

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

**TOM XX**

**ZESZYT 4**

---

**1969**

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ  
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI  
czł. rzecz. PAN

Sekretarz

Doc. dr HALINA CHEĆCIŃSKA

Skarbnik

Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr JULIAN AULEYTNER  
Dr MIROSŁAWA JASTRZĘBSKA  
Prof. dr KAROLINA LEIBLER  
Dr JAN PETYKIEWICZ  
Prof. dr JAN WEYSSENHOFF

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Doc. dr EMANUEL TREMBACZOWSKI (*Białystok*)  
Dr CZESŁAW BOJARSKI (*Gdańsk*)  
Prof. dr WŁODZIMIERZ MOŚCICKI (*Głwice*)  
Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ (*Kraków*)  
Doc. dr MIECZYŚLAW SUBOTOWICZ (*Lublin*)  
Doc. dr MARIAN KRYSZEWSKI (*Łódź*)  
Dr ADAM MYŚLICKI (*Opole*)  
Doc. dr ANTONI ŚLIWIŃSKI (*Poznań*)  
Doc. dr WIKTOR NOWAK (*Szczecin*)  
Doc. dr STANISŁAW PRUSKI (*Toruń*)  
Doc. dr EDMUND IGRAS (*Warszawa*)  
Doc. dr MIRON GAJ (*Wrocław*)

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

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XX, ZESZYT 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1969

## RADA REDAKCYJNA

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

## KOMITET REDAKCYJNY

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

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

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

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

Nakład 2198+107 egz. Ark. wyd. 9,25. Ark. druk. 8¼  
Papier druk. sat. kl. III, 70 × 100, 90 g.  
Oddano do składania w kwietniu 1969  
Podpisano do druku w sierpniu 1969  
Druk ukończono w sierpniu 1969  
Zam. 369/69. A-69 Cena zł 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4

*E. M. Lifszyc*

Instytut Problemów Fizyki  
Akademii Nauk ZSRR

## Lew Dawidowicz Landau \*

22 I 1908 — 1 IV 1968

Zaledwie rok dzieli nas od daty śmierci wybitnego fizyka radzieckiego Lwa D. Landaua. Ten dystans czasu pozwala już wyraźniej nakreślić sylwetkę uczonego, autora wielu fundamentalnych prac, nie tylko jako naukowca, ale i człowieka o niezwykle wrażliwym sercu, zawsze życzliwego i sprawiedliwego. Nie ulega wątpliwości, że i w tym leżą przyczyny jego niezwyklej popularności, a zarazem tej miłości i szacunku, jakie odczuwali w stosunku do niego wszyscy bliżsi i dalsi uczniowie, i które z tak niezwykłą siłą przejawili się w dniach walki o uratowanie jego życia. Nawet jego śmierć jest niezwykłą w swojej grozie, gdyż sądzone mu było umrzeć dwukrotnie. Po raz pierwszy miało to miejsce przed siedmiu laty, dnia 7 stycznia 1962 roku, kiedy to na szosie łączącej Moskwę z Dubną samochód osobowy zderzył się z nadjeżdżającą ciężarówką. Późniejsza historia walki o uratowanie życia Lwa Landaua — to przede wszystkim historia pełnej poświęcenia pracy i umiejętności wielu lekarzy i pielęgniarek. Ale jednocześnie jest ona i historią bezprzykładnego heroizmu i koleżeństwa. Nieszczęśliwy wypadek poruszył całą społeczność fizyków, wyzwolił spontaniczną i natychmiastową reakcję. Szpital, w którym leżał nieprzytomny Landau, stał się głównym centrum dla tych uczniów i kolegów, którzy starali się wnieść swój, w miarę własnych sił i możliwości, wkład w sprawę pomocy lekarzom w ich rozpaczliwej walce o uratowanie życia Lwa Landaua.

„Od pierwszego dnia rozpoczął się ten akt bezprzykładnego koleżeństwa. Znakomici uczeni (niejednokrotnie mający bardzo małe pojęcie o medycynie), akademicy, członkowie-korespondenci Akademii Nauk, docenci, kandydaci nauk, ludzie z pokolenia pięćdziesięcioletniego Landaua i jego uczniowie, nawet zupełnie młodzi uczniowie jego uczniów — wszyscy oni wzięli na siebie dobro-

\* Tłumaczenia artykułu z *Uspiechi Fiz. Nauk*, 97, 169 (1969) dokonano za uprzejmą zgodą wydawcy.

wolną rolę kurierów, kierowców, pośredników, zaopatrzeniowców, sekretarzy, dyżurnych, a nawet tragarzy i pracowników fizycznych. Ich spontanicznie utworzony sztab ratowniczy urzędował w gabinecie głównego lekarza szpitala nr 50 i był działającym przez całą dobę centrum organizacyjnym do wykonywania koniecznych i pilnych poleceń dyżurujących lekarzy.

Osiemdziesięciu siedmiu teoretyków i eksperymentatorów było członkami tego dobrowolnego stowarzyszenia ratunkowego. Powstała nawet alfabetyczna książka telefoniczna z numerami telefonów i adresami wszystkich osób i instytucji, z którymi kontakt mógł być potrzebny w każdej chwili. Były tam wpisane numery 223 telefonów; wśród nich inne szpitale, bazy transportowe, lotniska, urzędy celne, apteki, ministerstwa, przypuszczalne miejsca pobytu lekarzy-konsultantów. W najbardziej tragicznych dniach, kiedy wydawało się, że „Dau“ umiera — a było dni takich co najmniej cztery — przed wejściem do siedmiopiętrowego gmachu szpitala dyżurowało po 8—10 samochodów...

Gdy wszystko zależało tylko od urządzenia do sztucznego oddychania, pewien teoretyk zaproponował, aby natychmiast zbudować je w warsztatach mechanicznych Instytutu Problemów Fizyki. Przedsięwzięcie takie było niepotrzebne i naiwne, ale przecież tak bezpośrednio wynikające z głębi serca! Fizycy dostarczyli potrzebne urządzenie z instytutu badającego schorzenia polio i przynieśli na rękach do sali, w której leżał tracący oddech Landau. To oni uratowali wtedy swego kolegę, nauczyciela, przyjaciela. Nie wszystko da się wyrazić i opowiedzieć... To był prawdziwie braterski związek fizyków<sup>1</sup>...

Tak więc życie L. Landaua było uratowane. Ale kiedy po trzech miesiącach odzyskał wreszcie przytomność, był to już nie ten człowiek, którego znaleźmy wcześniej. Nie mógł uwolnić się już od wszystkich skutków tragicznej katastrofy i nigdy potem nie odzyskał pełni sił twórczych i talentu. Historia kolejnych sześciu lat jest jedynie historią długich cierpień i bólu.

/\*

Lew Dawidowicz Landau urodził się dnia 22 stycznia 1908 r. w Baku, w rodzinie inżyniera-naftowca, pracującego na bakińskich terenach naftowych. Matka jego była lekarzem; w pewnym okresie czasu zajmowała się nawet pracą naukową w dziedzinie fizjologii. Szkołę ukończył Landau w wieku lat trzynastu. Już wówczas interesował się naukami ścisłymi, a jego zdolności matematyczne przejawiały się bardzo wcześnie. Samodzielnie przestudiował on analizę matematyczną, a później często mawiał, że prawie nie pamięta siebie nie umiejącego różniczkować i całkować.

