

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM 26

ZESZYT 3

1975

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI]

Wiceprezesa

Prof. dr ROMAN S. INGARDEN
Prof. dr BOHDAN KARCZEWSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik

Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu

Doc. dr WITOLD GIRIAT
Prof. dr JERZY KOŁODZIEJCZAK
Prof. dr ADAM STRZAŁKOWSKI
Prof. dr PRZEMYSŁAW ZIELIŃSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr hab. EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)
Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (*Częstochowa*)
Doc. dr JERZY GRZYWACZ (*Gdańsk*)
Dr hab. ANDRZEJ ZASTAWNY (*Gliwice*)
Dr MAREK ZRAŁEK (*Katowice*)
Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (*Koszalin*)
Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ (*Kraków*)
Doc. dr hab. BOGDAN ADAMCZYK (*Lublin*)
Doc. dr JERZY JATCZAK (*Łódź*)
Doc. dr JAN MOCHNIAK (*Opole*)
Doc. dr hab. JERZY PIETRZAK (*Poznań*)
Doc. dr hab. MAREK RYTEL (*Rzeszów*)
Doc. dr WIKTOR NOWAK (*Szczecin*)
Doc. dr hab. STANISŁAW PRUSKI (*Toruń*)
Doc. dr hab. WACŁAW NAZAREWICZ (*Warszawa*)
Doc. dr hab. CECYLIA WESOŁOWSKA (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

ul. Hoża 69, 00-681 WARSZAWA

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 26, 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
1975

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski, czł. koresp. PAN
Członkowie — Władysław Kapuściński, Ludwik Natanson,
Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Przemysław Zieliński
Członkowie Redakcji — Barbara Wojtowicz, Zygmunt Ajduk

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

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

Nakład 2967 + 123 egz. Ark. wyd. 9,5. Ark. druk. 8 $\frac{1}{2}$.
Papier druk. sat. kl. III. 70×100, 80 g.
Oddano do składania w lutym 1975
Podpisano do druku w czerwcu 1975
Druk ukończono w czerwcu 1975
Zam. 177/75. Z-10. Cena 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 18

Ilya Prigogine

Wolny Uniwersytet Brukselski,
Bruksela i Centrum Mechaniki Statystycznej i Termodynamiki,
Uniwersytet Teksaski,
Austin

Gregoire Nicolis, Agnes Babloyantz

Wolny Uniwersytet Brukselski, Bruksela

Termodynamika ewolucji *

Thermodynamics of Evolution

Abstract: The functional order maintained within living systems seems to defy the Second Law; nonequilibrium thermodynamics describes how such systems come to terms with entropy. The ideas of nonequilibrium order and of the search for stability extend Darwin's concept back to the prebiotic stage by redefining the „fittest”.

1. Uporządkowanie funkcjonalne w układach żywych wydaje się przeczyć drugiej zasadzie; termodynamika nierównowagowa wyjaśnia ten paradoks

1.1. Wstęp

Problem fizykochemicznych podstaw porządku biologicznego intrygował całe pokolenia biologów i fizyków, wywołując w przeszłości gorące dyskusje. Powszecznie przyjmuje się, że obecny porządek odzwierciedla struktury powstałe podczas długiej ewolucji. Co więcej, utrzymanie porządku biologicznego we współcześnie żyjących organizmach wymaga olbrzymiej liczby reakcji syntezy i przemiany materii jak również istnienia złożonych mechanizmów kontroli szybkości i czasu przebiegu różnych procesów. Fakty te stawiają całe mnóstwo nowych problemów do zbadania. Po pierwsze mamy układy, które w wyniku spontanicznej ewolucji osiągnęły nadzwyczaj zorganizowane i złożone formy, po drugie przemiana materii, syntezy i regulacja poprzez reakcje chemiczne

* Artykuł, zamieszczony w „Physics Today” 25 (11), 23 i (12), 38 (1972), został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy. (Przyp. Red.).

i aktywny transport implikują bardzo niejednorodny rozkład materii wewnątrz komórki. Spójne zachowanie się jest istotną właściwością układów biologicznych (zob. tekst w ramach na str. 168).

Spójne zachowanie się, dysypacja i życie

Porządek biologiczny zwykle się wiąże z tworzeniem uporządkowanych struktur o niskiej entropii, takich jak makrocząsteczki, błony i komórki. Jednak równie ważne jest uporządkowanie funkcjonalne w komórkach, które zapewnione jest przez olbrzymią liczbę sprzężonych ze sobą procesów biochemicznych. Biologowie zajmujący się zagadnieniem rozwoju organizmów dziwili się zawsze, że procesy przemiany materii związane są ze sporą dysypacją energii. Na przykład (A. I. Zotin, R. S. Zotina, *J. Theor. Biol.* 17, 57 (1967)) szybkość produkcji ciepła w kurzych jajach, która z grubsza jest miarą produkcji entropii, wynosi w czwartym dniu rozwoju około 6 kcal/dzień/g, a w szesnastym dniu spada do ok. 1 kcal/dzień/g. Te dość duże liczby nasuwają pytanie, w jaki sposób żywe układy stały się zdolne do tak silnej dysypacji. Jedną z najważniejszych tez tego artykułu jest wykazanie, że wzrost dysypacji jest możliwy w układach nieliniowych w stanie dalekim od równowagi. Układy takie mogą podlegać serii niestabilnych przejść, które prowadzą do uporządkowania przestrzennego i do oszczędnej produkcji entropii.

Sprzeczne z tym jest powszechnie znane stwierdzenie, że ewolucja układu fizykochemicznego prowadzi do stanu równowagi o największym nieuporządkowaniu. Dla układu izolowanego, czyli nie wymieniającego energii i materii z otoczeniem, tendencję tę formułuje się przy użyciu funkcji makroskopowego stanu układu, zwanej entropią, w następujący sposób: entropia S wzrasta monotonicznie aż do osiągnięcia maksimum. Z tej słynnej drugiej zasady termodynamiki wynika, że w układzie izolowanym wykluczone jest utworzenie się uporządkowanych struktur.

Rozważmy z kolei układ w kontakcie z termostatem o temperaturze T . Stan układu opisuje się w tym wypadku inną funkcją, a mianowicie energią swobodną F zdefiniowaną przez

$$F = E - TS, \quad (1)$$

gdzie E jest energią wewnętrzną układu. W stanie równowagi F przyjmuje swą wartość minimalną. Prawdopodobieństwo P , że układ znajduje się w stanie o energii E_n , dane jest wzorem

$$P \sim \exp(-E_n/kT). \quad (2)$$

Z równań (1) i (2) wynika, że w niskich temperaturach obsadzone są tylko i najniższe stany (o małych E_n). Gdy T wzrasta, wkłady energii wewnętrznej

i entropii do energii swobodnej stają się porównywalne i stąd obsadzenia poziomów energetycznych wyrównują się. Widzimy więc, że w układzie nieizolowanym dla dostatecznie niskich temperatur istnieje możliwość utworzenia się struktur uporządkowanych, o niskiej entropii. Ta właśnie przyczyna uporządkowania odpowiada za pojawienie się takich struktur jak kryształy i za zjawiska przejść fazowych.

Niestety, nie wyjaśnia to powstawania struktur biologicznych. Prawdopodobieństwo, że w zwykłych temperaturach zgromadzi się makroskopowa liczba cząsteczek, która uformuje bardzo uporządkowane struktury i zapoczątkuje skoordynowane działania charakterystyczne dla żywych organizmów, jest zaniedbywalnie małe. Obraz spontanicznej genezy życia jest więc w swej obecnej postaci bardzo nieprawdopodobny, nawet w skali miliardów lat, podczas których zachodziła ewolucja prebiotyczna.

Z powyższej analizy wnioskujemy, że jeśli w próbach zrozumienia żywych układów używamy metod równowagowej mechaniki statystycznej i zwykłej termodynamiki, to nie da się usunąć jawnej sprzeczności pomiędzy porządkiem biologicznym a prawami fizyki — w szczególności drugą zasadą termodynamiki.

1. 2. Nierównowagowe układy otwarte

Poczynając od najprostszej komórki bakteryjnej, a kończąc na człowieku, organizmy żyją i rozmnażają się dzięki nieustannej wymianie energii i materii z otoczeniem. (Wirusy stanowią wyjątek od tej reguły. Wiadomo jednak, że wirusy mogą się replikować tylko wtedy, gdy zarażą komórkę, tzn. gdy staną się układami otwartymi.)

Z tego trywialnego stwierdzenia można wysnuć kilka mniej oczywistych, a ważnych wniosków. Już od dawna w pracach T. De Donder i grupy brukselskiej rozwijana była teoria termodynamiczna układów otwartych, czyli układów wymieniających energię i materię z otoczeniem (historia tej dziedziny omówiona jest w [1]). L. von Bertalanffy [2] i E. Schrödinger [3] podkreślali znaczenie otwartości układów biologicznych. Jeden spośród autorów tego artykułu sformułował [1] uogólnienie drugiej zasady, stosujące się zarówno do układów izolowanych, jak i otwartych. Istotnym faktem jest to, że nierówność Clausiusa-Carnota, dotycząca zmiany entropii w przedziale czasu dt , przyjmuje postać

$$dS = d_e S + d_i S, \quad d_i S \geq 0, \quad (3)$$

gdzie $d_e S$ oznacza dopływ entropii w wyniku oddziaływania z otoczeniem, zaś $d_i S$ jest produkcją entropii w wyniku nieodwracalnych procesów, zachodzących w układzie, np. dyfuzji, reakcji chemicznych, przewodzenia ciepła itd. W wypadku układu izolowanego $d_e S$ równe jest zero i równanie (3) redukuje się do

$$dS = d_i S \geq 0. \quad (4)$$

Tak więc układy otwarte różnią się od izolowanych tym, że we wzorze na zmianę entropii występuje człon $d_e S$ związany z wymianą energii i materii z otaczającym światem. Człon $d_i S$ nie ma określonego znaku. Może się więc zdarzyć, że podczas ewolucji układ osiągnie stan o niższej entropii niż w stanie początkowym (zob. tekst w ramkach na str. 170). Co więcej ten stan, choć bardzo nieprawdopodobny z punktu widzenia równania (2), może istnieć przez nieokreślone długi okres czasu, o ile układ osiągnie stan ustalony, w którym $dS = 0$, czyli

$$d_e S = -d_i S \leq 0. \quad (5)$$

Tak więc, przynajmniej w zasadzie, zapewniając dostateczny ujemny dopływ entropii do układu, możemy go utrzymać w stanie uporządkowanym. Z równania (5) wynika także, że ujemny dopływ entropii musi zachodzić w warunkach nierównowagi. W przeciwnym bowiem razie $d_i S$ (a stąd na mocy równania (5) także $d_e S$) znikałoby tożsamościowo. Prosty przykład [1] takiego nierównowagowego uporządkowania obserwuje się w dyfuzji termicznej w układzie z gradientem temperatury. Rozdzielenie się materii, następujące w wyniku dyfuzji, odpowiada zmniejszeniu entropii.

Więzy nierównowagowe nie są wcale rzadkie w układach biologicznych. Cała biosfera podlega gradientowi gęstości energii słonecznej. Na poziomie komórkowym produkty przemiany materii są albo usuwane do otoczenia, albo dyfundują wewnątrz komórki, by spełniać inne czynności. Z reguły zatem komórka lub łańcuch reakcji biologicznych zależą od gradientów potencjałów chemicznych różnych składników.

Argumentacja, którą tu przedstawiliśmy, oczywiście nie może dostatecznie rozwikłać problemu porządku biologicznego. Chciałoby się nie tylko pokazać, że druga zasada termodynamiki jest ogólnie spełniona ($d_i S \geq 0$), ale także wyjaśnić, jak może istnieć stan o niskiej entropii i dużej spójności. Dalszą część dyskusji poświęcimy właśnie temu zagadnieniu i przedstawimy pewne szczegóły wypracowanego przez nas w ostatnich latach podejścia do omawianego problemu.

Sprzężenie zwrotne w ewolucji

Jaki jest termodynamiczny sens ewolucji przedbiologicznej? Zasada Darwina o „przeżywaniu w wyniku doboru naturalnego osobników najlepiej przystosowanych” może mieć zastosowanie dopiero od momentu, w którym przedbiologiczna ewolucja doprowadziła do utworzenia się pewnych prymitywnych istot. Nowa zasada ewolucyjna, zaproponowana niedawno przez Manfreda Eigena, mogłaby w odniesieniu do ewolucji prebiotycznej zastąpić idee Darwina. Sprowadza się ona do optymalizacji wielkości określającej wierność lub jakość reprodukcji się makrocząsteczek. W tym artykule proponujemy alternatywny opis ewolucji przedbiologicznej. Podstawową ideą

równowagi, poza obszarem stabilności stanów opisywanych zwykłą termodynamiką, i to dla układów o szczególnych nieliniowych prawach kinetycznych. Tradycyjnie w termodynamice bada się pierwszy typ zachowań. Ostatnio jednak [4] opracowano uogólnienie termodynamiki procesów nieodwracalnych, umożliwiające dyskusję i innych zagadnień.

Najlepiej znanymi przykładami owej dwoistości w zachowaniu się układów są niestabilności rozpatrywane w dynamice płynów, np. pojawienie się przewodnictwa cieplnego w warstwie płynu podgrzanego od dołu. Dla pewnej krytycznej wartości zewnętrznych więzów (gradientu temperatury), tj. przy większym od krytycznego odchyleniu od równowagi, pojawia się niestabilność, prowadząca do spontanicznego powstania komórek konwekcyjnych. Poniżej progu niestabilności energii układu przejawia się w cieplnym nieuporządkowanym ruchu cząsteczek, natomiast powyżej tego progu częściowo także w energii ruchu makroskopowych komórek.

Niedawno H. Haken [5], w zupełnie innej dziedzinie, opracował efektowny przykład pojawienia się porządku w stanie dalekim od równowagi. Haken wykazał, że wytwarzanie światła spójnego w laserze można interpretować jako nierównowagowe przejście fazowe. Dopóki nie osiąga się niestabilności, mamy obszar niespójności. Powyżej zaś progu przejścia, odpowiadającego krytycznej wartości pola promieniowania, układ spontanicznie przechodzi w stan spójny.

Systematycznie przebadaliśmy zachowanie interesujących dla biologii nieliniowych układów chemicznych. Wydawałoby się, że układy te, będące w przeciwieństwie do omówionych w dwóch poprzednich przykładach czysto dysypatywnymi, powinny zawsze dążyć do stanu nieuporządkowanego. Nieoczekiwanie okazało się, że posiadają one wiele właściwości charakterystycznych dla niestabilności hydrodynamicznej. Stwierdzono ponadto, że kinetyka chemiczna dostarcza znacznie większej różnorodności nierównowagowych stanów ustalonych.

Otrzymane wyniki przestają być tak zadziwiające po uświadomieniu sobie, że w kinetyce chemicznej nieliniowość może powstać na praktycznie nieograniczoną ilość sposobów: poprzez autokatalizę, katalizę krzyżową, aktywację, inhibicję itd. Natomiast równania Naviera-Stokesa, opisujące dynamikę płynu, mają postać uniwersalną. Jeśli przekroczyć niestabilność, która pojawia się w pewnym krytycznym odchyleniu od równowagi, to układy chemiczne mogą spontanicznie stać się niejednorodne, o uporządkowanym w przestrzeni rozkładzie składników. W innych warunkach stężenia substancji chemicznych mogą wykazywać długotrwałe drgania. W pewnych układach można wreszcie obserwować wiele stanów ustalonych związanych z histerezą. (Przykłady przedyskutujemy w dalszej części artykułu).

We wszystkich tych zjawiskach pojawia się nowy mechanizm porządkujący, którego nie da się sprowadzić do reguły równowagowej (równanie (2)). Z przyczyn, które wyjaśnimy później, mechanizm ten będziemy nazywać porządkowaniem poprzez fluktuacje. Rozważane struktury tworzy nieustanny do-

wpływ energii i materii z otoczenia. Trwanie tych formacji wymaga krytycznego odchylenia od równowagi a więc od stanu najmniejszej dysypacji. Z uwagi na powyższe przyczyny nazwaliśmy je strukturami dysypatywnymi.

1.4. Modelowe układy dysypatywne

We wstępnej dyskusji układów modelowych, potwierdzających istnienie struktur dysypatywnych w kinetyce chemicznej, dogodnie jest posłużyć się opisem makroskopowym. Rozważmy mieszaninę n reagujących ze sobą substancji. Niech do układu tego mogą z zewnątrz dopływać związki chemiczne i wymieniać się z substancjami uczestniczącymi w reakcjach. Dla uproszczenia przyjmijmy układ izotermiczny w równowadze mechanicznej. Jeśli gradienty stężeń nie są zbyt duże, zjawisko dyfuzji można opisać prawem Ficka. Prawo to orzeka, że w procesie dyfuzji przepływ materii daje się przybliżyć wyrażeniem DVC , gdzie C jest stężeniem, a D współczynnikiem dyfuzji. Przyjmijmy wreszcie, że macierz współczynnika dyfuzji jest diagonalna. W takich warunkach chwilowy stan układu wyznaczony jest przez opisujące skład zmienne $\{x_i\}$, powiedzmy średnie ułamki molowe substancji lub ich średnie gęstości parcjalne, $i = 1, \dots, n$. Ewolucję tych zmiennych w czasie określają dobrze znane równania zachowania masy:

$$\frac{\partial x_i}{\partial t} = D_i \nabla^2 x_i + V_i(\{x_j\}). \quad (6)$$

Wyrazy źródłowe V_i opisują wpływ reakcji chemicznych. Przyjmijmy, że szybkości tych reakcji wyznaczone są przez prawo działania mas, wtedy $V_i(\{x_j\})$ będzie nieliniową (zwykle algebraiczną) funkcją x_j .

Równania (6) tworzą nieliniowy układ różniczkowych równań cząstkowych. Brak jest ogólnej teorii takich układów, i dlatego nasze tezy zilustrujemy rozpatrując szczególne modele.

Prace grupy brukselskiej nad termodynamiką procesów nieodwracalnych w układach otwartych doprowadziły przed rokiem 1950 do badań procesów nieliniowych (przegląd tych zagadnień można znaleźć w [4]). Już wówczas więc uzmysłowiliśmy sobie ważną rolę procesów autokatalizy dla zrozumienia porządku biologicznego [4], [7]. Wtedy też zwróciliśmy uwagę na znakomity artykuł A. N. Turinga [8], zawierający konstrukcję modelu chemicznego wykazującego niestabilności. Praca ta dotyczyła dosyć szczegółowego zagadnienia formowania się wzorów morfogenetycznych, toteż nie zauważyliśmy jej uprzednio. Rozpoczęta wtedy praca wskazała na powiązanie takiego typu zachowań z termodynamiką i możliwość zastosowań w biologii.

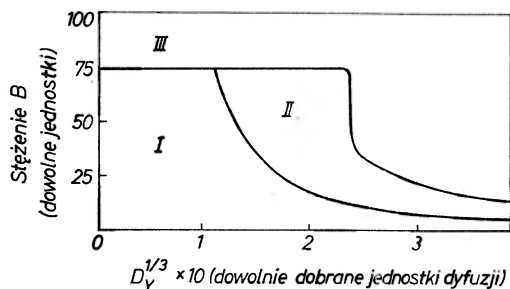
Podsumujemy tu pokrótce wyniki uzyskane z modelowego łańcucha reakcji chemicznych (szczegóły omówione są w [4] i [6]):



Zwróćmy uwagę na trzecią reakcję. Ta bowiem właśnie reakcja autokatalizy wprowadza nieliniowość w dużym stopniu odpowiedzialną za niezwykle zachowanie się układu.

a) W równowadze termodynamicznej czy też w pobliżu tego stanu, układ równań (7) ma jedno ustalone w czasie rozwiązanie, stabilne względem dowolnych zaburzeń.

b) Przypuśćmy, że układ znajduje się daleko od równowagi. Odchylenie od równowagi staje się znaczne w granicznym wypadku bardzo małych stężeń D i E w układzie. Przy niezależnych od czasu warunkach brzegowych, możemy mimo to zdefiniować stan ustalony, odpowiadający przedłużeniu zachowania podobnego do równowagowego. Zbiór tak zdefiniowanych stanów będziemy nazywać gałęzią termodynamiczną. Tym razem jednak, ze względu na nieliniowość i nierównowagowe więzy, z równań zachowania (6) wynika, że stany z tej gałęzi niekoniecznie są stabilne. W układzie realizują się różne sytuacje w zależności od rodzaju zaburzeń, jakim jest on poddany, oraz od wartości parametrów, takich jak A (stężenie A) i B , współczynniki dyfuzji D_A, D_B, D_X, D_Y . Ilustruje to nierównowagowy diagram fazowy na rysunku 1, gdzie dla uproszczenia przyjęto, że parametry A, D_A, D_X są stałe a D_B jest tak duże, że rozkład B pozostaje jednorodny.

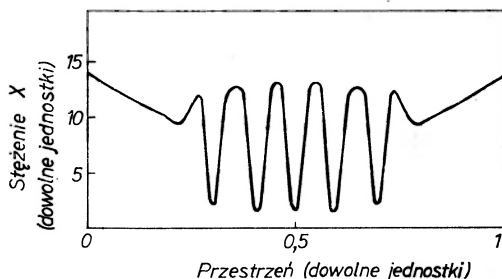


Rys. 1. Własności stabilności układu autokatalistycznego opisanego równaniami (7). Nierównowagowe stany ustalone przedstawione są tu w funkcji stężenia substancji B występującej w układzie i w zależności od współczynnika dyfuzji dla substancji Y. W obszarze I stany ustalone są stabilne względem fluktuacji składu mieszaniny. W obszarze II fluktuacje rosną monotonicznie (por. z rys. 2), a w III występują one jako wzmożone drgania. W obszarach II i III stany ustalone są niestabilne

c) W obszarze II diagramu gałęzi termodynamiczna staje się niestabilna względem zaburzeń składu chemicznego. Początkowe odchylenia od stanu ustalonego będą za progiem przejścia wzmacniane i w końcu układ osiągnie nowy stan ustalony, odpowiadający regularnemu rozkładowi przestrzennemu X i Y . Stan ten przedstawiono na rysunku 2. Tak więc po nierównowagowym przejściu, spontanicznie łamiącym początkową symetrię układu, powstaje przestrzenna struktura dysypatywna o niskiej entropii. Jej zachowanie się jest zupełnie inne niż dla układów na gałęzi termodynamicznej. Stan taki jest spójny, a ponadto, jak można wykazać, konfiguracja końcowa zależy do pewnego stopnia

od rodzaju początkowego zaburzenia. Ten prymitywny efekt pamięci powoduje, że struktury te potrafią magazynować informację nabytą w dalekiej przeszłości.

d) Dla $D_B \gg D_A \gg D_Y \simeq D_X$ gałąź termodynamiczna może z kolei stać się niestabilna. Tym razem jednak po obszarze niestabilności układ przechodzi do nowego stanu, który jest nie tylko przestrzennie niejednorodny, ale także periodyczny w czasie. W ciągu jednego okresu pojawiają się i rozchodzą w objętości



Rys. 2. Zlokalizowana ustalona struktura dysypatywna, pojawiająca się w obszarze II z rys. 1. Ten nowy stan ustalony został wyznaczony numerycznie i nie da się go uzyskać drogą ciągłej ekstrapolacji zachowania równowagowego. W obszarze III mogą się rozchodzić fale stężeń. A oto numeryczne wartości parametrów dla rysunków 1 i 2: $D_X = 1,05 \times 10^{-3}$, $D_Y = 5,25 \times 10^{-3}$, $D_A = 197 \times 10^{-3}$, $D_B \rightarrow \infty$. Pozostałe stałe kinetyczne równe są jedności. W rozważanym obszarze $B = 26,0$, $A = X = 14,0$, $Y = 18,6$

układu czoła fal stężenia: najpierw od środka, a następnie po odbiciu się od brzegów, do środka. Oprócz tego w każdym punkcie przestrzeni występują quasi-nieciągłe drgania stężeń w czasie. Ta przestrzenno-czasowa struktura dysypatywna stanowi prymitywny mechanizm transmisji informacji w postaci sygnałów chemicznych na makroskopową odległość.

e) Dla skończonych wartości D_A struktury omówione w punktach c) i d) są zlokalizowane wewnątrz objętości, w której zachodzą reakcje. Ich granice, okresy i inne właściwości są określone przez wartości parametrów A , B , D_X itd. niezależnie od warunków początkowych. Natomiast dla $D_A, D_B \rightarrow \infty$ struktury te dążą do zajęcia całej dostępnej objętości. W wypadku, gdy D_X, D_Y są bardzo duże (w porównaniu z szybkościami zachodzenia reakcji chemicznych), zależności przestrzenne w przypadku d) zanikają i w wyniku otrzymuje się układ, który po przekroczeniu niestabilności drga wszędzie z tą samą fazą. Amplituda i okres drgań określone są przez sam układ. Co więcej, ten ruch okresowy jest stabilny w tym sensie, że tłumione są wszystkie zaburzenia, wprowadzające w chwili początkowej odchylenia od tego stanu. Występowanie stanów zlokalizowanych i rozwiązań typu falowego, takich jak omówione w c) i d) stwarza wiele fascynujących problemów matematycznych związanych z istnieniem i stabilnością rozwiązań okresowych dla układów parabolicznych różniczkowych równań cząstkowych nieliniowych.

Oczywiście, występowanie niestabilności daleko od równowagi nie jest w kinetyce chemicznej zjawiskiem uniwersalnym. Spójne zachowanie się wymaga nałożenia na mechanizm reakcji bardzo szczególnych warunków, podczas gdy zasada dotycząca porządku równowagowego jest zawsze słuszna (dla sił o krótkim zasięgu). Jednak jeśli chcemy wyjaśnić różnorodność sytuacji obserwowanych w układach, znajdujących się daleko od równowagi, to z zadowoleniem przyjmujemy możliwości występujące w chemii.

1.5. Mechanizm niestabilności

W poprzednim paragrafie zwróciliśmy uwagę na rozmaite sytuacje, jakie mogą mieć miejsce w układach nieliniowych daleko od równowagi. Zobaczymy teraz, że mimo tej różnorodności istnieje ogólna teoria termodynamiczna mechanizmu, dzięki któremu układ przechodzi wskutek niestabilności gałęzi termodynamicznej do nowego obszaru.

W ramach naszego makroskopowego opisu problem niestabilności chcielibyśmy powiązać z termodynamicznymi własnościami układów, takimi jak entropia, produkcja entropii itd. Rozważmy jeszcze raz równanie (3) na dS . Człon $d_i S/dt$ można dokładnie obliczyć w wypadku układów, dla których dopuszczalny jest opis makroskopowy przy ograniczonej liczbie lokalnych zmiennych. (Z mikroskopowego punktu widzenia warunek ten oznacza, że lokalnie funkcja rozkładu pędu nie powinna zbyt różnić się od funkcji Maxwella.) Zauważmy, że ograniczenie to jest zgodne z dużymi odchyleniami od równowagi chemicznej. Otrzymujemy wtedy

$$P \equiv \frac{d_i S}{dt} = \sum_e I_e X_e \geq 0, \quad (8)$$

gdzie I_e są szybkościami zachodzenia procesów nieodwracalnych (prędkościami reakcji chemicznych, dyfuzją, strumieniem ciepła itd.), X_e zaś odpowiednimi siłami (takimi jak różnice potencjałów chemicznych i gradienty temperatury). Powyższa forma biliniowa wyraża produkcję entropii tylko przez wielkości makroskopowe o bezpośrednim znaczeniu fizycznym, takie jak strumienie i siły.

W pobliżu równowagi równanie (8) staje się kwadratowe w X_e . Jeden z autorów tego artykułu [1], [4] wykazał w tej granicy, że dla układu poddanego niezależnym od czasu warunkom brzegowym

$$\frac{dP}{dt} \leq 0. \quad (9)$$

Ze związku (9) wynika minimalna produkcja entropii w stanie ustalonym i stabilność tego stanu. Dowód oparty jest na wyniku z klasycznej analizy, znanym jako twierdzenie Lapunowa. Twierdzenie to pozwala wykazać stabilność, jeśli tylko można skonstruować pewną określoną funkcję (funkcję Lapunowa), której zmiana w czasie jest również określona i ma przeciwny znak. Wynik po-

wyższy zgadza się z analizą układów modelowych dyskutowanych w poprzednim paragrafie.

Nierówność (9) załamuje się dla stanów dalekich od równowagi termodynamicznej. Wciąż jednak można uzyskać ogólną nierówność w tym obszarze, jeśli na mocy równania (8) rozłożyć dP na dwie części:

$$\frac{dP}{dt} = \sum_e X_e \left(\frac{dI_e}{dt} \right) + \sum_e I_e \left(\frac{dX_e}{dt} \right) = \frac{d_I P}{dt} + \frac{d_X P}{dt}. \quad (10)$$

W ten jawny sposób wprowadziliśmy wkłady do zmiany P od zmiany strumieni i zmiany sił. Możemy teraz wykazać, że dla całego obszaru, w którym równanie (8) jest słuszne i przy założeniu, że warunki brzegowe nie zależą od czasu,

$$\frac{d_X P}{dt} \leq 0. \quad (11)$$

Nierówność powyższa stanowi uogólnienie właściwości produkowania minimalnej entropii na nieliniowy obszar procesów nieodwracalnych. W przeciwieństwie jednak do związku (9), z nierówności (11) nie wynika stabilność stanu ustalonego głównie dlatego, że $d_X P$ nie jest w ogólnym wypadku różniczką funkcji stanu. Zamiast tego wykorzystujemy nierówność (11) do uzyskania warunku stabilności takich stanów i okazuje się, że stabilność można zapewnić zawsze, gdy

$$\sum_e \delta I_e \delta X_e \geq 0. \quad (12)$$

Wielkości δI_e i δX_e oznaczają tu wariacje strumieni i sił przy odejściu stanu układu od obszaru odniesienia (tj. od stanu ustalonego). Dowód nierówności (12) wymaga założenia, że układ pozostaje w równowadze mechanicznej. Związek (12) stanowi uniwersalne kryterium stabilności stanów nierównowagowych. Można pokazać, że w otoczeniu stanu równowagi powyższa nierówność jest zawsze spełniona. Jest ona słuszna także wtedy, gdy nie występują procesy sprzężenia zwrotnego typu autokatalizy. Można również w oparciu o twierdzenie Lapunowa sformułować alternatywne kryterium stabilności. Rozważmy entropię S jako funkcję stanu nierównowagowego. Niech S_0 oznacza wartość tej funkcji w stanie odniesienia, którego stabilność badamy. Rozwińmy S wokół S_0 :

$$S = S_0 + \delta S + \delta^2 S / 2 + \dots$$

Dla obszaru stosowalności związku (8) można pokazać [4], że forma kwadratowa $\delta^2 S$ spełnia nierówność

$$\frac{1}{2} \delta^2 S \leq 0. \quad (13a)$$

Z drugiej zaś strony w równowadze mechanicznej zachodzi równość

$$\frac{d}{dt} \frac{1}{2} \delta^2 S = \sum_e \delta I_e \delta X_e. \quad (13b)$$

Zgodnie więc z twierdzeniem Lapunowa, stan odniesienia jest stabilny, gdy spełniona jest nierówność (12) czyli gdy $\delta^2 S/2$ wzrasta w czasie.

1.6. Porządkowanie przez fluktuacje

Dotychczas wiązaliśmy stabilność z odchyleniami (spowodowanymi na przykład przez zewnętrzne zaburzenia) od stanu odniesienia. Ostatnie badania [9] umożliwiają znacznie głębszy wgląd w to zagadnienie. Okazało się bowiem, że w całym obszarze stosowalności związku (8) wariacja entropii $\delta^2 S$ określa jednocześnie prawdopodobieństwo wystąpienia małych fluktuacji wokół stanu odniesienia:

$$P \sim \exp\left(\frac{\delta^2 S}{2k}\right). \quad (14)$$

Wyrażenie to uogólnia na sytuacje nierównowagowe słynny einsteinowski wzór opisujący rozkład małych fluktuacji wokół stanu równowagi. Fluktuacje, czyli spontaniczne odchylenia od pewnego średniego stanu, są uniwersalnymi zjawiskami o pochodzeniu molekularnym i zawsze występują w układach o wielu stopniach swobody. Tak więc układ, znajdujący się średnio w stanie bliskim progowi przejścia, lecz jeszcze poniżej niego, ze względu na istnienie fluktuacji ma zawsze różne od zera prawdopodobieństwo osiągnięcia obszaru niestabilności. Gdy się to już zdarzy, pewne rodzaje fluktuacji będą potęgowane, aż wprowadzą układ w nowy obszar. We wspomnianym problemie niestabilności termicznej fluktuacje te tworzyłyby małe prądy konwekcyjne, które byłyby tłumione poniżej punktu przejścia, ale po przekroczeniu niestabilności spowodowałyby powstanie makroskopowych prądów.

We wszystkich tych sytuacjach pojawia się nowe źródło porządkowania, sprowadzające się do wzmacniania fluktuacji i ostatecznego ich ustabilizowania przez dopływ materii i energii z otoczenia. Źródło to możemy nazwać „porządkowaniem poprzez fluktuacje”.

Należy jeszcze omówić dodatkowy ważny element: tworzenie się fluktuacji danego typu jest procesem od podstaw stochastycznym. Jeżeli układ może ją stłumić, to reakcja układu na tę fluktuację jest procesem deterministycznym, spełniającym prawa makroskopowe. Natomiast w obszarze formowania się nowej struktury fluktuacje są wzmacniane i powodują przejście średnich wartości do nowego zakresu. W obszarze tym załamuje się więc opis makroskopowy, posługujący się wartościami średnimi. Ewolucja nabiera wtedy istotnie statystycznych właściwości.

Mamy więc następujący obraz układu, ewoluującego poprzez niestabilności: w otoczeniu obszaru stabilnego ewolucja jest w zasadzie deterministyczna w tym sensie, że tłumione są wciąż to pojawiające się fluktuacje. Jednak w pobliżu progowi przejścia ewolucja staje się procesem stochastycznym w tym znaczeniu, że jej stan końcowy zależy od prawdopodobieństwa utworzenia fluktuacji danego typu. Jeżeli tylko prawdopodobieństwo to jest znaczne, to oczy-

wiecie układ w końcu osiągnie przy zadanych warunkach brzegowych jednoznacznie określony (pomijając małe fluktuacje) stan stabilny. Stan ten stanie się z kolei punktem wyjścia dla dalszej ewolucji.

1.7. Wybrane przykłady biologiczne

Struktury dysypatywne udało się wytworzyć laboratoryjnie, stosując reakcję utleniania związków organicznych [10]. Niedawno D. Thomas [11] wykazał, że jeśli wewnątrz sztucznej błony umieścić przestrzennie jednorodną mieszaninę dwóch rodzajów enzymów, to może tam spontanicznie powstać niejednorodny rozkład pH. Najbardziej nas jednak interesuje przydatność naszkicowanej w poprzednich paragrafach teorii w wytłumaczeniu zjawisk biologicznych. Dogodnie jest przedyskutować oddzielnie dwa typy problemów:

Czy można wyjaśnić funkcjonalne uporządkowanie, istniejące w układach żywych? Zagadnienie to dotyczy fizykochemicznych podstaw utrzymywania się życia.

Jak z bezwładnej prebiotycznej mieszaniny prostych cząsteczek powstały struktury obserwowane w żywych organizmach (kwasy nukleinowe, białka, komórki)? Jest to problem ewolucji prebiotycznej czyli pochodzenia życia.

Przedyskutujemy pokrótce pierwsze zagadnienie, odkładając na razie problem ewolucji. W ramach naszej teorii można analizować cały szereg typowych zjawisk, a mianowicie procesy regulacji, układy wzbudzające się, skupianie się komórek.

Dobrze wiemy, że w komórkach istnieją złożone mechanizmy kontroli, zapewniające zachodzenie reakcji chemicznych z właściwą szybkością i we właściwym czasie. Pierwszy rodzaj mechanizmu kontroli zapewnia brak nadmiernej syntezy i dostateczną ilość drobnych metabolitów, np. bogatych w energię cząsteczek, takich jak ATP (adezynotrójfosforan). Mechanizm taki pracuje zwykle w ten sposób, że wpływa na szybkość działania szczególnego białka (enzymu), które katalizuje jeden etap reakcji. Jednym z najlepiej zbadanych z tego punktu widzenia łańcuchów reakcji biochemicznych jest glikoliza — proces niezmiernie ważny w bilansie energetycznym komórki. Jak wynika z doświadczeń, stężenia uczestniczących w tym procesie związków chemicznych wykonują w czasie nietłumione drgania o dokładnie powtarzających się okresach i amplitudach. Z drugiej strony, na podstawie informacji o reakcjach składowych, można zbudować matematyczne modele glikolizy [12, 13]. Ze szczegółowej analizy równań na szybkość reakcji wynika, że zachowanie obserwowane doświadczalnie można ilościowo zinterpretować jako drgania powstające po przejściu niestabilności niezależnego od czasu rozwiązania z gałęzi termodynamicznej. Innymi słowy glikoliza jest czasową strukturą dysypatywną. Oczekuje się, że wynik ten można uogólnić na cały szereg procesów regulacji przy przemianie materii.

Drugi rodzaj mechanizmu kontroli polega na wpływaniu na szybkość syntezy różnych cząsteczek białek, które istnieją w komórce. Zazwyczaj mechanizm

taki dotyczy grupy cząsteczek enzymów. François Jacob i Jacques Monod zaproponowali kilka pomysłowych modeli: albo produkty metabolicznej akcji enzymów działają na materiał genetyczny zahamowując syntezę, albo też pojawiające się w środowisku początkowe metabolity włączają działanie części materiału genetycznego. I dla tego procesu można skonstruować modele matematyczne [14, 15]. W wyniku analizy równań kinetycznych okazuje się, że obszary aktywowany i nieaktywowany należą do dwóch różnych gałęzi rozwiązań, które w pewnych warunkach rozdzielone są niestabilnością.

Szereg życiowych procesów biologicznych, w szczególności funkcjonowanie układu nerwowego, opiera się na zdolności pewnych błon komórkowych do nagłego przejścia ze stanu spoczynkowego o niskiej przepuszczalności jonów do stanu wzbudzonego o dużej przepuszczalności. W stanie spoczynkowym po obu stronach błony utrzymują się różne gęstości ładunków jonowych. Błona jest wtedy spolaryzowana. W stanie wzbudzonym różnica gęstości ładunków zmniejsza się w prawie nieciągły sposób (jest to przejście typu „wszystko lub nic”). Taką depolaryzację można ilościowo uważać za przejście, pojawiające się po niestabilności stanu spolaryzowanego i należące do gałęzi „nietermodynamicznej”. Więzami powodującymi utrzymywanie się układu daleko od równowagi jest tutaj różnica gęstości ładunku po obu stronach błony.

Niektóre jednokomórkowe organizmy tworzą rodzaj organizacji w postaci pojedynczych komórek stowarzyszonych w kolonie. W koloniach tych obserwuje się prymitywne formy zróżnicowania między komórkami. Do najlepiej zbadanych rodzin tego typu należą śluzowce. Ich grupowanie się powoduje cykliczny AMP (adenozynomonofosforan), który może być wydzielany przez komórki. Zapoczątkowanie stowarzyszenia się w kolonię można uważać za niestabilność jednorodnego rozkładu pojedynczych komórek (odpowiadającego brakowi skupień) [17], która znowu należy do gałęzi termodynamicznej. Można się spodziewać, że zjawiska skupiania się dostarczą cennych wskazówek co do rozwoju wyższych organizmów. Wówczas interpretacja w kategoriach struktur dysypatywnych stanowiłaby bardzo potrzebne ogniwo łączące wszystkie te nadzwyczaj urozmaicone i złożone procesy.

2. Uporządkowanie nierównowagowe i dążenie do stabilności rozszerzają ideę Darwina na okres prebiotyczny przez przededefiniowanie „przystosowania”

2.1. Wstęp

Pokazaliśmy, że ukształtowanie i utrzymanie się samoorganizujących się układów jest zgodne z prawami chemii fizycznej. Pogląd ten należy teraz skonfrontować z zasadniczym problemem biologii: jak powstały układy biologiczne?

Współczesna teoria ewolucji jest subtelnym połączeniem oryginalnych poglądów Darwina i wyników osiągniętych w biologii molekularnej od roku 1952. Uważa się, że przyczyną ewolucji są przypadkowe mutacje wynikłe z błędów w replikowaniu materiału genetycznego. W świetle złożoności procesów bio-

chemicznych błędy są nieuniknione. Oczywiście, w wypadku braku dalszych więzów błędy przenoszą się w nieokreślony sposób i nie mogłyby prowadzić do żadnego dobrze określonego wyniku. Podstawowym odkryciem Darwina było zrozumienie, że dobór naturalny kieruje mechanizmem, dzięki któremu organizmy mogą przeżyć, mnożyć się i stawać się bardziej złożonymi. Mechanizm ten zacznie działać, skoro tylko otoczenie nie będzie mogło poprzeć pewnej populacji, przekraczającej rozmiar krytyczny. Wybierze on te gatunki czy genotypy, które dają największą liczbę potomstwa przy istniejących warunkach zewnętrznych. W ten sposób dobór naturalny zapobiega nagromadzeniu się pomyłek i jednocześnie pozwala dokonywać ulepszeń (poprzez mutacje).

Podany obraz doboru drogą „przeżywania osobników najlepiej przystosowanych” implikuje już istnienie samoutrzymujących się i samoreprodukujących się układów. Ściśle rozumując nie jest to więc teoria pochodzenia życia. Ten kluczowy problem można sformułować w postaci następujących kolejnych zagadnień:

Powszechnie uznaje się, że w prymitywnych ziemskich warunkach (przyuszczalnie przed trzema lub czterema miliardami lat) mogła ze znaczną szybkością zachodzić synteza drobnych związków organicznych, takich jak kwasy, zasady, cukry itd.

Cząsteczki te muszą połączyć się w polimery, wykazujące nowy rodzaj aktywności. Stężenie tych polimerów byłoby w warunkach prebiotycznych bardzo małe. Musiał więc działać jakiś mechanizm zagęszczający tę rozrzedzoną mieszaninę w wyróżnionych miejscach. Te dwa problemy omówimy w następnym paragrafie.

Trzecie zagadnienie jest najistotniejsze: czy można wyobrazić sobie taki rodzaj przymusu doboru, zgodny z oddziaływaniami pomiędzy owymi aktywnymi polimerami, który prowadziłby układ w kierunku większej złożoności i organizacji? Mała jest szansa, by pomógł nam tu bardzo dogmat o „przeżywaniu najlepiej przystosowanych” rozumiany w kontekście maksymalnego potomstwa. Było konieczne na długo przed tym, aby układ zebrał z poprzednich doświadczeń informacje w postaci pewnego prymitywnego kodu genetycznego. Jakie zwyciężyły reguły formowania się tego kodu, którego istnienie jest teraz w biologii dobrze ustalonym faktem? Problem ten przedyskutujemy szczegółowo w dalszych paragrafach.

2.2. Prebiotyczne tworzenie się polimerów

Najpowszechniejszym mechanizmem tworzenia się polimerów jest wydłużanie się liniowego łańcucha. Energia swobodna wiązania monomerów, wchodzących w skład rzeczywistych biopolimerów, jest jednak taka, że wydajność takiego procesu byłaby nadzwyczaj niska. W związku z tym należy przyjąć, że biopolimer o bezpośrednim znaczeniu ewolucyjnym musi brać udział w takim cyklu autokatalizy, który zwiększa szybkość syntezy odpowiednich polimerów. Można wyobrazić sobie w zasadzie, trzy typy cykli autokatalizy:

polipeptyd—polipeptyd; polinukleotyd—polinukleotyd; polinukleotyd—polipeptyd. Okazuje się, że pierwszy typ jest zupełnie nieprawdopodobny [18]. Omówimy pokrótce drugą możliwość.

Wiadomo, że polinukleotyd ma szkielet zbudowany z reszt kwasu fosforowego i cząsteczek cukru. Do każdej z cząsteczek cukru dołączona jest jedna z czterech zasad: adenina (A), guanina (G), cytozyna (C) i albo tymina (T), albo uracyl (U). Jak wynika z doświadczeń, monomery A lub G w średnio stężonych roztworach wodnych w wyniku oddziaływania warstwowego tworzą luźno połączone skupienia o różnych rozmiarach [19]. Co więcej A wiąże się z poli-U (kwas poliurydylowy) drogą pewnego współdziałania. Wreszcie tworzenie małych polimerów kwasu adenilowego z monomerów zachodzi łatwiej w obecności poli-U [20]. Skupienia A najwyraźniej zagęszczają się na powierzchni poli-U, dając tzw. „uzupełniający” polinukleotyd zgodnie z klasycznymi już regułami Watsona i Cricka. Reguły te dotyczą sposobu formowania się par zasad, a mianowicie A znacznie chętniej wiąże się z U lub T, G zaś z C. Zwykle mówi się, że poli-U stanowi „matrycę” dla syntezy poli-A.

Na podstawie powyższych faktów doświadczalnych skonstruowano model matematyczny dla polimeryzacji polinukleotydów [21]. Model uwzględnia dwa konkurujące sposoby polimeryzacji: pierwszy z nich to wydłużanie się liniowego łańcucha, drugi to polimeryzacja na matrycy. Założono, że do układu może dopływać z otoczenia strumień monomerów. Równania kinetyczne dla tego modelu zostały zbadane numerycznie. Przyjęto przy tym wiarogodne wartości stałych szybkości reakcji. A oto podsumowanie otrzymanych wyników:

W otoczeniu równowagi termodynamicznej oba sposoby nie wpływają na siebie nawzajem. Układ osiąga stabilny stan ustalony o małym stosunku polimerów do monomerów.

Jeśli przez dodanie monomerów zwiększyć odchylenie od równowagi, to decydująca stanie się kooperacyjna polimeryzacja na matrycach. Następuje ostry wzrost stężenia polimerów, który dla pewnych wartości stałych szybkości reakcji połączony jest z niestabilnością stanu o niskim stężeniu (polimerów), należącym do gałęzi termodynamicznej. Model ten przedyskutujemy jeszcze w związku z ewolucją przez błędne kopiowanie.

Powyższy przykład sugeruje, że niestabilności dysypatywne i nielinowość kinetyki mogły być ważne w procesie wydajnego kształtowania się polimerów w warunkach prebiotycznych. Szczególnie interesująca jest możliwość wystąpienia wzrostu stężenia polimerów jako reakcji na małe zmiany dopływu monomerów. Jeśli teraz przyjąć, że polimery mogą się tworzyć ze znaczną szybkością, to należy z kolei zapytać, czy istnieje mechanizm zdolny do skupienia tych cząsteczek? W warunkach prebiotycznych byłyby one przecież bardzo rozproszone. Niedawno A. Katchalsky zwrócił uwagę, że istotną rolę mogą tu odgrywać nieorganiczne powierzchnie katalizujące, na których monomery (w rozważanym wypadku aminokwasy) mogą się zagęszczać i utworzyć polimery o zupełnie dużej masie cząsteczkowej [22]. Z jego analizy wynika, że zwiększenie się stężenia polimerów może być skutkiem skomplikowanego wza-

jennego oddziaływania pomiędzy dyfuzją, a reakcjami (powierzchniowymi), oddziaływania, które powoduje powstanie struktury dysypatywnej. Wyniki równań (6) przywodzą na myśl alternatywną odpowiedź: możliwość utworzenia — w ograniczonym obszarze przestrzeni — znacznie większych stężeń niż w mieszaninie jednorodnej stanowi ogólny mechanizm powstania i utrzymywania się nowych konfiguracji. Prawdopodobieństwo zajścia pewnych ważnych reakcji rośnie wtedy bardzo i układ może zacząć dalej ewoluować.

2.3. Eigen o ewolucji biopolimerów

Z kolejnym etapem ewolucji związana jest kwestia zachowania się układu oddziałujących ze sobą biopolimerów. Niedawno M. Eigen [23] przedstawił pierwsze, rzeczywiście ilościowe, studia nad tym zagadnieniem. W sformułowaniu problemu zakłada się przede wszystkim istnienie pewnego mechanizmu (np. naszkicowanego w poprzednim paragrafie) zdolnego wyprodukować po-każne liczby polimerów o następujących własnościach:

W warunkach utrzymywania skończonego dopływu energii i materii (związanego np. z doprowadzaniem monomerów) substancje te mogą podlegać przemianie materii w sensie występowania przekształceń chemicznych prowadzących od materiału wysoko- do niskoenergetycznego.

Substancje te mają pewne własności autokatalityczne wynikłe z procesu polimeryzacji na matrycy. W szczególności wypadkowa szybkość produkcji składnika i jest proporcjonalna do jego stężenia.

Samowytwarzanie się (lub replikowanie) substancji i nie jest pozbawione błędów. Istnieje więc pewne prawdopodobieństwo wyprodukowania z polimeru i innych polimerów j ($i \neq j = 1, \dots, n$).

Z powyższych założeń wynika, że zmiana w czasie stężeń X_i spełnia równania

$$\frac{dX_i}{dt} = \left(A_i Q_i - D_i \right) X_i + \sum_{j \neq i}^n \varphi_{ij} X_j, \quad (15)$$

gdzie i przebiega wartości od 1 do n . Zakłada się, że układ pozostaje przestrzennie jednorodny. A_i oznacza szybkość tworzenia się substancji na matrycy właściwej dla i , zaś D_i reprezentuje szybkość rozkładu substancji i . Czynniki Q_i mierzy jakoś procesu kopiowania czyli zdolność do wiernej replikacji i oczywiście $0 \leq Q_i \leq 1$. Wreszcie φ_{ij} oznacza szybkość spontanicznego produkowania polimeru i w wyniku błędów w replikacji polimerów j . Pomiędzy Q_i oraz φ_{ij} zachodzi oczywisty związek

$$\sum_i A_i (1 - Q_i) X_i = \sum_{j \neq i} \varphi_{ij} X_j. \quad (16)$$

Należy teraz określić więzy nałożone na układ (15). Oprócz nierównowagowych warunków związanych z dopływem monomerów do układu, trzeba jeszcze na-

łożyć więzy, implikujące pewien rodzaj selekcji. Jednym z takich ograniczeń zaproponowanych przez Eigena jest warunek zachowania

$$\sum_i X_i = \text{const.} \quad (17)$$

Jasne jest, że warunek ten może prowadzić do selekcji. Każdy wzrost stężenia składnika i musi bowiem powodować zmniejszenie stężeń pozostałych substancji.

Ze związków (17) i (16) otrzymujemy warunek

$$\sum_i (A_i - D_i) X_i = 0. \quad (18)$$

Równanie (15) można teraz przekształcić tak, by wbudowane w nie już zostały warunki (16), (17), (18). Definiując przewagę produktywności

$$E_i \equiv A_i - D_i, \quad (19a)$$

średnią produktywność

$$\langle E \rangle \equiv \frac{\sum_k E_k X_k}{\sum_k X_k} \quad (19b)$$

i wartość doboru

$$W_i^0 \equiv A_i Q_i - D_i, \quad (19c)$$

otrzymujemy

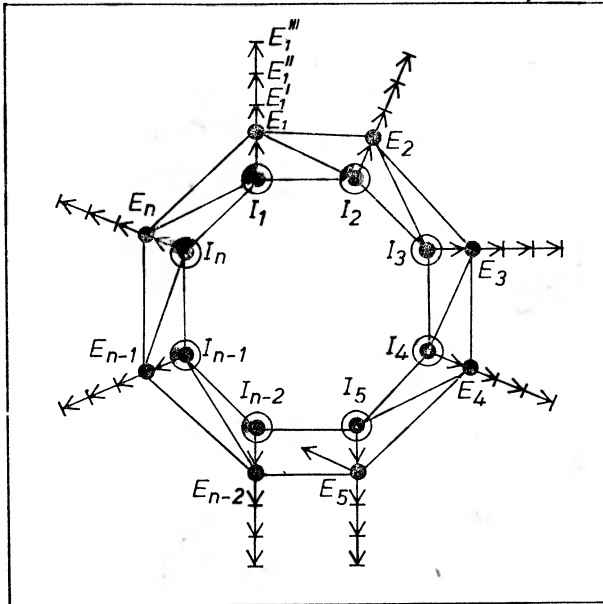
$$\frac{dX_i}{dt} = \left(W_i^0 - \langle E \rangle \right) X_i + \sum_{j \neq i} \varphi_{ij} X_j. \quad (20)$$

Równania te można teraz zastosować do zanalizowania informacji o reakcjach biopolimerów, które prawdopodobnie były obecne w mieszaninie prebiotycznej, a więc łańcuchów białek i kwasów nukleinowych. Po gruntownym zbadaniu dostępnych danych o stałych szybkości reakcji dla pewnych kombinacji nukleotydu—nukleotydu, nukleotydu—peptydu, peptydu—peptydu Eigen dochodzi do wniosku, że warunkiem koniecznym samoorganizowania się jest obecność kwasów nukleinowych, bowiem są one zdolne do przyjęcia roli matrycy. Kwasom nukleinowym potrzebny jest jednak czynnik katalityczny, który sprzęga różne mechanizmy kopiowania. Czynnikiem tym może być obecność łańcuchów białkowych. W ten sposób ze względu na wewnętrzną nieliniowość sprzężenia białko—matryca, błąd odpowiadający „faworyzowanej” mutacji może się bardzo skutecznie szerzyć.

2.4. Ewolucja poprzez hipercykle

Eigen skonstruował modele układów tego typu [24]. Rysunek 3 przedstawia właśnie taki „samoreprodukujący się hipercykl katalityczny” (zgodnie z jego terminologią). Polinukleotydy I_i mogą się odtwarzać, przy czym reakcja ta

zachodzi szybciej w obecności katalizatora, którym jest poprzedzający je łańcuch polipeptydowy E_{i-1} . Co więcej polinukleotydy I_i dostarczają informacji potrzebnych dla syntezy polipeptydowego łańcucha E_i . Zakłada się, że cały hipercykl jest zamknięty, tzn. końcowy enzym E_n sprzęga się z powrotem z I_1 . Taki układ wykazuje własności autokatalicznego rozwoju. Z analizy numerycznej [24] równań kinetycznych wynika, że w zależności od liczby n elementów hipercyklu, I_i i E_i mogą gwałtownie rosnać (dla małych n) lub oscylować w czasie (dla dużych n).



