

WYDZIAŁ FIZYKI
KATEDRA FIZYKI

Instytut Fizyki

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM XI

ZESZYT 5-6

1960

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

Adres Redakcji: Kraków, Gołębia 13
tel. 566-37

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XI, ZESZYT 5-6

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1960

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1503 + 137 egz.	Rękopis dostarczone 23. IX. 1960
Ark. wyd. 7,25 ark. druk. 7 ¹ / ₂	Podpisano do druku 21. XII. 1960
Papier druk. sat. 70 g, kl. V	Druk ukończono w grudniu 1960
Zamówienie 490/60	Cena zł 15. — E-15

DRUKARNIA UNIWERSYTETU JAGIELLOŃSKIEGO, KRAKÓW, CZAPSKICH 4

*Chang Chih-san, Huang Kun,
Maa Dah-you, Shih Ju-wei,
Tsieng Ling-chao, Wang Jwu-shi,
Wang Shou-wu i Woo Yu-hsun*

Dziesięć lat rozwoju fizyki w Chinach *

Fizyka jest przedmiotem leżącym u podstaw każdej gałęzi nauki i techniki, przeto jej potężny rozwój w bieżącym stuleciu przyczynił się w wysokim stopniu do ogólnego rozwoju nauki współczesnej. Co więcej, rozwój fizyki poprzez rewolucyjny wpływ na nowoczesną technikę spowodował głębokie zmiany w warunkach życia ludzkiego. Gdy Chiny podlegały korupcyjnym rządóm starego reżimu, metody produkcji były bardzo zacofane i rozwój nauki współczesnej był bardzo słaby. Nieskoordynowane badania w dziedzinie fizyki rozpoczęto w naszym kraju dopiero w latach trzydziestych bieżącego stulecia. Te wczesne badania były bardzo ograniczone ze względu na szczupłość personelu i aparatury, a tematy badań ograniczały się głównie do pewnych prac z fizyki teoretycznej, fizyki promieni X, spektroskopii i promieniotwórczości. Później, gdy rozpoczęła się wojna z Japonią, wszystkie prowadzone dotąd prace badawcze zostały przerwane.

Bezpośrednio po oswoobodzeniu i powstaniu Chińskiej Republiki Ludowej, gdy kraj stał jeszcze w obliczu całego szeregu zagadnień wojskowych, gospodarczych i społecznych, Partia Komunistyczna położyła już wielki nacisk na konieczność powstania wysoko zorganizowanej nauki, która jest konieczna dla zbudowania ustroju socjalistycznego. Pod kierownictwem Partii podjęto cały szereg dalekowzrocznych zarządzeń w celu zapewnienia szybkiego rozwoju nauki w kraju, a wśród nich także rozwoju fizyki.

Dlatego też wraz z utworzeniem nowej Akademii Chińskiej (Academia Sinica) powstały od razu dwa instytuty poświęcone specjalnie pracóm badawczym z fizyki, które z biegiem czasu stały się znane jako Instytut Energii Atomowej i Instytut Fizyki. Również przemysł zbudował większą liczbę instytutów badawczych i laboratoriów, gdzie podjęto na szerokim froncie prace badawcze z fizyki. Jest rzeczą jasną, że najważniejszą sprawą

* Jest to artykuł, który ukazał się w *Scientia Sinica* Vol 8, No 10 (1959). Przekładu dokonano za zgodą Chińskiej Akademii Nauk. Artykuł ten został również opublikowany w tegorocznym kwietniowym numerze czasopisma „*Physics Today*“.

dla szybkiego rozwoju nauki jest szkolenie personelu naukowego. Dlatego w 1952 r. podjęto na skalę krajową reorganizację szkolnictwa wyższego. Podstawowe kursy fizyki zostały znacznie rozszerzone; ponadto wprowadzono przedmioty zaawansowane w postaci systematycznych kursów na studiach, aby doprowadzić przeciętnego absolwenta jak najbliżej poziomu pracownika naukowego. W wyniku ważnych zarządzeń podjętych w celu rozwoju uniwersytetów, liczba absolwentów w ciągu ostatnich dziesięciu lat przekroczyła pięciokrotnie liczbę dotychczasowych absolwentów.

Wydarzeniem o dużym znaczeniu było nakreślenie w 1956 r. wspólnym wysiłkiem najlepszych naukowców w kraju wieloletniego planu rozwoju nauki i techniki. Badania naukowe zbliżyły się do wymagań praktycznych szybko rozwijającej się gospodarki narodowej. Prace wykonywane w różnych dziedzinach powiązały się z sobą i zostały lepiej skoordynowane. W całej dziedzinie fizyki prace badawcze doznały nowego bodźca, w szczególności jednak zaznaczał się postęp w działach fizyki mających szczególne znaczenie dla rozwoju nowoczesnej nauki i techniki. Poza tym podjęto specjalne kroki, aby zapoczątkować prace badawcze w działach nierozwiniętych jeszcze w kraju.

Wraz z szybkim rozwojem pracy naukowej, pracownicy naukowcy zostali uzbrojeni w oręż marksizmu-leninizmu. Doszli oni dzięki temu do zrozumienia ogólnego związku pomiędzy rozwojem nauki i produkcją materialną, a ponadto do uznania, że ostatecznym celem pracy badawczej w państwie socjalistycznym musi być służba potrzebom powstającym przy budowie socjalizmu. To zrozumienie pogłębiło się znacznie w czasie trwania wielkiej kampanii rektyfikacyjnej w 1957 r. i powszechnego zrywu w 1958 r.

Powszechny zryw w dziedzinie produkcji materialnej tak przemysłowej jak i rolniczej w 1958 r. dał silny bodziec dla rozwoju fizyki. Przynaglony pragnieniem, aby przyczynić się do bardzo szybkiego rozwoju kraju, i ośmieleni przez apel Partii, zachęcający do wyzwobodzenia myśli naukowej, pracownicy naukowcy rzucili się gorliwie do pracy twórczej i zaczęli zajmować się dziedzinami badań nie tkniętymi dotychczas w naszym kraju. Nic więc dziwnego, że zaznaczający się w ostatnich latach powszechny zryw w pracy naukowej ma daleko idące konsekwencje, gdyż daje podstawy do szybkiego rozwoju.

W dalszym ciągu podamy krótki przegląd rozwoju fizyki.

1. Fizyka teoretyczna jest tą dziedziną badań, którą zajmowali się nasi fizycy przed wyzwoleniem, jednak spora część ich pracy została wykonana za granicą. Wyzwolenie zapoczątkowało nową fazę badań w tej dziedzinie. Głównym tematem stały się cząstki elementarne, teoria ciała stałego i fizyka statystyczna.

Badania teoretyczne w dziedzinie cząstek elementarnych dotyczyły głównie kwantowej teorii pola. W okresie od 1949—1956 zajmowano się głównie zagadnieniami związanymi z problemami matematycznymi kwantowej teorii pól, na przykład uogólnieniem równania falowego w teorii Weissa do równania określającego zmianę funkcjonału falowego na powierzchni typu przestrzennego przy dowolnych zmianach powierzchni, porównywaniem różnych teorii pól zawierających wyższe pochodne itd. Biorąc najpierw udział w pracach Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych i w ścisłej współpracy z uczonymi radzieckimi opublikowali nasi fizycy teoretyczni szereg prac charakteryzujących się ścisłym związkiem pomiędzy teorią i doświadczeniem. Tak na przykład przeprowadzono badania teoretyczne, mające za cel wykrycie sposobów wyznaczania spinów i parytetu względnego cząstek dziwnych poprzez zderzenia z jądrami, mezonami i cząstkami ciężkimi. Dalszymi stadiami pracy w tym kierunku były różne badania nad takimi zagadnieniami, jak rozkład kątowy produktów zderzenia, reguły wyboru dla spolaryzowanych produktów zderzenia powstałych przez zderzenie cząstek spolaryzowanych, nicoznaczności Miniamiego w analizie fazowej, zjawisko hiperonu i antyhiperonu w rozpadzie mezonu. Wielka kampania rektyfikacyjna w 1957 r. i powszechny zryw w 1958 r. przyniosły znaczne zmiany w dalszej pracy. Z jednej strony zaczęto kierować wysiłek ku systematycznym badaniom nad zagadnieniami dostępnymi analizie eksperymentalnej, a z drugiej strony osiągnięto duży postęp ilościowy i jakościowy w badaniach nad zagadnieniami, którymi zajmowano się w poprzednim okresie. Ostatnio wykonano wiele systematycznych badań nad rozpadem i wychwytywaniem cząstek elementarnych. Obliczono stosunki rozgałęzień i stosunki średnich czasów życia przy różnych sposobach rozpadu mezonu K i hiperonu, otrzymując wyniki zgodne co do rzędu wielkości z doświadczeniem. Badano też takie zagadnienia, jak rozkład kątowy w związku z cząstkami o spinie połówkowym, rozpadającymi się bez zachowania parzystości na cząstkę o spinie zero i spinie połówkowym, schwytywanie mezonu przez proton z wypromieniowaniem itd.

W dziedzinie teorii jądra atomowego nasi fizycy poczynając od 1949 r. zbadali w całej serii prac zagadnienie, czy różne potencjały teorii dwóch ciał, dopasowane do rezultatów doświadczeń nad zderzeniami dadzą również poprawną energię wiązania lekkich jąder. Ostatnio, stosując ulepszoną funkcję falową i potencjał, zawierający odpowiednio dobraną domieszkę pochodzącą od sił centralnych i sił tensorowych, otrzymano energię wiązania ${}^4\text{He}$, wynoszącą 93,3% wartości prawdziwej. Jeśli chodzi o teorię budowy jądra, zajmowano się teorią statystyczną, modelem powłokowym i teorią zunifikowaną. Badając związek pomiędzy rozkładem nukleonów i budową powłokową na podstawie teorii statystycznej otrzymano serie

liczb magicznych, odnoszących się do modelu powłokowego. Okazało się, że gęstość rozkładu nukleonów obliczona na podstawie tej teorii była zgodna z danymi doświadczalnymi. Ostatnio poddano analizie związek teorii Brucknera z modelem powłokowym; wykazano, że wielokrotne oddziaływanie nukleonu z wszystkimi nukleonami wewnętrznymi jest równoważne polaryzacji materii jądrowej otaczającej cząstkę. Rozpatrywanie widm energetycznych jąder sąsiadujących z ^{208}Pb wykazało, że oddziaływanie pomiędzy dwoma nukleonami wewnątrz jądra nie różni się wiele od oddziaływania pomiędzy nukleonami swobodnymi; rachunki teoretyczne oparte na tym wyniku dały zgodne z doświadczeniem poziomy energetyczne dubletów odwróconych. Dobre rezultaty dały też obliczenia energii wiązania kilku powłok na podstawie modelu powłokowego oraz badanie niskich poziomów wzbudzonych jądra oparte na podstawie półempirycznej.

W stale rozwijającej się dziedzinie teorii ciała stałego fizycy nasi zaatakowali różne zagadnienia. W teorii pasm energii udowodniono twierdzenie o odwracalnym odwzorowaniu małych obszarów Brillouina na pierwszą strefę i niezależnie od tego obmyślono przybliżoną metodę rachunkową podobną w swej istocie do kwantowej metody defektowej. Osiągnięto też postępy w teorii polaronów; oprócz tego przeprowadzono ścisłą analizę sposobu i wielkości deformacji siatek atomowych (które należy odróżnić od siatek jonowych). Wykonano też wiele prac blisko związanych z badaniami doświadczalnymi i praktycznymi. Opracowano szczegółowe teorie efektu elektronowo-woltaicznego i zagadnienia iniekcji na wysokim poziomie w porównaniu z połączeniami $p-n$ w półprzewodnikach. Naszkiecowano ogólną teorię liniowego tarcia wewnętrznego w oparciu o termodynamikę procesów nieodwracalnych i zastosowano ją do analizy poszczególnych typów tarcia wewnętrznego, takich jak typ związany z procesami porządek — nieporządek, tarcie wewnętrzne spowodowane przez atomy węgla w sieci powierzchniowo centrowanej itd.

W dziedzinie fizyki statystycznej rozwinięto nową i skuteczną metodę obliczania konfiguracyjnej energii swobodnej dla dwuskładnikowego roztworu stałego i zastosowano do problemów szczegółowych; nakreślono też dającą dobre wyniki fenomenologiczną teorię zjawisk lepkości objętościowej w dynamice płynów.

2. Fizyka ciała stałego była przedmiotem prawie nie znanym w kraju poza rozproszonymi pracami na specjalne tematy; w ciągu ostatnich dziesięciu lat podjęto badania na tym polu z różnych punktów widzenia i osiągnięto duży sukces. Z powodu wielkiego znaczenia półprzewodników w rozwoju nowoczesnej techniki i dużych możliwości badawczych przy studiowaniu tych materiałów, uczyniono duży wysiłek, aby zapewnić szybki rozwój fizyki i technologii półprzewodników. W poprzednim okre-

się zajmowano się głównie badaniami działania prostowniczego i własności fotoprzewodnictwa półprzewodników. Nowa faza badań rozpoczęła się od bliskiej współpracy pomiędzy instytutami badawczymi, instytucjami przemysłowymi i laboratoriami szkół wyższych nad rozwojem technologii germanu i krzemu. Nasi fizycy wzięli udział w badaniu całego cyklu produkcyjnego, począwszy od metod oczyszczania materiałów aż do wyrobu tranzystorów służących do bardzo specjalnych celów. Począwszy od 1958 r. duża ilość laboratoriów uniwersyteckich i przemysłowych podjęła w dużo szerszym zakresie ogólnonarodowe badania, mające na celu rozwój technologii tych materiałów. Na mniejszą skalę niż nad germanem i krzemem prowadzone są prace nad innymi materiałami i urządzeniami. Te badania, poza bezpośrednim przyczynkiem do rozwoju nowoczesnej techniki dostarczają podstawy do szerokich i zaawansowanych prac nad fizyką półprzewodników. Prowadzi się też, oprócz tych ważnych dla nauki i techniki prac również badania teoretyczne nad wieloma specjalnymi zagadnieniami. Na przykład badania echa fotoprzewodnictwa germanu doprowadziły do teorii charakterystycznego rozkładu spektralnego; doświadczenia nad ogrzewanymi na różne sposoby błonami fotoprzewodzącymi dostarczyły nowych danych odnoszących się do mechanizmu fotoprzewodnictwa itd.

Jednemu spośród zagadnień fizyki metali, a mianowicie tematowi tarcia wewnętrznego w metalach i stopach, poświęcono szczególną uwagę. Dzięki dokładnemu zbadaniu dyfuzji i strącania atomów węgla i azotu w stali wyjaśniono naturę obserwowanych maksimów tarcia wewnętrznego. Na podstawie tych badań usiłowano wyjaśnić przyczyny kruchości na niebiesko i kruchości odpuszczania w stali. Odnośnie do szczegółowego mechanizmu tarcia wewnętrznego, spowodowanego przez dyfuzję atomów węgla w powierzchniowo centrowanej sieci niklu i austenitu, różni badacze wygłaszali różne poglądy, a ostateczne wyjaśnienie wymaga jeszcze dalszych badań i dyskusji. Ostateczne rozwiązanie problemu, ważne dla zrozumienia transformacji austenitu w obróbce cieplnej stali, będzie związane z wyjaśnieniem przyczyny mikrodyfuzji atomów węgla, pierwiastków domieszki i dziur w siatkach powierzchniowo centrowanych.

W dziedzinie kinetyki transformacji faz w stopach dokonano badań nad zjawiskiem rozkładu austenitu nad uziarnieniem i wzrostem ilości perlitu w stali z dodatkiem boru i nad związkiem pomiędzy stapiającymi się pierwiastkami i typem związków węgla, rozkładających się podczas tworzenia struktury perlitu w stali chromowej. Również przedmiotem systematycznych studiów była metoda usuwania szczątkowego austenitu w stali szybkotnącej po hartowaniu.

W związku ze zjawiskami plastycznego odkształcania metali prowadzono badania nad podstrukturą glinu i mechanizmem poślizgu poje-

dynicznych kryształów glinu. Oprócz tego wykonano pewne prace badawcze nad teksturami metalowymi.

Od okresu powszechnego zrywu w ostatnim roku poczyniono szybkie postępy w różnych dziedzinach. Fizykom naszym udało się otrzymać w laboratorium arkusze stali silnikowej najwyższej jakości, walcowanej na zimno. Również w ciągu ostatniego roku bardzo wydajne były badania materiałów specjalnych, ważnych dla rozwoju nowoczesnej techniki. Ostatnio zapoczątkowano serię prac nad układem Fe-W-Si. Prace te dotyczyły badań wykresów fazowych, oporu cieplnego, utleniania, dyfuzji pierwiastków domieszanych, odporności na pelzanie i ścieranie; prace te są dlatego godne wzmianki, że wymagały ścisłej koordynacji wysiłków wielu instytucji dla rozwiązania jednego centralnego problemu.

Prace nad magnetyzmem w minionym okresie dotyczyły badań takich zagadnień, jak obróbka cieplna stali silikonowej, własności magnetycznych pewnych stopów układu Fe-Ni-Al w różnych temperaturach itd. Otrzymane wyniki były przydatne przy analizowaniu czynników wpływających na koercję i tekstury stopów w różnych stadiach wytrącania się. Oprócz tego studiowano własności magnetyczne i strukturę stopu „permalloy“ i badano zakres temperatur, w których tworzy się struktura kubiczna 50% permalloyu niklowego. W ciągu 1958 r. rozpoczęto w różnych laboratoriach całego kraju badania ferrytów na szeroką skalę, kładąc nacisk na wykonanie rdzeni pamięci magnetycznej, pamięci magnetycznej wysokiej częstotliwości, rdzeni magnetycznych wysokiej częstotliwości i urządzeń mikrofalowych. Ulepszono też własności magnetyczne pewnych ferrytów.

Przed 1958 r. prace badawcze nad luminescencją ciał stałych były prowadzone na małą skalę i ograniczały się głównie do badania proszków luminescencyjnych używanych do świecenia fosforescencyjnego i fosforów uczulonych na promieniowanie podczerwone. W ostatnim roku powszechnego zrywu zakres tych badań znacznie rozszerzono. Prawie w stu różnych laboratoriach w kraju rozpoczęto prace nad przygotowaniem i badaniem fosforów długo świecących, materiałów katodowo luminescencyjnych i elektroluminescencyjnych; od tego czasu otrzymano materiały bardzo wysokiej jakości. Oprócz tego pracowano nad rozwiązaniem zagadnień związanych bezpośrednio z zastosowaniami technicznymi i stanowiących podstawę dla dalszych szerokich badań; wykonano też pewne prace teoretyczne, w szczególności nad własnościami i istotą termoluminescencji.

Założono specjalne laboratoria akademickie i przemysłowe w różnych okręgach kraju, zajmujące się analizą strukturalną. Tematy prac wykonywanych w tych laboratoriach można podzielić na trzy kategorie: analiza fazowa stosowana do identyfikacji źródeł mineralnych, badanie produktów przemysłowych i produktów pośrednich w procesach chemicz-

nych, analiza czystości w przekształceniach faz oraz zagadnienia równowagi w związku z metalami, stopami i związkami niemetalicznymi a także wyznaczanie struktury kryształów. Wśród prac nad wyznaczaniem struktury, staranne studia nad przemianą strukturalną fazy τ w układzie Al-Cu-Ni ujawniły w szczególności nie znaną dotychczas formę przemiany strukturalnej w jednej fazie. Oprócz tego przeprowadzono staranne prace nad wyznaczeniem struktury kryształów P_4S_3 , $NaH_3(SeO_3)_2$, $Ni(CH_3CH(NN_2)COO_2) \cdot 4H_2O$, itd.

Od okresu powszechnego zrywu w ubiegłym roku opanowano w wielu laboratoriach technikę sporządzania dużych kryształów, jak sztucznego rubinu, kryształów piezoelektrycznych, takich jak sól Rochelle, kwaśny fosforan amonowy, winian potasowy obojętny, winian etyleno-dwuaminy i kryształów soli paramagnetycznych, kryształów chlorków alkaliów i ich kryształów mieszanych stosowanych w optyce itd. Oprócz tego wykonano wielką liczbę kryształów scyntylacyjnych. Przez te osiągnięcia położono podstawy pod dalszy rozwój techniki produkowania dużych kryształów. Podobnie dzięki skomplikowaniu aparatury do skraplania helu i jej pomysłnemu uruchomieniu oraz zbudowaniu aparatury do wytwarzania ciśnień do 30000 atmosfer, położono podstawy pod prace nad niskimi temperaturami i wysokimi ciśnieniami.

3. Spektroskopia. W ostatnich dziesięciu latach byliśmy świadkami szybkiego postępu zastosowań metod spektroskopii stosowanej a w szczególności metody analizy spektralnej emisyjnej. Dlatego też analiza widmowa znalazła powszechne zastosowanie w pracach analitycznych przemysłu stalowego, metali kolorowych, budowy maszyn, przemysłu naftowego, i w praktyce geologicznej. W pracach geologicznych rozwinięto wygodne w praktyce metody analizy półjakościowej, jak i ilościowego wyznaczania pierwiastków. Opracowano też metody analizy pierwiastków dających się łatwo wzbudzać, przy pomocy analizy płomieniowej. Wykonano też ważne badania warunków umożliwiających wykrywanie metodami analizy spektralnej pierwiastków metalicznych w rudach, uzyskując znaczne ulepszenie techniki analitycznej. W związku z pracami analitycznymi nad stałą i stopami, oprócz prac związanych z analizą nowych produktów i zwiększeniem czułości, dokonano badań związanych ze zjawiskami zakłóceń pochodzących od tekstury i pierwiastków współdziałających, przez co znaleziono pewne środki na usunięcie tych zakłóceń.

Wiele pracy wykonano w ostatnich latach nad badaniem źródeł wzbudzenia. Pracowano i nad odkryciem nowych źródeł światła i nad modyfikacjami istniejących źródeł światła, służących do różnych celów. Dokonując wielu prób, sporządzono pierwsze modele uniwersalnego źródła światła i podwójnego łukowego źródła światła. W pracach nad zbadaniem

mechanizmu wyparowywania i wzbudzenia wyznaczono rozkład przestrzenny podstawowych parametrów w plazmie łuku i zmierzono temperaturę łuku węglowego, używając pasm CN. Badanie związku pomiędzy natężeniem linii a stężeniem materiału w obecności absorpcji własnej wykazało, że nachylenie krzywej kalibracji jest liniowo zależne od logarytmu stężenia materiału. Na tej podstawie ustalono przybliżoną zależność paraboliczną pomiędzy natężeniem linii a stężeniem materiału. Wykonano też pewne prace, pozostające w związku z budową fotoelektrycznych przyrządów rejestrujących.

Ostatnio wykonywano coraz to większą ilość prac na polu spektroskopii molekularnej. W dziedzinie widm oscylacyjnych badano zależność natężeń widm kombinowanego rozpraszania od warunków wzbudzenia oraz funkcję rozkładu przyrządu. Na podstawie takich badań opracowano praktyczną metodę analizy spektroskopowej dla badania składników ropy naftowej o niskim punkcie wrzenia, rozszerzając stale zakres stosowności metody, jeśli chodzi o temperatury wrzenia. Analiza polaryzacji widm kombinowanego rozpraszania wykazała, że nie istnieje tak zwane krótkie wiązanie wodorowe, co pozostaje w zgodności z wynikami doświadczeń nad dyfrakcją neutronów.

W ostatnich latach rozwój prac nad spektroskopią absorpcji w dziedzinie podczerwonej, dotychczas nielicznych, był szczególnie szybki. W ciągu roku, w związku z analizą węglowodanów, udało się dokonać wyznaczenia indywidualnych związków i grup i dokonano ilościowych oznaczeń CH_2 i CH_3 w pewnych prostych układach na podstawie pomiarów natężenia bezwzględnego. Otrzymano też pewne wyniki, mające wartość praktyczną, w analizie składu i struktury polimerów.

Ostatnio stosowano coraz więcej widma elektronowe do badania struktury związków organicznych; w tym samym czasie wykonano też pewne prace teoretyczne. Obliczenia teoretyczne widma kompleksu krochmalu i jodu dały wyniki zgodne z widmem obserwowanym. W pracach nad widmami elektronowymi kompleksów, utworzonych przez związki substancji aromatycznych z tlenem, wyznaczono energie dysocjacji kompleksów.

Stosując metody kalorymetryczne przeanalizowano w ciągu ostatnich paru lat ponad 50 pierwiastków i dokonano wielu ulepszeń odnośnie do metody analizy. Wraz z przeanalizowaniem dużej liczby pierwiastków ziem rzadkich zbadano też zależność molekularnych współczynników wygasania od parametrów instrumentu, otrzymując w ten sposób podstawy do uproszczenia procedury analitycznej.

4. Fizyka elektronowa. W ciągu ostatnich kilku lat dokonano dużego wysiłku w celu zbudowania podstaw dla rozwoju tej ważnej dzie-

dziny. Stopniowo opanowywano technikę produkcji różnych urządzeń mikrofalowych i elektronicznych.

W celu zbadania zagadnień rozchodzenia się fal elektromagnetycznych w atmosferze założono racjonalnie rozmieszczoną sieć stacji obserwacyjnych, jako bazę do prowadzenia ogólnych badań, dla komunikacji przy pomocy fal krótkich, jak i do pomiarów wysokości jonosfery. Przedmiotem badań teoretycznych są takie zagadnienia, jak analiza zakłóceń w jonosferze, problemy propagacji w związku z rozpraszaniem ku przodowi w troposferze i jonosferze, dyskusja wzoru polowego w obszarze półcienia itd. Prace nad urządzeniami antenowymi, którym poświęcano wiele uwagi w obszarach wyzwolonych jeszcze przed ogólnym wyzwoleniem narodowym, rozwijają się bardzo szybko.

Prace nad obwodami elektronicznymi zostały ściśle powiązane z praktycznym rozwojem aparatur elektronicznych potrzebnych do różnych celów naukowych i technicznych.

W związku z pracami rozgłośni radiowych zastosowano szeroko technikę automatycznej modulacji anodowej i badano teoretycznie pewne problemy z nią związane. Dzięki rozwojowi prac nad energią atomową, nad elektronowymi maszynami do liczenia i komunikacją wielokanałową zrobiono duże postępy w technice impulsowej. Rozwiązano przez to zagadnienia odnoszące się do obwodów przetwornika rzutników do wytwarzania bardzo powolnego zmiennego napięcia odchylającego o dobrej liniowości itd., potrzebnych do prac nad energią atomową. Wykonano też badania nad techniką impulsową dla wyższych zakresów szybkości. Od 1956 r. rozwinęły się gwałtownie badania nad obwodami tranzystorowymi, i to zarówno prace teoretyczne, jak i pomiary specjalne i projektowanie obwodów elektronicznych.

W dziedzinie lamp elektronowych oprócz wyprodukowania różnych typów lamp, wliczając w to lampy do wytwarzania wysokich częstotliwości, pracowano też nad pewnymi zagadnieniami, związanymi z fizyką tych lamp.

Szerokie badania prowadzono nad różnymi typami katod i znaleziono nową uproszczoną metodę sporządzania katody barowo-tungstenu; ich emisja, wyparowywanie, zatrucie, wtórna emisja elektronów i trwałość są porównywalne z własnościami najlepszych typów standardowych.

W dziedzinie optyki elektronowej przeprowadzono pewną ilość badań teoretycznych nad zagadnieniami aberracji, takimi jak wpływ początkowego rozkładu prędkości elektronów na jakość obrazu w emisyjnych mikroskopach elektronowych, teoria aberracji dla układów o symetrii osiowej w obecności ładunku przestrzennego, jak teoria podwójnie symetrycznych soczewek elektronowych itd. Prace doświadczalne doprowa-

dziły do wynalezienia nowej metody wyprowadzania wiązki jonów z cyklotronu i do zbudowania aparatu do automatycznego śledzenia torów cząstek naładowanych. W 1958 r. pojawił się pierwszy mikroskop elektronowy zbudowany w kraju.

W ciągu ostatniego roku podjęto wstępne prace nad radiospektroskopią.

5. Akustyka. W akustyce, bardzo słabo przedtem znanej w kraju, poczyniono duże postępy, szczególnie od okresu powszechnego zrywu w ubiegłym roku. W okresie tym szczególnie szybki rozwój zaznaczył się w dziedzinie ultraakustyki stosowanej. Zbudowano urządzenia służące do specjalnych celów, jak na przykład defektoskopii w przemyśle maszynowym i do badań geologicznych. W tym samym czasie badano pewną liczbę takich zagadnień, jak absorpcja w atmosferze w zakresie słyszalnym, jej zależność od temperatury, jak prędkość rozchodzenia się i absorpcja w płynach, produkcja wydajnego kolektora dla celów flotacji na zasadzie ultradźwiękowej itd.

Wiele pracowano też nad problemem opanowania hałasów. Nasi naukowcy badali rozkład hałasów w dużej liczbie fabryk i przeprowadzili analizę widma częstości; na tej podstawie wynaleziono różne metody tłumienia hałasów. Oprócz tego prowadzono badania nad różnymi materiałami i strukturami tłumiącymi hałas.

W 1958 r. nasi naukowcy wykonali szczegółowe pomiary akustyki wielkich sal i działania w nich urządzeń akustycznych. Ustalono normy dla układów akustycznych i elektroakustycznych, które mają być zainstalowane w dużych salach. Zaczęto przeprowadzać prace doświadczalne na modelach. Wykonano systematyczne pomiary na modelu wielkiej sali w skali 1 : 40 i przeprowadzono analizę teoretyczną rozkładu dźwięku z geometrycznego punktu widzenia. Te prace dały już pewne praktyczne rezultaty.

Jeżeli chodzi o elektroakustykę, to zbudowano fabryki wyrabiające urządzenia elektroakustyczne wysokiej jakości.

Gdy spoglądniemy wstecz na stan nauki w kraju przed wyzwoleniem, widzimy zupełnie wyraźnie wielki postęp, jaki dokonał się w ciągu ostatnich dziesięciu lat. W związku z tym musimy wspomnieć o przyjaznej pomocy udzielonej nam przez Związek Radziecki i inne kraje socjalistyczne, która przyczyniła się w dużym stopniu do naszych osiągnięć.

Jednak z powodu skrajnego zacofania nauki pod reakcyjnymi rządami w przeszłości, pomimo dużego postępu, jaki poczyniliśmy w ciągu ostatnich dziesięciu lat, obecny stan naszej fizyki nie może sprostać wymaganiom naszego szybko rozwijającego się kraju, i jak dotąd pozostaje nieco w tyle poza linią frontu rozwoju samej nauki. Istnieją pewne przedmioty peryferyczne, czekające na swój rozwój. Należy zastosować jeszcze

szerzej metody nowoczesnej fizyki do całokształtu badań naukowych. W przedmiotach, w których położono już fundamenty pod dalszą pracę, należy osiągnąć postęp- wszerz i w głąb. Należy poczynić jeszcze większe wysiłki, aby przyspieszyć postęp w dziedzinach szczególnie ważnych dla rozwoju kraju i dla dalszego postępu wiedzy. Ufamy, że pod kierownictwem Partii fizyka nasza w niedalekiej przyszłości dotrzyma kroku tym, którzy znajdują się na linii frontu rozwoju tej nauki i przyczyni się wydatnie i wydatnie do budowy socjalizmu.

Tłumaczył Bronisław Średniawa

Borys W. Dieriagin

Siła między cząsteczkami *

Natura tej siły przez długi czas była nieznana. Fizykom w ZSRR udało się ostatnio zmierzyć siłę międzycząsteczkową oraz wykazać, że jest ona pochodzenia czysto elektromagnetycznego.

Badanie sił, działających pomiędzy cząstkami materialnego świata, należy do jednej z większych tradycji nauki. Tradycja ta zapoczątkowana pracami Izaaka Newtona o powszechnym ciężeniu i mechaniką niebios, ciągnie się do współczesnych badań jądra atomu. W tym długim ciągu badań jeszcze do niedawna znajdowała się dziwna luka. Siła działająca między cząsteczkami określa wiele cech charakterystycznych substancji, które są nam dobrze znane. Jednak fizycy nie potrafili zmierzyć sił międzycząsteczkowych ani wyprowadzić ich wielkości na podstawie teorii.

Siły te nie są przyciąganiem chemicznym ani wiązaniami walencyjnymi, które łączą atomy w związki. Są to siły o większym zasięgu, pod działaniem których przyciągają się do siebie cząsteczki ciał stałych, a cieczy i gazów w znacznie mniejszym stopniu. Siły walencyjne można „nasyć”. Gdy wszystkie dopuszczalne wiązania atomu są całkowicie wysyczone przez przyłączenie innych atomów tworząc cząstkę złożoną, atom nie wywiera działania na inne otaczające atomy. Tak więc atomy tlenu w dwóch cząsteczkach wody nie przyciągają się wzajemnie. Z drugiej strony wszystkie cząsteczki w niewielkiej ilości wody przyciągają się nawzajem.

Bez tych dalekosiężnych sił nie mogłaby istnieć wyraźna granica między cieczami i ich parami. Siły międzycząsteczkowe są odpowiedzialne za napięcie powierzchniowe, włoskowatość, adsorpcję oraz inne zjawiska powierzchniowe. One to określają większość własności cieczy takich jak: lepkość, ciepło parowania i rozpuszczalność w innych cieczach. Powodują one koagulację koloidów. Każde z tych zjawisk było skrupulatnie badane

* Scientific American, 203, July, 47 (1960). Tłumacz posłużył się rozpowszechnionym wśród chemików wyrażeniem cząsteczka w znaczeniu molekula.

przez wiele lat. Jednakowoż bez zrozumienia ich istoty nie może powstać podstawowa i jednolita teoria.

W ciągu ostatnich kilku lat w ZSRR miały miejsce dwa przełomowe wydarzenia. Irena Abrikosowa oraz autor niniejszego artykułu zdołali zmierzyć siłę międzycząsteczkową bezpośrednio. W następstwie tego osiągnięcia fizyk teoretyk E. M. Lifszyc na podstawie bardzo ogólnych zasad wyprowadził wzór matematyczny na siłę z jaką cząsteczki przyciągają się. Aby przedstawić rozwój tego zagadnienia we właściwej perspektywie zacznijmy od historii. Francuscy matematycy XVIII wieku Alexis Claude Clairaut oraz Pierre Simon de Laplace rozpoczęli jako pierwsi spekulacje dotyczące sił międzycząsteczkowych. Było to w okresie, kiedy wydawało się, że prawo powszechnego ciężenia Newtona będzie mogło wyjaśnić z najmniejszymi szczegółami ruchy ciał niebieskich. Przez analogię do ciężenia, Clairaut i Laplace założyli istnienie siły przyciągania, działającej wzdłuż linii, łączącej środki cząsteczek. Jednakże było oczywiste, że siła ta musi być wyrażona nie przez kwadrat odległości, jak w przypadku ciężenia, lecz przez wyższą potęgę. Ponadto stała proporcjonalności miała być różna dla różnych cząsteczek.

Jak wiadomo prawo Newtona zawiera ułamek G/r^2 , gdzie G jest stałą proporcjonalności. Fakt, że G jest stałą uniwersalną, której wartość jest łatwa do określenia dla wszystkich mas po prostu przez pomiar siły między jakimikolwiek dwoma znanymi masami umieszczonymi w dowolnej znanej odległości (r). Z drugiej strony przyjęte prawo dla siły międzycząsteczkowej posiada postać C/r^n , gdzie tak C jak i n są niewiadome, a ponadto C przypuszczalnie jest różne dla różnych rodzajów cząsteczek. Jest oczywiście niemożliwością wyłowić dwie pojedyncze cząsteczki, umieścić je w znanej odległości od siebie i zmierzyć siłę między nimi. Dlatego nie można bezpośrednio wyznaczyć niewiadomych. Okazuje się, że nie mogą być one także wyznaczone pośrednio z własności masy zwartej, które to własności zależą od sił międzycząsteczkowych. Pomiar napięcia powierzchniowego i podobnych wielkości nie mogą nawet ustalić prawa potęgi (tj. do której potęgi należy podnieść r — dop. tłum.) pozostawiając ustalenie stałej C . Bez lepszej platformy teoretycznej, z której można by zaatakować problem nie można było zrobić prawdziwego postępu.

Z końcem ubiegłego stulecia wydawało się, że klasyczna teoria elektromagnetyzmu mogłaby zapewnić taką platformę. Zostały opracowane prawa rządzące polami elektrycznymi i magnetycznymi oraz ich oddziaływaniami na ciała materialne. Wiadomo było, że cząsteczki składają się z elektrycznie naładowanych cząstek. Zostało udowodnione, że promieniowanie widzialne, wysyłane przez cząsteczki było promieniowaniem elektromagnetycznym. Być może, że elektromagnetyzm mógł być całkowicie

odpowiedzialny za siły międzycząsteczkowe. (Trzeba sobie zdać sprawę, że było to tylko przypuszczenie. Było równie możliwe, że jakaś nowa siła poprzednio nie znana może być wzięta pod uwagę w oddziaływaniu cząsteczkowym. Od tej pory zostało udowodnione, że ten przypadek ma miejsce w oddziaływaniu jądrowym).

Jednym z pierwszych, który zobaczył jasno implikacje teorii elektromagnetycznej, był rosyjski fizyk P. N. Lebediew znany jako pierwszy uczyony, który zmierzył ciśnienie wywierane przez światło. W roku 1894 pisał on w proroczym przewidywaniu: Badania Hertza dotyczące wyjaśnienia fal świetlnych jako procesów elektromagnetycznych przysłoniły inny problem dotąd nie tknięty. Jest to problem źródła promieniowania, tzn. problem procesów, które zachodzą w wibratorze, gdy on emituje energię świetlną do swojego otoczenia. Z jednej strony problem ten prowadzi do zagadnienia analizy spektroskopowej, z drugiej strony prawie całkiem nadspodziewanie prowadzi do jednej z najbardziej skomplikowanych kwestii fizyki współczesnej, nauki o siłach międzycząsteczkowych. Sytuacja ta wynika z następujących koncepcji: Z punktu widzenia elektromagnetycznej teorii światła można stwierdzić, że dwie promieniujące cząsteczki są dwoma wibratorami, w których są wzbudzane drgania elektromagnetyczne. Muszą one dlatego być pod działaniem sił, wynikających z elektromagnetycznego oddziaływania zmieniających się prądów elektrycznych (zgodnie z prawem Ampera) oraz zmieniających się ładunków w nich (zgodnie z prawem Coulomba). Dlatego możemy również twierdzić, że muszą wówczas istnieć siły cząsteczkowe, których źródło posiada bezpośredni związek z procesami promieniowania... Najciekawszym i równocześnie najbardziej skomplikowanym przypadkiem jest przypadek ciała fizycznego, w którym wiele cząsteczek działa równocześnie na siebie, a są one poukładane tak ściśle, że ich drgania nie są niezależne. Jeżeli kiedykolwiek będziemy w możności rozwiązać ten problem, będziemy mogli wykorzystywać dane spektroskopowe do przewidywania wielkości sił międzycząsteczkowych istniejących dzięki wzajemnemu promieniowaniu cząsteczek i obliczać jak siły te zależą od temperatury, a przez porównanie tych obliczonych wielkości z doświadczeniem będziemy mogli rozwiązać problem leżący u podstaw fizyki cząsteczkowej. Problemem tym jest, czy wszystkie tak zwane siły międzycząsteczkowe redukują się do już znanego i wyżej wspomnianego działania promieniowania — do sił elektromagnetycznych — lub czy one obejmują inne siły, których źródło ciągle nie jest znane.

Lebediew doszedł tak blisko do ostatnich poglądów dotyczących natury sił międzycząsteczkowych, jak to było możliwe przed rozwojem mechaniki kwantowej. Lecz jego twierdzenie, chociaż wybiegało daleko naprzód poza ówczesny stan wiedzy, było bardzo dalekie od prawa ilości-

wego. Następny krok postawiono wstecz, jak to często zdarza się w nauce. Pierwsze ilościowe teorie dotyczące sił międzycząsteczkowych traktowały je raczej jako elektrostatyczne niż elektromagnetyczne. Te statyczne teorie zaczęto rozwijać wkrótce potem, gdy Ernest Rutherford przez swoje odkrycie jądra atomowego pokazał, jak jest rozłożony ładunek elektryczny w atomie. Jednakowoż te teorie nie osiągnęły swojej ostatecznej formy aż do roku 1930, kiedy to niemiecki fizyk Fritz London zastosował do nich nowo odkryte zasady mechaniki kwantowej.

Zgodnie z teorią Londona siła między dwoma cząsteczkami jest równa C/r^7 . Siła ta jest odwrotnie proporcjonalna do siódmej potęgi odległości między ich środkami. Stała C zależy od pewnych własności cząsteczek łącznie z ich „polaryzowalnością“. Jest ona miarą stopnia zniekształcenia cząsteczki w polu elektrycznym na skutek przesunięcia jej elektronów względem dodatnich jąder jej atomów. Na nieszczęście, polaryzowalności poszczególnych cząsteczek są wielkościami nieznanymi, a więc nie możemy zastosować wzoru Londona do obliczenia absolutnej wartości tej siły. Gdyby można było porównać siły międzycząsteczkowe dla różnych odległości, można by przynajmniej sprawdzić odwrotną proporcjonalność odległości do siódmej potęgi, lecz przez długi czas nie było i na to sposobu. Robiono wysiłki, aby sprawdzić tę zależność pośrednio, na przykład przez zmierzenie ilości energii cieplnej potrzebnej do wyparowania cieczy (tj. do rozerwania jej cząsteczek). Jednakowoż można udowodnić, że większość energii zostaje zużyta w przypadku, gdy odległość między cząsteczkami jest równa jednej lub dwóm średnicom cząsteczki. Dla takich małych odległości teoria Londona nie stosuje się ściśle, a nawet pojęcie odległości między cząsteczkami (które nie są w rzeczywistości kuleczkami) nie jest jasno zdefiniowane.