Rodzice jego uważali, że syn jest jeszcze zbyt młody, aby móc studiować na uniwersytecie i dlatego przez rok uczył się w Bakijskim Technikum Ekonomicznym. W 1922 r. Landau rozpoczyna studia na Uniwersytecie Bakijskim, równocześnie na dwóch wydziałach: matematyczno-fizycznym i chemicznym.

<sup>1</sup> D. Danin, *Koleżeńskość*, Litieraturnaja Gazieta, 21 lipca 1962 r.

I chociaż później przestał rozwijać swą wiedzę chemiczną, to jednak zainteresowanie do niej pozostało mu na całe życie.

W 1924 r. Landau przenosi się na Oddział Fizyki Uniwersytetu Leningradzkiego. W mieście tym, głównym centrum radzieckiej fizyki tego okresu, styka się po raz pierwszy z przeżywającą burzliwy okres prawdziwą fizyką teoretyczną. Oddał się też jej studiowaniu z całym zapasem młodzięczego entuzjazmu i nadmierną pracą często doprowadzał siebie do takiego stanu przemęczenia, że nie mógł spać nocą z powodu śniących się ustawicznie wzorów.

Opowiadał też nieraz, jak to w tym czasie był głęboko wzruszony nieprawdopodobną pięknnością ogólnej teorii względności (często nawet mawiał, że takie wzruszenie przy pierwszym zapoznaniu się z tą teorią powinno być, jego zdaniem, cechą charakterystyczną każdego prawdziwego fizyka-teoretyka). Wspominał też o niebywałym zachwycie jakiego doznał po przestudiowaniu artykułów Heisenberga i Schrödingera, poświęconych podstawom tworzącej się mechaniki kwantowej. Prace te ukazały mu nie tylko niezwykłą piękność teorii naukowych, ale i ogromne poczucie siły ludzkiego geniuszu, którego największym triumfem jest możliwość rozumienia rzeczy wprost niewyobrażalnych. Takimi właśnie są i zakrzywienie czasoprzestrzenne, i zasada nieokreśloności.

W 1927 r. Landau ukończył studia i został powołany na stanowisko etatowego asystenta w Leningradzkim Instytucie Fizykotechnicznym, w którym jeszcze w 1926 r. rozpoczął pracę w charakterze asystenta. Z tego też okresu datują się jego pierwsze prace. W 1926 r. opublikował on teorię intensywności widm dwuatomowych molekuł<sup>2</sup>, a już w 1927 r. — pracę o zagadnieniach hamowania w mechanice kwantowej. W pracy tej po raz pierwszy została zastosowana metoda opisu stanu układu przy pomocy macierzy gęstości.

W 1929 r. Landau zostaje delegowany za granicę i półtora roku pracuje w Danii, Anglii i Szwajcarii. Najważniejszy dla niego był pobyt w Kopenhadze, gdzie w Instytucie Fizyki Teoretycznej u wielkiego Nielsa Bohra zbierali się teoretycy z całej Europy i na prowadzonych przez Bohra seminariach były dyskutowane wszystkie najważniejsze problemy fizyki teoretycznej tego okresu. Ta atmosfera naukowa, umacniana jeszcze urokiem osobowości Bohra, wpłynęła w sposób zasadniczy na tworzenie się fizycznego światopoglądu L. Landaua i dlatego zawsze uważał się on za ucznia N. Bohra. Jeszcze dwukrotnie odwiedził Landau Kopenhagę — w 1933 i 1934 r. W okresie pobytu za granicą powstały m. in. takie prace jak badanie ograniczeń nakładanych na pomiar wielkości fizycznych w obszarze relatywistycznym (praca wspólnie z R. Peierlsem) oraz teoria diamagnetyzmu gazu elektronowego.

Po powrocie do Leningradu w 1931 r. początkowo pracuje nadal w Instytucie Fizykotechnicznym, a w 1932 r. przenosi się do Charkowa i obejmuje tam kierownictwo nowo utworzonego Oddziału Fizyki Teoretycznej przy

<sup>2</sup> Wówczas nie wiedział jeszcze, że takie same wyniki rok wcześniej opublikowali już H. Hönl i F. London.

Ukraińskim Instytucie Fizykotechnicznym. Jednocześnie zostaje kierownikiem Katedry Fizyki Teoretycznej na fizyko-mechanicznym wydziale Charkowskiego Instytutu Mechaniki i Budowy Maszyn, a od 1935 r. także kierownikiem Katedry Fizyki Ogólnej na Uniwersytecie Charkowskim. Okres pracy w Charkowie był dla L. Landaua okresem różnorodnej i wyjątkowej pracy badawczej<sup>3</sup>. Również tam rozpoczęła się jego działalność pedagogiczna, tam też zaczęła powstawać jego szkoła fizyki teoretycznej.

Fizykę teoretyczną XX wieku cechuje niezwykle bogactwo sławnych twórców nowego. Jednym z nich był też L. Landau. Ale jego wpływ na rozwój nauki był daleko większy od osobistego wkładu; wybitny fizyk, a jednocześnie zdolny pedagog i nauczyciel w jednej osobie, wychował wielu zdolnych teoretyków. Pod tym względem można go porównać z jednym tylko wybitnym uczonym, a zarazem jego nauczycielem — Nielsem Bohrem. Zagadnieniami nauczania fizyki, a fizyki teoretycznej w szczególności, interesował się Landau jeszcze we wczesnej młodości. I właśnie w Charkowie po raz pierwszy przystąpił on do opracowania programu „teoretycznego minimum“, tj. podstawowych zagadnień fizyki teoretycznej, nieodzownych dla fizyków-eksperymentatorów i odrębnego programu dla tych, którzy pragnęliby pracować w dziedzinie nauk teoretycznych. Pracy dydaktycznej nie ograniczał zresztą tylko do opracowania programu, gdyż jednocześnie prowadził cykl wykładów z fizyki teoretycznej dla pracowników Instytutu Fizykotechnicznego, a na Uniwersytecie również dla studentów. Pochłonięty ideą przebudowy metody wykładania fizyki we wszystkich jej aspektach, zgodził się pełnić funkcję kierownika Katedry Fizyki Ogólnej na Uniwersytecie Charkowskim (później, już po wojnie, wykładał fizykę ogólną na Wydziale Fizyki Moskiewskiego Uniwersytetu Państwowego).