Rys. 3. Przykład n -członowego samoreprodukującego się hipercyklu katalitycznego, opracowany przez M. Eigena [23]. Polinukleotydy I są „nośnikami informacji”, które potrafią się odtworzać. Ponadto polipeptydy E służą jako katalizatory w produkcji polinukleotydów (E_{i-1} katalizuje wytwarzanie I_i), a I_i dostarcza informacji dla syntezy E_i . Hipercykl jest zamknięty, tzn. E_n katalizuje produkcję I_1 . Takie układy autokatalityczne mogą być uprzywilejowane podczas ewolucji

Wyobraźmy sobie teraz, że na skutek błędów w hipercyklu z rysunku 3 pojawiają się gałęzie boczne. Z uwagi na warunek zachowania (równanie (17)) nowe hipercykle będą rywalizować z wyjściowym. W pewnych warunkach współzawodnictwo takie może doprowadzić do wyboru, który ze względu na nieliniowość będzie bardzo ostry. Stąd spośród wielu rywalizujących układów tylko jeden przetrwa w znacznej ilości. W przykładach omówionych w [24] układ, który przetrwa, charakteryzuje się największą „funkcją wartości” (definicja (19)). Sugeruje to pociągający wniosek, że kod oraz symetria w stereospecyficznym konfiguracjach makrocząsteczek muszą być uniwersalne.

Jak do tej pory ewolucję i dobór formułowaliśmy jako problem współzawodnictwa pomiędzy istniejącymi już hipercyklami. Eigen wskazał, że w rzeczywistości współzawodnictwo to ma dwa aspekty:

Z jednej strony wyraz opisujący błędy, $\sum_{j \neq i} \varphi_{ij} X_j$ w równaniu (20), i odpowiedzialny więc za pojawienie się gałęzi bocznych, jest istotnie stochastyczny. Z drugiej zaś strony od momentu zrealizowania się danego rozkładu błędów (błędy można uważać za nowy rodzaj fluktuacji) ewolucja stanie się procesem nieuchronnym, którego przebieg będą opisywały deterministyczne równania (20).

Pod względem jakościowym obraz ten przypomina nasze poprzednie uwagi o ewolucji jako procesie stochastycznym.

Układ zareaguje na błąd i będzie ewoluował dalej tylko wtedy, gdy stan początkowy nie jest wystarczająco stabilny. Można by się więc spodziewać, że ewolucja będzie musiała prowadzić układ do stanu o największej stabilności względem swych własnych błędów (czy fluktuacji). Dążenie do optymalnej stabilności powinno więc zastąpić stare prawo o „przeżywaniu najlepiej przystosowanych”. Stanem końcowym będzie układ, posiadający środki do minimalizowania błędów. Można uważać, że mechanizm taki jest prekursorem kodu genetycznego.

W oryginalnej pracy Eigena problem stabilności względem fluktuacji, odpowiadających błędnym kopiom, nie został sformułowany ilościowo (wkrótce zanalizujemy to zagadnienie w duchu teorii naszkicowanej przez nas w pierwszym rozdziale). Eigen wykazuje jednak, że dla pewnych klas układów ewolucja poprzez rywalizowanie hipercyklów prowadzi do najkorzystniejszej średniej produktywności, a stąd do zwiększenia czynnika jakości, czyli mówiąc inaczej do zwiększenia wartości doboru W_i^0 (definicja (19)). Mimo sympatycznych własności tego wyniku, sądzimy, że nikła jest szansa, by ewolucję można było ściśle scharakteryzować przez zasadę wariacyjną. Dla nieliniowych układów różniczkowych o wielu zmiennych średnia produktywność $\langle E \rangle$ jest bardzo skomplikowaną funkcją stanu układu. Konieczność wzrostu $\langle E \rangle$ w czasie ewolucji zupełnie nie jest więc oczywista, tym bardziej, że X_i nie muszą się zmieniać monotonicznie w czasie.

2.6. Stabilność a ewolucja

Problem ewolucji można sformułować, wychodząc z teorii stabilności [25]. Szczególnie interesujące jest podanie termodynamicznego kryterium dla stabilności i ewolucji (zob. tekst w ramach na str. 170). Odłóżmy na razie dyskusję modeli i przeprowadźmy możliwie ogólne rozumowanie.

Rozważmy zbiór n oddziałujących ze sobą substancji chemicznych X_i ($i = 1, \dots, n$) i założmy możliwość względnie obfitego wystąpienia X -ów. Ewolucję w czasie zbioru X_i opisują chemiczne równania kinetyczne

$$\frac{dX_i}{dt} = F_i^e(X_1, \dots, X_n) + \langle F_i \rangle(X_1, \dots, X_n) \quad (21)$$

gdzie X_i jest miarą stężenia składnika X_i . Wyraz F_i^e opisuje dopływ materii (np. monomerów) z otoczenia, a $\langle F_i \rangle$ reakcje wewnątrz układu. Zakładamy stałość F_i^e w całym układzie. Układ ma pozostawać przestrzennie jednorodny.

Przyjmujemy, że równanie (21) ma przynajmniej jedno asymptotycznie stabilne rozwiązanie ustalone. Wynika z tego, że wszystkie n pierwiastków równania charakterystycznego dla układu (21) mają ujemną część rzeczywistą [26].

Przypuśćmy teraz, że w wyniku przypadkowych fluktuacji z X_i utworzyły się „błędne kopie”, które nazwiemy Y_j ($j = 1, \dots, m$). Rząd układu równań różniczkowych, opisujących wspólną ewolucję X i Y , wzrośnie o m . Weźmy dla uproszczenia $m = 1$. Równanie charakterystyczne dla powiększonego układu różniczkowego będzie wtedy zawierało wyraz poprawkowy rzędu ε ($\varepsilon > 0$), mnożący albo potęgę $(n+1)$ pierwiastka charakterystycznego, albo ten wyraz w równaniu charakterystycznym, który nie zależy od takiego pierwiastka. W granicy $\varepsilon \rightarrow 0$ znika wpływ nowej substancji na ewolucję X i wówczas otrzymujemy równanie charakterystyczne dla układu równań (21). Dla ε różnych od zera, ale małych, równanie będzie miało $(n+1)$ pierwiastków, z których n powinno mieć wartości bliskie tym, jakie odpowiadały rozwiązaniom oryginalnego równania charakterystycznego. W szczególności ich części rzeczywiste muszą mieć ten sam znak. Na stabilność ustalonego stanu układu powiększonego wpływ ma tylko nowy pierwiastek ω_{n+1} . Dla dostatecznie małych ε pierwiastek ten będzie zależał od ε w jeden z dwu poniższych sposobów:

$$\omega_{n+1} \sim \frac{1}{\varepsilon}, \quad (22a)$$

jeśli wyraz poprawkowy mnoży $(n+1)$ potęgę pierwiastka charakterystycznego,

$$\omega_{n+1} \sim \varepsilon, \quad (22b)$$

jeśli obecność nowej substancji dodaje stały wyraz do równania charakterystycznego. W zależności od wartości parametrów i od kinetyki współczynniki stojące przed prawymi stronami związków (22a) i (22b) mogą mieć dodatnią część rzeczywistą. Uzyskujemy ważny wynik, że mały i na pierwszy rzut oka „nieistotny” parametr, odpowiadający dodaniu nowej zmiennej, może zmienić własności stabilności nawet, jeśli oryginalny układ (21) był stabilny względem przypadkowych zaburzeń zmiennych $\{X\}$. Innymi słowy mamy tutaj problem strukturalnej stabilności układu zredukowanego (21) względem zaburzeń, które wprowadzają reakcje poboczne, powodując wzrost rzędu układu różniczkowego. Zauważmy, że w przypadku (22a) odejście od obszaru niestabilności będzie bardzo szybkie, natomiast dla (22b) mod niestabilny będzie ewoluować bardzo powoli.

2.7. Pojawienie się nowych substancji

Należy z kolei znaleźć równania ewolucji zmiennych $[X]$ i Y dla przypadków (22a) i (22b). Ze związku (22a) wynika oczywiście ewolucja Y zgodna z

$$\varepsilon \left(\frac{dY}{dt} \right) = G(\{X\}, Y, \varepsilon), \quad (23a)$$

gdzie G jest pewną funkcją stężeń substancji starych i nowej; może ona także zależeć od ε ($G(\{X\}, Y, 0)$ jest różne od zera). Rozwój Y wpłynie z kolei na ewolucję $\{X\}$, która będzie teraz opisana układem równań

$$\frac{dX_i}{dt} = F_i^e + F_i(\{X\}, Y, \varepsilon). \quad (24a)$$

Oczywiście F_i muszą być takie, że dla $\varepsilon = 0$, tzn. dla

$$G(\{X\}, \langle Y \rangle, 0) = 0, \quad (25)$$

otrzymamy

$$\langle F_i \rangle(\{X\}, \langle Y \rangle(\{X\}), 0) \equiv \langle F_i \rangle(\{X\}). \quad (26)$$

Zauważmy, że w równaniu (23a) nie ma wyrazu, opisującego dopływ masy, co jest naturalne, gdyż Y zostało wyprodukowane jedynie przez X . Rozpatrujemy więc tu istotnie zamknięty układ (oprócz wyrazów dyfuzyjnych można je jednak uczynić dowolnie małymi).

Natomiast z równania (22b) wynika, że

$$\frac{dY}{dt} = G_1(\{X\}) + \varepsilon G_2(\{X\}, Y, \varepsilon) \quad (23b)$$

i odpowiednio

$$\frac{dX_i}{dt} = F_i^e + \langle F_{1i} \rangle(\{X\}) + \varepsilon F_{2i}(\{X\}, Y, \varepsilon). \quad (24b)$$

Równania (23) i (24) skonstruowano w ten sposób, że pojawienie się nowej substancji Y może spowodować niestabilność układu wyjściowego. Matematycznie rzecz biorąc, niestabilność oznaczałaby, że rozwiązania równań (23) i (24) nie pozostawałyby dla wszystkich czasów w otoczeniu rzędu (ε) rozwiązania równania (21). W ten sposób, po pojawieniu się nowej substancji, otrzymamy ewolucję układu wyjściowego poprzez niestabilne przejścia. Ewolucja ta może prowadzić na przykład do nowego stanu o dużym stężeniu Y , a więc zdominowanego przez nowe substancje. Omówmy teraz klasę problemów, jakie obejmuje powyższe sformułowanie. Rozważmy najpierw sytuację opisaną związkami (23a) i (24a).

Najbardziej naturalną realizacją tych równań w kontekście ewolucji prebiotycznej wydaje się przypadek pojawiania się w układzie nowych czynności. Na przykład jedna z błędnych kopii X -a może służyć jako matryca dla syntezy substancji, która z kolei katalizuje dalszą produkcję błędnej kopii. Można oczekiwać, że to stadium katalizy będzie wydajniejsze niż poprzednio istniejące mechanizmy syntezy, co można wytłumaczyć pojawieniem się po prawej stronie równania dla Y wyrazów, które zawierają pewną dużą stałą kinetyczną k .

Dzieląc równanie przez k i kładąc $\varepsilon = k^{-1} \ll 1$, uzyskujemy równanie o postaci (23a).

Alternatywną interpretację sugeruje przepisanie równań (23a) i (24a) w równoważnej postaci

$$\frac{dY}{d\tau} = G(\{X\}, Y, \varepsilon) \quad (27a)$$

i

$$\frac{dX_i}{dt} = F_i^e + F_i(\{X\}, Y, \varepsilon). \quad (27b)$$

Wprowadziliśmy tu nową zmienną czasową $\tau = \frac{t}{\varepsilon} \gg 1$. Równania (23a) i (24a) opisują więc układy, których ewolucja zachodzi zgodnie z dwiema skalami czasowymi: pierwszą skalę określa szybkość produkcji nowej substancji, podczas której można w przybliżeniu położyć $\{X\} = \{\langle X \rangle\} = \text{const}$; drugą zaś skalę określa powolna ewolucja w przestrzeni zmiennych $\{X\}$, zachodząca po przyjęciu przez Y wartości danej równaniem (25). Zauważmy, że opisany powyżej obraz ewolucji w dwóch szeroko rozdzielonych skalach zgodny jest z mikroscopowym, całościowym charakterem mutacji. Powinien on być wbudowany w każdą stochastyczną teorię ewolucji wynikłej z mutacji i doboru. Tylko dlatego, że jesteśmy tu ograniczeni do opisu makroskopowego, musimy wprowadzić mechanizmy reakcji ze sztucznie nałożonymi różnicami skal czasowych, co prowadzi do takich równań kinetycznych jak (27). Zgodnie z wynikami numerycznymi dla pewnych modelowych układów reakcji zanalizowanych przez Eigena oczekuje się, że równania te przewidują bardzo ostry dobór podczas ewolucji.

Rozpatrzmy z kolei klasę problemów opisanych związkami (23b) i (24b). W wypadku niestabilności z równań tych wynika powolna ewolucja substancji mutującej do nowego obszaru. Jeśli porównać to z równaniami Eigena (20), to okaże się, że ε można interpretować bezpośrednio jako średnią szybkość mutacji. Niestabilność jest więc tu związana bezpośrednio z kopiowaniem błędów. Natomiast w poprzednim wypadku równań (23a) i (24a) rola mutacji polegała przede wszystkim na sprzęganiu starych i nowych zmiennych. Ewolucja poprzez niestabilności powiązana była z innym elementem, takim jak nowy enzym pojawiający się w układzie. W zasadzie oba typy sytuacji mogły charakteryzować ośrodek prebiotyczny.

Podkreśliśmy, że obraz ewolucji jako serii niestabilności jest sensowny tylko wtedy, gdy układ wyjściowy (równanie (21)) staje się niestabilny dla dowolnie małych ε (formalnie rzecz biorąc, w granicy $\varepsilon \rightarrow 0$). W wypadku ewolucji prebiotycznej może to być tylko idealizacja faktycznej sytuacji. Jeśli uważać ε za szybkość mutacji, to łatwo można wyobrazić sobie takie jej wartości, jak 0, 1 lub większe (por. przykłady numeryczne przedyskutowane przez Eigena [23]). Jeśli zaś ε interpretować jako odwrotność stałej szybkości w reakcji katalizowania

enzymem, to znowu można oczekiwać skończonych wartości ε , a to ze względu na dosyć słabe własności katalityczne prymitywnych enzymów. Tak więc wyniki uzyskane na podstawie równań (23) i (24) mogą właściwie określać tylko ogólne tendencje, a nie faktyczną kinetykę ewolucji prebiotycznej.

Opiszemy teraz pokrótce zasadnicze wnioski, jakie można uzyskać na podstawie równań (23) i (24). W analizie tej ograniczymy się do rozpatrzenia sytuacji, w której pojawia się tylko jedna nowa substancja.

2.8. Ewolucja na podstawie równań (23a) i (24a)

a) Wyjściowy układ równań (21) może się stać niestabilny względem dodania Y , jeśli w otoczeniu podprzestrzeni opisanej równaniem (25) G jest rosnącą funkcją Y . Na progu przejścia nadwyżka produkcji entropii wynika z fluktuacji — tzn. z dodatkowej dysypacji, jaką wprowadza nowa substancja — staje się ujemna. Aby uzyskać ten wynik, entropię i jej produkcję musimy uważać za stochastyczne funkcje fluktuujących zmiennych. Wszystkie interesujące dla termodynamiki wyniki będą średnimi z tych funkcji.

b) Ilekrót pojawia się pojedyncza nowa substancja, można skonstruować funkcję stanu związaną z dysypacją wprowadzaną przez tę nową substancję. Dla układu stabilnego funkcja stanu ma minimum wokół podprzestrzeni rozwiązań równania (25). Jeśli tylko funkcja ta będzie miała więcej niż jedno ekstremum lub gdy będzie miała punkt siodłowy, to rozpocznie się ewolucja. Otrzymujemy zatem zasadę wariacyjną dla ewolucji. Zauważmy, że zasada ta jest lokalna w tym znaczeniu, że dotyczy poszczególnych etapów ewolucji, za każdym razem zdominowanej przez jedną nową substancję.

c) Po przekroczeniu progu przejścia dla ewolucji produkcja entropii rośnie, gdyż przez pewien okres czasu układ przełącza się na szybką metodę syntezy nowej substancji Y . Ten ogólny wynik potwierdzają także obliczenia modelowe [27]. Wskazują one na możliwość gwałtownego wzrostu dysypacji o kilka rzędów wielkości (por. także tekst w ramkach na str. 168).

2.9. Ewolucja na podstawie równań (23b) i (24b)

a) Załóżmy, że $G_1 = 0$, tzn. że nowa substancja nie może być produkowana, jeśli nie ma mutacji. Wtedy układ wyjściowy (21) może stać się niestabilny, jeśli G_2 jest rosnącą funkcją Y w otoczeniu $(\{X_{0i}\}, Y = 0)$, $\{X_{0i}\}$ są tu rozwiązaniami układu wyjściowego. Na progu przejścia dodatkowa dysypacja, wprowadzona przez nową substancję i przez odpowiadające temu modyfikacje X_i , staje się ujemna. Przy tym dysypacja wprowadzona tylko przez nową substancję również jest ujemna.

b) Tak jak poprzednio można skonstruować lokalną zasadę wariacyjną.

c) Nic pewnego nie można wynioskować o produkcji entropii poza progiem przejścia.

Najbardziej uderzającym z otrzymanych wniosków jest wynik c) z pierwszego przypadku, a mianowicie, że gdy ewolucja skierowuje się do no-

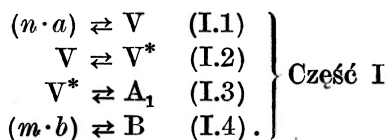
wego obszaru stabilnego, układ dąży do zwiększenia swej dysypacji. Na pierwszy rzut oka wydaje się, że wynik ten zabrania zrealizowania się obszaru o najmniejszej dysypacji (związki (8) i (9)), przewidzianego przez klasyczną termodynamikę nierównowagową. W rzeczywistości (zob. tekst w ramach na str. 170) obie te możliwości stanowią ekstremalne, ale doskonale zgodne ze sobą typy zachowań: zmniejszanie dysypacji przeważa w otoczeniu stanu ustalonego (nie bardzo daleko od równowagi), który jest stabilny względem fluktuacji; natomiast zwiększanie dysypacji jest zachowaniem przejściowym, związanym z ewolucją układu do obszaru, w którym dominuje nowa, utworzona w wyniku mutacji, substancja. Jeśli układ znajdzie się już w tym nowym obszarze, to znowu będzie się dostosowywał do więzów i będzie dążył do zmniejszenia swej dysypacji.

Jawną sprzeczność pomiędzy wzrastaniem dysypacji a prawami termodynamiki odnotowało wielu autorów pracujących nad zagadnieniem rozwoju organizmów — zagadnieniem do pewnego stopnia podobnym do problemu ewolucji. Widzimy, że oba typy zachowań można opisać w ramach tej samej teorii. W pierwszym wypadku należy ją zastosować w pobliżu równowagi termodynamicznej, w drugim zaś poza nierównowagową niestabilnością.

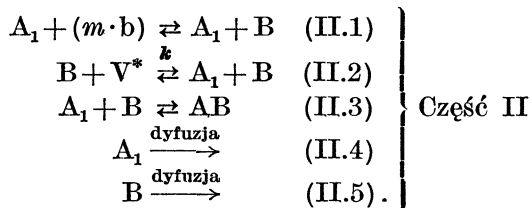
2.10. Modele ewolucji

Niektóre z przedyskutowanych idei można teraz zilustrować na szczególnym schemacie [25]. W chwili wyboru modelu, reprezentującego pewne przynajmniej aspekty ewolucji prebiotycznej, napotyka się następujący kluczowy problem: czy w chwili rozpoczęcia się doboru naturalnego obecne były tylko kwasy nukleinowe, czy tylko białka, czy też obie substancje. Na podstawie analizy Eigena wydaje się, że najbardziej obiecującą jest trzecia z powyższych możliwości. Trzeba sobie zdawać jednak sprawę, że każde założenie o ewolucji prebiotycznej ma z samej natury problemu spekulatywny charakter. Spróbujmy zatem przedstawić tutaj te modele, które zachowują pewną ogólność i pewien stopień nieczułości na kontrowersję: białko czy kwas nukleinowy.

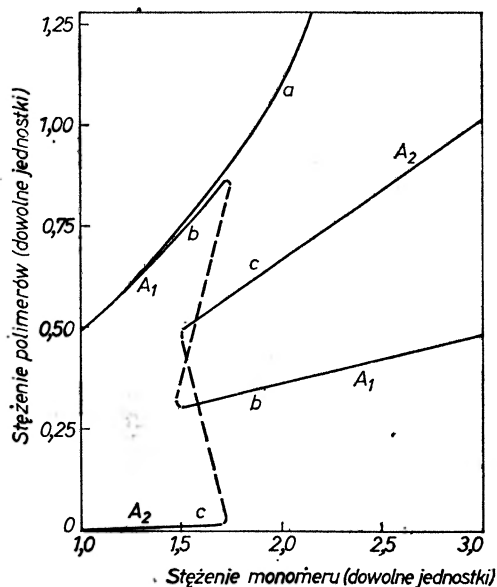
Rozpatrzmy układ otwarty, do którego dopływają dwa gatunki monomerów a i b (mogą one odpowiadać dwóm rodzajom nukleotydów). Gatunki a i b przemieniają się w układzie na dwa polimery (np. na kwasy nukleinowe A_1 i B). Utworzenie się A_1 (A_1 może być poli-A lub poli-G) wymaga istnienia dwóch wstępnych form V i V^* , z których pierwsza odpowiada zgrupowanym monomerom, a druga oddziałującym warstwowo skupieniom tychże monomerów. Tę część mechanizmu można opisać tak:



Skoro tylko utworzyły się A_1 , V^* i B , włącza się cykl autokatalizy, w którym A_1 działa jako matryca dla syntezy B z b , a B jest matrycą dla zagęszczenia się skupień V^* , z których z kolei otrzymuje się A_1 . Ostatecznie A_1 i B dyfundują na zewnątrz układu lub dezaktywują się (na przykład, tworząc pary Watsona-Cricka). Procesy te można przedstawić w następujący sposób:



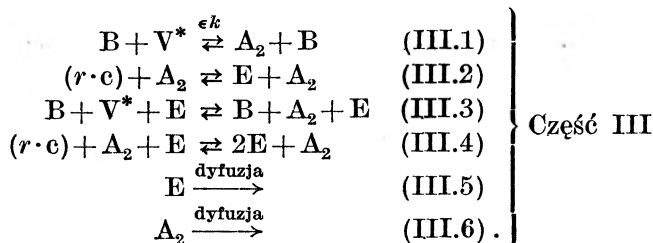
Współczynniki n , m oznaczają liczbę monomerów występujących w polimerze. Części I i II można teraz zanalizować numerycznie przy założeniu tego modelu polimeryzacji, który opracowaliśmy [21] na podstawie doświadczalnych obserwacji tworzenia się polinukleotydów [19, 20]. Otóż dla pewnych wartości sta-



Rys. 4. Fluktuacje wpływają na produkcję polimerów. Dla niskich stężeń monomeru (krzywa b) przeważa polimer A_1 . Ten stan ustalony mógłby być przedłużony (krzywa a) do większych stężeń, jednak fluktuacje spowodowane błędami produkują nowy polimer A_2 (krzywa c) i katalizator nasilający produkcję A_2 . Po przekroczeniu krytycznych wartości stężenia monomeru, fluktuacje gwałtownie wzmacniają się i układ przechodzi do nowego stanu ustalonego.

łych szybkości można osiągnąć liczne ustalone stany polimeryzacji, odpowiadające małej lub dużej ilości polimerów w układzie. Wykres a na rysunku 4 opisuje zmianę A_1 w funkcji stężenia monomerów a . Podobna krzywa wyznacza zmianę V^* .

Przyjmijmy teraz, że w (stabilnym) ustalonym stanie polimeryzacji przypadkowe fluktuacje nieustannie powodują wystąpienie błędów w procesie formowania A_1 przez B. Produkowany jest więc nowy gatunek A_2 . A_2 może z kolei kierować syntezą nowej substancji E (np. prymitywnego enzymu) z r monomerów rodzaju c. E katalizuje oprócz swojej własnej produkcji także wytwarzanie A_2 . W końcu E i A_2 dyfundują na zewnątrz objętości, w której zachodzą reakcje. Oto schemat tego procesu:



Chcielibyśmy teraz przekonać się, czy pojawienie się nowych substancji może spowodować ewolucję ustalonego stanu układu (I i II) do obszaru zdominowanego przez A_2 i E.

Zanim przytoczymy wyniki analizy numerycznej układu I-II-III, zwróćmy uwagę na wbudowany do modelu mechanizm wzmacniania fluktuacji. Dla ustalonego V^* część III opisuje nieliniowe sprzężenie pomiędzy A_2 a E, które jest tym silniejsze, im więcej jest V^* . A_1 i V^* (rysunek 4) zależą od ustalonego stanu osiągniętego w procesie polimeryzacji. W szczególności A_1 i V^* będą duże, jeśli nie ma części III, co przedstawia górna gałąź wykresu. Ustalony stan polimeryzacji stanowi więc przymus doboru w tym sensie, że faworyzuje on A_2 i E, gdy mutacja (której miarą szybkości jest ϵk w (III.1)) już zaszła, i sprzęga A_2 i E z poprzednimi zmiennymi.

Wyniki analizy numerycznej całego układu I-II-III przedstawiają krzywe b i c na rysunku 4. Widzimy, że powyżej pewnej krytycznej wartości stężenia monomerów fluktuacje prowadzące do A_2 są wzmacniane w gwałtowny sposób i układ przechodzi do nowego stanu stabilnego zdominowanego przez A_2 . Przy bliższej analizie okazuje się, że przejście to jest zarówno skutkiem mutacji, jak i pojawienia się katalitycznego działania E. Mutacja wywołuje niestabilność, działanie E ma zaś wpływ na ostrość przejścia. Z tego punktu widzenia model ten jest syntezą przypadków, odpowiadających równaniom (23a)-(24a) i (23b)-(24b).

2.11. Pojawienie się nowych kryteriów

Jak widzieliśmy, przy większym niż krytyczne odchyleniu od równowagi może pojawić się samoistne nierównowagowe uporządkowanie, o ile prawa kinetyczne charakteryzują się pewnymi określonymi typami nieliniowości. Okazuje się, że nieliniowości takie występują w szeregu zjawisk związanych z funkcjonowaniem obecnie żyjących organizmów. Zjawiska te stanowią przykłady struktur dysypatywnych i stąd pojęcia struktury dysypatywnej można użyć

w analizie tych zjawisk z nowego punktu widzenia. Źródło nierównowagowego uporządkowania może być ważne dla zrozumienia ewolucji prebiotycznej i pochodzenia życia. W szczególności sformułowanie ewolucji w kategoriach teorii stabilności pozwala otrzymać nowe kryteria uogólniające na okres prebiotyczny darwinowską ideę o „przeżywaniu najlepiej przystosowanych”. Dążenie do stabilności może prowadzić w zależności od konkretnej sytuacji do zwiększenia czynnika jakości, zwiększenia dysypacji, a nawet do lokalnej zasady wariacyjnej. W szczególności wzrost dysypacji może spowodować powstanie ewolucyjnego sprzężenia zwrotnego, które „przeciera drogę” dla nowej niestabilności, umożliwiającej dalszą ewolucję. W tym sensie zachowany jest zasadniczy darwinowski obraz ewolucji poprzez dobór. Jednak dla okresu prebiotycznego pojęcie „najlepiej przystosowanego” jest zdefiniowane przez subtelniejsze kryterium, które nie jest już równoważne kryterium o największej liczbie potomstwa.

Naszkicowane przez nas podejście do ewolucji było czysto deterministyczne. Z kilku przyczyn konieczne jest jednak stworzenie opisu stochastycznego. Po pierwsze, każde zdarzenie mutacji jest procesem przypadkowym. Po drugie ewolucja w obszarze niestabilnym zawiera nieprzewidywalny element statystyczny, gdyż fluktuacje determinują zachowanie się średnich wartości. Analiza stochastyczna pozwala określić rozmiar krytyczny i naturę fluktuacji, które mogą utworzyć zarodzie [9] i osiągnąć poziom makroskopowy. Teoria stochastyczna potrzebna jest jeszcze do określenia, czy pojawiająca się i tworząca lokalne zarodzie fluktuacja zaniknie, czy też rozwinie się. Obecnie w kilku laboratoriach pracuje się nad ulepszeniem podstaw teoretycznych i nad zbudowaniem zupełniejszych modeli ewolucji prebiotycznej.

Pragniemy podziękować Paulowi Glansdorffowi, René Lefeverowi, Robertowi Schechterowi, Manfredowi Eigenowi, Jean-Pierrowi Changeux i Aharonowi Katchalskiemu, a także Allenowi Butterworthowi, Robertowi Hermanowi i innym z laboratoriów badawczych General Motors, za ich zainteresowanie naszą pracą i liczne pomocne dyskusje związane z omówionymi tu problemami. Dziękujemy również Welch Foundation z Houston w Teksasie i Fonds de la Recherche Fondamentale Collective z Brukseli za częściową pomoc finansową.

Tłumaczył Marek Cieplak

Literatura

- [1] I. Prigogine, *Etude thermodynamique des Phenomenes Irreversibles*, Desoer, Liege 1947.
- [2] L. von Bertalanffy, *General System Theory*, Braziller, Nowy Jork 1968.
- [3] E. Schrödinger, *What Is Life?*, Cambridge University Press, London 1945.
- [4] P. Glansdorff, I. Prigogine, *Thermodynamic Theory of Structure, Stability and Fluctuations*, Wiley, Nowy Jork 1971.

- [5] R. Graham, H. Haken, *Z. Phys.* **237**, 31 (1970).
- [6] I. Prigogine, G. Nicolis, *Quart. Rev. Biophys.* **4**, 107 (1971).
- [7] I. Prigogine, *Physica* **31**, 719 (1965).
- [8] A. M. Turing, *Phil. Trans. Roy. Soc. (London)* **B237**, 37 (1952).
- [9] G. Nicolis, I. Prigogine, *Proc. Nat. Acad. Sci. (USA)* **68**, 2102 (1971).
- [10] A. Zhabotinski, *Biophysics* **9**, 306 (1969); M. Herschkowitz-Kaufman, *Comptes Rendus* **270C**, 1049 (1970); A. T. Winfree, *Science* **175**, 634 (1972).
- [11] D. Thomas, A. Goldbeter, przesłane do publikacji.
- [12] E. E. Sel'kov, *Eur. J. Biochem.* **4**, 79 (1968).
- [13] A. Goldbeter, R. Lefever, *Biophys. J.*, październik 1972.
- [14] D. Cherniavskii, L. Grigorov, M. Polyakova, w *Oscillatory Processes in Biological and Chemical Systems*, Nauka, Moskwa 1967.
- [15] A. Babloyantz, G. Nicolis, *J. Theor. Biol.* **34**, 185 (1972).
- [16] R. Blumenthal, J. P. Changeux, R. Lefever, *J. Membrane Biol.* **2**, 351 (1970).
- [17] E. F. Keller, L. Segel, *J. Theor. Biol.* **26**, 399 (1970).
- [18] C. Woese, *Proc. Nat. Acad. Sci. (USA)* **59**, 110 (1968).
- [19] W. M. Huang, P. O. P. Ts'o, *J. Mol. Biol.* **16**, 523 (1966).
- [20] J. E. Sulston, R. Lohrmann, L. E. Orgel, H. T. Miles, *Proc. Nat. Acad. Sci. (USA)* **59**, 726 (1968).
- [21] A. Babloyantz, przesłane do publikacji w *Biopolimers*.
- [22] M. Paecht-Horwitz, J. Berger, A. Katchalsky, *Nature* **228**, 636 (1970).
- [23] M. Eigen, *Naturwissenschaften* **58**, 465 (1971).
- [24] M. Eigen, P. Schuster, przesłane do publikacji (1972).
- [25] A. Babloyantz, G. Nicolis, wynik nie opublikowany.
- [26] N. Minorsky, *Nonlinear Oscillations*, Van Nostrand, Princeton 1962.
- [27] A. Goldbeter, G. Nicolis, *Biophysik* **8**, 212 (1972).
- [28] K. S. Trincher, *Biology and Information*, Consultants Bureau, Nowy Jork 1965.

Errata

I. Prigogine, G. Nicolis i A. Babloyantz, *Termodynamika ewolucji* (Postępy Fizyki 26, 253 (1975))

Strona	Jest	Winno być
269	$\dots \sum_{j \neq i}^n \varphi_{ij} X_j,$	$\dots \sum_{j \neq i}^n \varphi_{ij} X_j + \varphi_{0i} X_i, \quad (15)$
269 ₅	... polimerów j polimerów j , a φ_{0i} oznacza szybkość, „rozpuszczania się“ składnika i (dalej będziemy zakładać niezależność φ_{0i} od wskaźnika i).
270	... = 0.	$\dots \sum_i \varphi_{0i} X_i. \quad (18)$
272 ₁₇	... zwiększenia czynnika jakości	... optymalizacji czynnika jakości

Tadeusz Kornalewski
Krystyna Roszkowska

Institut Fizyki
 Uniwersytetu Jagiellońskiego
 Kraków

Promieniowanie multipolowe w spektroskopii atomowej

Multipole Radiation in Atomic Spectroscopy

Abstract: The problem of multipole radiation in atomic spectroscopy is discussed. The article gives a review of development of the research on this problem. The present state of the investigation and the view for the future are presented.

1. Wstęp

Odkrycie promieniowania multipolowego w optycznych widmach atomów stanowi jedną z piękniejszych kart historii rozwoju fizyki. Widać tu szczególnie wyraźnie ścisły związek i wzajemną współzależność badań teoretycznych i doświadczalnych. Dla nas tematyka ta powinna być szczególnie bliska ze względu na duży wkład, jaki do odkrycia promieniowania multipolowego wnieśli Polacy. Z zagadnieniem tym związały się nazwiska fizyków polskich: Rubinowicz, Błaton, Niewodniczański, Mrozowski.

Klasycznie atom można uważać za przestrzenny układ ładunków elektrycznych i promieniowanie takiego układu można przedstawić jako promieniowanie układu multipoli elektrycznych i magnetycznych. Odpowiada to rozwinięciu funkcji opisującej pole elektromagnetyczne atomu na szereg, którego poszczególne wyrazy można interpretować jako człony pochodzące od multipoli elektrycznych i magnetycznych. W pierwszym przybliżeniu można ograniczać się do pierwszego członu rozwinięcia, który przedstawia promieniowanie dipolowe elektryczne (E1). Tak też robiono w pierwszym okresie rozwoju spektroskopii atomowej. Opracowana wówczas teoria promieniowania atomów była na ogół w bardzo dobrej zgodności z obserwowanymi faktami doświadczalnymi, jednak

już wtedy były obserwowane linie widmowe, których istnienia nie dawało się wytłumaczyć na podstawie znanych reguł promieniowania.

Linie takie występowały w widmie zorzy polarnej, w świeceniu nocnego nieba, w widmach mgławic gazowych, korony słonecznej i gwiazd nowych. Linie te i odpowiadające im przejścia, jako sprzeczne ze znanymi wówczas regułami wyboru, nazwano „wzbronionymi”. Jakkolwiek termin „linia wzbroniona” po wyjaśnieniu charakteru tych linii stracił swój dosłowny sens, przyjął się w fizyce i bywa stosowany do dnia dzisiejszego. Obejmuje on zarówno przejścia spontaniczne o polowości wyższej niż E1, jak i przejścia wymuszone. Obecnie przyjęła się nomenklatura zaproponowana przez Rubinowicza nazywania przejść spontanicznych o polowości wyższej niż E1 przejściami multipolowymi. Odpowiednio do tego przyjęły się terminy: „linie multipolowe” i „promieniowanie multipolowe”.

Charakter linii wzbronionych obserwowanych w widmach obiektów astrofizycznych przez pewien czas był jedną z większych zagadek fizyki. Pod wrażeniem historii odkrycia helu wysunięto hipotezę, że linie te należą do jakichś nieznanych pierwiastków. Nazwano te pierwiastki odpowiednio do ich występowania geocoronium, nebulium, coronium. Okazało się jednak, że brakuje na nie miejsca w układzie okresowym. Do wyjaśnienia tego problemu pomogły wyniki badań eksperymentalnych prowadzonych w laboratoriach.

W 1925 r. McLennan i Shrum [1] ogłosili pracę o występowaniu linii wzbronionej 5577 Å, obserwowanej w widmie zorzy polarnej, w widmie wyładowania w mieszaninie tlenu i gazu szlachetnego. Linia ta nie występowała w czystym tlenie, natomiast pojawiała się w obecności gazu szlachetnego. Bowen w latach 1927—1928 pokazał [2, 3], że linie nebulium i geocoronium odpowiadają przejściom pomiędzy poziomami konfiguracji podstawowej atomów OII, OIII, NII i OI. Nadal jednak zagadkowy był charakter tych linii. Warunki fizyczne panujące w mgławicach gazowych (gęstość około 1000 atomów/cm³) i wysokich warstwach atmosfery, gdzie powstają zorze polarne (gęstość około 20 atomów/cm³) wykluczają możliwość wymuszenia tych przejść przez oddziaływania międzyatomowe. Wyjaśnienie tej zagadki przyniosły prace teoretyczne Wojciecha Rubinowicza [4, 5, 6]. W latach 1929—1930 podał Rubinowicz teorię promieniowania kwadrupolowego elektrycznego (E2). Okazało się, że reguły wyboru dla tego promieniowania pozwalają wyjaśnić powstawanie większości linii wzbronionych obserwowanych w astrofizyce. Rubinowicz podał również teorię efektu Zeemana dla linii E2. Pokazał on, że poprzeczny efekt Zeemana dla promieniowania E2 jest inny niż dla promieniowania E1. Pozwoliło to na doświadczalne wykazanie istnienia promieniowania E2. W 1930 r. Frerichs i Campbell [7] zbadali poprzeczny efekt Zeemana zorzowej linii tlenu 5577 Å i wykazali w ten sposób jej kwadrupolowy elektryczny charakter. Segrè i Bakker [8] otrzymali linie wzbronione metali alkalicznych w absorpcji i wykazali przez zbadanie efektu Zeemana ich charakter E2.

Dalszym postępowaniem w badaniach promieniowania multipolowego w laboratorium było zastosowanie przez Henryka Niewodniczańskiego dla otrzymania

tych linii klasycznej już obecnie metody wyładowania bezelektrodowego wysokiej częstości w mieszaninie gazu szlachetnego z niewielkim dodatkiem pary badanego pierwiastka. Metodą tą otrzymał Niewodniczański [9] cztery linie multipolowe ołowiu. Najsilniejszą z nich była linia 4618 Å odpowiadająca przejściu pomiędzy termami 1S_0 — 3P_1 konfiguracji podstawowej PbI. Przejście takie jest zabronione nie tylko dla promieniowania E1, lecz również dla promieniowania E2. Początkowo autor sądził, że jest to wymuszona linia E1, później jednak z Blatonem wysunęli hipotezę [10], że linia ta ma charakter magnetyczny dipolowy. W 1934 r. Niewodniczański [11] ogłosił wyniki badania efektu Zeemana linii 4618 Å udowadniając w ten sposób eksperymentalnie jej magnetyczny dipolowy charakter.

Od chwili udowodnienia istnienia w widmach atomów linii E2 i M1, dalsze prace eksperymentalne nad promieniowaniem multipolowym mają charakter ilościowy i głównie dotyczą nateżeń i struktury linii E2 i M1. Wyniki tych badań są szczególnie interesujące dla astrofizyków, gdyż pozwalają one weryfikować poprawność założeń teorii promieniowania multipolowego, z której korzystają oni w swoich pracach.

W 1940 r. Mrozowski [12] podał wyniki pomiarów względnych nateżeń w widmie ołowiu. W 1941 ukazała się praca Jenkinsa i Mrozowskiego [13] o stwierdzeniu efektu interferencji promieniowania E2 i M1 dla linii mieszanej ołowiu. Teorię tego zjawiska podali niezależnie Gerjuoy [14] oraz Shortley i inni [15]. Dalsze badania względnych nateżeń linii multipolowych prowadził w Krakowie Niewodniczański wraz ze swoimi współpracownikami [16, 17, 18], a Mrozowski i jego współpracownicy kontynuowali w USA badania efektów interferencyjnych i struktury nadsubtelnej tych linii [19, 20, 21, 22, 23, 24]. Pomiarы względnych nateżeń były również prowadzone przez pewien okres czasu w Belfaście [25, 26]. Ostatnio tematykę tę podjął w Szwecji Eriksson [27, 28, 29], który otrzymał kilka nowych linii multipolowych dla różnych pierwiastków oraz wyznaczył dokładne wartości odpowiadających im termów. Bardziej szczegółowe wyniki przytaczanych prac będą omawiane w dalszej części artykułu.

Powszechność występowania linii multipolowych w widmach obiektów astrofizycznych sprawia, że duże znaczenie dla astrofizyków ma znajomość wartości prawdopodobieństw przejść multipolowych w atomach i jonach. Doprowadziło to do pojawienia się bardzo dużej liczby prac teoretycznych dotyczących obliczania tych prawdopodobieństw. Fundamentalną pracą z tej dziedziny jest opublikowana w 1941 r. praca Shortleya, Allera, Bakera i Menzla [15]. Wiele prac na temat obliczania prawdopodobieństw przejść multipolowych ogłosił Garstang [30, 31].

Oprócz wymienionych wyżej prac szczegółowych, ukazało się kilka artykułów przeglądowych dotyczących zagadnienia promieniowania multipolowego w optyce atomowej. Do najważniejszych należą artykuły Mrozowskiego [32], Borisoglebskiego [33] oraz Garstanga [34].

2. Promieniowanie multipolowe atomów

Nateżenie linii widmowej towarzyszącej przejściu atomu z poziomu energetycznie wyższego „ k ” na poziom energetycznie niższy „ i ” można przedstawić wzorem:

$$I_{ki} = A_{ki} N_k h \nu_{ki}, \quad (1)$$

gdzie N_k oznacza populację atomów w stanie o energii wyższej, A_{ki} jest współczynnikiem Einsteina, określającym prawdopodobieństwo emisji spontanicznej.

Ponieważ atom można traktować jako układ ładunków rozłożonych przestrzennie, któremu ponadto odpowiada pewien rozkład prądów uwarunkowany ruchami tych ładunków, więc pole elektromagnetyczne takiego układu, w dostatecznie dużej od niego odległości, jest superpozycją pól pochodzących od elektrycznych i magnetycznych multipoli różnych rzędów. W związku z tym prawdopodobieństwo przejścia A_{ki} można przedstawić jako sumę prawdopodobieństw przejść różnych typów:

$$A_{ki} = A_{ki}^{E1} + A_{ki}^{M1} + A_{ki}^{E2} + A_{ki}^{M2} + A_{ki}^{E3} + \dots \quad (2)$$

W oparciu o elektrodynamikę kwantową otrzymuje się wzory na odpowiednie prawdopodobieństwa przejść. Dla promieniowania typów E1, M1 i E2 mają one postać [35]:

$$A_{ki}^{E1} = \frac{64\pi^4 \nu_{ki}^3}{3hc^3} \sum_{\alpha, \beta} |\langle \psi_\beta | \hat{P} | \psi_\alpha \rangle|^2 \quad (3)$$

$$A_{ki}^{M1} = \frac{64\pi^4 \nu_{ki}^3}{3hc^3} \sum_{\alpha, \beta} |\langle \psi_\beta | \hat{M} | \psi_\alpha \rangle|^2 \quad (4)$$

$$A_{ki}^{E2} = \frac{32\pi^6 \nu_{ki}^5}{3hc^3} \sum_{\alpha, \beta} |\langle \psi_\beta | \hat{Q} | \psi_\alpha \rangle|^2, \quad (5)$$

gdzie \hat{P} , \hat{M} , \hat{Q} oznaczają odpowiednio operatory elektrycznego momentu dipolowego, magnetycznego momentu dipolowego oraz elektrycznego momentu kwadrupolowego.

Wyliczając elementy macierzowe odpowiednich przejść (w celu obliczenia prawdopodobieństw) znajdujemy warunki, przy których moment danego typu przejścia jest różny od zera. Otrzymujemy w ten sposób reguły wyboru określające pomiędzy jakimi stanami przejście danego typu jest możliwe. W tabeli 1 zebrane zostały reguły wyboru dla trzech typów promieniowania: E1, M1 i E2.

Reguły odnoszące się do zmiany całkowitego krętu \vec{J} lub $\vec{I}^{\hat{}}$ (w przypadku oddziaływania elektronów z jądrem) i ich rzutów M oraz zmiany parzystości stanów elektronowych, pomiędzy którymi zachodzi dane przejście, mają charakter ogólny, niezależny od rodzaju sprzężenia. Natomiast reguły dotyczące krętu orbitalnego \vec{L} i spinu \vec{S} odnoszą się do czystego wiązania L-S i obowiązują w takim stopniu, w jakim wiązanie to rzeczywiście jest spełnione.

Tabela 1

Reguły wyboru dla przejść typu E1, M1 i E2

E1	M1	E2
$\Delta J = 0, \pm 1$	$\Delta J = 0, \pm 1$	$\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$
$J + J' \geq 1$	$J + J' \geq 1$	$J + J' \geq 2$
$\Delta M = 0, \pm 1$	$\Delta M = 0, \pm 1$	$\Delta M = 0, \pm 1, \pm 2$
zmiana parzystości	brak zmiany parzystości	brak zmiany parzystości
$\Delta S = 0$	$\Delta S = 0$	$\Delta S = 0$
$\Delta L = 0, \pm 1$	$\Delta L = 0, \pm 1$	$\Delta L = 0, \pm 1, \pm 2$
$0 \leftarrow \rightarrow 0$	$0 \leftarrow \rightarrow 0$	$0 \leftarrow \rightarrow 0$

Ważnym zagadnieniem jest obliczenie prawdopodobieństw przejść multipolowych drugiego rzędu (M1 i E2). Problemowi temu poświęcone jest wiele prac teoretycznych [15, 31, 36, 37, 38]. Prawdopodobieństwo przejścia M1 można wyliczyć stosunkowo prosto, gdyż dipolowy moment magnetyczny atomu wyraża się poprzez liczby kwantowe określające kręt. Dla sprzężenia L-S przyjmuje on postać:

$$\hat{M} = -\frac{e}{2mc} (\hat{L} + 2\hat{S}). \quad (6)$$

Bardziej złożonym zagadnieniem jest obliczenie prawdopodobieństwa przejść typu E2. Związane jest to z faktem zależności tych prawdopodobieństw od kwadratu tzw. całki radialnej S

$$S = \int_0^{\infty} r^2 R(r) dr, \quad (7)$$

gdzie $R(r)$ oznacza radialną część funkcji falowej.

Całka ta wyraża zależność natężenia promieniowania E2 od rozmiarów promieniującego źródła. Obliczenie jej jest bardzo trudne, gdyż rozkład gęstości elektronów w zewnętrznej części atomu nie jest znany z dostateczną dokładnością. Można ją jedynie szacować korzystając np. z metody pola samouzgodnionego Hartree-Focka, używając funkcji wodorowych ze stałymi ekranowania.

Z porównania wzorów (3) i (4) można oszacować rząd stosunku prawdopodobieństw emisji spontanicznej dla E1 i M1; wynosi on

$$\frac{A_{ki}^{M1}}{A_{ki}^{E1}} \approx 10^{-6}$$

Przy szacowaniu takiego stosunku dla E1 i E2 należy pamiętać, że będzie on proporcjonalny do ν^2 . Dla obszaru widma widzialnego wynosi on

$$\frac{A_{ki}^{E2}}{A_{ki}^{E1}} \approx 10^{-7}$$

a więc o rząd wielkości mniej niż dla E1 i M1. Przy wzroście częstości promieniowania wartość tego stosunku rośnie ($A_{ki}^{E2} \sim \nu_{ki}^5$) tak, że w dalekim ultrafiolecie prawdopodobieństwo emisji spontanicznej dla E2 jest porównywalne, a niekiedy nawet większe niż dla E1.

Linie multipolowe 2. rzędu można podzielić na trzy grupy

- 1) linie czysto elektryczne kwadrupolowe E2,
- 2) linie czysto magnetyczne dipolowe M1,
- 3) linie mieszane, z równoczesnym prawdopodobieństwem przejścia typu E2 i M1.

Jeżeli chodzi o linie mieszane, to są to przeważnie linie o stosunkowo niewielkiej zawartości promieniowania E2. Istnieją cztery eksperymentalne metody pozwalające określić tę zawartość w linii mieszanej:

1) półempiryczna, polegająca na wyznaczeniu wartości całki radialnej S ze stosunku natężeń linii o wspólnym poziomie początkowym, a następnie wstawieniu tej wartości do odpowiednich wzorów teoretycznych; metodę tę zastosował Mrozowski [12] do ustalenia procentowej zawartości E2 w linii mieszanej PbI 7330 Å,

2) badane są względne natężenia składowych nadsubtelnych; obserwowany rozkład natężeń jest sumą rozkładów dla czystego promieniowania E2 i M1; metoda ta jest szczególnie wygodna, gdy można zaobserwować składową $\Delta F = \pm 2$, która ma charakter czysto E2. Metodą tą posłużył się Heldt [23] do określenia procentowej zawartości E2 w linii mieszanej BiI 4615 Å,

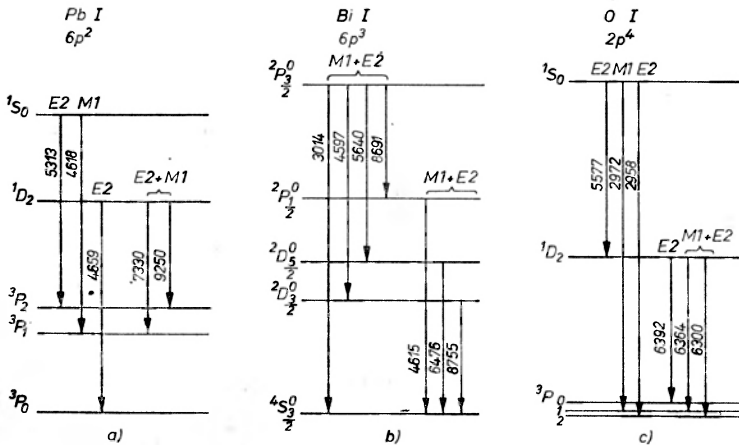
3) wyznaczany jest stosunek natężeń składowych σ w efekcie Zeemana dla linii mieszanej; ponieważ składowa $\Delta M = 0$ ma charakter czysto M1, a składowa $\Delta M = \pm 2$ czysto E2, więc stosunek ich natężeń daje nam wprost udział obu tych typów promieniowania w linii mieszanej. Z metody tej skorzystali Jenkins i Mrozowski [13] dla oszacowania udziału E2 w linii mieszanej PbI 7330 Å,

4) metoda oparta jest o wykorzystanie efektu interferencyjnego, który występuje dla składowych zeemanowskich $\Delta M = \pm 1$; dokładniej będzie omówiona w rozdziale o efekcie Zeemana, tutaj należy tylko wspomnieć, że jest to metoda najdokładniejsza, czuła już na bardzo małą zawartość E2 w linii mieszanej.

Aby rozstrzygnąć jaki typ promieniowania jest odpowiedzialny za powstanie danej linii spektralnej, należy zbadać takie jej własności, które są charakterystyczne dla różnych typów promieniowania. Z teorii wynika, że najbardziej pewnych wniosków dostarcza badanie obrazu zeemanowskiego danej linii (liczba jej składowych i stan ich polaryzacji). Efekt Zeemana dla linii multipolowych zostanie omówiony szerzej w jednym z następnych rozdziałów, tam też zostaną przedstawione reguły polaryzacyjne będące ostatecznym kryterium przy ustalaniu przynależności danej linii spektralnej do określonego typu promieniowania.

3. Źródła promieniowania multipolowego

W widmach optycznych atomów prawdopodobieństwa przejść multipolowych są o kilka rzędów wielkości mniejsze od prawdopodobieństw przejść E1. Wobec tego warunkiem obserwowania linii multipolowych o natężeniach porównywalnych z natężeniami linii E1 jest wystąpienie odpowiednio wysokiego obsadzenia wyjściowych poziomów energetycznych linii multipolowych. Takie wysokie obsadzenia mogą łatwo osiągnąć poziomy, z których nie ma przejść E1, czyli tak zwane poziomy metatrwałe. Układy poziomów metatrwałych występują dla atomów IV, V i VI kolumny układu okresowego i odpowiadających im jonów. Pierwiastki te mają podstawowe konfiguracje elektronów walencyjnych np^2 , np^3 i np^4 . Każdej z tych konfiguracji odpowiada 5 poziomów energetycznych między którymi przejścia E1 są zabronione regułą Laporte'a. Przykładowo na rys. 1 przedstawione zostały poziomy metatrwałe, z zaznaczeniem odpowiednich przejść multipolowych dla atomów PbI, BiI i OI.



Rys. 1. Przejścia multipolowe między poziomami energetycznymi konfiguracji podstawowej

Nieliczne poziomy metatrwałe występują również dla innych konfiguracji, ale większość linii multipolowych obserwowanych w przyrodzie odpowiada przejściom między poziomami energetycznymi wymienionych konfiguracji.

Poziomy metatrwały może osiągnąć populację dostatecznie wysoką dla obserwacji silnych linii multipolowych jedynie wówczas, gdy nie będzie on wygaszany przez zderzenia nieelastyczne. Dokładniej mówiąc jest to możliwe w warunkach, gdy częstość zderzeń nieelastycznych atomów w stanie metatrwałym jest dużo mniejsza od częstości przechodzenia atomów do tego stanu.

Warunki odpowiednie dla powstawania linii multipolowych występują w wielu obiektach pozaziemskich i stąd pierwsze tego typu linie, jak była już o tym mowa we wstępie, były obserwowane przez astrofizyków.

W górnych warstwach atmosfery ziemskiej i mgławicach gazowych poziomy metatrwałe występujących tam atomów i jonów mogą osiągnąć wysokie

obsadzenie dzięki bardzo małej gęstości materii w tych obiektach. Wzbudzenie tych poziomów następuje kosztem absorpcji promieniowania; dla atmosfery ziemskiej jest to promieniowanie słoneczne, a dla mgławic gazowych promieniowanie pobliskiej gwiazdy.