Mimo braku doświadczalnego potwierdzenia, albo może właśnie dzięki temu, teoria Londona była ogólnie uznawana przez prawie 20 lat. Była ona jednak wyraźnie nieprawdziwa dla dużych odległości dzielących cząsteczki, jak również i dla bardzo małych odległości. Będąc teorią elektrostatyczną uważała, że siły działają momentalnie między cząsteczkami. W rzeczywistości działanie sił elektrostatycznych rozchodzi się ze skończoną prędkością równą prędkości światła.

„Wielkie“ odległości, o których wyżej wspomniano, są wielkie tylko w porównaniu ze średnicami cząsteczek. W skali odległości stosowanej w życiu codziennym siła przyciągania między cząsteczkami maleje praktycznie do zera, już przy bardzo małej odległości, równej kilku dziesięciotysięcznym milimetra. Czas, potrzebny do przebycia tej odległości przez impuls elektromagnetyczny, jest rzędu 10^{-15} sek.

Aby zrozumieć mechanizm oddziaływania pomiędzy cząsteczkami, odwołujemy się do obrazu Lebediewa „wibratorów cząsteczkowych“ wysy-

łających promieniowanie. Cząsteczki są jak gdyby antenami radiowymi, w których oscylujące ładunki elektryczne emitują ciągi elektrycznych i magnetycznych drgań. Kiedy drgania z jednej anteny dojdą do drugiej, wprawiają jej ładunki w drgania. Te drgania stają się z kolei źródłem fal, które powracają z powrotem do pierwszej anteny, działając na jej ruchome ładunki. Tak więc obydwie anteny oddziałują przez wymianę promieniowania. Natężenie tego oddziaływania zmienia się wraz z fazą względną odbieranych fal i oscylujących ładunków. Oddziaływanie jest silniejsze wtedy, jeżeli fale i cząstki drgają raczej równocześnie niż wtedy, gdyby te drgania były całkowicie lub częściowo nie zsynchronizowane. Ale faza względna zależy od odległości między antenami i od częstotliwości drgań, innymi słowy, od całkowitej wielokrotności długości fali, mieszczących się w odległości między nimi. Jeżeli np. anteny są odległe od siebie o pół długości fali, fale wysyłane i absorbowane będą miały dokładnie fazy przeciwne. Przy odległościach między antenami wynoszących mniej lub więcej niż pół długości fali przesunięcie będzie odpowiednio mniejsze. Przy odległościach równych bardzo małemu ułamkowi długości fali przesunięcie fazowe jest znikome. Długość większości fal radiowych jest rzędu metrów lub centymetrów, a promieniowanie wysyłane lub absorbowane przez cząsteczki jest promieniowaniem widzialnym o długości fali równej dziesięciotysięcznej milimetra. Tak więc jeżeli dwie cząsteczki są odległe o dziesięciotysięczną lub nawet stutysięczną milimetra, w wymienianym przez cząsteczki promieniowaniu powstanie znaczne przesunięcie faz. Przesunięcie to musi być uwzględnione przy obliczeniu siły.

Pierwszymi teoretykami, którzy wzięli to przesunięcie faz pod uwagę w swoich obliczeniach, byli H. B. G. Casimir i D. Polder, którzy w roku 1948 opracowali teorię elektromagnetyczną sił międzycząsteczkowych. W swoich obliczeniach nie stosowali oni oczywiście klasycznego obrazu promieniowania, o którym powyżej mówiliśmy, lecz raczej pojęcia kwantowej elektrodynamiki. Różnią się one od starszego poglądu pod dwoma ważnymi względami.

Po pierwsze cząsteczki nie wypromieniowują (lub absorbują) energii w sposób ciągły, lecz w sposób nieciągły. Ponadto fale wysyłane przez nie rozchodzą się jako paczki fal lub fotony. Po drugie, cząsteczki mogą oddziaływać elektrycznie bez emitowania lub absorbowania energii. W tym przypadku mówi się, że wymieniają one „wirtualne fotony“.

Dla względnie dużych odległości elektromagnetyczna teoria Casimira-Poldera podaje wzór K/r^8 na siły przyciągania między dwoma cząsteczkami. Tak więc kiedy weźmie się pod uwagę skutki przesunięcia faz, siła maleje odwrotnie proporcjonalnie do ósmej potęgi odległości, a nie do siódmej, jak we wzorze Londona. Stała K jest różna od stałej C Londona,

lecz zawiera ona również polaryzowalność cząsteczek. Dlatego nie może ona być również bezpośrednio obliczona. Wkrótce zobaczymy, że każdy z obydwu wzorów jest prawdziwy dla odpowiedniego rzędu odległości r . Wzór Londona stosuje się, gdy odległość jest na tyle mała, aby przesunięcie faz w wymienianym promieniowaniu można było zaniedbać. Wynik otrzymany przez Casimira-Poldera opisuje siłę przy większych odległościach, gdzie przesunięcie fazowe nie może być zaniedbane. Obydwie teorie jednakowoż dotyczą tylko par odizolowanych cząsteczek. Nie określają one same siły cząsteczkowego przyciągania między dwoma zgęszczonymi ciałami, z których każde zawiera wiele cząsteczek usytuowanych blisko siebie. Jednak jest to jedyna siła, którą można by bezpośrednio zaobserwować, np. przez zmierzenie sił spójności między dwoma ciałami stałymi odizolowanymi od siebie niezmiernie małą szczeliną. (Właśnie ten pomiar mnie i moim kolegom ostatecznie udało się wykonać). Ponadto jest to ta siła, która przypuszczalnie powoduje, że małe cząstki koloidu (które mimo wszystko są duże, bo zawierają wiele cząsteczek) przylegają do siebie i koagulują. Tak więc jest to rzeczą zasadniczą dla teorii stanu koloidalnego.

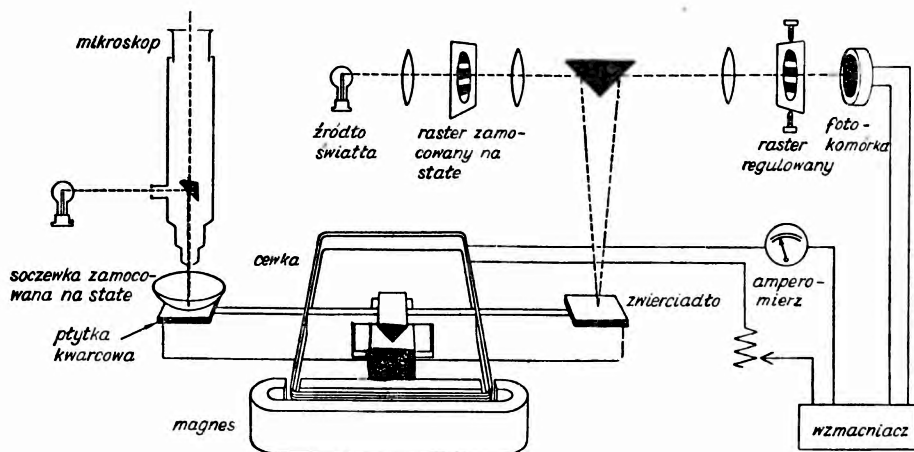
Jeżeli założymy, że na siły międzycząsteczkowe nie mają wpływu oddziaływania z sąsiednimi cząsteczkami, że każda cząsteczka w jednym zagęszczonym ciele wywiera taką samą siłę na inną cząsteczkę pobliskiego ciała, tak jak gdyby były one wieloma parami rozdzielonymi, wówczas powinno być możliwe otrzymanie siły całkowitej po prostu przez dodawanie. Niektórzy pracownicy uczynili to założenie i prowadzili obliczenia całkowitej siły pomiędzy zagęszczonymi ciałami, tak przy pomocy wzoru Londona jak i Casimira-Poldera. Istnieją jednak dostateczne powody do sądzenia, że te siły nie są ściśle addytywne, tak więc obliczenia te nie mogą dać poprawnej odpowiedzi.

Jasne jest, że podejście do zagadnienia sił międzycząsteczkowych od strony pojedynczej cząstki okazało się niekorzystne. Wzory zawierały bowiem wielkości niewiadome, a więc nie mogły być obliczone. Nawet gdyby mogły, nie było sposobu na przejście od izolowanych par cząsteczek do dużych próbek materii, z którymi fizycy doświadczalni muszą mieć do czynienia.

Z tym niezadowolającym stanem wiedzy teoretycznej w 1951 r. p. Abrikosowa i ja przystąpiliśmy do pomiaru cząsteczkowego przyciągania między dwoma ciałami stałymi. Przy pomocy Fanny Lejba, kolegi z Akademii Nauk w Moskwie, mogliśmy zaprojektować aparat, który musiał sprostać bardzo ścisłym i w pewnych wypadkach pełnym sprzeczności wymaganiom pracy.

Przed wszystkim próbowaliśmy zmierzyć małą siłę rzędu dziesięciotysięcznej Grama. Jest to samo w sobie niezbyt trudne; mikrochemicy

mają duże doświadczenie z siłami o wiele mniejszymi. Lecz w naszym przypadku przyciąganie, które mamy zmierzyć, ujawnia się tylko wtedy, kiedy obydwie ciała są niezmiernie blisko siebie — w granicach kilku dziesięciotysięcznych milimetra — nieco więcej niż tysięczna część grubości ludzkiego włosa. Ponadto siła zmienia się bardzo znacznie wraz ze



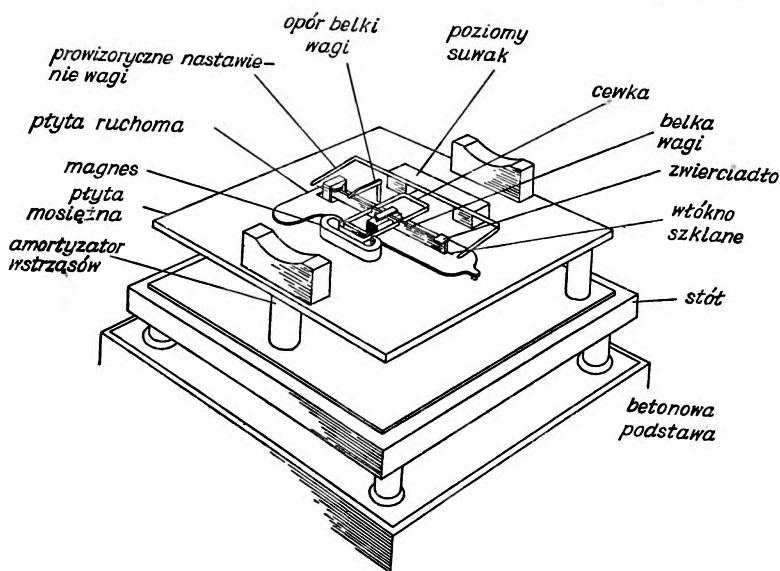
Rys. 1. Schematyczne przedstawienie kontrolowanej wagi służącej do pomiarów cząsteczkowego przyciągania między ciałami makroskopowymi. Przerywana linia po lewej stronie rysunku oznacza bieg promienia świetlnego, którego użyto do określenia szerokości szczeliny między ciałami. Przerywana linia po prawej stronie rysunku u góry oznacza bieg promienia światła przy pomocy którego położenie belki wagi jest ustawiane i automatycznie stabilizowane. Linie ciągłe oznaczają elektryczną część obwodu rozrządczego. Działanie tego układu jest opisane szczegółowo w tekście.

zmianą odległości. Tę właśnie zmianę siły chcieliśmy zmierzyć. Tak więc potrzebowaliśmy sposobu, przy pomocy którego moglibyśmy ustalić szerokość szczeliny dokładnie dla każdej żądanej wielkości i do utrzymania tej szerokości szczeliny mimo sił przyciągających, które mieliśmy zmierzyć. Nie tylko to, równowaga musiała być nadzwyczaj stała, tak aby przypadkowe zmiany (szerokości) w szczelinie były skorygowane zanim zdołałyby się powiększyć.

Wymagania czułości, stabilności i szybkiej reakcji nie są łatwe do pogodzenia. Czuła waga odpowiada dużymi wychyleniami na małą zmianę siły. Nasz aparat osiągnął te rozbieżne cele przy pomocy automatycznej kontroli.

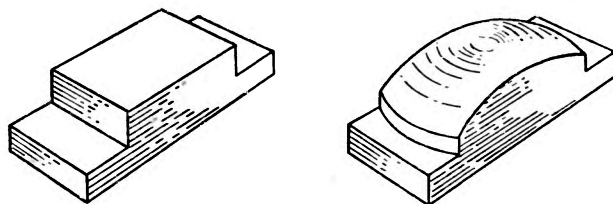
Jedno z ciał, których wzajemne przyciąganie mierzyliśmy, było płaską płytką, a drugie płytką o powierzchni sferycznej. (Łatwiej jest ustalić odległość między kulą i płaszczyzną niż między dwoma płaszczyznami, które muszą być utrzymane równolegle). Płaska płytką była przymocowana do jednego ramienia belki wagi o długości 3 cm, ważącego około 1/10 grama, wahającego się dokoła punktu podparcia wykonanego w kształ-

cie pryzmatu umieszczonego na łożysku agatowym. Ponad płaską płytką była osadzona płytką zaokrąglona umieszczona w ramie nastawczej (rys. 1 i 2). Celem określenia szerokości szczeliny między dwoma po-



Rys. 2. Waga jest ustawiona na płycie mosiężnej, połączonej przez amortyzatory wstrząsów ze stołem, który z kolei spoczywa na betonowej podstawie. Płyta ruchoma pozwala na obrót całej wagi umożliwiając zmianę położenia szczeliny względem powierzchni ciał, których przyciąganie mierzymy. Włókno szklane wystające po obu końcach belki wagi może być wsunięte w czasie prowizorycznego ważenia.

wierzchniami wykorzystaliśmy zjawisko optyczne znane pod nazwą pierścieni Newtona. Kiedy światło monochromatyczne przechodzi przez

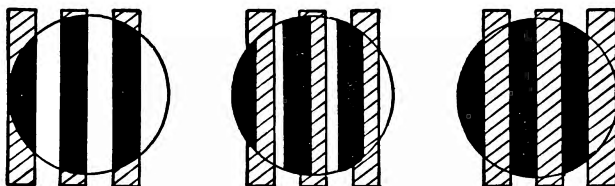


Rys. 3. Ciałami, między którymi mierzono siłę międzycząsteczkową, były doskonale wygładzona płytka płaska (po lewej) i równie gładka soczewka sferyczna (po prawej). W większości prób, ciała były wykonane z kwarcu, lecz poddano również próbom niektóre inne materiały. Zmieniano również średnice soczewki.

soczewkę w kształcie dysku znajdującego się blisko płaskiej powierzchni, zjawisko interferencji między promieniami odbitymi od różnych powierzchni powoduje powstanie układów współśrodkowych jasnych i ciemnych kół (rys. 5). Średnica tych kół zależy od odległości między powierzchniami. Obserwowaliśmy pierścienie Newtona w naszym doświad-

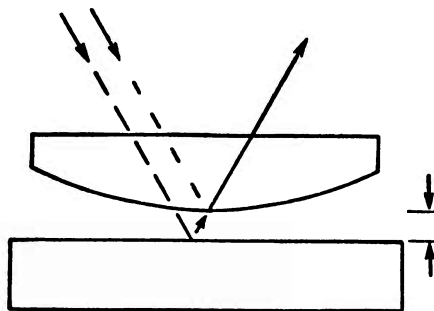
czeniu przez mikroskop, określając dokładnie ich średnicę, zmierzylśmy szerokość szczeliny.

Obwód automatycznej kontroli, który jest sercem całego urządzenia, spełnia poczwórne zadanie:



Rys. 4. Zachodzące na siebie siatki lub rastry regulują ilość światła dochodzącego do fotokomórki w obwodzie rozrządczym. Obraz nieprzeźroczystych pasków jednej siatki pada na drugą siatkę (koło). Ilość światła przechodzącego zmienia się od maksimum, kiedy paski obu siatek się pokrywają (po lewej), do zera, kiedy obrazy pasków wypełniają całkowicie przestrzeń przeźroczystą między paskami (po prawej).

- 1) pozwala nam ustalić szczelinę o dowolnej żądanej szerokości,
- 2) utrzymuje szerokość szczeliny przez wytwarzanie siły równej, ale przeciwnie skierowanej do siły przyciągania,



Rys. 5. Pierścienie Newtona (zdjęcie po prawej), stosowane do określenia szerokości szczeliny w doświadczeniu autora, powstają, gdy światło monochromatyczne przechodzi przez soczewkę i jest odbite od płaskiej powierzchni. Pewna ilość światła jest również odbita od powierzchni soczewki i promienie w każdym punkcie wzmacniają się lub osłabiają w zależności od szerokości szczeliny między soczewką a płytą.

3) dzięki ujemnemu sprzężeniu zwrotnemu koryguje on każde przesunięcie ramienia belki wagi od położenia ustawionego,

4) dostarcza sposobu pomiaru siły przeciwnej a więc przyciągania.

Obwód pracuje w sposób następujący — promień światła przechodzi przez siatkę lub raster, składający się z na przemian ułożonych pasków przeźroczystych i nieprzeźroczystych. Zwierciadło na ramieniu wagi odbija promień przez soczewkę tworząc obraz siatki. Obraz pada na drugą identyczną siatkę, poza którą znajduje się fotokomórka. Światło przechodzące przez drugą siatkę i padające na komórkę powoduje powstanie

prądu elektrycznego, który jest wzmacniany i dopływa do cewki wykonanej z drutu i sztywno przymocowanej do belki wagi. Ta cewka jest umieszczona między biegunami magnesu i w ten sposób może być skręcana jak cewka w amperomierzu, pociągając za sobą belkę. Siła skręcająca zależy od wielkości prądu przepływającego przez cewkę i posiada kierunek przeciwny do siły skręcającej działającej na belkę, pochodzącej od międzycząsteczkowego przyciągania.

Wielkość prądu w cewce można określić z ilości światła dochodzącego do fotokomórki. Zobaczymy, co taki układ kontroluje. Jeżeli obraz pierwszej siatki pada na drugą siatkę w taki sposób, że paski przezroczyste obrazu dokładnie pokrywają czarne paski siatki, światło nie przechodzi. Natężenie prądu w cewce jest równe 0. Skręcając lekko belkę zmienia się kąt zwierciadła, przesuwając w ten sposób obraz. Teraz część przezroczystych pasków w obrazie zachodzi na przezroczyste paski na drugiej siatce i przechodzi pewna ilość światła. Im więcej skręca się belka, tym więcej światła przechodzi i płynie silniejszy prąd.

Przy początkowym nastawianiu szczeliny na żadaną szerokość przesuwamy jedną siatkę przy pomocy śruby mikrometrycznej, zmuszając belkę wagi do obrotu w miarę jak zmienia się położenie równowagi. Wówczas odczytujemy natężenie prądu na amperomierzu, określając przez to siłę przy tej szerokości szczeliny.

Jeżeli jakies nieprzewidziane drganie zmieni szerokość szczeliny, prąd zmieni się w taki sposób, aby sprowadzić belkę do pierwotnego położenia. Bez obwodu kontrolnego belka wagi potrzebuje kilku sekund na powrót do równowagi, kiedy się ją z tego położenia wychyli. Po włączeniu obwodu kontrolnego ten okres czasu jest zredukowany do tysięcznej części sekundy.

Fluktuacje prądu spowodowane zewnętrznymi drganiami ustalają ewentualne granice dokładności naszego pomiaru. Aby sprowadzić do minimum zakłócenia, osadziliśmy wagę na ciężkiej podstawie, połączonej przy pomocy hydraulicznego amortyzatora wstrząsów z cementowym filarem umieszczonym w ziemi. Prądy powietrzne zostały wyeliminowane dzięki umieszczeniu aparatury w komorze próżniowej. To zredukowało również w wąskiej szczelinie wpływ lepkości powietrza na ruch belki wagi.

Najbardziej kłopotliwą i uciążliwą trudnością, na którą napotkaliśmy przy wprawieniu wagi do właściwego działania, było usiłowanie utrzymania powierzchni płyt wolnych, tak od ładunków elektrostatycznych jak i cząsteczek kurzu. Siły elektrostatyczne są tysiące razy silniejsze niż cząsteczkowe przyciąganie i zaćmiłyby całkowicie wynik. Cząsteczki kurzu na powierzchni zmieniłyby rzeczywistą szerokość szczeliny.

Aby wyeliminować kurz, wyczyściliśmy płytki watą zanurzoną w eterze. Ładunek był usunięty przez zjonizowanie powietrza w szczelinie przy

pomocy materiału radioaktywnego. Powtarzanie tych zabiegów było często potrzebne, ponieważ powierzchnie dążą do naładowania się w czasie ich czyszczenia, a do zakurzenia się, kiedy usuwa się z nich ładunek.

W naszych pierwszych doświadczeniach w 1951 r. zmierzaliśmy siły, których wielkość przekraczała 5000 razy wielkość sił przewidzianych przez jakąkolwiek teorię.

Eksperymentatorzy w Holandii otrzymali w tym czasie ten sam rząd wyników. Kiedy ostatecznie mogliśmy pozbyć się wszystkich ładunków elektrycznych, niewłaściwe siły zostały usunięte. Inni pracownicy wykonując to doświadczenie otrzymali te same wyniki. Zmierzaliśmy siłę między dwoma płytkami kwarcowymi; między płytką kwarcową i płytką z chromu oraz między kryształami zrobionymi z mieszaniny bromku talu i jodku talu. Dla szczelin w granicach od około 2—4 dziesięciotysięcznych milimetra siła była zawarta od około 20 do dwóch dziesięciotysięcznych Grama (zob. rys. 7). Siła oczywiście zależała od rodzaju cząsteczek, z których płytki się składały.

Otrzymane pierwsze udane pomiary mogliśmy porównać tylko z teoriami Londona oraz Casimira-Poldera. Od razu było widocznym, że wzór Casimira-Poldera lepiej pasuje do naszych wyników niż wzór Londona. (Szczelina o szerokości dziesięciotysięcznej milimetra jest oczywiście duża w porównaniu ze skalą średnic cząsteczkowych). Jednakowoż nie mogliśmy sprawdzić wzoru w sposób absolutny ze względów już wspomnianych; zawierał on nieokreślone stałe, a nie było reguły, zgodnie z którą można by zastosować mikroskopowe równanie do makroskopowych ciał.

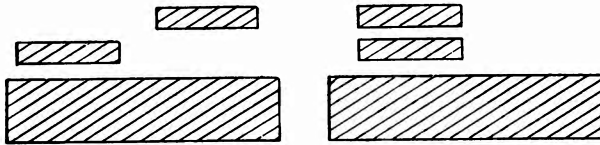
Kiedy Lifszic dowiedział się o naszych wynikach, ponownie zaatakował problem od strony teoretycznej. W roku 1955 rozwinął on osobliwą metodę znajdowania międzycząsteczkowego oddziaływania dwóch ciał makroskopowych. Metoda ta zaniedbuje całkowicie pojedyncze cząstki, a opiera się jedynie na makroskopowych własnościach, które mogą być mierzone doświadczalnie. Nie możemy tu nic więcej zrobić, jak napomknąć o podstawach jego bardzo abstrakcyjnego matematycznego podejścia.

Jak każdy amator radiooperator wie, że jego wysiłek na otrzymanie nadzwyczaj słabych sygnałów pochodzących od dalekich stacji jest w końcu udaremiony przez szum, którego źródłem jest sam odbiornik. Szum ten powstaje z drgań termicznych cząsteczek w przewodach i innych częściach odbiornika. Powstające w rezultacie elektromagnetyczne fluktuacje są znaczne, gdy radioodbiornik emituje syk. Lecz istnieją one jako niesłyszalne w każdym materialnym ciele. Jedynym sposobem stłumienia ich całkowicie jest oziębienie ciał do absolutnego zera i w ten sposób pozbawienie ich całej posiadanej energii cieplnej.

Zgodnie z teorią kwantów jednak muszą istnieć fluktuacje w polu elektromagnetycznym nawet w temperaturze absolutnego zera. Fluk-

tuacje te są wynikiem tak zwanej energii punktu zerowego elektronów. Z definicji energia ta nie może być wykryta ani odebrana materii; reprezentuje ją całkowicie emisja i absorpcja wirtualnych fotonów. Niemniej jednak ona tam jest i dzięki niej cząstki oddziałują ze sobą.

Lifszyc zdawał sobie sprawę, że takie uniwersalne drgania punktu zerowego powinny faktycznie odpowiadać za siłę międzycząsteczkową. W swojej teorii jednakowoż nie uwzględnia on cząstek dyskretnych i kwantów światła lub fotonów lecz materię ciągłą i pola zgodnie z założeniami teorii elektromagnetyki klasycznej. Rozważa on dwa ciała umieszczone bardzo blisko siebie i oblicza pola elektromagnetyczne w wąskiej



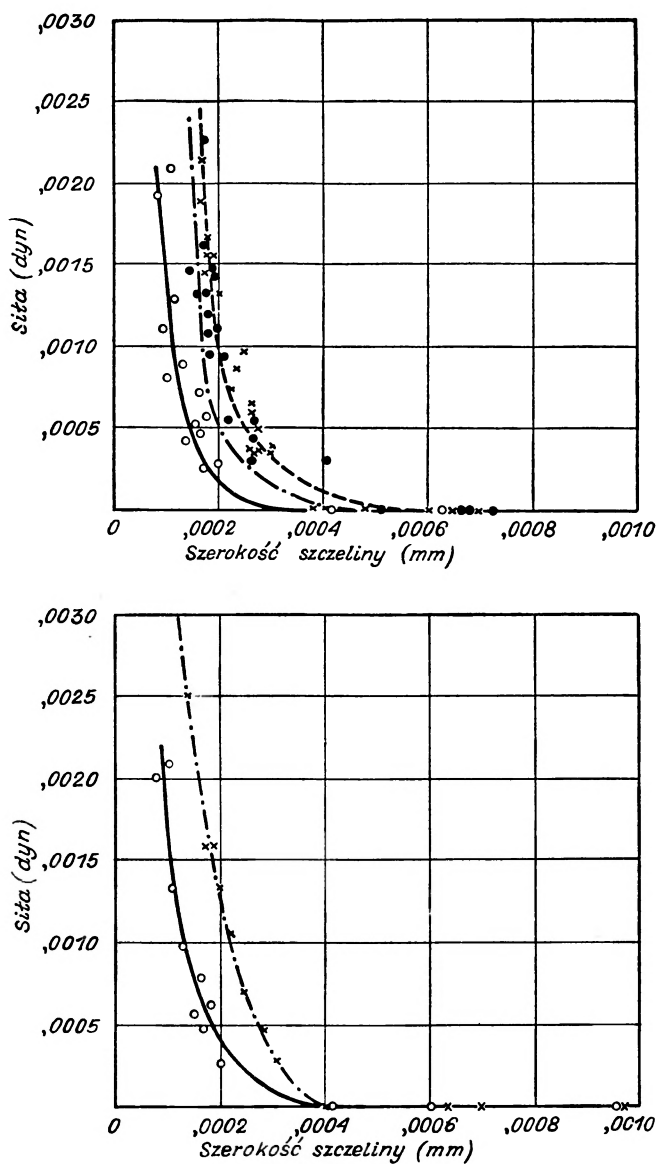
Rys. 6. Nieaddytywność siły międzycząsteczkowej w skali makroskopowej demonstruje się faktem, że całkowita siła przyciągania między dużym blokiem a małymi zmienia się przez przesunięcia małych bloków z ustawienia pokazanego po lewej do ustawienia pokazanego po prawej.

szeliny między nimi i w przestrzeni dookoła nich, wytworzone przez fluktuacje w różnych częściach materiału. Siłę można obliczyć z różnicy między natężeniem pola w szczelinie i otaczającą przestrzenią.

Wzory te są bardzo skomplikowane, lecz nie zawierają one takich wielkości, których nie można by zmierzyć. Aby znaleźć siłę, potrzeba znać tylko długość fal pochłanianych przez materiały (tj. ich widma absorpcyjne w obszarach nadfioletu, widzialnym i podczerwieni) oraz ich polaryzowalność lub „przenikalności dielektryczne“. Przenikalność dielektryczna makroskopowej próbki substancji daje się łatwo określić zupełnie odwrotnie niż polaryzowalność pojedynczych cząsteczek.

Teoria ta nie tylko jest odpowiedzialna za siłę w temperaturze absolutnego zera; pokazuje ona również, że w wyższych temperaturach oscylacje termiczne mają bardzo mały wpływ na siłę. W pobliżu absolutnego zera siła jest prawie niezależna od temperatury. Gdy temperatura wzrośnie, siła się zmienia lecz tylko dzięki pośredniemu efektowi. Zmieniając temperaturę zmienia się stan kwantowy elektronów w ciałach, zmieniając, przez to ich widmo absorpcyjne, a stąd i siłę.

Jest z pewnością rzeczą osobliwą, że czysto międzycząsteczkowy efekt można obliczyć przez zaniedbanie samego istnienia cząstek. (Istnienie cząstek zostało pominięte w rozważaniach z wyjątkiem zastrzeżenia, że teoria jest słuszna tylko dla szerokości szczeliny znacznie większej od średnicy cząsteczki). Lecz istnieje nawet większa niespodzianka: podczas



Rys. 7. Na tych wykresach są porównywane wyniki doświadczeń z teorią. Krzywe te pokazują, jak zmienia się międzycząsteczkowa siła przyciągania wraz z odległością dla ciał użytych przez autora w doświadczeniach, przeprowadzonych zgodnie z teorią Lifszycy. Punkty przedstawiają doświadczalne wartości. Górny wykres odnosi się do doświadczeń z płaską płytką i sferyczną soczewką o promieniu 10 cm. Dane dla ciał z kwarcu są oznaczone przez kółka puste, dla haloidku toru oznaczone linią przerywaną (-·-·-·-·-) i przez kółka pełne; dla jednego ciała z kwarcu, a drugiego z chromu linią przerywaną (-·-·-·-·-) i przez krzyżyki.

Dolny wykres pokazuje dane dla kuli kwarcowej o promieniu 10 cm (krzywa ciągła) i dla kuli o promieniu 26 cm (krzywa przerywana.)

gdy jest możliwe, jak widzieliśmy, przejście matematyczne z mikroskopowej, dwucząsteczkowej teorii do sytuacji makroskopowej, przejście odwrotne jest natychmiastowe. Przyciąganie między parą cząsteczek odizolowanych wynika z teorii Lifszycy jako szczególny przypadek graniczny. Dla małych odległości redukuje się do wielkości odwrotnie proporcjonalnych do siódmej potęgi wynikającej z twierdzenia Londona, a dla większych odległości od wielkości odwrotnie proporcjonalnej do ósmej potęgi wynikającej z prawa Casimira-Poldera. Do równań tych dochodzi się łatwiej okreśną metodą Lifszycy niż przez bezpośrednie obliczenia wcześniejsze.

Ponadto obliczenia ostatecznie rozstrzygają kwestię addytywności tych sił. Okazuje się, że nie są one addytywne. Przyciąganie między dwoma ciałami nie jest prostą sumą przyciągań między wszystkimi parami cząsteczek w nich zawartych. W rzeczywistości nawet w skali makroskopowej siły się nie dodają (zob. rys. 6). W przypadku makroskopowych próbek materii siła zależy od wielu czynników łącznie z kształtami ciał. Kiedy dwie płaskie równoległe płytki dzieli szczelina o szerokości o wiele mniejszej niż długości fal głównych absorbowanych, wzór złożony redukuje się do stosunkowo prostego wyrażenia, w którym siła zmienia się odwrotnie proporcjonalnie do sześciątku szerokości szczeliny. Gdy odstęp między ciałami jest o wiele większy niż długość absorbowanych fal, siła zmienia się odwrotnie proporcjonalnie do czwartej potęgi odległości. (Wzory te odpowiadają prawom, w których siła zmienia się odwrotnie proporcjonalnie odpowiednio do siódmej i ósmej potęgi odległości między parami cząsteczek pojedynczych). Skoro tylko Lifszyc ogłosił swoje wyniki, zastosowali je do obliczenia siły między ciałami, których użyliśmy w naszych doświadczeniach. Krzywe na rysunku 7 przedstawiają teoretyczne przewidywania. Jak można zobaczyć, nasze punkty otrzymane doświadczalnie skupiają się całkiem blisko koło tych krzywych. Ta zgodność między teorią a doświadczeniem jest szczególnie przekonująca, ponieważ teoria nie zawiera nieokreślonych stałych. Porównanie jest absolutne i stosuje się z powodzeniem do kilku różnych substancji.

Chociaż nasze doświadczenia potwierdziły wzory Lifszycy tylko dla szczególnego przypadku „szerokich szczelin“, zmierzają one do potwierdzenia całej teorii. A więc elektromagnetyczna natura sił międzycząsteczkowych i ich związku z widmem tak dawno postulowana przez Lebediewa została teraz udowodniona. Ucieszyłby się on, gdyby się dowiedział, że siła przyciągania między cząsteczkami „nie zawiera innych sił, których źródło jest jeszcze ciągle niewiadome“.

Tłumaczył Benjamin Wójcikiewicz

Bronisław Średniawa

Katedra Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Jagiellońskiego
Kraków

O różnicy mas protonu i neutronu

Część I

§ 1. Wstęp

Teoria mezonów, w której cząstki uważane są za punkty materialne, (teoria lokalna), napotkała, jak wiadomo, na duże trudności. Trudności te skłaniają do przypuszczenia, że cząstkom elementarnym należy przypisać skończone rozmiary, a to prowadzi do teorii zwanych nielokalnymi. Wydaje się, że dzisiejsze teorie nielocalne należy uważać za prowizoryczne i że powinna je zastąpić nowa teoria, która będzie miała prawdopodobnie zupełnie inny charakter niż teorie dzisiejsze; wiele wskazuje na to, że będą w niej grały rolę trzy stałe uniwersalne, prędkość światła w próżni c , stała Plancka h i trzecia stała, którą nazwiemy długością elementarną, a której nie udało się wbudować w formalizm dzisiejszych teorii. Przyjęcie skończonych wymiarów cząstek elementarnych wprowadza w niedoskonały i prowizoryczny sposób długość elementarną do teorii; można powiedzieć, że w ten sposób usiłuje się uwzględnić z grubsza strukturę cząstek elementarnych¹.

Założenie skończonych rozmiarów cząstek elementarnych pociąga za sobą przyjęcie górnej granicy pędów cząstek należących do pól oddziaływających z cząstkami rozciąglymi, na co wskazuje następujące rozumowanie orientacyjne: cząstce o pędzie p odpowiada fala de Broglie'a o długości fali h/p ; cząstka rozciąglą nie może współdziałać z falą o długości znacznie mniejszej niż wymiary tej cząstki. Zatem fale o długościach krótszych niż pewna minimalna długość fali nie mogą działać na cząstkę o skończonych wymiarach, a to w języku obrazu korpuskularnego oznacza, że należy wykluczyć oddziaływania z cząstkami o pędzie większym

¹ W pewnych typach teorii nielokalnych wprowadza się rozmyte oddziaływanie, co jest właściwie też jednym ze sposobów przypisywania cząstkom elementarnym, oddziaływającym z sobą, skończonych rozmiarów.

niż pewien pęd maksymalny. W ten sposób dochodzimy do wniosku, że w teorii cząstek rozciągłych musimy stosować obcinanie (cut-off) pędów. Obcinanie to możemy dokonać na różne sposoby albo przez przyjęcie pędu maksymalnego, albo przez wprowadzenie czynników postaci (form-faktorów). Przez obcięcie pędów otrzymuje się rezultaty skończone, nawet w takich przypadkach, w których teoria bez obcinania była bezsilna, gdyż dawała wyniki nieskończone.

W fizyce mezonów istnieje kilka efektów, które możemy porównać z doświadczeniem, jak na przykład różnica mas mezonów π , naładowanego i neutralnego, różnica mas protonu i neutronu, przekrój czynny na rozpraszanie mezonów π na nukleonach, moment magnetyczny nukleonu. Przyjęcie tego samego pędu maksymalnego (który, jak zobaczymy, jest rzędu Mc , gdzie M jest masą nukleonu) daje dla wszystkich wymienionych efektów jakościową zgodność teorii z doświadczeniem. Można by powiedzieć, że ten pęd maksymalny ma charakter uniwersalny.

Dzięki wprowadzeniu obcinania zmienia się w sposób istotny jeden z zasadniczych punktów teorii, a mianowicie zagadnienie renormalizacji. W elektrodynamice kwantowej energia własna (czy masa własna cząstki) była w zasadzie nieobserwowalna, obserwowalna była tylko masa doświadczalna ([1], t. I, str. 272). Rachunki rozpoczynało się od wprowadzenia masy teoretycznej m_0 ; po obliczeniu masy własnej δm (która w elektrodynamice i mezodynamice kwantowej była nieskończona) dodawało się ją do masy teoretycznej otrzymując masę doświadczalną; postępowanie takie nazywało się renormalizowaniem masy. Zasada renormalizacji masy (nieobserwowalności mas własnych) przyczyniła się wraz z zasadą renormalizacji ładunku do dużych sukcesów elektrodynamiki kwantowej. Okazało się jednak, że nie wszystkie teorie mezonowe są renormalizowalne, co skłaniało niektórych teoretyków do odrzucenia teorii mezonu pseudoskalarnego ze sprzężeniem pseudowektorowym (zob. np. [1] t. I, str. 316), która mimo że jest nierenormalizowalna, daje dobre wyniki w zastosowaniu do rozpraszania mezonów π na nukleonach, w przeciwieństwie do renormalizowalnej teorii mezonu pseudoskalarnego ze sprzężeniem pseudoskalarным, która daje dla rozpraszania mezonów π na nukleonach zupełnie złe rezultaty.

Przeciwno zasadzie renormalizacji zdają się przemawiać pewne fakty. Mezony π naładowane i neutralne mają różne masy, nasuwa się od razu przypuszczenie, że różnica mas tych dwóch mezonów jest równa elektromagnetycznej energii własnej mezonu π . (Jak zobaczymy, także różnicę mas protonu i neutronu można interpretować jako różnicę ich energii własnych). Należy jednak odróżnić zasadę renormalizacji od samej procedury renormalizowania. W teorii, dającej wyniki skończone, renormalizowanie jest sprawą wygody rachunkowej [2]; można stosować renormali-

zacje, lub jej nie stosować, należy tylko postępować konsekwentnie w ciągu całego rachunku.

Procedura obcinania pędów większych niż pędy rzędu Mc nie zmienia praktycznie rezultatów elektrodynamiki kwantowej ([3], [4]). Tak na przykład dla anomalnego momentu magnetycznego elektronu obcięcie pędów fotonów wirtualnych współdziałających z elektronem większych niż Mc powoduje zmianę wyniku na siódmym miejscu dziesiętnym, podczas gdy jego wartość, zarówno doświadczalna jak i teoretyczna, znana jest z dokładnością do czterech miejsc dziesiętnych.

Obcinanie wpływa natomiast w sposób istotny na wyniki teorii mezonów. Zajmiemy się więc teorią mezonów, ograniczając się do rozważania mezonów π i nie biorąc pod uwagę mezonów ciężkich i hyperonów. Będziemy rozważać skwantowane pola: pole nukleonowe, pole mezonów i pole elektromagnetyczne, sprzężone z sobą.

Zakładamy, że czytelnik zaznajomiony jest z techniką Feynmana-Dysona kwantowej teorii pól.