Tam też, w Charkowie, zaczął po raz pierwszy wprowadzać w życie swój program *Kursu fizyki teoretycznej* i *Kursu fizyki ogólnej*. Marzeniem jego było napisanie cyklu podręczników fizyki na różnym poziomie wiedzy: od podręczników szkolnych do kursu fizyki teoretycznej dla specjalistów. W rzeczywistości zdążył tylko doprowadzić prawie do końca cykl *Fizyka teoretyczna* i pierwsze tomy *Kursu fizyki ogólnej* oraz *Fizyki dla wszystkich*. Brał też udział w opracowywaniu programu matematyki dla fizyków, który powinien być „kluczem do działania“, nauczyć praktycznego stosowania matematyki w fizyce i być wolny od zbędnych dla takiego rodzaju prac zawłości i przesadnej dokładności. Przystąpić do urzeczywistnienia tego programu, niestety, już nie zdążył. Landau zawsze przywiązywał ogromną wagę do umiejętności posługiwania się aparatem matematycznym. Dla fizyka wykładnikiem takiej umie-

<sup>3</sup> O stopniu aktywności naukowej Landaua w tym okresie świadczyć może chociażby liczba prac, które wykonał on w ciągu jednego tylko roku 1936: teoria przemian fazowych drugiego rodzaju, teoria stanu przejściowego nadprzewodników, równanie kinetyczne w przypadku uwzględnienia oddziaływań kulombowskich, teoria reakcji monomolekularnych, właściwości metali przy bardzo niskich temperaturach, teoria dyspersji i pochłaniania dźwięku, teoria zjawisk fotoelektrycznych w półprzewodnikach.

Ukraińskim Instytucie Fizykotechnicznym. Jednocześnie zostaje kierownikiem Katedry Fizyki Teoretycznej na fizyko-mechanicznym wydziale Charkowskiego Instytutu Mechaniki i Budowy Maszyn, a od 1935 r. także kierownikiem Katedry Fizyki Ogólnej na Uniwersytecie Charkowskim. Okres pracy w Charkowie był dla L. Landaua okresem różnorodnej i wyteżonej pracy badawczej<sup>3</sup>. Również tam rozpoczęła się jego działalność pedagogiczna, tam też zaczęła powstawać jego szkoła fizyki teoretycznej.

Fizykę teoretyczną XX wieku cechuje niezwykle bogactwo sławnych twórców nowego. Jednym z nich był też L. Landau. Ale jego wpływ na rozwój nauki był daleko większy od osobistego wkładu; wybitny fizyk, a jednocześnie zdolny pedagog i nauczyciel w jednej osobie, wychował wielu zdolnych teoretyków. Pod tym względem można go porównać z jednym tylko wybitnym uczonym, a zarazem jego nauczycielem — Nielsem Bohrem. Zagadnieniami nauczania fizyki, a fizyki teoretycznej w szczególności, interesował się Landau jeszcze we wczesnej młodości. I właśnie w Charkowie po raz pierwszy przystąpił on do opracowania programu „teoretycznego minimum“, tj. podstawowych zagadnień fizyki teoretycznej, nieodzownych dla fizyków-eksperymentatorów i odrębnego programu dla tych, którzy pragnęliby pracować w dziedzinie nauk teoretycznych. Pracy dydaktycznej nie ograniczał zresztą tylko do opracowania programu, gdyż jednocześnie prowadził cykl wykładów z fizyki teoretycznej dla pracowników Instytutu Fizykotechnicznego, a na Uniwersytecie również dla studentów. Pochłonięty ideą przebudowy metody wykładania fizyki we wszystkich jej aspektach, zgodził się pełnić funkcję kierownika Katedry Fizyki Ogólnej na Uniwersytecie Charkowskim (później, już po wojnie, wykładał fizykę ogólną na Wydziale Fizyki Moskiewskiego Uniwersytetu Państwowego).

Tam też, w Charkowie, zaczął po raz pierwszy wprowadzać w życie swój program *Kursu fizyki teoretycznej* i *Kursu fizyki ogólnej*. Marzeniem jego było napisanie cyklu podręczników fizyki na różnym poziomie wiedzy: od podręczników szkolnych do kursu fizyki teoretycznej dla specjalistów. W rzeczywistości zdążył tylko doprowadzić prawie do końca cykl *Fizyka teoretyczna* i pierwsze tomy *Kursu fizyki ogólnej* oraz *Fizyki dla wszystkich*. Brał też udział w opracowywaniu programu matematyki dla fizyków, który powinien być „kluczem do działania“, nauczyć praktycznego stosowania matematyki w fizyce i być wolny od zbędnych dla takiego rodzaju prac zawiloci i przesadnej dokładności. Przystąpić do urzeczywistnienia tego programu, niestety, już nie zdążył. Landau zawsze przywiązywał ogromną wagę do umiejętności posługiwania się aparatem matematycznym. Dla fizyka wykładnikiem takiej umie-

<sup>3</sup> O stopniu aktywności naukowej Landaua w tym okresie świadczyć może chociażby liczba prac, które wykonał on w ciągu jednego tylko roku 1936: teoria przemian fazowych drugiego rodzaju, teoria stanu przejściowego nadprzewodników, równanie kinetyczne w przypadku uwzględnienia oddziaływań kulombowskich, teoria reakcji monomolekularnych, właściwości metali przy bardzo niskich temperaturach, teoria dyspersji i pochłaniania dźwięku, teoria zjawisk fotoelektrycznych w półprzewodnikach.

jętności powinna być łatwość zwracania uwagi na fizyczną stronę zagadnienia, bez zbytniego wikłania się w subtelnościach matematycznych przynajmniej tam, gdzie problem polega na zastosowaniu standardowych chwytów i schematów. Osiągnąć ją można tylko na drodze dostatecznie długiego „treningu“ matematycznego. Jednocześnie, jak pokazuje doświadczenie wielu lat, istniejąca metoda i program uniwersyteckiego kursu matematyki dla fizyków często nie dają możliwości takiego „treningu“. Wiadomo też, że studiowanie matematyki wtedy, gdy fizyk rozpoczął już samodzielną pracę badawczą, niejednokrotnie okazuje się dla niego zbyt „nudne“. Z tego powodu każdy, kto chciał zostać bezpośrednim uczniem Landaua, przede wszystkim poddawany był „próbom matematyki“ w jej praktycznych aspektach<sup>4</sup>. Wszyscy ci, którzy przeszli przez taką próbę, mogli przystąpić do studiowania, a następnie do egzaminów z siedmiu kolejnych rozdziałów programu „minimum teoretycznego“, w którym zawarte były fundamentalne wiadomości ze wszystkich dziedzin fizyki teoretycznej. Taki zakres wiedzy powinni posiadać (wg Landaua) wszyscy teoretycy, niezależnie od przyszłej, konkretnej specjalności. Oczywiście nie wymagał on od nikogo, aby być uniwersalnym do tego stopnia jak on sam. Ale w tej metodzie znajduje swój wyraz jego przekonanie o jedności fizyki teoretycznej jako jednej nauki z jedną metodą badań. W początkowym okresie Landau sam egzaminował swoich kandydatów; później, gdy ilość ich stała się zbyt wielka, obowiązek ten rozdzielił pomiędzy swych najbliższych współpracowników. Ale pierwszy egzamin, pierwsze rozmowy z każdym nowym kandydatem, zawsze rezerwował dla siebie. Spotkać się z nim w tym celu było bardzo łatwo, wystarczyło zadzwonić do niego i przedstawić swoje życzenie. Oczywiście nie wszystkim, którzy przystępowali do studiów nad „minimum teoretycznym“, starczało zdolności i wytrwałości do ukończenia pełnego kursu. Ogółem w okresie od 1934 r. do 1961 r. pełny kurs „minimum“ ukończyło 43 osoby. Jednocześnie o efektywności takiej selekcji można sądzić choćby na podstawie następujących danych: spośród owych 43 osób siedem jest obecnie członkami Akademii Nauk ZSRR, a szesnaście — profesorami i docentami.