Linie „koronalne” obserwowane w widmie korony słonecznej i w widnieniu niektórych gwiazd odpowiadają przejściom multipolowym wysoko zjonizowanych pierwiastków. Są one obserwowane dzięki temu, że przejścia multipolowe, które dla atomów obojętnych leżą w podczerwieni, np. przejścia między poziomami $^3P_{0,1,2}$ konfiguracji np^2 i np^4 , dla atomów wielokrotnie zjonizowanych znajdują się w obszarze widzialnym. Są to dla tych jonów główne linie leżące w obszarze widzialnym, gdyż wszystkie silne linie E1 leżą w dalekim nadfiolecie. Wysoka temperatura elektronowa korony słonecznej (około 10^6 °K) powoduje wysoki stopień jonizacji atomów w plazmie. Maksimum promieniowania Słońca przypada w obszarze widzialnym, stąd też promieniowanie to intensywnie wzbudza w koronie poziomy dające początek liniom „koronalnym”.

Powszechność występowania linii multipolowych w obiektach pozaziemskich, i stąd ogromna rola jaką odgrywa promieniowanie multipolowe w badaniach astrofizycznych, określają rangę wartości prac laboratoryjnych nad tym promieniowaniem.

W laboratorium warunki sprzyjające do obserwacji stosunkowo silnych linii multipolowych można stworzyć w wyładowaniu elektrycznym zachodzącym w mieszaninie gazu szlachetnego i pary badanego pierwiastka. Otrzymuje się w ten sposób linie multipolowe atomów obojętnych i jonów o niewielkim stopniu jonizacji. Najczęściej stosuje się w tym celu wyładowanie bezelektrodowe wysokiej częstotliwości albo pobudzenie stałoprądowe z elektrodami wewnętrznymi. Używano również wyładowania w katodzie wnękowej. Istotna rola obecności gazu szlachetnego w wyładowaniu związana jest z tym, że zderzenia pomiędzy wzbudzonymi atomami badanego pierwiastka a atomami gazu szlachetnego, którego potencjał wzbudzenia jest znacznie wyższy, mają charakter całkowicie elastyczny. Nie następuje więc deekscytacja wzbudzonych atomów podczas tych zderzeń, a równocześnie wydłuża się czas dyfuzji atomów wzbudzonych do ścianek naczynia. Ponieważ zderzenia ze ściankami mają charakter nieelastyczny („wygaszający”), obecność gazu szlachetnego w wyładowaniu wydłuża czas życia atomów w stanie metatrwałym.

Dla stworzenia optymalnych warunków wzbudzenia określonych linii multipolowych bardzo istotną rolę odgrywa dobór parametrów wyładowania takich jak ciśnienie gazu szlachetnego, koncentracja atomów badanego pierwiastka, gęstość prądu oraz geometria źródła światła. Poza tym zasadniczą sprawą jest czystość źródła, to znaczy eliminacja z wyładowania innych drobin czy atomów poza badanym pierwiastkiem i gazem szlachetnym. Linie multipolowe można również znaleźć w innych źródłach światła np. w wyładowaniu łukowym, jednak ich natężenia są w tych źródłach bardzo małe.

Były również obserwowane w warunkach laboratoryjnych linie wzbronione z poziomów niemetrwałych, które prawdopodobnie odpowiadają przejściom

multipolowym typu E2. Linie takie odpowiadające przejściom między poziomami konfiguracji $(n+1)pnp - np^2$ w łukowym widmie cyny zidentyfikował Kornalewski [39]. Analogiczne przejścia zaobserwowali Wood i Andrew w widmie PbI [40]. Do tej pory nie stwierdzono doświadczalnie charakteru tych przejść. A priori mogą to być linie E2 lub wymuszone polem elektrycznym przejścia E1. Nikt również dotąd teoretycznie nie obliczył wielkości prawdopodobieństw przejść E2 odpowiadających obserwowanym liniom.

Nowe możliwości badania przejść multipolowych wydaje się stwarzać technika „beam-foil spectroscopy” *. Możliwość uzyskania dzięki tej metodzie wielu pierwiastków wysoko zjonizowanych pozwala myśleć o uzyskaniu w laboratorium znanych astrofizykom linii „koronalnych”. Metoda „beam-foil spectroscopy” pozwala obserwować widma leżące w dalekim nadfiolecie, gdzie prawdopodobieństwa przejść E2 są tak duże, że linie takie są łatwe do rejestracji. Natomiast obserwacja w tych eksperymentach normalnych linii „koronalnych” leżących w obszarze widzialnym jest problemem dużo trudniejszym.

4. Prawdopodobieństwa przejść linii multipolowych

Pomiar względnych natężeń linii multipolowych był pierwszym eksperymentem dotyczącym ilościowego badania promieniowania multipolowego w spektroskopii atomowej. Szczególnie interesujący jest pomiar względnych natężeń czystych linii E2 i M1 o wspólnym górnym poziomie energii. Stosunek natężeń takich linii daje wprost stosunek prawdopodobieństw przejść M1 i E2, a to z kolei pozwala półempirycznie wyznaczyć całkę radialną, przez którą wyraża się prawdopodobieństwo przejścia E2.

Bezpośrednie przejście od stosunku natężeń do stosunku prawdopodobieństw dla linii multipolowych o wspólnym górnym poziomie energii jest możliwe ze względu na nieistotny wpływ reabsorpcji dla tych linii. Wielkość wpływu reabsorpcji na stosunek natężeń linii spektralnych można oszacować na podstawie teorii Ladenburga-Levi [41]. Wpływ ten określa funkcja $S(k_0l)$. Wielkość k_0 jest proporcjonalna do populacji dolnego poziomu energetycznego oraz do prawdopodobieństwa emisji spontanicznej na ten poziom. Ze względu na bardzo małą wartość prawdopodobieństwa przejścia, wartość współczynnika absorpcji k_0 jest niewielka co sprawia, że przy stosowanych długościach źródeł l rzędu kilkunastu cm, funkcja $S(k_0l) \approx 1$ i wpływ reabsorpcji można zaniedbać.

Jak widać ze schematów poziomów energetycznych na rys. 1, dla tego rodzaju pomiarów nadają się linie multipolowe odpowiadające przejściom między

* Zasada „beam-foil spectroscopy” jest następująca: strumień jonów znajdujących się w podstawowym stanie energetycznym zostaje przyspieszony w akceleratorze, a następnie przepuszczony przez cienką folię. W trakcie przejścia przez folię następuje reakcja strippingu, tj. obdarca jonów z elektronów z równoczesnym wzbudzeniem tych jonów. Znajdujące się poza folią wzbudzone, wysoko zjonizowane atomy emitują światło i wracają do stanu podstawowego.

poziomami konfiguracji np^2 i np^4 , a więc w widmie pierwiastków IV i VI kolumny. Z poziomu 1S_0 zachodzą dwa przejścia E2: $^1S_0-^1D_2$, $^1S_0-^3P_2$ oraz jedno przejście M1: $^1S_0-^3P_1$.

Pomiar taki po raz pierwszy przeprowadził Mrozowski [12] na liniach PbI 5313 Å i 4618 Å. Później jeszcze kilkakrotnie przeprowadzano tego rodzaju pomiary na liniach w OI [16], [25], SI [26], SiI [17], i TeI [18]. Interesujące wydaje się porównanie dotychczasowych wyników prac doświadczalnych i teoretycznych dotyczących względnych prawdopodobieństw przejść multipolowych. Porównanie takie przedstawia tabela 2 wzięta z pracy [18].

Tabela 2

Porównanie doświadczalnych i teoretycznych wartości prawdopodobieństw przejść multipolowych

Pierwiastek i konfiguracja	Stosunek prawdopodobieństw przejść	Wartość doświadczalna i referencje		Wartość teoretyczna i referencje	
OI $2p^4$	M1 $^1S_0-^3P_1$ /E2 $^1S_0-^3P_2$	45	[16]	210	[42]
	E2 $^1S_0-^1D_2$ /M1 $^1S_0-^3P_1$	200	[25]		
	(M1 + E2) $^1D_2-^3P_1$ / (M1 + E2) $^1D_2-^3P_2$	18,6	[25]	16,4	[42]
SI $3p^4$	E2 $^1S_0-^1D_2$ /M1 $^1S_0-^3P_1$	0,33	[25]	0,32	[42]
	E2 $^1S_0-^3P_1$ /E2 $^1S_0-^3P_2$	5,1	[26]	5,09	[43]
TeI $5p^4$	M1 $^1S_0-^3P_1$ /E2 $^1S_0-^3P_2$			12	[44]
SiI $3p^4$	M1 $^1S_0-^3P_1$ /E2 $^1S_0-^3P_2$	18,4	[18]	47	[31]
PbI $6p^2$	M1 $^1S_0-^3P_1$ /E2 $^1S_0-^3P_2$	1	[17]	30	[45]
	M1 $^1S_0-^3P_1$ /E2 $^1S_0-^3P_2$	3,6	[12]	7,8	[31]
			[32]		

Jak widać, wyniki eksperymentalne dość znacznie różnią się od przewidywań teoretycznych. Dobrą zgodność otrzymano jedynie w pracach McConkeya i jego współpracowników [25, 26], gdzie stosowano rejestrację fotoelektryczną a nie, jak w przypadku pozostałych prac, fotograficzną.

Wyznaczenie absolutnych wartości prawdopodobieństw przejść multipolowych (a nie tylko ich stosunku) z pomiaru natężeń linii spektralnych wymaga znajomości wartości populacji poziomu, z którego zachodzi dane przejście. Trudność ta nie występuje w pomiarach korzystających z wyznaczenia czasu życia atomów w stanach metatrwałych. Czasy życia atomów i molekuł wyznacza się metodami impulsowymi mierząc czas zaniku wyświecania atomów. Metody te rozwinięte w ostatnich latach są przeniesieniem do spektroskopii atomowej techniki pomiarowej fizyki jądrowej [46]. Przy ich pomocy wyznaczone zostały czasy życia, a następnie odpowiednie prawdopodobieństwa przejść multipolowych dla atomów OI, HeI i molekuł N_2 i CO. Wyniki eksperymentalne w większości zgadzają się z przewidywaniami teoretycznymi. Szczególnie dobra wydaje się metoda pomiaru czasu przelotu wiązki termicznej, wymaga ona jednak drogiej i skomplikowanej aparatury, zwłaszcza elektronicznej, oraz posiada ograniczenia co do wartości czasów życia przy których może być stosowana.

5. Struktura nadsubtelna linii multipolowych

Dla atomów o niezerowym spinie jądra linie multipolowe wykazują strukturę nadsubtelną. Po raz pierwszy była ona obserwowana w 1940 r. dla linii E2 HgII 2815 Å ($^2D_{5/2} - ^2S_{1/2}$) przez Mrozowskiego [47]. Jak wykazał Opęchowski [47], wzory na natężenie składowych nadsubtelnych dla linii E2 można w prosty sposób otrzymać z wzorów Rubinowicza dla struktury subtelnej zastępując liczby kwantowe L, S, J przez J, I, F ($\tilde{F} = \tilde{J} + \tilde{I}$). Wzory te oraz reguła wyboru $\Delta F = 0, \pm 1, \pm 2$ zostały w pełni potwierdzone przez eksperyment. Mrozowski [12] badał również strukturę nadsubtelną innej linii kwadrupolowej PbI 5313 Å. Dla izotopu ^{207}Pb zmierzony stosunek natężeń składowych nadsubtelnych wynosił 1,55 zamiast spodziewanego 1,50. W tej samej pracy po raz pierwszy obserwowano strukturę nadsubtelną linii typu M1 PbI 4618 Å. Otrzymany stosunek natężeń składowych nadsubtelnych (2:1) zgadza się z wzorami odnoszącymi się do promieniowania E1. Jak wykazał Gerjuoy [14], identyczność wzorów na natężenia składowych nadsubtelnych dla E1 i M1 wiąże się z faktem, że reguły komutacyjne dla wektorów \tilde{P} i \tilde{M} z \tilde{J} są takie same. Wzory te pozostają słuszne nawet w przypadku linii interkombinacyjnych, a takimi jest większość otrzymanych linii typu M1. Perturbacyjny charakter tych linii przejawiać się będzie w niespełnieniu reguł sum dających względne natężenia dla struktury subtelnej multipletu. To samo odnosi się do linii E2, co tłumaczy stosowalność wzorów Opęchowskiego-Rubinowicza do interkombinacyjnej linii PbI 5313 Å.

Jeżeli chodzi o badanie struktury nadsubtelnej linii mieszanych, to oprócz składowych mieszanych $\Delta F = 0, \pm 1$ powinny wystąpić składowe $\Delta F = \pm 2$ o charakterze czysto E2. Pierwsze próby Mrozowskiego [12] znalezienia tych składowych przy badaniu struktury nadsubtelnej linii PbI 7330 Å nie powiodły się; podobnie nie udało mu się [19] znaleźć składowych $\Delta F = \pm 2$ w liniach mieszanych w BiI. Dopiero w 1968 r. Heldt [23] przy użyciu aparatury o dostatecznie dużej zdolności rozdzielczej otrzymał dla linii mieszanej BiI 4615 Å składową $\Delta F = \pm 2$. Pozwoliło to na określenie stosunku E2/(E2+M1) dla tej linii. Otrzymana wartość 0,2 zgadza się z przewidywaniami teoretycznymi Garstanga [34]. W przypadku trzech dalszych linii mieszanych w BiI składowe $\Delta F = \pm 2$ nie pojawiły się, co świadczy o znikomej zawartości promieniowania E2 w tych liniach. Według oszacowań udział E2 jest mniejszy niż 10%.

6. Efekt Zeemana linii multipolowych i efekty interferencyjne

Teoria efektu Zeemana dla linii multipolowych została opracowana przez Rubinowicza początkowo w oparciu o zasadę korespondencji, a następnie na gruncie mechaniki kwantowej. Wynikające z tej teorii reguły wyboru zarówno zwykle, jak i polaryzacyjne zostały następnie potwierdzone przez liczne eksperymenty. Jak już wspomniano, ostatecznym kryterium przy ustalaniu przynależności danej linii spektralnej do określonego typu promieniowania jest jej

poziomami konfiguracji np^2 i np^4 , a więc w widmie pierwiastków IV i VI kolumny. Z poziomu 1S_0 zachodzą dwa przejścia E2: $^1S_0-^1D_2$, $^1S_0-^3P_2$ oraz jedno przejście M1: $^1S_0-^3P_1$.

Pomiar taki po raz pierwszy przeprowadził Mrozowski [12] na liniach PbI 5313 Å i 4618 Å. Później jeszcze kilkakrotnie przeprowadzano tego rodzaju pomiary na liniach w OI [16], [25], SI [26], SiI [17], i TeI [18]. Interesujące wydaje się porównanie dotychczasowych wyników prac doświadczalnych i teoretycznych dotyczących względnych prawdopodobieństw przejść multipolowych. Porównanie takie przedstawia tabela 2 wzięta z pracy [18].

Tabela 2

Porównanie doświadczalnych
i teoretycznych wartości prawdopodobieństw przejść multipolowych

Pierwiastek i konfiguracja	Stosunek prawdopodobieństw przejść	Wartość doświadczalna i referencje		Wartość teoretyczna i referencje	
OI $2p^4$	M1 $^1S_0-^3P_1$ /E2 $^1S_0-^3P_2$	45	[16]	210	[42]
	E2 $^1S_0-^1D_2$ /M1 $^1S_0-^3P_1$	200	[25]		
	(M1 + E2) $^1D_2-^3P_1$ /(M1 + E2) $^1D_2-^3P_2$	18,6	[25]	16,4	[42]
SI $3p^4$	(M1 + E2) $^1D_2-^3P_1$ /(M1 + E2) $^1D_2-^3P_2$	0,33	[25]	0,32	[42]
	E2 $^1S_0-^1D_2$ /M1 $^1S_0-^3P_1$	5,1	[26]	5,09	[43]
Te I $5p^4$				12	[44]
Si I $3p^2$	M1 $^1S_0-^3P_1$ /E2 $^1S_0-^3P_2$	18,4	[18]	47	[31]
Pb I $6p^2$	M1 $^1S_0-^3P_1$ /E2 $^1S_0-^3P_2$	1	[17]	30	[45]
	M1 $^1S_0-^3P_1$ /E2 $^1S_0-^3P_2$	3,6	[12]	7,8	[31]
			[32]		

Jak widać, wyniki eksperymentalne dość znacznie różnią się od przewidywań teoretycznych. Dobrą zgodność otrzymano jedynie w pracach McConkeya i jego współpracowników [25, 26], gdzie stosowano rejestrację fotoelektryczną a nie, jak w przypadku pozostałych prac, fotograficzną.

Wyznaczenie absolutnych wartości prawdopodobieństw przejść multipolowych (a nie tylko ich stosunku) z pomiaru natężeń linii spektralnych wymaga znajomości wartości populacji poziomu, z którego zachodzi dane przejście. Trudność ta nie występuje w pomiarach korzystających z wyznaczenia czasu życia atomów w stanach metatrwałych. Czasy życia atomów i molekuł wyznacza się metodami impulsowymi mierząc czas zaniku wyświecania atomów. Metody te rozwinięte w ostatnich latach są przeniesieniem do spektroskopii atomowej techniki pomiarowej fizyki jądrowej [46]. Przy ich pomocy wyznaczone zostały czasy życia, a następnie odpowiednie prawdopodobieństwa przejść multipolowych dla atomów OI, HeI i molekuł N_2 i CO. Wyniki eksperymentalne w większości zgadzają się z przewidywaniami teoretycznymi. Szczególnie dobra wydaje się metoda pomiaru czasu przelotu wiązki termicznej, wymaga ona jednak drogiej i skomplikowanej aparatury, zwłaszcza elektronicznej, oraz posiada ograniczenia co do wartości czasów życia przy których może być stosowana.

5. Struktura nadsubtelna linii multipolowych

Dla atomów o niezerowym spinie jądra linie multipolowe wykazują strukturę nadsubtelną. Po raz pierwszy była ona obserwowana w 1940 r. dla linii E2 HgII 2815 Å ($^2D_{5/2} - ^2S_{1/2}$) przez Mrozowskiego [47]. Jak wykazał Opęchowski [47], wzory na natężenie składowych nadsubtelnych dla linii E2 można w prosty sposób otrzymać z wzorów Rubinowicza dla struktury subtelnej zastępując liczby kwantowe L, S, J przez J, I, F ($\tilde{F} = \tilde{J} + \tilde{I}$). Wzory te oraz reguła wyboru $\Delta F = 0, \pm 1, \pm 2$ zostały w pełni potwierdzone przez eksperyment. Mrozowski [12] badał również strukturę nadsubtelną innej linii kwadrupolowej PbI 5313 Å. Dla izotopu ^{207}Pb zmierzony stosunek natężeń składowych nadsubtelnych wynosił 1,55 zamiast spodziewanego 1,50. W tej samej pracy po raz pierwszy obserwowano strukturę nadsubtelną linii typu M1 PbI 4618 Å. Otrzymany stosunek natężeń składowych nadsubtelnych (2:1) zgadza się z wzorami odnoszącymi się do promieniowania E1. Jak wykazał Gerjuoy [14], identyczność wzorów na natężenia składowych nadsubtelnych dla E1 i M1 wiąże się z faktem, że reguły komutacyjne dla wektorów \tilde{P} i \tilde{M} z \tilde{J} są takie same. Wzory te pozostają słuszne nawet w przypadku linii interkombinacyjnych, a takimi jest większość otrzymanych linii typu M1. Perturbacyjny charakter tych linii przejawiać się będzie w niespełnieniu reguł sum dających względne natężenia dla struktury subtelnej multipletu. To samo odnosi się do linii E2, co tłumaczy stosowalność wzorów Opęchowskiego-Rubinowicza do interkombinacyjnej linii PbI 5313 Å.

Jeżeli chodzi o badanie struktury nadsubtelnej linii mieszanych, to oprócz składowych mieszanych $\Delta F = 0, \pm 1$ powinny wystąpić składowe $\Delta F = \pm 2$ o charakterze czysto E2. Pierwsze próby Mrozowskiego [12] znalezienia tych składowych przy badaniu struktury nadsubtelnej linii PbI 7330 Å nie powiodły się; podobnie nie udało mu się [19] znaleźć składowych $\Delta F = \pm 2$ w liniach mieszanych w BiI. Dopiero w 1968 r. Heldt [23] przy użyciu aparatury o dostatecznie dużej zdolności rozdzielczej otrzymał dla linii mieszanej BiI 4615 Å składową $\Delta F = \pm 2$. Pozwoliło to na określenie stosunku E2/(E2+M1) dla tej linii. Otrzymana wartość 0,2 zgadza się z przewidywaniami teoretycznymi Garstanga [34]. W przypadku trzech dalszych linii mieszanych w BiI składowe $\Delta F = \pm 2$ nie pojawiły się, co świadczy o znikomej zawartości promieniowania E2 w tych liniach. Według oszacowań udział E2 jest mniejszy niż 10%.

6. Efekt Zeemana linii multipolowych i efekty interferencyjne

Teoria efektu Zeemana dla linii multipolowych została opracowana przez Rubinowicza początkowo w oparciu o zasadę korespondencji, a następnie na gruncie mechaniki kwantowej. Wynikające z tej teorii reguły wyboru zarówno zwykłe, jak i polaryzacyjne zostały następnie potwierdzone przez liczne eksperymenty. Jak już wspomniano, ostatecznym kryterium przy ustalaniu przynależności danej linii spektralnej do określonego typu promieniowania jest jej

obraz zeemanowski. W tabeli 3 zebrane zostały reguły polaryzacyjne dla promieniowania E1, M1 i E2.

Porównując reguły polaryzacyjne dla E1 i M1 widać, że różnica między nimi polega na tym, że składowe π i σ są zamienione miejscami. Natomiast obraz zeemanowski linii E2 różni się od poprzednich nie tylko stanem polaryzacji poszczególnych składowych, ale i liczbą tych składowych. Dla $\Delta M < 0$ zwroty polaryzacji są przeciwne do tych, jakie zostały podane w tabeli 3, tzn. dla $\Delta M > 0$ i to samo dotyczy kąta α na $\pi - \alpha$.

Tabela 3

Stan polaryzacji składowych zeemanowskich dla przejść E1, M1 i E2

Przejście	E1				
	$\alpha = 0$	$0 < \alpha < \pi/2$	$\alpha = \pi/2$		
$\Delta M = 0$	—	π	π		
$\Delta M = +1$	kołowa prawa	eliptyczna prawa	σ		
Przejście	M1				
	$\alpha = 0$	$0 < \alpha < \pi/2$	$\alpha = \pi/2$		
$\Delta M = 0$	—	σ	σ		
$\Delta M = +1$	kołowa prawa	eliptyczna prawa	π		
Przejście	E2				
	$\alpha = 0$	$0 < \alpha < \pi/4$	$\alpha = \pi/4$	$\pi/4 < \alpha < \pi/2$	$\alpha = \pi/2$
$\Delta M = 0$	—	π	π	π	—
$\Delta M = +1$	kołowa prawa	eliptycz. prawa	σ	eliptycz. lewa	π
$\Delta M = +2$	—	eliptycz. prawa	eliptycz. prawa	eliptycz. prawa	σ

α — oznacza kąt pomiędzy kierunkiem obserwacji a kierunkiem pola magnetycznego
 π, σ — polaryzacja liniowa równoległa i prostopadła do kierunku pola magnetycznego

Efekt Zeemana odgrywa ogromną rolę przy badaniu linii mieszanych. Okazuje się, że w związku z równoczesnym prawdopodobieństwem występowania promieniowania E2 i M1, promieniowania te są spójne i poszczególne składowe zeemanowskie danej linii spektralnej, należące do różnych typów przejść, mogą ze sobą interferować. Należenie składowych zeemanowskich linii mieszanej nie jest więc prostym nałożeniem się dwóch obrazów zeemanowskich pochodzą-

cych od obu typów promieniowań w proporcjach odpowiadających prawdopodobieństwom ich przejść. Składowa zeemanowska zawierać będzie pewien człon interferencyjny, który zależy od różnicy faz pomiędzy obydwooma typami promieniowania i który zmienia się wraz ze zmianą kierunku obserwacji. Suma członów interferencyjnych dla wszystkich składowych określonej polaryzacji musi się zerować, gdyż natężenie całkowite linii mieszanej jest sumą natężeń pochodzących od obu typów promieniowań.

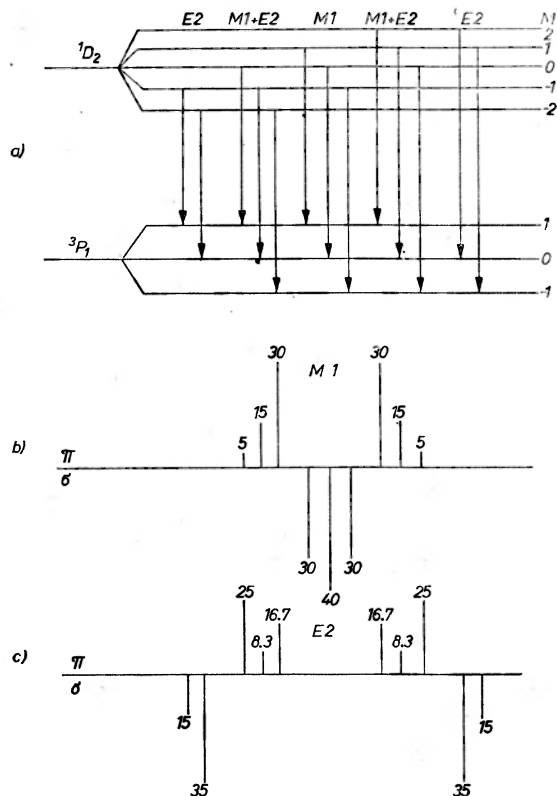
Effekt interferencyjny występuje dla składowych $\Delta M = \pm 1$. Fakt, że człon interferencyjny dla składowych $\Delta M = 0$ wynosi zero nie jest przypadkowy. Związane jest to z tym, że wówczas oba typy promieniowań są spolaryzowane w płaszczyznach nawzajem prostopadłych, a więc nie mogą interferować.

Na prawdopodobieństwo istnienia takiego efektu interferencyjnego pierwszy zwrócił uwagę Miliańczuk [48], a niezależnie od niego Shortley ze współpracownikami [15]. Gerjuoy [14] przeprowadził kwantowo-mechaniczne obliczenia potwierdzające tę hipotezę. Istnienie efektu interferencyjnego stwierdzili doświadczalnie Jenkins i Mrozowski [13] w roku 1941 badając efekt Zeemana na składowych π linii PbI 7330 Å. Ze względu na ważną rolę, jaką odgrywa ten efekt w badaniach linii multipolowych, rozpatrzmy eksperyment Jenkinsa i Mrozowskiego dokładnie.

Effekt interferencyjny dla linii PbI 7330 Å

Na rys. 2 przedstawione zostały poziomy energetyczne oraz składowe zeemanowskie linii PbI 7330 Å. Wszystkie sześć składowych π , spolaryzowanych równoległe do pola przy obserwacji poprzecznej, ma charakter mieszany, natomiast żadna ze składowych σ przy tym sposobie obserwacji nie ma charakteru mieszanego. Mierząc stosunek natężeń składowych σ typu E2 do składowych σ typu M1 można określić udział promieniowania E2 w tej linii mieszanej. Dla linii PbI 7330 Å otrzymano wartość tego udziału równą 2%.

Dla dwóch trypletów składowych π stosunek natężeń dla promieniowania czystego magnetycznego powinien wynosić 6:3:1 (zwykła reguła dipolowa), dla czystego elektrycznego kwadrupolowego 4:2:6 (ze wzorów Rubinowicza). Gdyby przyjąć addytywność natężeń składowych zeemanowskich, to dla 2% promieniowania E2 w linii mieszanej mielibyśmy 6:3:1,1, a więc stosunek prawie nie różniący się od stosunku dla czystego promieniowania magnetycznego. Tymczasem otrzymany eksperymentalnie stosunek natężeń, po uwzględnieniu poprawek na strukturę nadsubtelną, wynosi 2,64:2,29:1. Jak wynika z teorii, istnienie efektu interferencyjnego powinno osłabić pierwszą składową o $2X$, a wzmocnić każdą z dwu pozostałych o X , przy czym wielkość X jest proporcjonalna do pierwiastka kwadratowego z procentowego udziału E2 w linii mieszanej. Dla 2% zawartości E2 w linii wartość X wynosi ok. 0,6, co daje stosunek natężeń 4,8:3,6:1,7. Obserwowany w doświadczeniu stosunek natężeń można przedstawić jako 4,5:3,9:1,7, jak więc widać niezbyt daleko odbiega on od przewidywanego teoretycznie, stanowiąc tym samym dowód istnienia interferencji.



Rys. 2 a) Przejście zeemanowskie dla linii Pb I 7330 Å, b) obraz zeemanowski linii 7330 Å przy założeniu tylko promieniowania M1, c) obraz zeemanowski linii 7330 Å przy założeniu tylko promieniowania E2

Ważność efektu interferencyjnego leży w tym, że dostarcza on metody określania już bardzo małych ilości E2 w linii mieszanej z dużą dokładnością. Jeżeli przez A oznaczymy amplitudę promieniowania M1, a przez B amplitudę promieniowania E2, to natężenie odpowiedniej składowej zeemanowskiej będzie proporcjonalne do $A^2 + B^2 + 2AB \cos \varphi$, gdzie φ jest różnicą faz między obydwo ma typami promieniowania. Gdy $A \gg B$, to jedynie człon interferencyjny świadczy o obecności E2 w linii mieszanej (udział B^2 jest wówczas znikomy).

Efekt interferencyjny posiada jeszcze jedną ciekawą własność: przy obserwacji podłużnej do pola daje efekt odwrotny jak przy obserwacji poprzecznej. Mianowicie, jeżeli przy obserwacji poprzecznej do pola dla składowych linii PbI 7330 Å będziemy mieli stosunek natężeń $(6 - 2X) : (3 + X) : (1 + X)$, to przy obserwacji podłużnej wyniesie on $(6 + 2X) : (3 - X) : (1 - X)$.

Jenkins i Mrozowski obserwowali efekt interferencyjny tylko dla poprzecznego efektu Zeemana. W 1966 r. Hulst [49] badał efekt interferencyjny jeszcze raz dla linii PbI 7330 Å zarówno przy obserwacji poprzecznej, jak i podłużnej oraz dla linii PbII 7099 Å, już tylko przy obserwacji podłużnej. Można teoretycznie, w oparciu o wzory wyprowadzone przez Gerjuoya wyliczyć rozkład

nateżeń składowych zeemanowskich dla różnych wartości $E2/(M1 + E2)$ z uwzględnieniem efektu interferencyjnego. Oczywiście rozkład taki inaczej wygląda przy obserwacji poprzecznej, a inaczej przy obserwacji podłużnej. Porównując rozkłady teoretyczne z otrzymanymi eksperymentalnie oszacowano udział $E2$ w obu liniach mieszanych: dla 7330 \AA uzyskano $4 \pm 1\%$, dla 7099 \AA uzyskano $3 \pm 1\%$.

Efekt Zeemana struktury nadsubtelnej

Jak dotąd osobno rozpatrywana była struktura nadsubtelna i osobno efekt Zeemana, a przecież oba te efekty mogą wystąpić równocześnie. Ponieważ, jak wynika to z rozważań Gerjuoya, cała z członu interferencyjnego dla określonej składowej zeemanowskiej po wszystkich kierunkach znika, więc obserwowana interferencja jest tylko wynikiem kierunkowego uporządkowania („alignment”) stanu elektronowego spowodowanego przez pole magnetyczne. Obecność jądrowego momentu magnetycznego i sprzężenie \vec{J} z \vec{I} powodują precesję całkowitego krętu elektronów wokół \vec{I} , co może częściowo zniszczyć kierunkowe uporządkowanie. Na gruncie modelu wektorowego nie sposób przewidzieć, nawet jakościowo, w jakim stopniu ta precesja tłumi lub modyfikuje efekt interferencyjny. Konieczne jest prowadzenie długich obliczeń w celu uzyskania odpowiednich wzorów teoretycznych.

W 1970 r. Heldt z Mrozowskim [24] zbadali efekt interferencyjny dla dwóch linii mieszanych ze strukturą nadsubtelną. Były to linie BiI 4615 \AA i 6476 \AA . Okazało się, że przy tych wartościach pól magnetycznych, jakimi rozporządzano w eksperymencie, wspólny dla obu linii poziom dolny wykazywał efekt Backa-Goudsmita (prawie kompletne rozerwanie sprzężenia \vec{J} z \vec{I} ; zamiast efektu Zeemana struktury nadsubtelnej wystąpiła struktura nadsubtelna zwykłego efektu Zeemana). Pomimo złożoności obrazu zeemanowskiego i niecałkowitego rozdzielenia wszystkich składowych (spin jedyne go izotopu ^{209}Bi wynosi $9/2$ i rozszczepienie jest znaczne), zaobserwowano wyraźne różnice w rozkładzie nateżeń składowych zeemanowskich przy obserwacji poprzecznej i podłużnej. Świadczy to o tym, że wystąpienie struktury nadsubtelnej nie burzy, a jedynie modyfikuje człon interferencyjny.

Interferencja pomiędzy promieniowaniem wymuszonym $E1$ a spontanicznym $E2$

Interferencja, o której traktował poprzedni paragraf, dotyczyła promieniowania spontanicznego typu $M1$ i $E2$. Na zakończenie warto wspomnieć o jeszcze jednym efekcie interferencyjnym, który nie został jak dotąd potwierdzony eksperymentalnie. Chodzi mianowicie o interferencję pomiędzy promieniowaniem wymuszonym $E1$ a spontanicznym $E2$.

Reguły wyboru przedstawione w tabeli 1 zostały wyprowadzone przy założeniu, że mamy do czynienia z atomami swobodnymi. Jednak pod wpływem pewnych czynników zewnętrznych takich jak przyłożone z zewnątrz pole elek-

tryczne lub magnetyczne, oddziaływanie międzyelektronowe czy wreszcie oddziaływanie z momentem magnetycznym jądra, mogą pojawić się linie przeczące podanym regułom wyboru, a jednak mające charakter E1 (o czym można się przekonać badając ich efekt Zeemana).

Szczególnie prosto przedstawia się teoria promieniowania E1 wymuszonego stałym polem elektrycznym. Przy obliczaniu prawdopodobieństw przejść pod wpływem takiego zaburzenia otrzymujemy reguły wyboru, które są niemal identyczne z regułami dla promieniowania spontanicznego E2. Jak wynika z obliczeń, prawdopodobieństwo przejść wymuszonych typu E1 jest proporcjonalne do kwadratu natężenia wymuszającego pola elektrycznego.

W związku z możliwością równoczesnego wystąpienia promieniowania wymuszonego E1 i promieniowania spontanicznego E2 Rubinowicz już w r. 1949 przewidywał możliwość istnienia interferencji pomiędzy obu tymi typami promieniowania. Podobnie jak to ma miejsce dla promieniowania spontanicznego M1 i spontanicznego E2, składowe zeemanowskie linii odpowiadającej przejściu wymuszonemu E1 i spontanicznemu E2 będą się zmieniać w pewien sposób, w zależności od obu pól (magnetyczne i elektryczne wymuszające) oraz kierunku obserwacji. Dąbrowski [50] rozpatrzył przypadek, gdy oba te pola są równoległe. Wówczas, przy obserwacji poprzecznej do pól, przez odpowiednie ustawienie nikola można jedną ze składowych $\Delta M = \pm 1$ wygasić, podczas gdy druga składowa osiągnie maksimum natężenia. Istnieje również takie położenie nikola w którym obie składowe zmieniają się rolami; druga jest wygaszona a pierwsza osiąga maksimum natężenia. Pomiedzy tymi położeniami natężenia obu składowych zmieniają się w sposób ciągły. Zmiany położenia nikola nie wpływają na natężenie składowych zeemanowskich $\Delta M = 0, \pm 2$, które są przez cały czas takie same.

Dąbrowski oszacował, że dla linii KI ${}^2D_{5/2, 3/2} - {}^2S_{1/2}$ wartość pola elektrycznego, przy którym efekt ten jest widoczny, wynosi około 10 kV/cm, jednak jak dotychczas brak na ten temat jakiegokolwiek danych eksperymentalnych.

7. Linie multipolowe wyższych rzędów

Możliwość obserwacji w przyrodzie silnych linii multipolowych 2 rzędu istnieje dzięki temu, że reguła Laporte'a wyklucza równoczesne występowanie promieniowania E1, M1 i E2. Stany energetyczne, z których przejście E1 jest wzbronione regułą Laporte'a, mogą dawać początek przejściom multipolowym 2 rzędu. W pewnych warunkach fizycznych obsadzenie tych stanów może osiągnąć tak dużą wartość, że obserwuje się z nich silne linie M1 i E2. Reguła Laporte'a dla przejść multipolowych 3 rzędu (M2 i E3) wygląda tak samo jak dla E1. Przejścia E1 są więc na ogół konkurencyjne dla przejść M2 i E3. Wobec bardzo małych wartości prawdopodobieństw przejść 3 rzędu (prawdopodobieństwo tych przejść dla obszaru widzialnego widma jest o kilka rzędów wielkości mniejsze od prawdopodobieństw przejść 2 rzędu), może się wydawać, że przejść tych można w ogóle nie brać pod uwagę w spektroskopii atomowej.

Okazuje się, że taki pogląd jest błędny. Przejścia M2 mogą być obserwowane w widmach optycznych atomów, a dla atomów wysoko zjonizowanych prawdopodobieństwa tych przejść mogą osiągnąć bardzo duże wartości.

Jak podaje Garstang [51], [52], reguły wyboru dla promieniowania M2 przy wiązaniu L-S wyglądają następująco:

- 1 zmiana parzystości
- 2 $\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$ ($0 \leftrightarrow 0, 0 \leftrightarrow 1, 1/2 \leftrightarrow 1/2,$)
- 3 $\Delta M = 0, \pm 1, \pm 2$
- 4 $\Delta S = 0, \pm 1$
- 5a jeżeli $\Delta S = 0, \Delta L = 0, \pm 1, \pm 2$
- 5b jeżeli $\Delta S = \pm 1 \Delta L = 0, \pm 1$ ($0 \leftrightarrow 0$).

Na możliwość występowania dla promieniowania M2 przejść, dla których $\Delta S = \pm 1$, wskazał po raz pierwszy Mizushima [53]. Przejścia takie są zabronione dla promieniowania E1, jednak zakaz ten często bywa naruszany na skutek oddziaływania spin-orbita lub oddziaływania powłoki elektronowej atomu z momentem magnetycznym jądra. Mizushima i Garstang przeanalizowali wiele przejść tego rodzaju i pokazali, że dla większości z nich udział promieniowania M2 w stosunku do promieniowania E1 można zaniedbać. Są jednak przejścia, dla których udział promieniowania M2 i E1 jest porównywalny. Należą tu przejścia typu $s^2 \ ^1S_0$ - $sp \ ^3P_2$ w atomach II grupy układu okresowego. Uważano, że linie odpowiadające tym przejściom są to linie typu E1 wymuszone przez moment magnetyczny jądra. Pogląd taki wysunięty przez Bowena w 1930 r. został potwierdzony doświadczalnie przez Mrozowskiego dla rtęci [54] i przez Lesia i Niewodniczańskiego dla kadmu [55]. Według Mizushimy i Garstanga linie te zawierają pewną składową promieniowania M2. Obliczone przez Garstanga prawdopodobieństwa odpowiednich przejść E1 i M2 są zestawione w tabeli 4.

Tabela 4

Prawdopodobieństwa przejść typu M2 i E1

Atom	λ [Å]	A (M2) [s^{-1}]	A (E1) [s^{-1}]
Mg I	4562	$1,8 \times 10^{-4}$	$1,6 \times 10^{-5}$
Zn I	3040	$8,7 \times 10^{-4}$	$2,3 \times 10^{-4}$
Cd I	3141	$9,6 \times 10^{-4}$	$6,9 \times 10^{-3}$
Hg I	2270	$3,6 \times 10^{-3}$	0,15

Na podstawie tych obliczeń można sądzić, że znana w spektroskopii linia ZnI 3040 Å, jak również obserwowana przez astrofizyków linia MgI 4562 Å, ma przeważający charakter M2.

Podane w tabeli 4 wartości prawdopodobieństw przejść odnoszą się do naturalnego składu izotopowego pierwiastków. Ponieważ przejścia E1 występują wyłącznie dla izotopów nieparzystych, nasuwa się pomysł szukania przejść M2

w widmach izotopów parzystych pierwiastków II grupy układu okresowego. Prawdopodobieństwo przejścia M2 największą wartość ma dla HgI, nie wiadomo jednak czy wpływ śladów izotopów nieparzystych nie będzie dla rtęci dominujący. Po otrzymaniu dostatecznie silnej linii M2 można by przez zbadanie efektu Zeemana lub struktury nadsubtelnej potwierdzić eksperymentalnie magnetyczny kwadrupolowy charakter tej linii.

Wykorzystanie sztucznych satelitów do obserwacji astrofizycznych umożliwiło badanie widm obiektów pozaziemskich w obszarze dalekiego nadfioletu i promieniowania rentgenowskiego. Skierowało to uwagę teoretyków na widma atomów wysoko zjonizowanych. Okazało się, że dla bardzo krótkofalowych przejść optycznych, podobnie jak dla promieniowania rentgenowskiego, prawdopodobieństwo przejść M2 może być równie duże, jak prawdopodobieństwo przejścia E1, a nawet przejścia M2 mogą dominować nad przejściami typu E1. Liczbowe wartości prawdopodobieństw przejść M2 interesujących astrofizyków obliczył Garstang. Jako przykład przedstawione zostały z pracy Garstanga [56] prawdopodobieństwa przejść typu $1s2p\ ^3P_2-1s^2\ ^1S_0$ dla szeregu izoelektronowego helu (tabela 5).

Tabela 5

Prawdopodobieństwa przejść typu M2 dla szeregu izoelektronowego helu

Atom	λ [Å]	A (M2) [s^{-1}]
He I	591	0,22
O VII	21,8	$3,0 \times 10^6$
Ar XVII	3,99	$3,1 \times 10^8$
Fe XXV	1,88	$6,5 \times 10^9$

Dla porównania dla atomu FeXXV prawdopodobieństwo przejścia typu E1 $1s2p\ ^3P_2-1s2s\ ^3S_1$ wynosi $5,1 \times 10^8\ \text{sek}^{-1}$, a więc mniej niż prawdopodobieństwo przejścia M2 z tego samego poziomu.

Rozwój w ostatnich latach techniki „beam-foil spectroscopy” pozwala otrzymać widma wysoko zjonizowanych pierwiastków w laboratorium. Można podczas tych eksperymentów dość prosto zmierzyć czas życia wzbudzonych jonów. W ten sposób, jak podaje Garstang [56], grupa Marrusa w Berkeley zmierzyła czas życia stanu $1s2p\ ^3P_2$ atomu Ar XVII. Zaniedbanie w obliczeniach tego czasu życia przejścia M2 prowadzi do niezgodności wyniku teoretycznego i doświadczonego o czynnik 3.

Były również czynione próby znalezienia w spektroskopii atomowej przejść oktopolowych E3. Garstang w 1966 r. [57] sugerował w związku z eksperymentem ze wzbudzeniem „by electron impact” udział przejść E3 w obserwowanych przejściach wzbronionych. Później jednak porównanie dokładniejszych obliczeń z nowymi danymi eksperymentalnymi doprowadziło do wniosku, że udział przejść E3 jest niezauważalny [58].

Literatura

- [1] C. McLennan, G. M. Shrum, *Proc. Roy. Soc.* **108A**, 501 (1925).
- [2] J. S. Bowen, *Nature* **120**, 473 (1927).
- [3] J. S. Bowen, *Proc. Nat. Acad. Amer.* **14**, 30 (1928).
- [4] A. Rubinowicz, *Z. Phys.* **53**, 267 (1929).
- [5] A. Rubinowicz, *Z. Phys.* **61**, 338 (1930).
- [6] A. Rubinowicz, *Z. Phys.* **65**, 662 (1930).
- [7] R. Frerichs, J. S. Campbell, *Phys. Rev.* **36**, 1460 (1930).
- [8] E. Segrè, C. J. Bakker, *Z. Phys.* **72**, 724 (1931).
- [9] H. Niewodniczański, *Acta Phys. Pol.* **2**, 375 (1933).
- [10] J. Blaton, H. Niewodniczański, *Phys. Rev.* **45**, 64 (1934).
- [11] H. Niewodniczański, *Acta Phys. Pol.* **3**, 285 (1934).
- [12] S. Mrozowski, *Phys. Rev.* **58**, 1086 (1940).
- [13] F. A. Jenkins, S. Mrozowski, *Phys. Rev.* **60**, 225 (1941).
- [14] E. Gerjuoy, *Phys. Rev.* **60**, 233 (1941).
- [15] G. H. Shortley, L. H. Aller, J. G. Baker, D. H. Menzel, *Astrophys. J.* **93**, 178 (1941).
- [16] L. Liszka, H. Niewodniczański, *Acta Phys. Pol.* **17**, 345 (1958).
- [17] H. Niewodniczański, J. Pietruszka, *Acta Phys. Pol.* **27**, 807 (1965).
- [18] T. Kornalewski, H. Niewodniczański, *Acta Phys. Pol.* **35**, 989 (1969).
- [19] S. Mrozowski, *Phys. Rev.* **69**, 169 (1946).
- [20] M. Hulst, S. Mrozowski, *J. Opt. Soc. Amer.* **54**, 855 (1964).
- [21] C. D. Cole, *J. Opt. Soc. Amer.* **54**, 859 (1964).
- [22] J. Heldt, S. Mrozowski, *J. Opt. Soc. Amer.* **57**, 565 (1967).
- [23] J. Heldt, *J. Opt. Soc. Amer.* **58**, 1516 (1968).
- [24] J. Heldt, S. Mrozowski, *J. Opt. Soc. Amer.* **60**, 467 (1970).
- [25] J. W. McConkey, D. J. Burns, K. A. Moran, K. G. Emeleus, *Phys. Letters* **22**, 416 (1966).
- [26] J. W. McConkey, D. J. Burns, K. A. Moran, J. A. Kernahn, *Nature* **217**, 538 (1968).
- [27] K. B. S. Eriksson, *Phys. Letters* **41A**, 97 (1972).
- [28] K. B. S. Eriksson, *J. Opt. Soc. Amer.* **63**, 632 (1973).
- [29] K. B. S. Eriksson, *Phys. Letters* **44A**, 73 (1973).
- [30] R. H. Garstang, *Mémoires Soc. Roy. Sci. Liège. sér. V*, **17**, 35 (1968).
- [31] R. H. Garstang, *J. Res. Nat. Bur. Stand.* **68A**, 61 (1964).
- [32] S. Mrozowski, *Rev. Mod. Phys.* **16**, 153 (1944).
- [33] L. N. Borisoglebskij, *Usp. Fiz. Nauk* **66**, 603 (1958).
- [34] R. H. Garstang, *Atomic and Molecular Processes*, rozdz. 1, ed. D. R. Bates, Academic Press, New York and London 1962. Tłumaczenie ros. Moskwa 1964.
- [35] E. U. Condon, G. H. Shortley, *The Theory of Atomic Spectra*, Cambridge University Press, London 1963, England.
- [36] E. U. Condon, *Astrophys. J.* **79**, 217 (1934).
- [37] G. H. Shortley, *Phys. Rev.* **57**, 225 (1940).
- [38] S. Pasternack, *Astrophys. J.* **92**, 129 (1940).
- [39] T. Kornalewski, *Acta Phys. Pol.* **27**, 987 (1965).
- [40] D. R. Wood, K. L. Andrew, *J. Opt. Soc. Amer.* **53**, 818 (1968).
- [41] S. E. Frisz, *Opticzeskije spiektry atomow*, Moskwa 1963.
- [42] R. H. Garstang, *Monthly Not. Roy. Astrophys. Soc.* **111**, 115 (1951).
- [43] S. J. Czyzak, T. K. Kruger, *Monthly Not. Roy. Astrophys. Soc.* **126**, 177 (1963).
- [44] D. E. Osterbock, *Astrophys. J.* **114**, 469 (1951).
- [45] B. Warner, *Monthly Not. Roy. Astrophys. Soc.* **139**, 1 (1968).
- [46] A. Corney, *Nuclear Instrum. Methods* **110**, 151 (1973).
- [47] S. Mrozowski, *Phys. Rev.* **57**, 207 (1940).
- [48] B. Milianczuk, *Z. Phys.* **74**, 825 (1932).

- [49] M. Hulst, *J. Opt. Soc. Amer.* **56**, 1298 (1966).
- [50] J. Dąbrowski, *Acta Phys. Pol.* **11**, 131 (1951).
- [51] R. H. Garstang, *Astrophys. J.* **148**, 579 (1967).
- [52] R. H. Garstang, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **81**, 488 (1969).
- [53] M. Mizushima, *Phys. Rev.* **134**, A883 (1964).
- [54] S. Mrozowski, *Phys. Rev.* **67**, 161 (1945).
- [55] F. Leś, H. Niewodniczański, *Bull. Acad. Pol. Sci.* **5**, 299 (1957).
- [56] R. H. Garstang, *Highlights of Astronomy*, ed. C. de Jager, 1970, str. 555—560.
- [57] R. H. Garstang, *J. Chem. Phys.* **44**, 1308 (1966).
- [58] R. H. Garstang, *J. Phys. B (Proc. Roy. Soc.)* **1**, 847 (1968).

Krzysztof Ernst

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego
Warszawa

Laserowa spektroskopia nasyceniowa

Laser Saturation Spectroscopy

Abstract: General principles of laser saturation spectroscopy are presented. Several applications including spontaneous emission line narrowing, optical pumping leading to unidirectional gain and study of velocity dependence of line broadening are discussed.

1. Wstęp

Ograniczenie konwencjonalnych metod badań w dziedzinie spektroskopii, wynikające z dopplerowskiego rozszerzenia linii widmowych, stanowiło zasadniczą przeszkodę w uzyskaniu dokładnych informacji o strukturze tych linii związanej z różnego typu oddziaływaniami. Prowadzone w ostatnich latach badania metodami laserowej spektroskopii nasyceniowej pozwoliły nie tylko na pokonanie tych trudności, ale znalazły również szereg innych interesujących zastosowań.

Aby przedstawić typową sytuację doświadczalną, rozpatrzmy układ atomów lub cząsteczek znajdujących się w fazie gazowej i mogących emitować lub absorbować promieniowanie o częstotliwości ν związanej z przejściem pomiędzy określonymi poziomami energetycznymi. W układzie takim, jak wiadomo, obserwowany wypadkowy profil linii zależy od ν oraz od prędkości cząstek, uwarunkowanej rozkładem Maxwella. W obszarze widzialnym i w bliskiej podczerwieni oraz przy średniej wartości prędkości równej 10^5 cm/s, szerokość dopplerowska linii jest rzędu 10^9 Hz, a tym samym jej szerokość względna określona jako $\frac{\Delta\nu}{\nu}$ jest zaledwie rzędu 10^{-6} .

Znaczny postęp w uzyskaniu wąskich linii osiągnięto dla przejść w zakresie mikrofalowym. Metoda ta zastosowana w przypadku cezu pozwoliła na uzyskanie linii o szerokości 40 Hz dla przejścia między poziomami struktury nadsubtelnej w stanie podstawowym, o częstotliwości 9,3 GHz [1]. Odpowiada to względnej szerokości $\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx 5 \times 10^{-9}$. Uzyskanie tak wąskiej linii stanowiło pod-

stawę fizyczną do konstrukcji cezowego wzorca częstości [2] aktualnie powszechnie stosowanego.

Zastosowanie techniki laserowej, której omówienie jest celem niniejszego artykułu, pozwala na uzyskanie w zakresie częstości optycznych wartości parametru $\frac{\Delta\nu}{\nu}$ rzędu 10^{-9} — 10^{-10} , a więc 3—4 rzędy wielkości lepiej niż przy zastosowaniu technik konwencjonalnych.

2. Podstawy metody laserowej spektroskopii nasyceniowej (układ dwupoziomowy)

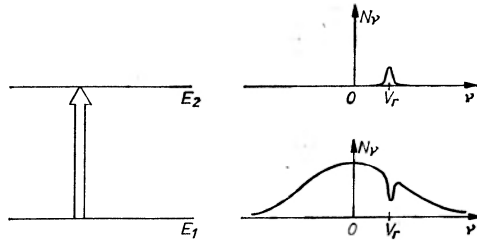
Celem omówienia zjawisk leżących u podstaw nasyceniowej spektroskopii laserowej rozpatrzmy oddziaływanie wiązki laserowej o częstości ν z dwupoziomowym układem atomowym scharakteryzowanym szerokością linii absorpcyjnej wynikającą z efektu Dopplera [3]. Rozszerzenie linii wywołane efektem Dopplera nazywać będziemy rozszerzeniem niejednorodnym, jako że jest ono wynikiem nałożenia szeregu wąskich linii odpowiadających atomom poruszającym się z różnymi prędkościami. Jeśli częstość ν linii emitowanej przez laser pokrywa się dokładnie ze środkiem profilu dopplerowskiego ν_0 , światło absorbowane będzie tylko przez te atomy, dla których nie wystąpi dopplerowskie przesunięcie częstości, to znaczy przez takie, które nie mają składowej prędkości w kierunku wyznaczonym przez wiązkę laserową. Jeśli natomiast częstość ν nie będzie pokrywała się z ν_0 , światło absorbowane będzie przez atomy o ściśle określonej składowej prędkości, a mianowicie takie, które dają dopplerowskie przesunięcie częstości o wartość równą wielkości odstrojenia od środka linii czyli

$$\nu_r = \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} c. \quad (1)$$

Dla $\nu > \nu_0$ światło absorbowane będzie przez atomy poruszające się w kierunku zgodnym z kierunkiem wiązki światła, podczas gdy dla $\nu < \nu_0$ absorbować będą atomy poruszające się w kierunku przeciwnym. W wyniku tego rodzaju oddziaływania wzbudzone zostają tylko atomy o ściśle określonych prędkościach. Prowadzi to w efekcie do uzyskania rozkładu prędkości atomów w każdym z rozpatrywanych dwóch stanów, różnego od rozkładu Maxwella. W stanie górnym, którego obsadzenie przed wzbudzeniem możemy zaniedbać, znajduje się teraz nadmiar atomów o prędkości spełniającej warunek (1), natomiast w stanie dolnym mamy ich niedomiar. Otrzymany rozkład zilustrowany jest na rys. 1. Przy odpowiednio dużym natężeniu wiązki laserowej uzyskujemy nasycenie obsadzenia górnego poziomu. Ponieważ absorpcja ośrodka proporcjonalna jest do różnicy obsadzeń, ośrodek może stać się przezroczysty dla określonej częstości promieniowania.