§ 2. Znakowanie

Funkcję falową nukleonu (będącą czterospinorem) oznaczymy przez ψ ($\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$). Funkcja ψ ma w przestrzeni spinu izotopowego dwie składowe, odpowiadające dwóm stanom spinu izotopowego ψ_P (proton) i ψ_N (neutron). Przez τ , τ^\dagger , τ_3 oznaczamy macierze spinu izotopowego. τ_P jest operatorem o własnościach $\tau_P \psi_P = \psi_P$, $\tau_P \psi_N = 0$. $\gamma^0, \gamma^1, \gamma^2, \gamma^3$ oznaczają macierze Diraca ($\gamma^5 = \gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3$). Pseudoskalarą funkcję falową mezonu π oznaczamy przez φ (φ_3 jest funkcją falową mezonu neutralnego φ , φ^\dagger funkcjami falowymi mezonów naładowanych π^+, π^-). A_μ są potencjałami pola elektromagnetycznego ($\mu = 0, 1, 2, 3$). Przyjmujemy jednostki naturalne $c = \hbar = 1$. Stałe sprzężenia między polami: ładunek elektryczny e ($e^2 = 4\pi/137$), stała sprzężenia w teorii pseudoskalarnej (ps) mezonu: g ($g^2 = 15$ lub 30). Stała sprzężenia w teorii pseudowektorowej (pv) mezonu: f ($f^2 = 0, 1$ lub $0, 2$). Gdy w pewnych rozważaniach nie będziemy rozróżniać sprzężenia pseudoskalarne od pseudowektorowe, będziemy dla oznaczenia f i g pisać f . Czerowektory będziemy oznaczać symbolami typu α . Będziemy stosować metrykę --- +, a więc

$$g_{00} = -g_{ii} = 1 \quad (i = 1, 2, 3), \quad g_{\mu\nu} = 0 \quad \text{dla} \quad \mu \neq \nu.$$

Wtedy iloczyn skalarny dwóch czterowektorów A i B jest równy

$$A \cdot B = A_0 B_0 - \vec{A} \cdot \vec{B}.$$

W obrazie Tomonagi gęstość hamiltonianu współdziałania pomiędzy polami: nukleonowym, mezonowym i elektromagnetycznym ma (w teorii lokalnej) postać:

$$\begin{aligned}
 H_{\text{int}}(\mathbf{x}) = & e\bar{\psi}(\boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{A})\tau_F\psi + ie[\varphi^*\partial_\mu\varphi - (\partial_\mu\varphi^*)\varphi]A_\mu - e^2\varphi^*\varphi\mathbf{A} \cdot \mathbf{A} + \\
 & + g\bar{\psi}\gamma^5\tau_3\varphi_3\psi + g\sqrt{2}\bar{\psi}\gamma^5(\tau\varphi + \tau^\dagger\varphi^*)\psi + \\
 & + \frac{2f}{\mu}\bar{\psi}\gamma^5\gamma^\mu\tau_3(\partial_\mu\varphi_3)\psi + \frac{if}{\mu}\sqrt{2}\bar{\psi}\gamma^5\gamma^\mu(\tau\partial_\mu\varphi + \tau^\dagger\partial_\mu\varphi^*)\psi - \\
 & - \frac{ef}{\mu}\sqrt{2}\bar{\psi}\gamma^5(\boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{A})(\tau\varphi - \tau^\dagger\varphi^*)\psi,
 \end{aligned} \tag{1}$$

gdzie ψ, φ, A_μ są funkcjami punktochwili \mathbf{x} . Pierwszy wyraz hamiltonianu (1) opisuje oddziaływanie pomiędzy polem protonowym a elektromagnetycznym, drugi i trzeci oddziaływanie pomiędzy polem mezonowym i elektromagnetycznym, czwarty i piąty oddziaływanie pseudoskalarne pomiędzy polem nukleonowym i polem mezonowym, szósty i siódmy oddziaływanie pseudowektorowe pomiędzy polem nukleonowym i mezonowym, wreszcie ostatni wyraz opisuje równoczesne oddziaływanie pomiędzy wszystkimi trzema polami: nukleonowym, mezonowym i elektromagnetycznym. W H_{int} zostały już opuszczone wyrazy zależne od normalnej do powierzchni Σ , ponieważ według Mathewsa [5] i Rohrlicha [6] nie grają one roli przy obliczaniu macierzy S . Reguła Mathewsa i Rohrlicha jest słuszna w teorii lokalnej, my jednak będziemy przyjmować jej słuszność też w przypadku teorii nielokalnej, chcąc utrzymać jak najściślejszą odpowiedniość teorii nielokalnej z lokalną.

Zestawimy teraz oznaczenia różnych mas, które będziemy rozważać w dalszym ciągu:

m_e masa elektronu,

μ masa mezonu π ($\mu \approx 270 m_e$),

M_{exp} doświadczalna masa nukleonu ($M_{\text{exp}} = 1836 m_e$),

$\delta M_{\text{exp}} = M_{\text{exp prot}} - M_{\text{exp neutr}}$ ($\delta M_{\text{exp}} = -2,5 m_e$),

M_0 masa teoretyczna nukleonu (tzn. masa bez uwzględnienia oddziaływań elektromagnetycznych i mezonowych),

M masa teoretyczna nukleonu, obliczona przy uwzględnieniu obu oddziaływań,

$\delta M_{e_p}^2$ elektromagnetyczna masa własna protonu w przybliżeniu e^2 ,

$\delta M_{e^2 f_p^2}$ ($\delta M_{e^2 f_N^2}$) masa własna protonu (neutronu) w przybliżeniu $e^2 f^2$.

Element macierzy S będziemy oznaczać przez \mathcal{M} (z tymi samymi oznaczeniami co odpowiedni wykres Feynmana). Związek pomiędzy \mathcal{M} i odpowiednią δM ma postać:

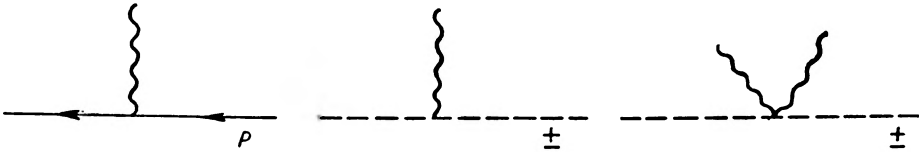
$$\delta M = \frac{i}{(2\pi)^4} \mathcal{M}$$

(przy czym nie dołączamy czynnika $(2\pi)^{-3/2}$ do linii zewnętrznych przy wykresach Feynmana).

Kolejnym wyrazom hamiltonianu oddziaływania odpowiadają wykresy Feynmana. Jeżeli oznaczymy przez:

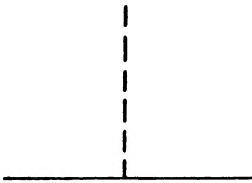
- linie nukleonu
- linie mezonu
- ~~~~ linie fotonu,

to trzem pierwszym wyrazom hamiltonianu oddziaływania będą odpowiadać kolejno wykresy Feynmana,

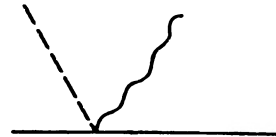


Rys. 1.

następnym czterem odpowiada wykres na rys. 2, a ostatniemu na rys. 3.

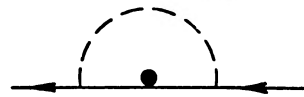


Rys. 2.



Rys. 3.

Pęd nukleonu będziemy oznaczać przez p , pęd mezonu przez k , pęd fotonu przez q . Jeżeli nukleon jest protonem, będziemy obok jego linii pisać literę P , jeżeli neutron, literę N ; będziemy też, jeżeli będzie to potrzebne, oznaczać ładunek mezonu symbolami $+$, $-$, 0 . Symbol \mathcal{P} na linii nukleonu oznacza, że należy wziąć wartość główną propagatora nukleonowego (zob. [7] § 28). Symbol na rys. 4 oznacza, że należy przeprowadzić renormalizację masy (będącej wynikiem współdziałania pola nukleonowego i mezonowego).



Rys. 4.

§ 3. Elektromagnetyczna energia własna mezonu π oraz protonu w najniższym przybliżeniu

Elektromagnetyczna energia własna mezonu π naładowanego (dodatniego lub ujemnego) wynika z oddziaływania pola mezonowego z polem elektromagnetycznym [3], [8], [9]. Oddziaływanie to jest dane przez drugi i trzeci wyraz hamiltonianu (1). W najniższym (proporcjonalnym do e^2)

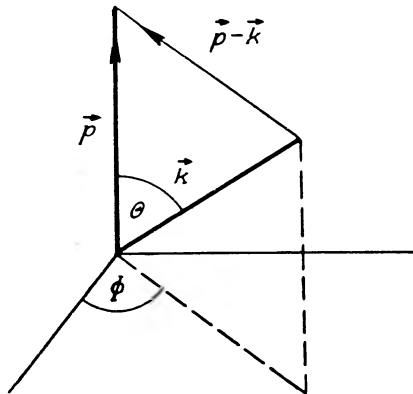
przybliżeniu przyczynki do energii własnej dane są przez dwa wykresy Feynmana na rys. 5. Elektromagnetyczna energia własna neutralnego mezonu π jest w tym przybliżeniu zerem, tak że elektromagnetyczna energia własna mezonu jest wtedy równa różnicy mas mezonu neutralnego i naładowanego. Z doświadczenia wiadomo, że różnica ta wynosi ok. $11 m_e$.



Rys. 5.

Z rachunku przeprowadzonego standartowymi metodami teorii pól otrzymujemy wyrażenie na omówione energie własne w postaci całek rozbieżnych po pędach \vec{q} emitowanych i reabsorbowanych cząstek (w tym przypadku fotonów) wirtualnych. Aby otrzymać skończone wyniki, uciekamy się do obcinania. W układzie współrzędnych, w którym realna cząstka spoczywa, całkujemy po wszystkich wartościach q , takich, że $|\vec{q}| \leq Q$, gdzie Q jest pewną stałą liczbą (bezwzględną wartością maksymalnego pędu). W przestrzeni pędów oznacza to całkowanie po kuli o promieniu Q .

Ten proces obcinania należy teraz uogólnić w sposób relatywistycznie niezmienniczy na przypadek cząstki poruszającej się z dowolną prędkością. Do tego celu służą uogólnione zmienne Pauliego i Rosego ([7] § 29).



Rys. 6.

Aby je określić, rozważmy cząstkę o masie M i pędzie \vec{p} , która wyemitowała cząstkę wirtualną o masie μ , pędzie \vec{k} (zob. rys. 6) i posiada pęd $\vec{p}-\vec{k}$ („stan pośredni“). Energie tych cząstek są kolejno równe

$$\epsilon = \sqrt{\vec{k}^2 + \mu^2}, \quad E = \sqrt{M^2 + (\vec{p}-\vec{k})^2}.$$

Zamiast zmiennych całkowania k, θ wprowadzamy zmienne Pauliego i Rosego

$$\begin{aligned}v &= E - \varepsilon \\w &= E + \varepsilon.\end{aligned}$$

Ponieważ $(E, \vec{p} - \vec{k})$ i (ε, \vec{k}) są czterowektorami, więc i $(E + \varepsilon, \vec{p})$ jest czterowektorem, a zatem

$$(M + \mu)^2 = (E + \varepsilon)^2 - \vec{p}^2$$

czyli

$$(M + \mu)^2 z^2 = \left(\sqrt{M^2 + (\vec{p} - \vec{k})^2} - \sqrt{k^2 + \mu^2} \right)^2 - \vec{p}^2 \quad (2)$$

jest niezmiennikiem.

Łatwo wykazać, że po scałkowaniu po kącie φ obszar całkowania $0 \leq k \leq \infty, 0 \leq \vartheta \leq \pi$ przejdzie w obszar

$$\begin{aligned}\frac{\sqrt{(M + \mu)^2 z^2 + \vec{p}^2 (M - \mu)} - |\vec{p}| \sqrt{[(M + \mu)^2 + (M - \mu)^2] (z^2 - 1)}}{z^2 (M + \mu)} &\leq v \leq \\ &\leq \frac{\sqrt{(M + \mu)^2 z^2 + \vec{p}^2 (M - \mu)} - |\vec{p}| \sqrt{[(M + \mu)^2 z^2 + (M - \mu)^2] (z^2 - 1)}}{z^2 (M + \mu)} \quad (3) \\ 1 &\leq z < \infty.\end{aligned}$$

Jeżeli uda się wykonać całkowanie po w i pozostanie tylko całka po zmiennej z , dokonujemy obcięcia pędów biorąc jako górną granicę zmiennej z odpowiednio dobraną wartość z_0 . (Przed obcięciem granicą tą była jak widać z wzoru (3) nieskończoność). Wartość z_0 obieramy tak, aby dla cząstki o masie M spoczywającej ($\vec{p} = 0$) obciąć pędy większe od pewnego K . Wtedy związek pomiędzy z_0 i K otrzymamy z wzoru (2). Obcinanie to ma tę własność, że jest relatywistycznie niezmiennicze. W ten sposób jawna niezmienniczość relatywistyczna teorii nie została naruszona.

Postępując w ten sposób otrzymamy na różnicę mas mezonu π naładowanego i neutralnego wyrażenie [3]:

$$\delta M_{e\pi}^2 = \frac{\mu e^2}{8\pi^2} \int_0^{z_0} \frac{3z^4 + 6z^2 - 1}{z^3} dz \quad (4)$$

gdzie

$$z = \frac{1}{\mu} \left(\sqrt{\mu^2 + \vec{q}^2} + |\vec{q}| \right). \quad (5)$$

Doświadczalnej wartości różnicy mas równej $11 m_e$ odpowiada według (4) wartość $z_0 = 8,9$, a według (5) pęd maksymalny wirtualnego fotonu

$$Q = 4,4 \mu = (2/3) M_{\text{exp}}. \quad (6)$$

Elektromagnetyczną energię własną protonu oblicza się zupełnie podobnie jak energię własną elektronu. W najbliższym przybliżeniu (proporcjonalnym do e^2) źródłem elektromagnetycznej energii własnej jest proces emisji i reabsorpcji fotonów wirtualnych, który można zobrazować za pomocą wykresu Feynmana, przedstawionego na rys. 7. Energia elektro-



Rys. 7.

magnetyczna neutronu, który jako neutralny nie oddziałuje bezpośrednio z polem magnetycznym, jest w tym przybliżeniu zerem.

Rachunek w przypadku protonu przebiega dokładnie w ten sam sposób, jak w podręczniku Heitlera ([3] § 29) i daje jako rezultat

$$\delta M_{e_P}^2 = \delta M_{e_P}^2 - \delta M_{e_N}^2 = \frac{e^2 M_P}{8\pi^2} \int_1^{z_0} \frac{3z^2 - 1}{z^3} dz \quad (7)$$

gdzie

$$z = \frac{1}{M_P} (\sqrt{M_P^2 + \vec{q}^2} + |\vec{q}|). \quad (8)$$

Obliczając tę całkę i korzystając z (6) otrzymujemy

$$\delta M_{e_P}^2 - \delta M_{e_N}^2 = \begin{cases} 3,25 m_e & \text{dla } Q = \frac{2}{3} M_{\text{exp}} \\ 4,75 m_e & \text{dla } Q = M_{\text{exp}} \end{cases}$$

a więc masa elektromagnetyczna protonu jest dodatnia. Widzimy więc, że uwzględnienie oddziaływania pomiędzy polem nukleonowym i elektromagnetycznym nie wyjaśnia zaobserwowanej różnicy mas protonu i neutronu, gdyż otrzymaliśmy rezultat, że proton jest cięższy od neutronu. Należy więc wziąć pod uwagę również oddziaływanie pola nukleonowego i elektromagnetycznego z polem mezonowym. Obliczenia, uwzględniające w sposób systematyczny wszystkie oddziaływania pomiędzy polami: nukleonowym, mezonowym i elektromagnetycznym, zostały wykonane w pracy [10], która zostanie zreferowana w dalszym ciągu niniejszego artykułu.

W podobny jak poprzednio sposób można też obliczyć energię własną nukleonu (protonu lub neutronu) spowodowaną przez pseudowektorowe sprzężenie pola nukleonowego z mezonowym [3]. Energia ta, której od-

powiada wykres Feynmana na rys. 8, da się wyrazić przy pomocy całki

$$\delta M_{\mu} = \frac{M_{\text{exp}} f^2}{4\pi^2} \frac{\mu^2}{M_{\text{exp}}^2} \int_1^{z_0} \frac{dz}{z} \frac{(M_{\text{exp}} + \mu)^2}{z^2 (M_{\text{exp}} + \mu)^2 - M_{\text{exp}}^2} \left[z^4 - 2 \frac{M_{\text{exp}}^2 + \mu^2}{(M_{\text{exp}} + \mu)^2} z^2 + \left(\frac{M_{\text{exp}} - \mu}{M_{\text{exp}} + \mu} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (9)$$

gdzie

$$z = \frac{1}{M_{\text{exp}} + \mu} \left(\sqrt{M_{\text{exp}}^2 + \vec{k}^2} + \sqrt{\mu^2 + \vec{k}^2} \right).$$

Wartości pędu maksymalnego $K_0 = (2/3)M$ mezonu wirtualnego, gdy nukleon spoczywa, odpowiada wartość $z_0 = 1,6$.

Widzimy więc, że w przypadku elektrodynamicznym sprzężenia pola mezonowego z elektromagnetycznym dolną granicą całkowania jest 1, górną 8,6; w przypadku mezodynamiki granice te są dla współdziałania między polem nukleonowym a mezonowym dużo węższe, od 1 do 1,6. Proces obcinania jest więc w mezodynamice znacznie ostrzejszy, a obszar całkowania po pędach dużo mniejszy, co może spowodować zmniejszenie dokładności rezultatów. Rezultaty teorii mezonowych mają więc charakter raczej jakościowy, wobec dokładnych wyników otrzymywanych w elektrodynamice kwantowej.

Zauważmy jeszcze, że elektromagnetyczne masy własne są dużo mniejsze od mas doświadczalnych. Usprawiedliwia to stosowalność rachunku perturbacji przy naszych obliczeniach.



Rys. 8.

§ 4. Półempiryczna metoda obliczania różnicy mas protonu i neutronu

Pierwszego obliczenia różnicy mas protonu i neutronu dokonali Feynman i Speisman [8]. Założyli oni, że oprócz omawianego już w § 2 oddziaływania elektromagnetycznego (pierwszy wyraz hamiltonianu (1)), istnieje jeszcze dodatkowe oddziaływanie elektromagnetyczne anomalnych momentów magnetycznych nukleonów z polami elektromagnetycznymi tychże nukleonów. Hamiltonian oddziaływania stałego momentu magnetycznego $\bar{\mu}$ z polem elektromagnetycznym $F^{\mu\nu}$ ma postać wyrazu Pauliego

$$\frac{e}{4M_{\text{exp}}} \bar{\mu} \sigma_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

gdzie

$$\sigma_{\mu\nu} = -\frac{i}{z} (\gamma_{\mu} \gamma_{\nu} - \gamma_{\nu} \gamma_{\mu}).$$

Przez dołączenie tego oddziaływania do zwykłego oddziaływania elektromagnetycznego Feynman i Speisman uwzględnili oddziaływanie mezonowe i przyczynę tego oddziaływania do mas własnych nukleonów. Metodę tę możemy dlatego nazwać półempiryczną, gdyż przyjmuje ona z doświadczenia wartości anomalne momentów magnetycznych nukleonów ($\bar{\mu}_P = 1,79$ magn. jąd., $\bar{\mu}_N = -1,91$ magn. jąd.). Energię własną nukleonu w przybliżeniu proporcjonalnym do e^2 przedstawimy przy pomocy wykresu Feynmana, (rys. 9), przy czym kółka oznaczają współdziałanie



Rys. 9.

założone przez Feynmana i Speismana. Aby otrzymać skończony wynik rachunku, propagator fotonowy został zregulowany (zob. [1] str. 267) przy pomocy funkcji $C(k) = -\Lambda^2/(q^2 - \Lambda^2)$ oraz został wprowadzony czynnik postaci $G(k) = -\lambda^2/(q^2 - \lambda^2)$, obcinający pędy fotonów wirtualnych w współdziałaniu anomального momentu magnetycznego z polem elektromagnetycznym nukleonu. Wtedy, jak łatwo zobaczyć, energia własna protonu dana jest wyrażeniem:

$$\delta M_P = \frac{e^2}{\pi i} \int \left\{ \gamma_\mu - \frac{\bar{\mu}_P}{4M_{\text{exp}}} (\gamma_\mu \hat{q} - \hat{q} \gamma_\mu) G(\mathbf{q}) \right\} \frac{1}{\hat{p} - \hat{q} - M_{\text{exp}}} \left\{ \gamma_\mu + \frac{\bar{\mu}_P}{4M_{\text{exp}}} (\gamma_\mu \hat{q} - \hat{q} \gamma_\mu) G(\mathbf{q}) \right\} C(\mathbf{q}) d^4q/q^2 \quad (10)$$

gdzie

$$\hat{q} = \gamma_\mu q^\mu.$$

Wyrażenie na energię własną δM_n neutronu różni się od wzoru (10) tym, że nie występuje w nim oddziaływanie proporcjonalne do γ_μ i zamiast $\bar{\mu}_P$ występuje $\bar{\mu}_N$.

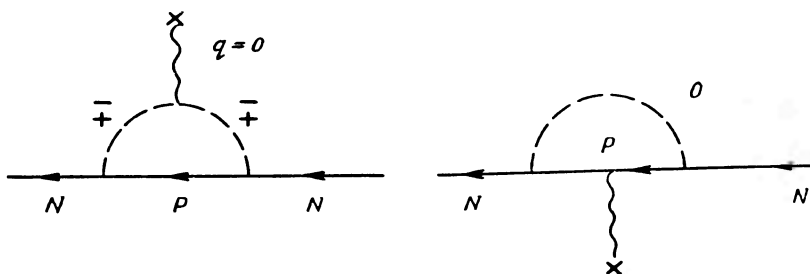
Obliczając zwykłymi metodami δM_P i δM_N i dobierając odpowiednio wartości Λ i λ , możemy otrzymać na $\delta M_P - \delta M_N$ wartość zgodną z doświadczeniem, równą $-2,5 m_e$. Wartość tę otrzymują Feynman i Speisman na przykład dla $\Lambda = \lambda = 1,4 M$. Ponieważ występują tu dwie stałe, można je naturalnie dobrać inaczej, na przykład $\Lambda = 4 M$, $\lambda = M$. Gdy jednak obierzemy zbyt małe λ i Λ , różnica mas stanie się dodatnia, a więc będzie miała zły znak. Oczywiście Λ i λ nie są równe pędowi maksymalnemu Q . Można by szukać związku pomiędzy Λ i λ oraz Q , lecz nie zrobimy tego, gdyż wykazemy później, że wyników Feynmana i Speismana

nie można porównywać z wynikami uzyskanymi przez autorów pracy [10], którzy obliczali tę różnicę mas, stosując systematycznie teorię mezonów i obcinając pędy fotonów i mezonów wirtualnych.

Zmodyfikowanej metody Feynmana i Speismana użyli do obliczenia różnicy mas protonu i neutronu A. Petermann [9]. K. Huang [10], M. Cini, E. Ferrari i R. Gatto [11]. Prac tych nie będziemy tutaj omawiać.

§ 5. Uwagi o anomalnych momentach magnetycznych nukleonów

Aby ułatwić porównywanie rezultatów Feynmana i Speismana z rezultatami otrzymanymi przez autorów pracy [10], zajmiemy się krótko wykresami Feynmana, dającymi nie znikające przyczynki do anomalnych momentów magnetycznych nukleonów, wzorując się na pracy L. K. Pandita [13]. Momenty magnetyczne obliczamy, jak wiadomo, badając oddziaływanie nukleonu z zewnętrznym polem elektromagne-

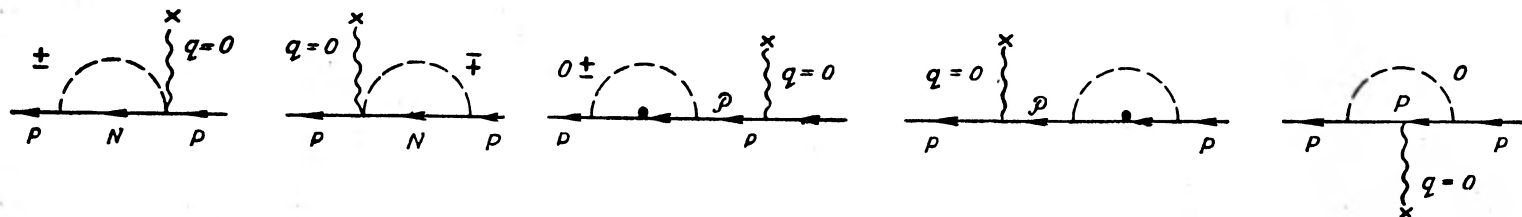


Rys. 10.

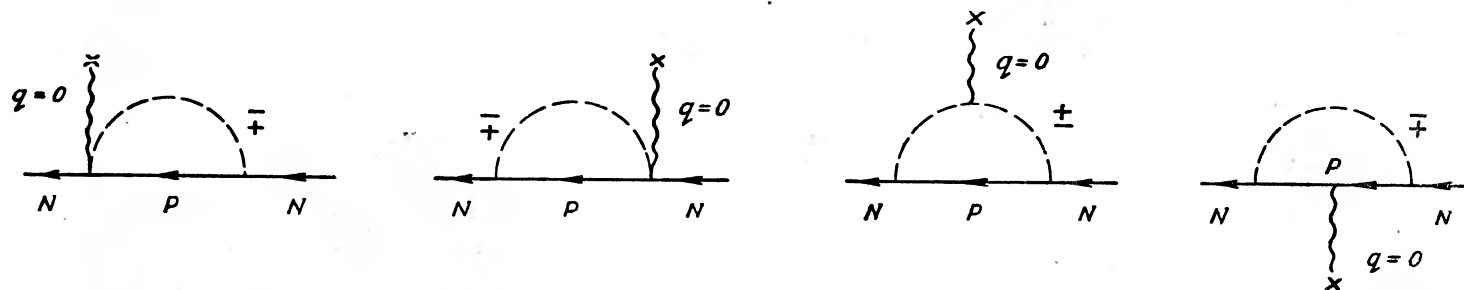
tycznym, bardzo powoli zmieniającym się w czasie i w przestrzeni. Nie wchodząc zupełnie w rachunki, podamy tylko wykresy Feynmana, prowadzące do obliczenia momentów magnetycznych w najniższym przybliżeniu. Dla oddziaływania pseudoskalarne podane są one na rys. 10 i 11. Dla oddziaływania pseudowektorowego na rys. 12 i 13.

Obliczając wyrażenia odpowiadające tym wykresom i obcinając pędy mezonów i fotonów wirtualnych większe niż Mc (względnie $(2/3)Mc$), otrzymał Pandit jakościową zgodność teorii z danymi doświadczalnymi, odnoszącymi się do anomalnych momentów magnetycznych protonu i neutronu.

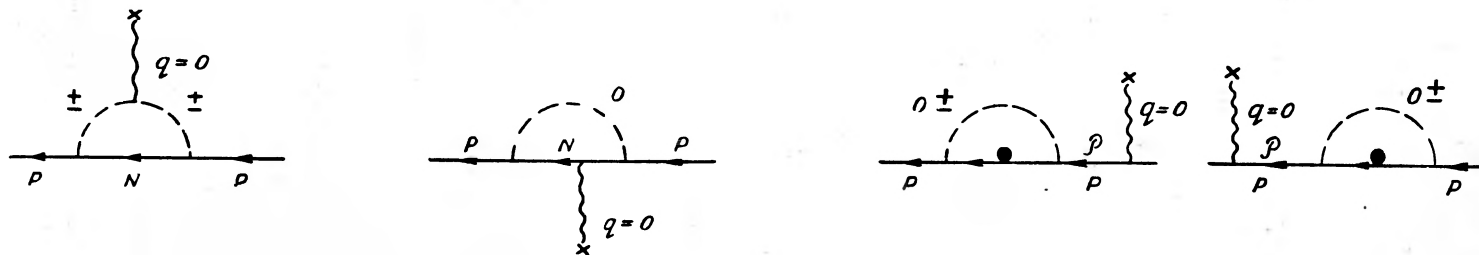
Zbiorem tych wykresów odpowiada na rys. 8 kółko, gdyż w metodzie Feynmana i Speismana anomalne momenty magnetyczne nukleonów, które oblicza się z przedstawionych tu wykresów Feynmana uważa się za znane z doświadczenia.



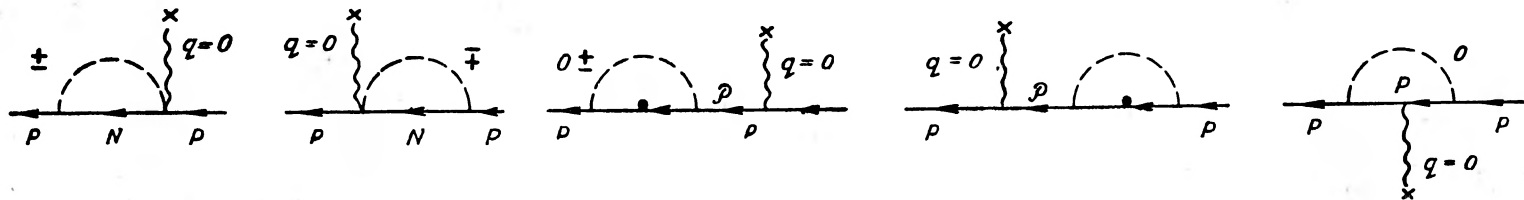
Rys. 11.



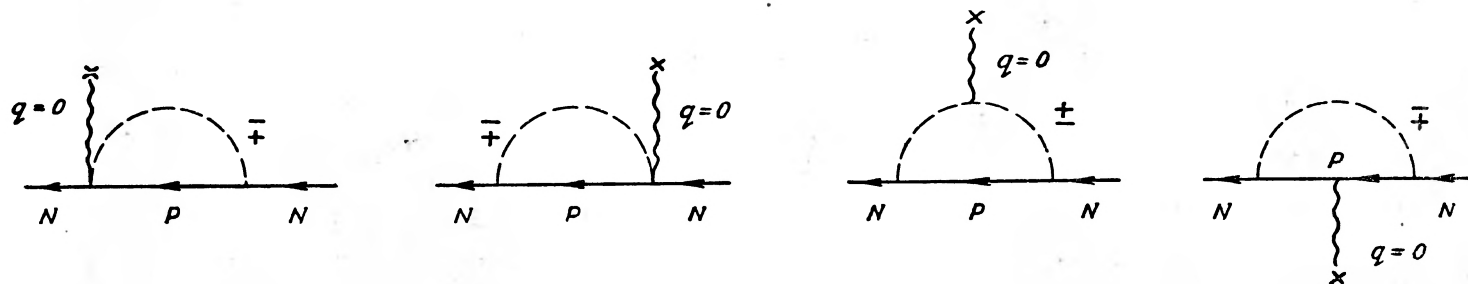
Rys. 12.



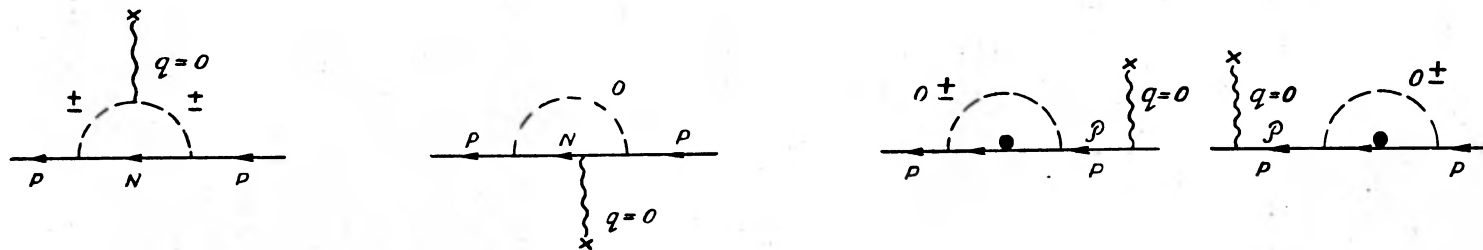
Rys. 13.



Rys. 11.



Rys. 12.



Rys. 13.

LITERATURA

- [1] S. S. Schweber, H. A. Bethe, F. de Hoffmann, *Mesons and fields*, Row & Peterson, New York 1954.
- [2] A. Thellung, *Helv. phys. Acta*, **25**, 307 (1952).
- [3] E. Arnous, W. Heitler, *Nuovo Cimento*, Ser. X, **2**, 1282 (1955).
- [4] W. Heitler, *Nuovo Cimento*, Ser. X, **6**, 340 (1957).
- [5] P. T. Mathews, *Phys. Rev.*, **76**, 684, 1419 (1949).
- [6] F. Rohrlich, *Phys. Rev.*, **80**, 666 (1950).
- [7] W. Heitler, *Quantum theory of radiation* III ed., Oxford, Clarendon Press 1954; tłum. polskie PWN, Warszawa 1960.
- [8] P. Feynman, G. Speisman, *Phys. Rev.*, **94**, 500 (1954).
- [9] A. Petermann, *Helv. phys. Acta*, **27**, 441 (1954).
- [10] L. O'Raiheartaigh, B. Średniawa, Ch. Terreaux, *Nuovo Cimento*, Ser. X **14**, 376 (1959).
- [11] K. Huang, *Phys. Rev.*, **101**, 1173 (1956).
- [12] M. Cini, E. Ferrari, R. Gatto, *Phys. Rev. Letters*, **2**, 7 (1959).
- [13] L. K. Pandit, *Helv. phys. Acta*, **31**, 379 (1958).

Alfons Kawski

I Katedra Fizyki Politechniki Gdańskiej
Katedra Fizyki Wyższej Szkoły Pedagogicznej w Gdańsku

Fotoelektryczne metody pomiaru stopni polaryzacji fotoluminescencji roztworów

1. Wstęp

Badania stopni polaryzacji fotoluminescencji wymagają w obecnych czasach bardzo wydatnego powiększenia dokładności pomiarów. W niniejszym artykule podamy najważniejsze fotoelektryczne metody pomiaru stopni polaryzacji światła, ze szczególnym uwzględnieniem ich przydatności do pomiarów polaryzacji fluorescencji roztworów¹.

Dokładna znajomość „prawdziwego“ stopnia polaryzacji światła fluorescencji roztworów pozwala rozwiązać niektóre zagadnienia fizyki molekularnej. Tak na przykład, na podstawie badań zależności stopnia polaryzacji od lepkości roztworu fluoryzującego, można było wyznaczyć tak ważną charakterystykę, jak średni czas życia stanu wzbudzonego drobin [9]. Badając zależność stopnia polaryzacji od stężenia barwnika stałych (lub bardzo lepkich) roztworów fluoryzujących, można wnioskować o promieniu sfery czynnej dla procesu przekazywania energii wzbudzenia [10, 11, 1, 3]. Na podstawie widm polaryzacji możemy wyznaczyć kąty pomiędzy kierunkami molekularnych oscylatorów absorpcji i emisji [5]. Pomiary stopni polaryzacji mogą nam także dostarczyć dokładnych informacji o średnich kwadratach kątów obrotu drobin, o częstościach drgań torsyjnych molekuł luminezujących wokół ich położenia równowagi w stałym otaczającym środowisku i o ich momentach bezwłasności [12, 13].

Już na podstawie tego niekompletnego przeglądu widać, jak ogromne znaczenie posiada zagadnienie pomiaru stopni polaryzacji.

Przez szereg lat polaryzację fotoluminescencji roztworów mierzono przy pomocy metod wizualnych. Pomimo opracowania w roku 1930 przez Frölicha [14] dokładnej, lecz nieco skomplikowanej metody fotoelektrycznej, stosowano głównie polaryskop Savarta z kompensato-

¹ Metody wizualne i fotograficzne opisane są w szeregu monografii [1, 2, 3, 4, 5] oraz w pracach [6, 7, 8].

rem Arago, względnie metodę Cornu lub metodę fotograficzną. W ostatnich latach coraz częściej stosuje się do badań fotoluminescencji fotoelektryczne metody pomiaru polaryzacji, które są, jak się okazuje, znacznie czulsze i dokładniejsze od metod wizualnych i fotograficznych.

Jak wiadomo, w wizualnych metodach pomiaru stopni polaryzacji dokładność pomiaru jest ograniczona kontrastową czułością oka, która jest szczególnie mała dla bardzo słabych nateżeń świecenia luminoforów, a także dla czerwonego i fioletowego obszaru widma. Zastosowanie fotoelektrycznych metod pozwala nie tylko z znacznie większą dokładnością mierzyć stopień polaryzacji, lecz także daje możliwość przeprowadzania pomiarów w obszarze niewidzialnym widma.

Stan polaryzacji światła emitowanego przez roztwór fluoryzujący jest całkowicie scharakteryzowany, gdy znane są kierunek i stan polaryzacji wzbudzającego światła oraz wewnętrzne parametry fluoryzującego roztworu. Ponieważ istnieją proste symetryczne zależności pomiędzy stanem polaryzacji światła emitowanego w różnych kierunkach [9], wystarczy więc badać polaryzację światła emitowanego wzdłuż jednego ustalonego kierunku. Wygodnie jest obserwować pod kątem prostym do kierunku promienia wzbudzającego, względnie wzdłuż promienia wzbudzającego. W przypadku gdy zachodzi fluorescencja powierzchniowa (całe świecenie skupia się w cienkiej warstwie na przedniej ścianie luminoforu), obserwacji dokonuje się pod niedużym kątem względem promienia wzbudzającego.

Przez stopień polaryzacji P rozumiemy: ²

$$P = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} \quad (1)$$

gdzie I_{\parallel} i I_{\perp} oznaczają składowe nateżenia światła fluorescencji równoległą i prostopadłą do wektora elektrycznego światła wzbudzającego. Stopień depolaryzacji ϱ definiujemy jako:

$$\varrho = \frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}}. \quad (2)$$

Pomiędzy P i ϱ zachodzą następujące związki:

$$P = \frac{1 - \varrho}{1 + \varrho} \quad (3)$$

$$\varrho = \frac{1 - P}{1 + P}. \quad (4)$$

² Ostatnio bardzo często używa się pojęcia anizotropii emisji [15, 16]. W przypadku wzbudzającego światła liniowo spolaryzowanego anizotropia emisji dana jest przez

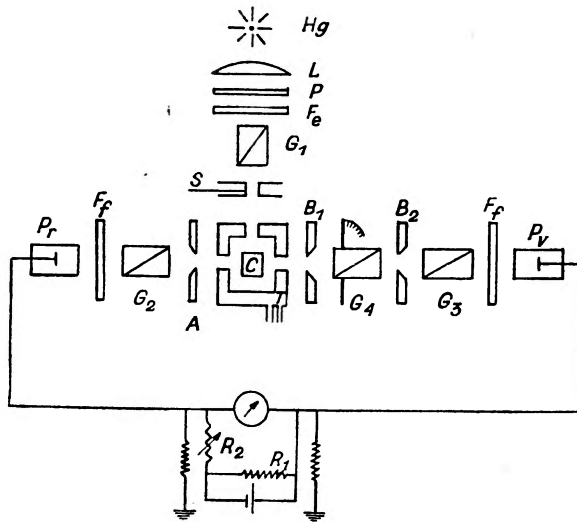
$$r = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + 2I_{\perp}} = \frac{2P}{3 - P}$$

Fotoelektryczne metody pomiaru stopnia polaryzacji dzieli się zasadniczo na dwa typy:

- 1) statyczne, w których bezpośrednio porównuje się dwa wzajemnie prostopadłe spolaryzowane strumienie świetlne;
- 2) dynamiczne z kompensatorem lub bez kompensatora Arago.

2. Metody statyczne

W roku 1927 Keussler [17] zastosował statyczną metodę fotoelektryczną do badania polaryzacji rezonansowego promieniowania. Pomimo to metoda ta nie była stosowana do pomiarów stopni polaryzacji



Rys. 1. Schemat fotoelektrycznego fotometru polaryzacyjnego

światła fluorescencji roztworów. Poniżej omówimy dwie zasadnicze fotoelektryczne metody statyczne, stosowane ostatnio w dziedzinie fotoluminescencji roztworów.

Jak wiadomo, zasadnicze trudności przy pomiarach polaryzacji wywołuje wpływ orientacji wektora świetlnego na czułość powielacza elektronowego. Wpływ ten może być usunięty przez umieszczenie bezpośrednio przed okienkiem fotopowielacza depolaryzatora w postaci płytki ze szkła mlecznego lub przez zamianę przy pomocy ćwierćfalówki światła liniowo spolaryzowanego na światło spolaryzowane kołowo.

W metodzie Webera [18] zmiana czułości detektora ze zmianą płaszczyzny polaryzacji może być wyeliminowana przez zastosowanie polaryzatorów w ustalonych położeniach przed okienkami detektorów (fotopowielaczy). Na rys. 1 przedstawiono schemat fotoelektrycznego foto-

metru polaryzacyjnego Webera [18]. Pryzmaty Glana-Thomsona G_2 i G_3 ustawione są w ustalonej pozycji przed okienkami fotopowielaczy P_r i P_v . Pryzmat G_2 jest zorientowany w ten sposób, że wektor elektryczny drga w płaszczyźnie rysunku, podczas gdy pryzmat G_3 jest zorientowany prostopadłe do G_2 . Pryzmat G_1 wzbudza roztwór fluoryzujący C światłem lampy rtęciowej Hg , o drganiach równoległych do płaszczyzny rysunku (wzbudzenie poziome), względnie o drganiach do niej prostopadłych (wzbudzenie pionowe). Pryzmat G_4 można obracać, skala zaś z noniusem pozwala na odczytanie kąta θ pomiędzy płaszczyznami polaryzacji G_3 i G_4 . F_e i F_f są „skrzyżowanymi“ filtrami świetlnymi. A jest regulowaną szczeliną kontrolującą ilość światła dochodzącego do P_r . P_r i P_v są fotopowielaczami typu EMJ 6095. T oznacza wydrażoną mosiężną komórkę z odpowiednimi kanałami dla przepuszczania światła. Celem utrzymania stałej temperatury roztworu fluoryzującego C , komórka T połączona jest z termostatem. P jest płytką kwarcową służącą do skompensowania małej polaryzacji instrumentalnej. Przesłonę S , umieszczoną za pryzmatem G_1 , zamyka się, gdy przeprowadza się kompensację prądów ciemnych. Galwanometr G (Cambridge Spot Galvo, $6 \times 10^{-8} \mu A/mm$) jest włączony równoległe do kolektorów fotopowielaczy. Mała 1,5 V baterijka i opory R_1 i R_2 służą do kompensacji różnicy prądów ciemnych fotopowielaczy. Wychylenie zerowe galwanometru odpowiada w ten sposób równym fotoprądom. Dla obu fotopowielaczy użyto tego samego dzielnika napięcia, celem zapewnienia równego potencjału na odpowiednich dynodach obu lamp. Całkowity potencjał dynod był zmieniany przy pomocy 10-stopniowego przełącznika od 900 do 1970 V, dając rząd wzmożenia około 8×10^2 .

Pomiar stopnia polaryzacji, w przypadku gdy roztwór fluoryzujący wykazuje polaryzację dodatnią ($I_{\parallel} > I_{\perp}$), odbywa się w następujący sposób.

Ze względu na proste rozważania symetrii wynika, że przy przejściu od poziomego do pionowego wzbudzenia (przez obrót pryzmatu G_1), natężenie światła dochodzące do fotopowielacza P_r pozostaje stałe i równe jest I_{\perp} . Natomiast natężenie światła osiągające P_v zmienia się od I_{\perp} w przypadku poziomego wzbudzenia do I_{\parallel} dla wzbudzenia pionowego, jeżeli oczywiście płaszczyzna polaryzacji G_4 jest równoległa do płaszczyzny polaryzacji G_3 . Jeżeli więc roztwór fluoryzujący C wzbudzamy drganiami poziomymi przy pomocy G_1 , to sygnał pochodzący od P_r jest

$$S_r = f_r I_{\perp} + D_r, \quad (5)$$

gdzie f_r jest czynnikiem, który zmienia się bardzo wolno z natężeniem, D jest prądem ciemnym. Natomiast sygnał pochodzący od P_v jest

$$S_v = f_v I_{\perp} + D_v. \quad (6)$$

Jeżeli G_4 ustawiony jest równoległe do G_3 ($\Theta = 0$), a różnicę prądów ciemnych uprzednio elektrycznie skompensujemy, to

$$S_r - S_v = (f_r - f_v) I_{\perp}. \quad (7)$$

Jeżeli następnie dobierzemy otwór szczeliny A w taki sposób, że $S_r = S_v$, to sygnał pochodzący od P_r będzie równy $f_v I_{\perp}$. Następnie obracamy G_1 do położenia dającego wzbudzenie pionowe. Podczas gdy S_r pozostanie nie zmienione, to S_v będzie teraz równe

$$S_v = f_v (I_{\parallel} \cos^2 \Theta + I_{\perp} \sin^2 \Theta) \cos^2 \Theta \quad (8)$$

dla zmiennego Θ . Przez obrót G_4 możemy uzyskać zerowe wychylenie galwanometru dla takiego Θ , dla którego spełniony jest następujący warunek:

$$I_{\perp} = I_{\parallel} \cos^4 \Theta + I_{\perp} \sin^2 \Theta \cos^2 \Theta. \quad (9)$$

Na podstawie (9) otrzymamy na stopień depolaryzacji

$$e = \frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}} = \frac{\cos^4 \Theta}{1 - \sin^2 \Theta \cos^2 \Theta} \quad (10)$$

lub korzystając ze związku (3) mamy następujący wzór na stopień polaryzacji, w przypadku gdy roztwór fluoryzujący wykazuje dodatnią polaryzację

$$P = \frac{\sin^2 \Theta}{1 + \cos^2 \Theta \cos 2\Theta}, \quad (P \geq 0). \quad (11)$$

W przypadku pomiaru ujemnego stopnia polaryzacji ($I_{\parallel} < I_{\perp}$), wzbudza się najpierw fluorescencję drganiem pionowymi przy pomocy G_1 . Dla $\Theta = 0$ otrzymamy

$$S_r = f_r I_{\perp}, \quad S_v = f_v I_{\parallel}. \quad (12)$$

Przez odpowiedni dobór otworu szczeliny A otrzymamy, że sygnał pochodzący od P_r jest równy

$$S_r = f_v I_{\parallel}. \quad (13)$$

Dla zmiennego Θ i wzbudzenia poziomego G_1 , jest

$$S_v = f_v I_{\perp} \cos^2 \Theta. \quad (14)$$

Przez obrót o kąt Θ pryzmatu G_4 otrzymamy równe fotoprądy ($S_r = S_v$), gdy spełniony jest następujący warunek:

$$\frac{I_{\parallel}}{I_{\perp}} = \cos^2 \Theta. \quad (15)$$

Na podstawie wzoru (1) i (15) stopień polaryzacji, w przypadku gdy $I_{\parallel} < I_{\perp}$, wyraża się następującym wzorem

$$P = -\frac{1 - \frac{I_{\parallel}}{I_{\perp}}}{1 + \frac{I_{\parallel}}{I_{\perp}}} = -\frac{\sin^2 \Theta}{1 + \cos^2 \Theta}, \quad (P \leq 0). \quad (16)$$

Pomiary stopni polaryzacji dokonane przez Webera, dla szeregu roztworów fluoryzujących, wykazały, że przy pomocy tej metody można mierzyć zarówno małe, jak i duże stopnie polaryzacji ($-\frac{1}{3} < P < \frac{1}{2}$) z dokładnością do 10^{-4} .

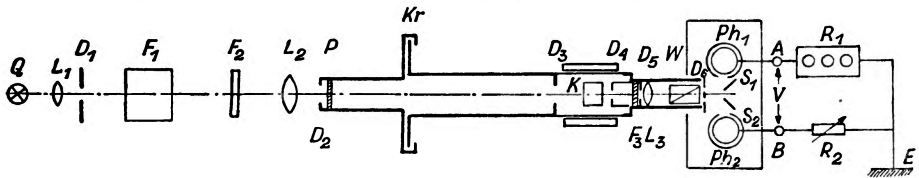
Dodatkową zaletą opisaney aparatury jest możliwość pomiaru całkowitego natężenia dla roztworu fluoryzującego. Jeżeli wzbudza się światłem liniowo spolaryzowanym, to całkowite natężenie może być obliczone ze wzoru:

$$I = I_{\parallel} + 2I_{\perp} = I_{\perp} \left(\frac{3-P}{1-P} \right) = I_{\parallel} \left(\frac{3+P}{1+P} \right). \quad (17)$$

Fotometr Webera pozwala na wyznaczenie, prócz stopnia polaryzacji P , także składowej I_{\perp} roztworu fluoryzującego.

Jak wyżej zauważyliśmy, w przypadku metody Webera, kierunek obserwacji jest prostopadły do kierunku wzbudzającej wiązki. Przy pomocy tego urządzenia nie można przeprowadzać pomiarów stopni polaryzacji, gdy wiązka wzbudzająca i kierunek obserwacji leżą na jednej prostej.

Ketskeméty, Gargya i Salkovits [19] opracowali metodę, przy pomocy której można dokonywać obserwacji zarówno wzdłuż promienia wzbudzającego, jak też w kierunku do niego prostopadłym. Schemat urządzenia pomiarowego przedstawiony jest na rysunku 2.



Rys. 2. Aparatura do pomiaru stopni polaryzacji

Światło lampy rtęciowej Q po przejściu przez soczewkę L_1 , układ filtrów świetlnych F_1 i F_2 , soczewkę L_2 i polaroid P , wzbudza fluorescencję w kuwecie K . Przy pomocy odpowiedniego ustawienia przesłony D_1 , możemy uzyskać możliwie równomierne natężenie oświetlenia powierzchni kołowej $R^2\pi$ płaskiej cylindrycznej kuwety K . Światło fluorescencji wychodzące z kuwety K przechodzi przez przesłony D_4 , D_5 i „skrzyżowany” filtr świetlny F_3 i pada na pryzmat Wollastona W . Powstałe w nim

dwie wiązki, zwyczajna i nadzwyczajna, przechodzą następnie oddzielnie przez dwa otwory w przesłonie D_6 . Przy pomocy zwierciadeł płaskich S_1 i S_2 , skierowuje się te promienie odpowiednio do fotopowielaczy Ph_1 i Ph_2 . Powstające prądy fotoelektryczne w Ph_1 i Ph_2 dają pomiędzy zaciskami A i B oporów, dekadowego R_1 i potencjometru R_2 , różnicę potencjałów V o częstotliwości 100 Hz. Ta różnica potencjałów V zostaje następnie wzmocniona przy pomocy selektywnego wzmacniacza o symetrycznym wejściu. Do stwierdzenia tego sygnału służy oscylograf katodowy, którego poziome wejście sterowane jest przez zmienne napięcie sieciowe. W przypadku $V \neq 0$, na ekranie oscylografu pojawia się krzywa Lissajous postaci ∞ .

Aby wyznaczyć stopień polaryzacji P fluorescencji badanego roztworu, ustawiamy najpierw polaroid P (opatrzonej podziałką kątową Kr) w taki sposób, by wektor elektryczny E światła wzbudzającego tworzył z kierunkiem pionowym kąt 45° (Ustawienie I). Następnie powodujemy znikanie różnicy potencjałów V (co równoważne jest znikaniu sygnału na ekranie oscylografu), podczas gdy na oporze dekadowym R_1 ustalona jest z góry stała wartość r_{10} (np. $10^n \Omega$). W związku z tym, jednakowe różnice potencjałów o częstotliwości 100 Hz pomiędzy A i E oraz B i E wystąpią w takim przypadku, gdy poziomo i pionowo spolaryzowane składowe światła luminescencji, padające na pryzmat Wollastona W , posiadają jednakowe natężenia. Jeżeli z kolei wektor elektryczny E doprowadzimy przy pomocy obrotu polaroidu P do położenia pionowego (Ustawienie II) i sygnał zniknie przy odpowiednio dobranym oporze o wartości r_{11} oporu dekadowego R_1 dla poprzednio ustalonej wartości r_2 na oporze R_2 , to słuszny jest następujący związek (z powodu kontrolowanej proporcjonalności pomiędzy fotoprądami i natężeniem światła):

$$\frac{r_{11}}{r_{10}} = \frac{I_{\parallel}}{I_{\perp}} = D, \quad (18)$$

gdzie I_{\parallel} wzgl. I_{\perp} oznaczają składowe natężenia obserwowanego światła padającego na pryzmat Wollastona W , równoległą i prostopadłą do wektora elektrycznego światła wzbudzającego. Na podstawie wzorów (2), (18) i (3) stopień polaryzacji możemy obliczyć z następującego wyrażenia

$$P = \frac{D-1}{D+1}. \quad (19)$$

Jeżeli D wyznaczymy z błędem ΔD , to na podstawie (19) błąd względny P jest równy

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{2\Delta D}{D^2-1}. \quad (20)$$

Ze wzoru (20) widać, że przy pomocy tej metody, duże stopnie polaryzacji są wyznaczone znacznie dokładniej aniżeli małe.

3. Metody dynamiczne

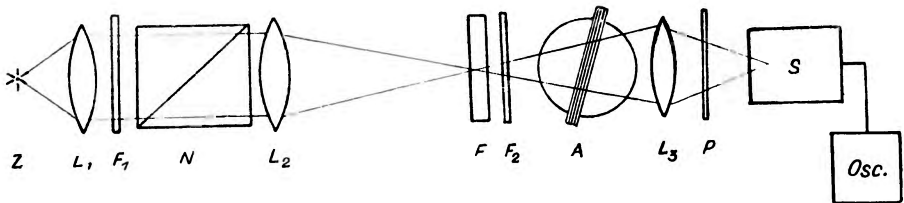
Urządzenia dynamiczne z kompensatorem Arago

Idea metody fotoelektrycznej kompensacyjnej, opracowanej przez Tumermana [20], polega na tym, że światło spolaryzowanej luminescencji, zanim dotrze do fotopowielacza, przechodzi najpierw przez obracający się polaroid. Na skutek istnienia częściowej polaryzacji luminescencji, natężenie światła padającego na fotopowielacz będzie się periodycznie zmieniać zgodnie ze zmianami położenia obracającego się analizatora. Natężenie strumienia świetlnego przechodzącego przez obracający się z częstością kołową ω analizator określa się następującym wyrażeniem:

$$I = I_{\parallel} \cos^2 \omega t + I_{\perp} \sin^2 \omega t = \frac{I_{\parallel} + I_{\perp}}{2} + \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{2} \cos 2\omega t, \quad (21)$$

gdzie I_{\parallel} i I_{\perp} oznaczają składowe natężenia fotoluminescencji równoległą i prostopadłą do wektora elektrycznego światła wzbudzającego. We wzorze (21) pierwszy wyraz charakteryzuje wielkość stałą, drugi — zmienną.

Na rysunku 3 podano schemat aparatury do pomiarów stopni polaryzacji. Modulowane światło wywołuje zmienny fotoprąd, który po wzmożeniu



Rys. 3. Schemat ustawienia do fotoelektrycznego pomiaru stopni polaryzacji: Z — źródło światła wzbudzającego, L — soczewki, F_1 i F_2 „skrzyżowane” filtry świetlne, N — nikol, F — roztwór fluoryzujący, A — kompensator Arago, P — obracający się polaroid, S — fotopowielacz, $Osc.$ — oscylograf

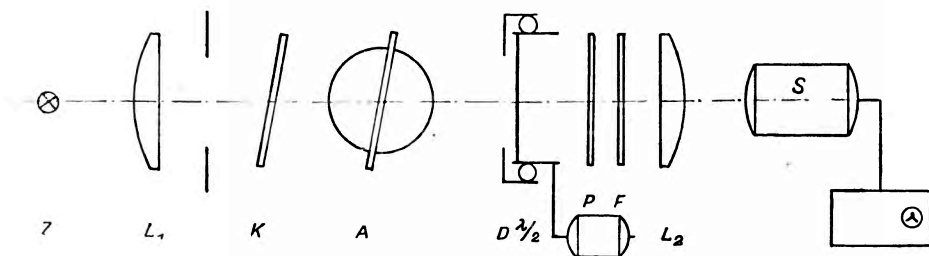
niu wykrywa się przy pomocy oscylografu katodowego. Napięcie zbierane z niewielkiego oporu (5 k Ω) włączonego w obwód anodowy fotopowielacza podawano na wejście trójstopniowego wzmacniacza oporowego, wzmacniającego tylko składową zmienną tego napięcia. W celu zmniejszenia szumów własnych wzmacniacza, zastosowano ujemne zwrotne sprzężenie między drugim i pierwszym stopniem. Wyjściowe napięcie ze wzmacniacza podawano z kolei na pionowe płytki oscylografu. Na ekranie oscylografu otrzymuje się w przypadku częściowej polaryzacji badanego promieniowania ustaloną sinusoidę o dostatecznie dużej amplitudzie. Przy pomocy stosu płytek szklanych A (kompensator Arago) umiesz-

czonych pomiędzy źródłem badanego promieniowania F a obracającym się analizatorem P depolaryzujemy padające promieniowanie na fotopowielacz, a tym samym usuwamy drgania prądu w obwodzie oscylografu. Można także oscylograf zastąpić miliwoltomierzem lampowym. W tym przypadku obrót stosu płytek spowoduje wychylenie wskazówki miernika do zera. Stopień polaryzacji oblicza się w podobny sposób jak w wizualnej metodzie Wooda-Dunoyera.

Przy pomocy opisanego urządzenia Memming [21] mierzył bardzo małe stopnie polaryzacji $p \approx 0,01$ z dokładnością do 10^{-4} .

Następnie Spektorow [22] udoskonalił metodę Tumermana, zastępując obracający się analizator P nieruchomym analizatorem i obracającym się bikwarcem. Zaletą tego udoskonalenia polega na tym, że światło padające na fotopowielacz nie zmienia stanu polaryzacji i pozwala usunąć użyty przez Tumermana depolaryzator, znajdujący się przed okienkiem fotopowielacza, powodujący znaczne straty natężenia światła.