Wiosną 1937 r. L. Landau przenosi się do Moskwy, gdzie obejmuje stanowisko kierownika Oddziału Fizyki Teoretycznej Instytutu Problemów Fizyki, którego dyrektorem i budowniczym był P. L. Kapica. Tam też pozostał już do końca życia; w Instytucie tym, który stał się dla niego domem rodzinnym, osiągnął on pełnię rozkwitu swych wielokierunkowych zainteresowań. Tam też, we wspólniejszej współpracy z eksperymentatorami, stworzył Landau to, co stanowi prawdopodobnie główne dzieło jego życia: kwantową teorię cieczy. Właśnie w czasie pracy w Instytucie Problemów Fizyki spotkały go „zewnętrzne“ przejawy zrozumienia dla jego zasług. W 1946 r. zostaje członkiem rzeczywistym

<sup>4</sup> Należało umieć: obliczyć całkę nieoznaczoną (wyrażającą się przez funkcje elementarne), rozwiązać dowolne zwyczajne równanie różniczkowe, znać analizę wektorów i algebrę tensorów, a także podstawy teorii funkcji zmiennej zespolonej (residuum, metoda Laplace'a). Zakładano przy tym, że takie działy jak analiza tensorów, teoria grup itp. będą studiowane równoległe z tymi działami fizyki teoretycznej, w których znajdują zastosowanie.

Akademii Nauk ZSRR. Był też odznaczony wieloma orderami (w tej liczbie dwukrotnie Orderem Lenina) oraz tytułem Bohatera Pracy Socjalistycznej. Były to nagrody zarówno za czysto naukowe osiągnięcia, jak i za praktyczne wykonanie wielu zadań państwowych. Trzykrotnie otrzymał też Nagrodę Państwową, a w 1962 r. — Nagrodę Leninowską. Spotkało go też równie wiele zaszczytów i nagród zagranicznych. W 1951 r. został członkiem Duńskiej, a w 1956 r. także Holenderskiej Akademii Nauk. W 1959 r. zostaje członkiem Brytyjskiego Towarzystwa Naukowego, a w 1960 r. — zagranicznym członkiem Brytyjskiego Królewskiego Stowarzyszenia. W tym samym czasie zostaje członkiem Narodowej Akademii Nauk USA i Amerykańskiej Akademii Nauk i Sztuk. W 1960 r. otrzymuje Landau nagrodę im. F. Londona (USA) i medal Maxa Plancka (NRF). Wreszcie w roku 1962 otrzymuje Nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki „za pionierskie badania w dziedzinie teorii skondensowanych stanów materii, a szczególnie ciekłego helu“.

Działalność naukowo-pedagogiczna L. Landaua nie kończyła się na kręgu najbliższych uczniów. W sferze nauki był zawsze bardzo tolerancyjny (tak zresztą jak i w życiu — zawsze daleki od pyszałkowości i służalczej hierarchiczności). Z prośbą o pomoc i krytykę mógł zwrócić się doń każdy, niezależnie od swych zasług naukowych czy stanowisk, z zachowaniem wszakże jednego warunku: aby rzeczywiście chodziło o prawdziwie naukowy problem, a nie o to, czego tak szczerze nie lubił, tj. pseudonaukowe rozważania mające jedynie przykryć brak prawdziwego rozeznania czy też konkretnych wyników badań w danej dziedzinie. Był on człowiekiem o niezwykle krytycznym spojrzeniu; cecha ta, łącznie z głęboko fizycznym podejściem do rozpatrywanych zagadnień, czyniła dyskusję z nim niezwykle interesującą i pożyteczną. W dyskusjach owych bywał on często ostry i rozgorączkowany, ale zawsze kulturalny; dowcipny i ironiczny, ale nigdy złośliwy. Napis, który wywiesił własnoręcznie na drzwiach swego gabinetu w Instytucie Problemów Fizyki, głosił:

L. Landau  
Ostrożnie — gryzie!!!

Z biegiem czasu jego charakter i sposób bycia stały się bardziej łagodne; ale entuzjazm dla nauki, bezkompromisowość w sprawach zasadniczych nadal pozostawały bez zmian. I zawsze za jego powierzchowną szorstkością kryła się naukowa rozważa, wielkie ludzkie serce i szlachetna dusza Człowieka. Na ile ostra i bezlitosna była jego krytyka, na tyle zawsze szczerze było życzenie pomóc swoją radą i doświadczeniem w cudzej pracy, i na tyle gorące było jego poparcie.

Te cechy osobowości i talentu spowodowały, że stał się on największym autorytetem i najsprawiedliwszym sędzią dla swych uczniów i kolegów. Nie ulega wątpliwości, że i ta cecha jego działalności, wielki krytycyzm i ostrożność w wyciąganiu daleko idących wniosków, w dużym stopniu wpłynęła na wysoki poziom radzieckiej fizyki teoretycznej. Jednocześnie stały kontakt z liczną rzeszą fizyków był dla niego poważnym źródłem wiedzy. Cechą charakterystyczną