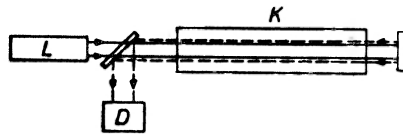
Rozpatrzmy teraz następujące doświadczenie (rys. 2a). Wiązka laserowa pada na zamknięty w komórce układ atomów, a następnie, po znacznym osłabieniu część jej zostaje odbita w kierunku przeciwnym przez umieszczone za komórką zwierciadło. Przy odpowiednim natężeniu wiązki uzyskujemy nasy-

cenie obsadzenia poziomu górnego dla atomów o określonej prędkości v , uwarunkowanej różnicą między częstością linii wzbudzającej a częstością środka linii absorpcyjnej. Słaba wiązka odbita spełniająca rolę wiązki detekcyjnej rozchodzi się w kierunku przeciwnym, a zatem oddziałuje z atomami o prędkości v_r , ale poruszającymi się w kierunku przeciwnym. Jeśli więc częstość linii laserowej nie pokrywa się z częstością środka linii absorpcyjnej, obie wiązki oddziałują z różnymi grupami atomów położonymi symetrycznie po przeciwnych stronach rozkładu prędkości i wiązka detekcyjna nie jest w żaden sposób zakłócana obecnością silnej wiązki wzbudzającej (rys. 2 b). Jeśli natomiast częstość linii

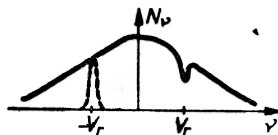


Rys. 1. Rozkłady prędkości atomów znajdujących się w stanach podstawowym (E_1) i wzbudzonym (E_2) przy uwzględnieniu absorpcji wiązki laserowej o częstości ν odstrojonej od częstości

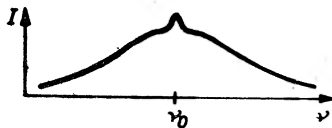
$$\text{środkła linii absorpcyjnej } \nu_0. \quad \nu_r = \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} c$$



a)



b)



c)

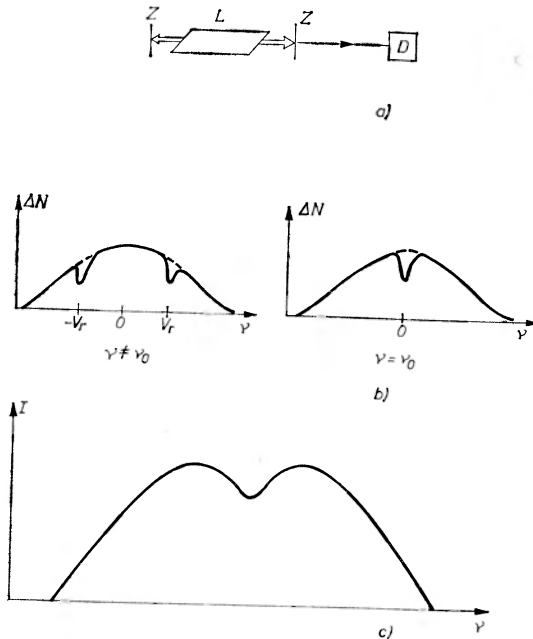
Rys. 2a). Schemat doświadczenia ilustrującego oddziaływanie wiązki laserowej z układem atomowym: L — laser, K — komórka z gazem, D — detektor; b) rozkład prędkości atomów znajdujących się w stanie, z którego następuje absorpcja. Linia przerywana oznacza grupę atomów, z którą oddziałuje wiązka detekcyjna; c) zależność natężenia wiązki detekcyjnej od częstości

laserowej jest dokładnie dostrojona do środka linii absorpcyjnej, obie wiązki oddziałują z tą samą grupą atomów o prędkościach spełniających warunek $v_r = 0$.

Ponieważ wiązka laserowa wprowadziła nasycenie dla tej grupy atomów, a w każdym razie wydatnie zmniejszyła różnicę obsadzeń, absorpcja wiązki detekcyjnej ulegnie zmniejszeniu. Przestrzegając zatem częstość lasera w obrębie szerokości dopplerowskiej linii i mierząc natężenie wiązki detekcyjnej otrzymamy rezonansowe maksimum dla częstości odpowiadającej dokładnie środkowi linii (rys. 2c) [4].

Należy zaznaczyć, że przytoczony obraz odnosi się w sposób analogiczny zarówno do oddziaływania prowadzącego do absorpcji, jak i emisji wymuszonej, przy czym w drugim przypadku zamiast maksimum pojawi się rezonansowe minimum sygnału.

Opisana powyżej metoda nie ogranicza się do przypadku, w którym jedna z wiązek jest silna (nasycająca), a druga, biegnąca w kierunku przeciwnym, słaba. Podobną sytuację mamy również w przypadku dwóch wiązek silnych. Została ona opisana przez Lamba [5], a oparta na niej metoda pomiarowa zwana jest techniką „dipu” lambowskiego. Rozpatrzmy układ atomowy znajdujący się między zwierciadłami rezonatora Fabry-Perot, w którym wytworzono odwrócenie obsadzeń między poziomami (rys. 3a). Jak wiadomo, w takim układzie



Rys. 3. Metoda „dipu” lambowskiego: a) schemat doświadczenia. L — rura laserowa, Z — zwierciadła, D — detektor; b) różnica obsadzeń między górnym i dolnym poziomem laserowym w funkcji prędkości atomów dla częstości linii laserowej odstrojonej od środka linii absorpcyjnej i pokrywającej się z nią; c) zależność natężenia wiązki laserowej od częstości.

rezonatora częstość generowanej wiązki laserowej zależy od odległości zwierciadeł i może być w niewielkim zakresie przestrajana. Jeżeli wytworzoną w układzie falę stojącą o określonej częstości potraktujemy jako złożenie dwóch fal bieżących o tej samej częstości i amplitudzie, rozchodzących się w kierunkach przeciwnych, to możemy zastosować analogiczne rozumowanie jak poprzednio. Jeśli mianowicie częstość (uwarunkowana dostrojeniem rezonatora) nie pokrywa się ze środkiem rozkładu dopplerowskiego, rozchodzące się w przeciwnych kierunkach fale oddziałują z różnymi grupami atomów. Przy dostrojeniu się natomiast do częstości centralnej obie fale oddziałują z tą samą grupą atomów scharakteryzowaną warunkiem $v_r = 0$ (rys. 3 b). Ze względu na duże natężenie obu fal powoduje to zmniejszenie inwersji obsadzeń, a tym samym efektywnego wzmocnienia. A zatem przy dostrojeniu częstości lasera do częstości centralnej pojawia się rezonansowe minimum („dip”) energii wiązki wyjściowej (rys. 3 c). Metoda ta w nieco zmodyfikowanej wersji, zwanej metodą odwróconego dipu lambowskiego, pozwoliła na uzyskanie bardzo wąskich rezonansów [6].

W rezonatorze lasera He-Ne umieszczona została dodatkowo komórka zawierająca metan pod niskim ciśnieniem. Ponieważ linia laserowa $3,39 \mu$ koincyduje z silną linią absorpcyjną metanu, wprowadza to dodatkowe straty w układzie wnęki. Jeśli laser jest dostrojony do środka dopplerowsko rozszerzonej linii absorpcyjnej metanu, efekt nasycenia wprowadzi zmniejszenie różnicy obsadzeń między poziomami metanu. Dla tej zatem częstości osłabienie wiązki przy przejściu przez komórkę zmaleje powodując wzrost natężenia wyjściowej wiązki laserowej. Naturalna szerokość linii metanu jest bardzo mała, a tym samym otrzymane w wyniku przestrajania częstości rezonansowe maksimum będzie bardzo wąskie. Otrzymana w tym przypadku wartość szerokości względnej $\frac{\Delta\nu}{\nu}$ jest rzędu 10^{-10} . Pozwala to na wykorzystanie opisanej techniki do

stabilizacji częstości lasera nawet z dokładnością do 10^{-13} stwarzając jednocześnie możliwości zastosowania promieniowania laserowego we wzorcach czasu.

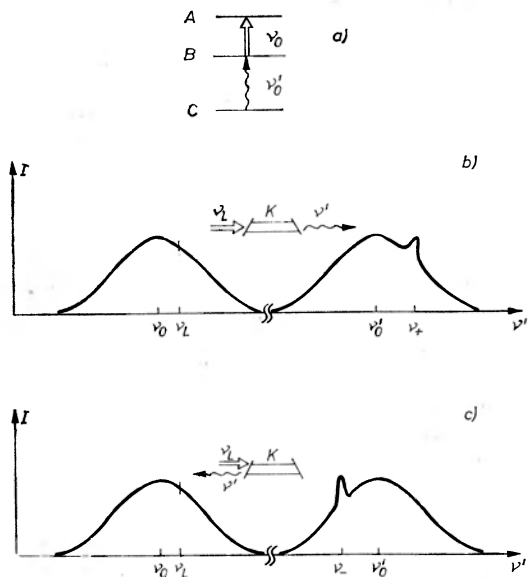
Powyższe przykłady na podstawie najprostszego modelu układu dwupoziomowego ilustrują podstawy metody pozwalającej na uzyskiwanie wąskich rezonansów optycznych w wyniku efektu nasyceniowego wprowadzonego przez wiązkę laserową.

Zanim przystąpimy do przedstawienia kilku jej zastosowań w przypadku bardziej złożonych układów, podsumujmy w oparciu o dotychczasowe rozważania, jakie warunki musi spełniać wiązka światła aby mogła być zastosowana w opisanej metodzie. Stawiane wymagania można ograniczyć do trzech zasadniczych:

- 1) szerokość spektralna linii musi być mała w stosunku do szerokości badanych rezonansów,
- 2) jej natężenie musi być na tyle duże, aby nasycić określone przejście,
- 3) musi istnieć możliwość strojenia w obszarze odpowiadającym szerokości linii absorpcyjnej uwarunkowanej efektem Dopplera.

3. Układ trypoziomowy

Rozpatrzmy teraz układ bardziej złożony zawierający trzy poziomy (rys. 4a), z których środkowy jest poziomem wspólnym dla dwóch przejść o częstościach ν_0 i ν'_0 [7].



Rys. 4a). Trypoziomowy układ atomowy. ν_0 — częstość przejścia laserowego, ν'_0 — częstość przejścia sprzężonego; b) i c) natężenie sygnału emisji spontanicznej w funkcji częstości przy obserwacji do przodu (b) i do tyłu (c), ν_L — częstość linii laserowej

Niech częstość ν_L odpowiada częstości wiązki laserowej. Przy odpowiednim natężeniu wiązki przejście $A \rightarrow B$ (przejście to nazywać będziemy przejściem laserowym) zostaje nasycone dla atomów o ściśle określonych prędkościach. Jeżeli zatem układ atomowy o przedstawionej strukturze poziomów oświetlony zostanie wiązką laserową o częstości równej lub bliskiej ν_0 , nastąpi zmiana obsadzenia poziomu B dla grupy atomów o określonej prędkości. Przy wprowadzeniu odwrócenia obsadzeń między stanami A i B , przejścia wymuszone w wyniku oddziaływania ze światłem laserowym wytworzą w stanie B nadmiar atomów o prędkościach spełniających następujący warunek:

$$v_r = \frac{\nu_L - \nu_0}{\nu_0} c, \quad (2)$$

gdzie ν_L jest częstością wiązki laserowej.

A zatem obserwując emisję spontaniczną odpowiadającą przejściu między poziomami B i C (przejście to nazywać będziemy przejściem sprzężonym), dla pewnej częstości zaobserwujemy maksimum sygnału. Położenie maksimum będzie ponadto zależne od kierunku obserwacji (rys. 4bc). Dla kierunku obser-

wacji zgodnego z kierunkiem rozchodzenia się wiązki laserowej będzie ono odpowiadało częstości:

$$\nu_+ = \nu'_0 \left(1 + \frac{v_r}{c} \right), \quad (3)$$

a po skorzystaniu z (2)

$$\nu_+ = \nu'_0 + (v_L - v_0) \frac{\nu'_0}{v}. \quad (4)$$

Dla kierunku obserwacji przeciwnego do kierunku rozchodzenia się wiązki laserowej otrzymamy analogicznie:

$$\nu_- = \nu'_0 - (v_L - v_0) \frac{\nu'_0}{v_0}. \quad (5)$$

Zależności (4) i (5) spełnione są oczywiście tylko dla przypadku, kiedy obserwacja prowadzona jest wzdłuż osi wiązki laserowej.

Poprzez obserwację emisji spontanicznej w dwóch przeciwnych kierunkach możemy zatem wyznaczyć bardzo dokładnie częstość środka linii jako średnią arytmetyczną dwóch częstości odpowiadających zarejestrowanym maksimumom.

Aby uprościć metodę pomiarową można postępować w nieco inny sposób, który prowadzi do takich samych wyników. Zamiast obserwować emisję spontaniczną w dwóch kierunkach można odbić wiązkę laserową od zwierciadła tak, aby przechodziła ona przez zamknięty w komórce układ atomów dwukrotnie, w kierunkach przeciwnych. Pozwoli to na zaobserwowanie maksimumów natężenia dla częstości ν_+ i ν_- przy obserwacji sygnału emisji spontanicznej tylko w jednym z dwóch możliwych kierunków [7].

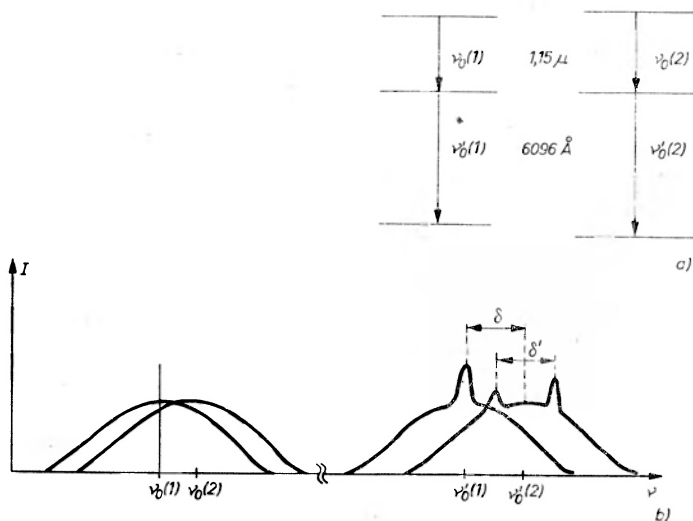
Należy zwrócić uwagę na fakt, że kształt wąskich linii o środkach odpowiadających częstościom ν_+ i ν_- nie jest jednakowy. Efekt asymetrii zjawiska został wyjaśniony przez Holt [8]. Jest on związany z występowaniem konkurencyjnego procesu, a mianowicie z przejściem pomiędzy stanami A i C z równoczesną emisją dwóch fotonów. Proces ten zależy od kierunku obserwacji względem kierunku wiązki laserowej, a tym samym jego obecność przejawia się w zmianie szerokości linii przy zmianie kierunku obserwacji. Nie wnikając w szczegóły powyższego efektu warto zaznaczyć, że stopień asymetrii obserwowanych linii jest tym większy im bliższe sobie są częstości przejścia laserowego i przejścia z nim sprzężonego.

4. Badania struktury linii widmowych

Metoda uzyskania wąskich rezonansów w wyniku oddziaływania wiązki laserowej z układem atomowym znalazła szereg praktycznych zastosowań. Bardzo interesującą grupę prac stanowią badania prowadzone i rozwijane w Massachusetts Institute of Technology. Wykorzystując przedstawioną metodę wyznaczono tam między innymi przesunięcie izotopowe w neonie [9], oraz zba-

dano strukturę nadsubtelną dla Ne^{21} , co pozwoliło na dokładne wyznaczenie momentu kwadrupolowego tego jądra [10]. Warto zaznaczyć, że przesunięcie izotopowe jest rzędu szerokości dopplerowskiej linii, natomiast rozszczepienie nadsubtelne kilkakrotnie od niej mniejsze. Neon posiada trzy izotopy stabilne Ne^{20} , Ne^{21} i Ne^{22} , przy czym Ne^{21} stanowi zaledwie 0,3% mieszaniny naturalnej.

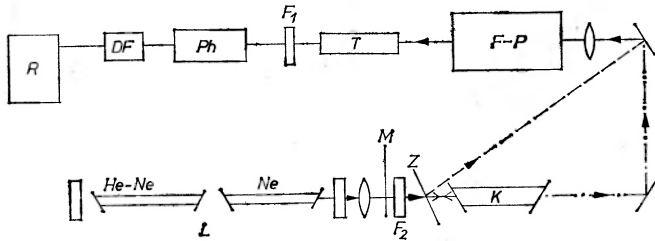
Aby omówić wymienione prace rozpatrzmy najpierw układ złożony z atomów Ne^{20} i Ne^{22} oddziałujących z promieniowaniem o dł. fali $1,15 \mu$ i posiadających przejście sprzężone na dł. fali 6096 \AA . Sytuacja jest w zasadzie analogiczna do omówionego przypadku układu trypoziomowego z tą jedynie różnicą, że musimy wziąć pod uwagę dwa układy trypoziomowe odpowiadające dwóm różnym izotopom (rys. 5a). Różnice energii między poziomami spowodowane efektem izotopowym są bardzo nieznaczne, niemniej wyznaczone one zostały z bardzo dużą dokładnością.



Rys. 5a). Układy trypoziomowe dla dwóch izotopów Ne; b) natężenie sygnału emisji spontanicznej w funkcji częstości dla linii laserowej dostrojonej do częstości $\nu_0(1)$, δ — przesunięcie izotopowe dla linii 6096 \AA , $\delta'/2$ — przesunięcie izotopowe dla linii $1,15 \mu$.

Niech częstość lasera dostrojona będzie do środka linii absorpcyjnej jednego z izotopów np. $\nu_0(1)$. W tej sytuacji maksimum sygnału emisji spontanicznej dla przejścia sprzężonego pojawi się zarówno przy obserwacji do przodu, jak i do tyłu dla częstości $\nu'_0(1)$. Z drugiej strony linia laserowa będąc dostrojona do częstości środka linii $\nu_0(1)$ pierwszego układu poziomów jest jednocześnie nieznacznie przesunięta względem środka linii $\nu_0(2)$ związanej z układem poziomów dla drugiego izotopu. Zatem oddziaływanie wiązki laserowej z atomami o drugim układzie poziomów spowoduje, że obserwowane w kierunku do przodu i do tyłu maksima emisji spontanicznej będą w skali częstości przesunięte w stosunku do częstości centralnej $\nu'_0(2)$ (rys. 5b). Miarą przesunięcia izotopowego dla przejścia sprzężonego 6096 \AA jest odległość pomiędzy maksimum dla układu 1, a punk-

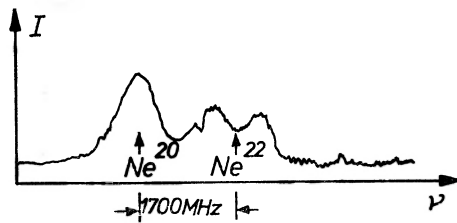
tem leżącym w środku między maksimami dla układu 2 (δ). Odległość między maksimami dla drugiego układu (δ') jest natomiast miarą odstrojenia częstotliwości lasera od częstotliwości $\nu_0(2)$, a zatem wyraża przesunięcie izotopowe linii $1,15 \mu$.



Rys. 6. Schemat doświadczenia do badania przesunięcia izotopowego i struktury nadsubtelnej w Ne: L — jednomodowy laser He-Ne, M — modulator wiązki, F₂ — filtr wydzielający linię $1,15 \mu$, Z — zwierciadło z małym otworem, K — komórka z neonem, F-P — interferometr Fabry-Perot, T — teleskop, F₁ — filtr wydzielający linię 6096 \AA , Ph — fotopowielacz, DF — detektor fazowy, R — rejestrator

Schemat doświadczenia przedstawiony jest na rys. 6. Wiązka jednomodowego lasera He-Ne o długości fali $1,15 \mu$ pada na komórkę zawierającą mieszaninę izotopów neonu pod niskim ciśnieniem, poddaną wyładowaniu elektrycznemu. Emisja spontaniczna promieniowania o długości fali 6096 \AA obserwowana z dwóch przeciwnych kierunków analizowana jest przy pomocy interferometru Fabry-Perot, a sygnał z fotopowielacza zapisywany na rejestratorze. Wiązka laserowa jest ponadto modulowana co pozwala na prowadzenie detekcji falowej.

Otrzymany zapis z rejestratora przedstawiony jest na rys. 7, a otrzymane na jego podstawie przesunięcie izotopowe wynosi: dla linii 6096 \AA — 1706 MHz , zaś dla linii $1,15 \mu$ — 257 MHz .



Rys. 7. Zapis sygnału z rejestratora otrzymany przy przestrajaniu częstotliwości lasera

Pomiar rozszczepienia nadsubtelnego Ne^{21} opiera się na tej samej zasadzie i przeprowadzony został w takim samym układzie doświadczalnym. W tym jednak przypadku mamy znacznie bardziej złożony układ poziomów. Ne^{21} o spinie jądrowym $I = 3/2$ posiada zarówno dipolowy moment magnetyczny μ_m , jak i kwadrupolowy moment elektryczny Q różne od zera.

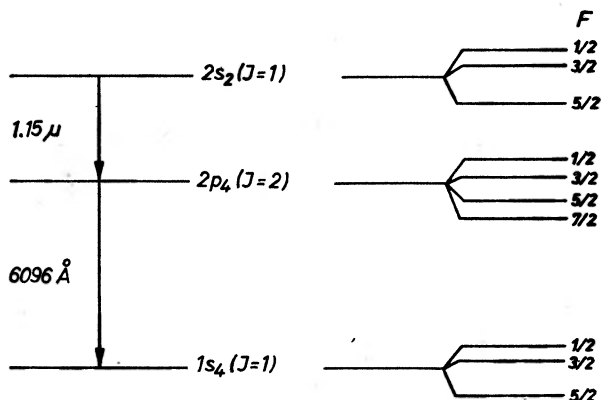
Oddziaływanie nadsubtelne prowadzi do rozszczepienia każdego z poziomów struktury subtelnej na szereg podpoziomów opisanych liczbami kwantowymi

całkowitego momentu pędu $F = I + J$. Energia każdego podpoziomu wyraża się następującym wzorem:

$$W_F = W_J + A \frac{K}{2} + B \frac{3/4 K(K+1) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)} \quad (6)$$

gdzie: $K = F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)$, W_J jest energią poziomu struktury subtelnej, A i B stałymi oddziaływania magnetycznego dipolowego i elektrycznego kwadrupolowego, natomiast F , J i I liczbami kwantowymi związanymi z całkowitym momentem pędu atomu, momentem pędu powłoki i spinem jądra. Wyznaczenie stałych A i B pozwala na obliczenie wartości μ_m i Q .

Schemat poziomów Ne^{21} przedstawiony jest na rys. 8. W układzie takim mamy w stosunku do opisanego poprzednio znacznie większą ilość par przejść sprzężonych. Okazuje się, że uwzględniając reguły wyboru jest ich aż 18. Aby uzyskać możliwie przejrzysty obraz układu otrzymanych maksimumów, znacznie wygodniej jest obserwować sygnał emisji do przodu i do tyłu, niezależnie.



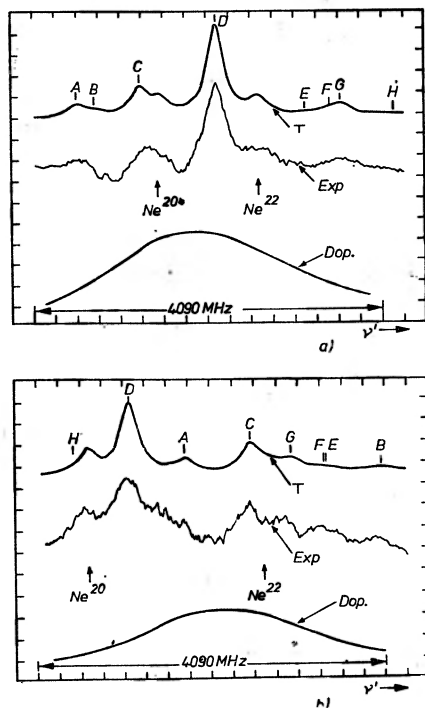
Rys. 8. Schemat poziomów struktury nadsubtelnej w Ne^{21}

Zarejestrowane zapisy dla obu kierunków obserwacji przedstawione są na rys. 9. Literami zaznaczone zostały punkty odpowiadające ośmiu trypoziomowym kombinacjom, dla których obserwuje się zmiany sygnału. Dla pozostałych dziesięciu zmiany te są bardzo nieznaczne. Ponadto zaznaczono linie pochodzące od izotopów Ne^{20} i Ne^{22} .

Otrzymane krzywe pozwoliły na wyznaczenie stałych A i B , a następnie na obliczenie wartości Q równej $(0,1029 \pm 0,0075)b$ i pozostającej w bardzo dobrej zgodności z wyznaczonymi wcześniej wartościami przy użyciu mniej dokładnych metod [11, 12].

Stosując opisaną metodę w zmienionej nieco wersji przeprowadzono szereg innych interesujących doświadczeń. Zbadano między innymi strukturę nadsubtelną wzbudzonych stanów Xe [13], wyznaczono dokładną wartość momentu dipolowego CH_3F [14], a także prowadzono badania nad strukturą poziomów

w układzie He-Ne [15]. Wykorzystując koincydencję linii laserów kryptonowego i argonowego z liniami absorpcyjnymi wyznaczono również strukturę nadsubtelną poziomów jodu cząsteczkowego [16, 17].



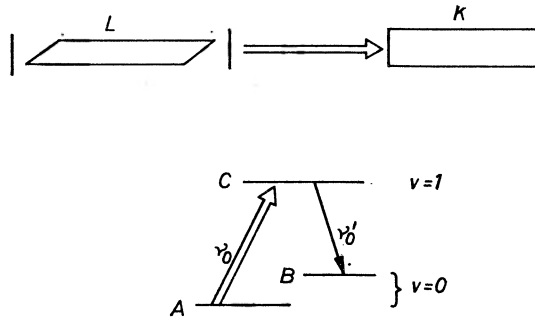
Rys. 9. Natężenie sygnału emisji spontanicznej w funkcji częstotliwości przy obserwacji do przodu (a) i do tyłu (b). Zaznaczono krzywe doświadczalne (Exp), teoretyczne (T) oraz kontur dopplerski (Dop). Pozostałe oznaczenia wyjaśniono w tekście

5. Laser jednokierunkowy

Bardzo ciekawym przykładem wykorzystania efektu uzyskanego w wyniku oddziaływania wiązki laserowej z układem cząsteczkowym jest możliwość otrzymania jednokierunkowego wzmacniacza laserowego czyli urządzenia wzmacniającego falę o określonej częstotliwości i kierunku rozchodzenia się, przy jednoczesnym jej osłabieniu dla przebiegu w kierunku przeciwnym [18]. W celu omówienia idei takiego doświadczenia rozpatrzmy układ poziomów przedstawiony na rys. 10. Niech *A* i *B* odpowiadają dwóm poziomom rotacyjnym podstawowego stanu oscylacyjnego cząsteczki, natomiast poziom *C* jednemu z poziomów rotacyjnych pierwszego oscylacyjnego stanu wzbudzonego. Układ taki jest również układem dwóch sprzężonych przejść, przy czym poziomem wspólnym dla obu przejść jest poziom górny. Dla tego typu konfiguracji, podobnie jak dla opisanej poprzednio, w której poziomem wspólnym dla obu przejść był poziom środkowy, obserwuje się rezonansowe zmiany sygnału dla określonych częstotliwości. Częstotliwości

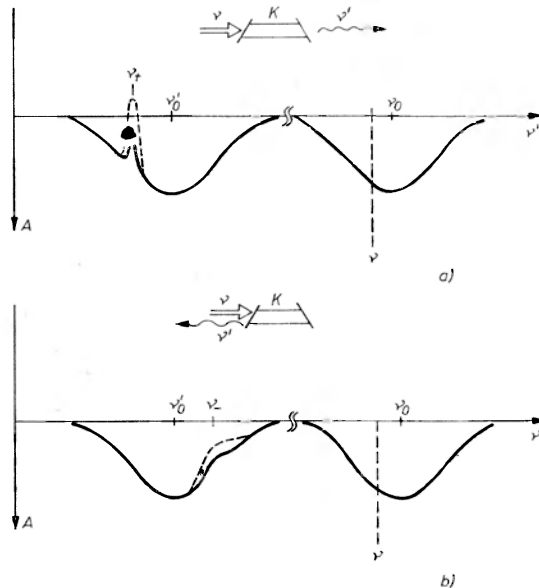
te uwarunkowane są wartością odstrojenia od środka linii oraz kierunkiem obserwacji.

Dla rozważanego przypadku, ze względu na różnice energii między poziomami, w warunkach równowagi termodynamicznej obsadzenia poziomów dolnych są znacznie większe niż poziomu górnego. Jednakże w odpowiednich



Rys. 10. Konfiguracja poziomów w układzie lasera jednokierunkowego z zaznaczeniem schematu pompowania

warunkach intensywnego pompowania wiązką laserową można uzyskać względną zmianę, a nawet odwrócenie obsadzeń między stanami B i C, a tym samym zmianę absorpcji w wąskim obszarze częstości. Za pomocą słabej przestrajanej wiązki detekcyjnej rozchodzącej się w kierunku zgodnym lub przeciwnym do kierunku wiązki laserowej można zmierzyć absorpcję w komórce. Wyznaczone dla obu kierunków (do przodu i do tyłu) częstości odpowiadające rezonansowym

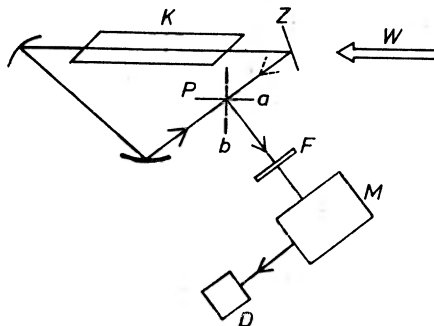


Rys 11. Profil linii absorpcyjnej dla przejścia sprzężonego w wyniku oddziaływania z silną wiązką nasycającą dla zgodnych (a) i przeciwnych (b) kierunków wiązek laserowej i detekcyjnej

zmianom sygnału położone będą symetrycznie względem środka rozkładu dopplerowskiego, a ich wartości będą równe ν_+ i ν_- (wzór (4) i (5)).

W wyniku wspomnianego poprzednio towarzyszącego efektu przejść dwukwantowych obserwowany kształt rezonansu będzie różny dla różnych kierunków obserwacji. Dla rozpatrywanego układu poziomów, tzn. dla sytuacji kiedy częstotści ν i ν' są sobie bliskie, asymetria ta zaznaczona jest bardzo wyraźnie (rys. 11). Zmiana absorpcji w kierunku do przodu dla częstotści ν_+ będzie znacznie większa niż w kierunku do tyłu dla częstotści ν_- . Przy zwiększaniu natężenia wiązki laserowej maleje współczynnik absorpcji układu dla częstotści ν_+ lub ν_- , przy czym zmiana ta zależy od kierunku obserwacji. Dla pewnej granicznej wartości natężenia następuje zmiana znaku współczynnika absorpcji w wąskim obszarze częstotści. Światło o częstotści ν_+ rozchodzące się w kierunku do przodu będzie ulegało wzmocnieniu będąc jednocześnie osłabiane dla kierunku przeciwnego. Analogicznie, światło o częstotści ν_- będzie wzmocniane tylko w kierunku do tyłu.

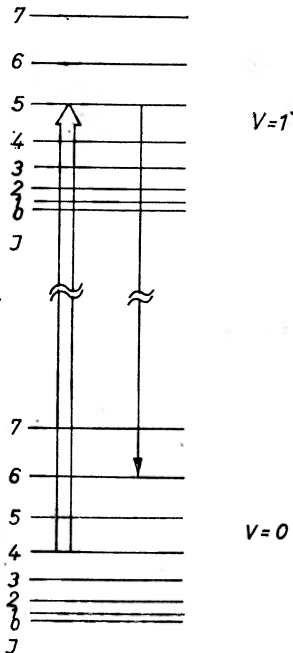
Ze względu na wspomnianą wyżej asymetrię, zmiany absorpcji dla częstotści ν_+ będą znacznie większe niż dla częstotści ν_- , a tym samym różne będą dla obu częstotści graniczne wartości natężenia światła lasera, dla których wystąpi wzmocnienie. Istnieje zatem pewien obszar określony natężeniem wiązki pompującej, w którym wzmocnienie uzyskane jest tylko w jednym kierunku (do przodu), podczas gdy dla kierunku przeciwnego następuje absorpcja dla wszystkich częstotści w granicach konturu dopplerowskiego. Efekt jednokierunkowego wzmocnienia obserwowany był dla cząsteczek HF w układzie doświadczalnym, przedstawionym na rys. 12. Na komórkę zawierającą HF pod niskim ciśnieniem



Rys. 12. Schemat układu do obserwacji jednokierunkowości wzmocnienia. W — wiązka lasera pompującego, K — komórka z gazem HF, Z — zwierciadło, P — płytka pozwalająca na obserwację sygnału odpowiadającego różnym kierunkom fali bieżącej w rezonatorze w zależności od ustawienia (a i b), F — filtr, M — monochromator, D — detektor

(100 mTorr) pada promieniowanie z impulsowego lasera HF [19]. Zastosowanie siatki dyfrakcyjnej w układzie rezonatora pozwala na wydzielenie jednej tylko linii o długości fali $2,4 \mu$ odpowiadającej przejściu $(v = 1, J = 5) \rightarrow (v = 0, J = 4)$, gdzie v i J są oscylacyjną i rotacyjną liczbą kwantową. Przejście sprzężone $(v = 1, J = 5) \rightarrow (v = 0, J = 6)$, dla którego możemy uzyskać wzmocnienie,

odpowiada linii o dł. fali $2,7 \mu$ (rys. 13). Aby móc obserwować efekt jednokierunkowości wzmocnienia, zamiast typowej wnęki dwuzwierciadłowej użyto tzw. wnęki pierścieniowej. Zwierciadło, przez które przechodzi ma wiązka laserowa, zostało specjalnie przygotowane w ten sposób, aby charakteryzować się transmisją dla dł. fali $2,4 \mu$ przy dużym współczynniku odbicia dla fali o dł. $2,7 \mu$.



Rys. 13. Schemat poziomów cząsteczki HF

Cienka płytka szklana P pozwala na wyprowadzenie wiązki na zewnątrz. W zależności od jej ustawienia obserwuje się wiązkę odpowiadającą fali bieżącej we wnęce rezonansowej rozchodzącej się w kierunku zgodnym lub przeciwnym do kierunku wiązki pompującej.

Pomiary wykazały, że natężenie fali bieżącej w kierunku zgodnym z kierunkiem wzbudzenia jest kilkadziesiąt razy silniejsze niż w kierunku przeciwnym [20].

6. Pomiar zależności ciśnieniowego rozszerzenia linii od prędkości cząstek

Innym ciekawym przykładem zastosowania techniki nasyceniowej jest doświadczenie, które pozwoliło na wyznaczenie zależności ciśnieniowego rozszerzenia linii od prędkości zderzających się cząstek [21].

W opisaney poprzednio metodzie „dipu” lambowskiego rezonanse pojawiające się przy dostrojeniu do środka linii są wynikiem oddziaływania wiązki z cząstkami o zerowej składowej prędkości wzdłuż kierunku wiązki laserowej. Jeśli

jednak rozchodzące się w obu kierunkach promieniowanie zawiera nie jedną a dwie częstotliwości ν_1 i ν_2 przy różnicy między nimi porównywalnej z szerokością dopplerowską linii, można uzyskać informacje o szerokości linii związanej z cząstkami o niezerowej prędkości. Załóżmy, że obie częstotliwości odstrojone są od częstotliwości środka linii dopplerowskiej ν_0 o taką samą wartość Δ , czyli dla $\nu_1 < \nu_0 < \nu_2$, Δ spełnia warunek:

$$\Delta = \nu_0 - \nu_1 = \nu_2 - \nu_0. \quad (7)$$

Dla takiej sytuacji, stosując silną wiązkę nasycającą i słabą wiązkę detekcyjną, zaobserwujemy rezonansową zmianę sygnału, która odpowiadać będzie oddziaływaniu z dwoma grupami cząstek o różnych od zera składowych prędkości v_r lub $-v_r$ względem kierunku wiązki laserowej. v_r określone jest bowiem następująco:

$$v_r = \frac{\nu_i - \nu_0}{\nu_0} c \quad (8)$$

gdzie $\nu_i = \nu_1$ lub ν_2 .

Jeśli natomiast nie będzie spełniony warunek (7), wiązki rozchodzące się w kierunkach przeciwnych oddziaływać będą z grupami cząstek o różnych wartościach v_r , a tym samym oddziaływanie każdej z nich będzie niezależne od obecności drugiej.

W przypadku, kiedy szerokość linii określona dla pojedynczej cząstki wynika jedynie z szerokości naturalnej, szerokość rezonansu będzie w opisanym przypadku dokładnie taka sama jak w typowym doświadczeniu z polem promieniowania zawierającym jedną tylko częstotliwość.

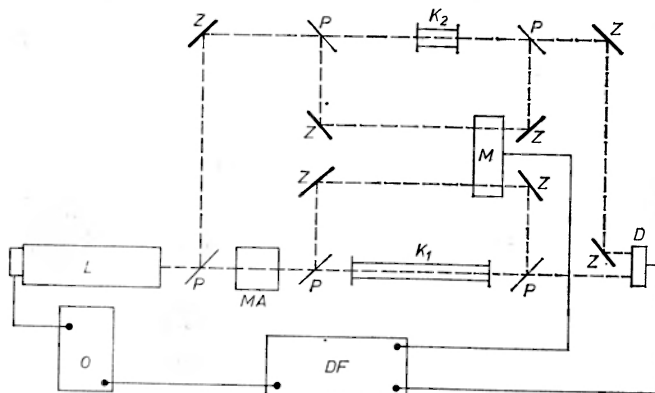
Kiedy jednak ciśnieniowe rozszerzenie linii przekracza szerokość naturalną, szerokość obserwowanych rezonansów dla obu przypadków będzie różna, ze względu na fakt, że odpowiadać one będą grupom cząstek o różnych prędkościach, jako że rozszerzenie ciśnieniowe zależy od prędkości cząstek.

W doświadczeniu, którego schemat przedstawiony jest na rys. 14, zbadano rozszerzenie ciśnieniowe jednej z linii NH_3 o dł. fali 10,8 μ . Do wzbudzenia użyto lasera N_2O , którego długość fali koincyduje z długością fali badanej linii.

Część wiązki laserowej przechodzi przez akustooptyczny modulator wytwarzający pasma boczne o częstotliwościach przesuniętych w stosunku do częstotliwości wiązki laserowej o 75 MHz (szerokość dopplerowska badanej linii wynosi 50 MHz).

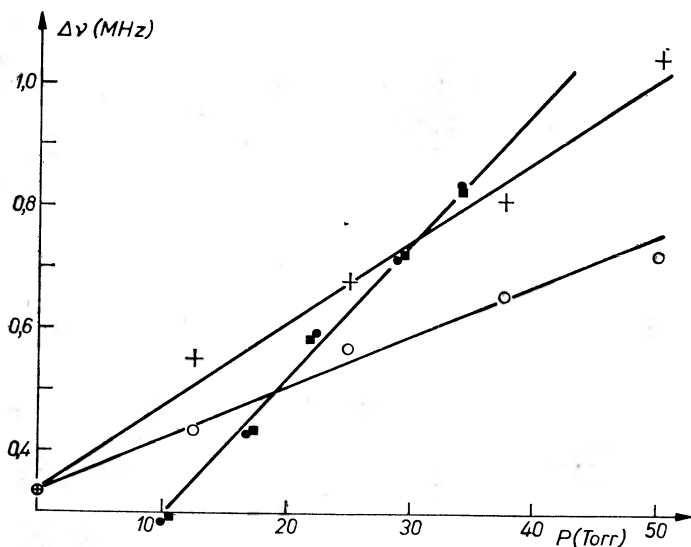
Wiązka podzielona zostaje następnie na dwie części, z których jedna o dużym natężeniu jest wiązką nasycającą, druga natomiast znacznie słabsza i przechodząca przez komórkę w kierunku przeciwnym, wiązką detekcyjną. Część wydzielonej przed modulatorem wiązki laserowej jest w podobny sposób kierowana na inną komórkę. Przy takim rozwiązaniu układu doświadczalnego można równocześnie mierzyć szerokość rezonansowej zmiany sygnału dla cząsteczek NH_3 o zerowej i różnej od zera składowej prędkości. Łatwo zauważyć, że częstotliwości ν_1 i ν_2 położone są symetrycznie w stosunku do częstotliwości centralnej ν_0 dokładnie wtedy, kiedy laser jest dostrojony do tej ostatniej.

Obie komórki są ze sobą połączone aby zapewnić te same warunki eksperymentu dla obu przypadków. Wiązka nasycająca modulowana jest z częstotnością 1020 Hz i sygnał mierzony jest na detektorze fazowym. Pomiary przeprowadza-



Rys. 14. Schemat układu doświadczalnego do badania zależności ciśnieniowego rozszerzenia linii w funkcji prędkości zderzających się cząstek. L — laser N_2O , MA — modulator akustooptyczny, K_1 i K_2 — komórki z NH_3 , M — modulator mechaniczny, D — detektor na dł. fali 10,8 μ , DF — detektor fazowy, O — oscyloskop, Z — zwierciadła, P — płytki światłodzielące

dzono zostały dla komórek z czystym NH_3 oraz z dodatkiem ksenonu pozwalając na wyznaczenie w pierwszym przypadku samorozszerzenia, w drugim zaś rozszerzenia przez gaz obcy. Otrzymane wartości szerokości obserwowanych rezonansów dla różnych wartości ciśnień przedstawione są na rys. 15.



Rys. 15. Zależność obserwowanej szerokości linii w funkcji ciśnienia: ● — komórka z czystym NH_3 . Pomiar dla cząstek o $v_r = 0$, ■ — komórka z czystym NH_3 . Pomiar dla cząstek o $v_r \neq 0$, ○ — komórka zawierająca NH_3 i Xe o ciśnieniu p . Pomiar dla cząstek o $v_r = 0$, + — komórka zawierająca NH_3 i Xe o ciśnieniu p . Pomiar dla cząstek o $v_r \neq 0$

Jak widać z wykresów, w przypadku samorozszerzenia jest ono równe 23 MHz/Torr i nie zależy od prędkości cząsteczek. Jest to wynik zgodny z przewidywaniami teoretycznymi [20, 23]. Szerokość linii określona jest następująco:

$$\gamma = n\sigma v, \quad (9)$$

gdzie: n — koncentracja cząsteczek, σ — przekrój czynny na rozszerzenie linii, v — średnia względna prędkość oddziaływających cząstek.

Ze względu na charakter oddziaływania między cząsteczkami NH_3 , przekrój czynny σ jest odwrotnie proporcjonalny do v , a tym samym mierzona szerokość γ jest od v niezależna. W przypadku rozszerzenia linii na skutek oddziaływania cząsteczek NH_3 z atomami Xe wielkość σv jest proporcjonalna do $v^{2/3}$ [22, 23], co spowodowane jest odmiennym mechanizmem oddziaływania. Szerokość linii dla określonego ciśnienia Xe powinna zatem zależeć od v , co, jak wynika z przytoczonych krzywych, potwierdzone zostało w niniejszej pracy.

Jak widać z przedstawionych wyżej kilku przykładów, metoda laserowej spektroskopii nasyceniowej znalazła szereg interesujących i różnorodnych zastosowań. Na zakończenie warto wspomnieć o olbrzymim rozszerzeniu możliwości badawczych przy wykorzystaniu strojonych laserów barwnikowych. Spełniając wszystkie warunki odnośnie do szerokości linii i natężenia mają one tę kolosalną zaletę, że mogą być strojone w szerokim obszarze widmowym. Stosując różnego rodzaju barwniki można obecnie uzyskiwać akcję laserową dla wszystkich długości fal w zakresie od 3500 Å do 1 μ uzyskując szerokość linii poniżej 10 MHz [24].

Literatura

- [1] E. C. Beaty, P. L. Bender, A. R. Chi, *Phys. Rev.* **112**, 450 (1958).
- [2] R. C. Mockler, R. E. Beehler, C. S. Sinder, *IRE Trans Instr.* **1-9**, 120 (1960).
- [3] M. S. Feld, A. Javan, *Phys. Rev.* **177**, 540 (1969).
- [4] V. S. Letokhov, *Fundamental and Applied Laser Physics*, Proceedings of the Esfahan Symposium 1971, str. 335.
- [5] W. E. Lamb Jr., *Phys. Rev.* **134**, A1429 (1964).
- [6] R. L. Barger, J. L. Hall, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 4 (1969).
- [7] M. S. Feld, *Fundamental and Applied Laser Physics*, Proceedings of the Esfahan Symposium 1971, str. 369.
- [8] H. K. Holt, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1275 (1967).
- [9] R. H. Cordover, P. A. Bończyk, A. Javan, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 730 (1967).
- [10] T. W. Ducas, M. S. Feld, L. W. Ryan Jr., N. Skribanowitz, A. Javan, *Phys. Rev.* **A5**, 1036 (1972).
- [11] G. M. Grosof, P. Buck, W. Lichten, I. I. Rabi, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 214 (1958).
- [12] M. L. Perl, I. I. Rabi, B. Senitzky, *Phys. Rev.* **98**, 611 (1955).
- [13] H. R. Schlossberg, A. Javan, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 1242 (1966).
- [14] R. G. Brewer, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1639 (1970).
- [15] T. F. Johnson Jr., G. J. Wolga, *Phys. Lett.* **27A**, 639 (1968).
- [16] T. W. Hänsch, M. D. Levenson, A. L. Schawlow, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 16 (1971).
- [17] M. S. Sorem, M. D. Levenson, A. L. Schawlow, *Phys. Lett.* **37A**, 33 (1971).

- [18] N. Skribanowitz, M. S. Feld, R. E. Francke, M. J. Kelly, A. Javan, *Appl. Phys. Lett.* **19**, 161 (1971).
- [19] J. Goldhar, R. M. Osgood Jr., A. Javan, *Appl. Phys. Lett.* **18**, 167 (1971).
- [20] N. Skribanowitz, I. P. Herman, M. S. Feld, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 466 (1972).
- [21] A. T. Mattick, A. Sanchez, N. A. Kurnit, A. Javan, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 675 (1973).
- [22] P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **76**, 647 (1949).
- [23] P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **80**, 511 (1950).
- [24] A. L. Schawlow, *Fundamental and Applied Laser Physics*, Proceedings of the Esfahan Symposium, 1971, str. 667.

- *Janusz Kaniewski*

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Wojciech Szuszkiewicz

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego
Warszawa

Magnetoabsorpcja i magnetoodbicie w półprzewodnikach w obszarze krawędzi absorpcji podstawowej

Magnetoabsorption and Magnetoreflexion in the Fundamental Edge Region

Abstract: A review of fundamental problems connected with magneto-optical phenomena in semiconductors is given. Special concern was devoted to the magneto-optical phenomena in narrow gap semiconductors. Theoretical as well as experimental problems are discussed.

1. Wstęp

Zjawiskami magnetoptycznymi nazywamy zjawiska zachodzące w wyniku oddziaływania promieniowania elektromagnetycznego z ciałami stałymi w obecności zewnętrznego pola magnetycznego. Magnetoptyka rozumiana ogólnie jest dziedziną bardzo starą. Pierwsze zjawisko magnetoptyczne — skrócenie płaszczyzny polaryzacji pod wpływem pola magnetycznego — odkryte zostało przez Faradaya w 1846 r., podczas badania własności szkła. Mimo to magnetoptyka w półprzewodnikach jest stosunkowo młodym działem fizyki. Przed 1956 r. nie było praktycznie żadnej pracy na ten temat. Dziedzina ta szybko rozwinęła się, ponieważ badanie efektów magnetoptycznych jest jednym z najlepszych źródeł informacji o strukturze pasmowej półprzewodników. Współcześnie najczęściej badanymi efektami magnetoptycznymi są:

- a) magnetoabsorpcja międzypasmowa
- b) rezonans cyklotronowy

c) oscylacje absorpcji typu Szubnikowa — de Haasa związanej ze swobodnymi nośnikami

d) zjawiska magnetoplazmowe takie jak odbicie magnetoplazmowe i magnetoptyczny efekt Kerra¹

e) magnetoabsorpcja domieszkowa

f) efekt Zeemana dla ekscytonów

g) efekty Faradaya² i Voigta³ na swobodnych nośnikach.

Pomiary magnetoabsorpcji i magneto odbicia stanowią dwie różne metody eksperymentalne stosowane do badania tego samego zjawiska — przejść międzypasmowych i wewnątrzpasmowych w obecności pola magnetycznego. W obu przypadkach stosuje się tę samą teorię.

W części pierwszej zajmiemy się ogólną teorią przejść międzypasmowych w obecności zewnętrznego pola magnetycznego. Rozważania będą dotyczyły półprzewodników o prostych pasmach parabolicznych i szerokiej przerwie energetycznej. W drugiej części zajmiemy się półprzewodnikami z wąską przerwą energetyczną. Po omówieniu efektów wynikających z oddziaływania między pasmami przedstawimy wyniki kilku wybranych prac doświadczalnych dotyczących HgTe.

2. Reguły wyboru dotyczące przejść międzypasmowych

Równanie Schrödingera dla elektronu w j -tym pasmie w obecności pola magnetycznego, bez uwzględnienia spinu ma postać

$$\left[\frac{1}{2m_0} \left(\mathbf{p} + \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 + V(\mathbf{r}) \right] \psi_j(\mathbf{r}) = \varepsilon_j \psi_j(\mathbf{r}), \quad (1)$$

gdzie m_0 — masa swobodnego elektronu, $\mathbf{p} + \frac{e}{c} \mathbf{A}$ — pęd uogólniony elektronu w polu magnetycznym, jeżeli \mathbf{A} jest potencjałem wektorowym tego pola, $V(\mathbf{r})$ — potencjał krystaliczny, $\psi_j(\mathbf{r})$ oraz ε_j — odpowiednio funkcje własne i wartości własne energii.

Korzystając z przybliżenia masy efektywnej, rozwiązanie takiego równania można zapisać w postaci

$$\psi_j(\mathbf{r}) = \psi_j^{(0)}(\mathbf{r}) + \psi_j^{(1)}(\mathbf{r}) + \psi_j^{(2)}(\mathbf{r}) + \dots \quad (2)$$

¹ Magnetoptyczny efekt Kerra polega na tym, że jeżeli fala liniowo spolaryzowana rozchodząca się w kierunku równoległym do zewnętrznego pola magnetycznego pada na półprzewodnik, wtedy fala odbita spolaryzowana jest eliptycznie, przy czym dłuższa oś elipsoidy i wektor polaryzacji fali padającej tworzą pewien kąt.

² Efektem Faradaya nazywamy skręcenie płaszczyzny polaryzacji fali po przejściu przez ośrodek, gdy kierunek rozchodzenia się fali jest równoległy do zewnętrznego pola magnetycznego.

³ Efekt Voigta polega na tym, że jeżeli fala liniowo spolaryzowana rozchodząca się prostopadle do kierunku zewnętrznego pola magnetycznego pada na półprzewodnik, wtedy fala przechodząca spolaryzowana jest eliptycznie.

Pierwszego składnika w tym wyrażeniu poszukujemy w postaci iloczynu funkcji Blocha na dnie pasma u_{j_0} i pewnej funkcji, którą oznaczymy $F_j(\mathbf{r})$

$$\psi_j^{(0)}(\mathbf{r}) = u_{j_0} F_j(\mathbf{r}) \quad (3)$$

Funkcja $F_j(\mathbf{r})$ jest proporcjonalna do iloczynu wielomianów Hermite'a i pewnej funkcji wykładniczej o argumentie zespolonym. Wartości własne energii mają postać:

dla elektronów

$$\varepsilon_c = (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_c + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_c}, \quad (4)$$

dla dziur

$$\varepsilon_v = -\varepsilon_g - (n' + \frac{1}{2}) \hbar \omega_v - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_v}, \quad (5)$$

gdzie ε_g jest szerokością przerwy energetycznej, m_c i m_v są odpowiednio masami efektywnymi elektronów i dziur, a ω_c i ω_v ich częstościami cyklotronowymi, n, n' są liczbami całkowitymi, \hbar jest stałą Plancka.

Prawdopodobieństwo przejścia elektronu na jednostkę czasu ze stanu początkowego v leżącego w pasmie walencyjnym do stanu końcowego c , leżącego w pasmie przewodnictwa, pod wpływem zaburzenia spowodowanego oddziaływaniem fali elektromagnetycznej z ośrodkiem znajdującym się w zewnętrznym polu magnetycznym jest proporcjonalne do kwadratu elementu macierzowego P_{vc} . Obliczając element macierzowy z funkcji typu $\psi_j^{(0)}(\mathbf{r})$ korzystając z własności ortogonalności wielomianów Hermite'a oraz własności funkcji wykładniczej, następujące reguły wyboru

$$\Delta k_y = \Delta k_z = 0 \quad \text{oraz} \quad \Delta n = 0.$$

Wobec tego w przypadku przejść prostych możliwe są jedynie przejścia pomiędzy poziomami Landaua o tych samych numerach w pasmie walencyjnym i pasmie przewodnictwa.