Równocześnie ze Spektorowem, Wille [23] opracował prawie identyczną metodę fotoelektryczną do wyznaczania małych stopni polaryzacji światła korony słonecznej. Urządzenie Willego pozwala mierzyć małe natężenia liniowo spolaryzowanego światła przy równoczesnym istnieniu bardzo dużego natężenia światła niespolaryzowanego. Rys. 4

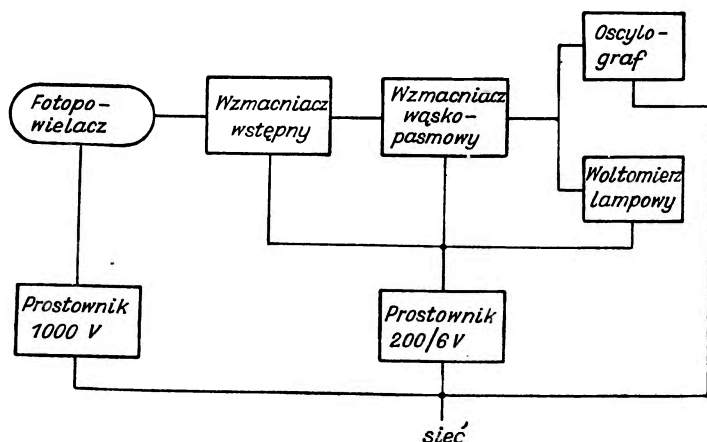


Rys. 4. Schemat optycznej części urządzenia do pomiaru stopni polaryzacji: Z — badane źródło światła, L_1, L_2 — soczewki, K — płytka szklana do kompensacji polaryzacji instrumentalnej, A — kompensator Arago, D — przesłona $\lambda/2$ — półfalówka, P — polaroid, F — filtr świetlny, S — fotopowielacz.

przedstawia schemat optycznej części, rys. 5 zaś schemat blokowy elektrycznej części urządzenia pomiarowego. W metodzie Willego zastosowano obracającą się półfalówkę wraz z nieruchomym analizatorem, które modułują część liniowo spolaryzowanego światła padającego, z częstotliwością równą czterokrotnej częstotliwości obrotu półfalówki. Modulowane światło wywołuje zmienny fotoprąd, który z kolei zostaje wzmacniony wąskopasmowym wzmacniaczem z dwuobwodowym mostkiem Wiena. Częstota fotoprądu wynosiła 133 Hz, szerokość wstęgi częstotliwości wzmacnianych napięć 0,4 Hz, a wzmacnienie 10^4 .

Najmniejszy stopień polaryzacji, który można było zmierzyć tą aparaturą, wynosił $P = 5 \cdot 10^{-5}$, przy pierwotnym fotoprądzie równym $6 \cdot 10^{-10}$ A. Dokładność pomiaru tej metody wynosi więc $5 \cdot 10^{-5}$.

Próby zastosowania aparatury wg Willego przez Bauera i Rozwadowskiego [24] do badania słabo świecących roztworów luminescujących nie doprowadziły do uzyskania pożądaných dokładności pomiaru. Powodem tego był mały fotoprąd wywołany świeceniem substancji lumi-

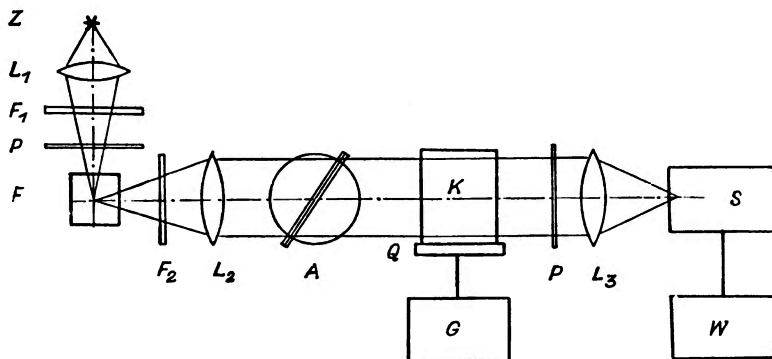


Rys. 5. Schemat blokowy elektrycznej części aparatury Willego

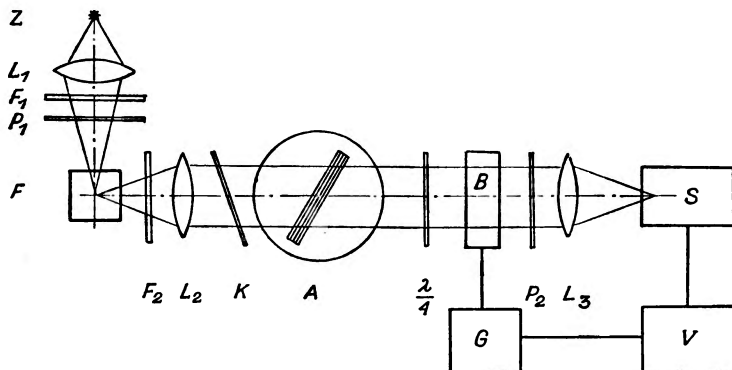
nezującej. Jedyłą drogą prowadzącą do poprawienia dokładności pomiaru było zwiększenie wzmocnienia składowej zmiennej fotoprądu. Jednakże wielkość wzmocnienia jest ograniczona dość znacznym poziomem szumów fotopowielacza. Z analizy przeprowadzonej przez Bauera i Rozwadowskiego [24] wynika, że chcąc przy dużym poziomie szumów zwiększyć wzmocnienie, trzeba zwiększyć częstotliwość i zwięźić wstępną częstotliwość. Ze względów technicznych nie można jednakże zwiększyć częstotliwości modulacji światła, skoro stosuje się obracającą półfalówkę. Bauer i Rozwadowski zamiast półfalówki użyli w celu uzyskania dużych częstotliwości modulacji światła liniowo spolaryzowanego kostkę szklaną K , sklejoną z płytką piezokwarcową Q . Wskutek naprężeń wywołanych wzbudzoną w niej ultradźwiękową falą stojącą, kostka taka staje się dwójłonna [25]. Rys. 6 przedstawia schemat aparatury Bauera i Rozwadowskiego do pomiaru stopni polaryzacji z modulatorem ultradźwiękowym. Częstotliwość modulacji składowej spolaryzowanego światła wynosiła 1,5 MHz, szerokość wstęgi 1 kHz, a wzmocnienie 10^6 .

Na rys. 7 przedstawiono schemat aparatury Bauera i Rozwadowskiego [24] z modulatorem w postaci komórki Billingsa [26]. Okazuje się, że stosując komórkę Billingsa do modulacji liniowo spolary-

zowanego światła, można uzyskać znacznie lepsze wyniki. Taką komórkę otrzymuje się przez wycięcie płytki z kryształu typu XH_2PO_4 prostopadle do osi optycznej. Po umieszczeniu komórki Billingsa w polu elektrycznym jej oś optyczna skręca się i komórka staje się dwójłomna w kie-



Rys. 6. Schemat aparatury do pomiaru stopni polaryzacji z modulatorem ultradźwiękowym: Z — źródło światła wzbudzającego, L_1 , L_2 i L_3 — soczewki, F_1 i F_2 — „skrzyżowane” filtry świetlne, P — polaroidy, F — roztwór fluoryzujący, A — kompensator Arago, K — kostka szklana, Q — płytka piezokwarcowa, S — fotopowielacz, W — wzmacniacz, G — generator



Rys. 7. Schemat aparatury do pomiaru stopni polaryzacji z modulatorem — komórką Billingsa: Z — źródło światła wzbudzającego, L_1 , L_2 , L_3 — soczewki, P_1 i P_2 — polaroidy, F_1 i F_2 — „skrzyżowane” filtry świetlne, F — roztwór fluoryzujący, K — płytka szklana do kompensacji polaryzacji instrumentalnej, A — kompensator Arago, $\lambda/4$ — ćwierćfalówka, B — komórka Billingsa, S — fotopowielacz, V — wzmacniacz wąskostęgowy z prostownikiem fazoczułym, G — generator sterujący wzmacniacz V oraz zasilający komórkę Billingsa

runku tego pola. Jeżeli komórka jest ustawiona przed polaroidem, to zmienne pole elektryczne przyłożone do komórki Billingsa wywołuje jej dwójłomność i modulację spolaryzowanej części światła padającego.

Światło żarówki Z wzbudza poprzez filtr świetlny F_1 i polaryzator P_1 fluorescencję roztworu F . Równoległa wiązka światła fluorescencji po-

przez kompensator Arago A , ćwierćfalówkę $\lambda/4$, komórkę Billingsa B i polaroid P_2 pada następnie na fotopowielacz S . Autorzy użyli komórki Billingsa typu AM—2 o średnicy 35 mm firmy *Baird-Atomic w Cambridge, Mass.*, oraz fotopowielacza typu 6094 B firmy *E. M. I.*, charakteryzującego się dużym wzmocnieniem przy skrajnie małym poziomie szumów. Napięcie zmienne o częstotliwości 895 Hz sterujące komórkę Billingsa wynosiło 2000 V. Ćwierćfalówka $\lambda/4$ przesuwała punkt pracy komórki do części liniowej wykresu zależności względnego natężenia światła przepuszczonego od przyłożonego napięcia. Zespół ćwierćfalówki, komórki Billingsa i polaroidu P_2 moduluje część liniowo spolaryzowanego światła z częstotliwością 895 Hz. To zmodulowane światło z kolei wywołuje w fotopowielaczu S zmienny fotoprąd, który następnie zostaje wzmocniony we wzmacniaczu V . Autorzy zastosowali wzmacniacz wąskowstęgowy z prostownikiem fazoczułym, pozwalającym na osiągnięcie szerokości wstęgi częstotliwości wzmacnianego napięcia, równej 0,1 Hz, i wzmocnienia 10^6 . Wzmacniacz był sterowany generatorem G , który jednocześnie zasiliał komórkę Billingsa. Wyznaczono próg czułości aparatury przy fotoprądzie $6 \cdot 10^{-13}$ A. Najmniejszy stopień polaryzacji mierzalny opisaną aparaturą wynosił $6 \cdot 10^{-5}$.

Dodatkową zaletą aparatury Bauera i Rozwadowskiego jest możliwość pomiaru stopnia polaryzacji fosforescencji przy użyciu fosfroskopu Becquerella. Ze względu na dużą częstotliwość modulacji, dodatkowe przerywanie światła fosfroskopem nie wpływa na wyniki pomiarów.

Teoria kompensatora Arago

Duża dokładność opisanych wyżej urządzeń pomiarowych zmusza do uwzględnienia zarówno wielokrotnych odbić, jak i pochłaniania w płytkach kompensatora Arago. Jest rzeczą bardzo istotną, by stosowane metody nie zawierały błędów systematycznych, które przy wymaganej dokładności pomiarów mogą bardzo poważnie zaważyć na wyniku. W celu obliczenia stopnia polaryzacji z dokładnością $5 \cdot 10^{-5}$ w kompensacyjnej metodzie fotoelektrycznej, autor artykułu w nawiązaniu do prac Neumanna i Lunelunda podał [27] wzory na stopień polaryzacji, uwzględniające wielokrotne odbicia i pochłanianie w płytkach dla liczby płytek $K = 1, 2, 3$ i 4. Nizej podamy ostatecznie otrzymany ogólny wzór na stopień polaryzacji dla kompensatora Arago składającego się z K płytek szklanych [28]:

$$P_k = \frac{1 - \varrho_k}{1 + \varrho_k} \quad (22)$$

gdzie

$$\varrho_k = \left(\frac{b_k^2 - a^2}{B_k^2 - A^2} \right) \left[\frac{-B_k(A^2 - 1) + AV\sqrt{(A^2 - 1)(B_k^2 - 1)}}{-b_k(a^2 - 1) + aV\sqrt{(a^2 - 1)(b_k^2 - 1)}} \right],$$

Dla skrótu wprowadzono następujące oznaczenia:

$$b_k = \frac{1}{2} [(x + \sqrt{x^2 - 1})^k + (x - \sqrt{x^2 - 1})^k]$$

$$B_k = \frac{1}{2} [(X + \sqrt{X^2 - 1})^k + (X - \sqrt{X^2 - 1})^k]$$

$$x = \frac{(1+r) + (1-3r)\tau^2}{2(1-r)\tau}; \quad X = \frac{(1+R) + (1-3R)\tau^2}{2(1-R)\tau}$$

$$a = \frac{r^2 + 1 - (5r^2 - 4r + 1)\tau^2}{2r[1 + (1-2r)\tau^2]}; \quad A = \frac{R^2 + 1 - (5R^2 - 4R + 1)\tau^2}{2R[1 + (1-2R)\tau^2]}.$$

Na podstawie wzorów Fresnela, współczynniki odbicia, gdy światło padające jest spolaryzowane w płaszczyźnie padania lub spolaryzowane w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny padania, są:

$$r = \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)}; \quad R = \frac{\operatorname{tg}^2(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}^2(\alpha + \beta)} \quad (23)$$

gdzie

$$\sin \beta = \frac{\sin \alpha}{n}$$

α i β — oznaczają kąty padania i załamania, n — współczynnik załamania płytek szklanych. $\tau = \exp\left(-\frac{\kappa d}{\cos \beta}\right)$, d — grubość poszczególnych płytek szklanych, κ — współczynnik absorpcji.

W tabelicy I zestawiono stopnie polaryzacji obliczone na podstawie wzorów (22) i (24) dla $K = 1, 2, 3$ i 4 , dla współczynnika załamania $n = 1,5210$, współczynnika absorpcji $\kappa = 0,0044$, grubości płytki $d = 1,2$ mm i kąta padania $\alpha = 40^\circ$.

Jak widać na podstawie tabl. I, w przypadku dużych stopni polaryzacji, wpływ absorpcji powoduje znaczny wzrost stopnia polaryzacji.

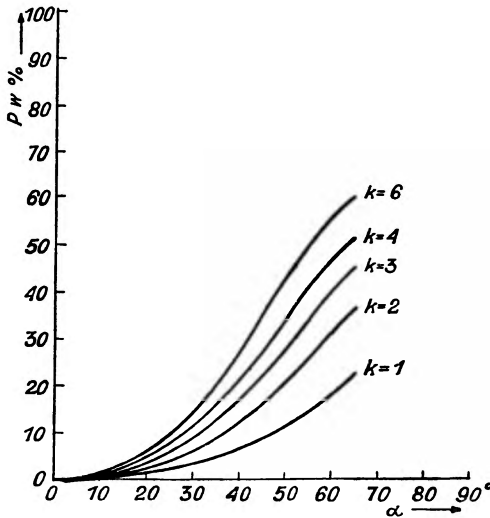
Tablica I

Liczba płytek K	Stopień polaryzacji w %		Różnica stopni polaryzacji ΔP
	z uwzgl. absorpcji światła (obliczono ze wzoru (22))	bez uwzgl. absorpcji światła (obliczono ze wzoru (24))	
1	6,610	6,596	0,014
2	12,080	12,041	0,039
3	16,700	16,611	0,089
4	20,672	20,503	0,169

W szczególnym przypadku, gdy pochłanianie w płytkach szklanych może być pominięte (gdy np. mierzymy z znacznie mniejszą dokładnością), z wyrażenia (22) wynika znany wzór Neumanna [7]:

$$P_k = \frac{\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)^2 \sin^2 \alpha}{\left(1 + \frac{1}{n^2}\right) \left[2 - \left(1 + \frac{1}{n^2}\right) \sin^2 \alpha\right] + 4 \left(\frac{1-k}{k}\right) \frac{\cos \alpha}{n^2} \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \quad (24)$$

Należy zauważyć, że wzory (22) i (24) zostały otrzymane przy założeniu, że współczynniki załamania n oraz współczynniki pochłaniania κ



Rys. 8. Stopień polaryzacji w zależności od kąta α ustawienia kompensacyjnego kompensatora Arago dla $n = 1,5210$ (K — oznacza liczbę płytek szklanych)

są takie same dla wszystkich płytek szklanych. Okazuje się, że w przypadku większych współczynników załamania można mierzyć znacznie większe stopnie polaryzacji [8].

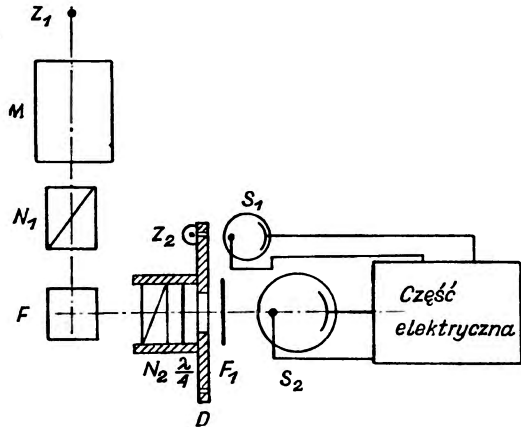
Na rys. 8 przedstawiono zależność stopnia polaryzacji od kąta α ustawienia kompensatora Arago, o współczynniku załamania $n = 1,5210$ płytek szklanych dla $K = 1, 2, 3, 4$ i 6 , obliczoną na podstawie wzoru (24).

Urządzenia dynamiczne bez kompensatora Arago

Hurynowicz i Sarżewski [29] opracowali metodę typu dynamicznego do pomiarów stopni polaryzacji, bez potrzeby stosowania kompensatora Arago. Zasadnicza idea tego urządzenia polega na analizie elektrycznego sygnału otrzymywanego z fotopowielacza, umieszczonego za obracającym się z częstością kołową ω analizatorem N_2 . Natężenie strumienia świetlnego przechodzącego przez obracający się analizator określone jest wyrażeniem (21). Już poprzednio zauważyliśmy, że we wzorze (21)

pierwszy wyraz charakteryzuje wielkość stałą, drugi natomiast zmienną. Nietrudno spostrzec, że stopień polaryzacji określony wyrażeniem (1) jest równy stosunkowi wartości amplitud składowej zmiennej do składowej stałej.

Na rys. 9 podano schemat aparatury pomiarowej Hurynowicza i Sarżewskiego, której zasada oparta jest na wyżej wspomnianej idei.

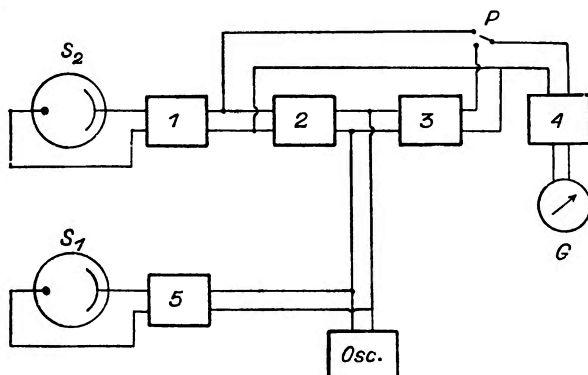


Rys. 9. Optyczna część urządzenia pomiarowego w/g. Hurynowicza i Sarżewskiego

Światło ze źródła Z_1 przechodzi przez monochromator M , polaryzacyjny pryzmat N_1 i wzbudza roztwór fluoryzujący F . Badane światło fluorescencji przechodzi przez obracający się analizator N_2 (lub polaroid), „skrzyżowany“ filtr świetlny F_1 i pada na fotokatodę fotopowielacza S_2 . Sygnał zdejmowany z fotopowielacza idzie z kolei do części elektrycznej urządzenia, którego schemat blokowy podaje rys. 10. Stopień wejściowy stanowi wtórnik katodowy pozwalający na wykorzystanie wysokoomowych wejściowych oporności dla podwyższenia czułości urządzenia i dokonywać kompensacji prądu ciemnego fotopowielacza. Następnie za wtórnikiem katodowym sygnał rozdziela się na stałą i zmienną składową. Stała składowa przechodzi przez wzmacniacz prądu stałego 4 i jest rejestrowana przy pomocy galwanometru G . Zmienna składowa po wzmacnieniu przez wzmacniacz prądu zmiennego 2 zostaje wyprostowana za pomocą diodowego prostownika 3 i idzie do wzmacniacza prądu stałego 4. Przełącznik P służy do kolejnego podawania na rejestrującą część urządzenia stałej lub zmiennej składowej badanego sygnału. Pomiar stopnia polaryzacji odbywa się w następujący sposób: Wskazówka galwanometru G podczas pomiaru stałej składowej ustawia się w wyniku zmiany strumienia świetlnego i czułości urządzenia na odpowiednie podziałki skali. Podobnie mierzy się zmienną składową. Przy odpowiednim doborze współczynnika wzmacnienia wzmacniacza prądu zmiennego 2, cała skala galwa-

nometru odpowiada polaryzacji 100%. W przypadku małych stopni polaryzacji, celem podwyższenia dokładności pomiarów, używa się kilku skal, które otrzymuje się przez zmianę współczynnika wzmocnienia wzmacniacza prądu zmiennego 2. W opisanym urządzeniu stosowano następujące skale: 100, 50, 25, i 10%.

Celem wyznaczenia znaku polaryzacji, wprowadza się następujące dodatkowe urządzenie. Tarcza D (rys. 9), mocno przymocowana do obra-



Rys. 10. Schemat blokowy elektrycznej części urządzenia do pomiaru stopni polaryzacji

cającego się polaroidu N_2 , posiada dwa otworki umieszczone na średnicy równoległej do kierunku drgań wektora elektrycznego strumienia świetlnego przechodzącego przez polaroid N_2 . W czasie obrotu tarczy na fotokomórkę S_1 padają impulsy świetlne pochodzące od żarówki Z_2 , zsynchronizowane z maksimami (a w przypadku ujemnej polaryzacji z minimami) zmiennej składowej analizującego strumienia świetlnego. Impulsy napięcia powstające pod wpływem światła, po wzmacniaczu zmiennego prądu 5, padają na wejście oscylografu *Osc.* Jednocześnie na wejście oscylografu, ze wzmacniacza 2 podaje się analizujący sygnał. W ten sposób na podstawie otrzymanego obrazu na ekranie oscylografu można sądzić o znaku polaryzacji. Celem wyeliminowania wpływu orientacji wektora świetlnego na czułość fotopowielacza, autorzy zamocowali za obracającym się analizatorem N_2 ćwierćfalówkę $\lambda/4$ (rys. 9) w taki sposób, aby płaszczyzna polaryzacji przechodzącego przez polaroid N_2 światła była nachylona pod kątem 45° względem jednego z głównych kierunków ćwierćfalówki. W ten sposób zachodzi zamiana liniowo spolaryzowanego światła w światło kołowo spolaryzowane.

Dokładność opisaney metody jest oceniana na 2—3% mierzonej wielkości, przy niezbyt małych stopniach polaryzacji.

Literatura

- [1] Th. Foerster, *Fluoreszenz Organischer Verbindungen*, Vandenhoeck u. Rupprecht, Goettingen 1951.
- [2] W. L. Lewszyn, *Fotoluminescencja żydkich i twiordych wieszczestw*, Moskwa—Leningrad 1951.
- [3] P. Pringsheim, *Fluorescence and Phosphorescence*, Intersc. Publ. Inc., New York 1949.
- [4] F. Bandow, *Lumineszenz*, Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft M. B. H., Stuttgart 1950.
- [5] P. P. Fieofilow, *Polarizowannaja luminiencencija atomow, molekul i kristallow*, Moskwa 1959.
- [6] P. Drzewiecki, A. Jabłoński, A. Kawski a. M. Kryszewski, *Acta phys. Polon.*, **12**, 149 (1953).
- [7] A. Kawski, *Acta phys. Polon.*, **15**, 283 (1956) *Optik* **14**, 260 (1957).
- [8] B. Polaacka, *Optik*, **17**, 208 (1960).
- [9] F. Perrin, *Ann. Phys. (Paris)*, **12**, 169 (1929).
- [10] A. Jabłoński, *Acta phys. Polon.* **14**, 295 (1955), *Acta phys. Polon.*, **17**, 481 (1958).
- [11] A. Kawski, *Bull. Acad. Polon. Sci., Serie Sci. math., astr. et phys.*, **6**, 533 (1958); **6**, 671 (1958).
- [12] A. Jabłoński, *Acta phys. Polon.*, **10**, 193 (1950).
- [13] J. Grzywacz, *Bull. Acad. Polon. Sci., Serie Sci. math., astr. et phys.*, **6**, 705 (1958).
- [14] P. Froelich, *Mat. és. Term. tud. értesítő*, **47**, 79 (1930).
- [15] A. Jabłoński, *Acta Phys., polon.* **16**, 471 (1957).
- [16] A. Jabłoński, *Bull. Acad. Polon. Sci., Serie Sci. math., astr. et phys.*, **8**, 259 (1960).
- [17] V. Keussler, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **82**, 793 (1927).
- [18] G. Weber, *J. Opt. Soc. Amer.* **46**, 962 (1956).
- [19] I. Ketskemény, L. Gargya und E. Salkovits, *Acta Phys. et Chem. Szeged*, **3**, 16 (1957).
- [20] L. A. Tumerman, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **58**, 1945 (1947).
- [21] R. Memming, *Dissertation Stuttgart* 1958.
- [22] L. A. Spektorow, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **65**, 485 (1949).
- [23] H. Wille, *Naturwissenschaften*, **36**, 25 (1949), *Optik*, **9**, 84 (1952).
- [24] R. Bauer u. M. Rozwadowski, *Optik*, **17**, (1960) w druku.
- [25] E. Hiedemann u. K. H. Hoesch, *Z. Phys.*, **96**, 268 (1935).
- [26] B. H. Billings, *J. Opt. Soc. Amer.*, **39**, 797 (1949); **39**, 802 (1949); **42**, 12 (1952).
- [27] A. Kawski, *Optik*, **16**, 412 (1959).
- [28] A. Kawski and A. Skwierz, *Bull. Acad. Polon. Sci., Serie Sci. math., astr. et phys.*, **7**, 353 (1959); *Optik*, **17**, 203 (1960).
- [29] H. P. Hurynowicz, A. M. Sarżewskij, *Inżynierno-fizyczny Żurnal*, **1**, 59 (1958).

A. Z. Hrynkiewicz

Instytut Fizyki Jądrowej Polskiej Akademii Nauk, Kraków
Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków.

Pomiary momentów magnetycznych krótkożyciowych stanów wzbudzonych jąder atomowych

1. Dipolowy moment magnetyczny jądra

Każde obracające się naładowane ciało posiada dipolowy moment magnetyczny. Jeżeli ładunek i masa są w obracającym się układzie rozłożone proporcjonalnie, to między krętem mechanicznym K a momentem magnetycznym m zachodzi związek

$$m = \frac{q}{2Mc} K, \quad (1)$$

gdzie q i M są całkowitym ładunkiem i całkowitą masą układu.

Przez analogię, dla protonu wirującego z krętem $K = I\hbar$ należałoby się spodziewać, na gruncie teorii klasycznej, momentu magnetycznego:

$$\mu = \frac{e}{2Mc} I\hbar. \quad (2)$$

Tak jednak nie jest. Wyniki pomiarów wskazują na konieczność wprowadzenia do tego wzoru współczynnika zwanego jądrowym czynnikiem g . Wzór (2) ulegnie modyfikacji

$$\mu = g \frac{e\hbar}{2Mc} I. \quad (3)$$

e i M są tu ładunkiem i masą protonu.

W identycznej formie mogą być zapisane wartości momentów magnetycznych wszystkich jąder.

Wyrażenie $e\hbar/2Mc$ nazywamy magnetonem jądrowym μ_0 (analogicznym do magnetonu Bohra zdefiniowanego dla elektronów w atomie)

$$\mu_0 = 5,050 \cdot 10^{-24} \frac{\text{erg}}{\text{Oe}} = 3,152 \cdot 10^{-12} \frac{\text{eV}}{\text{Oe}}.$$

Wzór (3) może być więc zapisany w postaci

$$\mu = g\mu_0 I,$$

a ponieważ momenty magnetyczne jąder μ podawane są na ogół w magnetonach jądrowych, otrzymujemy ostatecznie prosty związek

$$\mu = gI. \quad (4)$$

Przedmiotem pomiaru jest wyznaczenie czynnika g , charakteryzującego dane jądro. Jeżeli znany jest spin jądra, to można obliczyć jego moment magnetyczny.

Dipolowy moment magnetyczny protonu $\mu_p = 2,7926 \text{ nm}^1$, a neutronu $\mu_n = -1,9135 \text{ nm}$.

Dodatnia wartość μ oznacza, że moment magnetyczny i spin jądra są zgodnie skierowane, a ujemna występuje wówczas, gdy kierunki wektorów $\vec{\mu}$ i \vec{I} są przeciwne.

Wszystkie metody pomiarów czynników g oparte są na wykorzystaniu oddziaływania momentów magnetycznych jąder z polami magnetycznymi bądź to wewnętrznymi — występującymi w badanej substancji, bądź też z zewnętrznymi, wytworzonymi w laboratorium.

W polu magnetycznym o natężeniu H wektor momentu magnetycznego wykonuje precesję wokół kierunku pola z częstością ω zwaną częstością Larmora

$$\omega = \frac{e}{4\pi M c} gH = 0,48 \cdot 10^4 gH, \quad (5)$$

jeżeli H jest mierzone w Oe.

Najdokładniejsze metody pomiaru czynników jądrowych g oparte są na wyznaczeniu częstości precesji Larmora w znanym polu magnetycznym. Do metod tych należą w pierwszym rzędzie metoda rezonansu w strumieniu atomowym (Rabi, 1938) i metoda jądrowego rezonansu paramagnetycznego (Purcell 1945, Bloch 1945). Do chwili obecnej zmierzone zostały tymi metodami momenty magnetyczne stanów podstawowych większości nuklidów trwałych. Nowoczesne aparaty rezonansu w strumieniu atomowym pozwoliły również wyznaczyć wartości czynnika g dla szeregu stanów podstawowych lub metatrwałych nuklidów promieniotwórczych o dostatecznie długim czasie połowicznego zaniku (od kilkudziesięciu minut wzwyż).

Bardzo ważnym lecz trudnym problemem jest interpretacja teoretyczna zasobu doświadczalnie zmierzonych wartości momentów magnetycznych stanów podstawowych. Jakkolwiek nie ma dotychczas teorii

¹ nm — powszechnie stosowane oznaczenie magnetonu jądrowego jako jednostki (nuclear magneton).

pochodzenia magnetyzmu jądrowego ani teorii budowy jądra, to jednak wiele faktów doświadczalnych i prawidłowości w układzie momentów magnetycznych różnych jąder daje się wytłumaczyć na gruncie powłokowego i kolektywnego modelu jądra.

W modelu powłokowym dla jąder o nieparzystym A moment magnetyczny jest w pierwszym przybliżeniu wywołany przez pojedynczy, nieparzysty nukleon, poruszający się na zewnątrz sferycznego, parzysto-parzystego rdzenia. Moment magnetyczny w jednostkach μ jest w tym przybliżeniu równy:

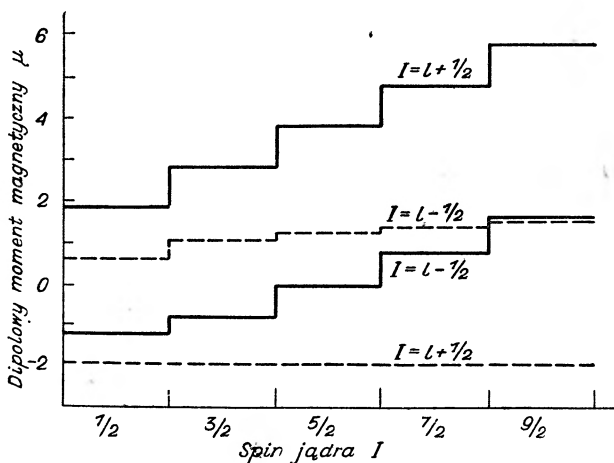
dla nieparzystego protonu

$$\begin{aligned} \mu &= I + 2,29 & \text{dla } I = l + 1/2 \\ \mu &= \frac{I}{I+1} (I - 1,29) & \text{dla } I = l - 1/2, \end{aligned} \quad (6)$$

a dla nieparzystego neutronu

$$\begin{aligned} \mu &= -1,91 & \text{dla } I = l + 1/2 \\ \mu &= \frac{I}{I+1} 1,91 & \text{dla } I = l - 1/2. \end{aligned} \quad (7)$$

We wzorach tych l jest liczbą kwantową krętu orbitalnego nieparzystego nukleonu.



Rys. 1. Wykresy Schmidta: — dla nieparzystego protonu, --- dla nieparzystego neutronu

Wykresy μ w zależności od I , zwane wykresami Schmidta pokazane są na rys. 1. Zmierzone momenty magnetyczne leżą pomiędzy granicami wyznaczonymi przez te wykresy (z wyjątkiem momentów magnetycznych jąder ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^{13}\text{C}$ i ${}^{15}\text{N}$), przy czym średnie odchylenia od granic

Schmidta są trochę większe dla jąder o nieparzystym protonie niż dla jąder o nieparzystym neutronie.

Na gruncie modelu powłokowego próba wytłumaczenia tych odchyłeń sprowadza się do założenia dla lekkich jąder pośredniego sprzężenia pomiędzy granicznymi przypadkami sprzężeń jj i LS . Dla ciężkich jąder, dla których sprzężenie jj jest uważane za dobre przybliżenie, odchylenie od sprzężenia jj może być rozpatrywane jako częściowe zmieszanie dwóch składowych dubletu spin-orbita. Dla jąder nieparzysto-nieparzystych model powłokowy przewiduje momenty magnetyczne

$$\mu = \frac{1}{2} \left[(g_p + g_n)I + (g_p - g_n) \frac{j_p(j_p + 1) - j_n(j_n + 1)}{2(I + 1)} \right], \quad (8)$$

gdzie j_p , g_p i j_n , g_n są całkowitymi krętami i czynnikami jądrowymi nieparzystych protonu i neutronu. Zgodność między wartościami eksperymentalnymi i obliczonymi na podstawie wzoru (8) jest na ogół dobra, szczególnie w przypadku lekkich jąder, a tym bardziej gdy nieparzysty proton i nieparzysty neutron znajdują się w tych samych stanach modelu powłokowego ($j_p = j_n$).

W modelu kolektywnym nieparzysty nukleon porusza się w elipsoidalnym potencjale zdeformowanego rdzenia. Rdzeń wnosi wówczas również przyczynek do wartości momentu magnetycznego. W wypadku słabego sprzężenia ruchu nukleonu z oscylacjami rdzenia, co zachodzi w pobliżu zamkniętych powłok, moment magnetyczny ma wartość bliską przewidzianej na podstawie modelu powłokowego. Gdy rdzeń jest znacznie zdeformowany, sprzężenie jest silne i w stanie podstawowym

$$\mu = \frac{I^2}{I+1} g_\Omega + \frac{I}{I+1} g_R \quad \text{dla} \quad I = \Omega \neq \frac{1}{2}, \quad (9)$$

gdzie g_Ω jest czynnikiem jądrowym nieparzystego nukleonu poruszającego się w elipsoidalnym potencjale, a g_R jest czynnikiem jądrowym rdzenia.

Dla jąder nieparzysto-nieparzystych g_Ω jest kombinacją czynników jądrowych obu nukleonów.

W przypadku gdy suma składowych krętów nukleonów w kierunku osi symetrii jądra $\Omega = 1/2$, sytuacja jest bardziej skomplikowana [1].

g_Ω musi być obliczane dla każdego konkretnego jądra. Obliczenia takie można wykonać znając wielkość deformacji jądra, którą z kolei można wyznaczyć z wielkości elektrycznego momentu kwadrupolowego lub z prawdopodobieństwa przejść kwadrupolowych między stanami wzbudzonymi. g_R zależy od rozkładu protonów i neutronów w rdzeniu. Dla jednorodnego rozkładu ładunku $g_R = Z/A$. Takiej wartości czynnika jądrowego należy się spodziewać dla rotacyjnych stanów wzbudzonych jąder parzysto-parzystych.

Dużym sukcesem kolektywnego modelu jądra jest wyjaśnienie różnicy momentów magnetycznych ^{151}Eu (3,6 nm) i ^{153}Eu (1,6 nm). Z punktu widzenia modelu powłokowego oba jądra różnią się tylko dodatkiem dwóch neutronów w stanie $h_{9/2}$, co nie powinno znacznie wpłynąć na wartość μ . Model kolektywny tłumaczy różnicę tych momentów magnetycznych dużą różnicą deformacji obu jąder, czego dowodem są różne wartości ich momentów kwadrupolowych 1,2 b i 2,5 b.

W obecnym stanie teorii jądra mamy więc dwa podejścia do zagadnienia momentów magnetycznych. Część odstępstw od wartości Schmidta można wytłumaczyć zjawiskiem zmieszania konfiguracyjnego w modelu pojedynczej cząstki, natomiast w obszarach jąder zdeformowanych $150 < A < 190$ i $A > 225$ znacznie lepsze rezultaty dają obliczenia na podstawie modelu kolektywnego.

2. Momenty magnetyczne krótkożyciowych stanów wzbudzonych jąder

Rozwój techniki pomiarowej umożliwił w ciągu ostatnich kilku lat wyznaczenie szeregu dipolowych momentów magnetycznych krótkożyciowych stanów wzbudzonych jąder. Jest to problem trudny eksperymentalnie, ale ważny z teoretycznego punktu widzenia. Powstaje bowiem pytanie, czy jądra w stanach wzbudzonych posiadają momenty magnetyczne odpowiadające wartościom momentów magnetycznych analogicznych stanów podstawowych. Szczególnie interesujący jest pomiar momentów magnetycznych stanów wzbudzonych pasma rotacyjnego jąder parzysto-parzystych, które w stanie podstawowym mają $g = 0$, a dla których teoria przewiduje w stanie wzbudzonym $g = Z/A$.

Dotychczas wykonane pomiary dotyczą stanów wzbudzonych o średnich czasach życia zawartych w przedziale 10^{-6} do 10^{-10} sec.

Zasada pomiaru momentów magnetycznych krótkożyciowych stanów wzbudzonych jest prosta. Przede wszystkim ustala się anizotropowy rozkład spinów w danym stanie wzbudzonym, np. przez obserwację kierunku emisji promieniowania prowadzącej do stanu wzbudzonego lub przez zadanie kierunku lotu bombardującej cząstki, która wytwarza dany stan w reakcji jądrowej (wzbudzenie kulombowskie). Następnie obserwuje się wytworzoną anizotropię przez wyznaczanie rozkładu kąтового promieniowania emitowanego z badanego stanu przejściowego w nieobecności i przy zastosowaniu zewnętrznego pola magnetycznego. Pomiar bez pola magnetycznego pozwala wyznaczyć anizotropię rozkładu spinów w stanie wzbudzonym. Zmiana tego rozkładu wywołana polem magnetycznym zależy od oddziaływania między momentem magnetycznym jądra a polem i może wobec tego służyć do wyznaczenia czynnika

jądrowego g . Jeżeli znamy spin badanego stanu wzbudzonego, to możemy obliczyć jego moment magnetyczny.

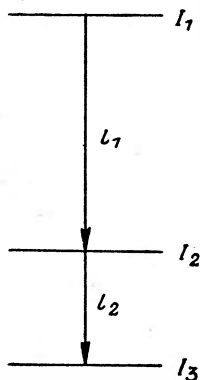
Na tej zasadzie oparte są opisane poniżej metody pomiarów z wyjątkiem metody mössbauerowskiej, rezonansowej absorpcji promieniowania γ , która w przypadku ^{57}Fe pozwoliła bezpośrednio wyznaczyć rozszczepienie zeemanowskie linii γ .

2. 1. Metoda korelacji kątowych promieniowania emitowanego w kaskadzie

2.1.1. Zjawisko korelacji kątowej fotonów γ emitowanych w kaskadzie

Pomiędzy dwoma fotonami promieni γ emitowanymi w kaskadzie (rys. 2) występuje korelacja kierunkowa, która w większości przypadków ma charakter anizotropowy i może być ogólnie opisana wzorem

$$W(\theta) = \sum_{k=0}^L A_{2k} P_{2k}(\cos \theta), \quad (10)$$



Rys. 2. Kaskada promieni γ

dającym prawdopodobieństwo emisji fotonów kaskady w kierunkach tworzących między sobą kąt θ . $P_{2k}(X)$ jest wielomianem Legendre'a stopnia $2k$. Liczba wyrazów sumy we wzorze (10) jest określona przez spin stanu przejściowego I_2 i przez multiplości obu przejść kaskady l_1 i l_2 . Mianowicie wskaźnik $2L$ ostatniego wyrazu sumy jest równy najmniejszej z liczb $2I_2$, $2l_1$ i $2l_2$, gdy liczba ta jest parzysta, a jest mniejszy o 1, gdy liczba ta jest nieparzysta. W praktyce mamy do czynienia z korelacjami, dla których $2L$ jest najwyżej

równe 4. Współczynniki A_{2k} są funkcjami spinów I_1 , I_2 i I_3 oraz multiplości l_1 i l_2 , ale nie zależą od względnego parytetu poziomów.

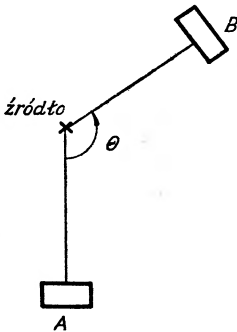
Pomiar korelacji kątowej dwóch fotonów γ polega na wyznaczeniu liczby koincydencji rejestrowanych przez dwa liczniki scyntylicyjne w zależności od kąta ich ustawienia względem źródła (rys. 3). Dla przykładu na rys. 4 podany jest wykres korelacji kątowej dla kaskady 4(2)2(2)0.

Stosunek różnicy koincydencji dla kątów 180° i 90° do liczby koincydencji dla kąta 90° nazywamy anizotropią kierunkową danej kaskady

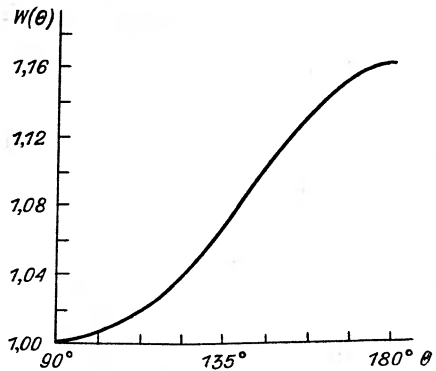
$$A = \frac{N(180^\circ) - N(90^\circ)}{N(90^\circ)}. \quad (11)$$

Pola wewnętrzne działające na jądro w czasie życia stanu przejściowego powodują zakłócenia korelacji i anizotropia maleje. W przypadku substancji diamagnetycznych osłabienie korelacji jest wywołane polem

elektrycznym, którego gradient oddziaływa z jądrem. W przypadku paramagnetyków dodatkowym czynnikiem zakłócającym jest wewnętrzne pole magnetyczne. Osłabienie korelacji zależy od wielkości sprzężenia jądra z polem wewnętrznym. Jeżeli średni czas życia jądra w stanie przejściowym jest znacznie krótszy od okresu precesji wywołanej oddziaływaniem z polem wewnętrznym, zmierzona anizotropia różni się bardzo nieznacznie od pełnej teoretycznej wartości. Dla dłuższych czasów życia



Rys. 3. Geometria stosowana w pomiarach korelacji kątowej fotonów w kaskadzie



Rys. 4. Korelacja kątowa kaskady 4(2)2(2)0

i silnego oddziaływania anizotropia może być znacznie niższa od teoretycznej. Do wzoru (10), opisującego korelację kierunkową, muszą być wówczas wprowadzone współczynniki osłabienia, przy czym osłabienie to jest różne dla różnych wyrazów sumy. Wzór przybiera postać

$$W(\theta, t) = \sum_{k=0}^L G_{2k}(t) A_{2k} P_{2k}(\cos \theta), \quad (12)$$

gdzie $G_{2k}(t)$ są zależnymi od czasu współczynnikami osłabienia.

W substancjach diamagnetycznych można w pewnych warunkach stwierdzić niezakłóconą korelację. Zachodzi to w kryształach o strukturze kubicznej, gdzie nie występuje gradient pola elektrycznego, lub w cieczach o małej lepkości, gdzie w ciągu czasu życia stanu przejściowego następuje wyśredniowanie kierunków zmiennych pól elektrycznych działających na jądro.

W przypadku lepkiej cieczy, w której ruchy drobin są powolne w porównaniu z czasem życia rozpatrywanego stanu wzbudzonego, osłabienie korelacji ma charakter eksponencjalny i współczynniki osłabienia mają postać

$$G_{2k}(t) = e^{-\lambda_{2k} t}. \quad (13)$$

Jeżeli korelację kierunkową wyznaczamy za pomocą układu koincydencyjnego o czasie rozdzielczym τ_0 długim w porównaniu ze średnim czasem życia τ stanu przejściowego, to otrzymujemy w rezultacie tzw. korelację całkową. Gdy występuje ekponencjalne osłabienie korelacji, to wyznaczaną w doświadczeniu korelację całkową można obliczyć ze wzoru

$$\overline{W(\Theta)} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} e^{-\frac{t}{\tau}} \sum_k A_{2k} e^{-\lambda_{2k} t} P_{2k}(\cos \Theta) dt = \sum_k g_{2k} A_{2k} P_{2k}(\cos \Theta), \quad (14)$$

w którym

$$g_{2k} = (1 + \lambda_{2k} \tau)^{-1}.$$

W przypadku, gdy rozporządzamy układem koincydencyjnym o czasie rozdzielczym $\tau_0 \ll \tau$, możemy wprowadzając w obwód jednego z detektorów zmienne opóźnienie T , prześledzić osłabienie korelacji w czasie:

$$W(\Theta, T) = \sum_k G_{2k}(T) A_{2k} P_{2k}(\cos \Theta). \quad (15)$$

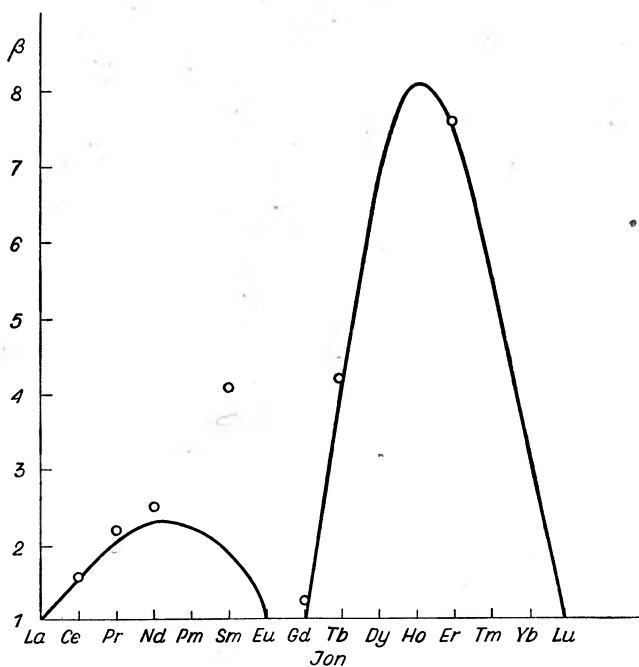
Pomiary momentów magnetycznych stanów wzbudzonych oparte na zjawisku korelacji kątowej promieni γ , emitowanych w kaskadzie, polegają na wyznaczaniu zmiany korelacji wskutek wprowadzenia badanej substancji do zewnętrznego pola magnetycznego o kierunku prostopadłym do płaszczyzny utworzonej przez źródło i oba liczniki. W czasie życia jądra w stanie przejściowym następuje precesja w polu zewnętrznym, co powoduje zmianę obrazu korelacji kątowej.