jego stylu pracy (poczynając jeszcze od czasów charkowskich) było to, że prawie nigdy sam nie czytał artykułów i książek naukowych, niemniej jednak zawsze miał pełne rozeznanie w aktualnym stanie wiedzy. W zupełności wystarczały mu niekończące się dyskusje z kolegami i referaty na seminariach. Owe seminaria odbywały się regularnie raz w tygodniu w okresie prawie trzydziestu lat; w ostatnich latach pracy L. Landaua przekształciły się one w moskiewskie spotkania fizyków-teoretyków. Każdy z grona współpracowników uważał za swój święty obowiązek brać aktywny udział w seminarium, a Landau z nadzwyczajną starannością i uwagą odnosił się do odpowiedniego doboru tematów referatu. Ponieważ jednocześnie interesował się on dosłownie wszystkim i był jednakowo kompetentny we wszystkich działach fizyki, to uczestnicy seminarium często miewali trudności z nagłym przestawieniem się z jednej tematyki na inną, np. z przejściem od rozważań nad „dziwnymi“ cząstkami do oceny widma energetycznego elektronów w krzemie. Dla Landaua wysłuchiwanie referatu nigdy nie było tylko czerzą formalnością i tak długo nie mógł przejść nad nim do porządku dziennego, dopóki do końca nie wyjaśniono wszelkich wątpliwości, nie oddzielono prawdziwie fizycznej treści od jałowej „filozofii“, tzn. nieuzasadnionych założeń wprowadzonych tylko na zasadzie „a dlaczego by nie tak?“. W rezultacie podobne prace otrzymywały pogardliwe miano „patologii“ i Landau zupełnie się nimi później nie interesował. I odwrotnie, prace, które zawierały rzeczywiście nowe idee lub wyniki badań, Landau zaliczał do tzw. „złotej serii“ i starał się zapamiętać je jak najdłużej. Wystarczyło, aby pamiętał myśl przewodnią danej pracy, a zawsze potem mógł już sam odtworzyć jej treść i wyniki; częstokroć łatwiej mu nawet było samemu obliczyć te wyniki niż analizować tok myśli autora. Tą metodą odtwarzał dla siebie i głęboko jednocześnie analizował większość ciekawszych prac ze wszystkich dziedzin fizyki teoretycznej<sup>5</sup>. Prawdopodobnie dzięki temu posiadał tę fenomenalną zdolność dawania odpowiedzi na wszystkie niemal pytania z dziedziny fizyki. Dla L. Landaua zawsze obcą była szkodliwa, niestety zbyt jeszcze powszechna, tendencja do komplikowania rzeczy prostych (często usprawiedliwiana argumentacją o zachowanie rzekomej ogólności i dokładności, ale w gruncie rzeczy jest to tylko przykrywka dla częzej gadaniny). Wręcz odwrotnie, wyraźnie starał się dążyć do uproszczenia rzeczy zbyt skomplikowanych, do wyrażenia w sposób maksymalnie prosty wszystkich praw przyrody, leżących u podstaw rozpatrywanego zjawiska. Umiejętność takiego podejścia, zdolność do niekomplikowania prostego, to były cechy, które stanowiły (wg jego własnych słów) przedmiot prawdziwej dumy. Dążenie do prostoty i porządku wydaje się w ogóle jedną z generalnych cech jego umysłu. Wyrażała się ona zresztą nie tylko w rzeczach poważnych, ale we wszystkim — aż do spraw natury humo-

<sup>5</sup> Nawiasem mówiąc, to właśnie było przyczyną, że częstokroć nie znajdujemy w jego pracach odsyłaczy do bibliografii, co zresztą było aktem całkowicie niezamierzonym. Niejednokrotnie mógł też pominąć je specjalnie, gdy uważał, że zagadnienie jest zbyt trywialne; tylko, że treść tego słowa wymierzał wg swojej, bardzo wysokiej miary.

rystycznej włącznie<sup>6</sup>. I tak np. lubił on wszystko klasyfikować: poczynając od kobiet wg stopnia ich piękności aż do fizyków wg stopnia ich wkładu w dzieło nauki. Ta ostatnia klasyfikacja była oparta na 5-punktowym systemie ocen w skali logarytmicznej. Tak więc znaczyło to, że fizyk klasy drugiej zrobił dziesięć razy więcej niż fizyk klasy trzeciej (do klasy piątej zaliczano „patologów“). Wg tego systemu klasyfikacji Einstein był umieszczony w klasie „połówkowej“, a Bohr, Heisenberg, Schrödinger, Dirac i kilku innych w klasie pierwszej. Siebie Landau skromnie umieścił w klasie „dwa i pół“ i tylko stosunkowo niedługo przed śmiercią „przeniósł się“ do klasy drugiej.

Pracował zawsze i dużo (przy czym nigdy przy stole, ale zawsze półleżąc na tapczanie). Ocena i uznanie dla wyników własnej pracy, wyrażone w tej czy innej formie, są zawsze rzeczą ważną dla każdego uczonego, dotyczy to więc i Landaua. Należy tu jednak przyznać, że jego stosunek do spraw priorytetu i uznania był o wiele mniejszy niż to na ogół bywa. I jest rzeczą niewątpliwą, że motorem do pracy była dlań nie chęć sławy i pochwał, ale nienasycona ciekawość w dążeniu do maksymalnego poznania praw przyrody w ich najróżniejszych przejawach. Nigdy nie należy pracować dla celów postronnych, drugorzędnych, z założonym z góry zamiarem dokonania wielkiego odkrycia; tę prostą prawdę powtarzał przy każdej sposobności i był jej gorącym wyznawcą.

Bardzo szeroki był też krąg zainteresowań Landaua w „niefizycznym obszarze“. Oprócz nauk matematycznych bardzo lubił i dobrze znał historię. Głęboko interesowały go i gorąco zachwycały wszystkie dziedziny sztuki, z wyjątkiem muzyki i baletu. Ci, których spotkał zaszczyt być przez wiele lat w gronie jego uczniów i przyjaciół, wiedzieli, że „Dau“ (tak nazywali go koledzy i przyjaciele<sup>7</sup>) jest wiecznie młody, że w jego towarzystwie nigdy nie jest nudno. Urok jego osobowości nigdy nie ulegał zmianom, a siła geniuszu nie malała. I dlatego tym bardziej okrutny i bolesny jest fakt, że zabrakło wśród nas uczonego w pełni sił twórczych i talentu.

\*

Prace naukowe Landaua są odbiciem całego jego stylu pracy i charakteryzują się wielką jasnością i wyrazistością w formułowaniu problemów, poszukiwaniem najprostszej drogi do rozwiązania, elegancją i brakiem „zbędności“. Nawet obecnie wiele jego prac nie wymaga zmian formalnych czy merytorycznych. Prezentowany poniżej przegląd ma dać jedynie pewną orientację w różnorodności i obfitości interesujących go problemów, a zarazem podkreślić miejsce, jakie zajmują one w całym dorobku fizyki, co nie zawsze jest w pełni oczywiste dla współczesnego czytelnika.

<sup>6</sup> Warto podkreślić, że cecha ta nie dotyczyła wielu „przyzwyczajzeń“ ze sfery życia codziennego. W tym przypadku wcale nie był on pedantyczny i dokładny, a wokół niego szybko narastała „strefa nieporządku“.

<sup>7</sup> On sam lubił powtarzać, że jego nazwisko pochodzi od fonetycznej wersji wyrażenia francuskiego: Landau — L'ane Dau (osiół Dau).

Najbardziej charakterystyczną cechą twórczości Landaua jest ów szeroki wachlarz interesujących go problemów, prawie bezprecedensowy, jeśli chodzi o zakres: obejmuje on całą fizykę teoretyczną od hydrodynamiki aż do kwantowej teorii pola. Nasz wiek, wiek coraz bardziej postępującej wąskiej specjalizacji, spowodował to, że drogi naukowe jego uczniów rozchodziły się coraz bardziej. I właśnie Landau spełniał rolę „łącznika“ pomiędzy nimi, zawsze będąc wierny swym ogromnym, wielostronnym zainteresowaniom. Możliwe, iż w jego osobie odszedł od nas jeden z „ostatnich Mohikanów“, którzy byli jeszcze w stanie ogromem swego talentu ogarnąć całą fizykę. Już nawet pobieżne spojrzenie na spis prac L. Landaua sugeruje, że w jego życiu nie można wydzielić pewnych stosunkowo długich okresów, w których pracowałby nad jedną, określoną tematyką. Dlatego też podział tematyczny, zastosowany przy omawianiu jego prac, będzie miał tylko niewielki związek z chronologią.