Uwzględnienie spinu wprowadza dodatkowe reguły wyboru. Jeżeli wektor propagacji fali elektromagnetycznej jest równoległy do kierunku zewnętrznego pola magnetycznego, mamy do czynienia z konfiguracją Faradaya, wówczas $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ i $\Delta M = \pm 1$. Jeżeli wektor propagacji fali elektromagnetycznej jest prostopadły do kierunku zewnętrznego pola magnetycznego, mamy do czynienia z konfiguracją Voigta. Możliwe są wtedy dwie sytuacje

$$\mathbf{E} \parallel \mathbf{H} \quad \text{wtedy} \quad \Delta M = 0$$

$$\mathbf{E} \perp \mathbf{H} \quad \text{wtedy} \quad \Delta M = \pm 1.$$

Polaryzacji kołowej lewoskrętnej σ^- fali padającej odpowiada reguła wyboru $\Delta M = -1$, natomiast polaryzacji kołowej prawoskrętnej σ^+ odpowiada $\Delta M = +1$.

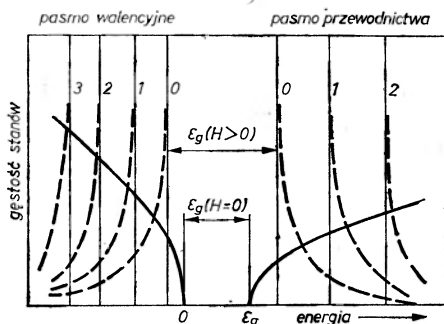
3. Absorpcja związana z przejściami prostymi dozwolonymi

Zajmijmy się teraz wielkością, którą mierzy się bezpośrednio w eksperymencie, współczynnikiem absorpcji. Wartość współczynnika absorpcji jest proporcjonalna do iloczynu prawdopodobieństwa przejść oraz gęstości stanów. Biorąc pod uwagę wyrażenie opisujące łączną gęstość stanów otrzymujemy wzór na współczynnik absorpcji α w zerowym polu magnetycznym dla pasm sferycznych i parabolicznych

$$\alpha = \frac{2e^2(2\mu)^{3/2}}{\eta cm_0^2 \omega \hbar^3} A (\hbar\omega - \varepsilon_g)^{1/2} \quad (6)$$

gdzie $\mu = \frac{m_c m_v}{m_c + m_v}$ — zredukowana masa efektywna, e — ładunek elektronu, η — współczynnik załamania, c — prędkość światła, m_0 — masa swobodnego elektronu, $\hbar\omega$ — energia fali elektromagnetycznej, ε_g — szerokość przerwy energetycznej, A — wielkość związana z elementem macierzowym P_{vc} .

W obecności pola magnetycznego zależność współczynnika absorpcji α od energii ε jest inna ze względu na zmianę wyrażenia opisującego gęstość stanów.



Rys. 1. Gęstość stanów w nieobecności i w obecności pola magnetycznego

Na rys. 1 porównano gęstości stanów w nieobecności pola magnetycznego (gruba linia ciągła) i w polu magnetycznym (linia przerywana). Widać, że w ostatnim przypadku gęstość stanów rośnie nieograniczenie w pobliżu energii odpowiadających kolejnym poziomom Landaua oznaczonym na rysunku 0, 1, 2, ... (patrz np. [1]).

Wyrażenie opisujące współczynnik absorpcji α w obecności pola magnetycznego zostało podane przez Roth i innych [2].

$$\alpha = \frac{2e^2 A (2\mu)^{1/2}}{\eta cm_0^2 \omega \hbar} \frac{eH}{\hbar c} \sum_n [\hbar\omega - \varepsilon_g - (n + \frac{1}{2}) \hbar\omega_{cv}]^{-1/2} \quad (7)$$

gdzie $\omega_{cv} = \omega_c + \omega_v = \frac{eH}{\mu c}$; ω_c , ω_v — częstości cyklotronowe elektronów i dziur,

H — natężenie pola magnetycznego, pozostałe oznaczenia mają takie samo znaczenie jak we wzorze (6). Przy wyprowadzaniu tego wzoru efekty spinowe

zostały zaniebane. Wykorzystano regułę wyboru $\Delta n = 0$. Z wzoru tego wynika, że przy pewnych wartościach energii współczynnik absorpcji α może rosnąć w sposób nieograniczony. Uwzględniając rozproszenia wzór ten modyfikuje się w następujący sposób [2]. Oznaczmy

$$\omega_n = \frac{1}{\hbar} [\varepsilon_g + (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_{cv}].$$

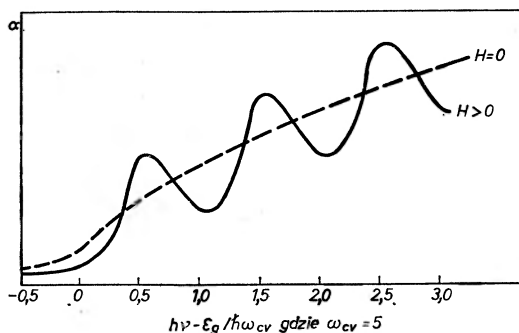
Wtedy wzór (7) można zapisać w postaci

$$\alpha = \frac{2e^2 A (2\mu)^{1/2}}{\eta c m_0^2 \omega \hbar} \frac{eH}{\hbar c} \sum_n \frac{1}{[\hbar(\omega - \omega_n)]^{1/2}} \quad (7')$$

Uwzględnienie rozprożeń powoduje zmianę

$$\frac{1}{(\omega - \omega_n)^{1/2}} \rightarrow \left\{ \frac{\omega - \omega_n + \left[(\omega - \omega_n)^2 + \frac{1}{\tau^2} \right]^{1/2}}{2 \left[(\omega - \omega_n)^2 + \frac{1}{\tau^2} \right]} \right\}^{1/2} \quad (8)$$

gdzie τ jest czasem relaksacji nośników. Porównanie charakteru zależności współczynnika absorpcji od energii w obecności i w nieobecności pola magnetycznego przedstawione jest na rys. 2.

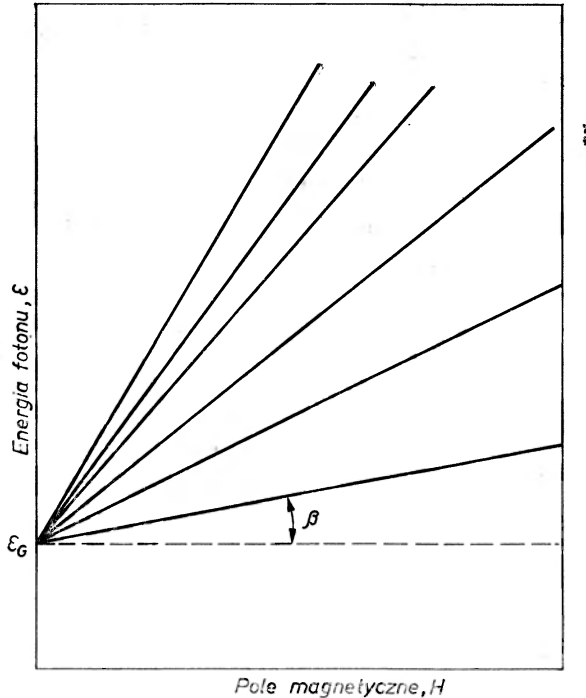


Rys. 2. Porównanie charakteru zależności współczynnika absorpcji od energii w obecności zewnętrznego pola magnetycznego i w $H = 0$ na podstawie [2]

W obecności pola magnetycznego zamiast gładkiej krawędzi absorpcji występuje jak widać szereg maksimów odpowiadających przejściom pomiędzy poziomami Landaua o tym samym numerze, ponieważ $\Delta n = 0$. Na skutek rozprożeń następuje lorentzowskie poszerzenie maksimów. Poszerzenie to jest rzędu \hbar/τ . Uwzględnienie rozprożeń powoduje, że wysokość linii jest proporcjonalna do $\tau^{1/2}$, a położenie linii przesuwają się w stronę wyższych energii o wielkość proporcjonalną do $(\tau\sqrt{3})^{-1}$.

Wykreślając zależność położenia czyli energii maksimów absorpcji od pola magnetycznego otrzymuje się odcinki prostych (patrz rys. 3), których ekstra-

polacja do $H = 0$ daje wartość przerwy energetycznej ε_g w nieobecności pola. Nachylenie prostych na ostatnim wykresie zależności $\varepsilon(H)$ dla ustalonego n daje informacje o masie zredukowanej μ , ponieważ $\operatorname{tg} \beta = \frac{\varepsilon - \varepsilon_g}{H} = (n + \frac{1}{2}) \frac{e\hbar}{\mu c}$. Określając m_c np. z pomiaru rezonansu cyklotronowego lub oscylacji Szubnikowa-de Haasa można wyznaczyć m_v znając μ . (Istnieją metody pozwalające wyznaczyć tę wielkość w sposób bardziej dokładny.)



Rys. 3. Zależność energii odpowiadających maksimum absorpcji od wartości pola magnetycznego

4. Współczynnik absorpcji związany z przejściami prostymi wzbronionymi

Dotychczas uwzględnialiśmy tylko pierwszy człon w wyrażeniu na funkcję falową elektronu w polu magnetycznym (2). Uwzględniając drugi człon otrzymujemy dodatkowy optyczny element macierzowy drugiego rzędu P'_{vc} , który został podany przez Bursteina i innych [3]. Obecnie mamy dwa elementy macierzowe P_{vc} i P'_{vc} . W przypadku przejść pomiędzy pasmami o tej samej parzystości, element macierzowy P_{vc} znika i wtedy poprawki związane z P'_{vc} odgrywają istotną rolę. Obliczając P'_{vc} otrzymujemy nowe reguły wyboru

$$\Delta k_y = \Delta k_z = 0 \quad \text{i} \quad \Delta n = 0, \pm 1.$$

Analizując zachowanie elementu macierzowego w zależności od różnych polaryzacji fali padającej względem kierunku pola magnetycznego H otrzymujemy

$$\begin{aligned} \mathbf{E} \parallel \mathbf{H} & \quad \Delta n = 0 \\ \mathbf{E} \perp \mathbf{H} & \quad \begin{cases} \Delta n = +1 \text{ polaryzacja } \sigma^- \\ \Delta n = -1 \text{ polaryzacja } \sigma^+ \end{cases} \end{aligned}$$

Współczynnik absorpcji dla przejść prostych wzbronionych w obecności pola magnetycznego został podany przez Roth i innych [2].

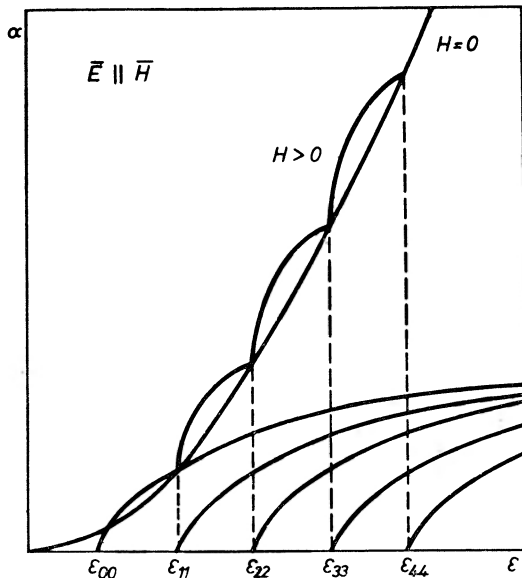
$$a = \frac{2e^2 C^2}{\eta c m_0^2 \omega} \frac{eH}{\hbar c} \sum_n \left[\frac{1}{3} (\varepsilon - \varepsilon_{nn'})^{1/2} \delta_{nn'} + \frac{1}{6} \frac{eH}{c \hbar \mu} \frac{n \delta_{n', n-1} + n' \delta_{n', n+1}}{(\varepsilon - \varepsilon_{nn'})^{1/2}} \right] \quad (9)$$

gdzie C — pewien czynnik proporcjonalności

$$\varepsilon_{nn'} = \varepsilon_g + (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_c + (n' + \frac{1}{2}) \hbar \omega_v.$$

Korzystając z reguł wyboru otrzymujemy, że gdy $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$, wkład do wartości współczynnika absorpcji wnosi pierwszy człon w nawiasie kwadratowym, natomiast w przypadku $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ — człon drugi. W pierwszym przypadku

$$a \sim \frac{H}{\hbar \omega} \sum_n (\varepsilon - \varepsilon_{nn})^{1/2}. \quad (10)$$



Rys. 4. Absorpcja w obecności zewnętrznego pola magnetycznego dla przejść prostych wzbronionych, $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$, na podstawie pracy [2]. Krzywa oznaczona $H = 0$ ilustruje zależność współczynnika absorpcji w nieobecności pola magnetycznego. Rodzina krzywych w dolnej części rysunku ilustruje wkład poszczególnych par poziomów Landaua do całkowitego współczynnika absorpcji w obecności pola magnetycznego. Zależność współczynnika absorpcji od energii w obecności pola magnetycznego przedstawia krzywa oznaczona $H > 0$

Wykreślając zależność $\alpha_H(\varepsilon)$ otrzymujemy krzywą będącą sumą krzywych opisywanych wyrażeniem pierwiastkowym (rys. 4). Funkcja $\alpha_H(\varepsilon)$ jest funkcją rosnącą i nie obserwuje się żadnych nawet lokalnych minimów. Minima związane z „włączaniem się” absorpcji pomiędzy następnymi parami poziomów Landaua otrzymuje się dopiero po wykreśleniu stosunku $\frac{\alpha_H(\varepsilon)}{\alpha_0(\varepsilon)}$.

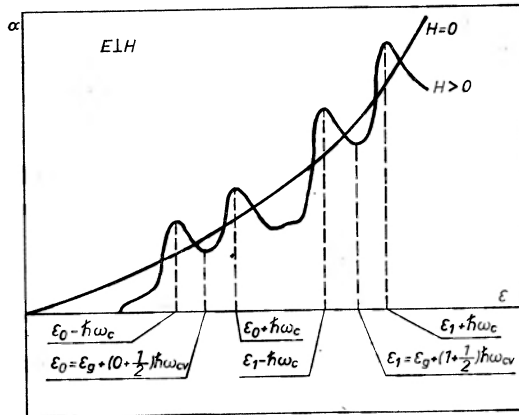
Zajmijmy się teraz drugim przypadkiem, tzn. $E \perp H$

$$a \sim \frac{H^2}{\hbar\omega} \sum_n \left[\frac{n}{(\varepsilon - \varepsilon_{n, n-1})^{1/2}} + \frac{n+1}{(\varepsilon - \varepsilon_{n, n+1})^{1/2}} \right]. \quad (11)$$

W rzeczywistości współczynnik absorpcji przy określonych energiach nie dąży do nieskończoności, tak jak wynikałoby z tego wzoru, na skutek istnienia rozprożeń przewodzących do poszerzenia maksimów. Otrzymujemy podwojoną w stosunku do poprzedniego przypadku liczbę maksimów odpowiadających energiom

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + (n + \frac{1}{2}) \hbar\omega_{cv} \pm \hbar\omega_c.$$

Odległości pomiędzy parami maksimów wynoszą $\hbar\omega_{cv}$, a pomiędzy maksimam w tej samej parze $2\hbar\omega_c$ (patrz rys. 5).



Rys. 5. Absorpcja w obecności zewnętrznego pola magnetycznego dla przejść prostych wzbudzonych, $E \perp H$, na podstawie pracy [2]

5. Efekt Luttingera

Dotychczas rozpatrywaliśmy proste pasma paraboliczne o symetrii sferycznej w półprzewodniku o szerokiej przerwie energetycznej. Dla materiału posiadającego pasma zdegenerowane w pewnym punkcie przestrzeni \mathbf{k} umieszczonego w zewnętrznym polu magnetycznym poziomy energetyczne znajduje się stojąc teorię Luttingera i Kohna [4, 5].

Wartości własne energii otrzymuje się rozwiązując równanie Schrödingera w postaci

$$\sum_{j'} \left[D_{jj'}^{\alpha\beta} \left(p_\alpha + \frac{e}{c} A_\alpha \right) \left(p_\beta + \frac{e}{c} A_\beta \right) \right] F_{j'}(\mathbf{r}) = \varepsilon F_j(\mathbf{r}), \quad (12)$$

gdzie α i β przebiegają x , y i z , wielkość $D_{jj'}^{\alpha\beta}$ definiuje się następująco

$$D_{jj'}^{\alpha\beta} = \frac{1}{2m_0} \delta_{jj'} \delta_{\alpha\beta} + \frac{1}{m_0^2} \sum_{i \neq j, j'} \frac{\pi_{ji}^\alpha \pi_{ij}^\beta}{\varepsilon_0 - \varepsilon_i}, \quad (13)$$

j, j' przebiegają pasma zdegenerowane z uwzględnieniem spinu, i przebiega wszystkie pozostałe pasma, ε_0 jest energią odpowiadającą degeneracji, π_{ji}^α jest składową α międzypasmowego elementu macierzewego

$$\pi_{ji}^\alpha = \int u_{j0}^* \left[p_\alpha - \frac{\hbar}{4m_0 c^2} (\nabla V \times \boldsymbol{\sigma})_\alpha \right] u_{i0} d\tau, \quad (14)$$

gdzie V jest potencjałem periodycznym, a $\boldsymbol{\sigma}$ wektorem spinowym Pauliego.

Oznaczając $k_\alpha = p_\alpha + \frac{e}{c} A_\alpha$ można wprowadzić tensor D , którego składowymi są $D_{jj'} = D_{jj'}^{\alpha\beta} k_\alpha k_\beta$. Tensor D można rozbić na część symetryczną i antysymetryczną

$$D = D^{(S)} + D^{(A)}. \quad (15)$$

Interpretacja fizyczna takiego podziału jest następująca. Część symetryczna $D^{(S)}$ pozwala na znalezienie wartości poziomów energetycznych w zewnętrznym polu magnetycznym bez uwzględnienia spinu. Przy jej pomocy uzyskać można informacje o masie efektywnej nośników m . Część antysymetryczna $D^{(A)}$ związana z rozszczepieniem spinowym poziomów w polu magnetycznym pozwala na uzyskanie informacji o czynniku efektywnym g .

Biorąc funkcję falową w postaci kombinacji liniowej iloczynów odpowiednich funkcji Blocha z uwzględnieniem spinu i funkcji $F_j(\mathbf{r})$, tzn.

$$\psi = \sum_j F_j(\mathbf{r}) u_{j0}(\mathbf{r}), \quad (16)$$

rozwiązujemy równanie Schrödingera (12). Otrzymujemy rozwiązania na wartości własne energii, których ilość jest równa ilości rozwiązań w przypadku bez degeneracji. Każde zdegenerowane pasmo ma dwa układy poziomów energetycznych, oznaczane w literaturze „ a ” i „ b ”, lub „parzyste” i „nieparzyste”.

Ze względu na degenerację pasm, na przykład w $\mathbf{k} = 0$, następuje mieszanie funkcji falowych pasm. W polu magnetycznym otrzymuje się układy poziomów energetycznych, przy czym funkcja falowa dowolnego poziomu nie jest już funkcją z jednego tylko pasma, a jest kombinacją funkcji falowych pochodzących ze zdegenerowanych pasm [patrz (16)]. Spin nie jest już w tym przypadku dobrą liczbą kwantową i pojęcie orientacji spinu traci sens. Podział układów

poziomów energetycznych na a i b nie oznacza więc bynajmniej, że w obrębie jednego układu wszystkie spiny uporządkowane są w tę samą stronę. Funkcje falowe układów a i b różnią się pomiędzy sobą jedynie ze względu na operację zmiany orientacji spinu.

Jeżeli istnieje degeneracja pasma walencyjnego i pasma przewodnictwa o przynależności danego poziomu energetycznego do konkretnego pasma decyduje zależność energii poziomu $E(k)$ poza $k = 0$. Jeżeli $E(k)$ wzrasta poza $k = 0$, wtedy poziom jest poziomem elektronowym i należy do pasma przewodnictwa, jeżeli natomiast $E(k)$ maleje wraz ze wzrostem k jest on poziomem dziurowym i należy do pasma walencyjnego.

W przypadku pasm zdegenerowanych odległości pomiędzy kolejnymi poziomami nie są stałe — konkretnie odległości pomiędzy pierwszymi poziomami energetycznymi znacznie różnią się od siebie i dopiero dla wysokich liczb kwantowych n odległości te są równe. Efekt ten nazywa się „kwantowym efektem Luttingera”, praktycznie jest on istotny dla kilku pierwszych poziomów energetycznych. Dla pasm nieparabolicznych, gdy masa efektywna nośników jest funkcją energii, odległości pomiędzy kolejnymi poziomami nie są równe nawet gdy pasmo jest pasmem prostym. W przypadku zdegenerowanych pasm nieparabolicznych oba efekty nakładają się na siebie.

6. Metody obliczania energii poziomów i reguły wyboru w półprzewodnikach z wąską przerwą energetyczną

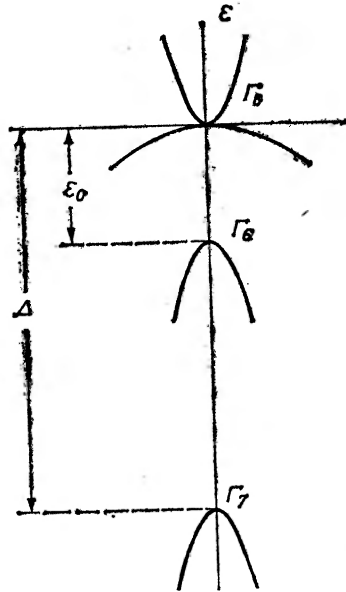
Z tego względu, że HgTe jest materiałem stosunkowo intensywnie badanym metodami magnetoopiecznymi, rozpatrzmy półprzewodnik z wąską przerwą energetyczną na jego przykładzie.

HgTe jest półprzewodnikiem o odwróconej strukturze energetycznej (typu Grovesa-Paula) krystalizującym w strukturze blendy cynkowej [6]. W punkcie Γ strefy Brillouina pasmo przewodnictwa i pasmo walencyjne są zdegenerowane niezależnie od temperatury i koncentracji nośników, tak więc termiczna przerwa energetyczna w HgTe jest zawsze równa zeru. Poziom Γ_8 , czterokrotnie zdegenerowany z uwzględnieniem spinu ($J = \frac{3}{2}$), znajduje się powyżej poziomu Γ_6 , zdegenerowanego dwukrotnie ($J = \frac{1}{2}$). Różnica energii pomiędzy tymi poziomami $\epsilon_0 = \epsilon(\Gamma_6) - \epsilon(\Gamma_8)$ nosi nazwę ujemnej przerwy energetycznej. Schemat poziomów energetycznych przedstawia rys. 6.

Istnieje kilka przybliżeń opisujących poziomy energetyczne pasm Γ_6 i Γ_8 w obecności zewnętrznego pola magnetycznego.

Pierwsze przybliżenie to zastosowanie teorii Luttingera do zdegenerowanych pasm Γ_8 . Podejście to, które tłumaczy „efekty kwantowe” w pasmie przewodnictwa i w pasmie ciężkich dziur, nie opisuje jednak efektów związanych z nieparabolicznością. Dotyczy ono przejść na pierwsze poziomy kwantowe. W dalszych rozważaniach nie będziemy uwzględniali niesferyczności (warpingu) obu pasm Γ_8 i członów liniowych w k .

Poziomy energetyczne dla każdego z pasm Γ_8 w zewnętrznym polu magnetycznym dzielą się na dwa układy: a ($M = \frac{3}{2}, -\frac{1}{2}$) oraz b ($M = \frac{1}{2}, -\frac{3}{2}$). Funkcje falowe poziomów są kombinacjami liniowymi funkcji Blocha u_M i funkcji własnych oscylatora harmonicznego f_n .



Rys. 6. Struktura energetyczna HgTe

Wyrażenia na energie poziomów w obu układach są dosyć skomplikowane i nie będziemy ich tu podawać. Można je znaleźć na przykład w pracach [7, 8].

Pasmo Γ_6 jest prostym pasmem o symetrii sferycznej. Ponieważ energie poziomów w pasmie Γ_8 obliczone zostały bez uwzględnienia nieparaboliczności, również poziomy energetyczne w Γ_6 można w tym przypadku opisywać w przybliżeniu parabolicznego kształtu pasma. Istnieją dwie możliwe orientacje spinu ($M = \pm \frac{1}{2}$).

Energia poziomów landauowskich w $k_z = 0$ (pole magnetyczne skierowane jest wzdłuż osi z) określa wzór

$$\varepsilon_{\Gamma_6}^{\pm}(n') = -\varepsilon_0 - (n' + \frac{1}{2}) \frac{eH\hbar}{m_v c} \mp \frac{1}{2} g_v \mu_B H, \quad (17)$$

gdzie n' numeruje kolejne poziomy, m_v i g_v są odpowiednio masą efektywną nośników i efektywnym czynnikiem g na dnie pasma, μ_B jest magnetonem Bohra.

Do opisu efektów związanych z nieparabolicznością grającą istotną rolę w obszarze wyższych energii w pasmie stosuje się teorię opartą na modelu trójpasnowym. Podejście to uwzględnia tzw. oddziaływania $k\hat{p}$ pomiędzy poziomami $\Gamma_6 - \Gamma_7 - \Gamma_8$, zanedbując wpływ wyższych pasm. Model trójpasnowy opisany został w pracach Yafeta [9] oraz Kacman i Zawadzkiego [10]. Przybli-

żenie to nie uwzględnia „efektów kwantowych” w pasmach Γ_6 i Γ_8 i dotyczy poziomów energetycznych o dużych liczbach kwantowych.

Stosunkowo prosto podać można wzory opisujące energie poziomów w pasmach Γ_6 i Γ_8 w $k_z = 0$.

Jeżeli tylko $\varepsilon \ll \frac{2}{3}\Delta$ (w HgTe Δ jest rzędu 1 eV) wówczas dla pasma przewodnictwa

$$\varepsilon_{\Gamma_8}^{\pm}(N) = -\frac{\varepsilon_0}{2} + \left[\left(\frac{\varepsilon_0}{2} \right)^2 + \varepsilon_0 D_N^{\pm} \right]^{1/2}, \quad (18)$$

dla pasma lekkich dziur

$$\varepsilon_{\Gamma_6}^{\pm}(N) = -\frac{\varepsilon_0}{2} - \left[\left(\frac{\varepsilon_0}{2} \right)^2 + \varepsilon_0 D_N^{\pm} \right]^{1/2}, \quad (19)$$

gdzie

$$D_N^{\pm} = \frac{eH\hbar}{mc} \left(N + \frac{1}{2} \right) \pm \frac{1}{2} g \mu_B H, \quad (20)$$

m i g są odpowiednio masą efektywną nośników i efektywnym czynnikiem g na dnie danego pasma, N — numerem poziomu.

Układem poziomów $+$ i $-$ w pasmie przewodnictwa odpowiadają układy a i b w notacji Luttingera, przy czym $N = n - 1$.

Istnieje jeszcze trzecie podejście będące modyfikacją teorii Luttingera i Kohna [4]. Oprócz „efektów kwantowych” w pasmach Γ_8 uwzględnia ono dodatkowo oddziaływania $k\hat{p}$ pomiędzy poziomami $\Gamma_6 - \Gamma_7 - \Gamma_8$, czyli wpływ nieparaboliczności pasm energetycznych. Podejście to zostało omówione w pracy Pidgeona i Browna [11] dotyczącej InSb.

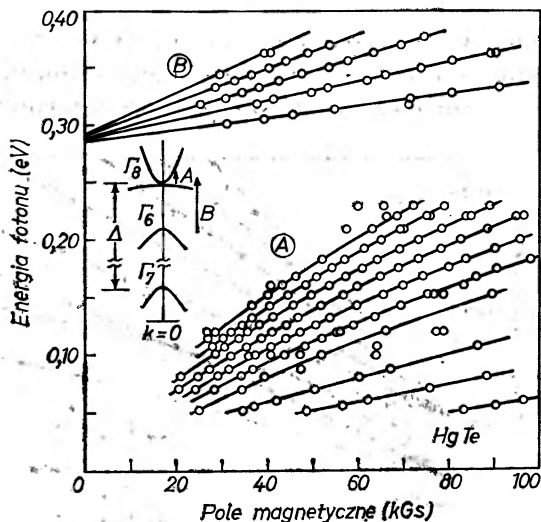
Prawdopodobieństwa przejść i reguły wyboru otrzymuje się licząc odpowiednie międzypasmowe elementy macierzowe. Reguły wyboru dla przejść $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_8$ można znaleźć np. w pracy [7], a dla przejść $\Gamma_8 \rightarrow \Gamma_8$ w pracy [8].

7. Przegląd wybranych prac doświadczalnych

Na konferencji związków półprzewodnikowych $A_{II}B_{VI}$ w Providence w 1967 r. przedstawiona została praca Pidgeona i Grovesa poświęcona badaniu przejść międzypasmowych w HgTe w polu magnetycznym [12]. Struktura pasmowa tego materiału znana była już wcześniej. W pracy [12] wyznaczono wartość przerwy energetycznej oraz jej zależność od temperatury, a więc kierunek zmian. Zgodność krzywych teoretycznych oraz krzywych wyznaczonych przy pomocy eksperymentu dostarczyła argumentów na korzyść struktury odwróconej w HgTe.

W swoich poprzednich publikacjach [13, 14] autorzy podali wyniki pomiarów magnetoodbicia w HgTe w temperaturze 35 K. Przy pomiarach zastosowano światło niespolaryzowane w konfiguracji Faradaya, czyli $E \perp H$. Pomiarzy wykonano w próbce HgTe o koncentracji $n = 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ w obszarze energii

0,05—0,35 eV (czyli długości fal padającego promieniowania od 4 do 25 μm) w polach magnetycznych do 100 kGs. Obserwowano zarówno przejścia międzypasmowe $\Gamma_8 \rightarrow \Gamma_8$, jak $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_8$. Wyniki pomiarów przedstawione są na rysunku 7.



Rys. 7. Wyniki pomiarów magnetoodbitcia w HgTe z prac [12, 14]. Objasnienia w tekście

Teoretyczne wartości energii przejść znaleziono korzystając z pracy Pidgeona i Browna poświęconej uogólnieniu teorii Luttingera i Kohna na przypadek InSb [11]. Ekstrapolacja wartości pola magnetycznego do $H = 0$ wykazuje, że rodziny krzywych A i B dążą odpowiednio do zera oraz wartości przerwy energetycznej w nieobecności pola magnetycznego. Teoretyczne dopasowanie dla rodziny krzywych typu B (przejścia $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_8$), posiadających wyższe energie było od razu bardzo dobre. Dla krzywych typu A ($\Gamma_8 \rightarrow \Gamma_8$) odpowiadających niższym energiom przejść krzywe teoretyczne zachowywały się jakościowo identycznie, jak ciąg punktów eksperymentalnych, ilościowo natomiast wykazywały systematyczne odchylenia.

W rzeczywistości przejścia typu A ($\Gamma_8 \rightarrow \Gamma_8$), pomimo że odpowiadają niższym wartościom energii, wchodzą głębiej w pasmo przewodnictwa niż przejścia typu B ($\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_8$). Penetrują one pasmo Γ_8 do energii powyżej 0,2 eV. Włączenie do teorii oddziaływania pomiędzy pasmami Γ_8 i Γ_{15} (leżącego powyżej Γ_8 w odległości 3—4 eV) przy uwzględnieniu poprawek wyższego rzędu niż k^2 usuwa większość rozbieżności. Jak podają autorzy, dla wysokich energii przejść $\Gamma_8 \rightarrow \Gamma_8$, powyżej 0,2 eV, uwzględnienie oddziaływania pomiędzy pasmami Γ_8 i Γ_{15} daje nam 10% poprawkę do wartości energii.

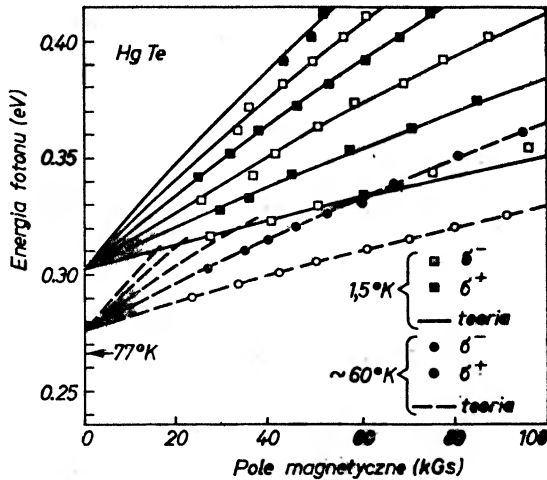
Pomiary, których wyniki przedstawiono w pracy [12] na konferencji w Providence, dotyczyły wyłącznie przejść typu B, tzn. $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_8$. Badano magnetoodbitcie w obszarze temperatur 1,5—77 K, stosowano światło kołowo spolaryzo-

wane w konfiguracji Faradaya. Autorzy obserwowali przejścia międzypasmowe odpowiednio ze zmianą

$$\Delta n = +1 \quad \text{dla polaryzacji } \sigma^-$$

$$\Delta n = -1 \quad \text{dla polaryzacji } \sigma^+.$$

Stosowanie oddzielnie światła spolaryzowanego kołowo σ^- i σ^+ jest bardzo wygodne z tego względu, że oscylacje są wtedy lepiej widoczne (mamy dwa razy mniej maksimum), jak również łatwiejsza jest ich interpretacja.



Rys. 8. Wyniki pomiarów magnetoodbicia w HgTe na podstawie pracy [12]

Wyniki pomiarów Pidgeona i Grovesa wykonanych w temperaturach 1,5 oraz 60 K dla obu polaryzacji przedstawia rys. 8. Strzałką oznaczona jest wartość przerwy energetycznej w 77 K, zmierzona w ten sam sposób. Jest to pierwszy bezpośredni pomiar wartości znaku oraz wartości zmiany przerwy energetycznej z temperaturą w związkach o strukturze odwróconej. Podobnie jak poprzednio dopasowanie krzywych teoretycznych do danych doświadczalnych wykonano korzystając z modelu Grovesa-Paula oraz pracy Pidgeona i Browna [11].

Badanie magnetoodbicia nie jest najlepszą metodą doświadczalnego wyznaczania energii poziomów w obecności zewnętrznego pola magnetycznego, a więc i parametrów struktury pasmowej półprzewodnika. Bardzo istotną rolę odgrywa jakość i sposób przygotowania powierzchni próbki, jak również zachowanie się funkcji dielektrycznej w badanym obszarze. Najbardziej bezpośrednią metodą wyznaczania parametrów struktury pasmowej jest badanie magnetoabsorpcji, ponieważ energie odpowiadające maksimum oscylacji równe są energiom przejść pomiędzy poszczególnymi poziomami.

Pomiary magnetoabsorpcji międzypasmowej w HgTe wykonane zostały przez grupę autorów polskich i francuskich na cienkich płytkach (grubości rzędu kilku mikronów) hodowanych na powierzchni roztworu telluru w rtęci. Omówieniu otrzymanych wyników poświęcono szereg prac [7, 8, 15, 17, 18].

Badano bardzo czyste próbki typu n , pomiary wykonano w temperaturze ciekłego helu w polach magnetycznych do 60 kGs. Stosowano fale elektromagnetyczne spolaryzowane kołowo i liniowo, przy czym badano magnetoabsorpcję zarówno w konfiguracji Faradaya, jak i Voigta.

Analizę danych doświadczalnych przeprowadzono w następujący sposób.

1. Energie poziomów w pasmie przewodnictwa Γ_8 dla przejść $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_8$ w obszarze małych liczb kwantowych opisywano korzystając z teorii Luttingera-Kohna. Poziomy w pasmie Γ_6 traktowano jako poziomy Landaua. W obu pasmach zaniedbano wpływ nieparaboliczności. Analizę tę zastosowano dla energii przejść $\hbar\omega - \varepsilon_0 < 30$ meV. W obszarze wyższych energii (poziomy o wyższych liczbach kwantowych) korzystano z modelu trójpasowego [7, 8, 16].

2. Energie poziomów dla przejść $\Gamma_8 \rightarrow \Gamma_8$, które badano w obszarze do kilkunastu meV, opisywano korzystając z teorii Luttingera [15, 18].

We wszystkich przypadkach w obliczeniach zaniedbano niesferyczność i istnienie członów liniowych w k .

Autorzy prac otrzymali jeden komplet parametrów teorii, który dobrze opisuje zarówno energie przejść $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_8$, jak i $\Gamma_8 \rightarrow \Gamma_8$. Parametry te różnią się jednak nieco od parametrów wyznaczonych przez Grovesa, Browna i Pidgona [14] z pomiarów magnetoodbicia w HgTe.

W temperaturach helowych wyznaczono następujące parametry struktury pasmowej HgTe;

$\varepsilon(\Gamma_6) - \varepsilon(\Gamma_8) = 302,5$ meV [16], co pozostaje w dobrej zgodności z pracą Pidgona i Grovesa [12],

dla pasma przewodnictwa Γ_8 [7] $m_c = (0,031 \pm 0,001)m_0$, $g_c = -22 \pm 4$,

dla pasma walencyjnego Γ_6 [7] $m_v = (0,028 \pm 0,001)m_0$, $g_v = -41 \pm 4$.

Uwzględnienie istnienia członów liniowych w k prowadzi do dodatkowych reguł wyboru dla przejść $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_8$ i $\Gamma_8 \rightarrow \Gamma_8$. Przejścia takie zostały zaobserwowane [17, 18]. Jest to pierwsze doświadczalne potwierdzenie występowania członów liniowych w k w HgTe oparte na wynikach pomiarów magnetoptycznych.

8. Podsumowanie

Pomiary magnetoabsorpcji (czy też magnetoodbicia) międzypasmowego w związkach o wąskiej przerwie energetycznej są bardzo interesujące z wielu względów.

Po pierwsze: pomiary energii przejść wykazują inny charakter struktury pasmowej w HgTe niż na przykład w InSb i dlatego wyniki takich pomiarów traktować można jako silne kryterium przynależności badanego związku do grupy związków o strukturze odwróconej.

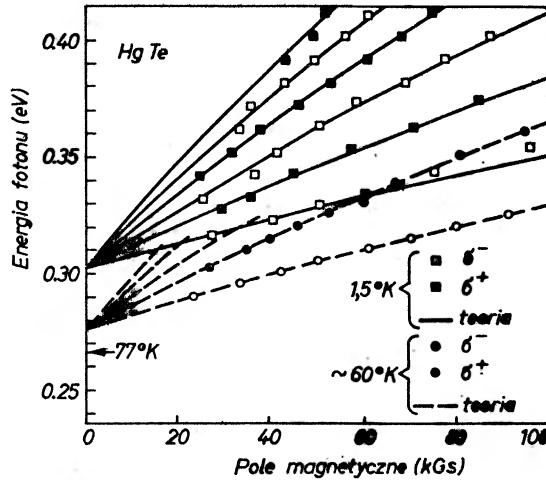
Po drugie: porównanie krzywych teoretycznych z położeniami punktów doświadczalnych pozwala na stosunkowo najdokładniejsze wyznaczenie parametrów struktury energetycznej, takich jak przerwa energetyczna, masy efek-

wane w konfiguracji Faradaya. Autorzy obserwowali przejścia międzypasmowe odpowiednio ze zmianą

$$\Delta n = +1 \quad \text{dla polaryzacji } \sigma^-$$

$$\Delta n = -1 \quad \text{dla polaryzacji } \sigma^+.$$

Stosowanie oddzielnie światła spolaryzowanego kołowo σ^- i σ^+ jest bardzo wygodne z tego względu, że oscylacje są wtedy lepiej widoczne (mamy dwa razy mniej maksimum), jak również łatwiejsza jest ich interpretacja.



Rys. 8. Wyniki pomiarów magnetoodbicia w HgTe na podstawie pracy [12]

Wyniki pomiarów Pidgeona i Grovesa wykonanych w temperaturach 1,5 oraz 60 K dla obu polaryzacji przedstawia rys. 8. Strzałką oznaczona jest wartość przerwy energetycznej w 77 K, zmierzona w ten sam sposób. Jest to pierwszy bezpośredni pomiar wartości znaku oraz wartości zmiany przerwy energetycznej z temperaturą w związkach o strukturze odwróconej. Podobnie jak poprzednio dopasowanie krzywych teoretycznych do danych doświadczalnych wykonano korzystając z modelu Grovesa-Paula oraz pracy Pidgeona i Browna [11].

Badanie magnetoodbicia nie jest najlepszą metodą doświadczalnego wyznaczania energii poziomów w obecności zewnętrznego pola magnetycznego, a więc i parametrów struktury pasmowej półprzewodnika. Bardzo istotną rolę odgrywa jakość i sposób przygotowania powierzchni próbki, jak również zachowanie się funkcji dielektrycznej w badanym obszarze. Najbardziej bezpośrednią metodą wyznaczania parametrów struktury pasmowej jest badanie magnetoabsorpcji, ponieważ energie odpowiadające maksimum oscylacji równe są energiom przejść pomiędzy poszczególnymi poziomami.

Pomiary magnetoabsorpcji międzypasmowej w HgTe wykonane zostały przez grupę autorów polskich i francuskich na cienkich płytkach (grubości rzędu kilku mikronów) hodowanych na powierzchni roztworu telluru w rtęci. Omówieniu otrzymanych wyników poświęcono szereg prac [7, 8, 15, 17, 18].

Badano bardzo czyste próbki typu n , pomiary wykonano w temperaturze ciekłego helu w polach magnetycznych do 60 kGs. Stosowano fale elektromagnetyczne spolaryzowane kołowo i liniowo, przy czym badano magnetoabsorpcję zarówno w konfiguracji Faradaya, jak i Voigta.

Analizę danych doświadczalnych przeprowadzono w następujący sposób.

1. Energie poziomów w pasmie przewodnictwa Γ_8 dla przejść $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_8$ w obszarze małych liczb kwantowych opisywano korzystając z teorii Luttingera-Kohna. Poziomy w pasmie Γ_6 traktowano jako poziomy Landaua. W obu pasmach zaniedbano wpływ nieparaboliczności. Analizę tę zastosowano dla energii przejść $\hbar\omega - \varepsilon_0 < 30$ meV. W obszarze wyższych energii (poziomy o wyższych liczbach kwantowych) korzystano z modelu trójpasowego [7, 8, 16].

2. Energie poziomów dla przejść $\Gamma_8 \rightarrow \Gamma_8$, które badano w obszarze do kilkunastu meV, opisywano korzystając z teorii Luttingera [15, 18].

We wszystkich przypadkach w obliczeniach zaniedbano niesferyczność i istnienie członów liniowych w k .

Autorzy prac otrzymali jeden komplet parametrów teorii, który dobrze opisuje zarówno energie przejść $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_8$, jak i $\Gamma_8 \rightarrow \Gamma_8$. Parametry te różnią się jednak nieco od parametrów wyznaczonych przez Grovesa, Browna i Pidgeona [14] z pomiarów magnetoodbicia w HgTe.

W temperaturach helowych wyznaczono następujące parametry struktury pasmowej HgTe;

$\varepsilon(\Gamma_6) - \varepsilon(\Gamma_8) = 302,5$ meV [16], co pozostaje w dobrej zgodności z pracą Pidgeona i Grovesa [12],

dla pasma przewodnictwa Γ_8 [7] $m_c = (0,031 \pm 0,001)m_0$, $g_c = -22 \pm 4$,

dla pasma walencyjnego Γ_6 [7] $m_v = (0,028 \pm 0,001)m_0$, $g_v = -41 \pm 4$.

Uwzględnienie istnienia członów liniowych w k prowadzi do dodatkowych reguł wyboru dla przejść $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_8$ i $\Gamma_8 \rightarrow \Gamma_8$. Przejścia takie zostały zaobserwowane [17, 18]. Jest to pierwsze doświadczalne potwierdzenie występowania członów liniowych w k w HgTe oparte na wynikach pomiarów magnetoptycznych.

8. Podsumowanie

Pomiary magnetoabsorpcji (czy też magnetoodbicia) międzypasmowego w związkach o wąskiej przerwie energetycznej są bardzo interesujące z wielu względów.

Po pierwsze: pomiary energii przejść wykazują inny charakter struktury pasmowej w HgTe niż na przykład w InSb i dlatego wyniki takich pomiarów traktować można jako silne kryterium przynależności badanego związku do grupy związków o strukturze odwróconej.

Po drugie: porównanie krzywych teoretycznych z położeniami punktów doświadczalnych pozwala na stosunkowo najdokładniejsze wyznaczenie parametrów struktury energetycznej, takich jak przerwa energetyczna, masy efek-

tywne elektronów i dziur na dnie i w wierzchołku pasm, efektywne czynniki g badanych pasm. Zmieniając temperaturę można oczywiście wyznaczyć zależność przerwy energetycznej od temperatury.

Po trzecie: pomiary magnetoabsorpcji międzypasmowej pozwalają na badanie stanów energetycznych leżących wysoko w pasmie przewodnictwa. Stany takie oddziałują już z wyższymi pasmami i dlatego pomiary takie mogą służyć jako test dla teorii zajmującej się oddziaływaniami tego typu.

HgTe jest materiałem półprzewodnikowym stosunkowo dobrze obecnie znanym i w ostatnich latach intensywnie badanym metodami magnetoptycznymi. Dlatego też wydaje się, że dalsze badania wykorzystujące metody magnetoptyczne pójdą w kierunku innych związków, szczególnie trójskładnikowych, mających szersze zastosowanie, jak np. kryształy mieszane $Cd_xHg_{1-x}Te$. Ukazało się już na ten temat kilka prac, m. in. [19].

Literatura

- [1] P. S. Kiriejew, *Fizyka półprzewodników*, Warszawa 1971.
- [2] L. M. Roth, B. Lax, S. Zwerdling, *Phys. Rev.* **114**, 90 (1959).
- [3] E. Burstein, G. S. Picus, R. F. Walls, F. Blatt, *Phys. Rev.* **113**, 15, (1959).
- [4] J. M. Luttinger, W. Kohn, *Phys. Rev.* **97**, 869 (1955).
- [5] J. M. Luttinger, *Phys. Rev.* **102**, 1030 (1956).
- [6] W. Giritat, *Postępy Fizyki XXI*, **5**, 591 (1970).
- [7] Y. Guldner, C. Rigaux, M. Grynberg, A. Mycielski, *Phys. Rev. B* **8**, 3875 (1973).
- [8] C. Rigaux, Referat przeglądowy o efektach magnetoptycznych w HgTe, Nicea 1973.
- [9] Y. Yafet, *Phys. Rev.* **115**, 1172 (1959).
- [10] P. Kacman, W. Zawadzki, *Phys. Stat. Sol.* **47**, 629 (1971).
- [11] C. R. Pidgeon, R. N. Brown, *Phys. Rev.* **146**, 575 (1966).
- [12] C. R. Pidgeon, S. H. Groves, *Conference on the II—VI Semiconducting Compounds*, Ed. D. G. Thomas, W. A. Benjamin Inc., New York 1967, str. 1080.
- [13] R. N. Brown, S. H. Groves, *Bull. Am. Phys. Soc.* **11**, 206 (1966).
- [14] S. H. Groves, R. N. Brown, C. R. Pidgeon, *Phys. Rev.* **161**, 779 (1967).
- [15] J. Tuchendler, M. Grynberg, Y. Couder, H. Thome, *XI Int. Conf. Phys. Semicond.*, Warszawa 1972, str. 346.
- [16] Y. Guldner, C. Rigaux, A. Mycielski, M. Grynberg, *XI Int. Conf. Phys. Semicond.*, Warszawa 1972, str. 351.
- [17] G. Bastard, Y. Guldner, Nguyen Hy Hau, C. Rigaux, A. Mycielski, *Sol. State Comm.* **13**, 895 (1973).
- [18] J. Tuchendler, M. Grynberg, Y. Couder, H. Thome, R. le Toullec, *Phys. Rev. B* **8**, 3884 (1973).
- [19] S. H. Groves, T. C. Harman, C. R. Pidgeon, *Sol. State Comm.* **9**, 451 (1971).

Maria Bałanda

Instytut Fizyki Jądrowej
Kraków

Stanisław Nizioł

Instytut Fizyki i Techniki Jądrowej AGH,
Kraków

Efekt Faradaya i jego zastosowanie w fizyce magnetyków Faraday Effect and Its Uses in Physics of Magnetic Crystals

Abstract: The origin of the Faraday effect in magnetic crystals and several methods of its measuring are described. The review of the most important works on magnetic crystals carried out by means of Faraday effect is also included.

1. Wstęp

Naturalną aktywnością optyczną nazywa się zjawisko występujące w niektórych przezroczystych kryształach polegające na skręceniu płaszczyzny polaryzacji przechodzącego światła spolaryzowanego liniowo. Kryształy kwarcu na przykład są optycznie aktywnymi wzdłuż osi optycznych. Kąt Θ obrotu płaszczyzny polaryzacji jest proporcjonalny do grubości d materiału, przez który przechodzi światło

$$\Theta = c(\lambda, T)d, \quad (1)$$

gdzie $c(\lambda, T)$ charakteryzuje daną substancję i jest zależne od długości fali λ światła i temperatury T . Zdolność skręcania płaszczyzny polaryzacji związana jest z rozłożeniem jonów kryształu wokół kierunku rozchodzenia się światła. Skręcenie mogą wykazywać jedynie kryształy pozbawione środka symetrii. W kwarcu jony Si^{++} i O^{--} rozłożone są wokół głównej osi krystalograficznej (oś optyczna), która jest osią śrubową (prawą lub lewą) i właśnie obecność tej osi ma wpływ na sposób rozchodzenia się światła. Z powodu takiej budowy kryształu dwa promienie składowe spolaryzowane kołowo w przeciwnych kierunkach, na które można rozłożyć promień liniowo spolaryzowany, będą po-

ruszać się z różnymi prędkościami $v_+ = c(n_+ + v_- = c)n_-$, gdzie n_+ i n_- są współczynnikami załamania dla składowej prawo- i lewoskrętnej. Po przejściu przez warstwę o grubości d składowe te przesunięte będą w fazie i po dodaniu ich otrzyma się promień spolaryzowany liniowo, ale o płaszczyźnie drgań skróconej o kąt

$$\Theta = \frac{\pi}{\lambda} (n_+ - n_-) d. \quad (2)$$

Jak widać z wzoru, zależność kąta skrócenia od długości fali związana jest z dyspersją współczynników załamania.

Nieaktywne optycznie izotropowe substancje mogą stać się aktywnymi pod wpływem zewnętrznych czynników, np. pola magnetycznego. Efekt Faradaya (EF) polega właśnie na indukowanym polem magnetycznym skróceniu płaszczyzny polaryzacji światła rozchodzącego się w substancji w kierunku linii sił pola. Kąt skrócenia Θ_F jest proporcjonalny w tym przypadku do natężenia H i długości d drogi światła w polu magnetycznym

$$\Theta = V(\lambda, T) H d, \quad (3)$$

gdzie V jest tzw. stałą Verdetą.

W odróżnieniu od naturalnej aktywności optycznej, gdzie skrócenie po dwukrotnym przejściu przez kryształ (raz zgodnie ze zwrotem linii sił pola i drugi raz po odbiciu od zwierciadła) zostaje wyzerowane, w zjawisku Faradaya kąt Θ_F podwaja się.

Skrócenia obserwowane w diamagnetykach są niewielkie; np. jeżeli natężenie pola H wyrażone jest w gausach, a droga d w centymetrach, to stała Verdetą dla diamentu wynosi $23,3 \times 10^{-3}$ min., dla kwarcu $16,64 \times 10^{-3}$ min., a dla soli kopalnej $35,85 \times 10^{-3}$ min ($\lambda = 5893 \text{ \AA}$).

Z kwantowo-mechanicznego punktu widzenia efekt Faradaya pochodzi od zaburzenia polem magnetycznym poziomów atomowych, jest więc wynikiem występowania zjawiska Zeemana w polu podłużnym.

W substancjach zawierających jony magnetyczne bądź to w stanie uporządkowanym lub paramagnetycznym efekt Faradaya jest jakby „wbudowany”, ponieważ istnieją tu w sieci krystalicznej różne oddziaływania (wymienne, spinowo-orbitalne i in.), które spełniają rolę pola magnetycznego rozszczepiając poziomy atomowe i dając w rezultacie o wiele większe skrócenia niż w przypadku diamagnetyków. Skrócenie płaszczyzny polaryzacji w substancjach magnetycznych jest proporcjonalne do rzutu wektora namagnesowania \vec{M} na kierunek rozchodzenia się światła i do grubości próbki

$$\Theta_F = \Phi(\lambda, T) d |\vec{M} \cdot \vec{l}| / |\vec{M}|, \quad (4)$$

gdzie $\Phi(\lambda, T)$ jest wielkością charakteryzującą daną substancję, a \vec{l} jest wektorem jednostkowym w kierunku promieni świetlnych. Skrócenia Θ_F dla magnetyków bada się w małych polach (~ 1 kOe) potrzebnych jedynie do namagnesowania próbki.

Większość efektów magnetoptycznych powodowana jest przez indukowany polem \vec{E} fali świetlnej elektryczny moment dipolowy \vec{p} . Przeważnie opisuje się te zjawiska za pomocą makroskopowego tensora stałej dielektrycznej ϵ , kładąc przenikalność magnetyczną $\mu = 1$. Jest to słuszne nawet wtedy, gdy mikroskopowe pochodzenie stałej dielektrycznej wywodzi się od przejść magnetycznych dipolowych [1]. Stosunek \vec{p} do \vec{E} nazywa się polaryzowalnością, ale wielkość ta ma przeważnie tensorowy charakter ponieważ \vec{p} i \vec{E} zwykle nie są równoległe. Rotacja Faradaya jest zerowa, jeśli \vec{p} i \vec{E} nie są niekolinearne. Zależność momentu dipolowego od wektora pola elektrycznego będzie miała więc postać

$$\begin{aligned} p_x &= \alpha_{xx}E_x + \alpha_{xy}E_y + \alpha_{xz}E_z \\ p_y &= \alpha_{yx}E_x + \alpha_{yy}E_y + \alpha_{yz}E_z \\ p_z &= \alpha_{zx}E_x + \alpha_{zy}E_y + \alpha_{zz}E_z. \end{aligned} \quad (5)$$

Tensor polaryzowalności α związany jest z tensorem stałej dielektrycznej w następujący sposób

$$\epsilon_{ij} = \delta_{ij} + 4\pi N \alpha_{ij}, \quad (6)$$

gdzie $\delta_{ij} = 0$ gdy $i \neq j$ i $\delta_{ij} = 1$, gdy $i = j$ oraz N jest liczbą jonów w 1 cm^3 . Jak wykazał Moriya [2], polaryzowalność elektryczna zależy m. in. od wartości spinu jonów magnetycznych danej substancji. Spowodowane to jest oddziaływaniem spinów na wzbudzony stan orbitalny elektronów poprzez sprzężenie L-S.