Przy pomiarach dla substancji paramagnetycznych dodatkową trudność powoduje wewnętrzne pole magnetyczne działające na jądro, a wywołane konfiguracją elektronów. Zastosowane pole zewnętrzne H wytwarza namagnesowanie substancji i efektywne pole magnetyczne H_{ef} może być znacznie większe od pola zewnętrznego. Niewzięcie pod uwagę tego zjawiska prowadzi do błędnych, zbyt dużych wartości czynnika jądrowego g . Efekt pola wewnętrznego może być uwzględniony przez wprowadzenie parametru β , takiego że

$$H_{\text{ef}} = \beta H. \quad (16)$$

Współczynnik β został obliczony dla trójwartościowych jonów pierwiastków z obszaru ziem rzadkich [2] przy następujących założeniach: a) jony znajdują się w równowadze termicznej z otoczeniem, b) jon posiada konfigurację elektronową odpowiadającą pierwiastkowi wytworzonemu w rozpadzie promieniotwórczym, c) czas spinowej relaksacji paramagnetycznej jest wystarczająco krótki. Wykres obliczonych parametrów β dla obszaru ziem rzadkich jest przedstawiony na rys. 5. Dla szeregu jonów w tym obszarze β zostało wyznaczone eksperymentalnie z danych

rezonansu paramagnetycznego. Zgodność wartości doświadczalnych z teoretycznymi jest dobra z wyjątkiem jonu Sm^{3+} . Nie ma jednak pewności, czy wymienione założenia są spełnione w badanych przypadkach rozpadu promieniotwórczego. W szczególności, czy czas, w ciągu którego powstający z rozpadu pierwiastek osiąga stan podstawowy jonu trójwartościowego.



Rys. 5. Wykres parametru β dla trójwartościowych jonów ziem rzadkich [7]

wego, jest dostatecznie krótki w porównaniu ze średnim czasem życia rozpatrywanego stanu wzbudzonego jądra. W związku z tym wyznaczone wartości czynników jądrowych g dla pierwiastków paramagnetycznych mogą być obciążone znacznymi błędami.

Metody pomiarów momentów magnetycznych krótkożyciowych stanów wzbudzonych jąder, oparte na zjawisku korelacji kątowych, można podzielić na dwie zasadnicze grupy.

Pierwsza metoda zastosowana w 1951 r. przez Aepliego, Albers-Schönberga, Bishopa, Frauenfeldera i Heera [3] polega na wyznaczaniu zmian całkowitej korelacji (lub anizotropii) przy wprowadzeniu próbki badanych jąder do zewnętrznego pola magnetycznego. W obecnym stanie techniki pomiarowej daje się ona stosować do stanów wzbudzonych o średnich czasach życia od 10^{-10} sec. wzwyż. W metodzie tej wskazane jest dobranie substancji, dla której nie ma osłabienia korelacji. W przeciwnym przypadku niezbędna jest dokładna znajomość zależności czaso-

wej występującego osłabienia. Muszą być również znane wartości współczynników korelacji oraz średni czas życia wzbudzonego stanu.

Druga metoda zastosowana po raz pierwszy przez Deutscha, Hrynkiewicza i Stieninga w 1959 r. [4] polega na wyznaczaniu widma czasowego zmiany obrazu korelacji pod wpływem zewnętrznego pola magnetycznego. Można ją obecnie stosować do stanów o średnich czasach życia powyżej 2 nsec. Metoda ta pozwala na dokonywanie pomiarów dla substancji, w których występuje osłabienie korelacji pod warunkiem, że czas charakterystyczny osłabienia nie jest krótszy od kilku nsec. Nie trzeba znać wartości współczynników korelacji, byle były dostatecznie duże, ani też czasu życia wzbudzonego stanu.

2.1.2. Metoda korelacji całkowej.

W opisie tej metody wygodnie jest posługiwać się obok wzoru (10) wzorem na korelację kierunkową w postaci

$$W(\Theta) = \sum_{k=0}^L a_{2k} \cos 2k\Theta. \quad (17)$$

Między współczynnikami A_{2k} i a_{2k} zachodzą łatwe do obliczenia związki

$$\begin{aligned} a_0 &= 1 + 0,2500 A_2 + 0,1406 A_4 + \dots \\ a_2 &= 0,7500 A_2 + 0,3125 A_4 + \dots \\ a_4 &= 0,5469 A_4 + \dots \end{aligned} \quad (18)$$

Przypuśćmy, że korelacja kierunkowa jest mierzona w obecności pola magnetycznego H za pomocą układu koincydencyjnego o czasie rozdzielczym długim w porównaniu z czasem życia stanu przejściowego. Obserwowany wówczas obraz korelacji można zapisać w postaci

$$\overline{W(\Theta, H)} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} \sum_k a_{2k} \cos 2k(\Theta + \omega t) e^{-\frac{t}{\tau}} dt, \quad (19)$$

gdzie ω jest częstością precesji Larmora jądra w stanie przejściowym w polu H . Po wycalkowaniu otrzymamy

$$\begin{aligned} \overline{W(\Theta, H)} &= \sum_k \frac{a_{2k}}{\sqrt{1 + (2k\omega\tau)^2}} \cos 2k(\Theta + \Delta\Theta_{2k}), \\ \Delta\Theta_{2k} &= \frac{1}{2k} \operatorname{arctg}(2k\omega\tau). \end{aligned} \quad (20)$$

Jak widać obraz korelacji uległ osłabieniu w stosunku $\frac{1}{\sqrt{1 + (2k\omega\tau)^2}}$ i rotacji o kąt $\Delta\Theta_{2k}$.

W szczególnym przypadku, gdy $2k\omega\tau \ll 1$, wzór (20) redukuje się do

$$\overline{W(\Theta, H)} = \sum_k a_{2k} \cos 2k(\Theta + \omega\tau) \quad (21)$$

czyli w stosunku do obrazu korelacji dla $H = 0$ nastąpił obrót o kąt $\omega\tau$.

Jeżeli występuje zależne od czasu, eksponencjalne osłabienie korelacji, to posługując się wzorem (12), w którym $G_{2k} = \exp(-\lambda_{2k}t)$ (zaniedbując wyrazy o wskaźnikach wyższych niż 4), można otrzymać następujący wzór na zależność całkowitej korelacji od H :

$$\begin{aligned} \overline{W(\Theta, H)} = 1 + \frac{g_2 A_2}{4} \left[1 + \frac{3 \cos 2(\Theta + \Delta\Theta_{22})}{\sqrt{1 + (2g_2\omega\tau)^2}} \right] + \\ + \frac{g_4 A_4}{64} \left[9 + \frac{20 \cos 2(\Theta + \Delta\Theta_{24})}{\sqrt{1 + (2g_4\omega\tau)^2}} + \frac{35 \cos 4(\Theta + \Delta\Theta_{44})}{\sqrt{1 + (4g_4\omega\tau)^2}} \right], \end{aligned}$$

gdzie

$$g_2 = (1 + \lambda_2\tau)^{-1}, \quad g_4 = (1 + \lambda_4\tau)^{-1}, \quad (22)$$

$$\Delta\Theta_{22} = \frac{1}{2} \operatorname{arctg}(2g_2\omega\tau),$$

$$\Delta\Theta_{24} = \frac{1}{2} \operatorname{arctg}(2g_4\omega\tau),$$

$$\Delta\Theta_{44} = \frac{1}{4} \operatorname{arctg}(4g_4\omega\tau).$$

W przypadku gdy $\omega\tau \ll 1$ mamy

$$\overline{W(\Theta, H)} = \sum_k g_{2k} A_{2k} P_{2k}[\cos(\Theta + g_{2k}\omega\tau)]. \quad (23)$$

Zależne od czasu osłabienie korelacji powoduje w porównaniu z korelacją niezakłóconą zmniejszenie anizotropii oraz zmalenie kąta obrotu w polu magnetycznym. Komplikacje pojawiające się przy stosowaniu wzoru (22) wskazują wyraźnie, jak korzystne jest wybranie do pomiaru substancji, dla której korelacja kierunkowa nie jest zakłócona. W dalszym opisie metody korelacji całkowitych w polu magnetycznym ograniczymy się tylko do korelacji niezakłóconych i takich w których nie występują wyrazy o wskaźnikach wyższych niż 4.

Spośród różnych wariantów tej metody, opartych na wyżej przytoczonych wzorach, wybierzemy do dalszego opisu trzy najczęściej stosowane.

A) Wyznacza się krzywe korelacji kątowej $\overline{W(\Theta, H)}$ bez pola zewnętrznego i dla dwóch przeciwnych kierunków pola o odpowiednio dobranym natężeniu. Wzajemne przesunięcie krzywych pozwala obliczyć czynnik jądrowy g .

Rachunek jest bardzo prosty w dwóch szczególnych przypadkach często spotykanych w praktyce.

1. Gdy $\omega\tau \ll 1$, przesunięcie katowe $\Delta\theta$ między krzywymi $\overline{W(\theta, +H)}$ i $\overline{W(\theta, -H)}$ jest równe $\omega\tau$. Ponieważ

$$\omega = 0,48 \cdot 10^4 g H$$

więc

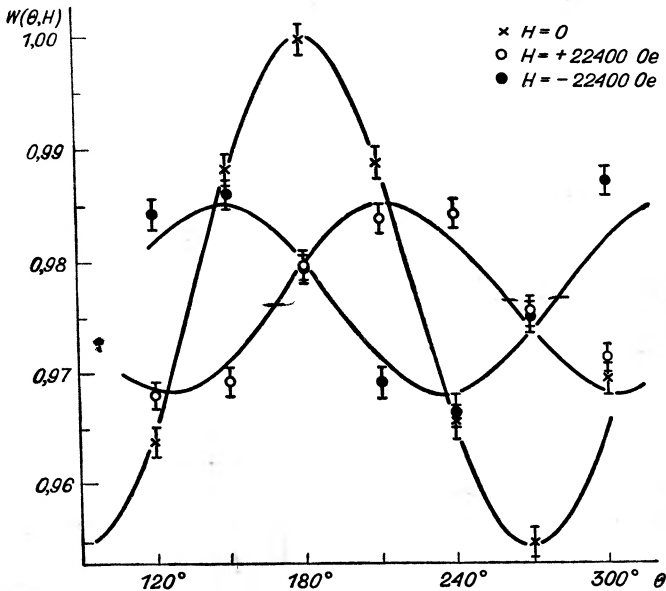
$$g = \frac{\Delta\theta}{0,48 H \tau} 10^{-4}. \quad (23)$$

2. Gdy warunek $\omega\tau \ll 1$ nie jest spełniony, ale współczynnik a_4 jest mały w stosunku do a_2 i może być wobec a_2 zaniębdany, wzór na g ma również prostą postać:

$$g = \frac{\text{tg} \Delta\theta}{0,48 H \tau} 10^{-4}. \quad (24)$$

W innych przypadkach należy się posługiwać wzorami (20).

Znak czynnika jądrowego g możemy określić z kierunku przesunięcia obrazu precesji dla określonego kierunku pola magnetycznego.



Rys. 6. Przesunięcie krzywych korelacji katowej dla kaskady 355 keV — 81 keV ^{133}Cs w polach $\pm 22\,400$ Oe [5]

Przykładem zastosowania metody A może być pomiar momentu magnetycznego stanu 81 keV ^{133}Cs , wykonany przez Bo denstedta, Krönera i Matthiasa [5]. Uzyskane w tym pomiarze przesunięcie katowe obrazu korelacji kaskady 355 — 81 keV pokazane jest na rys. 6.

B) Wyznacza się zależność anizotropii od natężenia pola magnetycznego

$$A(H) = \frac{\overline{W(180^\circ, H)} - \overline{W(90^\circ, H)}}{\overline{W(90^\circ, H)}} = \frac{2\alpha'_2 \cos 2\Delta\Theta_2}{\alpha_0 - \alpha'_2 \cos 2\Delta\Theta_2 + \alpha'_4 \cos 4\Delta\Theta_4}, \quad (25)$$

gdzie

$$\alpha'_2 = \frac{\alpha_2}{\sqrt{1 + (2\omega\tau)^2}}, \quad \alpha'_4 = \frac{\alpha_4}{\sqrt{1 + (4\omega\tau)^2}},$$

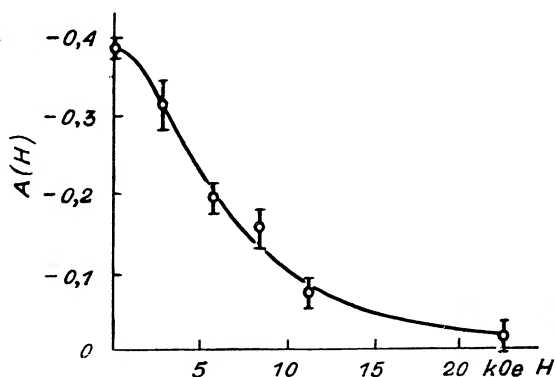
$$\Delta\Theta_2 = \frac{1}{2} \arctg(2\omega\tau), \quad \Delta\Theta_4 = \frac{1}{4} \arctg(4\omega\tau).$$

Gdy współczynnik α_4 nie występuje lub jest do zanedbania wobec α_2 , wzór (25) przybiera prostszą postać

$$A(H) = \frac{2\alpha'_2 \cos 2\Delta\Theta_2}{\alpha_0 - \alpha'_2 \cos 2\Delta\Theta_2}. \quad (26)$$

ω , a stąd czynnik jądrowy g otrzymuje się przez dopasowanie do uzyskanej krzywej doświadczalnej krzywej teoretycznej obliczonej z wzoru (25) lub (26).

Aby określić znak czynnika g , należy uzupełnić eksperyment wyznaczeniem kierunku przesunięcia obrazu korelacji dla zadanego kierunku pola magnetycznego.



Rys. 7. Osłabienie w polu magnetycznym anizotropii dla kaskady 133 keV — 482 keV ^{181}Ta [6]

Przykładem zastosowania metody B jest pomiar momentu magnetycznego stanu wzbudzonego 482 keV ^{181}Ta wykonany przez Raboya i Krohna [6]. Otrzymana przez nich krzywa $A(H)$ dla kaskady 133 — 482 keV podana jest na rysunku 7.

C) Wykonuje się pomiar liczb koincydencji dla określonego kąta Θ i dla dwóch przeciwnych kierunków pola magnetycznego o ustalonym

natężeniu H . Korzystając z wzoru (20) obliczamy wyrażenie

$$R = 2 \frac{\overline{W(\Theta, H)} - \overline{W(\Theta, -H)}}{\overline{W(\Theta, H)} + \overline{W(\Theta, -H)}}. \quad (27)$$

Dla kąta $\Theta = 135^\circ$ wzór ten przybiera prostą postać

$$R = \frac{2\alpha'_2 \sin 2\Delta\Theta_2}{\alpha_0 - \alpha'_4 \cos 4\Delta\Theta_4}. \quad (28)$$

Gdy $\omega\tau < 0,2$ można przyjąć (z błędem $< 1\%$)

$$R = \frac{2\alpha_2 \sin 2\Delta\Theta_2}{\alpha_0 - \alpha_4 \cos 4\Delta\Theta_4},$$

a w przypadku gdy α_4 może być zaniedbane w porównaniu z α_0

$$R = 2 \frac{\alpha_2}{\alpha_0} \sin 2\Delta\Theta_2$$

i czynnik g obliczamy z wzoru

$$g = \frac{\operatorname{tg}\left(\arcsin \frac{R\alpha_0}{2\alpha_2}\right)}{0,96 \cdot H\tau} 10^{-4}. \quad (29)$$

W porównaniu z metodami A i B , metoda C może być stosowana w przypadkach, w których iloczyn $\omega\tau$ jest mniejszy, to znaczy dla bardzo krótkich czasów życia i niskich wartości czynnika g . Manning i Rogers [7] zastosowali tę metodę do stanów wzbudzonych o czasach życia 10^{-10} sec.

2.1.3. Metoda widma czasowego korelacji kątowej

Szybki układ koincydencyjny z konwerterem czasu na amplitudę impulsów pozwala wyznaczyć widmo czasowe obrazu korelacji kątowej w zewnętrznym polu magnetycznym. Przy ustawieniu detektorów scyntylacyjnych pod kątem Θ , widmo czasowe liczby koincydencji², które bez pola zewnętrznego jest po prostu eksponencjalną krzywą zaniku przejściowego stanu wzbudzonego, zostanie w polu Θ natężeniu H zmodulowane precesją Larmora jąder w stanie przejściowym (rys. 8). Amplituda tej modulacji zależy od anizotropii danej kaskady promieni γ i od kąta Θ .

Oznaczmy przez $N^+(\Theta, t)$ liczbę koincydencji jako funkcję czasu dla kąta Θ i pola $+H$, a przez $N^-(\Theta, t)$ odpowiadającą jej liczbę koincydencji

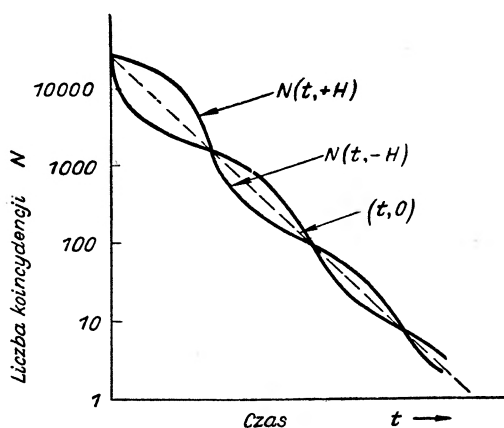
² Przez liczbę koincydencji należy rozumieć liczbę koincydencji zarejestrowanych w jednostce czasu — angielskie „coincidence rate“.

dla pola $-H$. Możemy wówczas obliczyć wyrażenie

$$\begin{aligned}
 R(\Theta, t) &= 2 \frac{N^+(\Theta, t) - N^-(\Theta, t)}{N^+(\Theta, t) + N^-(\Theta, t)} = \\
 &= -2 \frac{a_2 \sin 2\Theta \sin 2\omega t + 2a_4 \sin 4\Theta \sin 4\omega t}{a_0 + a_2 \cos 2\Theta \cos 2\omega t + a_4 \cos 4\Theta \cos 4\omega t}. \quad (30)
 \end{aligned}$$

Dla $\Theta = 3\pi/4$ wzór (30) przybiera postać

$$R(t) = \frac{2a_2 \sin 2\omega t}{a_0 - a_4 \cos 4\omega t}. \quad (31)$$



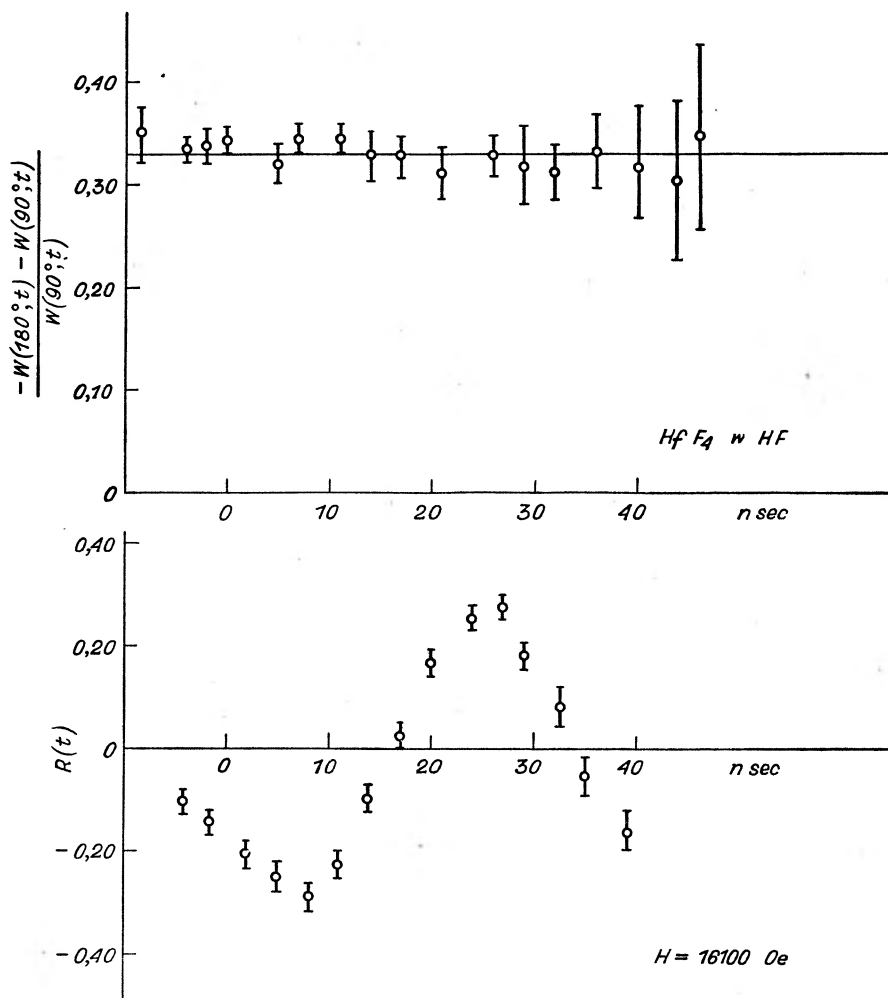
Rys. 8. Widmo czasowe korelacji kierunkowej zmodulowane precesją Larmora w polu magnetycznym (schematycznie)

Jeżeli $a_4 \ll a_0$, otrzymujemy sinusoidę precesji Larmora o amplitudzie $2a_2$ i podwojonej częstotliwości 2ω . Punkty przejścia krzywej przez oś czasów mogą posłużyć do wyznaczenia częstotliwości precesji, a z kolei czynnika jądrowego g . W ogólnym przypadku sinusoida jest zniekształcona przez wyraz $a_4 \cos 4\omega t$ w mianowniku, jednak punkty jej przejścia przez zero będą leżały w tych samych miejscach. Jeżeli korelacja kierunkowa jest zakłócona, to amplituda krzywej precesji będzie malała, ale i w tym przypadku punkty jej przechodzenia przez zero nie ulegną przesunięciu.

Opisana metoda pomiaru została zilustrowana przez Deutscha, Hryniewiczza i Stieninga [4] na przykładzie stanu wzbudzonego 482 keV ^{181}Ta , zarówno dla źródła, w którym nie występuje osłabienie korelacji (HfF_4 w stężonym HF), jak i dla źródła, w którym zachodzi wyraźne osłabienie (polikrystaliczny $(\text{NH}_3)_4\text{HfF}_7$). Otrzymane wykresy są pokazane na rys. 9 i 10. Zniekształcenie krzywych precesji w pobliżu

$t = 0$ tłumaczy się skończonym czasem rozdzielczym aparatury koincydencyjnej.

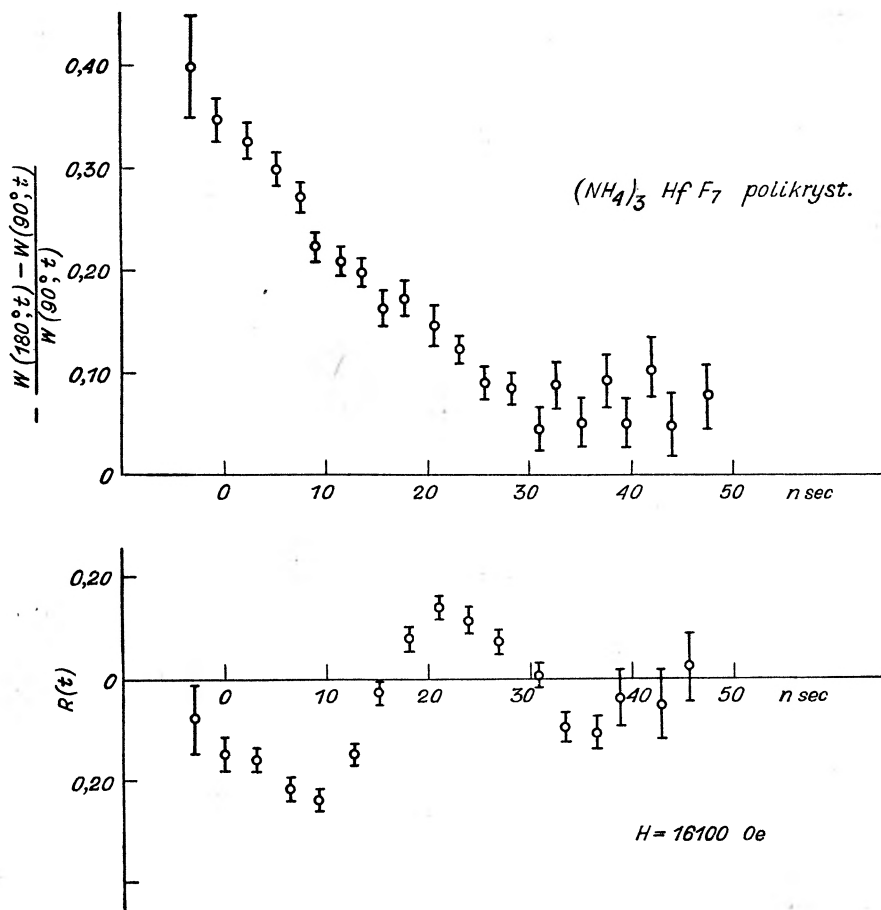
W przypadku gdy czas życia stanu wzbudzonego jest krótki w porównaniu z okresem precesji Larmora, w polu magnetycznym możliwym



Rys. 9. Widmo czasowe korelacji i precesja w polu magnetycznym dla kaskady 133 keV — 482 keV ^{181}Ta . Źródło: HFF₄ w stężonym HF [4]

do otrzymania w laboratorium, nie można prześledzić krzywej precesji w ciągu całego okresu i wyznaczenie częstości ω z położenia punktów przejścia przez zero staje się niemożliwe. Aby obliczyć częstość precesji z kształtu początkowej części uzyskanej w doświadczeniu krzywej, należy znać współczynniki α oraz dokładny przebieg ewentualnego osłabienia korelacji.

Łatwo jest uniknąć tych komplikacji modyfikując opisaną wyżej metodę. Zamiast pomiarów dla pojedynczego kąta $3\pi/4$ należy wykonać pomiary dla dwóch kątów $\theta_1 = 5\pi/8$ i $\theta_2 = 7\pi/8$ dla obu kierunków pola



Rys. 10. Widmo czasowe korelacji i precesja w polu magnetycznym dla kaskady 133 keV — 482 keV ^{181}Ta . Źródło: polikrystaliczny $(NH_4)_3HfF_7$, [4]

magnetycznego. Otrzymujemy wówczas liczby koincydencji: $N^+(\theta_1, t)$, $N^-(\theta_1, t)$, $N^+(\theta_2, t)$ i $N^-(\theta_2, t)$. Można z nich utworzyć następujące wyrażenia:

$$A(t) = \frac{2}{S} \{ [N^+(\theta_2, t) + N^-(\theta_1, t)] - [N^-(\theta_2, t) + N^+(\theta_1, t)] \} = \sqrt{2} \frac{a_2}{a_0} \sin 2\omega t,$$

$$B(t) = \frac{2}{S} \{ [N^+(\theta_1, t) + N^-(\theta_1, t)] - [N^+(\theta_2, t) + N^-(\theta_2, t)] \} = \sqrt{2} \frac{a_2}{a_0} \cos 2\omega t,$$

$$\begin{aligned}
 C(t) &= \frac{2}{S} \{ [N^-(\Theta_1, t) + N^-(\Theta_2, t)] - [N^+(\Theta_1, t) + N^+(\Theta_2, t)] \} = 2 \frac{\alpha_2}{\alpha_0} \sin 4\omega t, \\
 D(t) &= \frac{2}{S} [N^-(\Theta_1, t) - N^-(\Theta_2, t)] = \frac{\alpha_2}{\alpha_0} \sin \left(2\omega t + \frac{\pi}{4} \right), \\
 E(t) &= \frac{2}{S} [N^+(\Theta_1, t) - N^+(\Theta_2, t)] = \frac{\alpha_2}{\alpha_0} \cos \left(2\omega t + \frac{\pi}{4} \right), \\
 F(t) &= \frac{A(t)}{B(t)} = \operatorname{tg} 2\omega t, \tag{32}
 \end{aligned}$$

gdzie

$$S = N^+(\Theta_1, t) + N^+(\Theta_2, t) + N^-(\Theta_1, t) + N^-(\Theta_2, t).$$

Na podkreślenie zasługują następujące fakty: 1) współczynniki α_2 i α_4 nie występują w tych samych wyrażeniach, 2) wyrażenie $C(t)$ daje krzywą precesji o poczwórnej częstotliwości, 3) $F(t)$ pozwala wyznaczyć ω z każdej serii czterech pomiarów dla określonego czasu t bez żadnych informacji o współczynnikach α , o osłabieniu korelacji i o czasie życia stanu wzbudzonego. Oczywiście błąd statyczny poszczególnych punktów krzywej $F(t)$ jest dla tej samej liczby zarejestrowanych koincydencji tym większy, im mniejsza jest wartość współczynnika α_2 .

Na rys. 11, 12, 13 i 14 przedstawione są wyniki serii pomiarów [4] opartych na wzorach (32) dla stanu wzbudzonego 482 keV ^{181}Ta . Źródłem był roztwór HfF_4 w stężonym HF.

Warto zwrócić uwagę, że taki sam schemat pomiaru można zastosować w przypadku korelacji całkowych. Wyrażenia $A(t)$, $B(t)$ i $F(t)$ przybiorą wówczas dla korelacji o osłabieniu eksponencjalnym postać:

$$\begin{aligned}
 A &= \sqrt{2} \frac{\alpha_2'}{\alpha_0} \sin 2\Delta\Theta_2, \\
 B &= \sqrt{2} \frac{\alpha_2'}{\alpha_0} \cos 2\Delta\Theta_2, \tag{33} \\
 F &= \frac{A}{B} = \operatorname{tg} 2\Delta\Theta_2 = 2g_2\omega\tau.
 \end{aligned}$$

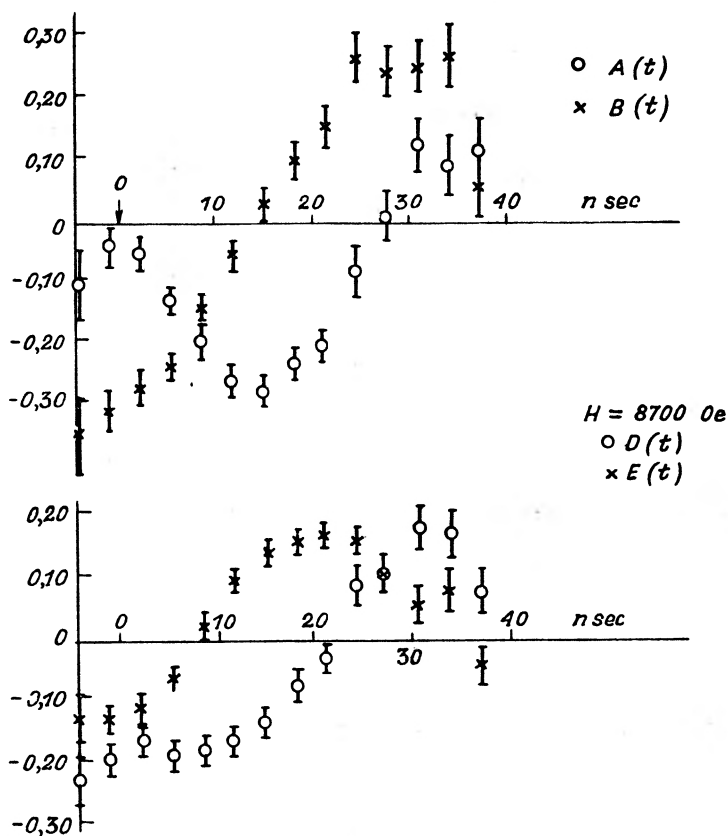
Dla korelacji niezakłóconej

$$F = 2\omega\tau.$$

Jak widać w przypadku nieosłabionej korelacji iloczyn czynnika jądrowego i średniego czasu życia $g\tau$ może być obliczony bez znajomości współczynników α .

Metodą zbliżoną w zasadzie do pierwszego z opisanych wariantów metody widm czasowych korelacji zastosowali w 1955 r. Steffen i Zo-

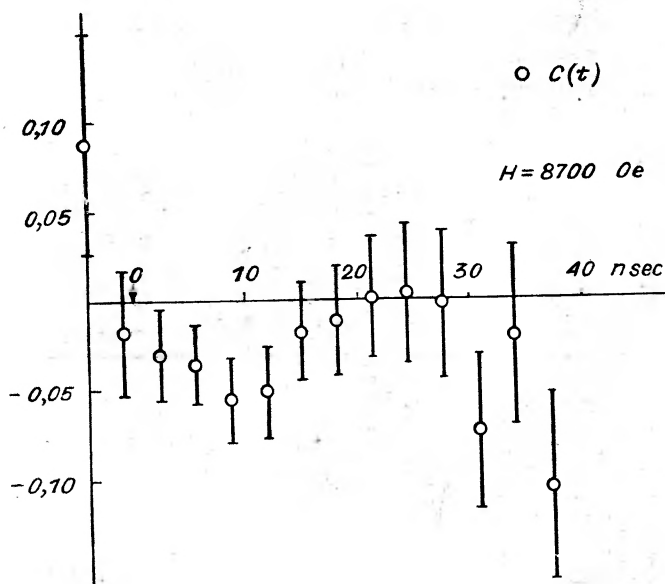
bel [8] do pomiaru momentu magnetycznego stanu 241 keV ^{113}Cd o średnim czasie życia $\tau = 122$ nsec. Posługując się układem koincydencyjnym o czasie rozdzielczym $\tau_0 = 100$ nsec i wprowadzając do obwodu jednego



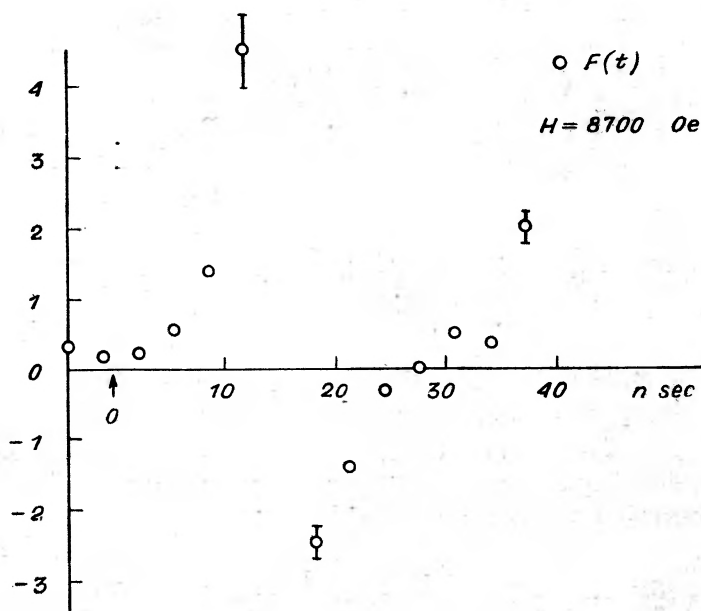
Rys. 11. Doświadczalnie uzyskane krzywe $A(t)$, $B(t)$, $D(t)$ i $E(t)$ dla kaskady 133 keV — 482 keV ^{181}Ta [4]

z detektorów stałe opóźnienie $T = 375$ nsec wyznaczyli przy ustawieniu liczników pod kątem $\Theta = 3\pi/4$ liczby koincydencji dla pól magnetycznych $+H$ i $-H$ jako funkcję bezwzględnej wartości natężenia pola. Stosunek liczb koincydencji dla obu kierunków pola magnetycznego jest funkcją częstości precesji i wyraża się wzorem

$$R(\omega) = \frac{N\left(\frac{3\pi}{4}, T, -H\right)}{N\left(\frac{3\pi}{4}, T, +H\right)} = \frac{\int_{T-\tau_0}^{T+\tau_0} e^{-\frac{t}{\tau}} \left\{ 1 + e^{-\lambda_2 t} A_2 P_2 \left[\cos\left(\frac{3\pi}{4} - \omega t\right) \right] \right\} dt}{\int_{T-\tau_0}^{T+\tau_0} e^{-\frac{t}{\tau}} \left\{ 1 + e^{-\lambda_2 t} A_2 P_2 \left[\cos\left(\frac{3\pi}{4} + \omega t\right) \right] \right\} dt}, \quad (34)$$



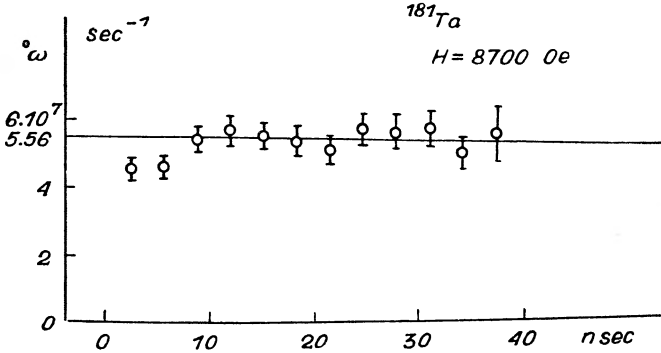
Rys. 12. Doświadczalnie uzyskana krzywa $C(t)$ dla kaskady 133 keV — 482 keV ^{181}Ta [4]



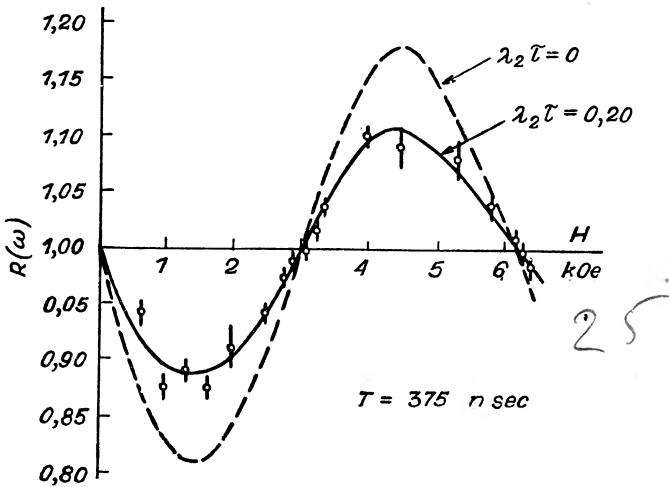
Rys. 13. Doświadczalnie uzyskana krzywa $F(t)$ dla kaskady 133 keV — 482 keV ^{181}Ta [4]

jeżeli osłabienie korelacji ma charakter eksponencjalny (λ_2) i uwzględnimy tylko wyraz o wskaźniku 2.

Otrzymana przez Steffena i Zobela krzywa $R(\omega)$ jest również sinusoidą, z której można wyznaczyć częstość precesji Larmora (rys. 15).



Rys. 14. Częstość precesji Larmora wyznaczona z krzywej $F(t)$ (rys. 13) [4]



Rys. 15. Krzywa $R(\omega)$ dla stanu 241 keV ^{111}Cd [8]

Bardzo podobną metodę zastosowali niezależnie Krohn i Raboy [9] do pomiaru czynnika jądrowego stanu 1274 keV ^{204}Pb . Wyznaczali oni po wprowadzeniu odpowiedniego opóźnienia funkcję

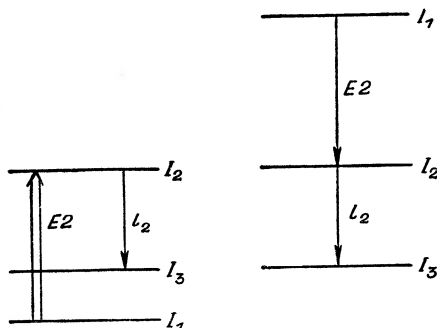
$$R(\omega) = \frac{N\left(\frac{3\pi}{4}, T, H\right)}{N\left(\frac{5\pi}{4}, T, H\right)}$$

Obie ostatnio wzmiankowane metody w porównaniu z metodą widma czasowego korelacji mają znacznie bardziej ograniczony zakres stosowalności i wymagają wyznaczenia krzywej precesji punkt po punkcie dla różnych wartości natężenia pola magnetycznego H , podczas gdy metoda widma czasowego pozwala przy zastosowaniu wielokanałowego analizatora amplitudy na otrzymanie całej krzywej w jednym pomiarze.

W opisie metod pomiaru momentów magnetycznych krótkożyjących stanów wzbudzonych jąder opartych na zjawisku korelacji kątowych, należy także wspomnieć o zastosowaniu korelacji $\alpha-\gamma$ do wyznaczenia momentu magnetycznego stanu 596 keV ^{237}Np [10].

2. 2. Metoda rozkładu kąowego przy wzbudzaniu kulombowskim

Zasadę tej metody łatwo jest sprowadzić do opisanej poprzednio zasady metod opartych na pomiarze korelacji kątowych w polu magnetycznym, gdyż rozkład kąowy promieniowania γ emitowanego po wzbudzeniu



Rys. 16. Schemat wzbudzania kulombowskiego i równoważny mu schemat kaskady promieni γ

kulombowskim względem kierunku padania wzbudzających cząstek wyraża się wzorami analogicznymi do wzorów dla korelacji kątowej kaskady promieni γ . Należy schemat wzbudzania kulombowskiego zastąpić odpowiednim schematem kaskady (rys. 16). Różnica polega na pojawieniu się we wzorach dodatkowych parametrów a_{2k} , które zależą wyłącznie od procesu wzbudzania a nie od struktury jądra

$$W(\Theta) = \sum_k a_{2k} A_{2k} P_{2k}(\cos \Theta). \quad (35)$$

Współczynniki a_{2k} dają się łatwo wyznaczyć na podstawie tablic i wykresów podanych w pracy Adlera i in. [11].

W zasadzie do pomiaru rozkładu kąowego, a więc i momentu magnetycznego stanu wzbudzonego, wystarcza w tym wypadku jeden detektor

promieni γ , którego kąt ustawienia względem kierunku padania wiązki cząstek z akceleratora odpowiada kątowi między dwoma detektorami w przypadku pomiarów dla kaskady promieni γ . Jednak w większości wykonanych dotychczas doświadczeń stosowane były dwa liczniki ustawione symetrycznie względem wiązki cząstek, co pozwala uwolnić się od szeregu błędów systematycznych, wpływających np. z asymetrii całego urządzenia.

Dotychczasowe pomiary były wykonywane metodą całkową, gdyż zastosowanie metody widma czasowego wymaga krótkich impulsów wiązki cząstek z akceleratora, co jest związane z szeregiem poważnych trudności natury technicznej.

Różne warianty pomiaru całkowego rozkładu kąтового przy wzbudzeniu kulombowskim w polu magnetycznym można zilustrować opisem kilku eksperymentów wykonanych dla stanu wzbudzonego 197 keV ^{19}F .

Sugimoto i Mizobuchi [12] wyznacжали całkowity rozkład kątowy dla 5 wartości natężenia pola magnetycznego i z przesunięć krzywych rozkładu kąтового otrzymali czynnik jądrowy g .

Lehmann i in. [13] mierzyli przy pomocy dwóch liczników ustawionych pod kątami $+45^\circ$ i -45° (względem kierunku padających protonów) stosunek liczby koincydencji jako funkcję natężenia pola magnetycznego. Stosunek ten

$$R(H) = \frac{N(+45^\circ, H)}{N(-45^\circ, H)}$$

przechodzi przez maksimum dla pola o natężeniu H_m , dla którego

$$\omega_m = \frac{1}{2}(\lambda + \lambda_2), \quad (36)$$

gdzie λ jest stałą rozpadu badanego stanu wzbudzonego, a λ_2 — stałą osłabienia „zależnego od czasu“. Pomiary dla dwóch koncentracji roztworu kwasu fluorowodorowego w wodzie (a więc dla dwóch różnych lepkości) wykazały tylko nieznaczne przesunięcie położenia maksimum krzywej $R(H)$, co pozwoliło zaniedbać λ_2 i wyznaczyć g ze związku $\omega_m = \frac{1}{2}\lambda$.

Martin i in. [14] wyznacжали liczby koincydencji przy pomocy dwóch liczników ustawionych pod kątami $+45^\circ$ i -45° dla dwóch przeciwnych kierunków pola magnetycznego. Funkcja

$$q(H) = \frac{N(-45^\circ, +H)N(+45^\circ, -H)}{N(+45^\circ, +H)N(-45^\circ, -H)}$$

przechodzi przez maksimum dane również przez wzór (36).

Treacy [15] mierzył stosunek

$$\frac{N(0^\circ, H) - N(100^\circ, H)}{N(0^\circ, H) + N(100^\circ, H)}$$

jako funkcję natężenia pola H . g było wyznaczone przez dopasowanie krzywej teoretycznej do doświadczalnej krzywej osłabienia.

Poważną trudność w pomiarach metodą wzbudzania kulombowskiego stanowi odchylenie wiązki bombardujących cząstek w polu magnetycznym stosowanym w doświadczeniach. Odchylenie to nie jest łatwe do wyznaczenia i w związku z tym kierunek padania cząstek na tarczę jest nieokreślony. W przypadku cząstek o dużych energiach i słabych pól magnetycznych kąt odchylenia jest mały i może być zaniedbany, jednak przy pracy z silnymi polami i stosunkowo niskimi energiach cząstek wyniki pomiarów mogą być obciążone dużym błędem systematycznym. Trudność ta zostałaby usunięta, gdyby zastosować do bombardowania tarcz wiązkę neutralnych atomów, którą można uzyskać przez przepuszczenie wiązki naładowanych cząstek przez odpowiednio skonstruowaną komorę gazową.

2. 3. Pewne problemy techniczne pomiaru momentów magnetycznych krótkożyciowych stanów wzbudzonych

Dolna granica czasów życia stanów wzbudzonych, dla których mogą być mierzone momenty magnetyczne opisanymi powyżej metodami, jest wyznaczona przez maksymalne natężenie pól magnetycznych, jakie udaje się uzyskać w laboratorium.

Przypuśćmy, że posługujemy się metodą całkową, opisaną wzorem (28). Przy 10^7 zliczeń koincydencji dla każdego kierunku pola magnetycznego bezwzględny błąd statystyczny, jakim obciążona jest zmierzona wartość R , wynosi $\Delta R \approx 5 \cdot 10^{-4}$. Załóżmy następnie, że linie kaskady są „czyste” i poprawka na tło nie zwiększa tego błędu statystycznego. Wówczas, jeżeli chcemy wykonać pomiar z błędem nie przekraczającym 25%, R musi wynosić co najmniej $2 \cdot 10^{-3}$. Jeżeli anizotropia korelacji jest równa 20% i korelacja nie jest zakłócona, to dolna granica czasu życia stanu wzbudzonego jest przy tak określonych warunkach dana przez wyrażenie

$$g\tau H \approx 2 \cdot 10^{-6},$$

czyli dla pola o natężeniu 25 kOe i $g = 1$ τ musi być większe niż $8 \cdot 10^{-11}$ sec.

Każdy, kto ma wyczucie eksperymentu, zdaje sobie sprawę, że założone w tym oszacowaniu warunki są wyjątkowo sprzyjające. Nawet przy bardzo dużej wydajności liczenia koincydencji rzędu 50 na sec., co wymaga stosowania źródeł o dużej aktywności i stwarza konieczność uwzględniania dużych poprawek na koincydencje przypadkowe, aby uzyskać

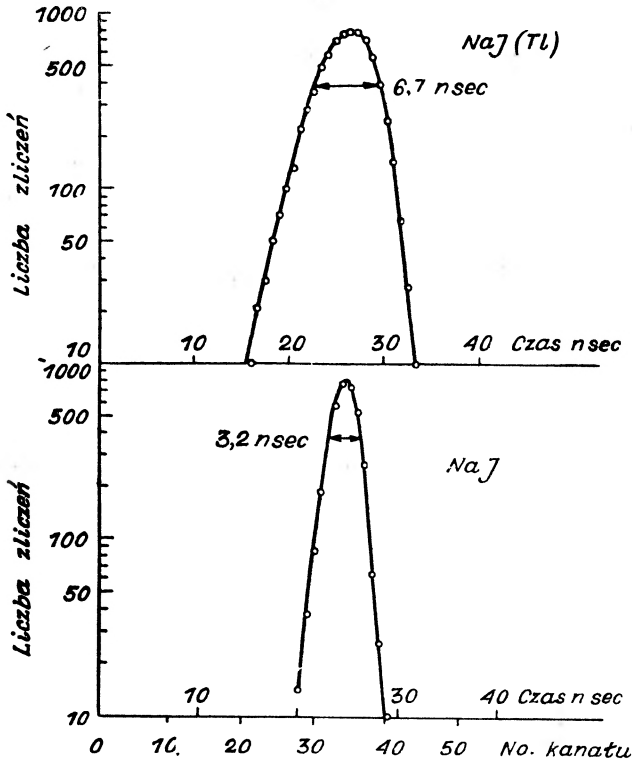
całkowitą liczbę $2 \cdot 10^7$ koincydencji, pomiar musi być wykonywany przez sto kilkadziesiąt godzin. Mniejsza wydajność liczenia, mniejsza od założonych anizotropia korelacji i wartość czynnika g przesuwają dolną granicę τ ku dłuższym czasom. Znacznie silniejsze pola niż 25 kOe trudne są do uzyskania w elektromagnesie ze względu na nasycenie materiału nabiegunków. Można by stosować pola impulsowe w cewkach bezrdzeniowych odpowiednio bramkując układ koincydencyjny, ale to pociągnęłoby za sobą znaczne przedłużenie czasu trwania pomiaru.

Górna granica czasów życia stanów wzbudzonych, do których można jeszcze stosować metodę całkową korelacji kątowych, jest oceniana na 10^{-6} sec. Jest to związane z faktem, że w metodzie całkowej czas rozdzielczy układu koincydencyjnego musi być dłuższy od τ , a przy zbyt długich czasach rozdzielczych liczba koincydencji przypadkowych zaczyna przewyższać liczbę prawdziwych koincydencji.

Dolna granica czasów życia stanów, do których daje się zastosować metodę widm czasowych korelacji, jest przede wszystkim uzależniona od czasu rozdzielczego układu szybkich koincydencji. Średni czas życia badanego stanu wzbudzonego nie może być znacznie krótszy od czasu rozdzielczego układu. Również osiągalne natężenie pola magnetycznego warunkuje granicę stosowalności metody, gdyż na przestrzeni kilku średnich czasów życia badanego stanu trzeba mieć możliwość prześledzenia wystarczająco długiego odcinka krzywej precesji.

Zdolność rozdzielcza szybkiego układu koincydencyjnego jest uwarunkowana własnościami licznika scyntylicyjnego. Zależy ona od rozrzutu czasu pojawiania się kilku pierwszych fotoelektronów, które powielone w fotopowielaczu dadzą na anodzie impuls wystarczający do zadziałania układu elektronowego, oraz od rozrzutu czasu przelotu elektronów przez strukturę fotopowielacza. Należy więc stosować fotopowielacze o możliwie dużym wzmocnieniu, a równocześnie o takim układzie dynod, który daje mały rozrzut czasu przelotu. Rozrzut czasu pojawiania się fotoelektronów z katody jest w przybliżeniu odwrotnie proporcjonalny do amplitudy (liczby fotonów) impulsu świetlnego z kryształu, a wprost proporcjonalny do czasu trwania tego impulsu. W związku z tym zdolność rozdzielcza układu maleje ze spadkiem energii promieni γ , dla których liczymy koincydencje. Skrócenie czasu wyświecania kryształu można uzyskać zastępując NaJ aktywowany talem przez NaJ nie aktywowany, który w temperaturze pokojowej ma czas wyświecania kilkanaście razy krótszy. Jednak w temperaturze pokojowej amplituda impulsów świetlnych z nieaktywowanego NaJ jest bardzo mała. Obniżenie temperatury kryształu do 80°K (w ciekłym N_2) zwiększa około 10 razy amplitudę impulsu, tak że staje się ona porównywalna z amplitudą kryształu aktywowanego, a czas wyświecania wydłuża się tylko dwukrotnie, więc jest

blisko 10 razy krótszy od czasu wyświecania NaJ(Tl) w temperaturze pokojowej [16]. Z chłodzeniem kryształu, stosowanym dla licznika rejestrującego promienie γ niskiej energii, gdyż on jest głównie odpowiedzialny za niską zdolność rozdzielczą układu, wiążą się różne zagadnienia techniczne, jak izolacja cieplna, utrzymywanie w ciągu wielu godzin stałego poziomu ciekłego azotu itp., których skala trudności rośnie, gdy



Rys. 17. Krzywe czasu rozdzielczego dla szybkich koincydencji 510 – 80 keV przy zastosowaniu aktywowanego i nie aktywowanego NaJ [4]

chłodzony kryształ musi być umieszczony między nabiegownikami elektromagnesu, możliwie jak najbliżej źródła, by uzyskać dużą wydajność liczenia koincydencji. Chłodzony kryształ NaJ wymaga zastosowania fotopowielacza z kwarcowym okienkiem i kwarcowej przewodnicy świetlnej, gdyż maksimum w widmie światła emitowanego przez nieaktywowany NaJ leży w bliskim nadfiolecie. Przewodnica spełnia w tym wypadku rolę izolatora cieplnego między chłodzonym kryształem a fotopowielaczem. Poprawa zdolności rozdzielczej dla szybkich koincydencji 510–80 keV, otrzymana przez zastosowanie chłodzonego kryształu do detekcji 80 keV, jest zilustrowana na rys. 17. Oprócz zmniejszenia szerokości krzywej

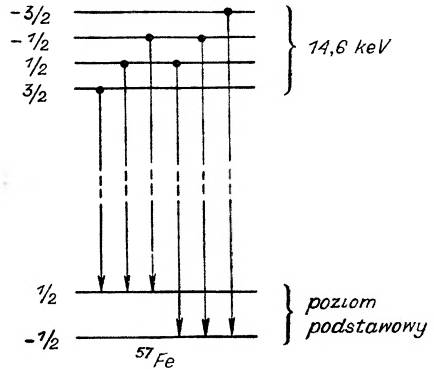
na połowie wysokości z 6,7 nsec. do 3,2 nsec. zwiększa się także nachylenie spadku krzywej.

Prowadnice świetlne, które zmniejszają ilość światła dochodzącego do katody fotopowielacza, są nieuniknione w większości pomiarów z silnymi polami magnetycznymi, gdy zależy na dużej wydajności liczenia koincydencji i kryształy należy umieszczać blisko źródła. Chodzi o oddalenie samego fotopowielacza, aby zmniejszyć wpływ działającego nań rozproszonego pola magnetycznego. W przypadku kryształu NaJ(Tl), w temperaturze pokojowej, najpraktyczniej wykonać prowadnicę świetlną z pleksiglasu, gdyż można jej łatwo nadać kształt zapewniający maksymalną zdolność zbierania światła. Od strony kryształu prowadnica powinna mieć w przekroju kształt spirali logarytmicznej o parametrze kątowym 45° , aby uzyskać całkowite wewnętrzne odbicie światła na powierzchni pleksiglasu.

Mimo prowadnic świetlnych, fotopowielacze muszą być otoczone wielowarstwowym ekranem żelaznym, aby uniknąć zmiany wzmocnienia i towarzyszącego jej przesunięcia skali czasu przy zmianie kierunku pola magnetycznego.

2. 4. Pomiar dipolowego momentu magnetycznego stanu 14.4 keV ^{57}Fe

Metoda całkowicie różna od opisanych powyżej została zastosowana do wyznaczenia momentu magnetycznego stanu 14.4 keV ^{57}Fe . Metoda ta oparta jest na wykorzystaniu zjawiska Mössbauera, tj. bezdrzutowej emisji i absorpcji w kryształach rezonansowego promieniowania γ . Stosując urządzenie, które pozwala wprawiać źródło w ruch jednostajny względem absorbenta, wprowadza się dopplerowskie przesunięcie częstości. Pomiar absorpcji rezonansowej dla różnych prędkości ruchu pozwalają wyznaczyć naturalny kształt linii promieni γ . Jeżeli wskutek pól wewnętrznych w kryształach występuje rozszczepienie linii, to można tą metodą znaleźć wielkość tego rozszczepienia.



Rys. 18. Rozszczepienie zeemanowskie poziomów w ^{57}Fe .

W polikrystalicznym żelazie metalicznym jądro podlega działaniu silnego atomowego pola magnetycznego, które powoduje zeemanowskie rozszczepienie linii 14,4 keV na 6 składowach ze względu na wartość spinów stanu podstawowego (1/2) i stanu wzbudzonego (3/2), (rys. 18). Mierzona w jednostkach częstości wielkość rozszczepienia poziomu jest równa częstości precesji Larmora jego momentu magnetycznego w działa-

jącym nań polu magnetycznym, a więc wyraża się wzorem (5). Z otrzymanego metodą przesunięcia dopplerowskiego widma można wyznaczyć rozszczepienia dla stanu podstawowego i dla stanu wzbudzonego, a znając wartość czynnika jądrowego dla stanu podstawowego można obliczyć zarówno wielkość wewnętrznego pola magnetycznego H działającego na jądro jak i czynnik jądrowy, a stąd moment magnetyczny μ stanu wzbudzonego. Tą metodą otrzymano [17] $H = (3,33 \pm 0,10)10^5$ Oe i $\mu = -(0,153 \pm 0,004)$ nm. Jest to w tej chwili najdokładniejszy pomiar jądrowego momentu magnetycznego krótkożyciowego stanu wzbudzonego.