Zacznijmy od mechaniki kwantowej, której to dotyczy kilka najwcześniejszych prac. W związku z rozpatrywaniem procesu hamowania promieniowaniem, Landau po raz pierwszy wprowadził pojęcie niepełnego opisu kwantowomechanicznego i zastosował doń wielkości, zwane później macierzami gęstości. Dwie prace poświęcone są wyliczeniu prawdopodobieństwa quasi-klasycznych procesów w teorii przekazywania energii w procesie zderzeń. Trudności związane z rozpatrywaniem tych zagadnień były uwarunkowane tym, że z powodu eksponencjalności quasi-klasycznych funkcji falowych (z urojonym wykładnikiem), wyrażenia podcałkowe elementów macierzowych miały charakter wielkości silnie oscylujących, co wręcz uniemożliwiało nawet przybliżoną ocenę całki; wszystkie prace, jakie ukazały się przed pracą Landaua były w gruncie rzeczy błędne. Dopiero Landau potrafił podać ogólną metodę obliczania quasi-klasycznych elementów macierzowych, a także zastosował ją do szeregu konkretnych przykładów.

W 1930 r. Landau (wspólnie z R. Peierlsem) podał szczegółową analizę ograniczeń, spowodowanych przeniesieniem zasady nieoznaczoności na grunt relatywistycznej mechaniki kwantowej; praca ta wywołała w swoim czasie bardzo ożywioną dyskusję. Jej główny sens sprowadza się do ustalenia zasadniczych granic możliwości pomiaru pędu cząstki w skończonych odcinkach czasu. Wynikało z niej, że w relatywistycznym obszarze kwantowym nie można zmierzyć żadnych zmiennych dynamicznych, charakteryzujących cząstki oddziaływające między sobą, a jedynymi wielkościami mierzalnymi są pędy (i polaryzacje) cząstek nieoddziaływających. Stąd też wynikają trudności, jakie napotyka się w procesie przenoszenia metod „zwykłej“ mechaniki kwantowej na obszar relatywistyczny, w którym metody te częściowo tracą swój sens. Landau powrócił do tego problemu jeszcze raz w swojej ostatniej pracy<sup>8</sup>. Wyraził w niej przekonanie, że  $\psi$  — operatory, jako wielkości fizycznie nieobserwowalne (a wraz z nimi i cała metoda Hamiltona) będą musiały ustąpić miejsca jakiejś nowszej teorii. Podstawą do wyrażenia takiego poglądu były wyniki

<sup>8</sup> *Fundamentalnyje problemy*, w „Sbornikie w pamiat' Pauli“, Interscience 1960.

jego prac prowadzonych w latach 1954—1955 (wspólnie z A. A. Abrikosowem, U. M. Chałatnikowem oraz I. J. Pomierańczukiem) nad podstawami elektrodynamiki kwantowej. Badania te opierały się na traktowaniu oddziaływań punktowych jako granicy „rozmazonego“ oddziaływania przy dążeniu do zera promienia „rozmywania“. Pozwoliło to w pracy bazować od razu na wielkościach skończonych. Następnie okazało się możliwe przeprowadzenie sumowania głównych wyrazów pełnego szeregu teorii zaburzeń i otrzymanie w wyniku tej operacji asymptotycznych (dla dużych pędów) wyrażeń na podstawowe wielkości elektrodynamiki kwantowej — funkcje Greena i funkcje wierzchołkowe. Z kolei na podstawie tych wyrażeń znaleziono związek pomiędzy rzeczywistym ładunkiem elektronu i jego masą, a ich wielkościami „zarodnikowymi“. Choć obliczenia były przeprowadzane przy założeniu małości „zarodnikowego“ ładunku, to jednak wiele argumentów przemawia za tym, że otrzymane wzory dla związku pomiędzy rzeczywistym, a „zarodnikowym“ ładunkiem są słuszne również w przypadku dowolnej wielkości tego ostatniego. Wówczas analiza otrzymanych zależności pokazuje, że w granicy oddziaływania punktowego rzeczywisty ładunek elektronu przyjmuje wartość równą zero<sup>9</sup>. Tylko przyszłość może pokazać, na ile słuszne są powyższe sformułowania i na ile ważne dla relatywistycznej teorii pola. Sam Landau bardzo wiele pracował nad tymi zagadnieniami w ostatnich latach swojej twórczości. W związku z tym opracował on ogólną metodę określania osobliwości wielkości fizycznych, figurujących w metodzie grafowej kwantowej teorii pola.

Reakcją na odkrycie w 1956 r. zjawiska niezachowania parzystości w słabych oddziaływaniach była jego teoria dwuskładnikowego neutrino<sup>10</sup>, a także zasada zachowania kombinowanej inwersji (kombinowanej parzystości — tak nazwał on jednoczesne zastosowanie inwersji przestrzennej i sprzężenia ładunkowego). Wg Landaua miało to pomóc w „uratowaniu“ symetrii przestrzeni, gdyż asymetria była przenoszona tylko na ładunki cząstek. Zasada ta rzeczywiście okazała się bardziej uniwersalna od zasady zachowania parzystości. Wiadomo jednakże, że już po śmierci Landaua odkryto procesy, w których nie zachowywała się i zasada zachowania kombinowanej inwersji; zjawisko to nie zostało jeszcze dotąd wyjaśnione.

W 1937 r. Landau publikuje ciekawą pracę z dziedziny fizyki jądrowej *O statystycznej teorii jąder*. Stanowi ona jak gdyby matematyczne wyrażenie koncepcji, wysuniętej przez Bohra: jądro traktowane jest jako kropla cieczy kwantowej i badane metodami fizyki statystycznej. Warto podkreślić, że nie bazował on przy tym na konkretnych modelach jądrowych, jak to czynili inni autorzy, ale wyniki uzyskanych prac są w zasadzie zgodne ze wszystkimi proponowanymi modelami. W pracy tej po raz pierwszy był podany związek

<sup>9</sup> W związku z próbami znalezienia bardziej dokładnego dowodu, Landau napisał w swej ostatniej pracy charakterystyczną dla niego uwagę, że „z racji krótkiego okresu naszego życia, nie możemy pozwolić sobie na stratę czasu nad takimi problemami, które nie rokuja nadziei na osiągnięcie nowych wyników“.

<sup>10</sup> Jednocześnie i niezależnie od siebie teorię tę podał Salam, a także Lie i Young.

średnich odległości między poziomami jądra przejściowego, a ich szerokością. Niewiązanie się z konkretnym modelem jądrowym jest charakterystyczne również i dla rozbudowanej przez niego (wspólnie z J. A. Smorodinskim) teorii rozproszenia protonów na protonach. Przekrój czynny tego rozproszenia był wyrażony przez parametry, które nie wiązały się z konkretnymi założeniami o potencjale oddziaływających cząstek. Innym przykładem mistrzowskiego opanowania warsztatu matematycznego jest praca z dziedziny promieni kosmicznych (wspólnie z J. B. Rumerem, *Kaskadnaja teorija elektronnych liwniej*). Fizyczne podstawy tej teorii były sformułowane już wcześniej przez szereg autorów, jednakże jej strona matematyczna właściwie nie istniała. Wymieniona praca była tym właśnie aparatem matematycznym, który stał się podstawą dla wszystkich późniejszych prac z tej dziedziny. Landau dwukrotnie jeszcze powracał do teorii promieniowania kosmicznego: w pracy nad badaniem kąтового rozkładu cząstek i w pracy *O teorii wtórnego promieniowania kosmicznego*.