Liczbą elementów tensora ϵ może być zredukowana, jeśli mamy do czynienia z geometrią osiową, kiedy to kierunek pola magnetycznego jest równoległy do kierunku rozchodzenia się światła. Jest to geometria, w jakiej obserwuje się efekt Faradaya lub magnetoptyczny efekt Kerra (skręcenie płaszczyzny polaryzacji po odbiciu od powierzchni próbki umieszczonej w polu). Zakładając, że próbka jest izotropowa lub co najmniej jednoosiowa, można zapisać tensor dielektryczny w postaci

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & i\epsilon_{xy} & 0 \\ -i\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Elementy powyższego tensora należy rozpatrywać jako zespolone, ponieważ \vec{p} i \vec{E} nie są koniecznie w fazie, czyli $\epsilon_{xx} = \epsilon'_{xx} + i\epsilon''_{xx}$, $\epsilon_{xy} = \epsilon'_{xy} + i\epsilon''_{xy}$. Część urojona elementu diagonalnego odpowiedzialna jest za absorpcję światła w próbce

$2nk = \epsilon''_{xx}$, $k = \frac{\lambda_0}{2\pi} K$, gdzie k i K są współczynnikami ekstynkcyjnej i absorpcyjnej,

a λ_0 długością fali w próżni. Dla części rzeczywistej elementu diagonalnego znana jest relacja $n^2 - k^2 = \epsilon'_{xx}$. Z powodu absorpcji liniowo spolaryzowane światło po przejściu przez magnetoptyczny materiał zostaje przekształcone w światło eliptycznie spolaryzowane o dużej osi elipsy skręconej o kąt θ_F wzglę-

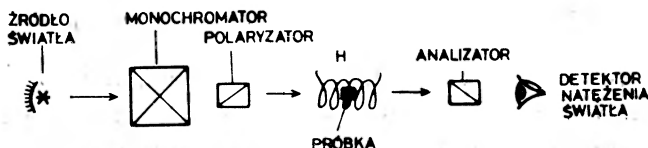
dem światła padającego. Jeśli przez ϵ_F oznaczyć stosunek małej do dużej osi elipsy wtedy

$$\Theta_F - i \epsilon_F = \frac{\pi d \epsilon_{xy}}{\lambda_0 \sqrt{\epsilon_{xx}}} \quad (8)$$

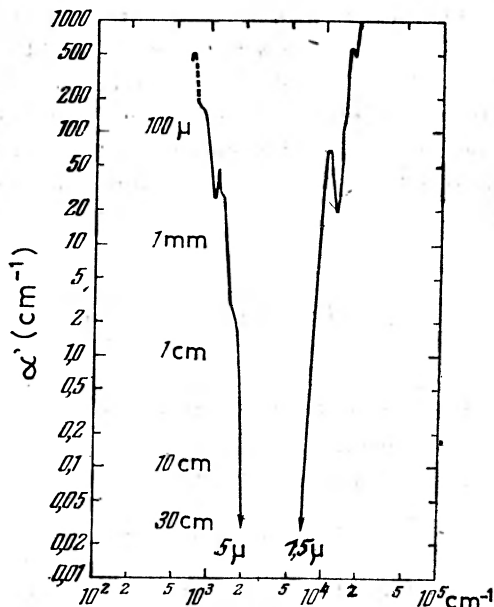
Tak więc rotacja Faradaya i eliptyczność proporcjonalne są do wielkości poza-diagonalnego elementu tensora stałej dielektrycznej.

2. Efekt Faradaya w substancjach magnetycznych

Ideowy schemat aparatury służącej do pomiaru rotacji Faradaya przedstawiony jest na rys. 1. Aby móc zarejestrować zmianę płaszczyzny drgań światła po przejściu przez próbkę, musi być ona odpowiednio przezroczysta. Tradycyjny pogląd o ferromagnetyku jako o materiale nieprzezroczystym dla promieniowania elektromagnetycznego o dowolnej długości fali uległ zmianie po wysyntetyzowaniu pierwszych ferromagnetycznych dielektryków, jakimi były ferryty



Rys. 1. Schemat aparatury do pomiaru efektu Faradaya



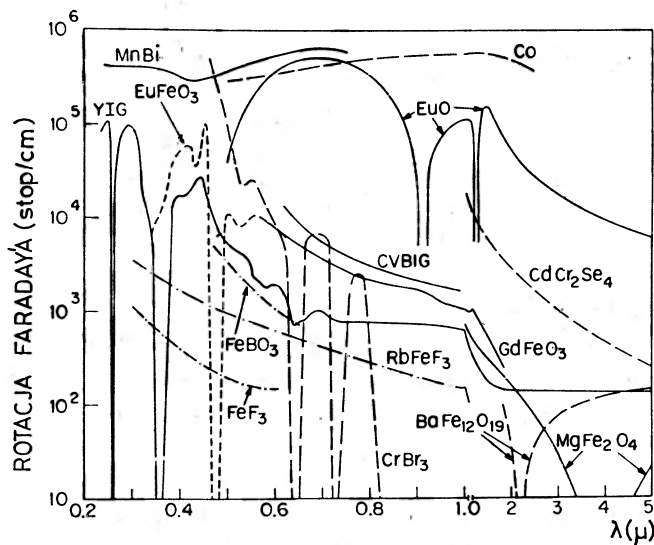
Rys. 2. Współczynnik pochłaniania $Y_3Fe_5O_{12}$ ($I = I_0 \cdot 10^{-\alpha' \cdot d}$, w podczerwonym obszarze widma. Obok wartości $\alpha' = 100, 10, 1, 0,1$ i $0,03 \text{ cm}^{-1}$ podano grubości próbek przepuszczających 10% promieniowania [3])

o strukturze spinelu. Są one przezroczyste dla częstotści radiowych. Ferryty o strukturze spinelu znalazły szerokie zastosowanie w technice, podobnie jak i ferryty granaty z granatem itru ($Y_3Fe_5O_{12}$) na czele, który ma okno przezroczystości leżące w bliskiej podczerwieni (rys. 2) [3]. Ferryty granaty ziem rzadkich ($R_3Fe_5O_{12}$) przepuszczają promieniowanie elektromagnetyczne o długościach fal leżących w dalekiej podczerwieni, natomiast ortoferryty ziem rzadkich ($RFeO_3$) o strukturze perowskitu mają okno przezroczystości w bliskiej podczerwieni. Związki takie jak $CrBr_3$, $CrCl_3$, CrI_3 przezroczyste są w obszarze widzialnym, natomiast $RbNiF_3$ i $RbFeF_3$ w bliskim nadfiolecie lub bliskiej podczerwieni. Otrzymano też ferromagnetyczne półprzewodniki, tj. EuO , EuS i $EuSe$ oraz $CdCr_2S_4$ i $CdCr_2Se_4$.

Jedynymi związkami posiadającymi spontaniczny moment magnetyczny w temperaturze pokojowej i przezroczystymi dla światła widzialnego są $FeBO_3$ i FeF_3 [4].

Krinchik i Chetkin w pracy [5] podali przegląd własności i zastosowań ferromagnetyków przezroczystych dla fal elektromagnetycznych z zakresu bliskiej podczerwieni. Magnetoptyczne własności wyżej wymienionych związków wyjaśnione zostały za pomocą orbitali molekularnych przez Suitsa [6].

Fizyczne podstawy występowania rotacji Faradaya w różnych typach związków oraz zastosowania tego efektu do badań kryształów magnetycznych opisane zostały przez Dillona [7].



Rys. 3. Wielkość efektu Faradaya dla różnych związków ferromagnetycznych [8]

Na rys. 3 pokazano wielkości rotacji w różnych związkach ferromagnetycznych [8].

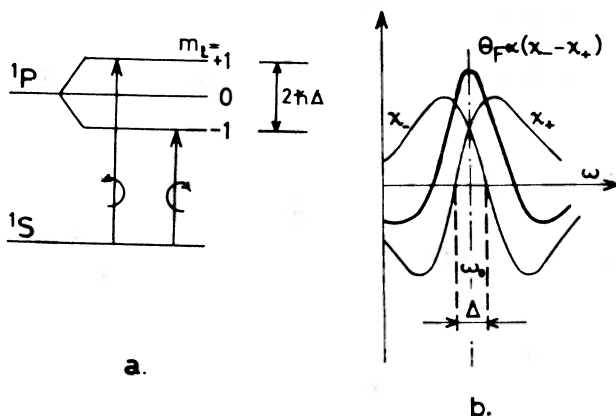
W zależności od energii padającego fotonu skręcenie płaszczyzny polaryzacji może być związane z przejściami dipolowymi elektrycznymi bądź magnetycz-

nymi. W ogólności kąt całkowitego skręcenia można zapisać jako sumę składowych odpowiadających wyżej wspomnianym przejściom

$$\Theta_F = \Theta_E + \Theta_M. \quad (9)$$

W większości związków pierwiastków z grupy $3d$ dozwolone jest również przejście ładunkowe elektronu z anionu do magnetycznego jonu, co może również dawać przyczynek do EF.

Elektryczne dipolowe efekty są wynikiem przejść pomiędzy stanem podstawowym a wzbudzonym danego jonu. Zdegenerowany ze względu na liczbę kwantową m_l poziom wzbudzony w kryształach, na skutek różnych oddziaływań, zostaje rozszczepiony na podpoziomy ze szczeliną energetyczną $2\hbar\Delta$. Rys. 4a przedstawia taką sytuację dla prostego przypadku atomu o stanie podstawowym 1S i stanie wzbudzonym 1P .



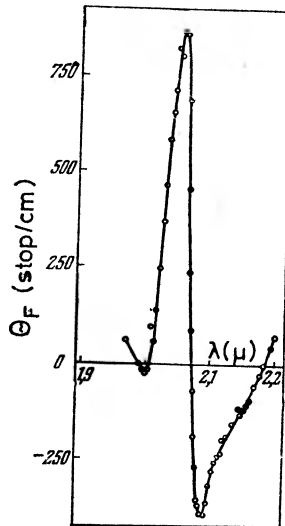
Rys. 4a). Zniesienie degeneracji ze względu na liczbę kwantową m poziomu wzbudzonego 1P , b) kształt linii efektu Faradaya (patrz wzór (12)) oraz podatności magnetycznej dla prawo- i lewoskrętnie spolaryzowanej fali elektromagnetycznej

Przejścia odpowiadające $\Delta m_l = +1$ i $\Delta m_l = -1$ zachodzą przy różnych częstościach optycznych. Przejście wyżej energetyczne absorbuje tylko lewoskrętną składową padającego światła liniowo spolaryzowanego, a przejście o niższej energii absorbuje prawoskrętną składową. Zamiast podstawowej częstości ω_0 otrzymuje się parę częstości $\omega_1 = \omega_0 + \Delta$ i $\omega_2 = \omega_0 - \Delta$. Te dwa ortogonalne mody poruszają się w kryształach z różnymi prędkościami, różnica faz między nimi rośnie i na wyjściu po złożeniu ich otrzymuje się światło liniowo spolaryzowane o skręconej płaszczyźnie drgań (rys. 4b). Dokładniej, jeśli uwzględnić absorpcję, na wyjściu z kryształu światło jest spolaryzowane eliptycznie o dużej osi elipsy skręconej względem pierwotnej polaryzacji.

Przyczynek Θ_E do rotacji związany z promieniowaniem elektrycznym dipolowym ma charakter dyspersyjny [9]

$$\Theta_E = k/\lambda^2, \quad (10)$$

gdzie k zależy od 1) momentu magnetycznego jonu, 2) prawdopodobieństwa absorpcji i wypromieniowania, 3) sprzężenia L-S w stanie wzbudzonym. W pobliżu absorpcji rotacja, podobnie jak współczynnik załamania, ma anomalny charakter i osiąga duże wartości. Na rys. 5 pokazano efekt Faradaya w $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ w obszarze pasma pochłaniania [10].



Rys. 5. Efekt Faradaya w $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ w obszarze pasma pochłaniania [10]

Przyczynę żyroelektryczną Θ_E do efektu Faradaya odgrywa dominującą rolę w obszarze widzialnym i nadfiolecie i maleje z długością fali.

Pomiary rotacji w ferrytach granatach ziem rzadkich i itru [11] dla długości fal od 1 do 9 μ pokazały, że początkowo efekt maleje, a począwszy od $\lambda = 4,5 \mu$ nie zależy już od długości fali i ma wartość około kilkadziesiąt stopni na centymetr. Stwierdzono [10], że niezależny od częstości obrót płaszczyzny polaryzacji określony jest przez pozadiagonalną składową tensora przenikalności magnetycznej dla częstości leżących w podczerwieni i pochodzi od rezonansu ferromagnetycznego i wymiennego. Chociaż częstość rezonansu ferromagnetycznego jest bardzo mała, a wymienny rezonans też leży poniżej częstości optycznej, obydwa dają jednak przyczynek do obserwowanej rotacji.

Rezonans ferromagnetyczny jest odpowiedzią całej sieci na zewnętrzne pole magnetyczne. W tym przypadku rozszczepiony jest stan podstawowy kryształu z powodu pola zewnętrznego i pola anizotropii. Z równań ruchu momentu magnetycznego Landaua-Lifszica wynika następujące wyrażenie na podatność magnetyczną dla prawo- i lewoskrętnie spolaryzowanej fali elektromagnetycznej o częstości ω

$$\chi_{\pm} = \frac{\gamma M}{\omega_0 \mp \omega} \quad (11)$$

gdzie M jest namagnesowaniem nasycenia ferromagnetyka, a $\omega_0 = \gamma M$ jest częstością własną precesji spinów.

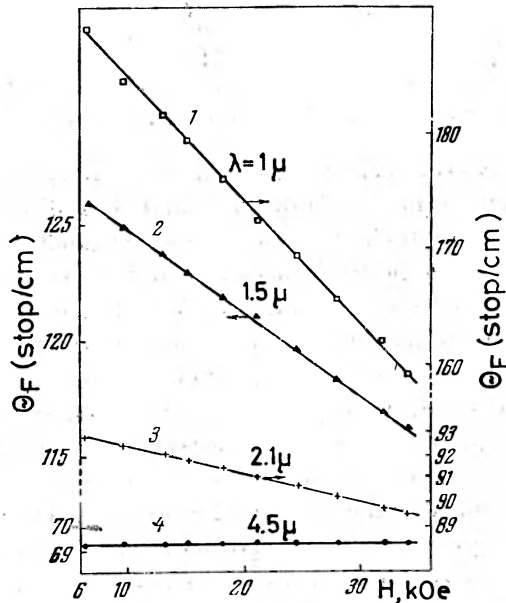
Dla $\omega \gg \omega_0$ obrót płaszczyzny polaryzacji Θ_M jest równy

$$\Theta_M = \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon}\omega}{c} (\chi_- - \chi_+) = \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon}}{c} \gamma M. \quad (12)$$

W układach magnetycznych składających się z więcej niż z jednej podsieci oprócz rezonansu ferromagnetycznego, który jest kolektywnym ruchem momentów magnetycznych, występuje inny typ drgań zespolonych, a mianowicie rezonans wymienny czyli drganie momentu magnetycznego jednej podsieci w polu pochodzącym od drugiej podsieci. Stan podstawowy jonów magnetycznych jest więc rozszczepiony na skutek działania międzysieciowego pola wymiennego. Taka sytuacja występuje na przykład w ferrytach granatach. Wyrażenie na kąt Θ_M skręcenia płaszczyzny drgań jest następujące [12, 10]

$$\Theta_M = \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon}}{c} (\gamma_1 M_1 - \beta_2 M_2), \quad (13)$$

gdzie M_1 i M_2 oraz γ_1 i γ_2 są namagnesowaniami i czynnikami giromagnetycznymi podsieci żelaznej i podsieci jonów ziemi rzadkiej ferrimagnetyka.



Rys. 6. Zależność rotacji płaszczyzny polaryzacji od natężenia pola magnetycznego dla $Y_3Fe_5O_{12}$ przy różnych długościach fali elektromagnetycznej [14]

Tak więc, powyżej $4,5 \mu$ efekt Faradaya nie zależy od długości fali światła, proporcjonalny jest do rzutu wektora namagnesowania na kierunek rozchodzenia się światła, jest efektem giromagnetycznym (precesja momentu magnetycznego) i pochodzi od tensorowego charakteru przenikalności magnetycznej. W tym obszarze stała dielektryczna nie ma już charakteru tensorowego.

Niezależną od częstości rotację zaobserwowano także w kryształach MnF_2 w silnym polu magnetycznym w stanie para- i antyferromagnetycznym [13].

Przedział długości fali od 1 do $4,5 \mu$ jest dla większości wymienianych związków obszarem pośrednim, gdzie na efekt Faradaya ma wpływ zarówno niediagonalna składowa tensora ϵ , jak i μ , które to składowe są w tym przedziale porównywalne co do wielkości.

Wpływ pola magnetycznego na EF nie jest jeszcze w pełni wyjaśniony. Pomiar zależności Θ_F od pola w obszarze przejściowym od giroelektrycznego do giromagnetycznego pokazały, że ze wzrostem długości fali wpływ pola maleje i w części giromagnetycznej jest już niezauważalny, przy czym dla procesów giroelektrycznych zależność EF jest o wiele silniejsza niż względna zmiana namagnesowania kosztem paraprocesu.

Na rys. 6 przedstawiono zmierzoną eksperymentalnie [14] zależność Θ_F od pola dla ferrytu granatu itrowego. Podobnie silny wpływ pola w części giroelektrycznej zaobserwowano w ferromagnetycznych metalach grupy 3d. Przyczyna tak silnej zależności do tej pory nie jest wytłumaczona.

3. Opis ważniejszych metod pomiarowych efektu Faradaya

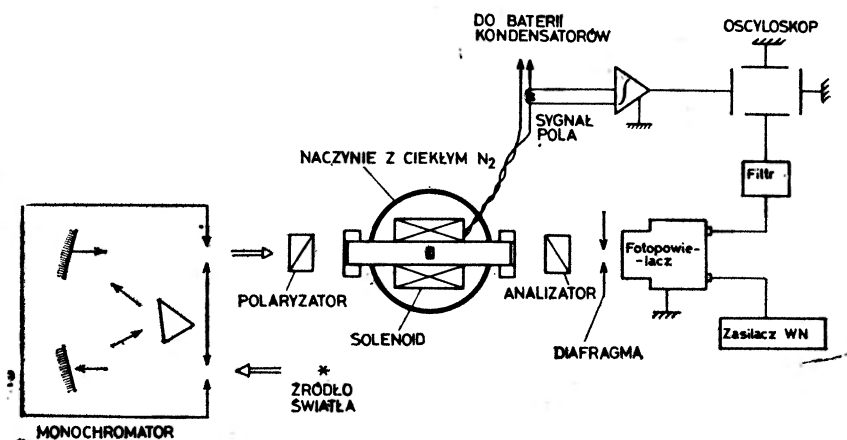
Ogólny schemat układu pomiarowego został już przedstawiony na rys. 1. W przypadku wykonywania pomiarów w zależności od czynników zewnętrznych takich jak pole magnetyczne względnie temperatura, idea układu pozostaje ta sama, niemniej poszczególne jego podukłady ulegają znacznym modyfikacjom. Dotyczy to części, w której znajduje się badana próbka jak również techniki detekcji kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła. Rodzaj źródła światła zależy od obszaru widmowego, w którym chcemy przeprowadzić badania. Wymagana jest jednak duża stabilność podczas pracy. Do badań, które nie wymagają pomiarów w zależności od długości fali padającego światła, można stosować lasery. Upraszcza to w dużym stopniu optykę układu.

A) Efekt Faradaya w impulsowych polach magnetycznych

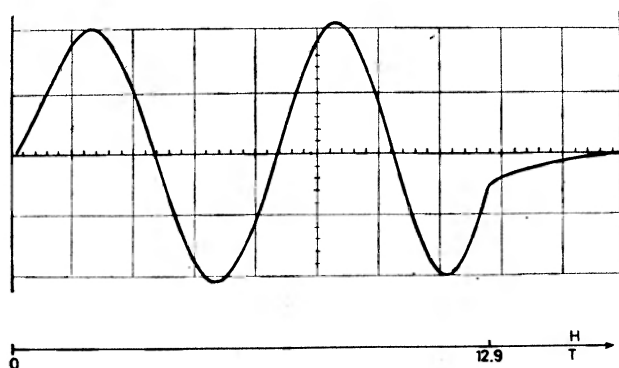
Efekt Faradaya w polach o natężeniu $10^2 T$ jest jedyną metodą pomiarową umożliwiającą wyznaczenie namagnesowania próbki monokrystalicznej w kierunku przyłożonego pola [15], [16] *. W pracy [15] został opisany układ umożliwiający pomiar dużych kątów skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła na próbce umieszczonej w impulsowych polach magnetycznych do 50 T w temperaturze od 5 K do 350 K (rys. 7). Solenoid wytwarzający impulsowe pole magne-

* Wiele cennych informacji dotyczących magnetycznych przejść fazowych można uzyskać w oparciu o metodę dyfrakcji neutronów w impulsowych polach magnetycznych. Metodyka takich pomiarów została opracowana i opublikowana w pracy [17]. Wymaga ona wiązki neutronów o dużym natężeniu. W tym przypadku wykorzystano impulsowy reaktor typu IBR w ZIBJ w Dubnej (ZSRR).

tyczne chłodzony jest ciekłym azotem. Wewnątrz solenoidu umieszczony jest kriostat z badaną próbką chłodzoną parami ciekłego helu aż do temperatury 5 K. Płaszczyzna polaryzacji analizatora tworzy kąt $\pi/4$ z płaszczyzną polaryzacji światła padającego na próbkę. Zatem natężenie światła, które przechodzi przez



Rys. 7. Układ do badania efektu Faradaya w impulsowych polach magnetycznych



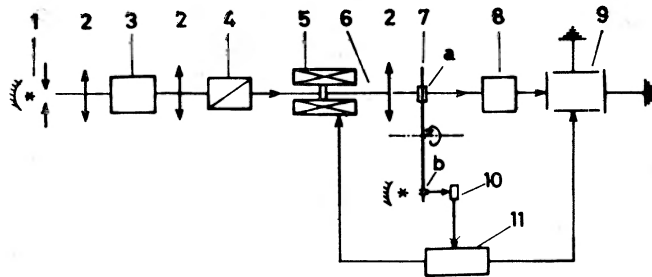
Rys. 8. Rejestracja krzywej efektu Faradaya dla NiCl_2 ($T = 7 \text{ K}$) na ekranie oscylografu [15]

analizator w przypadku gdy nie ma próbki zgodnie z prawem Malusa wynosi $I_0/2$ (I_0 — natężenie wiązki pierwotnej). Z chwilą gdy na drodze wiązki światła umieścimy próbkę, detektor promieniowania (np. fotopowielacz) rejestruje zmianę natężenia spolaryzowanego światła przechodzącego przez próbkę gdy pole magnetyczne zmienia się od wartości zerowej do maksymalnej. Sygnał z detektora podawany jest na oś Y oscylografu. Na oś X podawany jest impuls proporcjonalny do natężenia pola magnetycznego. Na ekranie oscylografu otrzymuje się periodyczną krzywą będącą odzwierciedleniem zmian natężenia przechodzącego światła w funkcji wartości zewnętrznego pola magnetycznego. Na rys. 8 przedstawiono powyższą zależność otrzymaną dla związku NiCl_2 [15]. Pole 12,9 T, przy którym krzywa kreślona przez plamkę oscylografu przestaje być periodyczna i dąży do wartości odpowiadającej $I_0/2$, odpowiada polu,

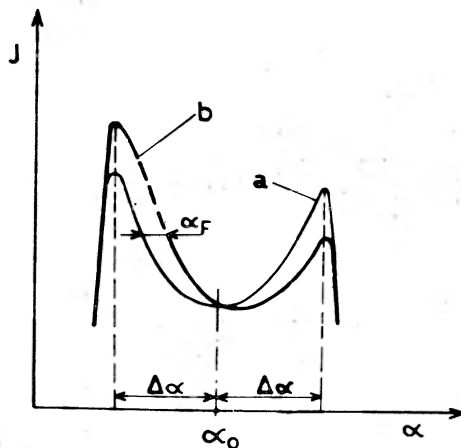
w którym badana próbka uzyskuje stan nasycenia magnetycznego. Periodyczny charakter zmiany natężenia przechodzącego światła spowodowany jest liniową zmianą namagnesowania próbki NiCl_2 . Nieliniowa zmiana namagnesowania prowadzi także do krzywej periodycznej, lecz o zmiennym okresie. Powyższa metoda może być stosowana w przypadku dużych kątów skręceń.

Aby móc mierzyć małe kąty, rzędu kilku stopni, stosując impulsowe pole magnetyczne, należy zmienić system pomiaru natężenia światła. Układ do tego typu pomiarów został opracowany i opublikowany przez Kharchenko i in. [18]. Schemat tego układu przedstawiono na rys. 9.

W oknie obracającego się dysku został umieszczony polaroid jako analizator. W położeniu, w którym polaroid znajduje się na linii światła, jego płaszczyzna polaryzacji tworzy kąt $\pi/2$ z płaszczyzną polaryzacji światła padającego na próbkę (położenie zerowe $-\alpha_0$). W przypadku gdy nie występuje skręcenie płaszczyzny polaryzacji, detektor zarejestruje zmianę natężenia symetryczną



Rys. 9. Schemat układu do pomiarów małych rotacji Faradaya w impulsowych polach magnetycznych [18]: 1 — źródło światła, 2 — układy soczewek, 3 — monochromator, 4 — polaryzator, 5 — solenoid impulsowy chłodzony ciekłym N_2 , 6 — badana próbka, 7 — obracający się dysk wraz z polaroidem a i otworem b, 8 — detektor, 9 — oscylograf, 10 — układ optyczny z fotodiodą, 11 — układ elektroniczny umożliwiający: a) nałożenie wyników z detektora z polem i bez pola i b) sterowanie procesem rozładowania baterii kondensatorów



Rys. 10. Zależność natężenia światła na detektorze od kąta obrotu polaroidu: a) krzywa dla próbki bez pola, b) krzywa dla próbki z polem

względem położenia zerowego polaroidu. Powyższą zależność można przedstawić w postaci krzywej parabolicznej jak na rys. 10 (krzywa *a*). Jej kształt jest wynikiem „wchodzenia i wychodzenia” polaroidu z wiązki światła. Wartość $\Delta\alpha$ zależy od rozmiaru polaroidu. Skręcenie płaszczyzny polaryzacji spowoduje przesunięcie tej krzywej w prawo lub w lewo (rys. 10, krzywa *b*). Wykonując zatem pomiary na danej próbce z polem i bez pola, można będzie wyznaczyć przesunięcie tych krzywych tzn. kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji. Metodę tę zastosowano do pomiarów w quasi-stacjonarnym polu, tzn. w maksimum impulsu pola magnetycznego. Najmniejszy kąt α_F , jaki mogli zmierzyć autorzy pracy [18], wynosił $0,1^\circ$. Skonstruowany przez nich kriostat umożliwił wykonywanie badań w zakresie temperatur 20 K do 300 K.

B) Efekt Faradaya w stacjonarnych polach magnetycznych

W doświadczeniach fizycznych w polach do 10 T, a wymagających dokładnego określenia jego natężenia stosuje się elektromagnesy względnie solenoidy nadprzewodzące. Pomiar EF w polach stacjonarnych w obszarze małych kątów następuje duże trudności. Dla małych rotacji duży wkład procentowy do błędu daje sama aparatura, np. niestabilność źródła światła i detektora. Zatem klasyczna metoda pomiaru kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji poprzez obrót analizatora aż do otrzymania minimum względnie maksimum natężenia światła na detektorze jest mało przydatna. Zostały opracowane i opublikowane w pracach [15] i [19] specjalne metody pomiaru małych skręceń.

W pracy [15] zastosowano metodę z modulowaną wiązką światła. Płaszczyzna polaryzacji takiej wiązki wykonuje drgania sinusoidalne wokół położenia „zerowego” z częstością ν_0 i amplitudą $\Delta\alpha$. Wówczas natężenie światła przechodzącego przez próbkę można zapisać

$$I(t) = I_0 \sin^2 \Theta(t)$$

gdzie

$$\Theta(t) = \Theta_0 + \Delta\alpha \sin \omega_0 t$$

Θ_0 — kąt skręcenia w EF.

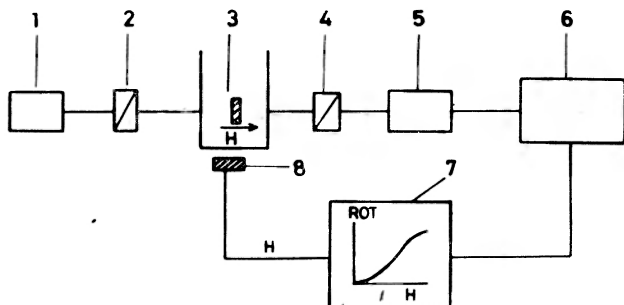
Dla $\Theta < \Theta_0 + \Delta\alpha \sin^2 \Theta \approx \Theta^2$, zatem

$$I(t) = I_0 \Theta_0^2 + \frac{I_0 \Delta\alpha^2}{2} - \frac{I_0 \Delta\alpha}{2} \cos 2(2\pi\nu_0 t) + 2I_0 \Theta_0 \Delta\alpha \sin(2\pi\nu t).$$

Wykonując synchroniczną detekcję z częstością ν_0 otrzymujemy sygnał proporcjonalny do Θ_0^2 . Obracając teraz analizator aż do otrzymania minimum natężenia na detektorze otrzymujemy bezpośrednio kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji, odczytany na tarczy geodezyjnej. Metoda ta pozwala wyeliminować szumy detektora jak również znacznie zwiększyć czułość pomiaru.

W układzie magnetoptycznym opisanym w pracy [19] i przedstawionym schematycznie na rys. 11 analizator obraca się z częstością ν . Detektor rejestruje sygnał z częstością 2ν . Pomiar kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji polega na

określeniu różnicy faz pomiędzy sygnałem z detektora, a sygnałem wyznaczającym położenie zerowe rotującego analizatora. Różnica ta jest wyznaczona przy pomocy komputera fazy.



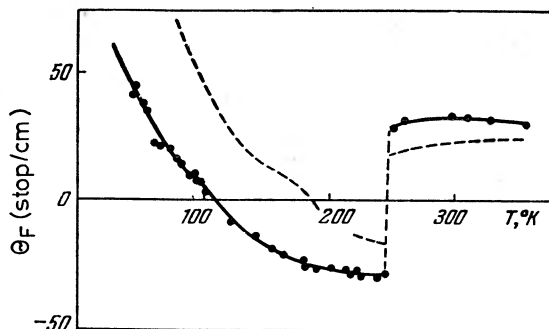
Rys. 11. Układ do automatycznego pomiaru kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji w zależności od zewnętrznego pola magnetycznego [19]: 1 — monochromator, 2 — polaryzator, 3 — próbka umieszczona w polu magnetycznym i w niskiej temperaturze, 4 — rotujący analizator, 5 — detektor, 6 — komputer fazy, 7 — oscylograf, 8 — próbnik Halla

4. Przegląd prac eksperymentalnych z zakresu badania magnetyków metodą efektu Faradaya

A) Przejścia fazowe

Zależność rotacji Faradaya od rzutu wektora namagnesowania na kierunek rozchodzenia się światła stwarza możliwość dokładnego pomiaru orientacji namagnesowania podsieci.

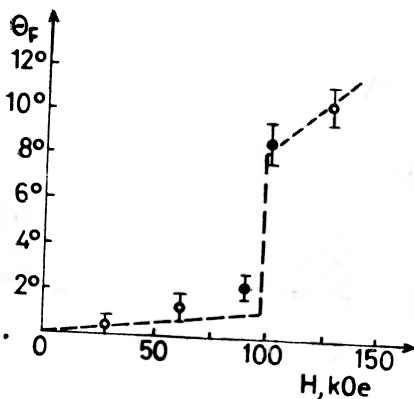
W pracy [20] badano zależność temperaturową magneto-rezonansowej rotacji w ferrycie granacie terbu ($Tb_2Fe_5O_{12}$) dla $\lambda = 6,5 \mu$ (rys. 12). Jak wynika z wzoru (13), obie podsiatki wnoszą niezależny wkład do efektu Faradaya ze znakiem odpowiadającym orientacji momentu magnetycznego podsieci. Tak więc, obok zmiany znaku Θ_F w punkcie kompensacji, w niższych temperaturach powinna mieć miejsce jeszcze jedna zmiana znaku Θ_F , kiedy to $\gamma_1 M_1 = \gamma_2 M_2$.



Rys. 12. Temperaturowa zależność magneto-rezonansowej rotacji Faradaya w $Tb_2Fe_5O_{12}$ przy długości fali $\lambda = 6,5 \mu$ [20], ● — eksperyment, ----- teoria, $g^{Tb} = 1,5$

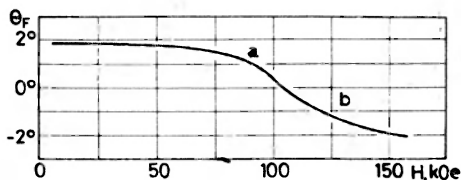
Namagnesowanie M_2 silniej rośnie z obniżaniem temperatury niż M_1 , a $\gamma_1 > \gamma_2$, czyli równość powyższa powinna zachodzić. Istotnie, punkt taki zaobserwowano w temperaturze 110 K.

Za pomocą efektu Faradaya udało się też zaobserwować przejście typu spin-flop w antyferromagnetyku MnF_2 [13]. Po ekstrapolacji otrzymanych wyników do częstości zerowej otrzymano zależność Θ_F od wartości pola magnetycznego, która przedstawiona jest na rysunku 13.



Rys. 13. Zależność magnetorezonansowej rotacji od pola magnetycznego w MnF_2 [13]

Fakt, że zjawisko Faradaya związane jest niezależnie z każdą z podsieci badanej substancji magnetycznej, a nie z przypadkowym namagnesowaniem, daje cenną możliwość obserwowania „ruchu” poszczególnych podsieci w polu magnetycznym. Eksperyment taki został wykonany przez Eremienko i in. [21], który obserwował obrót podsiatki jonów holmu wprowadzonych do granatu żelazowo-ityrowego. Po wykonaniu dwóch serii pomiarowych — jednej dla czystego YIG i drugiej dla YIG z wprowadzonymi jonami holmu, autorzy uzyskali informację o obrocie sieci jonów ziemi rzadkiej względem sieci jonów żelaza. Zależność efektu Faradaya dla jonów holmu od pola magnetycznego przedstawiona jest na rysunku 14. Zaznaczone wartości pól przedstawiają pola krytyczne początku i końca obrotu podsieci holmowej.



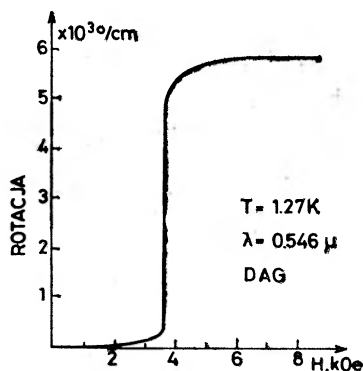
Rys. 14. Wpływ pola magnetycznego na rotację Faradaya pochodzącą od jonów holmu wprowadzonych do kryształu YIG ($T = 20$ K) [21]

W pracy [22] przeprowadzono badania efektu Faradaya w impulsowych polach magnetycznych do 160 kOe w ferrycie granacie holmu. W pobliżu punktu kompensacji $T_k = 163$ K przy osiągnięciu pewnego pola krytycznego zmieniającego się od 0 do 55 kOe w wąskim przedziale temperatur obserwowano gwał-

towną zmianę rotacji, którą zinterpretowano jako związaną z odwracaniem momentów magnetycznych podsiatek ferrytu.

Rotacja Faradaya może też służyć do badania charakteru przejścia fazowego. W pracy [23] badano metamagnetyczne przejście fazowe w FeCl_2 w polu magnetycznym. Przejście ze stanu antyferromagnetycznego do paramagnetycznego w polu magnetycznym jest przejściem pierwszego rodzaju dla temperatur poniżej punktu trójkrytycznego (tricritical) $T_t = 21,15$ K, a przy temperaturach między T_t a $T_N = 23,55$ K przejście jest przemianą drugiego rodzaju. Zmiana charakteru przejścia wyraźnie odbija się na przebiegu zależności rotacji Faradaya od wartości pola magnetycznego. Dla przejścia pierwszego rodzaju obserwuje się histerezę rotacji, przy czym logarytm powierzchni histerezy zależy liniowo od $1/T$, co wskazywałoby na termiczną aktywację tej przemiany.

Tę samą metodę zastosowano do badania przejść fazowych w granacie dysprozowo-aluminiowym [19]. Związek ten na diagramie fazowym posiada również punkt trójkrytyczny ($T_t = 1,66$ K, $H^t = 3,35$ kOe). W przypadku próbki, dla której nie można zaniedbać efektów demagnetyzacji, na diagramie fazowym pojawia się obszar pośredni, gdzie istnieją niezależnie od siebie równocześnie faza para- i antyferromagnetyczna. Pomiar rotacji Faradaya w zależności od pola dostarcza informacji o namagnesowaniu oraz mogą służyć do obserwacji współistnienia tych dwóch faz w obszarze przejścia pierwszego rodzaju (skok w wielkości rotacji), rys. 15. Autorzy powyższej pracy do badania obszaru dwufazowego używali też mikroskopu polaryzacyjnego.



Rys. 15. Przejście pierwszego rodzaju od fazy antyferro- do paramagnetycznej w dysprozowo-aluminiowym granacie pod wpływem pola magnetycznego [19]

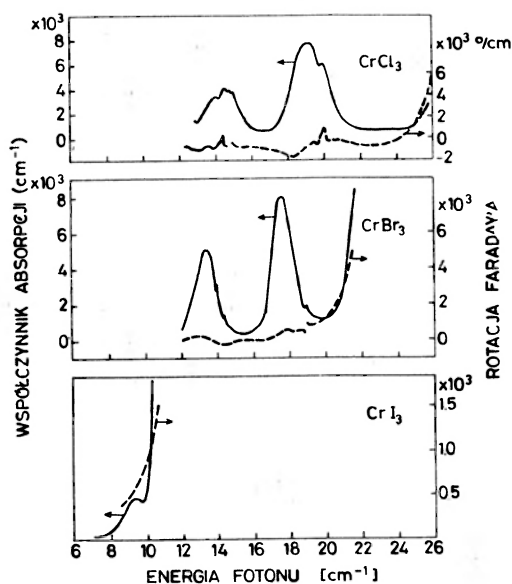
B) Badania spektroskopowe

Jak już wspomniano, o wielkości rotacji decyduje wartość elementu poza-diagonalnego tensora dielektrycznego lub, w zależności od długości fali, tensora przenikalności magnetycznej. Wartość tego elementu zależy od kwadratu momentu dipolowego p oraz od rozszczepienia energetycznego Δ poziomów, z którego, albo na który, następuje przejście

$$\varepsilon_{ij} \sim p^2 \Delta, \quad \text{gdzie } i \neq j.$$

Może się okazać, że jakaś częstość, która jest silnie absorbowana, będzie mało rozszczepiona, a więc będzie powodować małą rotację, a inne przejście, wykazujące słabą absorpcję będzie miało duże rozszczepienie, a więc i dużą rotację. Badając zależność rotacji Faradaya od długości fali światła można zobaczyć przejście, którego nie udało się zaobserwować w widmie absorpcji.

W pracy [25] Dillon, Kamimura i Remeika badali zależność energetyczną absorpcji i rotacji dla związków CrCl_3 , CrBr_3 i CrI_3 , które są ferromagnetycznymi izolatorami o temperaturach Curie wynoszących odpowiednio 16 K, 32 K i 68 K. Widma otrzymane przy temperaturze 1,5 K w polu nasycenia przedstawione są na rys. 16. Jak widać, związki te wykazują dużą rotację, przy czym



Rys. 16. Współczynnik absorpcji ($I = I_0 e^{-ax}$) (linia ciągła) oraz efekt Faradaya (linia przerywana) dla CrCl_3 , CrBr_3 i CrI_3 [25]. Pomiary wykonano przy temperaturze 1,5 K w polu nasycenia równoległym do wiązki światła. W przypadku CrCl_3 i CrBr_3 obserwuje się małe różnice w położeniu krzywej absorpcji dla światła spolaryzowanego prawo- i lewoskrętnie

największy efekt związany jest z krawędzią absorpcji. Krawędź absorpcji odpowiada przejściu z transferem ładunku, w którym elektron z orbitalu jonu Br przechodzi na orbital jonu chromu. Autorzy zaobserwowali różnicę w położeniu krawędzi absorpcji dla światła spolaryzowanego kołowo prawo- i lewoskrętnie. Różnica ta jest miarą rozszczepienia stanu wzbudzonego odpowiedzialnego za tę absorpcję. Dodatkowa znajomość rotacji Faradaya obok danych optycznych stwarza możliwość sprawdzenia poszczególnych interpretacji teoretycznych obserwowanych przejść (konfiguracja elektronowa). Autorzy rozważając sytuację jonów Cr^{3+} o niesparowanych spinach w oktaedrycznym otoczeniu jonów Br, do opisu oddziaływania wymiennego między nimi używają przybliżenia pola molekularnego. Określają oni poziomy energetyczne stanów wzbudzonych odpo-

wiadających krawędzi absorpcji w języku orbitali molekularnych, a następnie rozważają wpływ oddziaływania spin-orbita na te stany. Wynikiem tych rozważań jest związek między rotacją, a rozszczepieniem energetycznym powodowanym tym oddziaływaniem.

Wpływ rozszczepienia L-S poziomów energetycznych na efekt Faradaya był też rozpatrywany przez Clogstona [26], który zajmował się kryształami magnetycznymi zawierającymi jon Fe^{3+} .

Efekt Faradaya jako czuła metoda pomiaru małych zmian namagnesowania został ostatecznie wykorzystany do analizy wzbudzenia i relaksacji fal spinowych [27]. Autorzy tej pracy, Le Gall i Jamet, korzystając z „optycznego magnetometru” (zdolność rozdzielcza równa 3×10^{-2} s dla kołowej dwójłomności magnetycznej) przeprowadzili pomiary dla YIG w funkcji wektora falowego magnonu, przy różnych kierunkach stałego pola magnetycznego względem osi kryształu. Analiza optyczna daje informacje o nasyceniu amplitudy fal spinowych, o procesach magnetoelastycznych i oddziaływaniu magnon-magnon, a także o ciepłe właściwym kryształu magnetycznego. Porównując wyniki metody magnetooptycznej z rezultatami techniki mikrofalowej, która jest tradycyjnym sposobem badania relaksacji fal spinowych, można uzyskać bardziej dokładny pogląd o dynamice układu spinowego.

C) Obserwacje domen

Zjawisko EF może być również stosowane do badań struktur domenowych, pętli histerezy jak również masy efektywnej nośników elektryczności w półprzewodnikach. W badaniach struktury domenowej wykorzystuje się powstawanie kontrastu przy przechodzeniu światła przez domeny próbki o różnych kierunkach wektora namagnesowania [24], [27], [28]. Także całkowite natężenie światła przechodzącego przez próbkę ulegnie zmianie w zależności od rozkładu wektorów namagnesowania poszczególnych domen. Fakt ten można wykorzystać do badania pętli histerezy [28]. Szczególnie interesujące wydają się badania domen cylindrycznych. Związane jest to z możliwościami praktycznego wykorzystania zjawisk związanych z dynamiką tego typu domen.

W Polsce badania te są prowadzone w kilku ośrodkach naukowych i dotyczą struktury domenowej cienkich warstw [29].

Literatura

- [1] P. S. Pershan, *J. Appl. Phys.* **38**, 1482 (1967).
- [2] T. Moriya, *J. Appl. Phys.* **39**, 1042 (1968).
- [3] J. F. Dillon, *J. Phys. Radium* **20**, 379 (1959).
- [4] R. Wolfe, A. J. Kurtzig, R. C. LeCraw, *J. Appl. Phys.* **41**, 1218 (1970).
- [5] G. S. Krinchik, M. V. Chetkin, *Usp. Fiz. Nauk* **98**, 3 (1969).
- [6] J. C. Suits, *IEEE Trans. Magn.* **8**, 95 (1972).
- [7] J. F. Dillon, *J. Appl. Phys.* **39**, 922 (1968).
- [8] W. J. Tabor, *Laser Handbook*, North-Holland 1972.

- [9] W. A. Crosley, *Phys. Rev.* **181**, 896 (1969).
- [10] G. S. Krinchik, M. V. Chetkin, *Zh. Eksp. Theor. Fiz.* **41**, 673 (1961).
- [11] G. S. Krinchik, M. V. Chetkin, *Zh. Eksp. Theor. Fiz.* **38**, 1648 (1960).
- [12] R. Wangsness, *Phys. Rev.* **95**, 339 (1954).
- [13] N. F. Kharchenko, V. V. Eremenko, *Fiz. Tver. Tela* **9**, 1655 (1967).
- [14] G. S. Krinchik, S. A. Gushchina, *Zh. Eksp. Theor. Fiz.* **55**, 490 (1968).
- [15] J. Gunzbourg, Thèse, CEN Saclay 1970.
- [16] M. Guillot, *Proc. Int. Conf. Magnetism*, Izd. Nauka, Moscow 1974.
- [17] P. S. Antsupov i in. *Fiz. Tver. Tela* **13**, 56 (1971).
- [18] N. F. Kharchenko, V. V. Eremenko, *Zh. Prikl. Spektrosk.* **5**, 8 (1966).
- [19] J. F. Dillon, Jr., E. Yi Chen, *Proc. Int. Conf. Magnetism*, Izd. Nauka, Moscow 1974.
- [20] M. V. Chetkin, A. N. Shodygin, *Zh. Eksp. Theor. Fiz.* **52**, 882 (1967); *J. Appl. Phys.* **39**, 561 (1968).
- [21] N. F. Kharchenko, V. V. Eremenko, L. I. Belyi, *Zh. Eksp. Theor. Fiz.* **53**, 1505 (1967).
- [22] N. F. Kharchenko, V. V. Eremenko, L. I. Belyi, *Zh. Eksp. Theor. Fiz.* **55**, 419 (1968).
- [23] E. Yi Chen, J. F. Dillon, Jr., H. J. Guggenheim, *Proc. Conf. Magnetism and Magn. Mat.*, Boston, Nov. 1973.
- [24] J. F. Dillon, Jr., H. Kamimura, J. P. Remeika, *J. Phys. Chem. Sol.* **27**, 1531 (1966).
- [25] A. M. Clogston, *J. Appl. Phys.* **31**, 1985 (1960).
- [26] H. Le Gall, J. P. Jamet, *Proc. Int. Conf. Magnetism*, Izd. Nauka, Moscow 1974.
- [27] B. Ciszewski, W. Przybylski, *Biuletyn WAT*, No 8, 27 (1973).
- [28] W. Przybylski, *Biuletyn WAT*, No 9, 49, 55 (1973).
- [29] H. Lachowicz, *Postępy Fizyki* **25**, 440 (1974).

N O W O Ś C I N A U K O W E

*Ewa Ruchowska*Akademia Medyczna
WarszawaSynteza pierwiastka o $Z = 106$

On the Synthesis of Element 106

Abstract: A short review of the production and identification methods of the transuranium elements is given and the experiments on synthesis of the element 106 in Dubna and Berkeley are described.

1. Wstęp

Historia pierwiastków transuranowych rozpoczęła się w roku 1940 odkryciem neptunu o liczbie atomowej $Z = 93$. Od tego momentu rozpoczęły się systematyczne badania metod syntezy i własności następnych transuranowców. W ciągu prawie 35 lat wytworzono i zbadano ponad 120 izotopów 13 pierwiastków transuranowych (Z od 93 do 105). Zainteresowanie tą tematyką nie słabnie i dziś. Najnowszym osiągnięciem w tej dziedzinie jest synteza kolejnego transuranowca o $Z = 106$ [1, 2].

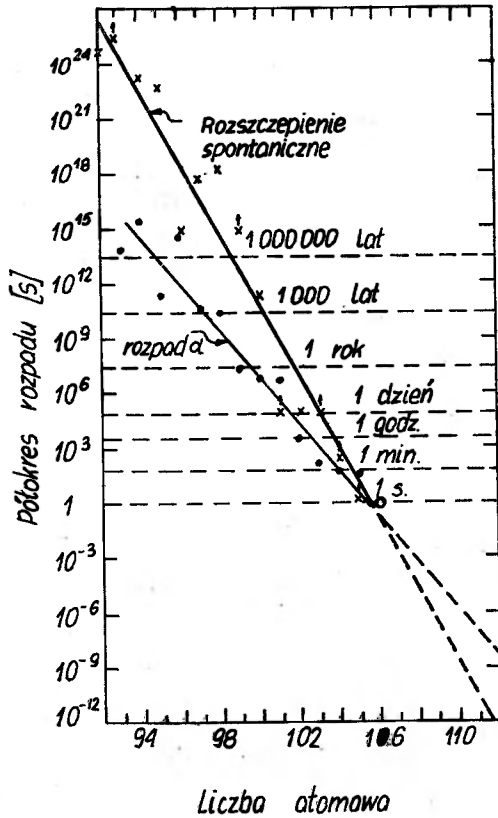
Z biegiem czasu zmieniały się metody produkcji i identyfikacji nowych pierwiastków. Inne były przy syntezie pierwiastków o $Z < 100$, innych używa się obecnie, gdy czasy życia nowych izotopów są rzędu sekund, a nawet milisekund, a identyfikację przeprowadza się na podstawie obserwacji kilkudziesięciu atomów. Przed omówieniem najnowszych prac warto przypomnieć dotychczasowe osiągnięcia tej dziedziny fizyki. Tabela 1 zawiera zestawienie dat odkrycia kolejnych pierwiastków, laboratoriów, w których otrzymano je po raz pierwszy i reakcji, w których je wytworzono. Do końca lat pięćdziesiątych sukcesami w dziedzinie syntezy nowych pierwiastków mogli poszczycić się jedynie badacze z Berkeley (USA), o czym świadczą zresztą nazwy odkrytych w tym czasie pierwiastków (ameryk, berkel, kaliforn, lawrens). Na początku lat sześćdziesiątych do badań włączyła się także grupa fizyków z Dubnej i odtąd te dwa laboratoria są wiodącymi w tej dziedzinie.

Burzliwe, pełne błędów i nieporozumień, były dzieje odkrycia ostatnich czterech pierwiastków (Z od 102 do 105). W efekcie każdy z nich występuje w literaturze pod dwiema nazwami. Szczegóły z historii tych odkryć można znaleźć w pracach [3—5].

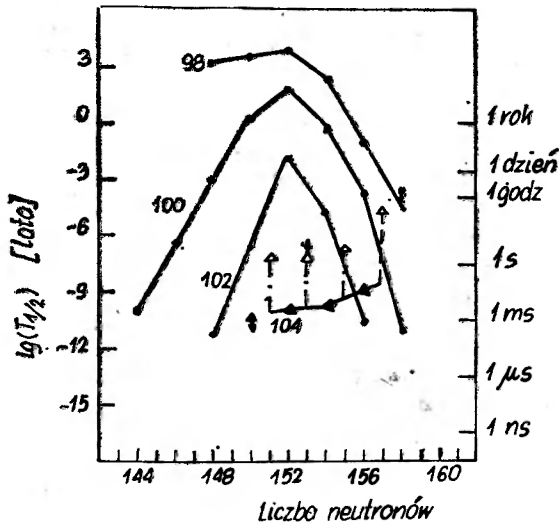
W ostatniej kolumnie tabeli 1 podano czasy połowicznego rozpadu $T_{1/2}$ najtrwalszego znanego izotopu danego pierwiastka, którego liczbę masową podano w nawiasie. Oprócz tego na

Tabela 1

Z	Nazwa	Symbol	Rok odkrycia	Miejsce	Reakcja	$T_{1/2}$ (A)
93	Neptun	Np	1940	Berkeley	$^{238}\text{U} \rightarrow ^{238}\text{U} \xrightarrow{\beta^-} ^{239}\text{Np}$	$2,14 \cdot 10^6$ lat (237)
94	Pluton	Pu	1940	Berkeley	$^{238}\text{U} (d, 2n) ^{238}\text{Np} \xrightarrow{\beta^-} ^{238}\text{Pu}$	$8,26 \cdot 10^7$ lat (244)
95	Ameryk	Am	1944/45	Berkeley + Chicago	$^{239}\text{Pu} + 2n \rightarrow ^{241}\text{Pu} \xrightarrow{\beta^-} ^{241}\text{Am}$	7400 lat (243)
96	Kiur	Cm	1944	Berkeley + Chicago	$^{239}\text{Pu} (\alpha, n) ^{242}\text{Cm}$	$1,64 \cdot 10^7$ lat (247)
97	Berkel	Bk	1949	Berkeley	$^{241}\text{Am} (\alpha, 2n) ^{243}\text{Bk}$	1380 lat (247)
98	Kaliforn	Cf	1950	Berkeley	$^{242}\text{Cm} (\alpha, n) ^{245}\text{Cf}$	898 lat (251)
99	Einstein	Es	1952	Berkeley + Argonne + Los Alamos	wielokrotny wychwyt neutronu	276 dni (254)
100	Ferm	Fm	1953	Berkeley + Argonne + Los Alamos	wielokrotny wychwyt neutronu	82 dni (257)
101	Mendelew	Md	1955	Berkeley	$^{253}\text{Es} (\alpha, n) ^{256}\text{Md}$	56 dni (258)
102	Nobel	No	1958—61	Berkeley	$^{246}\text{Cm} (^{12}\text{C}, 4n) ^{254}\text{No}$	58 min (259)
	Żoliotium		1963—66	Dubna	$^{243}\text{Am} (^{15}\text{N}, 4n) ^{254}102$	
103	Lawrens	Lr	1961	Berkeley	$^{252}\text{Cf} (^{11}\text{B}, 6n) ^{257}\text{Lr}$	3 min (260)
			1965	Dubna	$^{243}\text{Am} (^{18}\text{O}, 5n) ^{256}103$	
104	Rutherfordium	Rf	1969	Berkeley	$^{249}\text{Cf} (^{12}\text{C}, 4n) ^{257}\text{Rf}$	65 s (261)
	Kurczatowium	Ku	1964	Dubna	$^{242}\text{Pu} (^{22}\text{Ne}, 4n) ^{260}\text{Ku}$	
105	Hahnium	Ha	1970	Berkeley	$^{249}\text{Cf} (^{15}\text{N}, 4n) ^{260}\text{Ha}$	40 s (262)
	Nilsborium	Ns	1968	Dubna	$^{243}\text{Am} (^{22}\text{Ne}, 4n) ^{261}\text{Ns}$	



Rys. 1. Zależność półokresu rozpadu od Z dla najtrwalszych pierwiastków transuranowych [9] Kropkami zaznaczono doświadczalne wartości $T_{1/2}$ dla rozpadu α , krzyżykami dla spontanicznego rozszczepienia. Kółkiem zaznaczono $T_{1/2}$ dla rozpadu α pierwiastka 106



Rys. 2. Zależność półokresu rozpadu ze względu na spontaniczne rozszczepienie od liczby neutronów dla pierwiastków transuranowych o Z równym 98, 100, 102 i 104 [11]

rys. 1 przedstawiono zależność półokresów rozpadu ze względu na spontaniczne rozszczepienie i rozpad α od Z dla najbardziej trwałych izotopów. Widać, że $T_{1/2}$ silnie maleje ze wzrostem liczby atomowej i dla $Z = 105$ wynosi zaledwie 40 s. Interesującą przedstawia się zależność półokresów rozpadu ze względu na spontaniczne rozszczepienie od liczby neutronów N dla najcięższych jąder parzysto-parzystych. Z rys. 2 widać, że zależność ta jest bardzo silna. Zmiana liczby neutronów o 2 wywołuje zmianę półokresu rozpadu o kilka rzędów wielkości. Dla kalifornu, fermu i pierwiastka 102 obserwuje się stabilizujący wpływ podpowłoki neutronowej $N = 152$. Dla tej liczby neutronów półokresy rozpadu osiągają wartości maksymalne. Dla pierwiastka 104 taki efekt nie występuje. Półokres rozpadu płynnie rośnie ze wzrostem N . Być może jest to przejaw zbliżania się do obszaru jąder superciężkich.