Tablica

Momenty magnetyczne krótkożyciowych stanów wzbudzonych jąder

Jądro	Energia stanu wzbudzonego keV	Spin	Średni czas życia nsec	Moment magnetyczny nm	Metoda pomiaru	Literatura
^{19}F	197	5/2	$124 \pm 0,07$	$+ (3,53 \pm 0,24)$	kor. całkow.	18
				$+ (3,70 \pm 0,45)$	wzb. coulomb.	13
				$+ (2,44 \pm 0,16)$	wzb. coulomb.	12
				$+ (4,50 \pm 1,00)$	wzb. coulomb.	15
				$+ (3,6 \pm 0,2)$	wzb. coulomb.	14
^{57}Fe	14,4	3/2	100	$- (0,153 \pm 0,004)$	efekt Mössb.	17
^{75}As	280	5/2	$0,34 \pm 0,11$	$- (1,05 \pm 0,35)$	kor. całkow.	7
^{99}Tc	181	5/2	$5,15 \pm 0,07$	$+ (3,7 \pm 0,5)$	kor. całkow.	19
				$+ (3,6 \pm 0,3)$	kor. całkow.	20
^{111}Cd	247	5/2	$122,3 \pm 1,2$, $-0,8$	$- (0,725 \pm 0,47)$	kor. całkow.	21
				$- (0,783 \pm 0,023)$	R(ω)	8
^{133}Cs	81	5/2	$9,11 \pm 0,07$	$+ (3,1 \pm 0,3)$	kor. całkow.	5
				$+ (3,60 \pm 0,25)$	widmo czas. kor.	4
$^{150}\text{Nd}^*$	130	2	2,38	$+ (0,44 \pm 0,08)$	wzb. coulomb.	2
$^{152}\text{Sm}^*$	125	2	$2,02 \pm 0,14$	$+ (0,42 \pm 0,08)$	wzb. coulomb.	2
$^{154}\text{Sm}^*$	84	2	3,80	$+ (0,42 \pm 0,08)$	wzb. coulomb.	2
^{175}Lu	114	9/2	0,094	$+ (2,25 \pm 0,90)$	kor. całkow.	7
^{177}Hf	113	9/2	0,6	$+ (1,0 \pm 0,2)$	kor. całkow.	7
^{181}Ta	482	5/2	$1,53 \pm 0,04$	$+ (3,04 \pm 0,13)$	kor. całkow.	6
				$+ (3,25 \pm 0,17)$	kor. całkow.	22
				$+ (2,70 \pm 0,25)$	kor. całkow.	23
				$+ (3,45 \pm 0,08)$	widmo czas. kor.	4
^{204}Pb	1274	4	375 \pm 30	$+ (0,32 \pm 0,28)$	kor. całkow.	9
				0.14		
^{237}Np	59,6	5/2	60	$+ (0,22 \pm 0,02)$	R(ω)	24
				$+ (2,00 \pm 0,50)$	korelacja $\alpha-\gamma$	10

2. 5. Zestawienie wartości zmierzonych momentów magnetycznych krótkożyciowych stanów wzbudzonych jąder

W tabelicy zestawione są wyniki dotychczasowych pomiarów dipolowych momentów magnetycznych krótkożyciowych stanów wzbudzonych. W kolumnie 6 podane są metody pomiarów. Symbol * oznacza pierwiastki paramagnetyczne, dla których ze względu na niedokładną znajomość efektywnego pola magnetycznego podane wartości μ mogą być obciążone błędem systematycznym.

Jeżeli ta sama grupa autorów wykonywała kilkakrotne pomiary tą samą metodą dla tego samego stanu wzbudzonego jądra, w tabelicy uwzględniony jest tylko wynik podany w ostatniej pracy tej grupy.

W przypadkach, w których średni czas życia danego stanu wzbudzonego znany jest obecnie dokładniej niż w momencie wykonywania pomiaru g , wartości momentów magnetycznych w tabelicy zostały odpowiednio poprawione.

Literatura

- [1] R. J. Blin-Stoyle, *Rev. mod. Phys.*, **28**, 75 (1956).
- [2] G. Goldring, R. P. Scharenberg, *Phys. Rev.*, **110**, 701 (1958).
- [3] H. Aeppli, H. Albers-Schönberg, A. S. Bishop, H. Frauenfelder, E. Heer, *Phys. Rev.*, **84**, 370 (1951).
- [4] M. Deutsch, A. Z. Hryniewicz, R. F. Stiening, w druku w *Nuclear Physics*.
- ✓ [5] E. Bodenstedt, H. J. Kröner, E. Matthias, *Nuclear Phys.*, **11**, 584 (1959). ✓
- ✓ [6] S. Raboy, V. E. Krohn, *Phys. Rev.*, **95**, 1689 (1954).
- ✓ [7] G. Manning, J. D. Rogers, *Nuclear Phys.*, **15**, 166 (1960).
- [8] R. M. Steffen, W. Zobel, *Phys. Rev.*, **97**, 1188 (1955).
- [9] V. E. Krohn, S. Raboy, *Phys. Rev.*, **97**, 1017 (1955).
- [10] V. E. Krohn, T. B. Novey, S. Raboy, *Phys. Rev.*, **98**, 1187 (1955).
- [11] K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson, A. Winther, *Rev. mod. Phys.*, **28**, 432 (1956).
- [12] K. Sugimoto, A. Mizobuchi, *Phys. Rev.*, **103**, 739 (1956).
- [13] P. Lehmann, A. Lévêque, M. Fiehrer, R. Piek, *J. Phys. Radium*, **16**, 560 (1956).
- [14] M. Martin, R. Szostak, P. Marmier, *Helv. phys. Acta*, **31**, 481 (1958).
- [15] P. B. Treacy, *Nuclear Phys.*, **2**, 239 (1956).
- [16] L. E. Beghian, G. H. R. Kegel, R. P. Scharenberg, *Rev. sci. Instrum.*, **29**, 753 (1958).
- [17] S. S. Hanna, J. Haberle, C. Littlejohn, G. J. Perlow, R. S. Preston, D. H. Vincent, *Phys. Rev. Letters*, **4**, 177 (1960).
- [18] W. R. Phillips, G. A. Jones, *Phil. Mag.*, **1**, 576 (1956).
- [19] S. Raboy, V. E. Krohn, *Phys. Rev.*, **111**, 579 (1958).
- [20] E. Bodenstedt, E. Matthias, H. J. Körner, *Z. Phys.*, **153**, 423 (1959).
- [21] H. Albers-Schönberg, E. Heer, T. B. Novey, P. Scherrer, *Helv. phys. Acta*, **27**, 547 (1954).
- [22] P. Debrunner, E. Heer, W. Kündig, R. Rüetschi, *Helv. phys. Acta*, **29**, 463 (1956).
- [23] T. Lindqvist, E. Karlsson, *Ark. Fys.*, **12**, 519 (1957).
- [24] H. Frauenfelder, J. S. Lawson, W. Jentschke, *Phys. Rev.*, **93**, 1126 (1954).

J. A. Janik

Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego,
Kraków

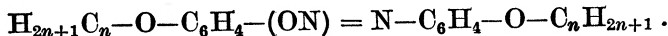
Ciekłe kryształy

Wstęp

Substancje ciekło-kryształiczne charakteryzują to, że w stanie ciekłym tworzą one odrębną fazę, o wysokim stopniu uporządkowania wewnątrz pewnych grup molekularnych, analogicznych pod tym względem do domen ferromagnetyka. Zakres temperatury, w którym występuje ta ciekło-kryształiczna faza, z jednej strony sąsiaduje bezpośrednio z zakresem fazy stałej, z drugiej zaś strony kończy się na pewnej temperaturze przejścia (zwanej także punktem klarowności), powyżej której występuje już tylko normalny stan ciekły nie posiadający żadnego molekularnego uporządkowania. Należy tu nadmienić, że w przypadku niektórych substancji faza ciekło-kryształiczna występuje tylko w stanie cieczy przechłodzonej.

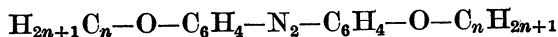
Do substancji tworzących fazę ciekło-kryształiczną należą między innymi:

1. Dwu-*p-n*-alkiloetery azoksyfenolu (zwane inaczej dwu-*n*-alkoksyazoksybenzenami), których ogólny wzór chemiczny jest:

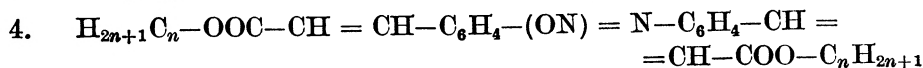
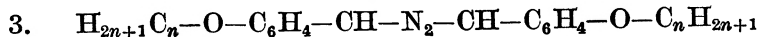


Widome jest występowanie faz ciekło-kryształicznych u siedmiu przedstawicieli tej grupy substancji ($n = 1, \dots, 7$). Najbardziej znanym i najlepiej przebadanym związkiem jest dwu-*p-n*-metyloeter azoksyfenolu, zwany najczęściej *p*-azoksyanizolem ($n = 1$).

2. Dwu-*n*-alkoksyazobenzeny o ogólnym wzorze chemicznym:

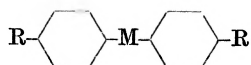


a następnie substancje o następujących wzorach:

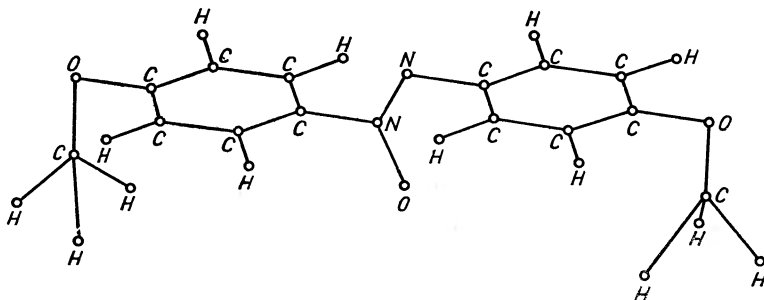


5. $C_4H_9-O-C_6H_4-COOH$
6. $O_2N-C_6H_4-CH=CH-CH=N-C_6H_4-O-C_2H_5$
7. $H_5C_2-OOC-C_6H_4-ON=N-C_6H_4-COO-C_2H_5$.

Prawie wszystkie wymienione związki chemiczne dadzą się przedstawić przy pomocy ogólniejszego wzoru:

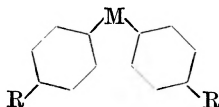


nie jest jednak prawdą twierdzenie, że wszystkie drobiny opisane tym wzorem tworzą fazy ciekło-krystaliczne.



1. Przestrzenny rozkład jąder w drobinie *p*-azoksyanizolu

Rys. 1 przedstawia przestrzenny rozkład jąder atomowych w drobinie głównego przedstawiciela grupy 1, a mianowicie *p*-azoksyanizolu. Zwraca uwagę wydłużony kształt tej drobin. Ten wydłużony kształt występuje u prawie wszystkich drobin omawianych substancji i zdaje się być ważnym czynnikiem działającym przy tworzeniu się fazy ciekło-krystalicznej. Należy jednak zwrócić uwagę, że w niektórych wypadkach również drobiny typu



tworzą ciekłe kryształy.

Odkrywcą ciekło-krystalicznych substancji jest F. Reinitzer [1] (1888 r.). Czas intensywnego badania własności tych ciał przypada na lata dwudzieste i trzydzieste bieżącego stulecia. Również w naszym kraju, w ośrodku krakowskim, wykonano w tym czasie interesujące prace z tej dziedziny, związane głównie z nazwiskami M. Jeżewskiego i M. Mięso-wicza ([2], [3], [5], i inne).

Obecnie w wielu laboratoriach zagranicznych prowadzi się dalsze badania przy użyciu bardziej nowoczesnych metod badawczych. W Polsce

kontynuację prac ośrodka krakowskiego podjął w roku 1958 Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego przy współpracy z Krakowskim Ośrodkiem Fizyki Jądrowej, Instytutu Badań Jądrowych, używając rozpraszania neutronów jako metody badawczej [6], [7].

Istnieje cały szereg publikacji referatowych na temat własności ciał ciekło-krystalicznych. Niektóre z nich podane są w spisie literatury ([8], [9]).

W niniejszym artykule główna uwaga zwrócona będzie na nowsze osiągnięcia w omawianej dziedzinie.

Zasadnicze własności

1. Najczęściej spotykanym stanem ciekło-krystalicznym jest tzw. faza nematyczna. Istnieją jednak substancje o dwóch fazach ciekło-krystalicznych: smektycznej i nematycznej, przy czym w niższej temperaturze występuje faza smektyczna, która następnie w pewnym punkcie przejścia fazowego przechodzi w nematyczną. Przyjmuje się, że różnica między tymi fazami polega na tym, że w fazie nematycznej drobin mają swobodę translacji wzdłuż osi podłużnych, w fazie smektycznej zaś nie mają tej swobody i, co więcej, środki ciężkości drobin muszą leżeć w określonych płaszczyznach. Najważniejszą różnicą makroskopową jest różnica płynności obu faz, przy czym należy zauważyć, że płynność zmienia się skokowo w punkcie przejścia z fazy smektycznej do nematycznej. Faza smektyczna oglądana w mikroskopie polaryzacyjnym odznacza się dużym podobieństwem do polikryształu.

2. Dane szczegółowe co do punktów przemiany niektórych substancji ciekło-krystalicznych podane są w Tabeli 1.

3. Jak widać z tabeli 1, istnieje pewna interesująca prawidłowość w następstwie punktów klarowności przy kolejnej zmianie wartości n w danym szeregu homologicznym (l. p. 1, ..., 7). Mianowicie punkt klarowności dla $n = 1$ (134°) jest niższy niż dla $n = 2$ (168°). Z kolei, punkt klarowności dla $n = 3$ jest znowu niższy (122°), następny znowu wyższy (134°) itd. Istnieją pewne sugestie łączące tę „alternację“ punktów klarowności ze strukturą molekularną drobin szeregu homologicznego.

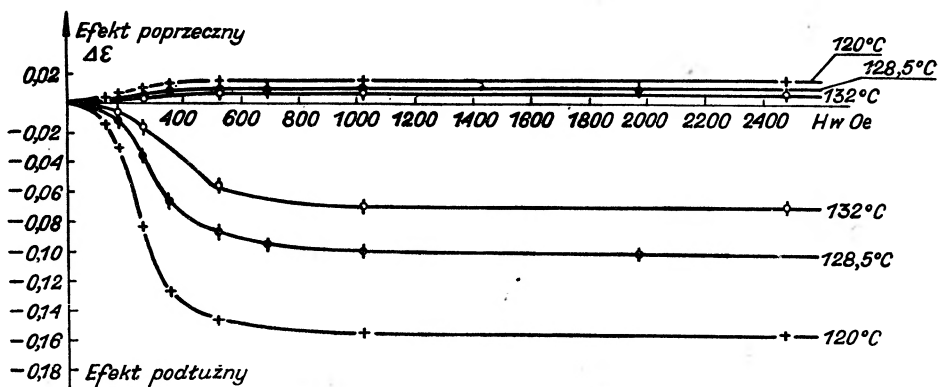
4. Bardzo ważną, jeżeli chodzi o konsekwencje, własnością substancji ciekło-krystalicznych jest tzw. anizotropia diamagnetyczna, która (być może łącznie z współdziałaniem typu elektrycznego) prowadzi do utworzenia się pewnych domen (grup molekularnych) o wysokim stopniu uporządkowania. W granicach domeny drobin ustawiają się mianowicie swoimi długimi osiami równoległe do siebie. (Powyżej punktu klarowności znika tego rodzaju struktura domenowa i znika także uporządkowanie).

5. Konsekwencją struktury domenowej oraz anizotropii magnetycznej nie tylko drobin pojedynczych, ale i całych domen, jest łatwość uzyskania

Tabela 1

Lp.	Substancje	Punkt topnienia	Punkt klarowności	Uwagi
1.	dwumetyloksyazoksybenzen (<i>p</i> -azoksyanizol)	116° C	134° C	faza nematyczna
2.	dwuetyloksyazoksybenzen (<i>p</i> -azoksyfenetol)	134° C	168° C	faza nematyczna
3.	dwupropyloksyazoksybenzen	116° C	122° C	faza nematyczna
4.	dwubutyloksyazoksybenzen	107° C	134° C	faza nematyczna
5.	dwupentyloksyazoksybenzen	82° C	119° C	faza nematyczna
6.	dwuheksyloksyazoksybenzen	81° C	127° C	faza nematyczna
7.	dwuheptyloksyazoksybenzen	74° C	123° C	74°—92° faza smektyczna 92°—123° faza nematyczna
8.	dwuheksyloksyazobenzen	102° C	114° C	
9.	dwumetylmerkaptoazoksybenzen	132° C	117° C	stan ciekło-kryształiczny występuje tu tylko dla cieczy przechodzonej

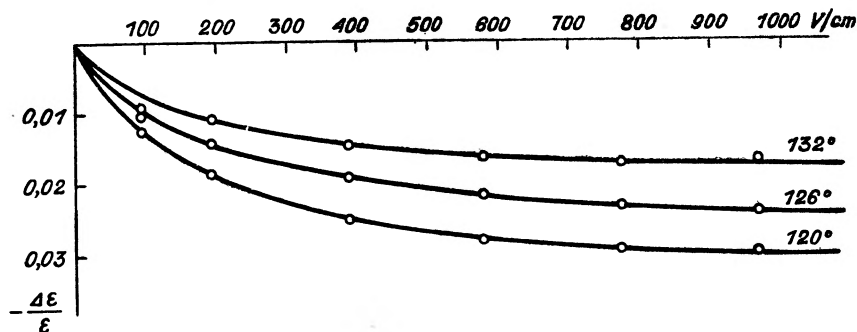
polaryzacji kierunkowej całej cieczy, przy pomocy zewnętrznego pola magnetycznego, rzędu kilku tysięcy Oe. Metodą doświadczalną badania tej polaryzacji pod wpływem pola magnetycznego może być na przykład



Rys. 2. Zmiana $\Delta\epsilon$ stałej dielektrycznej *p*-azoksyanizolu w funkcji natężenia zewnętrznego pola magnetycznego. Krzywe powyżej osi odciętych oznaczają efekt poprzeczny, tzn. pole elektryczne w kondensatorze pomiarowym stałej dielektrycznej jest prostopadłe do pola *H*. Krzywe poniżej osi odciętych oznaczają efekt podłużny, tzn. pole elektryczne w kondensatorze pomiarowym jest równoległe do *H*. W obu wypadkach widać efekt nasycenia spowodowany wysokim stopniem uporządkowania domen.

pomiar stałej dielektrycznej substancji ciekło-krystalicznej w funkcji zewnętrznego pola. Przykład tego rodzaju zależności, wzięty z pracy W. Maiera [4], pokazany jest na ryc. 2.

6. Działanie porządkujące wywiera także ruch masy substancji, a także ruch wewnątrz substancji wywołany np. resztkami przewodnictwa jonowego. Stąd pochodzi możliwość uzyskania polaryzacji próbki pod wpływem pola elektrycznego. (Rys. 3 [2]).



Rys. 3. Względna zmiana $\Delta\epsilon/\epsilon$ stałej dielektrycznej *p*-azoksyanizolu w funkcji natężenia zewnętrznego pola elektrycznego

7. Przedstawiona w p. 5 i 6 łatwość uzyskania próbek o uporządkowanych kierunkowo drobinach pozwala badać różne własności cieczy spolaryzowanych. Warto wspomnieć, że odkrywcą jednej z tych własności był M. Mięsowicz [5], który wykrył, że współczynnik lepkości substancji ciekło-krystalicznej zależy od jej polaryzacji. Np. dla *p*-azoksyanizolu, współczynnik lepkości substancji spolaryzowanej w polu magnetycznym jest ok. 3,5 razy większy niż przy braku polaryzacji.

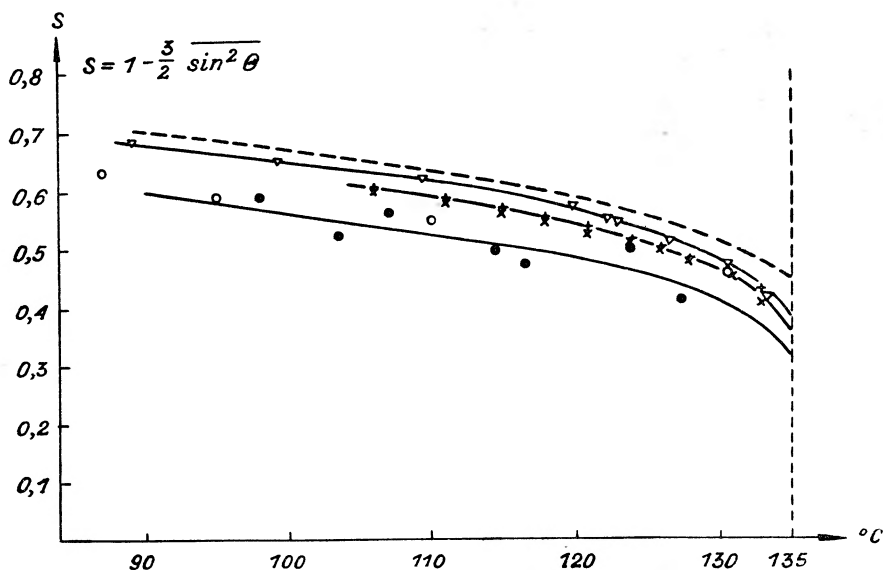
Nowsze badania metodami spektroskopii molekularnej

Badania te wykonywane są obecnie przez W. Maiera i współpracowników w Instytucie Fizyki oraz Instytucie Chemii Fizycznej Uniwersytetu we Freiburgu. Analizowane są widma absorpcyjne siedmiu alkoksyazoksybenzenów ($n = 1, \dots, 7$) oraz heksoksyazobenzen w obszarze podczerwonym ($1\mu - 25\mu$). Bada się zmiany w widmie absorpcyjnym przy przejściu z fazy stałej do ciekło-krystalicznej, a następnie do normalno-ciekłej [10], [11], [12]. Otrzymano następujące rezultaty:

1. Widmo absorpcyjne fazy ciekło-krystalicznej jest całkowicie identyczne z widmem fazy normalno-ciekłej. Można stąd wysnuć wniosek, że przy przejściu przez punkt klarowności nie zachodzą żadne istotne zmiany ani w budowie pojedynczej drobin, ani w jej oddziaływaniu z sąsiednimi drobinami. Wynik ten podważa zasadniczo dość popularną dawniej hypo-

teżę, że przejście przez punkt klarowności łączy się z umożliwieniem pewnych wewnątrzmolekularnych rotacji.

2. Dla poszczególnych pasm badanego obszaru widmowego wyznaczono ekstynkcję światła spolaryzowanego przy przejściu przez spolaryzowaną substancję ciekło-krystaliczną. Ekstynkcja ta jak się okazuje jest zależna od kąta między płaszczyzną polaryzacji światła a kierunkiem polaryzacji próbki, a ponadto zależy od wielkości, która charakteryzuje



Rys. 4. Stopień uporządkowania S drobin p -azoksyanizolu w domenie, w funkcji temperatury. ○ ● — punkty doświadczalne otrzymane przez pomiary absorpcji promieniowania ultrafioletowego i podczerwonego, +, × — punkty doświadczalne otrzymane przez pomiary współczynnika załamania, ▽ — punkty doświadczalne otrzymane przez pomiary przenikalności diamagnetycznej. Krzywa kreskowana jest otrzymana teoretycznie z teorii Maiera i Saupe

uporządkowanie drobin w próbce, a mianowicie od tzw. stopnia uporządkowania. Konieczną jest rzeczą wprowadzić w tym miejscu ścisłą definicję stopnia uporządkowania molekularnego w próbce. Otóż, jakiegokolwiek kierunkowe uporządkowanie w próbce pociąga za sobą powstanie pewnej osi optycznej. Długie osie poszczególnych drobin tworzą na ogół pewien kąt θ z tą osią optyczną preparatu. Stopień uporządkowania S definiujemy przy pomocy wzoru:

$$S = 1 - \frac{3}{2} \overline{\sin^2 \theta},$$

przy czym średniowanie rozciąga się na wszystkie drobinę próbki.

Wracając teraz do absorpcji spolaryzowanego światła podczerwonego w spolaryzowanej kierunkowo próbce, to szczegółowe wzory wiążące

ekstynkcję ze stopniem uporządkowania są następujące:

$$\frac{E_{\parallel}}{E_{\perp}} = \frac{2 - 2\overline{\sin^2 \Theta}}{\overline{\sin^2 \Theta}} \quad \text{dla pasm } A_1$$

oraz

$$\frac{E_{\parallel}}{E_{\perp}} = \frac{2 - \overline{\sin^2 \Theta}}{2\overline{\sin^2 \Theta}} \quad \text{dla pasm } B_1 \text{ i } B_2.$$

We wzorach tych E_{\parallel} i E_{\perp} oznaczają ekstynkcję światła spolaryzowanego równoległe i prostopadle do kierunku polaryzacji próbki. Stopień uporządkowania S zawarty jest w tych wzorach w wyrażeniu $\overline{\sin^2 \Theta}$.

Porównanie wartości S w funkcji temperatury dla *p*-azoksyanizolu, otrzymanych różnymi metodami, przedstawione jest na rys. 4. Przedstawiona jest również krzywa teoretyczna otrzymana na gruncie teorii, o której będzie mowa w ostatnim rozdziale niniejszego artykułu.

Badania ciekłych kryształów metodą paramagnetycznego rezonansu jądrowego

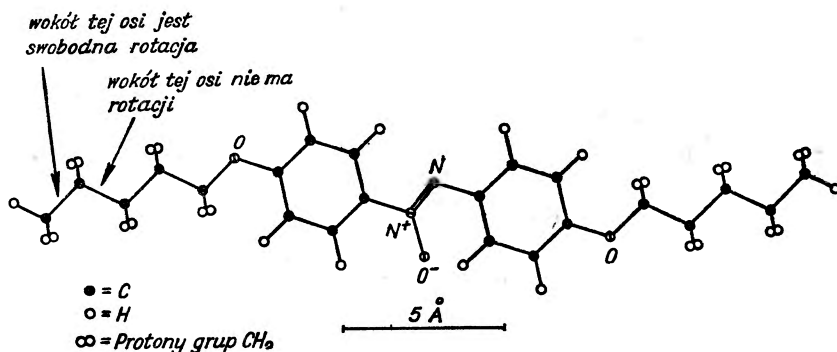
Badania, o których będzie mowa, były przeprowadzone w Instytucie Fizyki Uniwersytetu w Lipsku przez H. Lippmanna i K. H. Webera [13], [14], [15], [16], [17], [18], [19]. Analizowana była szerokość linii rezonansu oraz jej kształt. Ze względu na skomplikowany aparat teoretyczny, który musiałby być wyłożony przy szczegółowym referowaniu tej metody, poprzestaną na opisie zinterpretowanych już wyników dotyczących szeregu ciekłych kryształów.

Wyniki te są następujące:

1. Kształt linii dla alkoksybenzenów przechodzi charakterystyczną ewolucję przy zmianie fazy z krystalicznej w nematyczną a następnie w normalno-ciekłą. Mianowicie szeroka linia charakterystyczna dla ciał stałych, ulega pewnemu zwięźeniu w stanie nematycznym uzyskując przy tym trypletową strukturę, której składowa środkowa niewątpliwie pochodzi od protonów grup CH_3 . W stanie normalno-ciekłym otrzymujemy wąską linię charakterystyczną dla cieczy. Dokładniejsza analiza kształtu linii w fazie nematycznej (w szczególności obliczenie tzw. drugiego momentu) prowadzi do wniosku, że nie można stanu nematycznego uważać jako mieszaniny domen i izotropowej cieczy, co było przedmiotem pewnych dawniej wysuwanych sugestii.

2. Analiza środkowej składowej linii rezonansu dla fazy nematycznej prowadzi do wniosku, że grupy CH_3 wykonują swobodną rotację dookoła swych osi symetrii, natomiast nie występuje rotacja grup metylowych dookoła osi C—C. Sprawę tę wyjaśnia nieco dokładniej rys. 5.

3. Przy dwuheptyloksyazoksybenzenie ($n = 7$) badano linię rezonansu dla fazy nematycznej i smektycznej. Wykryto stosunkowo nieznaczną zmianę szerokości linii, co narzuca wniosek, że w fazie smektycznej istnieje równie swobodna rotacja drobin wokół ich osi podłużnych jak w fazie nematycznej. Ta zresztą rotacja jest głównie odpowiedzialna za



Rys. 5. Rysunek objaśniający sprawę rotacji grup molekularnych w drobinie alkoksyazoksybenzenów. Zachodzi swobodna rotacja grup CH_2 wokół osi oznaczonych na rysunku. Niemożliwa jest natomiast rotacja wokół osi CC wskazanej na rysunku, jak też i wokół następnych (bliżej pierścienia benzenowego) osi CC

redukcję szerokości linii przy przejściu z fazy stałej do ciekło-kryształicznej.

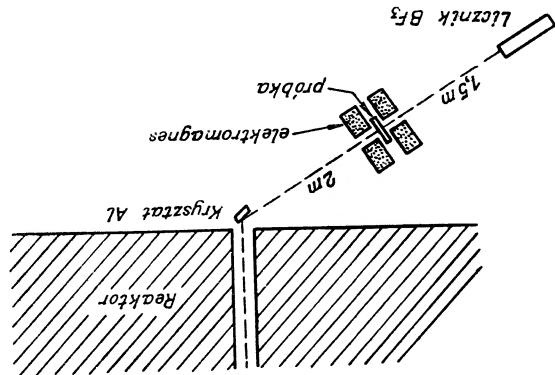
4. Interesujące doświadczenia przeprowadzono z fazą smektyczną spolaryzowaną polem magnetycznym. Mianowicie linia rezonansu fazy smektycznej uzyskanej przez oziębienie spolaryzowanej fazy nematycznej jest całkowicie odmienna od linii fazy smektycznej, otrzymanej przez stopienie umieszczonej w polu magnetycznym fazy kryształicznej. Ten wynik potwierdza już dawniej znany fakt, że zorientowana jednorodnie faza smektyczna może być uzyskana tylko przez oziębienie fazy nematycznej w polu magnetycznym. Potwierdzono również i tę dawniej znaną własność fazy smektycznej, że jeżeli zostanie ona raz zorientowana, to jej obrót w polu magnetycznym nie zmienia uporządkowania. Oba fakty tłumaczą się przez wysoką lepkość fazy smektycznej.

5. Teoretyczne szerokości linii (oraz tzw. drugi moment) dla spolaryzowanych próbek wypadają systematycznie większe niż otrzymywane doświadczalnie. Stąd wniosek, że uporządkowanie w spolaryzowanych próbkach nie jest idealne, lecz trzeba wprowadzić pewną funkcję rozkładu kąтового drobin w stosunku od wyróżnionego kierunku polaryzacji. W ten sposób, przez dopasowanie do szerokości linii uzyskanych doświadczalnie, można wyznaczyć wprowadzony uprzednio stopień uporządkowania S na drodze niezależnej od pomiarów optycznych, opisanych

w poprzednim rozdziale. Otrzymane w ten sposób wartości S w funkcji temperatury dla *p*-azoksyanizolu są jeszcze w lepszej zgodności z krzywą teoretyczną, przedstawioną na rys. 4, niż otrzymane innymi metodami doświadczalnymi.

Badanie ciekłych kryształów przez rozpraszanie na nich powolnych neutronów

Chciałbym teraz opisać wyniki doświadczeń, które zostały przeprowadzone w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego przez J. A. Janikę, S. Krasnińskiego i in. [6], [7]. Pierwotnym zamierzeniem było zbadanie wpływu polaryzacji drobin próbki na zjawisko rozpraszania neutronów. Sam fakt istnienia tego wpływu był do przewidzenia ze względu



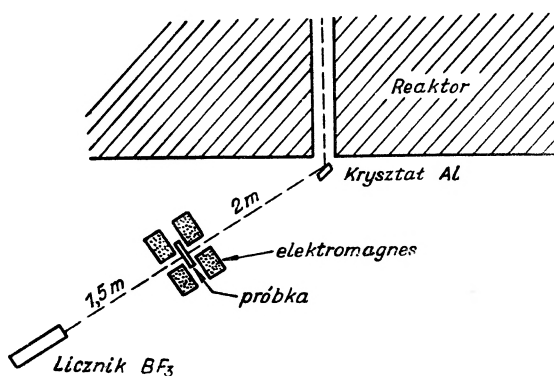
Rys. 6. Geometria pomiarów przy badaniu wpływu polaryzacji drobin *p*-azoksyanizolu na rozpraszanie neutronów.

na to, że we wszystkich istniejących teoriach rozpraszania neutronów przez drobinę, ostateczny wzór na przekrój czynny jest wynikiem przeprowadzonego w odpowiednim miejscu teorii uśrednienia po wszystkich orientacjach drobin w próbce. Badania opisane w publikacjach [6] i [7] przeprowadzono przy pomocy neutronów otrzymanych z jednego z poziomych kanałów reaktora HWA w Świerku. Neutrony monochromatyzowano przy pomocy odbicia praggowskiego na kryształach, a następnie skierowywano na próbkę *p*-azoksyanizolu, której temperaturę można było regulować i która umieszczona była pomiędzy nabiegumkami elektromagnesu. Geometrię pomiarów przedstawia rys. 6. Doświadczenie polegało na pomiarze liczby zliczeń neutronów przy włączonym polu magnetycznym polaryzującym próbkę i liczby zliczeń przy braku pola. Ostatecznie uzyskiwano procentową zmianę transmisji próbki spowodowaną jej polaryzacją w stosunku do braku tej polaryzacji. Szczegółowe wyniki są następujące:

w poprzednim rozdziale. Otrzymane w ten sposób wartości S w funkcji temperatury dla p -azoksyanizolu są jeszcze w lepszej zgodności z krzywą teoretyczną, przedstawioną na rys. 4, niż otrzymane innymi metodami doświadczalnymi.

Badanie ciekłych kryształów przez rozpraszanie na nich powolnych neutronów

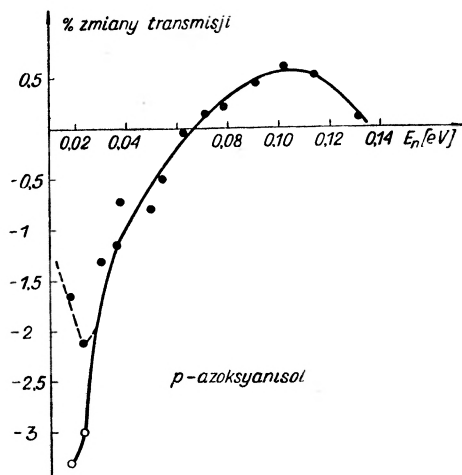
Chciałbym teraz opisać wyniki doświadczeń, które zostały przeprowadzone w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego przez J. A. Janika, S. Kraśnickiego i in. [6], [7]. Pierwotnym zamierzeniem było zbadanie wpływu polaryzacji drobin próbki na zjawisko rozpraszania neutronów. Sam fakt istnienia tego wpływu był do przewidzenia ze względu



Rys. 6. Geometria pomiarów przy badaniu wpływu polaryzacji drobin p -azoksyanizolu na rozpraszanie neutronów.

na to, że we wszystkich istniejących teoriach rozpraszania neutronów przez drobiny, ostateczny wzór na przekrój czynny jest wynikiem przeprowadzonego w odpowiednim miejscu teorii uśrednienia po wszystkich orientacjach drobin w próbce. Badania opisane w publikacjach [6] i [7] przeprowadzono przy pomocy neutronów otrzymywanych z jednego z poziomych kanałów reaktora EWA w Świerku. Neutrony monochromatyzowano przy pomocy odbicia braggowskiego na kryształach, a następnie skierowywano na próbkę p -azoksyanizolu, której temperaturę można było regulować i która umieszczona była pomiędzy nabiegownikami elektromagnesu. Geometrię pomiarów przedstawia rys. 6. Doświadczenie polegało na pomiarze liczby zliczeń neutronów przy włączonym polu magnetycznym polaryzującym próbkę i liczby zliczeń przy braku pola. Ostatecznie uzyskiwano procentową zmianę transmisji próbki spowodowaną jej polaryzacją w stosunku do braku tej polaryzacji. Szczegółowe wyniki są następujące:

1. Uzyskano w całym obszarze ciekło-krystalicznym (nematycznym) *p*-azoksyanizolu zmianę transmisji spowodowaną polaryzacją polem magnetycznym. Powyżej punktu klarowności nie uzyskano żadnego wpływu pola. Zależność temperaturowa tej zmiany w całym obszarze ciekło-krystalicznym jest ukryta w dużym rozrzucie punktów doświadczalnych, niewątpliwie jednak jest ona dość słaba. Wynik ten jest w zgodzie z przedstawioną na rys. 4 stosunkowo słabą zależnością stopnia



Rys. 7. Procentowa zmiana transmisji neutronów przez próbkę *p*-azoksyanizolu wywołana polaryzacją próbki. ● — punkty doświadczalne, ○ — po korekturze spowodowanej uwzględnieniem odbić II rzędu w monokryształach monochromatora

uporządkowania S od temperatury w obszarze ciekłej krystaliczności nie przechłodzonego *p*-azoksyanizolu (119° – 135° C). S mianowicie zmienia się w tym obszarze w granicach od ok. 0,6–0,5.

2. Uzyskana zmiana transmisji neutronów jest funkcją energii neutronów. Jeżeli zaniedbać stałą zależność temperaturową i wyśredniować wyniki uzyskane dla danej energii w całym obszarze ciekło-krystalicznym, otrzymuje się wynik przedstawiony na rys. 7. Zasadniczy rezultat otrzymany jest więc ten, że dla neutronów o niskich energiach otrzymuje się obniżenie transmisji przy polaryzacji (próbka jest mniej przezroczysta), dla neutronów zaś nieco szybszych — podwyższenie przepuszczalności próbki. Opierając się na teorii rozpraszania neutronów na drobinach, podanej przez Zemacha i Glaubera [20], [21] a następnie przez Kriegera i Nelkina [22], można wy tłumaczyć półilościowo te wyniki, jeżeli się założy, że cała drobina może wykonywać swobodną rotację wokół swej osi podłużnej (co jest zgodne z innymi doświadczeniami, między innymi z opisanymi w poprzednim rozdziale) oraz że grupy CH_3 nie mogą rotować swobodnie wokół metoksylowej osi CO, lecz wykonują tylko

drżania torsyjne z częstością ok. 300 cm^{-1} wokół pewnych położeń równowagi. To ostatnie założenie odnośnie do nieswobodnej rotacji grup CH_3 jest tylko pozornie w sprzeczności z rezultatami otrzymanymi w badaniach metodą rezonansu jądrowego. Obie bowiem metody mierzą właściwie trochę co innego. Rezonans magnetyczny mianowicie dostarcza informacji wyśrednianej przynajmniej po czasie równym odwrotności użytej częstości, a więc wynoszącym ok. 10^{-8} sek. Neutrony natomiast dostarczają informacji praktycznie „momentalnych“ (czas trwania zderzenia neutronu z drobiną jest rzędu 10^{-17} sek). Otóż jest do przyjęcia hipoteza, że grupa CH_3 po przebywaniu przez pewien czas w danym położeniu równowagi (wzgl. wykonując wokół niego oscylację torsyjną) przeskakuje do następnego położenia równowagi itd., tak, że w wyniku „wyśredniania“ po czasie, które zachodzi w metodzie rezonansu, otrzymujemy sytuację taką jak przy swobodnej rotacji grup CH_3 wokół osi metoksyłowej CO, podczas, gdy „momentalna“ analiza neutronowa wykryje drżania torsyjne.

Zarys teorii

Jest jasne, że opisane w poprzednich rozdziałach zjawiska i własności wymagają istnienia teorii, która przy przyjęciu odpowiednich założeń co do typu sił oddziaływających między drobinami tłumaczyłaby występowanie, w pewnym zakresie temperatur, fazy uporządkowanej.

Próba takiej teorii jest praca M. Borna [23], który przyjmował, że siły oddziaływające między drobinami są po prostu siłami elektrostatycznego przyciągania się permanentnych momentów dipolowych tych drobin. Ze względu na okoliczność, że nie wszystkie substancje ciekłokrystaliczne składają się z drobin o permanentnych momentach dipolowych oraz ze względu na pewne inne konsekwencje teorii Borna, które nie znalazły doświadczonego potwierdzenia, próbę tą należy uznać za nieudaną.

Ostatnio pojawiły się prace W. Maiera i A. Saupe [24], [25], które stanowią interesującą próbę teorii tłumaczącej występowanie fazy ciekłokrystalicznej, zbudowaną na gruncie odmiennego typu międzymolekularnego oddziaływania. Jest to mianowicie oddziaływanie ściśle kwantowe, które w mechanice kwantowej nosi nazwę sił dyspersyjnych. Oddziaływanie to jest typu kulombowskiego, ale musi być liczone na sposób kwantowy przy pomocy rachunku zaburzeń. Bazując na teorii zaburzeń, piszemy, że hamiltonian układu drobin wyraża się wzorem:

$$H = H_0 + \lambda H_1$$

przy czym H_1 oznacza, traktowane jako perturbacja, oddziaływanie międzymolekularne. To oddziaływanie wynika oczywiście z sił elektro-

statycznych występujących między elektronami oraz jądrami w drobinach i mimo nieznaności rozkładu przestrzennego elektronów, ogólna postać wyrażenia na H_1 może być łatwo napisana. Jest to mianowicie postać:

$$H_1 = \sum_{i,k} e_i^{(1)} e_k^{(2)} \cdot \left[\frac{x_i^{(1)} x_k^{(2)} + y_i^{(1)} y_k^{(2)} + z_i^{(1)} z_k^{(2)}}{R^3} - \frac{3}{R^5} (X x_i^{(1)} + Y y_i^{(1)} + Z z_i^{(1)}) \cdot (X x_k^{(2)} + Y y_k^{(2)} + Z z_k^{(2)}) \right]$$

- gdzie: $e_i^{(1)}$ — oznacza ładunek elektronów i jąder pierwszej drobin;
 $e_k^{(2)}$ — ładunki elektronów i jąder drugiej;
 $x_i^{(1)}, y_i^{(1)}, z_i^{(1)}$ — są współrzędnymi elektronów i jąder pierwszej drobin w układzie związanym z tą drobiną, którego początek leży w środku masy tej drobin;
 X, Y, Z — są współrzędnymi środka masy drugiej drobin w tym samym układzie;
 R — jest odległością między dwoma środkami masy;
 $x_k^{(2)}, y_k^{(2)}, z_k^{(2)}$ — zaś oznaczają współrzędne elektronów i jąder drugiej drobin w nowym, z nią związanym układzie współrzędnych, który powstał z poprzedniego przez translację (X, Y, Z) .

Stany energetyczne układu dwóch drobin mogą być napisane w postaci:

$$W = W_0 + \lambda W_1 + \lambda^2 W_2,$$

przy czym zaniedbanie członów przy wyższych potęgach λ jest równoznaczne z uwzględnieniem tylko sił typu dyspersyjnego. Wzór na W_2 , czyli na energię oddziaływań dyspersyjnych, znany jest w mechanice kwantowej. Posiada on postać:

$$W_2 = \sum'_{\mu, \nu} \frac{[\int \varphi_0^{(1)*} \varphi_0^{(2)*} H_1 \varphi_\mu^{(1)} \varphi_\nu^{(2)} d\tau]^2}{E_{00} - E_{\mu\nu}},$$

- gdzie: $\varphi_\mu^{(1)}$ — oznacza ciąg ortonormalnych funkcji własnych drobin 1,
 $\varphi_\nu^{(2)}$ — to samo dla drobin 2,
 E_μ i E_ν — zaś oznaczają ciągi stanów energii własnych odpowiednio pierwszej i drugiej drobin,

$$(E_{\mu\nu} = E_\mu + E_\nu).$$

Wstawiając do tego wzoru wyrażenie na H_1 i wykonując następnie żmudne rachunki oraz zmianę układów współrzędnych, otrzymujemy

ostatecznie na energię oddziaływania drobin l z wszystkimi pozostałymi drobinami w substancji wzór:

$$D_i = -\frac{A}{V^2} \left(1 - \frac{3}{2} \sin^2 \Theta_i\right) \left(1 - \frac{3}{2} \overline{\sin^2 \Theta}\right),$$

gdzie: A — jest stałą charakteryzującą substancję,

V — objętością molową substancji,

Θ — zaś oznacza ten sam kąt, który już poprzednio został wprowadzony przy definicji stopnia uporządkowania S . Oczywiście ostatni wzór może być napisany w postaci:

$$D_i = -\frac{A}{V^2} \left(1 - \frac{3}{2} \sin^2 \Theta_i\right) \cdot S.$$

Z tego wzoru możemy obliczyć średnią orientację danej (l -tej) drobin przy pomocy wyrażenia, które otrzymuje się przy pomocy statystyki Boltzmanowskiej:

$$\overline{\sin^2 \Theta_i} = \frac{\int_0^{\pi/2} \sin^3 \Theta_i \cdot e^{-\frac{D_i}{kT}} d\Theta_i}{\int_0^{\pi/2} \sin \Theta_i \cdot e^{-\frac{D_i}{kT}} d\Theta_i},$$

przy czym w stanie równowagi musi być oczywiście

$$\overline{\sin^2 \Theta_i} = \overline{\sin^2 \Theta}.$$

Ponieważ zaś wzór przedostatni daje $\overline{\sin^2 \Theta_i}$ jako funkcję $\overline{\sin^2 \Theta}$, jest rzeczą jasną, że tylko takie punkty tej zależności będą odpowiadały występującym w przyrodzie fazom, dla których jednocześnie zachodzi ostatnia równość.

Przyjmując teraz różne wartości parametru AT/V^2 otrzymuje się w wyższych temperaturach jednoczesne spełnienie obu warunków przy $\overline{\sin^2 \Theta} = \frac{2}{3}$, ($S = 0$), co odpowiada fazie normalno-ciekłej, obniżając zaś temperaturę otrzymujemy (począwszy od pewnej temperatury) jednoczesne spełnienie obu warunków przy pewnych różnych od zera wartościach S , co odpowiada fazie nematycznej.

W ten sposób możemy wyliczyć teoretyczną zależność S od temperatury i np. dla p -azoksyanizolu ta teoretycznie obliczona zależność jest przedstawiona na rys. 4 (krzywa kreskowana). Z rys. 4 widać również stosunkowo dobrą zgodność teorii Maiera i Saupe z doświadczeniem.

Literatura

- [1] F. Reinitzer, *Mh. Chem.*, **9**, 421 (1888).
- [2] M. Jeżewski, *Z. Phys.*, **51**, 159 (1928).
- [3] M. Jeżewski, *Z. Phys.*, **52**, 878 (1929).

- [4] W. Maier, *Phys. Z.*, **45**, 285 (1944).
[5] M. Mięśowicz, *Nature (London)*, **136**, 261 (1935).
[6] J. A. Janik, S. Kraśnicki, A. Murasik, *Acta phys. Polon.*, **17**, 483 (1958).
[7] J. A. Janik, J. Janik, S. Kraśnicki, F. Maniawski, A. Murasik, H. Rżany, A. Szkatuła, J. Ściesiński, A. Wanic, *Nukleonika (w druku)*.
[8] *Liquid Crystals and Anisotropic Melts* (praca zbiorowa), *Trans Faraday Soc.*, **29**, 881 (1933).
[9] W. Kast, *Angew. Chem.*, **67**, 592 (1955).
[10] W. Maier, G. Englert, *Z. phys. Chem. (N. F.)*, **12**, 123 (1957).
[11] W. Maier, G. Englert, *Z. Elektrochemie*, **62**, 1020 (1958).
[12] W. Maier, G. Englert, *Z. phys. Chem. (N. F.)*, **19**, 168 (1959).