Równie mistrzowski charakter nosi praca dotycząca rozwinięcia idei Fermiego o statystycznym charakterze wielorodnej kreacji cząstek w procesach zderzeń. Praca ta jest także świetnym przykładem metodycznej całości fizyki teoretycznej, gdy do rozwiązania problemu z jednej dziedziny stosuje się często metody z diametralnie innego działu i to z doskonałym wynikiem. Landau udowodnił, że proces kreacji, przechodzący przez stadium rozszerzenia się „obłoku“, rozmiary którego są duże w porównaniu z drogą przebiegu w nim cząstek, powinien być charakteryzowany równaniami relatywistycznej hydrodynamiki. Rozwiązanie owych równań wymagało szeregu subtelnych chwytów i głębokiej analizy. Sam autor przyznał, że ta praca kosztowała go najwięcej wysiłku.

Istnieją też w jego dorobku prace wynikłe z bezpośrednich potrzeb i „zamówień“ eksperymentatorów. Taka np. jest praca dotycząca energetycznego rozkładu strat jonizacyjnych szybkich cząstek przy przechodzeniu przez materię (poprzednio istniała tylko teoria średnich strat energii).

Przegląd prac Landaua z dziedziny makrofizyki zaczniemy od magnetyzmu. Zgodnie z klasyczną mechaniką i statystyką, zmiana charakteru ruchu swobodnych elektronów w polu magnetycznym nie może prowadzić do pojawienia się nowych cech magnetycznych układu. Landau pierwszy wyjaśnił charakter ruchu w polu magnetycznym w przypadku kwantowym i pokazał, że kwantowanie całkowicie zmienia klasyczną sytuację, prowadząc do pojawienia się diamagnetyzmu gazu elektronowego („diamagnetyzm Landaua“). W pracy tej (*Diamagnetyzm metali*, 1930) była jakościowo przedstawiona periodyczna zależność podatności magnetycznej od wielkości pola magnetycznego w przypadku pól o dużym natężeniu. W owym czasie zjawisko to nie było jeszcze potwierdzone eksperymentalnie, a zaobserwowano je dopiero później (efekt de Haasa — van Alfvéna); strona ilościowa tego zjawiska była opracowana przez Landaua nieco później (1939). W roku 1933 ukazała się niewielka praca, która miała jednak ogromne znaczenie: dotyczyła ona możliwości wyjaśnienia

zależności podatności magnetycznej określonej grupy ciał w zależności od pola przy niskich temperaturach. Po raz pierwszy było tam wprowadzone pojęcie antyferromagnetyzmu (choć sam termin nie był użyty) jako szczególnej fazy magnetyka, różniącej się od fazy paramagnetycznej swoją symetrią; przejście więc między obydwoma fazami powinno zachodzić w dokładnie określonym punkcie<sup>11</sup>. Konkretnie był w niej rozpatrzony model słoju antyferromagnetyka z silnymi więzami ferromagnetycznymi w każdym słoju i słabymi więzami antyferromagnetycznymi pomiędzy słojami; dla przypadku tego przeprowadzone były odpowiednie obliczenia i znalezione charakterystyczne osobliwości cech magnetycznych w pobliżu punktu przejścia. Metoda, zastosowana w owej pracy, oparta była na pewnych przesłankach, które później zostały osobno rozwinięte w teorii przemian fazowych drugiego rodzaju.

Jeszcze jedna praca dotyczy teorii ferromagnetyzmu. Przyjęcie o tym, że ferromagnetyk składa się z elementarnych, spontanicznie namagnesowanych obszarów („domeny magnetyczne“ w myśl obecnej terminologii), było wysunięte jeszcze w 1907 r. przez P. Weissa, jednakże bez należytych podstaw matematycznych. W pracy *K teorii dispersji magnitnoy pronicajemosti ferromagnitnykh tiel* (wspólnie z Lifszycem) pokazano, że teoria ta powinna bazować na postulatach termodynamicznych i określono dla typowych przypadków kształt i rozmiary domen. W tejże pracy podano makroskopowe równanie ruchu wektora namagnesowania domen i przy jego pomocy rozwinięto podstawy omawianej teorii; w szczególności „przepowiedziano“ zjawisko, zwane obecnie zjawiskiem rezonansu ferromagnetycznego. W 1933 r., w niewielkim artykule Landau zwraca uwagę na możliwość „autolokalizacji“ elektronu w siatce krystalicznej w dole potencjału, powstającego w wyniku własnego działania polaryzującego tegoż elektronu. Idea ta stała się w przyszłości podstawą tzw. polaronowej teorii przewodnictwa kryształów jonowych. W okresie późniejszym Landau jeszcze raz powrócił do tego zagadnienia w pracy poświęconej równaniom ruchu polaronu w polu sił zewnętrznych (wspólnie z S. I. Piekarem). W innym, niewielkim artykule były podane wyniki prac nad strukturą linii rozproszenia Rayleigha w cieczech i gazach. Wcześniejsze prace innych fizyków wskazywały na to, że dzięki rozproszeniu na falach dźwiękowych linia taka powinna ulegać rozszczepieniu i przechodzić w dublet. Landau w swojej pracy zwrócił uwagę na konieczność istnienia jeszcze i rozproszenia na fluktuacjach entropii, nie wyrażającego się jednakże zmianą częstotliwości; w rezultacie tego dublet powinien przechodzić w tryplet<sup>12</sup>.

<sup>11</sup> Mniej więcej na rok przed ukazaniem się pracy Landaua, Néel opublikował artykuł, w którym przedstawił możliwość istnienia ciał, składających się z dwóch podsiatek z przeciwnie skierowanymi momentami. Jednakże Néel nie wspominał, że chodzi tu o pewien szczególny stan ciała, a po prostu uważał, że paramagnetyk, charakteryzujący się dodatnią całkowitą wymienną, w niskich temperaturach stopniowo zmienia swą strukturę na układ składający się z kilku magnetycznych podsiatek. Landau pracy tej nie znał.

<sup>12</sup> Dokładniejsze wyniki i obliczenia dotyczące tej pracy nie były publikowane w postaci artykułu, ale częściowo wchodziły w skład książki *Elektrodynamika ośrodków ciągłych*, § 96.

Dwie prace Landaua dotyczą też fizyki plazmy. W jednej z nich po raz pierwszy zostało podane równanie kinetyczne z poprawką na kulombowskie oddziaływania pomiędzy cząstkami. W drugiej, poświęconej falom w plazmie pokazano, że nawet w tych przypadkach, kiedy zderzenia pomiędzy cząstkami w plazmie grają rolę znikomo małą i mogą być zaniebane przy wyliczeniach, fale o dużej częstotliwości drgań będą mimo to tłumione (tzw. tłumienie Landaua) <sup>13</sup>.