Z przytoczonych wyżej danych widać, że czasy życia pierwiastków transuranowych są zbyt krótkie, aby mogły one istnieć w przyrodzie. Tylko śladowe ilości neptunu i plutonu odkryto w rudach uranowych, gdzie powstały na skutek wychwytu neutronów przez jądra uranu-

2. Metody syntezy pierwiastków transuranowych

Z tabeli 1 widać, że do syntezy lżejszych pierwiastków transuranowych ($Z < 101$) stosowano dwie metody. Pierwsza z nich polegała na naświetlaniu uranu w silnych strumieniach neutronów pochodzących z reaktorów bądź powstałych w czasie eksplozji jądrowych. Nowe nuklidy otrzymywano w wyniku rozpadu β^- (lub łańcucha takich rozpadów) jąder powstałych na drodze jedno- lub wielokrotnego wychwytu neutronów. Na przykład ferm i einstein odkryto wydzielając je z pyłów powstałych podczas wybuchu termojądrowego, który miał miejsce na Pacyfiku w 1952 r. Metoda ta okazała się jednak bezużyteczna przy syntezie cięższych pierwiastków. Pośrednie izotopy, powstające w procesie wielokrotnego wychwytu neutronów, mają bardzo krótkie czasy życia. Aby opisany wyżej proces mógł doprowadzić do powstania ciężkiego jądra końcowego, niezbędne są bardzo wysokie strumienie neutronów, niemożliwe do uzyskania we współczesnych reaktorach. Tak wysokie strumienie powstają w czasie wybuchów jądrowych, ale jądra końcowe żyją zbyt krótko, by można je było wydzielić z produktów powybuchowych.

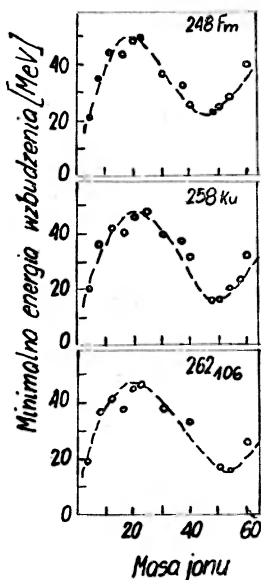
Dруга metoda polegała na bombardowaniu tarcz z pierwiastków o odpowiednio dużym Z lekkimi pociskami, takimi jak deuterony i cząstki α . Nowe nuklidy powstawały wprost lub przez rozpad β^- produktów reakcji. Również i ta metoda zawiodła przy syntezie najcięższych transuranowców z powodu trudności z otrzymaniem tarcz o odpowiednio dużym Z .

Syntezy następnych pierwiastków dokonano przez bombardowanie ciężkimi jonami (C, Ne, N, O) tarcz z Am, Pu, Cf. W takich reakcjach jądro końcowe powstaje przez zupełną fuzję pocisku z jądrem tarczy. Tworzy się jądro złożone, które może deekscytować się przez wyparowanie neutronów i emisję kwantów γ dając w efekcie szukany nuklid. Niestety, w ten sposób możemy otrzymać tylko izotopy o znacznym deficycie neutronów, które są bardziej nietrwałe, a więc trudniejsze do identyfikacji od izotopów z pobliza ścieżki stabilności β . Poza tym metoda ta jest mało wydajna. Dla przykładu przekrój czynny na wytworzenie izotopów fermu jest rzędu 10^{-31} — 10^{-32} cm². Ze wzrostem liczby atomowej trudności z wytworzeniem nowych nuklidów rosną. Maleje bowiem bardzo silnie przekrój czynny na wytworzenie jądra złożonego (patrz np. [12]), rośnie natomiast prawdopodobieństwo, że jego deekscytacja będzie zachodziła przez rozszczepienie. Szacuje się, że dla $Z \geq 106$ tylko 10^{-9} — 10^{-10} wszystkich jąder złożonych będzie deekscytować się przez wyparowanie neutronów i emisję kwantów γ .

W pracy [1] podjęto próby zmodyfikowania tej metody. Badano zależność minimalnej energii wzbudzenia jądra złożonego E_{\min}^* od liczby masowej pocisku dla różnych kombinacji pocisk-tarcza dających w wyniku to samo jądro końcowe. Jądro złożone ma minimalną energię wzbudzenia wówczas, gdy energia kinetyczna pocisku w układzie środka masy jest równa wysokości bariery kulombowskiej układu pocisk-tarcza, czyli:

$$E_{\min}^* = \frac{Z_t Z_p e^2}{r_0 (A_t^{1/3} + A_p^{1/3})} + Q,$$

gdzie przez Z_t, Z_p oznaczono liczby atomowe jąder tarczy i pocisku, przez A_t i A_p odpowiednie liczby masowe, a Q ($Q < 0$) jest ciepłem reakcji zależnym od energii wiązania jąder pocisku, tarczy oraz jądra końcowego. Obliczenia wykonywano dla $r_0 = 1,45 \cdot 10^{-13}$ cm. Wyniki dla trzech różnych jąder końcowych przedstawiono na rys. 3. Widać, że E_{\min}^* osiąga maksimum dla mas pocisku około 20—30, następnie maleje i osiąga minimum dla liczb masowych 40—50. Wynika stąd, że reakcje jonów ^{40}Ar , $^{48}, ^{50}\text{Ti}$, ^{54}Cr z izotopami ołowiu i bizmutu powinny prowadzić do powstania jąder złożonych o stosunkowo niskiej energii wzbudzenia. Utworzone w ten sposób jądra złożone powinny deekcytować się przez wyparowanie mniejszej liczby neutronów, co powinno prowadzić do wzrostu przekroju czynnego na produkcję nowych nuklidów. Występowanie minimum E_{\min}^* w tym obszarze A_p wynika z faktu, że tarczami są tu nuklidy z okolic podwójnie magicznego jądra ołowiu, pociskami jądra o dużej energii wiązania na nukleon, produkt końcowy natomiast jest jądrem silnie zdeformowanym, o małej energii wiązania na nukleon. Z tych względów $|Q|$ silnie wzrasta, co pociąga za sobą spadek E_{\min}^* .



Rys. 3. Zależność E_{\min}^* od liczby masowej pocisku [1]

Zaletą nowej metody jest możliwość stosowania tarcz ze stabilnych izotopów. Pozwala to wyeliminować tło pochodzące od rozszczepienia jąder tarczy lub izomerów z obszaru U-Cf powstałych w wyniku reakcji. Poza tym zmniejszenie energii wzbudzenia jądra złożonego i liczby wyparowanych neutronów powinno kompensować spadek przekroju czynnego na powstanie

Tabela 2

Reakcja	Przekrój czynny [nb]
$^{208}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 4n)^{244}\text{Fm}$	1,5
$^{207}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 3n)^{244}\text{Fm}$	5
$^{206}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 2n)^{244}\text{Fm}$	3
$^{209}\text{Bi}(^{37}\text{Cl}, 2n)^{244}\text{Fm}$	0,1
$^{208}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 2n)^{246}\text{Fm}$	7
$^{207}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 1n)^{246}\text{Fm}$	< 0,1

tego jądra, spowodowany wzrostem A_p , w wyniku czego metoda ta może okazać się bardziej wydajna niż stosowana dotychczas.

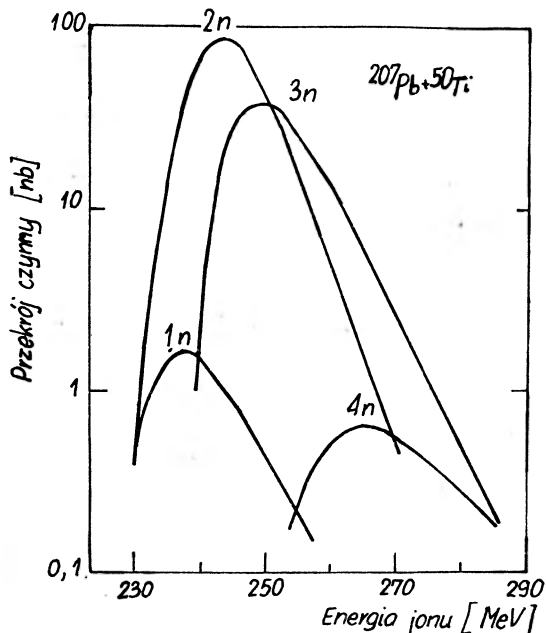
Przydatność nowej metody badano m. in. przy syntezie znanych izotopów fermu w reakcjach ^{37}Cl i ^{40}Ar z 206 , 207 , ^{208}Pb i ^{209}Bi (tabela 2) [1, 10]. Z pomiarów tych wynika, że jądra końcowe powstają z większym prawdopodobieństwem w reakcjach z wyparowaniem 2—3 neutronów, a nie 4—5, jak to miało miejsce przy dotychczas stosowanych kombinacjach pocisk-tarcza. Poza tym na przykładzie reakcji ^{208}Pb (^{40}Ar , 3n) ^{244}Fm i ^{209}Bi (^{37}Cl , 2n) ^{244}Fm widać, jak silna jest zależność przekroju czynnego na produkcję nowych nuklidów od energii wzbudzenia jądra złożonego. W obu reakcjach powstaje to samo jądro złożone, ale o innej energii wzbudzenia. Wzrost E_{min}^* o 4 MeV powoduje tutaj dziesięciokrotne zmniejszenie się przekroju czynnego. Należy również nadmienić, że przekrój czynny na wytworzenie izotopu ^{244}Fm jest dla reakcji ^{207}Pb (^{40}Ar , 3n) ^{244}Fm trzykrotnie mniejszy, a dla reakcji ^{208}Pb (^{40}Ar , 4n) ^{244}Fm dziesięciokrotnie mniejszy od wartości przekroju czynnego na otrzymanie tego izotopu starą metodą w reakcji ^{238}U (^{16}O , 5n) ^{244}Fm . Brak danych doświadczalnych nie pozwala stwierdzić, czy takie porównanie wypadnie korzystniej dla nowej metody w przypadku cięższych pierwiastków. Opisaną wyżej metodą użyto do syntezy pierwiastka 106.

3. Metody identyfikacji pierwiastków transuranowych

Nie będziemy omawiać chemicznych metod identyfikacji pierwiastków transuranowych takich jak wymiana jonowa czy chromatografia czołowa. Informacje o nich można znaleźć w pracach [3, 6]. Ograniczymy się do krótkiego omówienia trzech podstawowych metod fizycznych wykorzystujących jądrowe własności transuranowców.

a) Identyfikacja na podstawie krzywych wzbudzenia

Metoda ta polega na badaniu zależności przekroju czynnego na produkcję nowego nuklidu od energii pocisku (tzw. krzywych wzbudzenia). Przekroje czynne wyznacza się na podstawie obserwacji produktów rozszczepienia lub rozpadu α nowego pierwiastka. Okazuje się, że prze-



Rys. 4. Teoretyczne krzywe wzbudzenia dla reakcji ^{207}Pb (^{50}Ti , αn) $^{267-27}\text{104}$ [11]

bieg krzywych wzbudzenia zależy silnie od rodzaju reakcji (patrz np. rys. 4). Dlatego też porównanie przebiegu krzywych doświadczalnych i teoretycznych pozwala uzyskać informacje o liczbie atomowej i masowej nowego pierwiastka.

b) Identyfikacja przez badanie łańcucha rozpadów α nowego pierwiastka

Powstaniu α -radioaktywnego izotopu nowego pierwiastka w produktach reakcji powinno towarzyszyć pojawienie się cząstek α o niespotykanej dotychczas energii. Rozpad α tego izotopu powinien prowadzić do powstania jednego ze znanych już nuklidów, dla którego półokres rozpadu i energie cząstek α są znane. Metoda identyfikacji polega na wykazaniu, że emisji „nowych” cząstek α towarzyszy powstanie, a następnie rozpad α określonego izotopu (Z, A). Można wtedy przyjąć, że jądro macierzyste ma liczbę atomową równą $Z+2$ i masową równą $A+4$.

c) Identyfikacja przez badanie koincydencji α -X

Metoda ta polega na badaniu koincydencji cząstek α z nowego nuklidu z charakterystycznym promieniowaniem X pierwiastka pochodnego, powstałego w wyniku emisji tych cząstek. Stosuje się ją wtedy, gdy jądro pochodne powstaje w stanie wzbudzonym i deekscytuje się na drodze wewnętrznej konwersji, czemu towarzyszy emisja kwantów promieniowania X. Porównanie energii tego promieniowania z przewidywaniami teoretycznymi pozwala zidentyfikować pierwiastek pochodny, a zatem i pierwiastek macierzysty. Metody tej użyto do identyfikacji niektórych izotopów pierwiastków 102 i 104 [7, 8].

Nowe pierwiastki identyfikuje się najczęściej stosując dwie metody jednocześnie oraz przeprowadzając pomiary dla różnych kombinacji pocisk-tarcza prowadzących do tego samego jądra końcowego.

4. Synteza pierwiastka 106 w Dubnej [1]

W badaniach nad syntezą pierwiastka o $Z = 106$ użyto metody omówionej w ostatniej części rozdziału 2. Pociskami były jony $^{54}\text{Cr}^{+8}$ o energiach do 280 MeV. Natężenie wiązki jonów wynosiło $2 \cdot 10^{11}$ cząstek/s. Użyto tarcz wykonanych ze stabilnych izotopów ołowiu ^{206}Pb , ^{207}Pb , ^{208}Pb . W pomiarach tych badano spontaniczne rozszczepienie produktów reakcji. W reakcjach z ^{207}Pb i ^{208}Pb zaobserwowano 50 przypadków powstania jąder ulegających spontanicznemu rozszczepieniu z okresem połowicznego zaniku rzędu milisekund. Oprócz tego badano reakcje ^{208}Pb i ^{209}Bi z jonami ^{52}Cr i ^{51}V . Wyniki przedstawiono w tabeli 3. Przekroje czynne na wytworzenie znanych, spontanicznie rozszczepiających się nuklidów są zaniedbywalnie małe w tym obszarze energii pocisków. Wysunięto hipotezę, że spontanicznemu rozszczepieniu ulegają jądra pierwiastka 106. Na podstawie zachowania się przekroju czynnego na produkcję tych jąder w reakcjach z różnymi izotopami ołowiu przypuszcza się, że obserwowano rozszczepienie izotopu $^{269}\text{106}$.

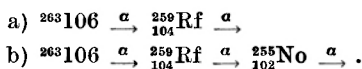
Tabela 3

Reakcja	E_{max} pocisku [MeV]	Liczba zdarzeń	$T_{1/2}$ [ms]	σ [nb]
$^{208}\text{Pb} + ^{54}\text{Cr}$	280	20	4—10	1
$^{207}\text{Pb} + ^{54}\text{Cr}$	280	31	4—10	1
$^{206}\text{Pb} + ^{54}\text{Cr}$	280		4—10	< 0,2
$^{208}\text{Pb} + ^{52}\text{Cr}$	280	1	≥ 2	< 0,1
$^{209}\text{Bi} + ^{54}\text{Cr}$	280	1	≥ 2	< 0,1
$^{209}\text{Bi} + ^{51}\text{V}$	270	0	≥ 2	< 0,1

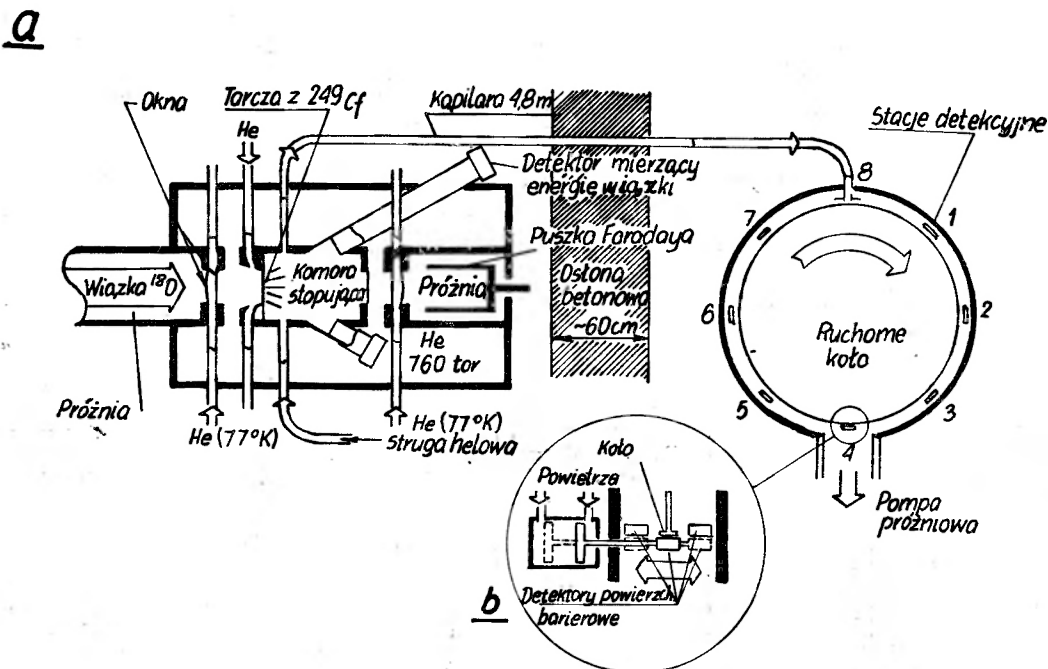
W pracy [1] nie podano niestety żadnych informacji o układzie pomiarowym. Można przypuszczać, że był on podobny do układów opisanych w pracach [10] lub [11]. W układzie z pracy [11] użyto tarczy w postaci walca, na którego boczną powierzchnię napyłono warstwę ołowiu o grubości około 2 mg/cm². Na tę powierzchnię padała wiązka jonów z akceleratora. Walec mógł obracać się z prędkością do 3000 obrotów/min. Fragmenty ze spontanicznego rozszczepienia produktów reakcji rejestrowano za pomocą detektorów mikowych otaczających walec. Wydajność rejestracji wynosiła około 50%. Badanie rozkładu gęstości śladów fragmentów w tych detektorach pozwalało uzyskać krzywą zaniku i wyznaczać półokres rozpadu badanych nuklidów. Układ ten pozwalał badać spontaniczne rozszczepienie jąder o półokresach rozpadu dłuższych niż 3 ms.

5. Synteza pierwiastka 106 w Berkeley [2]

Do syntezy pierwiastka o $Z = 106$ użyto reakcji $^{18}\text{O} + ^{249}\text{Cf}$. Jony ^{18}O były przyspieszane do energii 91, 95 i 100 MeV w akceleratorze SUPERHILAC. Natężenie wiązki jonów wynosiło $3 \cdot 10^{12}$ cząstek/s. Nowy pierwiastek identyfikowano przez badanie rozpadu α produktów reakcji. Na podstawie teoretycznych krzywych wzbudzenia dobrano energię pocisku tak, aby otrzymać izotop $^{263}\text{106}$, dla którego spodziewano się najdłuższego czasu życia ze względu na rozpad α . Identyfikacja polegała na wykazaniu, że rozpad pierwiastka 106 inicjuje następujące sekwencje rozpadów α :

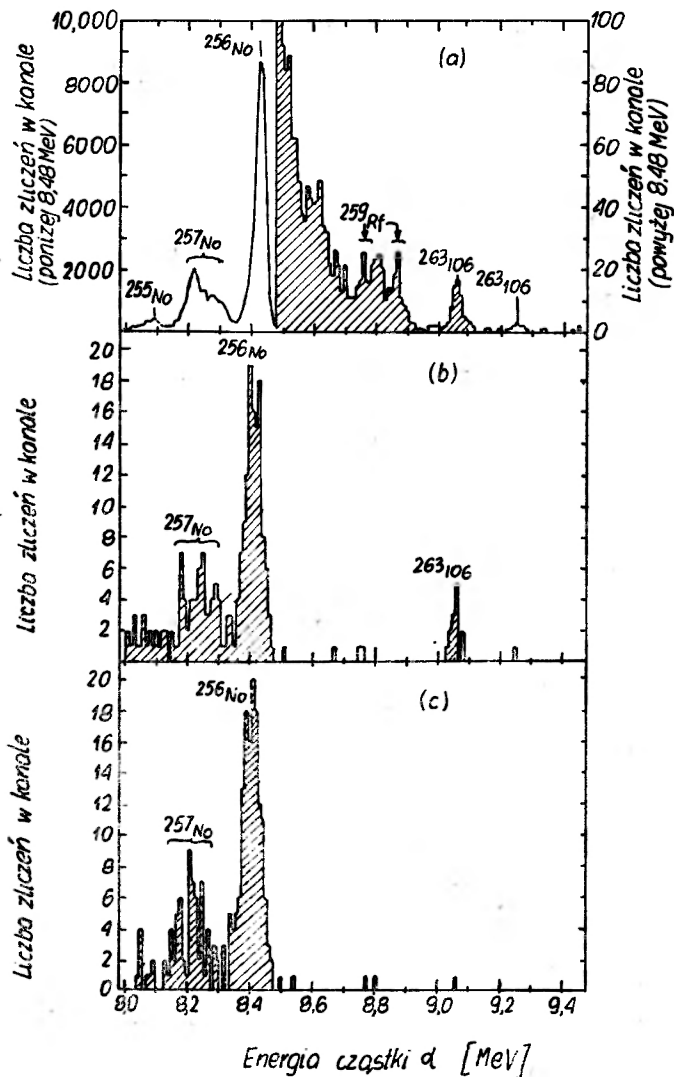


Układ pomiarowy użyty w tym eksperymencie przedstawiono na rys. 5a. Wiązka jonów z akceleratora padała na tarczę z ^{249}Cf . Produkty reakcji na skutek odrzutu przechodziły do komory stopującej, skąd strumień helu transportował je teflonową rurką do komory detekcyjnej. Czas



Rys. 5a). Schemat układu pomiarowego w Berkeley; b) budowa stacji detekcyjnej [2]

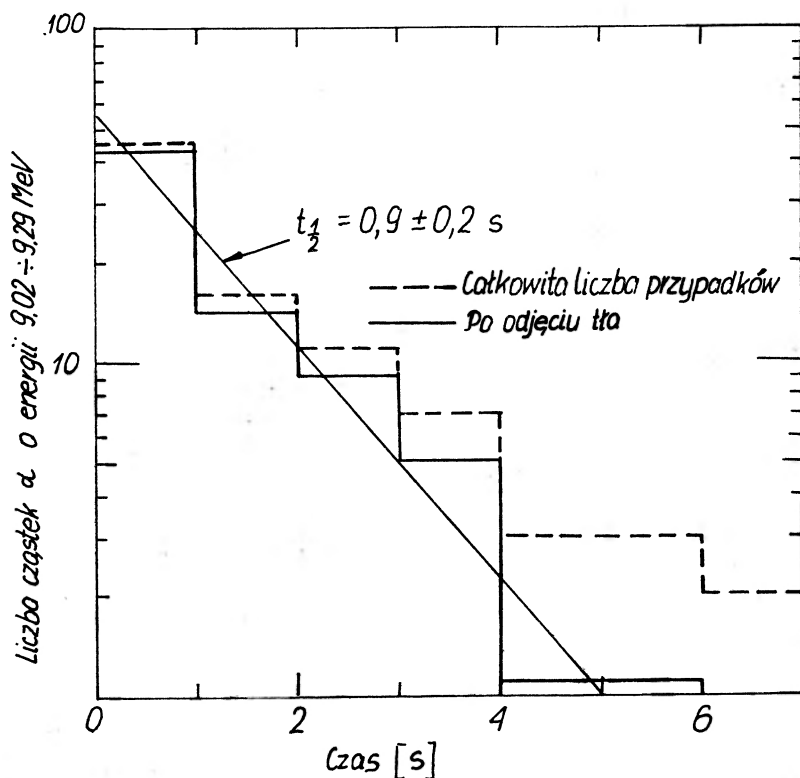
transportu wynosił 0,1 s. W komorze detekcyjnej znajdowało się ruchome koło i 7 stacji detekcyjnych. Produkty reakcji osadzały się na obręczy koła naprzeciwko wylotu rurki. Co 1 s koło obracało się o 45° podsuwając próbki aktywności pod kolejne stacje detekcyjne. Taka konstrukcja układu pozwalała analizować 7 próbek jednocześnie. Każda próbka była badana przez 7 s, po 1 s w każdej stacji detekcyjnej, co pozwalało otrzymać krzywą zaniku aktywności nowego pierwiastka i wyznaczyć jego okres połowicznego rozpadu. Opisana wyżej konstrukcja komory detekcyjnej umożliwiała także wykrycie sekwencji rozpadów podanej w punkcie a). Po zarejestrowaniu bowiem w pewnej stacji detekcyjnej cząstki α emitowanej w pierwszym rozpadzie tej sekwencji ($106 \rightarrow \text{Rf}$), w jednej z dalszych stacji można było rejestrować rozpad α jądra pochodnego. Był to rozpad ^{259}Rf , o ile druga cząstka α miała odpowiednią energię i odstęp czasowy między tymi zdarzeniami był nie większy niż kilka półokresów rozpadu tego izotopu.



Rys. 6 a). Suma widm cząstek α ze wszystkich stacji detekcyjnych; b) widmo cząstek α skorelowanych czasowo z rozpadem ^{259}Rf ; c) widmo cząstek α nieskorelowanych czasowo [2]

Aby możliwa była obserwacja sekwencji rozpadów b) stacje detekcyjne miały specjalną budowę, przedstawioną na rys. 5b. Składały się z czterech detektorów: dwóch ruchomych i dwóch stałych, umieszczonych poza zasięgiem cząstek emitowanych z aktywności na obręczy. Detektory ruchome co 6 s zmieniały wahadłowo swoją pozycję. W czasie, gdy jeden z nich badał aktywność na obręczy, drugi znajdował się naprzeciw jednego ze stałych detektorów. Jeśli w jednej z próbek nastąpił rozpad α pierwiastka 106 z emisją cząstki α w kierunku koła, wówczas jądro ^{259}Rf na skutek odrzutu osiadało na powierzchni ruchomego detektora. Detektor ten podjeżdżał pod detektor stały i w tej pozycji można było w jednym z detektorów rejestrować rozpad ^{259}Rf . Po rejestracji takiego rozpadu ruchomy detektor był utrzymywany w tej pozycji jeszcze przez 10 min. Czas ten dobrano tak, aby mieć możliwość obserwacji rozpadu następnego ogniwa łańcucha, ^{255}No (dla którego $T_{1/2} = 3$ min). Kinematyką układu detekcyjnego i rejestracją danych sterował minikomputer PDP-9. Dla każdego rozpadu rejestrowano energię cząstki α , czas, pozycję koła i położenie detektora ruchomego. Znając te parametry można było badać korelacje między wybranymi zdarzeniami. Więcej szczegółów o układzie pomiarowym można znaleźć w pracy [2].

Na rysunku 6a przedstawiono sumę widm energetycznych cząstek α z wszystkich stacji detekcyjnych. Oprócz znanych linii α różnych izotopów No i Rf zaobserwowano 87 zdarzeń przypisywanych rozpadowi jądra $^{263}\text{106}$. Energie tych cząstek α wynoszą 9,06 i 9,25 MeV. Rys. 6b przedstawia widmo cząstek α wyemitowanych do 12 s wstecz przed momentem rejestracji rozpadu ^{259}Rf (dla którego $T_{1/2} = 3$ s). Z rysunku widać, że zaobserwowano 14 takich rozpadów jądra $^{263}\text{106}$, którym towarzyszył rozpad ^{259}Rf . Stosunek liczby tych skorelowanych rozpadów do ogólnej liczby zarejestrowanych rozpadów pierwiastka 106 jest równy w przybliżeniu wydajności układu detekcyjnego na rejestrację pary rozpadów pierwiastka 106 i Rf.



Rys. 7. Zanik aktywności pierwiastka 106 w czasie [2]

Aby określić tło od zdarzeń przypadkowych, wybrano wszystkie te zdarzenia, które nastąpiły w czasie 50—60 s przed rozpadem ^{269}Rf (rys. 6c). Dla energii cząstek α równych 9,06 i 9,25 MeV zaobserwowano tylko jedno zdarzenie.

Ponadto zaobserwowano 22 rozpady jąder ^{269}Rf , które uprzednio osiadły na ruchomym detektorze. Czterem z nich towarzyszył rozpad ^{265}No . Wyznaczony w ten sposób stosunek liczby rozpadów No do liczby rozpadów Rf zgadza się z obliczonym na podstawie wydajności układu na rejestrację zdarzeń Rf–No i stosunku rozgałęzień w rozpadzie ^{269}Rf . Na podstawie powyższych danych można twierdzić, że jądra nowego pierwiastka rozpadają się do izotopu ^{269}Rf , co dowodzi, że jego liczba atomowa wynosi 106, a liczba masowa 263.

Poza tym sporządzono krzywą zaniku aktywności izotopu $^{263}\text{106}$ (rys. 7). Wynika z niej, że półokres rozpadu nowego nuklidu wynosi $0,9 \pm 0,2$ s. Na podstawie wyników pomiarów obliczono, że przekrój czynny na produkcję nowego izotopu wynosi 0,3 nb przy energii pocisku 95 MeV i silnie maleje dla energii 91 i 100 MeV. Jest to zgodne z przewidywaną teoretycznie krzywą wzbudzenia dla reakcji $^{249}\text{Cf} (^{18}\text{O}, 4n) ^{263}\text{106}$. Mamy tu dodatkowe potwierdzenie wniosków wyciągniętych z badania rozpadu α o liczbie atomowej i masowej nowego jądra. Przewidywana teoretycznie maksymalna wartość przekroju czynnego na tę reakcję wynosi 0,2 nb. Ponieważ wartości teoretyczna i doświadczalna są zbliżone do siebie można przypuszczać, że rozpad α jest głównym sposobem rozpadu izotopu $^{263}\text{106}$.

Dziękuję prof. dr J. Żyliczowi za pomoc w zebraniu materiałów do tego artykułu i za cenne uwagi w trakcie jego pisania.

Literatura

- [1] Yu. Ts. Oganessian et al., Raport ZIBJ Dubna, D7-8099 (1974).
- [2] A. Ghiorso et al., Raport Berkeley, LBL-2998 (1974).
- [3] G. N. Flerov et al., Raport ZIBJ Dubna, D7-6013 (1971).
- [4] G. N. Flerov et al., *Atomnaja energija* **24**, 5 (1968).
- [5] G. N. Flerov et al., *Uspekhi Fiz. Nauk* **100**, 45 (1970).
- [6] G. T. Seaborg, *Transuranowce — pierwiastki wytworzone przez człowieka*, PWN 1966.
- [7] P. F. Dittner, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 1037 (1971).
- [8] A. Ghiorso, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 1317 (1969).
- [9] G. T. Seaborg, *Paper Presented at The Nobel Symposium on Superheavy Elements*, Ronneby, Sweden, 1974.
- [10] Yu. Ts. Oganessian et al., Raport ZIBJ Dubna, D7-8194 (1974).
- [11] Yu. Ts. Oganessian et al., Raport ZIBJ Dubna, D7-8224 (1974).
- [12] J. T. Huizenga, Raport Rochester, UR-NSRL-90 (1974).

Polsko-Radzieckie Sympozjum „Magnetyczne uporządkowanie i przejścia fazowe”

W dniach 28-30 września 1974 r. odbyło się w Karpaczu polsko-radzieckie sympozjum na temat „Magnetyczne uporządkowanie i przejścia fazowe”. Sympozjum zostało zorganizowane dla uczczenia 250-lecia Akademii Nauk w Związku Radzieckim. Organizatorem był Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu, a pracami Komitetu programowo-organizacyjnego kierował prof. dr B. Staliński.

Sympozjum zgromadziło 71 uczestników, reprezentujących 20 ośrodków badań magnetycznych w Polsce zarówno z pionu PAN, szkolnictwa wyższego jak i z innych resortów. Ze strony radzieckiej w sympozjum wzięła udział reprezentatywna delegacja Akademii Nauk ZSRR, składająca się z 8 uczonych radzieckich, której przewodniczył akademik S. W. Wonsowski.

Temat sympozjum „Uporządkowanie magnetyczne i przejścia fazowe” wynikał z faktu, że w dziedzinie tej posiadamy w kraju szczególnie cenne osiągnięcia. Kierunki badań, które zostały zaprezentowane na sympozjum, posiadają przy tym nie tylko ważne znaczenie naukowo-poznawcze, ale również stanowią bazę dla licznych zastosowań i rozwoju techniki. W tej dziedzinie szczególnie interesujące wyniki naukowe zostały uzyskane w Instytucie Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych, czego wyrazem może być przyznanie w roku bieżącym indywidualnej nagrody państwowej I stopnia za badania nad magnetyzmem związków uranu.

Celem sympozjum było przedstawienie i przedyskutowanie osiągnięć naukowych i kierunków badań prowadzonych w Polsce i Związku Radzieckim w dziedzinie określonej tematem sympozjum. Na sympozjum wygłoszono 16 referatów (w tym 6 goście radzieccy). Po otwarciu i słowie wstępnym prof. dr Sz. Szczeniowskiego, wygłoszono następujące referaty:

- 1) W. Trzebiatowski (INTiBS PAN, Wrocław) — *Uporządkowanie magnetyczne w związkach uranu*
- 2) I. E. Działoszyński (Instytut Fizyki Teoretycznej AN ZSSR) — *Przejście fazowe w magnetykach jednowymiarowych*
- 3) Ł. A. Prozorowa, J. Kotiuziański, A. S. Borowik-Romanow — *Obserwacje rozprzestrzeniania się fal spinowych w antyferromagnetykach*
- 4) J. Leciejewicz, A. Matrasik (IBJ Warszawa) — *Neutronograficzne badanie uporządkowania antyferromagnetycznego w niektórych związkach uranu o strukturze regularnej*
- 5) R. Tróć (INTiBS PAN Wrocław) — *Magnetyczne i elektryczne własności niektórych podwójnych i potrójnych związków międzymetalicznych uranu*
- 6) A. Szytuła (Instytut Fizyki UJ Kraków) — *Uporządkowanie magnetyczne w międzymetalicznych związkach metali grupy 3d*
- 7) E. A. Turow W. J. Kurkin, A. P. Tankiejew, S. W. Iwanow (Instytut Fizyki Metali Uralskiego Centrum Naukowego AN ZSRR) — *Jądrowy rezonans magnetyczny w ferromagnetykach z granicami domenowymi*
- 8) J. Morkowski (Instytut Fizyki PAN, Oddział Poznański) — *Relaksacja magnonów*
- 9) A. Oleś, F. Kaizer, M. Kucab, S. Nizioł, W. Sikora, I. Szpunar, A. Ziemia (Instytut Fizyki i Techniki Jądrowej AGH Kraków) — *Badanie struktur magnetycznych i przemian fazowych*

10) M. I. Kaganow (Instytut Problemów Fizycznych AN ZSRR) — *Specyfika rozprzestrzeniania się fal elektromagnetycznych w magnetykach*

11) W. L. Pokrowskij (Instytut Fizyki Teoretycznej AN ZSRR) — *Magnetyczne własności płaskich i warstwowych magnetyków*

12) J. Kociński (Instytut Fizyki Politechniki Warszawskiej), L. Wojtczak (Instytut Fizyki Politechniki Łódzkiej), B. Mrygoń (Instytut Fizyki PAN, Warszawa) — *Prawa podobieństwa w pobliżu punktu Curie*

13) J. Klamut, W. Ziętek (INTiBS PAN, Wrocław) — *Wpływ zewnętrznego pola magnetycznego na uporządkowanie magnetyczne i przemiany fazowe w anizotropowych magnetykach*

14) L. Dargiel, S. Jarocki, (Instytut Metalurgii AGH Kraków) — *Badania ferrytów-chromitów litu i ferrytów-glinianów litu*

15) B. Jeżowska-Trzebiatowska (Instytut Chemii Uniw. Wrocławskiego, INTiBS PAN, Wrocław) — *Wewnątrzcząsteczkowe oddziaływanie wymienne metal—metal*

16) L. B. Wielikow, A. S. Prochorow, E. D. Rudaszewski (Instytut Fizyki im. P. N. Lebediewa AN ZSRR) — *Submilimetrowa spektroskopia antyferromagnetyków ze słabym ferromagnetyzmem w polach magnetycznych do 300 kOe.*

Wszystkie referaty zostały przyjęte z dużym zainteresowaniem, wywołały dyskusje, w której niejednokrotnie formułowano nowe tezy czy postulaty kierunków badań.

Dzięki przyjacielskiej a zarazem roboczej atmosferze, która panowała na sympozjum, umocniło ono dotychczasowe, jak również spowodowało nawiązanie nowych kontaktów polsko-radzieckich.

W. T.

- 10) M. I. Kaganow (Instytut Problemów Fizycznych AN ZSRR) — *Specyfika rozprzestrzeniania się fal elektromagnetycznych w magnetykach*
- 11) W. L. Pokrowskij (Instytut Fizyki Teoretycznej AN ZSRR) — *Magnetyczne własności płaskich i warstwowych magnetyków*
- 12) J. Kociński (Instytut Fizyki Politechniki Warszawskiej), L. Wojteżak (Instytut Fizyki Politechniki Łódzkiej), B. Mrygoń (Instytut Fizyki PAN, Warszawa) — *Prawa podobieństwa w pobliżu punktu Curie*
- 13) J. Klamut, W. Ziętek (INTiBS PAN, Wrocław) — *Wpływ zewnętrznego pola magnetycznego na uporządkowanie magnetyczne i przemiany fazowe w anizotropowych magnetykach*
- 14) L. Dargiel, S. Jarocki, (Instytut Metalurgii AGH Kraków) — *Badania ferrytów-chromitów litu i ferrytów-glinianów litu*
- 15) B. Jeżowska-Trzebiatowska (Instytut Chemii Uniw. Wrocławskiego, INTiBS PAN, Wrocław) — *Wewnątrzcząsteczkowe oddziaływanie wymienne metal—metal*
- 16) L. B. Wielikow, A. S. Prochorow, E. D. Rudaszewski (Instytut Fizyki im. P. N. Lebediewa AN ZSRR) — *Submilimetrowa spektroskopia antyferromagnetyków ze słabym ferromagnetyzmem w polach magnetycznych do 300 kOe.*

Wszystkie referaty zostały przyjęte z dużym zainteresowaniem, wywołały dyskusję, w której niejednokrotnie formułowano nowe tezy czy postulaty kierunków badań.

Dzięki przyjacielskiej a zarazem roboczej atmosferze, która panowała na sympozjum, umocniło ono dotychczasowe, jak również spowodowało nawiązanie nowych kontaktów polsko-radzieckich.

W. T.

Siegmund Brandt: **Metody statystyczne i obliczeniowe analizy danych**, (tłumaczył z języka angielskiego Wojciech Wójeik), PWN, Warszawa 1974, str. 280, cena zł 50.—

Rozwój współczesnej techniki pomiarowej, rozszerzenie jej zastosowań na te dziedziny nauki, które dotychczas były „niemierzalne”, sprawiły, że coraz większa liczba ludzi zmuszona jest w swojej pracy stosować metody statystycznej analizy danych, przeważnie przy użyciu elektronicznych maszyn cyfrowych.

Przetłumaczona z angielskiego książka Siegmunda Brandta pomyślana jest jako krótki kurs metod statystycznych analizy danych dla tych czytelników, którzy zainteresowani są raczej w szybkim opanowaniu tych metod i stosowaniu ich w codziennej praktyce a nie w ścisłym i wyczerpującym uzasadnieniu. Mimo to, wybór tematów oraz sposób ich wprowadzenia powoduje, że cały wykład przedstawiony jest jasno i logicznie oraz obejmuje wszystkie podstawowe zagadnienia. Liczne i ciekawie dobrane przykłady ułatwiają szybkie opanowywanie przedstawionych metod.

Autorowi, mimo stosunkowo niewielkiej objętości książki, udało się uniknąć niebezpieczeństwa powstania jeszcze jednego „poradnika encyklopedycznego”, do którego czytelnik sięga tylko po wzory.

Po wprowadzeniu podstawowych pojęć z rachunku prawdopodobieństwa i statystyki matematycznej w pierwszych czterech rozdziałach, w rozdziale 5 omówione zostały niektóre ważne rozkłady statystyczne oraz ich związki i zastosowania w rachunku błędów.

W rozdziale 6 omówiono metody oceny parametrów rozkładów statystycznych na podstawie wybieranej losowo próby.

Rozdział 7 omawia metodę największej wiarygodności pokazując liczne związki i zastosowania tej podstawowej w statystycznej analizie danych metody.

Rozdział 8 poświęcony jest testowaniu hipotez. Oprócz ogólnej teorii testów omówiono tu najszerszej stosowane: test χ^2 , test Fishera i test t-Studenta.

Obszerny rozdział 9 poświęcono najbardziej popularnej metodzie najmniejszych kwadratów.

Pozostałe rozdziały zawierają analizę wariancji oraz opis specjalnego przypadku metody najmniejszych kwadratów, jakim jest regresja liniowa.

Ponieważ większość metod stosowanych przy statystycznej analizie danych sprowadza się w końcu do problemu szukania minimum funkcji w wielu wypadkach zależnej od dużej liczby zmiennych, specjalny rozdział poświęcono omówieniu różnych procedur minimalizacyjnych.

Najważniejszą — moim zdaniem — zaletą omawianego podręcznika jest ściśle powiązanie przedstawianych metod statystycznych analizy danych z wykorzystaniem elektronicznych maszyn cyfrowych. Na przykład przy omawianiu metody najmniejszych kwadratów podano cały program dla przeprowadzenia ogólnego dopasowania parametrów napisany w języku FORTRAN. Czytelnik może się więc zorientować, w jaki sposób interesujące go problemy analizy danych przedstawić w postaci odpowiedniej dla użycia przy ich rozwiązywaniu elektronicznych maszyn cyfrowych. Zamieszczone w dodatku A podstawy języka FORTRAN pozwalają korzystać z książki nawet czytelnikom, którzy przedtem nie mieli do czynienia z maszynami cyfrowymi.

Pozostałe dodatki mają za zadanie przypomnienie szeroko stosowanego w całej książce rachunku macierzowego i elementów analizy kombinatorycznej. Sprawia to, że książka dostępna

jest dla bardzo szerokiego kręgu czytelników, wymagając wiadomości tylko z elementarnego rachunku różniczkowego i całkowego.

Cennym uzupełnieniem książki jest zbiór najczęściej używanych tablic statystycznych.

Wśród kilku drobnych usterek, powstałych w większości na skutek niezbyt starannej korekty, należy wymienić przede wszystkim: na stronie 46, wzór 4.7, podaje nie skośność a współczynnik asymetrii, natomiast na stronie 104 przy omawianiu pomiaru czasu życia hiperonu Λ^0 należałoby raczej w tym kontekście mówić o relatywistycznym efekcie wydłużenia a nie skrócenia czasu.

Marek Szczekowski

Dmitrij N. Zubarijew: **Termodynamika statystyczna** (tłumaczyli z rosyjskiego Krzysztof Malinowski i Antoni Wolski) PWN, Warszawa 1974 str. 481, cena zł 46.—

Monografia Zubariewa nazwana w oryginale *Termodynamika statystyczna stanów nierównowagi* została napisana z myślą o rozdziale IV poświęconym operatorowi statystycznemu stanów nierównowagi. Wprowadzenie tego operatora w postaci zaprezentowanej w monografii jest istotnym i oryginalnym wkładem D. N. Zubariewa do termodynamiki statystycznej. Termodynamiką statystyczną stanów nierównowagi (procesów nieodwracalnych) zajął się D. N. Zubarijew znacznie wcześniej, publikując w r. 1960 w czasopiśmie „Uspiechi Fizycznych Nauk” artykuł poświęcony funkcjom Greena w fizyce statystycznej. Artykuł ten wchodzi w skład rozdziału III poświęconego procesom nieodwracalnym wywołanym zaburzeniami mechanicznymi. Zaburzenia mechaniczne wywołane są przez zewnętrzne pola, włączane adiabatycznie, zależne ogólnie od czasu i zmiennych przestrzennych. Wytrącają one układ ze stanu równowagi termodynamicznej, w której znajdował się w czasie $t = -\infty$. W takim przypadku interesująca jest przede wszystkim tzw. liniowa reakcja układu na włączenie pól zewnętrznych. Oblicza się wtedy poprawkę do operatora statystycznego stanów równowagi jako liniową funkcję potencjałów opisujących pola zewnętrzne. Tu jednak uwidacznia się niedostatek przedstawionej teorii, ponieważ takie zjawiska jak dyfuzja, przewodnictwo cieplne czy lepkość wywołane są zaburzeniami termicznymi, tj. wewnętrznymi niejednorodnościami w układzie a nie zaburzeniami mechanicznymi. Celem D. N. Zubariewa jest opracowanie termodynamiki statystycznej, procesów nierównowagi, która opisywałaby również zaburzenia termiczne. Klasyfikacja proponowanych tu metod podana jest w pracy R. Zwanziga (Ann. Rev. Phys. Chem. 16 (1965)). Należy podkreślić, że termodynamika statystyczna stanów nierównowagi w przeciwieństwie do stanów równowagi znajduje się dopiero w stadium rozwoju.

Istotnym wkładem do teorii procesów nieodwracalnych jest teoria zaproponowana ostatnio przez D. N. Zubariewa i przedstawiona w monografii. W ramach tej teorii Zubarijew i współpracownicy usiłują w sposób jednolity rozpatrzeć możliwie wszelkie dostępne w literaturze zagadnienia stanów nierównowagi, jak dotąd z wielkim powodzeniem. O ile wiem wydania monografii przygotowywane w NRD, RFN i USA zawierają, co najmniej w nowych przedmowach autorskich, informacje uzupełniające o pracach po r. 1970. Szkoda, że D. N. Zubarijew nie napisał przedmowy do wydania polskiego a stało się tak chyba dlatego, że nie kontaktowano się z nim w sprawie przekładu.

W teorii Zubariewa istotna jest koncepcja N. N. Bogolubowa o hierarchii czasów relaksacji w mechanice statystycznej stanów nierównowagi. Mianowicie, jeśli w najogólniejszym przypadku do opisanego stanu układu potrzebne są nie tylko jedno i dwucząstkowe funkcje rozkładu, to dla wielkich układów o dużej ilości cząstek po odpowiednio długim czasie wszystkie wyższe funkcje rozkładu są całkowicie określone przez funkcję jednocząstkową. Możliwe jest wtedy uzyskanie równania kinetycznego dla tej funkcji (stadium kinetyczne). Dalej, dla bardzo dużych przedziałów czasowych liczba parametrów koniecznych do opisu układu redukuje się coraz bardziej a układ może być opisany przy pomocy równań hydrodynamiki tzn. przy pomocy jedynie kilku momentów jednocząstkowej funkcji rozkładu jak średnia liczba cząstek, energia,

prędkość. Funkcja rozkładu (operator statystyczny) zaczyna wtedy zależeć od czasu jedynie za pośrednictwem parametrów.

D. N. Zubariew podaje przepis na budowę operatora statystycznego opisującego stadium hydrodynamiczne i zależącego od czasu jedynie poprzez parametry. Parametry te są związane z operatorami gęstości (np. ilości cząstek, prądu), dla których piszemy prawa zachowania. Nową teorię przedyskutowano w monografii na przykładzie równań hydrodynamiki (również relatywistycznej), przewodnictwa cieplnego oraz dyfuzji w cieczach wieloskładnikowych. Ponadto przedyskutowano, na przykładzie procesów relaksacji, przypadki kiedy podana tu metoda może być stosowana również do stanu kinetycznego oraz przypadek ewolucji małego podukładu będącego w kontakcie z termostatem (wyprowadzenie z równań mechaniki równania Fokkera-Plancka). W końcowej części monografii wykazano, że przy pewnych założeniach na parametry termodynamiczne operator statystyczny stanów nierównowagi może być otrzymany z ekstremum entropii informacyjnej.

Monografia D. N. Zubariewa, mimo że poświęcona zagadnieniom trudnym, napisana jest w sposób jasny i przejrzysty. Przeznaczona jest dla fizyków teoretyków zajmujących się teorią wielu ciał. Część pierwsza, do której zaliczam dwa pierwsze rozdziały poświęcone termodynamice statystycznej stanów równowagi układów klasycznych i kwantowych, może być traktowana jako świetny, kursowy, podręcznik fizyki statystycznej dla studentów (szczególnie teoretyków). Należałoby tylko uzupełnić książkę kilkoma paragrafami poświęconymi rozkładom i zwyrodniałym gazom Fermiego-Diraca i Bosego-Einsteina.

Tłumaczenie na język polski jest poprawne, nasuwa się jednak szereg uwag.

Uważam, że zamiast termodynamika równowagowa (nierównowagowa), stan równowagowy, procesy nierównowagowe itd. (str. 73, 146, 153, 178, 239, 267, 300, 333, 432) powinno być: termodynamika stanów nierównowagi, stan równowagi, procesy w stanach nierównowagi itd. Ponadto zamiast oddziaływania środkowo-symetryczne, siła centralnie-symetryczna (16, 247, 256) powinno być: oddziaływania, siły centralne, zamiast kwantowomechaniczny lepiej: kwantowy, zamiast lepkość przesunięcia (146) — lepkość dynamiczna. Jeśli reprezentacje widmowe (181) a nie spektralne, to również intensywność (gęstość?) widma a nie spektralna (197); zamiast funkcja korelacji strumienia (328) powinno być funkcja korelacyjna strumienia; zamiast siły dalekosiężne — siły dalekiego zasięgu; zamiast średnia szybkość — średnia prędkość (301). Na str. 271 jest „czas swobodnego przelotu” ale na str. 301 „czas między zderzeniami”. Na str. 301 zamiast „Dla dużych przedziałów czasu (w przypadku gazów znacznie większych od ...)” powinno być np. ... (znacznie większych, w przypadku gazów, od ...). W tłumaczeniu nie obyło się bez „rusycyzmów” np.: układ opisany rozkładem (148), pokażemy za przykładem prac (300), ciało posiada temperaturę (146), wyrażenie posiada granicę (156), metoda doprowadza (243), wątpliwości zostały wycofane (243).

Uważam, że w bibliografii dane o monografiach napisanych w języku angielskim powinny być podane w brzmieniu angielskim z ewentualną uwagą, że istnieje przekład rosyjski.

Jeśli chodzi o „Literaturę ogólną dołączoną przez tłumaczy” to w punkcie II „Teoria informacji” uważam, że warto się powołać ogólnie na prace szkoły toruńskiej (R. S. Ingarden, A. Kossakowski).

Chciałbym podkreślić, że zamieszczona tu dość obszerna lista uwag nie umniejsza wartości przekładu książki. Usterki, o których piszę (a w których znalezieniu pomógł mi dr T. Paszkiewicz), nie mogą doprowadzić do niewłaściwego sensu odpowiednich zdań. Uwagi zamieszczałem z myślą o ewentualnym nowym wydaniu tej niezwykle interesującej monografii.

PWN wykazał dużą operatywność wydając monografię D. N. Zubariewa przed wydaniem jej w tłumaczeniu angielskim i niemieckim przez inne wydawnictwa.

Zygmunt Galasiewicz

Edward A. Purcell, **Elektryczność i magnetyzm** (tłumaczyli z języka angielskiego L. Łukaszuk i M. Kądziołko-Hofmokl), PWN, Warszawa 1974, wydanie II poprawione, str. 478, cena zł 80.—

Ukazało się drugie wydanie w języku polskim znanego podręcznika *Elektryczność i magnetyzm*, pióra E. M. Purcella, będącego II tomem cyklu zwanego potocznie kursem berkeleyjskim fizyki.