[13] H. Lippmann, K. H. Weber, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **20**, 265 (1957).
[14] H. Lippmann, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **1**, 157 (1958).
[15] H. Lippmann, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **2**, 287 (1958).
[16] K. H. Weber, *Z. Naturforsch.*, **13a**, 1098 (1958).
[17] K. H. Weber, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **3**, 1 (1959).
[18] K. H. Weber, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **3**, 125 (1959).
[19] H. W. Weber, *Z. Naturforsch.*, **14a**, 112 (1959).
[20] A. C. Zemach, R. J. Glauber, *Phys. Rev.*, **101**, 118 (1956).
[21] A. C. Zemach, R. J. Glauber, *Phys. Rev.*, **101**, 129 (1956).
[22] T. I. Krieger, M. S. Nelkin, *Phys. Rev.*, **106**, 290 (1957).
[23] M. Born, *Ber. Akad. Wiss., Berlin* 1916, 614.
[24] W. Maier, A. Saupe, *Z. Naturforsch.*, **14a**, 882 (1959).
[25] W. Maier, A. Saupe, *Z. Naturforsch.*, **13a**, 564 (1958).

Rentgenowska komora do badań w temperaturach od -180° do $+300^{\circ}$

Badania nad wpływem temperatury na przemiany zachodzące w fazie stałej grają często istotną rolę. Jedną z pewnych i dokładnych metod określenia modyfikacji jest metoda rentgenograficzna. Czasem procesy zachodzące w wysokich temperaturach można badać w zwyczajnych komorach rentgenowskich stosując gwałtowne i szybkie ochłodzenie (hartowanie) badanego ciała, dzięki czemu utrwalamy stan metatrwały, którego skład fazowy jest taki, jak w temperaturze wysokiej. Na ogół jednak potrzebna jest komora, pozwalająca wykonywać zdjęcia rentgenograficzne w odpowiedniej temperaturze. Obecny stan aparatury rentgenowskiej i elektronowej pozwala na prowadzenie tego rodzaju badań.

Rozróżniamy dwa zasadnicze typy komór rentgenowskich: niskotemperaturowe i wysokotemperaturowe. Komory wysokotemperaturowe dzieli się na trzy grupy [1]: do pierwszej należą komory, pracujące w zakresie temperatur od pokojowej do 100° ; do drugiej — komory pracujące w temperaturach od pokojowej do 400° i do trzeciej — komory pracujące w temperaturach od 400° do 1200° . Komory należące do dwu pierwszych grup są zwykle powietrzne, zaś komory trzeciej grupy są z reguły próżniowe w celu zabezpieczenia ciała badanego przed utlenieniem. Próżnia w komorach wysokotemperaturowych wykorzystywana jest również w celu izolacji termicznej [2]. Budowa komory należącej do pierwszej grupy jest prosta i z powodzeniem zastosować można zwyczajną komorę prozkową. Komory należące do drugiej i trzeciej grupy wymagają specjalnej budowy.

W komorach wysokotemperaturowych ciało badane ogrzewane jest bądź przez kontakt z metalem ogrzewanym prądem elektrycznym [2], lub za pomocą rozgrzanego powietrza i energii promienistej [2], [3], w przypadku zaś, gdy komora jest próżniowa — energią promienistą lub przez kontakt [1], [2]. W komorach tych kasetę z kliszą powinna być chłodzona i pożądane jest, aby można było dokonywać wymiany kliszy bez naruszenia warunków pracy komory (próżni i temperatury).

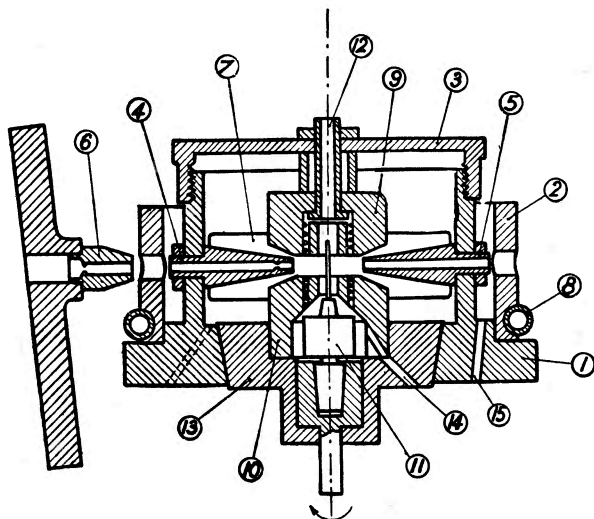
W komorach niskotemperaturowych chłodzenie ciała badanego następuje przez kontakt z prętem miedzianym zanurzonym w cieczy chłodzącej [2], [5] bądź przez przedmuchiwanie oziębionego gazu (powietrza) [6], [7], [8], lub polewanie ciała cieczą chłodzącą [3], [9]. Komory o chłodzeniu gazowym pozwalają osiągnąć temperaturę do ok. — 140° i jest ona o około 40° wyższa niż przy chłodzeniu przez kontakt lub przez polewanie. Przy konstrukcji tych komór należy zwrócić uwagę na zapobieganie tworzeniu się lodu na ciele badanym oraz na ściankach komory, przez które wychodzą promienie ugięte. Również w tych komorach kasetę z kliszą powinna być utrzymana w stałej temperaturze i wymiana kasety nie powinna naruszać warunków pracy komory.

Spotyka się również komory nadające się zarówno do niskich, jak i wysokich temperatur [2], [3], [7]. W pracy niniejszej opisana jest komora tego właśnie typu.

Opiszemy najpierw wersję wysokotemperaturową. Komora składa się z korpusu z wycięciami bocznymi, osłoniętymi celuloidem, przez które wychodzą promienie ugięte, pokrywy górnej z elementem grzejnym oraz z osadzonego na powierzchni stożkowej dna z dolnym elementem grzejnym i stolikiem obrotowym (rys. 1).

Kaseta pierścieniowa o średnicy 90 mm zakładana jest na zewnątrz korpusu i chłodzona jest przepływem wody. Zastosowanie dwuczęściowego kolimatora umożliwia nieodsuvanie komory od źródła promieni rentgenowskich podczas wymiany kliszy. Tak więc wymiana kliszy nie powoduje absolutnie żadnych zmian w pracy komory. Elementy grzejne zasilane są z transformatora połączonego z autotransformatorem, co pozwala na bardzo płynną regulację temperatury. Temperatura mierzona jest termoparą, wsuwaną przez kanał w pokrywie górnej.

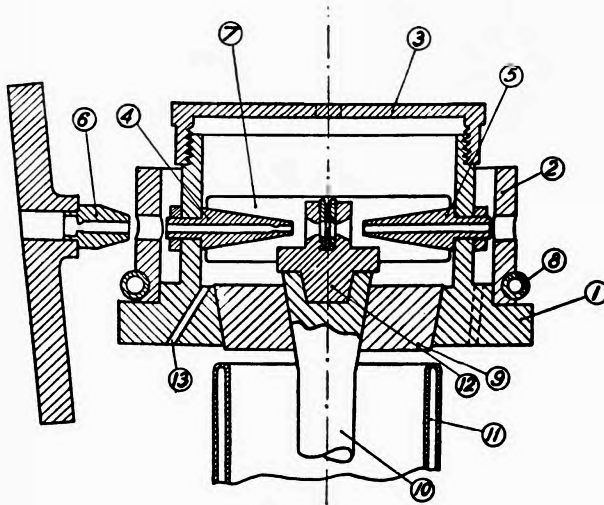
W bardzo prosty sposób można komorę wysokotemperaturową przekształcić w niskotemperaturową. W tym celu odkręca się górny element grzejny, dno komory zastępuje się pierścieniem izolacyjnym (z pleksiglasu), w którym również na powierzchni stożkowej umieszczony jest pręt miedziany o średnicy 20 mm, długości 200 mm (rys. 2). W wersji



Rys. 1. Komora wysokotemperaturowa.

1 — korpus komory, 2 — kaseta, 3 — pokrywa, 4 — kolimator (druga diafragma), 5 — chwytacz, 6 — pierwsza diafragma kolimatora, 7 — wycięcie w korpusie komory, przez które przechodzą promienie ugięte, 8 — węzownica utrzymująca temperaturę pokojową kasety, 9 — górny element grzejny, 10 — dolny element grzejny, 11 — stolik obrotowy, 12 — kanał do wyprowadzenia przewodów termopary i przewodów piecyka górnego, 13 — dno komory, 14 — kanał do wyprowadzenia przewodów piecyka dolnego, 15 — kanał do wyprowadzenia przewodów termopary i przewodów piecyka górnego

niskotemperaturowej ciało badane nie jest obracane. Komora nie jest próżniowa, ale jest szczelna, tak że nie ma wymiany powietrza z otoczeniem. Osiągnięto to przez uszczelnienie folii celuloidowej, kolimatora, chwytacza i pokrywy górnej. Przy długich ekspozycjach dobrze jest dać folię celuloidową po obu stronach ścianki korpusu komory. Warstwa powietrza pomiędzy foliami doskonale zabezpiecza przed tworzeniem się szronu na folii. Przed oziębieniem komory powietrze wewnątrz dokładnie osusza się. Najniższa temperatura przy użyciu ciekłego powietrza wynosi -191° po czasie ok. 20 min. Poziom ciekłego powietrza jest widoczny (dewar nie srebrzony) i nie wpływa na temperaturę komory. W celu podwyższenia temperatury próbki w stolik wmontowany jest maleńki piecyk oporowy.



Rys. 2. Komora niskotemperaturowa

1 — korpus komory, 2 — kasety, 3 — pokrywa, 4 — kolimator (druga diafragma), 5 — chwytacz, 6 — pierwsza diafragma kolimatora, 7 — wycięcie w korpusie komory, przez które przechodzą promienie ugięte, 8 — węzownica utrzymująca temperaturę pokojową kasety, 9 — pierścień izolacyjny z pleksiglasu, 10 — pręt chłodzący, 11 — dewa., 12 — stolik do umocowania i chłodzenia próbki, 13 — kanał do wyprowadzenia przewodów termopary.



a



b



c

Rys. 3. BaTiO₃, a) temperatura -180°, b) temperatura 18°, c) temperatura 200°.

Komora opisana tu wykorzystana była do badań nad przemianami fazowymi tytanianu baru (Rys. 3), przy czym stwierdzono, że praca komory jest należyta.

Komora spełnia podstawowe warunki dobrej komory przy stosunkowo prostej konstrukcji:

- Łatwa i nie naruszająca warunków pracy wymiana kliszy dzięki zastosowaniu dwuczęściowego kolimatora i kasety umieszczonej na zewnątrz komory.
- Rejestracja dyfrakcji w najcenniejszym przedziale kątów od 5° do 85°.
- Stabilność i dobra regulacja temperatury w obu wersjach komory.
- Prosta i szybka zamiana wersji niskotemperaturowej na wysokotemperaturową.

- e) Dobrze dobrana średnica komory, krótkie czasy ekspozycji i wygodny do obliczeń promień komory.
- f) Możliwość zastosowania wszystkich znanych dotychczas sposobów grzania i chłodzenia do tego samego korpusu, wskutek zastosowania powierzchni stożkowych.

Jan Przedmojski

Katedra Fizyki Ogólnej B
Politechnika Warszawska

Literatura

- [1] В. В. Зубенко, С. С. Квитка, М. М. Уманский, Кристаллография, 4, 244 (1959).
- [2] А. К. Шевелев, Л. М. Балакина, Кристаллография, 4, 247 (1959).
- [3] Н. Н. Журавлев, А. А. Кацнельсон, Кристаллография, 3, 632 (1958).
- [4] Z. S. Basiński, W. V. Pearson, J. W. Christian, J. sci. Instrum., 29, 154 (1952).
- [5] Л. С. Кан, Б. Г. Лазарев, ЖЭТФ, 21, 1542 (1951).
- [6] M. H. Francombe, J. sci. Instrum., 34, 35 (1957).
- [7] В. В. Зубенко, М. М. Уманский, Кристаллография, 2, 508 (1957).
- [8] E. A. Owen, G. J. Williams, J. sci. Instrum., 31, 41 (1954).
- [9] N. C. Tombs, J. sci. Instrum., 29, 364 (1952).

Cząsteczka — Droбина — Molekuła

Pracując w dziedzinie spektroskopii molekularnej, publikując i tłumacząc prace leżące na pograniczu fizyki i chemii często spotykam się ze sporem: cząsteczka czy drobina? Termin cząsteczka używany jest przez większość chemików i niektórych fizyków, zwolennikami terminu drobina są prawie wszyscy fizycy i niektórzy chemicy. Ci drudzy twierdzą, że termin „cząsteczka“ jest niewłaściwy, ponieważ „cząsteczka“ to coś mniejszego niż „cząstka“, a przyjęto nie kwestionowany przez nikogo termin „cząstka elementarna“. Obrońcy terminu „cząsteczka“ nie uznają etymologicznej zależności tych dwu słów. Cząstką może być Ziemia (cząstka wszechświata), jest „cząstka koloidalna“ i „cząstka elementarna“. Spór jest zatem związany z pochodzeniem obu terminów z języka potocznego.

W formie przymiotnikowej obok odpowiednich terminów „cząsteczkowy“ i „drobinowy“ pełne prawo obywatelstwa znalazł w literaturze naukowej termin „molekularny“.

Aby zakończyć ten fizykochemiczny spór (nie aby wprowadzić jeszcze większe zamieszanie), proponowałbym uznać również w formie rzeczownikowej termin „molekuła“. Termin ten jest pewnego rodzaju nowotworem. Pochodzi od zdrobnienia słowa łacińskiego „moles“ (masa). Przyjęty jest we wszystkich językach europejskich, przy czym nie używany jest potocznie, a ma jedynie ściśle określone znaczenie naukowe. Termin polski utworzony jest w podobny sposób jak używane swego czasu terminy „korpuskuła“ czy też „partykuła“. Przyjęcie terminu „molekuła“ nie byłoby zanieczyszczeniem języka, czego obawiają się językowi puryści, ponieważ słowo to w żadnym języku potocznym nic nie oznacza. Nie jest też zapożyczeniem z języka rosyjskiego, bo zbieżność tych terminów pochodzi z podobnych reguł przyswajania wyrazów obcego pochodzenia. Terminy polskie „korpuskuła“ i „partykuła“ istniały w czasie, gdy wpływu terminologii rosyjskiej na polską właściwie nie było.

Trzeba jednak przyznać, że termin „molekuła“ brzmi dla nie przyzwyczajonego ucha nieprzyjemnie. Dotyczy to zwłaszcza końcówki -kuła. Ale zgodnie z zasadami akcentowania niektórych wyrazów obcego pochodzenia akcent w tym słowie powinien leżeć na trzeciej głosce od końca, a nie na przedostatniej, jak normalnie w języku polskim. A więc nie *molekuła*, lecz *molekuła*, podobnie jak *fizyka*, *matematyka*. Wydaje się, że *molekuła* jest mniej rażące, a nasi dziadowie też chyba akcentowali *korpuskuła* i *partykuła*. Zresztą „na koniec, najostrzejsze terminy przez używanie gładzą się i stają się dla nas pospolitymi“. (J. Śniadecki, Początki Chemii, Wilno 1800).

Wydaje się, że przyjęcie jednoznacznego terminu „molekuła“ jako terminu jednolitego, nie tylko ujednotoci naszą terminologię, ale również ją uściśli i uprości. Sądzę, że w tej sprawie wypowiedzą się też inni fizycy i chemicy, a może i językoznawcy.

Beiträge zur Physik und Chemie des 20. Jahrhunderts; Lise MEITNER, Otto HAHN, Max von LAUE zum 80 Geburtstag (Przyczynki do fizyki i chemii 20. wieku, poświęcone Lizie Meitner, Ottonowi Hahnowi i Maksymilianowi Lauemu w 80 rocznicę urodzin), wydane przez O. R. Fritsha F. A. Panetha, F. Lavesa i P. Rosbauda. Friedr. Vieweg und Sohn, Braunschweig 1959, str. XI+285.

Jest to książka pamiątkowa poświęcona 80. rocznicy urodzin trzech lauretów Nobla: Lizy Meitner, Ottona Hahna i Maksymiliana Lauego. Zawiera ona trzy serie artykułów nawiązujących tematyką do prac wyżej wspomnianych uczonych. Poważną część tych artykułów to artykuły historyczne opisujące historię badań nad problemami, do których wnieśli swój wkład jubileci, historia ta często doprowadzona jest do najnowszych odkryć i przedstawienia dzisiejszego stanu wiedzy o omawianych problemach. W wielu artykułach dzielą się autorowie z czytelnikiem osobistymi wspomnieniami.

Pierwsza część książki, poświęcona Lizie Meitner, zawiera siedem artykułów o pewnych zagadnieniach promieniotwórczości alfa, beta i gamma. Część tę otwierają wspomnienia A. Przibrama o starym Instytucie Fizyki w Wiedniu, po których następuje artykuł S. Rosenbluma o widmach magnetycznych cząstek alfa. W. Heitler przedstawia historię zagadnienia przechodzenia promieniowania gamma przez materię z punktu widzenia teoretycznego, kończąc artykuł uwagami o teorii nielokalnej. Historię wczesnego stadium badań nad promieniami gamma przedstawia W. Gentner. Z kolei następuje dłuższy i ciekawy artykuł C. S. Wu o historii badań nad rozpadem beta, kończący się przedstawieniem zagadnienia niezachowania parzystości w słabych oddziałyvaniach. Problemy związane z promieniowaniem hamowania przedstawiają H. Olsen i H. Wergeland. Część pierwsza kończy się artykułem A. Flammenfelda o historii izomerii jąder atomowych.

Druuga część książki składa się z dziewięciu artykułów o problemach chemicznych promieniotwórczości, związanych z kierunkiem prac Ottona Hahna. Pierwszy artykuł tej części książki to wspomnienia K. E. Zimena o Kaiser Wilhelm-Institut für Chemie, po których następują: artykuł A. C. Pappasa o radiochemicznych własnościach krótkotrwałych produktów reakcji rozszczepienia, krótkie uwagi B. Karlik o spektrometrii scyntylicyjnej i artykuł G. T. Seaborga o wcześniejszych badaniach radiochemicznych nad plutonem oraz artykuł G. Hevesy'ego o zastosowaniach promieniotwórczego żelaza w biologii. Dalsze artykuły omawiają zastosowania izotopów promieniotwórczych: przy badaniu wzrostu kryształów (N. Riehl), w geochemii (H. J. Bohn) i w technologii chemicznej barwników (H. Baddehausen, H. Götte i L. Wiesner).

Trzecia część książki poświęcona jest Maksymilianowi Lauemu i zawiera dziesięć artykułów o zastosowaniu promieni Röntgena w krytalografii i chemii. Po krótkich artykułach o charakterze historycznym P. Ewolda i L. W. Bragga zamieszczony jest obszerny artykuł F. Lavesa o strukturze krystalicznej i chemii kryształów pierwiastków i połączeń metalicznych. Dwa artykuły A. Guiniera i M. Jagodzinskiego omawiają struktury krystaliczne i kryształy mieszane. K. Lansdale pisze o atomach drgających

w kryształach. Dwa artykuły W. Hoppego oraz R. Hosemanna omawiają zagadnienia badania struktur molekuł i atomów przy pomocy promieni Röntgena. Część tę kończą artykuły J. M. Bijvoeta i G. Borrmanna o przechodzeniu promieni Röntgena przez kryształy.

Z tego krótkiego przeglądu widać, że zarówno fizyk, jak i chemik i krystalograf czy mineralog może znaleźć w tej książce artykuł o interesujących go problemach.

Bronisław Średniawa

Van Vleck członkiem korespondentem Académie des Sciences

Francuska Akademia Nauk na posiedzeniu w dniu 16 maja 1960 r. wybrała na swego członka korespondenta znanego amerykańskiego fizyka teoretyka Johna Hasbroucka Van Vleeka.

Sto pięćdziesiąta rocznica śmierci Cavendisha

W bieżącym roku minęło sto pięćdziesiąt lat od śmierci wybitnego uczonego angielskiego — Cavendisha.

Henry Cavendish urodził się 10 października 1731 r. w Nicei. Kształcił się w Cambridge, które jednak opuścił w r. 1753 przed uzyskaniem dyplomu. Mając czterdzieści lat odziedziczył ogromną fortunę. Założył własne, prywatne, laboratorium fizyczne i wspinał się na bibliotekę. Obie te instytucje udostępnił pragnącym prowadzić badania naukowe. Zachowywał się tak jak gdyby był tylko jednym z pracowników naukowych. Gdy na przykład pożyczał książkę z biblioteki zawsze podpisywał rewers. Doskonale rozumiał istotę pracy doświadczalnej; kiedy kierownik laboratorium poskarżył mu się, że jeden z młodych eksperymentatorów stłukł bardzo subtelny i cenny przyrząd, Cavendish odparł, że młodzi ludzie ucząc się obchodzić z przyrządami muszą je psuć.

Cavendish prowadził bardzo surowy tryb życia bardzo niewiele wydając na swe osobiste potrzeby. Jedyłą chyba funkcją „towarzyską“ był cotygodniowy udział w czwartkowych obiadach Londyńskiego Towarzystwa Królewskiego, którego był członkiem od r. 1760. Cavendish zmarł w r. 1810, jak podają jedno źródło, 24 lutego, według innych

10 marca. Swą olbrzymią fortunę zapisał kuzynowi, którego wnuk William Cavendish, 7. książę Devonshiru, ufundował słynne Cavendish Laboratory w Cambridge.

Cavendish znany jest przede wszystkim ze swoich badań nad grawitacją. Przy pomocy wagi, pierwotnie zaprojektowanej przez Wollastona, a ulepszonej i przebudowanej przez siebie Cavendish wyznaczył stałą grawitacyjną (w r. 1797). Wyznaczył również z większą niż jego poprzednicy dokładnością średnią gęstość Ziemi. Zajmował się także wyznaczaniem gęstości niektórych gazów. W r. 1771 Cavendish opublikował pracę pt. „Próba wyjaśnienia niektórych podstawowych zjawisk elektrycznych przy pomocy cieczy elastycznej“, w której wprowadza pojęcie potencjału, który nazywa „stopniem elektryzacji Cavendish wiele ze swych prac pozostawił nie ogłoszonych. Dopiero w 70 lat po jego śmierci Maxwell opublikował te prace pod wspólnym tytułem „*Badania elektryczne Henry Cavendisha*“. Te nie ogłoszone prace zawierały pierwsze badania potencjału, ładunku i pojemności elektrycznej, badania przewodnictwa, których wyniki są analogiczne do prawa Ohma. Cavendish był też pierwszym, który jasno rozróżnił pojęcia prądu elektrycznego i różnicy potencjałów.

Cavendish zajmował się również pomiarami ciepła właściwego i ciepła parowania. W r. 1766 odkrył wodór i stwierdził jego niski ciężar właściwy. W r. 1783. zaobserwował, że przez spalanie wodoru w tlenie wytwarza się woda, i wobec tego stwierdził, że „woda składa się z odfligistowanego powietrza (czyli tlenu) i fligistonu (wodoru)“.

Stulecie urodzin Lummera

W bieżącym roku przypada setna rocznica urodzin znanego niemieckiego optyka — Lummera.

Otto Richard Lummer urodził się 17 lipca 1860 r. w Rosji. Kształcił się w Niemczech, przez kilka lat był asystentem Helmholtza. Opublikował około 90 prac naukowych, głównie z dziedziny optyki. Współpracował z Pringsheimem, Wienem, Gehrckem i Brodhunem. Wspólnie z Wienem opracował w r. 1895 źródło promieniowania będące „ciałem doskonale czarnym“, a z Pringsheimem zbadał rozkład widmowy tego promieniowania. Najcenniejsze jednak zapewne są jego badania z optyki interferencyjnej, odkrycie wysokiej zdolności rozdzielczej płytek płasko-równoległych i skonstruowanie na tej zasadzie przyrządu optycznego, zwanego płytką Lummera-Gehrckego.

Lummer zajmował się również teorią soczewek, anomalną dyspersją w gazach, źródłami światła, próbował wyjaśnić przyczynę daltonizmu, poważny jest także jego wkład do fotometrii. Wspólnie z Brodhunem skonstruował fotometr zwany dziś fotometrem Lummera-Brodhuna.

Lummer zmarł 5 lipca 1925 r. we Wrocławiu.

Sala Pauliego w CERNie

Pani Pauli ofiarowała Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych (CERN) księgozbiór pozostawiony przez Wolfganga Pauliego. 14 czerwca odbyło się w ośrodku CERN-u w Genewie uroczyste otwarcie Sali im. Pauliego, w której ten księgozbiór będzie przechowywany. Biblioteka, poza dziełami z fizyki teoretycznej, zawiera również obszerny dział filozofii i literatury pięknej, oraz czasopisma i jedyny w swoim rodzaju zbiór odbitek.

Spektroskopia jądrowa

W dniach od 19 do 27 stycznia 1960 r. odbyła się w Moskwie X Wszzechzwiąz-

kowa konferencja poświęcona spektroskopii jądrowej. Wzięło w niej udział ponad 400 specjalistów, wygłoszono 180 referatów.

W dziedzinie reakcji jądrowych prowadzone są w laboratorium M. W. Pasiecznika w Instytucie Fizyki Akademii Nauk Ukraińskiej SRR badania niesprężystego rozproszenia protonów o energii 6,8 MeV na jądrach chromu i niklu.

W laboratorium N. A. Własowa w Instytucie Energii Atomowej Akademii Nauk ZSRR bada się reakcje (d, t) na lekkich, średnich i ciężkich jądrach, wyznaczając energie wiązania neutronów w jądrze.

W. A. Lubimow (Instytut Technicznej i Eksperymentalnej Fizyki Akademii Nauk ZSRR) przedstawił ogólne problemy doświadczalnych badań rozpadu β . Wyznaczanie polaryzacji elektronów przy rozpadzie β omówili P. E. Spiwak i L. A. Mikaelian z Instytutu Energii Atomowej Akademii Nauk ZSRR. Prace nad określeniem widma β ^{32}P referowali Czin Czen-Żu i L. S. Nowikow (Moskiewski Uniwersytet Państwowy). Na zasadzie hipotezy Gell-Manna przy słabych oddziaływaniach winno występować zniekształcenie widma. Efekt ten występuje dla niewielkich Z i dużej energii rozpadu.

A. S. Dawidow i G. F. Filipow (Moskiewski Uniwersytet Państwowy) rozszerzyli teorię jąder zdeformowanych nieosiowo na jądra nieparzyste. E. P. Grigoriew i M. P. Awotina (Leningradzki Uniwersytet Państwowy) po skonfrontowaniu teorii parzystych jąder zdeformowanych nieosiowo doszli do wniosku, że jakkolwiek fakty te teorii nie przeczą, są jednak jeszcze bardzo niepełne.

Duża liczba przedstawionych prac dotyczyła izotopów neutronowo-deficytowych. Prace w tej dziedzinie prowadzone są obecnie w 11 instytutach naukowych ZSRR, Polski i Czechosłowacji.

Wielkie zainteresowanie wzbudziły prace grupy D. G. Alchazowa i I. Ch. Lemberga (Leningradzki Fizyko-Tech-

niczny Instytut) nad kulombowskim wzbudzeniem jąder ciężkimi jonami metodą widm γ . A. I. Alichanow i W. A. Lubimow z Instytutu Technicznej i Eksperymentalnej Fizyki Akademii Nauk ZSRR omówili badania rezonansowego rozpraszania promieniowania γ . Otrzymali oni efekt, analogiczny do efektu Mosbauera, przy rezonansowym rozpraszaniu promieniowania γ na izotopie ^{119}Sn w temperaturze ciekłego azotu.

Przedstawiono również szereg prac na temat nowych spektrografów α , β i γ .

Prace Konferencji będą opublikowane w numerach 3, 7, 9 i 10 (1960) czasopisma Izwiestija Akademii Nauk SSSR, seria fizyczna.

Polaryzacja nukleonów

W dniach od 4 do 8 lipca 1960 r. odbyło się w Bazylei międzynarodowe sympozjum na temat polaryzacji nukleonów. Patronat nad sympozjum objęła Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej, organizatorem był Instytut Fizyki Uniwersytetu w Bazylei, a przewodniczącym — prof. P. Huber.

Tematyka sympozjum zgrupowała się wokół czterech zasadniczych zagadnień: źródła spolaryzowanych nukleonów, wytwarzanie spolaryzowanych nukleonów i deuteronów drogą reakcji, reakcje i rozpraszanie cząstek spolaryzowanych, teorie zjawisk polaryzacji nukleonów.

W sympozjum wzięli udział między innymi H. H. Barschall (Madison), G. Breit (Yale), J.L. Gammel (Los Alamos) R. Keller (CERN), J.E. Evans (Harwell), J. Thirion (Saclay), H. R. Brugger (ETH), H. B. Willard (Oak Ridge). Z Polski na konferencję udali się H. Niewodniczański (Kraków), W. Kusch (Świerk), S. Strzałkowski (Kraków), Z. Wilhelmi (Warszawa).

Sprawnym przebieg sympozjum zawdzięcza w wielkiej mierze sekretarzowi komitetu organizacyjnego doktorowi K. P. Meyerowi.

Prace konferencji zostaną ogłoszone jako suplement do *Helvetica Physica Acta*.

Instytucje naukowe w Izraelu

W państwie Izrael czynne są następujące instytucje naukowe, w których prowadzi się badania z fizyki:

Uniwersytet Hebrajski w Jerozolimie jest najstarszą uczelnią akademicką na terenie Izraela. Został założony w r. 1925. Badania prowadzone są przede wszystkim w dziedzinie spektroskopii oraz fizyki jądrowej. Uniwersytet rozporządza beta-tronem oraz silnymi źródłami promieniotwórczymi, jak również skraplarkami wodorową i helową. Od niedawna rozpoczęto także prace w dziedzinie fizyki plazmy.

Technion — Politechnika w Haifie posiada Wydział Fizyki, gdzie prowadzone są badania w dziedzinie teorii jądra atomowego, fizyki cząstek elementarnych, promieniowania kosmicznego i rezonansu jądrowego, oraz Wydział Badań Jądrowych; gdzie prowadzi się prace z dziedziny inżynierii jądrowej.

Instytut Weizmanna w Rehovot, założony w r. 1949, prowadzi prace w różnych dziedzinach nauki. Z fizyki badania prowadzone są w dziedzinie ciała stałego, dyfrakcji promieni X i fizyki jądrowej. Instytut wyposażony jest w generator Van de Graaffa przyspieszający cząstki do energii 3 MeV, z magnetycznym analizatorem pędów, spektrografy masowe i separator izotopów do oddzielania 170 i 180 od 150 .

Izraelska Komisja Energii Atomowej kieruje całością badań w dziedzinie fizyki jądrowej. Komisja buduje reaktor badawczy typu basenowego o mocy 5 MW, który rozpocznie działanie w bieżącym roku.

Akcelerator tandemowy w Chalk River

W kanadyjskim ośrodku badań jądrowych w Chalk River działa od roku akcelerator tandemowy. Czasopismo

„Physics in Canada“ w tegorocznym numerze wiosennym podaje krótkie informacje o tym akceleratorze i przedstawia program badań prowadzonych przy jego pomocy.

Akcelerator w ciągu tego roku działał średnio 60 godzin na tydzień dając wiązki protonowe i deuteronowe rzędu $1 \mu A$, o energiach 10 lub 11 MeV. Ponadto przyspieszano ciężkie jony węgla i tlenu do energii około 35 MeV. Jak wiadomo, układ tandem jest zespołem dwóch generatorów elektrostatycznych, zasilających dwie połówki rury akceleracyjnej. Po przebiegnięciu jednej połowy rury jony są przeladowywane i dalej przyspieszane.

W Chalk River spotkano się z pewnymi nieprawidłowościami pracy układu ładującego, które prowadziły do niestabilności działania. Trudności te zostały już usunięte przez zmianę pasów ładujących.

Przy pomocy akceleratora tandemowego prowadzone są badania nad „olbrzymimi rezonansami“, nad wzbudzeniem kulombowskim przez ciężkie jony i rozpraszaniem elastycznym ciężkich jonów, mierzy się całkowite przekroje czynne na oddziaływania z protonami, bada się reakcje typu $(A B \gamma \gamma)$, $(d n \gamma)$, $(d p)$, $(d p \gamma)$.

Prace te prowadzą: E. Almqvist, R. Batchelor, D. A. Bromley, C. Broude, A. J. Ferguson, H. E. Grove, J. A. Kuehner i A. E. Litherland.

Wizyta prof. Hulubeia w Polsce

W czerwcu bawił w Polsce znany fizyk rumuński prof. Horia Hulubei. Przeprowadził on rozmowy z Pełnomocnikiem Rządu do spraw Wykorzystania Energii Jądrowej — min. W. Billigiem w sprawie współpracy naukowej polsko-rumuńskiej. Z okazji pobytu prof. Hulubeia Ambasador Rumuńskiej Republiki Ludowej p. Praporgescu urządził cocktail-party dla min. Billiga i grona fizyków polskich.

Prof. Koba w Polsce

Od jesieni 1959 r. przebywa w Polsce wybitny specjalista w dziedzinie kwanto-

wej teorii pola — prof. Ziro Koba z Uniwersytetu w Kioto. Prof. Koba przybył do Polski na zaproszenie prof. Infelda i będzie jeszcze w Warszawie przez najbliższy rok akademicki. Prof. Koba zajmuje się teorią zderzeń jąder najwyższej energii, prowadzi również na ten temat wykład monograficzny oraz bierze udział w seminariach.

Powrócili z zagranicy

Po rocznym pobycie w Bristolu powrócił do Krakowa mgr Wolter, który zajmował się w Anglii badaniami nad efektami elektromagnetycznymi w zderzeniach wysokiej energii.

W ubiegłym roku akademickim wrócił do Uniwersytetu Jagiellońskiego doc. dr A. Z. Hrynkiewicz, który był na praktyce naukowej u prof. M. Deutscha w Massachusetts Institute of Technology.

Doc. dr J. Dąbrowski po rocznym pobycie w Birmingham, gdzie pracował pod kierunkiem prof. Peiersa, oraz po stażu w Stanach Zjednoczonych w uniwersytetach Princeton i Seattle, powrócił do Warszawy.

Zmiana na stanowisku kierownika VII Zakładu IBJ

Prof. dr Józef Werle ustąpił ze stanowiska kierownika Zakładu VII (Teorii Jądra Atomowego) Instytutu Badań Jądrowych PAN. Na jego miejsce został powołany doc. dr Janusz Dąbrowski.

Zatwierdzenie stopni naukowych przez CKK

Centralna Komisja Kwalifikacyjna dla Pracowników Nauki zatwierdziła uchwałą z dnia 31 marca 1960 r. decyzje rad naukowych nadania stopni naukowych.

Stopień Kandydata nauk fizycznych otrzymał mgr Bohdan Karczewski na podstawie złożonych egzaminów i pracy kandydackiej pt. „Wzory aproksymacyjne dla ugiętej fali elektromagnetycznej“ (uchwała Rady Naukowej Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk z dn.

4 kwietnia 1959 r.). Promotor — prof. dr W. Rubinowicz, referenci — prof. dr L. Infeld i prof. dr S. Szczeniowski.

Stopień kandydata nauk fizycznych otrzymał mgr Jerzy Kociński na podstawie złożonych egzaminów i pracy kandydackiej pt. „*Struktura domenowa kryształów żelaza*“ (uchwała Rady Naukowej Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk z dn. 4 kwietnia 1959 r.). Promotor — prof. dr S. Szczeniowski, referenci — prof. dr R. S. Ingarden i doc. dr M. Suffczyński.

Stopień kandydata nauk fizycznych otrzymał mgr Zdzisław Pajak na podstawie złożonych egzaminów i pracy kandydackiej pt. „*Badania dielektryczne ferroelektryków typu perowskinu*“ (uchwała Rady Naukowej Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk z dn. 4 kwietnia 1959 r.). Promotor — prof. dr A. Piekara referenci — prof. dr M. Jeżewski i prof. dr W. Trzebiatowski.

Stopień kandydata nauk fizycznych otrzymał mgr Andrzej Trautman na podstawie złożonych egzaminów i pracy kandydackiej pt. „*O promieniowaniu grawitacyjnym*“ (uchwała Rady Naukowej Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk z dn. 13 stycznia 1959 r.). Promotor —

prof. dr L. Infeld, referenci — prof. dr J. Werle i doc. dr J. Plebański.

Stopień doktora nauk matematyczno-fizycznych otrzymał mgr Stanisław Marciniak na podstawie złożonych egzaminów i pracy doktorskiej pt. „*Przepuszczalność szkieł ochronnych dla promieniowania ultrafioletowego w zależności od ich temperatury*“ (uchwała Rady Wydziału Lekarskiego Akademii Medycznej w Warszawie z dn. 5 grudnia 1958 r.). Promotor — prof. dr W. Kapuściński, referenci — prof. dr W. Rubinowicz i doc. dr J. Grączewski.

Polskie Towarzystwo Fizyczne Nowy Zarząd Oddziału Wrocławskiego

W dniu 28 kwietnia 1960 r. odbyło się Walne Zebranie Oddziału Wrocławskiego PTF, na którym wybrano nowy zarząd na kadencję 1960/61. Zarząd ukonstytuował się jak następuje: przewodniczący — prof. dr J. Mazur, vice-przewodniczący — doc. Z. Bodnar, sekretarz — mgr J. Szymaszek, skarbnik — dr C. Jankiewicz, członkowie zarządu — prof. dr J. Łopuszański, prof. dr S. Przestalski i mgr K. Michalski.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI

czł. koresp. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr J. ROLIŃSKI

Doc. dr T. SKALIŃSKI

Sekretarz

Dr D. FRĄCKOWIAK

Skarbnik

Doc. dr M. MAJEWSKA

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk – Prof. dr IGNACY ADAMCZEWSKI
Gliwice – Prof. mgr IRENA POSTĘPSKA
Kraków – Doc. dr JERZY GIERUŁA
Lublin – Doc. dr WŁODZIMIERZ ŻUK
Łódź – Prof. dr FELIKS WIŚNIEWSKI
Poznań – Prof. dr FELIKS KARAŚKIEWICZ
Szczecin – Doc. dr JÓZEF KONARSKI
Toruń – Dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI
Warszawa – Doc. dr JAN GRĘBSKI
Wrocław – Prof. dr JÓZEF MAZUR

T R E Ś Ć

Chang Chih-san, Huang Kun, Maa Dah-you, Shih Ju-wei, Tsien Ling-chao, Wang Jwu-shi, Wang Shou-wu, Woo Yu-hsum (Dziesięć lat fizyki w Chinach (tłum. B. Średniawa)	463
Boris. V. Dieriaġin — Siła między cząsteczkami (tłum. B. Wójcikiewicz)	475
B. Średniawa — O różnicy mas protonu i neutronu	489
A. Kawski — Fotoelektryczne metody pomiaru polaryzacji fluorescencji roztworów	503
A. Hrynkiewicz — Pomiar momentów magnetycznych krótkożyciowych stanów wzburzonych jąder atomowych	521
J.A. Janik — Ciekłe kryształy	551

NOWA APARATURA

J. Przedmojski — Rentgenowska komora do badań w temperaturze od -180° do $+300^{\circ}$	565
--	-----

KĄCIK JĘZYKOWY

R. Mierzecki — Cząsteczka, drobina, molekula	569
--	-----

RECENZJE

Beiträge zur Physik und Chemie des 20. Jahrhunderts; Lise MEITNER, Otto HAHN, Max von LAUE zum 80 Geburtstag (B. Średniawa)	571
---	-----

KRONIKA	573
-------------------	-----

WARUNKI PRENUMERATY CZASOPISMA

„POSTĘPY FIZYKI“ — Dwumiesięcznik

Cena w prenumeracie zł 90.— — rocznie

„ 45.— — półrocznie

Zamówienia i wpłaty przyjmują:

1. Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“, Kraków, ul. Worcella 6, konto PKO Nr 4-6-777.
2. Urzędy pocztowe.

Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę — 40% drożej. Zamówienia dla zagranicy przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“ Warszawa, ul. Wilcza 46, konto PKO Nr 1-6-100024. Bieżące numery do nabycia w księgarniach naukowych „Dom Książki“ oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).