Trudno jest pisać recenzję podręcznika stanowiącego element cyklu mającego na celu zreformowanie i unowocześnienie całości nauczania fizyki na poziomie uniwersyteckim, szczególnie jeżeli o takim kursie napisano wiele rozpraw, recenzji i komentarzy o łącznej objętości przewyższającej objętości wszystkich tomów kursu berkeleyjskiego. Powszechnie znane są zamierzenia autorów i książki z tego cyklu stanowią niewątpliwie cenną pomoc dla studentów słuchających wykładów fizyki ogólnej na uniwersytetach, politechnikach itp. Jednakże, przy swych licznych i niewątpliwych zaletach, wszystkie podręczniki serii berkeleyjskiej posiadają dużą wadę. Nie nadają się do czytania „od środka” i nie są podręcznikami, do których można zajrzeć po ukończeniu studiów celem uzyskania informacji na temat wybranego zjawiska czy też problemu. Sposób prowadzenia wykładu w kursie berkeleyjskim czyni takie encyklopedyczne korzystanie z podręczników dość uciążliwym. Uwagi te dotyczą przede wszystkim recenzowanej książki. Wykład elektryczności i magnetyzmu prowadzony jest w książce Purcella wg klasycznych reguł. Po omówieniu własności pól elektrostatycznych autor wprowadza pojęcie prądu elektrycznego a następnie pola magnetycznego. Kolejny rozdział poświęcony jest omówieniu równań Maxwella. Po stosunkowo krótkim rozdziale poświęconym obwodom prądu zmiennego dwa ostatnie rozdziały autor poświęca wprowadzeniu do elektrodynamiki ośrodków materialnych. Właśnie ta ostatnia część książki budzi najwięcej zastrzeżeń. Tu szczególnie daje się odczuć nieencyklopedyczność wykładu. Należy jednak przyznać, że te rozdziały książki Purcella w połączeniu z tomem „Fizyka statystyczna” tegoż kursu pozwalają na poznanie szerokiego zakresu zjawisk i ich interpretacji. Dużym niedostatkiem tej części książki jest brak jakichkolwiek informacji o własnościach plazmy. Pominięto również problemy relatywistycznej elektrodynamiki ośrodków ciągłych. Wydaje się celowe, aby studenci uczący się elektrodynamiki z książki Purcella zapoznali się z niewielką objętościowo książką Katza wydaną kilka lat temu przez PWN.

Recenzowane wydanie jest drugim kolejnym wydaniem książki Purcella w języku polskim. Wydrukowane zostało na znacznie lepszym papierze i w lepszej szacie graficznej, przy utrzymaniu dotychczasowej ceny. Nie wydaje mi się to słusznym. Książka Purcella jest pożytecznym ale nie koniecznym elementem składowym biblioteki fizyka, stanowi przede wszystkim materiał pomocniczy dla studentów młodszych lat i jako taka powinna być wydana znacznie taniej. Obecna cena 80.— zł jest za wysoka. Mając do wyboru kupno książki Purcella czy też antykwarecznego egzemplarza książki Piekary *Elektryczność i budowa materii* wybrałbym to drugie.

Łukasz A. Turski

I. E. Irodow: *Zadania z fizyki atomowej i jądrowej* (tłumaczyły z języka rosyjskiego A. Głazewska-Czuryło i A. Uchman), PWN, Warszawa 1974, str. 285, cena zł 30.—

Zbiór zadań I. E. Irodowa przeznaczony jest do nauki fizyki atomu i cząsteczki, ciała stałego i fizyki jądrowej na poziomie wstępnym. Obejmuje on następujące zagadnienia: podstawy mechaniki kwantowej z zastosowaniem do fizyki atomu i cząsteczki, własności kryształów, metali i półprzewodników, własności jąder atomowych, promieniotwórczość, reakcje jądrowe oraz oddziaływania między cząstkami elementarnymi. Poszczególne rozdziały poprzedzone są zestawieniami podstawowych wzorów, z których korzysta się przy rozwiązywaniu zadań. Ponadto, w uzupełnieniach, podano tabele podstawowych własności materii. W zbiorze przeważają zadania czysto rachunkowe, mało jest zadań problemowych.

Poważną wadą zbioru jest niekompetentne tłumaczenie. Popelniono w nim szereg nieścisłości. Na stronie 85, we wstępie do rozdziału pt. „Własności jąder” zdanie, które poprawnie przetłumaczone powinno brzmieć „Dla przejść dozwolonych: $F = 0, \pm 1; F = 0 \leftrightarrow = 0$ ” przetłumaczono jako „Dozwolone są przejścia: $F = 0, \pm 1, F = 0 \leftrightarrow = 0$ ”. W oryginale chodzi

o tzw. przejścia dozwolone (nie jedynie możliwe, lecz najbardziej prawdopodobne) w rozpadzie β . W tłumaczeniu zdanie to straciło sens. Na stronie 155 we wstępie do rozdziału pt. „Cząstki elementarne” podano uogólnioną zasadę Pauliego dla układu „dwu identycznych cząstek izotropowych” zamiast, jak w oryginale, dla układu dwu cząstek izotopowo tożsamy. W zadaniach na temat rozpadu jąder promieniotwórczych użyto nieprawidłowo zwrotu „nowo powstałe jądro przechodzi bezpośrednio do stanu podstawowego” zamiast „jądro końcowe powstaje w stanie podstawowym”. W odpowiedzi do zadania 13.41 w oryginale pojawił się oczywisty błąd. Spin układu proton-jądro ${}^7\text{Li}$, o względnym momencie orbitalnym 1, podano jako $\vec{I} = \vec{S}_p + 1 + \vec{I}_{\text{Li}}$, zamiast $\vec{I} = \vec{S}_p + \vec{l} + \vec{I}_{\text{Li}}$. Błędu tego nie usunięto w wydaniu polskim. W tabeli cząstek elementarnych tytuł kolumny „Główny schemat rozpadu” przetłumaczono jako „schematy rozpadów”, co sugeruje, że podane w tabeli schematy są jedynymi sposobami rozpadu cząstki.

Podsumowując uważam, że omawiany zbiór może być pomocny dla studentów młodszych lat fizyki. Jednakże, powinien on być wydany starannie, jeżeli ma stanowić konkurencję dla czterokrotnie tańszej, również dostępnej na rynku, wersji oryginalnej w języku rosyjskim.

Daria Ziemińska

Sprawozdanie

Prezesa PTF z działalności Zarządu Głównego PTF za okres
od dnia 25 stycznia 1974 do 24 lutego 1975

Przed kilku tygodniami minął pierwszy rok pracy nowego Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Okres to dostatecznie długi, by go ocenić, by zmierzyć nowe siły i zamiary, by skonfrontować deklaracje z działaniem.

Już na pierwszym posiedzeniu Zarządu, które odbyło się w tydzień po wyborach, naszkicowaliśmy program działalności i określiliśmy główne jej kierunki.

Podstawą wyjściową było dla nas przekonanie, że Polskie Towarzystwo Fizyczne powinno i może odegrać znacznie ważniejszą niż w przeszłości rolę w procesie rozwijania nauki w naszym kraju. Istnienie w Polsce instytucji takich jak Polska Akademia Nauk czy Ministerstwo Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki, które są powołane do zarządzania sprawami nauki ani nie zwalnia nas z troski o jej losy, ani też nie wywołacza nas z terenów naszej statutowej działalności. Jesteśmy organizacją społeczną, ogólnopolską, a więc ponadśrodkową i ponadinstytucjonalną, organizacją działającą na zasadach kolegiałności i bezwzględnej równości wszystkich członków. Głos każdego członka — nauczyciela prowincjonalnej szkoły, fizyka z fabrycznego laboratorium czy profesora uniwersytetu jest jednakowo słyszalny na zebraniach naszego Towarzystwa, walnych czy oddziałowych, a rozsądne inicjatywy nie muszą sobie żmudnie wyrąbywać drogi w gąszczach administracji państwowej.

Szczególnie ważną rolę do odegrania ma nasze Towarzystwo na styku obszarów zarządzanych przez różne resorty, np.: resort oświaty i resort szkolnictwa wyższego, oraz na styku różnych działów fizyki i nauk pokrewnych, a wielką naszą siłą stanowi to, że zrzeszamy fizyków pracujących na wszystkich niemal odcinkach życia naszego kraju, fizyków wszelkich specjalności i że jesteśmy organizacją nie obciążoną balastem biurokratyzmu.

Jakie są główne cele naszej działalności? Na to pytanie odpowiada nasz statut: „Celem PTF jest uprawianie i krzewienie fizyki i nauk pokrewnych z uwzględnieniem ich dydaktyki, historii i zastosowań”.

Zarząd Główny widzi kilka równoległych dróg, na których cel ten ma być osiąganym i wyróżnia kilka głównych terenów działania. Omówię je kolejno, podając długofalowe żądania, jakie postawiliśmy przed sobą, akcje, które zdążyliśmy uruchomić, oraz pewne sugestie dotyczące dalszego działania Zarządu Głównego i Zarządów Oddziałów. Pierwszy teren działania jaki tu omówię, to:

1. STYMULOWANIE I POPIERANIE DZIAŁALNOŚCI NAUKOWEJ

1.1. ZG PTF będzie inicjować i realizować akcje mające na celu ożywienie badań naukowych w tych działach fizyki, które mimo swej ważności dla naszego kraju są w Polsce stosunkowo słabiej rozwinięte. Będziemy również popierać i przyspieszać dostępnymi nam środkami rozwój najmłodszych i najmniej zaawansowanych centrów naukowych fizyki w Polsce. Formy naszego na tym polu działania to:

1.1.1. organizowanie ogólnokrajowych sympozjów naukowych z udziałem zapraszanych specjalistów zagranicznych;

1.1.2. organizowanie szkół letnich poświęconych wybranym działom fizyki ze stosunkowo dużą liczbą miejsc przeznaczonych dla pracowników ośrodków uboższych w kadre naukową;

- 1.1.3. pomaganie uzdolnionym fizykom w realizowaniu ich wyjazdów na konferencje i staże naukowe poprzez ułatwianie im kontaktów naukowych, poprzez wymianę bezdeewizową z innymi towarzystwami fizycznymi, poprzez uzyskiwanie dla nich stypendiów zagranicznych;
- 1.1.4. przyznawanie nagród i odznaczeń naukowych.

Odnosnie do pierwszego z wymienionych punktów programu Zarząd Główny podjął inicjatywę i rozpoczął we współpracy z Komitetem Fizyki PAN organizowanie dwóch ogólnokrajowych sympozjów: fizyki statystycznej (organizator dr L. A. Turski) i fizyki metali (organizator prof. A. Ohelkowski). Odbędą się one jesienią br.

Odnosnie do punktu 1.1.3 mamy do odnotowania zorganizowanie krótkich wyjazdów 10 członków PTF do NRD, Czechosłowacji, Bułgarii i na Węgry, które odbyły się w ramach umów, jakie Towarzystwo nasze zawarło z odpowiednimi towarzystwami wymienionych krajów. Należy dodać, że uzyskaliśmy obietnicę stypendiów dla kilku naszych członków na kosza związane z udziałem w Generalnej Konferencji EPS, jaka ma się odbyć w Bukareszcie we wrześniu br.

Informacja o nagrodach naukowych przyznanych przez Zarząd Główny została podana w innym miejscu tego numeru. Dodam tylko, że czynimy starania mające na celu zwiększenie prestiżu naukowego tych nagród przez poprawienie ich materialnej atrakcyjności.

W związku z omawianym naukowym odcinkiem działalności PTF Zarząd Główny oczekuje od Oddziałów sugestii dotyczących tematyki następnych sympozjów oraz szkół letnich ewentualnie innych propozycji. Pożądane są także informacje o ośrodkach, gdzie można by organizować nasze imprezy naukowe, o drukarniach, gdzie można by drukować materiały tych konferencji itd.

Role Oddziałów PTF na polu naukowym widzimy również jako rolę organizatora procesu integracji środowisk naukowych. W dużych miastach uniwersyteckich istnieją na ogół więcej niż jedna instytucja naukowa, gdzie pracują fizycy. Zarządy oddziałów PTF mogłyby zainicjować wspólne środowiskowe konwersatoria czy seminaria (jeśli do tej pory ich nie ma) bądź przynajmniej stworzyć system informacji o posiedzeniach naukowych odbywających się w poszczególnych placówkach. Można by to urzeczywistnić np. poprzez periodyczne, comiesięczne wydawanie oddziałowych biuletynów PTF rozsyłanych do wszystkich członków lub instytucji zainteresowanych.

Drugi odcinek działalności, na którym Zarząd Główny koncentrował swą uwagę, to:

2. PODNOSZENIE SPRAWNOŚCI PROCESU KSZTAŁCENIA FIZYKÓW

Rozumiemy, że sprawność ta zależy w dużej mierze od stanu przygotowania do wyższych studiów absolwentów szkół średnich. A przygotowanie to jest na ogół bardzo złe.

Nie wchodząc w analizę tego smutnego stanu rzeczy wymienię planowane przez nas akcje mające na celu poprawę sytuacji. Akcje te są objęte umową o współpracy pomiędzy Ministerstwem Oświaty i Wychowania a Polskim Towarzystwem Fizycznym (umowa ma być wkrótce podpisana). Inicjatywa zawarcia takiej umowy wyszła od nas i spotkała się z życzliwym przyjęciem Ministra Kuberskiego. Przewiduje ona między innymi:

2.1. Objęcie przez PTF patronatu nad czasopismem „Fizyka w Szkole”.

2.2. Kontynuację organizowania Olimpiad Fizycznych.

2.3. Organizowanie przez PTF w porozumieniu z Ministerstwem Oświaty i Wychowania oraz Ministerstwem Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki corocznych „letnich szkół” (kursów „odświeżających”) dla nauczycieli fizyki, celem których będzie ciągłe podwyższanie kwalifikacji zawodowych nauczycieli i ustalenie roboczych kontaktów pomiędzy nimi a nauczycielami akademickimi.

Role oddziałów jest tutaj olbrzymia. Szkół, o których mowa, trzeba będzie organizować wiele na terenie całej Polski. Zasady organizacji zostaną ustalone w szczegółowych rozmowach z Ministerstwem Oświaty i Wychowania, już teraz jednak można sugerować, by sprawy te powierzyć sekcjom dydaktycznym, jakie powinny być zorganizowane we wszystkich oddziałach PTF.

Następny punkt naszej umowy z Ministerstwem Oświaty i Wychowania przewiduje, że:

2.4. PTF rozłoży opiekę nad wybranymi školami udzielając im pomocy w zakresie prowadzenia uczniowskich kół naukowych, akcji odczytowych, organizacji kursów przygotowawczych na wyższe uczelnie.

W związku z tym apelujemy do Zarządów Oddziałów, by nawiązały kontakty robocze z kurato

rami okręgów szkolnych i opracowały lokalne plany współpracy. Szczegółowe informacje o krokach podejmowanych przez Ministerstwo Oświaty i Wychowania w sprawach dotyczących umowy będą przesyłane do wszystkich Oddziałów.

Umowa przewiduje również, że:

- 2.5. PTF będzie dążyć do obejmowania przez szkoły akademickie i placówki PAN patronatu nad pracownikami fizycznymi wybranych szkół średnich w zakresie ich organizacji i wyposażenia.
- 2.6. Zarząd Główny zgłosił również w swych rozmowach z Ministrem Oświaty i Wychowania gotowość udzielania pomocy przy modernizacji nauczania fizyki w szkołach podstawowych i średnich poprzez udział przedstawicieli PTF w specjalnych w tym celu powoływanych komisjach mieszanych, poprzez opiniowanie programów nauczania i projektów podręczników fizyki dla ucznia i nauczyciela.
- 2.7. Zarząd Główny PTF zadeklarował także swój akces do współpracy nad realizacją problemu węzłowego dotyczącego modernizacji nauczania, którego jednostką koordynującą jest Instytut Programów Szkolnych działający przy Ministerstwie Oświaty i Wychowania. Do omawianych w tym rozdziale działań Zarządu Głównego PTF należy dodać przyznawanie nagród dydaktycznych za osiągnięcia na polu nauczania fizyki. Podobnie, jak w przypadku nagród naukowych, będziemy starać się, by nagrody te były w przyszłości znacznie bardziej atrakcyjne pod względem finansowym. Lista nagród przyznanych w tym roku podana jest na innym miejscu.

Przechodzę teraz do trzeciej dziedziny działalności Zarządu Głównego:

3. UDZIAŁ FIZYKÓW W PRZEMYŚLE

Główny cel, jaki tu sobie postawiliśmy, to przyspieszenie procesu wkraczania fizyków do przemysłu. Cel bliższy — to wyjaśnienie potrzeb różnych gałęzi gospodarki narodowej, jakie mogłyby być zaspokojone przez istniejące laboratoria fizyczne i indywidualnych specjalistów-fizyków.

Do tego celu usiłowaliśmy zbliżyć się w przeszłości niektóre instytucje państwowe, jak PAN poprzez Komitet Fizyki. Wysiłki te polegające głównie na akcji ankietowej przeprowadzanej „po obu stronach barykady” nie dały dużych efektów.

Nasza koncepcja jest inna. Pragniemy doprowadzić do zbliżenia i wzajemnego poznania się fizyków-naukowców i inżynierów zainteresowanych w postępie i modernizacji przemysłu. To powinno przełamać pierwsze lody, pierwsze bariery i pozwolić na stworzenie mieszanych komisji branżowych, które wyjaśnią potrzeby poszczególnych przemysłów i możliwości poszczególnych środowisk fizycznych.

3.1. Tę bardzo ważną (w naszym rozumieniu) akcję zaczęliśmy od skupienia w ramach naszego Towarzystwa przyszłych odbiorców i dostawców usług fizycznych, a mianowicie zaprosiliśmy do członkostwa w PTF zarówno duże zakłady przemysłowe, w których są stosowane lub mogą być stosowane metody fizyczne, jak również instytuty fizyczne i instytuty nauk pokrewnych. Akcję werbowania tych członków-instytucji zaczęliśmy przed kilku miesiącami. Akcja ta dała już zadowalające wyniki. Dzisiaj, a jesteśmy dopiero u progu tej nowej drogi, członkami Polskiego Towarzystwa Fizycznego są następujące instytucje:

Biuro Studiów i Projektów Przemysłowych Urządzeń Elektrycznych „Elektroprojekt”, Warszawa

Centralne Laboratorium Ochrony Radiologicznej, Warszawa

Centrum Badań Molekularnych i Makromolekularnych PAN, Łódź

Centralne Laboratorium Optyki, Warszawa

Centralny Ośrodek Badawczo-Doświadczalny Radia i TV, Warszawa

Centralny Ośrodek Badawczo-Rozwojowy Aparatury Badawczej i Dydaktycznej, Warszawa

Fabryka Samochodów Osobowych „Polmo”, Warszawa

Gorlickie Zakłady Materiałów Izolacyjnych — MATIZOL, Gorlice

Huta im. Lenina, Kraków

Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego

Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego

Instytut Astronomii Uniwersytetu Warszawskiego

Instytut Geofizyki Uniwersytetu Warszawskiego
 Instytut Fizyki Politechniki Warszawskiej
 Instytut Podstawowych Problemów Techniki P.A.N., Warszawa
 Instytut Badań Jądrowych, Warszawa
 Instytut Elektrotechniki Teoretycznej i Miernictwa Elektrycznego Politechniki Warszawskiej
 Instytut Chemii Fizycznej P.A.N., Warszawa
 Instytut Fizyki P.A.N., Warszawa
 Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków
 Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu im. B. Bieruta, Wrocław
 Instytut Kształtowania Środowiska, Warszawa
 Instytut Lotnictwa, Warszawa
 Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków
 Instytut Fizyki Politechniki Szczecińskiej, Szczecin
 Instytut Fizyki Uniwersytetu Śląskiego, Katowice
 Instytut Tele i Radiotechniczny, „Unitra”, Warszawa
 Instytut Gazownictwa, Kraków
 Instytut Fizyki Uniwersytetu im. A. Mickiewicza, Poznań
 Instytut Fizyki Politechniki Poznańskiej, Poznań
 Instytut Fizyki Uniwersytetu im. M. Kopernika, Toruń
 Instytut Fizyki Politechniki Częstochowskiej, Częstochowa
 Międzyresortowy Instytut Geofizyki Stosowanej i Geologii Naftowej, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków
 Międzyresortowy Instytut Fizyki i Techniki Jądrowej, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków
 Polskie Zakłady Optyczne, Warszawa
 Przemysłowy Instytut Elektroniki, Warszawa
 Wyższa Szkoła Pedagogiczna, Rzeszów
 Zakład Katalizy i Fizykochemii Powierzchni P.A.N., Kraków
 Zjednoczone Zakłady Urządzeń Jądrowych POLON, Warszawa

Ta niekrótka lista naszych nowych członków-instytucji powinna być znacznie rozszerzona i właśnie w tej sprawie potrzebna jest bardzo pomoc Oddziałów PTF. Potrzebne są nam mianowicie sugestie dotyczące instytucji, którym należałoby zaproponować przystąpienie do naszego Towarzystwa.

- 3.2. Równocześnie z werbunkiem nowych członków powinna być rozwinięta w Oddziałach akcja formowania sekcji poświęconych sprawom stylu fizyki i przemysłu. W tych sekcjach — nawiązmy je Sekcjami Postępu Technicznego — powinni znaleźć się przedstawiciele naszych nowych członków-instytucji (a może nazywać ich członkami zespolonymi?) oraz wszyscy ci nasi członkowie indywidualni, którym sprawa modernizacji naszej gospodarki leży na sercu. W tych sekcjach powinny odbywać się periodycznie odczyty na tematy interesujące środowisko techniczne, powinny być również organizowane inne akcje mające na celu zbliżenie fizyków i inżynierów.
- 3.3. Ochciałbym napomknąć, że zainicjonowana przez nas akcja werbowania członków zespolonych miała także na celu poprawę sytuacji finansowej naszego Towarzystwa, która na początku naszej kadencji była wyjątkowo zła. Cel ten ma być osiąganym nie tylko przez zwiększenie dochodu Towarzystwa z tytułu składek członkowskich (co już wyraża się 100-procentowym wzrostem tej pozycji przychodu) ale także przez uzyskiwanie od naszych członków-instytucji różnego rodzaju pomocy materialnej, np. przy organizacji naszych sympozjów i szkół — w postaci sal wykładowych, środków transportu, usług personelu administracyjnego i technicznego itd.
- 3.4. Inną akcją Zarządu Głównego należąca do omawianego „kierunku natarcia” jest organizacja

CENTRUM PORAD NAUKOWYCH I USŁUG PTF

Towarzystwo nasze będzie przyjmować od instytucji państwowych wszelkie zlecenia, jakie mogą być wykonywane przez fizyków, a więc zlecenia na organizację sympozjów naukowych, akcji odczytowych i szkoleniowych, na konsultacje naukowe i ekspertyzy, na obliczenia i programowanie obli-

ceń, na opinie i recenzje. Rola Centrum będzie polegać na wyszukiwaniu wśród członków PTF — rzeczywistych lub zespolonych — wykonawców tych zleceń, na organizowaniu odpowiednich zespołów roboczych, na koordynowaniu ich pracy i kontroli, a także, na obsłudze administracyjnej i finansowej. Zgodnie z obowiązującymi w Polsce przepisami działalność taka może przynosić Towarzystwu dochód, który oczywiście musi być obracany na finansowanie działalności wynikających ze statutu Towarzystwa.

W związku z tą sprawą zwracamy się do przewodniczących Oddziałów z apelem o zjednywanie naszemu Centrum klientów i wskazywanie potencjalnych zleceniobiorców.

Przechodzę teraz do omówienia następnego odcinka naszej działalności, a jest nią

4. POPULARYZACJA FIZYKI

4.1. Ten rodzaj działalności w naszym Towarzystwie ma stare i dobre tradycje. W wielu oddziałach prowadzone są szeroko zakrojone, dobrze zorganizowane akcje odczytowe. Będzie o nich mowa w zbiorczym sprawozdaniu z działalności Oddziałów PTF. Chciałbym tu wszakże uczynić pewną uwagę. Wydaje się nam, że zbyt rzadko Towarzystwo nasze korzysta z takich nowoczesnych publikatorów jak radio, telewizja, prasa. Należałoby dążyć do stworzenia w tych czasopiśmie, gdzie tego jeszcze nie ma, stałych działów poświęconych osiągnięciom fizyki, a zwłaszcza jej praktycznym zastosowaniom.

4.2. Inna uwaga: pożądaną jest bardziej zdecydowane rozciągnięcie akcji odczytowych poszczególnych Oddziałów na środowiska prowincjonalne. Wszystkie szkoły średnie powinny być objęte tą akcją.

4.3. Zarząd Główny prowadził również akcję popularyzowania osiągnięć fizyki polskiej. W ramach tej akcji został wystosowany memoriał do Ministerstwa Oświaty i Wychowania w sprawie nadawania szkołom imienia wielkich fizyków polskich. Przygotowaliśmy również listę polskich uczonych, których nazwiskami mogłyby być nazwane różne obiekty pozaziemskie, na Księżycu i na planetach. Lista została przekazana za pośrednictwem Komisji Standaryzacji Nazw Geograficznych Świata Ministerstwa Nauki Szkolnictwa Wyższego i Techniki od odpowiedniego organu ONZ.

Następny kierunek naszego działania to

5. SPRAWY ZAGRANICZNE

W tym roku koncentrowaliśmy się głównie na rozszerzeniu i pogłębieniu naszej współpracy z Europejskim Towarzystwem Fizycznym, którego członkiem jest PTF. Udział nasz w pracach tego ważnego i zyskującego uciąż na znaczeniu Towarzystwa uważamy za „okno na świat” dla szerokiego grona naszych członków. Dlatego z przyjemnością odnotowujemy fakt, że w ciągu ostatniego roku liczba polskich członków indywidualnych EPS wzrosła o około 300% i obecnie wynosi 122. Udało się nam również wprowadzić przedstawicieli naszego Towarzystwa do wszystkich komitetów doradczych EPS, podczas, gdy poprzednio nie było Polaków w żadnym z nich. Tak więc obecnie jesteśmy reprezentowani w następujących komitetach doradczych:

d/s zastosowań fizyki i fizyki w przemyśle (prof. Z. Strugalski)

d/s konferencji (doc. A. Kujawski)

d/s Europhysics News (prof. P. Zieliński)

d/s fizyki i szkolnictwa (prof. B. Karzewski)

d/s roli fizyki w społeczeństwie (doc. W. Zych)

d/s publikacji (prof. A. Wróblewski).

W radzie naukowej EPS mamy obecnie trzech przedstawicieli. Są nimi prof. J. Kołodziejczak, prof. Z. Wilhelmi, doc. P. Decowski. W Komitecie Fizyki Jądrowej EPS jest prof. A. Strzałkowski.

Na koniec wspomnę o bardzo ważnym odcinku działalności PTF jakim jest

6. DZIAŁALNOŚĆ WYDAWNICZA

Będzie o niej mowa w referacie zbiorczym i dlatego wspomnę tylko, że PTF wydaje obecnie cztery czasopisma:

Postępy Fizyki,
Acta Physica Polonica
Reports on Mathematical Physics,
Delta.

Szczególną wśród nich pozycję zajmują *Postępy Fizyki*. Chcielibyśmy, aby czasopismo to było nie tylko organem popularyzującym fizykę na odpowiednio dobrym poziomie, ale zarazem służyło jako organ Zarządu Głównego i Zarządów Oddziałów PTF, żeby było kroniką życia naszego Towarzystwa i trybuną, z której każdy fizyk może zabrać głos w sprawach PTF i fizyki.

Kończąc to sprawozdanie chciałbym wyrazić nadzieję, że następny, drugi rok kadencji Zarządu Głównego przyniesie dalszy wzrost i krzepnięcie naszego Towarzystwa i dalsze wzmocnienie jego roli jako czynnika rozwoju fizyki w naszym kraju.

Z. WILHELMI

Nagrody PTF

Komisja Nagród Naukowych PTF w składzie: prof. prof. S. Szczeniowski (przewodniczący), Z. Bochnacki, R. S. Ingarden, J. Janik i L. Sosnowski przyznała w roku 1974 następujące nagrody:

nagrodę naukową zespołową — mgr Januszowi Adamowskiemu, mgr Stanisławowi Bednarkowi i prof. Maciejowi Suffczyńskiemu za prace dotyczące kompleksów ekscytowanych w półprzewodnikach,

nagrodę naukową indywidualną — dr Tomaszowi Szczurkowi za wybitne osiągnięcia w dziedzinie badań widm w nadfiolecie próżniowym.

Komisja Nagród Dydaktycznych PTF w składzie: prof. B. Karczewski (przewodniczący), mgr W. Drózdź, mgr A. Nowicka i doc. M. Sawicki przyznała w roku 1974 następujące nagrody:

nagrodę dydaktyczną indywidualną — I miejsce — mgr Zenonowi Gubańskiemu, nagrodę dydaktyczną zespołową — II miejsce — mgr Henrykowi Kaczorkowi i mgr Zbigniewowi Słwko,

nagrodę dydaktyczną indywidualną — III miejsce — mgr Irminie Jagodzińskiej-Dryńskiej,

nagrodę dydaktyczną zespołową — IV miejsce — mgr Teresie Berger, mgr Marii Fijałkowskiej, mgr Wiesławowi Kremerowi i mgr Bolesławowi Lubie.

Nagrody dydaktyczne przyznawane są za

wyróżniające się osiągnięcia w nauczaniu fizyki.

Komisja Nagród Magisterskich PTF w składzie: doc. E. Skrzypczak (przewodnicząca), doc. J. Ginter i doc. J. Kujawski przyznała w roku 1974 następujące nagrody:

nagrody magisterskie indywidualne
 mgr Jackowi Taflowi za pracę *Modele Wszechświata według teorii grawitacji ze skręcaniem,*

mgr Ewie Bernard za pracę *Optyczne badania własności kompleksów charge-transfer,*
 mgr Jarosławowi Gacy za pracę *Badanie krzywej odbić dla symetrycznego przypadku Laviego,*

mgr Ludwikowi Leiblerowi za pracę *Oddziaływania oktapolowe w kryształach gazów szlachetnych,*

mgr Ryszardowi Niteckiemu za pracę *Reguła Urbacha w selenku kadmu.*

Ponadto dyplomami zostali wyróżnieni:
 mgr Jan Kalinowski za pracę *Badania procesów produkcji wielu cząstek z uwzględnieniem fragmentacji i pionizacji.*

mgr Marek Szymoński za pracę *Badanie polaryzacji światła emitowanego w wyniku rozpraszania jonów He⁺ na powierzchni tarcz metalowych,*

mgr Witold Dułat za pracę *Otrzymywanie i własności epitaksjalnych heterozłączy CdS-CdTe,*

mgr Jan Rogulski za pracę *Hydrodynamika cieczy nieściśnialwej na rozmaitości Riemanna.*

Oddział Gdański PTF

W dniu 12 grudnia 1974 odbyło się Walne Zgromadzenie Oddziału Gdańskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Dokonano wyboru nowego zarządu, który ukonstytuował się jak następuje:

przewodniczący — Jerzy Grzywacz, zastępcy przewodniczącego — Kazimierz Knański i Zenon Polacki, sekretarz — Janina Koziej, skarbnik — Małgorzata Grus, członkowie zarządu — Andrzej Januszajtis, Edward Kaniewski, Jędrzej Smulkowski i Stefania Stipal.

Nowo mianowani profesorowie

Rada Państwa nadała tytuł profesora zwyczajnego Karolinie Leibler, profesorowi nadzwyczajnemu w Instytucie Fizyki PAN. Tytuły naukowe profesora nadzwyczajnego otrzymali: Jan Fiutak, docent w Uniwersytecie Gdańskim, Arkadiusz Jaśkiewicz, docent w Uniwersytecie Wrocławskim, Apolonia Wrzesińska, docent w Wyższej Szkole Pedagogicznej w Opolu.

Doktorat h. c. dla M. Mięśowicza

Uniwersytet Jagielloński nadał doktorat *honoris causa* Marianowi Mięśowiczowi, wybitnemu fizykowi, profesorowi Akademii Górniczo-Hutniczej i Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie. Profesor Mięśowicz jest wiceprezesa Polskiej Akademii Nauk i przewodniczącym Oddziału PAN w Krakowie.

EPS

W dniach 22 i 23 stycznia 1975 odbyło się w Amsterdamie zebranie Rady Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS). Na kadencję od 1 kwietnia 1975 do 31 marca 1976 wybrano Komitet Wykonawczy w następującym składzie:

przewodniczący — H. B. G. Casimir (Eindhoven),
wiceprzewodniczący — I. Ursu (Bukareszt),
sekretarz — M. Guenin (Genewa),
zastępca sekretarza — T. Riste (Kjeller),
skarbnik — O. S. Heavens (York),
członkowie — N. Cindro (Zagrzeb), J. Frie-

del (Paryż), K. Ganzhorn (Stuttgart), A. Lösche (Lipsk), B. M. Wuł (Moskwa), J. J. Went (Arnhem).

Rada EPS wybrała na członka honorowego Europejskiego Towarzystwa Fizycznego profesora G. Szigeti (Budapeszt) w uznaniu za jego wybitny wkład w tworzenie EPS w czasie jego działalności jako członka Komitetu Sterującego i jako Członka Założyciela, za bardzo cenny udział, jaki brał w pracach EPS jako członek Komitetu Wykonawczego w latach 1968—1974 i jako członek Wydziału Materii Skondensowanej oraz za jego stały wkład w polepszenie wzajemnego zrozumienia i współpracy fizyków krajów wschodnio- i zachodnioeuropejskich. Prof. Szigeti jest drugim członkiem honorowym EPS. Jako pierwszy wybrany był prof. G. Bernardini (Bologna) — inicjator powstania EPS.

Najbliższe Walne Zgromadzenie Członków Zwyczajnych EPS odbędzie się 10 września 1975 w Bukareszcie. Porządek dzienny przewiduje:

1. Sprawozdanie prezydenta o stanie Towarzystwa
2. Sprawozdanie sekretarza na temat spraw administracyjnych
3. Sprawozdanie skarbnika o sytuacji finansowej Towarzystwa
4. Współpraca regionalna
5. Ogólna dyskusja.

Rada postanowiła przedstawić Walnemu Zgromadzeniu do przegłosowania wnioszek o podniesienie składek o 15% poczynając od 1 stycznia 1976 oraz o upoważnienie Rady do ewentualnego dalszego podniesienia składek nie więcej niż o 15% od 1 stycznia 1977.

Przewodniczącym Komitetu Doradczego EPS do spraw Edukacji został A. G. M. Janner (Nijmegen).

Przewodniczącym Wydziału Materii Skondensowanej został wybrany W. Merz (Zurych), a sekretarzem — G. Harbeke (Zurych).

Pani Wu prezydentem Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego

Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne wybrało na kadencję 1975 jako swego prezydenta panią Chien-Shiung Wu, profesora fizyki Uniwersytetu Columbia.

Jak wiadomo, pani Wu przeprowadziła w 1956 eksperyment potwierdzający teorię

Lee i Yanga niezachowania parzystości w oddziaływaniach słabych.

Chien-Shiung Wu urodziła się w Lin Ho w Chinach i w 1939 wyemigrowała do Stanów Zjednoczonych. Doktorat fizyki uzyskała w Uniwersytecie Kalifornijskim w Berkeley w 1940. Od 1946 jest profesorem Uniwersytetu Columbia. Jest doktorem *honoris causa* uniwersytetów Harvard, Yale, Princeton i Rutgers i honorowym członkiem Królewskiego Towarzystwa w Edynburgu.

Nowi członkowie Amerykańskiej Akademii Sztuk i Nauk

Amerykańska Akademia Sztuk i Nauk dokonała wyboru nowych członków. Spośród fizyków członkami zostali: Owen Chamberlain (Uniwersytet Kalifornijski, Berkeley), Leon Nathan Cooper (Brown University), Mildred S. Dresselhaus (MIT), Leo Esaki (IBM Corp.), Iva Giaever (General Electric Res. Lab.).

Członkami zagranicznymi zostali wybrani: Anatole Abragam (Collège de France), Brian David Josephson (Cambridge), James Hardy Wilkinson (National Physical Laboratory).

Brytyjski Instytut Fizyki

Dokonano wyboru nowych władz brytyjskiego Instytutu Fizyki na kadencję 1975: prezydent — A. Brian Pippard, wiceprezydent — Daphne F. Jackson, honorowy skarbnik — Hyman Rose, honorowy sekretarz — Robert Press.

„Current Physics Index“

Amerykański Instytut Fizyki wydaje kwartalnik „Current Physics Index”. Ma on zastąpić dwa czasopisma, które przestały wychodzić od 1 stycznia 1975: „Current Physics Titles” i „Current Physics Advanced Abstracts”.

Współpraca Gacztina — CERN

Fizycy z Leningradzkiego Instytutu Fizyki Jądrowej w Gacztinie wezmą udział w eksperymencie prowadzonym wspólnie przez CERN, Clermont-Ferrand, Lyon i Uppsalę, a dotyczącym rozpraszania elastycznego w obszarze

interferencji coulombowskiej. Chodzi o badanie oddziaływań, w których wiązka protonów zderza się peryferycznie z protonami i leci dalej pod bardzo małym zmienionym kątem, podczas gdy proton tarczy jest odrzucony pod dużym kątem. Następuje interferencja między oddziaływaniem coulombowskim a oddziaływaniem silnym.

Do uzyskania wiązki protonów wykorzystany będzie 400 GeV synchrotron protonowy w CERN-ie, natomiast fizycy radzieccy przywieżą ze sobą detektor gazowy nowego rodzaju zbudowany w Gacztynie pod kierunkiem A. Worobiewa. Detektor ten użyty jest obecnie w Sierpuchowie przy synchrotronie protonowym 70 GeV.

Japończycy zamrażają spiny

W japońskim Narodowym Laboratorium Fizyki Wysokich Energii (KEK) zakończono budowę tarczy do doświadczeń z zamrażaniem spinów. Ma ona być użyta w pomiarach amplitud rozproszenia elastycznego i nieelastycznego przy dużych przekazach pędu. Wykorzystany będzie synchrotron 10 GeV, który jest obecnie w budowie.

W materiale tarczy, wykonanej z substancji organicznej, protony i deuterony zostają spolaryzowane w polu magnetycznym 2,5 T bądź 5 T w temperaturze 0,3 K. Następnie tarczę ochładza się do temperatury 0,1 K i w obniżonym polu magnetycznym wstawia w wiązkę synchrotronu. W tak niskiej temperaturze spiny protonów i deuteronów mogą pozostawać spolaryzowane przez długi czas. Na przykład czas relaksacji spinów protonów w propanediolu wynosi około 2 tygodni w temperaturze 0,1 K i polu 1,5 T. Do utrzymania polaryzacji wystarcza jednorodność pola 2×10^{-2} . Zastosowano wymrażarkę z przepływem ^3He i ^4He i magnes nadprzewodzący. Czas chłodzenia tarczy od 1 K do 0,1 K wynosi około 15 min.

Wiązki pionów wielkiego natężenia w Dubnie

W Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnie opracowano metodę uzyskiwania wiązek pionów o wielkim natężeniu. Zastosowano soczewkę solenoidalną dającą niejednorodne pole osiowo symetryczne. Zamiast zastosowania tradycyjnej metody ogni-

skowania wiązki przyosiowej soczewkami kwadrupolowymi wykorzystano wiązki wyraźnie nieprzyosiowe, w których torry cząstek wysyłanych z tarczy tworzyły kąty rzędu dziesiątków stopni z osią układu ogniskującego. Całkowity ciężar soczewki wynosi 86 ton, a maksymalne natężenie prądu w uzwojeniach 900 A. Przy strumieniu 10^{13} protonów/s o energii 670 MeV padającym na tarczę miedzianą uzyskano następujące parametry dla ujemnych pionów o energii około 30 MeV — całkowite natężenie 10^7 s⁻¹, strumień 10^6 cm⁻² s⁻¹. Zamierzone są doświadczenia fizyczne, dla których istotne jest uzyskanie dużej liczby jonów zatrzymujących się w danej objętości, a również doświadczenia z dziedziny radiobiologii i zastosowań klinicznych.

Bevalac

Bevalac — akcelerator ciężkich jonów w Lawrence Laboratory w Berkeley — został po 18 miesiącach prac konstrukcyjnych oddany do użytku. Bevalac jest połączeniem dwóch akceleratorów: Superhilaca, który służy jako iniektor oraz Bevatronu, gdzie odbywa się ostateczna akceleracja. Autorem połączenia tych dwóch akceleratorów jest Alberto Ghiorso.

W pierwszych próbach przyspieszono jony ¹²C do energii 2,1 GeV/nukleon, uzyskując natężenie 4×10^9 cząstek/impuls. Przyspieszono już również jony neonu i argonu (2 GeV/nukleon).

Chłodzenie antyprotonów elektronami w Nowosybirsku

Instytut Fizyki Jądrowej w Nowosybirsku prowadzi prace nad skonstruowaniem aparatury pozwalającej na badania oddziaływań proton-antyproton. Poważnym problemem takiego urządzenia jest uzyskanie dostatecznie dużego natężenia wiązki antyprotonów. Obecnie pracuje się nad realizacją pomysłu G. I. Budkera, aby zastosować wiązkę elektronów, biegnącą równoległe do wiązki antyprotonów, do „chłodzenia” antyprotonów — elektrony tłumią ruchy poprzeczne antyprotonów i w ten sposób mniej antyprotonów ucieka z wiązki.

Próby „chłodzenia” odbywają się w pier-

ścieniu magazynującym NAP-M, mającym cztery magnesy o promieniu krzywizny 3 m i cztery sekcje prostoliniowe, każda długości 7,1 m. W NAP-M można utrzymywać protony o energiach do 150 MeV. Wstrzykiwanie odbywa się z impulsowego iniektora elektrostacyjnego. W jednej z sekcji prostoliniowych można wstrzelić równoległe do wiązki protonowej wiązkę elektronów o energiach do 100 keV i natężeniu do 1 A. W czasie prób wiązka protonów była doprowadzana do energii 65 MeV i przy stałej wartości pola magnesów pierścieniowych wstrzykiwano wiązkę elektronową z energią 35 keV. Sterowanie urządzeniem i analiza wyników były prowadzone przy pomocy maszyny obliczeniowej ODRA 1304. Do monitorowania wiązek użyto kamer telewizyjnych i liczników scyntylacyjnych, natomiast zewnętrzny teleskop liczników scyntylacyjnych i liczników Geigera wykrywa neutralne atomy wodoru wydobywające się przez cienkie ścianki komory próżniowej sekcji „chłodzenia”.

Pomiary wykazały, że chłodzenie zachodzi gdy prędkości protonów i elektronów są równe z dokładnością do 1 promila. Gdy zostaje osiągnięta taka równość prędkości, znacznie zmniejsza się rozrzut energii protonów, maleje amplituda oscylacji betatronowych protonów i rośnie czas życia wiązki protonowej.

Ciekły i stały hel

W dniach od 1 do 4 lipca 1974 r. odbyła się w Technionie (Haifa) międzynarodowa konferencja na temat ciekłego i stałego helu, zorganizowana przez Europejskie Towarzystwo Fizyczne. Wzięło w niej udział 80 fizyków. Wygłoszono 15 referatów przeglądowych na temat ciekłego ³He i ⁴He i stałego ³He. Największe zainteresowanie wzbudziły, oczywiście, niedawno odkryte ciekłe fazy ³He w temperaturach poniżej 2,7 mK — wiele grup prowadzi teraz badania w tym niełatwym do osiągnięcia zakresie temperatur. Charakter nadciekłości faz A i B nie jest jeszcze dostatecznie dobrze poznany. Właściwości anizotropowe zbliżają je do ciekłych kryształów. Przedstawiono ostatnie wyniki badań fazowego przejścia magnetycznego w stałym ³He. Również omawiano interesujące rezultaty badań rozchodzenia się głosu i fononów w ciekłym ⁴He.

Zastosowania fizyki jądrowej w biomedycynie

W dniach 14 i 15 lutego 1975 r. odbyła się w Wyższym Instytucie Zdrowia (Istituto Superiore di Sanita) w Rzymie konferencja poświęcona metodyce fizyki jądrowej w biomedycynie. Była to pierwsza z konferencji międzydiscyplinarnych organizowanych przez włoski Instytut Narodowy Fizyki Jądrowej (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare — INFN). Celem tych konferencji, jak stwierdził prof. K. Villi, dyrektor INFN, ma być zachęta do przenoszenia wiedzy zdobytej w podstawowych badaniach fizyki jądrowej do innych dziedzin badawczych i do technologii.

Na konferencji przedstawiono przede wszystkim zaawansowane metody diagnostyczne i terapeutyczne oparte na wynikach badań w dziedzinie fizyki jądrowej średnich i wysokich energii. Wygłoszono 25 referatów, w których omówione były m.in. pomiary parametrów biologicznych i pomiary zawartości pierwiastków śladowych przy użyciu rozproszenia wstecznego cząstek naładowanych, fluorescencji rentgenowskiej itp. metod, zastosowanie maszyn cyfrowych w analizie radiogramów, kardiogramów i wyników badań klinicznych oraz zastosowania nowych technik terapeutycznych jak mikrotony, akceleratorzy ciężkich jonów i izotopy krótkożyłowe. Szczególnie zainteresowanie wywołało zastosowanie ciężkich jonów do niszczenia tkanek rakowatych bez zniszczenia otaczającej tkanki zdrowej oraz uzyskiwanie trójwymiarowych radiogramów przy użyciu 1,2 GeV protonów jako cząstek analizujących i komór dryfowych jako detektorów.

Konferencja wykazała, że praktycznie wszystkie kierunki badań prowadzonych w INFN mogą mieć zastosowanie w biomedycynie, oraz że lekarze są zainteresowani w nowych kierunkach rozwoju diagnostyki i terapeutyki.

Zastosowania naturalnych izotopów promieniotwórczych w hydrogeologii

W dniach od 6 do 9 maja 1974 r. odbyła się w Głównym Instytucie Górnictwa w Ka-

towicach i w Politechnice Śląskiej w Gliwicach międzynarodowa konferencja na temat zastosowań naturalnych izotopów promieniotwórczych w hydrogeologii. Organizatorem konferencji był Katowicki Oddział Stowarzyszenia Inżynierów i Techników Górnictwa przy współudziale Politechniki Śląskiej i Głównego Instytutu Górnictwa. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był prof. Włodzimierz Mościcki (Politechnika Śląska).

W konferencji wzięło udział 43 specjalistów z Czechosłowacji, NRD, Polski i ZSRR. Z instytucji polskich reprezentowane były przede wszystkim Politechnika Śląska, Główny Instytut Górnictwa, Instytut Techniki Jądrowej AGH i Instytut Fizyki Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej. Wygłoszono 22 referaty, w których przedstawiono najnowsze osiągnięcia z zakresu techniki pomiarowej ^3H , ^{14}C i ^{32}Si , wpływ różnych czynników na zawartość ^3H i ^{14}C w biosferze, ciekawsze przykłady zastosowań w rozwiązywaniu zagadnień hydrogeologii i hydrologii, oraz problemy aparaturowe. Językami konferencji był angielski i rosyjski.

Następna konferencja tego typu odbędzie się jesienią 1975 r. w Czechosłowacji.

Przy okazji konferencji zorganizowano seminarium dla użytkowników technik ^3H i ^{14}C . Wzięło w nim udział 68 osób, przede wszystkim pracowników kopalni i przedsiębiorstw geologicznych. Wygłoszono 3 referaty przeglądowe w języku polskim na temat techniki pomiarów i zastosowań ^3H i ^{14}C .

Włodzimierz Zonn (1905—1975)

Dnia 28 lutego 1975 zmarł w Warszawie w wieku 69 lat wybitny astronom Włodzimierz Zonn.

W. Zonn, wychowanek Uniwersytetu Stefana Batorego w Wilnie, był profesorem astronomii Uniwersytetu Warszawskiego, dyrektorem Obserwatorium Astronomicznego UW, wieloletnim prezesem Polskiego Towarzystwa Astronomicznego i członkiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

ERRATA

W zeszytach 1 i 2 tomu 26 „Postępów Fizyki” nie zostały podane nazwiska tłumaczy recenzowanych książek, za co przeprasza Redakcja.

G. A. Wert, R. M. Thomson: *Fizyka ciała stałego*. Z języka angielskiego tłumaczyła Aleksandra Blinowska.

Frederick W. Byron, Robert W. Fuller: *Matematyka w fizyce klasycznej i kwantowej*. Tom pierwszy: z języka angielskiego tłumaczyli Maria Krawczyk i Zbigniew Rek. Tom drugi: z języka angielskiego tłumaczyli Andrzej Pindor i Andrzej Szymacha.

P. T. Matthews: *Wstęp do mechaniki kwantowej*. Z języka angielskiego tłumaczył Andrzej Żardecki.

C. Kittel: *Wstęp do fizyki ciała stałego*. Z języka angielskiego tłumaczyli A. Pajączkowska, J. Ostrowski, J. Rauluszkiewicz.

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

Informacje dla Autorów

Komitet Redakcyjny w celu skrócenia cyklu wydawniczego prosi Autorów o opracowywanie materiałów przeznaczonych do druku w „Postępach Fizyki” zgodnie z podanymi niżej wytycznymi:

1. Maszynopisy pracy (oryginał i jedną kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja Postępów Fizyki, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres do dalszej korespondencji (do przesłania korekty i honorarium autorskiego). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

2. Maszynopis winien być napisany na arkuszach formatu A 4 jednostronnie, z podwójną interlinią (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3,5 cm z lewej strony.

3. Pierwsza strona maszynopisu winna zawierać imię i nazwisko autora, miejsce pracy z adresem, tytuł pracy w języku polskim i angielskim oraz streszczenie (do 20 wierszy maszynopisu) w języku angielskim (wymagania te nie odnoszą się do recenzji książek, notatek do kroniki i sprawozdań ze zjazdów i konferencji).

4. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych, kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

5. Wzory należy wpisywać czytelnie, a w szczególności bardzo wyraźnie wpisywać wskaźniki i wykładniki potęg. Symbole wielkości wektorowych należy podkreślić czarnym ołówkiem, gdyż będą wydrukowane tłustym drukiem (nie rysować strzałek).

6. Rysunki należy wykonać starannie w jednym egzemplarzu na oddzielnych arkuszach w formacie 2 do 4 razy większym niż mają być w druku. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tablice (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.

7. Wszelkie przypisy i uwagi, numerowane kolejno gwiazdkami, winny być zamieszczone nie w spisie literatury a u dołu strony, na której są odsyłacze.

8. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

[1] A. Białas, W. Czyż, Acta Phys. Pol. **B5**, 523 (1974).

[2] A. Bohr, B. R. Mottelson, Nuclear Structure, t. 1, Benjamin, New York 1969, str. 100.

[3] N. N. Bogolyubov, D. V. Shirkov, Vvedenie v teoryu kvantovannykh polei, Nauka, Moskva 1973, str. 240—269.

Skróty nazw czasopism i transliteracja z alfabetów niełacińskich według *Physics Abstracts*. Odsyłacze do literatury w tekście pracy powinny być w nawiasach kwadratowych.

9. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Smoleńsk 14, 31-112 Kraków. Przetrzywanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

10. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamawiać odpłatnie przy przysyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1—16 stron wynosi zł 8.—

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

Instytucje państwowe, społeczne, zakłady pracy, szkoły itp. mogą zamówić prenumeratę wyłącznie w miejscowych Oddziałach i Delegaturach RSW „Prasa—Książka—Ruch”.

Prenumeratory indywidualni mogą opłacać w urzędach pocztowych i u listonoszy lub dokonywać wpłat na konto PKO 4-4-777 RSW „Prasa—Książka—Ruch” Przedsiębiorstwo Upowszechniania Prasy i Książki, Al. Pokoju 5, 31-548 Kraków w terminie do 10 dnia poprzedzającego okres prenumeraty

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—
rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych, ul. Wronia 23, 00-840 Warszawa, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Przedsiębiorstwo Upowszechniania Prasy i Książki w Krakowie, Al. Pokoju 5, 31-548 Kraków, konto PKO nr 4-6-777.

Bieżące i archiwalne numery można nabywać lub zamówić w księgarniach naukowych „Domu Książki” oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, 00-901 Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order stating the period of time, subscriber's name and address can be sent to any subscription agent or directly to Foreign Trade Enterprise ARS POLONA-RUCH, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, P.O. Box 1001, Poland.

Please send payments (annual subscription US \$ 12) to the account of ARS POLONA-RUCH, Bank Handlowy S.A., Traugutta 7, 00-067 Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

I. Prigogine, G. Nicolis, A. Babloyantz — Termodynamika ewolucji.	253
T. Kornalewski, K. Roszkowska — Promieniowanie multipolowe w spektroskopii atomowej	283
K. Ernst — Laserowa spektroskopia nasyceniowa	303
J. Kaniewski, W. Szuszkiewicz — Magnetoabsorpcja i magneto odbicie w półprzewodnikach w obszarze krawędzi absorpcji podstawowej	321
M. Bałanda, S. Nizioł — Efekt Faradaya i jego zastosowanie w fizyce magnetyków	337
NOWOŚCI NAUKOWE	
E. Ruchowska — Synteza pierwiastka o $Z = 106$	355
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
Polsko — Radzieckie Sympozjum „Magnetyczne uporządkowanie i przejścia fazowe” (W.T.)	367
RECENZJE	
S. Brandt — Metody statystyczne i obliczeniowe analizy danych (M. Szczekowski)	396
D. N. Zubariw — Termodynamika statystyczna (Z. Galasiewicz)	370
E. A. Purcell — Elektryczność i magnetyzm (Ł. A. Turski)	371
I. E. Irodow — Zadania z fizyki atomowej i jądrowej (D. Ziemińska)	372
KRONIKA	

CONTENTS

J. Prigogine, G. Nicolis, A. Babloyantz — Thermodynamics of Evolution. . .	253
T. Kornalewski, K. Roszkowska — Multipole Radiation in Atomic Spectroscopy	283
K. Ernst — Laser Saturation Spectroscopy	303
J. Kaniewski, W. Szuszkiewicz — Magnetoabsorption and Magnetoreflexion in the Fundamental Edge Region	321
M. Bałanda, S. Nizioł — Faraday Effect and its Uses in Physics of Magnetic Crystals	337
SCIENTIFIC NEWS	
MEETING AND CONFERENCES	
REVIEWS	
CHRONICLE	