Prace nad zredagowaniem kolejnego tomu *Kursu fizyki teoretycznej* były dla Landaua bodźcem do głębokich studiów nad hydrodynamiką. Jak zwykle, zaczął on samodzielnie przemyślać i wyprowadzać wszystkie podstawowe założenia i wyniki tego działu. Jego oryginalny sposób podejścia do tych zagadnień doprowadził w szczególności do nowego spojrzenia na problem powstawania turbulencji; jednocześnie wyjaśnił on podstawowe własności procesu stopniowego rozwoju niestacjonarności przy wzroście liczby Reynoldsa podczas przejścia od przepływu laminarnego do turbulentnego i wskazał na jakościowo różne warianty, jakie mogą się realizować w takim procesie. Badając stronę jakościową zjawiska opływu ciał z prędkościami naddźwiękowymi Landau otrzymał nieoczekiwany wynik: w pewnej odległości od ciała powinna istnieć nie jedna, jak to powszechnie było wiadomo, a dwie fale uderzeniowe, rozprzestrzeniające się jedna za drugą. Nawet w tak klasycznym zagadnieniu jak teoria strugi udało mu się znaleźć nowe, przedtem nie zauważone, szczegółowe rozwiązanie dla przypadku symetrycznoosiowej strugi lepkiej, nieściśliwej cieczy.

Doniosłą rolę w twórczości naukowej Landaua zarówno pod względem bezpośrednim, jak i pod względem zastosowań zajmuje teoria przejść fazowych drugiego rodzaju. Pierwsze uwagi dotyczące tego problemu datują się jeszcze od 1935 r. Pojęcie przejść fazowych różnego rodzaju było wprowadzone przez Ehrenfesta w sposób zupełnie formalny wg zależności od rzędu pochodnych termodynamicznych, które mogłyby mieć nieciągłości w punkcie przejścia. Ważne jednakże jest to, jakie przejścia mogą w rzeczywistości mieć miejsce i w czym tkwi ich sens fizyczny. Na ten temat wypowiedali się różni uczeni, lecz w sposób niezadowolający i często bez należytego uzasadnienia. Dopiero Landau wskazał na głęboki związek pomiędzy możliwością istnienia ciągłego (w sensie zmiany stanu skupienia ciała) przejścia fazowego i skokową zmianą jakiegokolwiek własności symetrii ciała w punkcie przejścia. Wskazał on także, że w punkcie tym mogą realizować się nie wszystkie możliwe zmiany symetrii ciała i podał zasady pozwalające określić dozwolone typy zmian. Rozbudowany przez Landaua aparat matematyczny tej teorii opierał się na założeniu o regularności rozkładu wielkości termodynamicznych w pobliżu punktu przejścia. Obecnie wiadomo, że taka teoria (bez uwzględnienia możliwości zmian tych wielkości w punkcie przejścia) nie jest w stanie wyjaśnić wszystkich własności

<sup>13</sup> Ciekawe, że praca ta powstała jako reakcja Landaua na „filologię“ jaka, jego zdaniem, bujnie kwitła w poprzednich pracach na ten temat (np. niczym nie uzasadniona zamiana całek rozbieżnych ich wartościami głównymi). Aby udowodnić swoją rację Landau postanowił zająć się tym zagadnieniem.

przejsć fazowych. Zagadnieniami osobliwości w punkcie przejścia zajmował się Landau również w ostatnich latach swego życia, jednakże niewiele zdążył uczynić dla wyjaśnienia ich charakteru.

W roku 1950 Landau (wspólnie z W. Ł. Ginzburgiem) publikuje pracę dotyczącą fenomenologicznej teorii nadprzewodnictwa; praca ta stała się później podstawą teorii ciał nadprzewodzących. W pracy użyty został cały szereg wielkości i parametrów, których sens fizyczny nie był w tym czasie jeszcze dostatecznie jasny, a wyjaśnił się ostatecznie po 1957 r., tj. po pojawieniu się mikroskopowej teorii nadprzewodnictwa, która w pełni potwierdziła słuszność równań Ginzburga-Landaua i określiła zakres ich stosowalności. W związku z tym ciekawą jest historia (opowiadał ją Ginzburg) pewnego sformułowania z omawianej pracy Landaua i Ginzburga. Otóż podstawowe równanie teorii, określające efektywną funkcję falową nadprzewodzących elektronów  $\Psi$ , zawiera wyrażenie na wektorowy potencjał pola  $\mathbf{A}$ , w postaci:

$$\frac{1}{2m} \left( -i\hbar\Delta - \frac{e^*}{e} \mathbf{A} \right) \Psi,$$

tj. analogicznej jak odpowiednie wyrażenie w równaniu Schrödingera. Można byłoby przypuszczać, że w teorii fenomenologicznej parametr  $e$  powinien wyrażać pewien efektywny ładunek, niekoniecznie zresztą znajdujący się w bezpośrednim związku z ładunkiem swobodnego elektronu  $e$ . Jednakże Landau odrzucił taką myśl, stwierdziwszy, że efektywny ładunek  $e^*$  nie jest wielkością uniwersalną i powinien zależeć od różnych parametrów (ciśnienie, skład próbki); W takim przypadku ładunek  $e^*$  dla materiału niejednorodnego powinien być funkcją współrzędnych, a to z kolei naruszałoby zasadę niezmienniczości cechowania w danej teorii. Dlatego też w artykule ograniczono się do stwierdzenia, że „ładunku  $e^*$  nie ma podstaw uważać za różny od ładunku elektronu“. Obecnie wiemy już, że w rzeczywistości ładunek  $e^* = 2e$ , a nie  $e$ . Wynik ten można było przewidzieć jedynie w oparciu o ideę sparowanych (cooperowskich) elektronów, która leży u podstaw teorii mikroskopowej nadprzewodnictwa. Ponieważ wielkość  $2e$  jest tak samo stałą uniwersalną jak  $e$ , więc cytowane stwierdzenie Landaua można by uznać za prawidłowe.

Innym ważnym zagadnieniem z dziedziny fizyki nadprzewodnictwa, nad którym pracował Landau, było zagadnienie tzw. stanu pośredniego. Pojęcie to po raz pierwszy zostało wprowadzone w 1936 r. przez Peierlsa i Landaua w celu wyjaśnienia efektu stopniowego przejścia w stan nadprzewodnictwa w silnym polu magnetycznym. Teoria ich miała jednakże charakter czysto fenomenologiczny i zagadnienie sensu fizycznego stanów pośrednich pozostawało nadal otwarte. Landau udowodnił, że stan pośredni nie jest jakimś nowym stanem, a tylko mieszaniną dwu faz i składa się z kolejnych cienkich warstw w fazie normalnej i nadprzewodzącej na przemian. W roku 1937 Landau rozpatruje model, w którym warstwy owe wychodzą na powierzchnię ciała; w sposób elegancki i pomysłowy udaje mu się określić całkowicie kształt i rozmiary

warstw w takim modelu<sup>14</sup>. W rok później proponuje on nowy wariant teorii, w myśl którego przy wychodzeniu na powierzchnię warstwy ulegają wielokrotnym rozgałęzieniom; struktura taka powinna być wygodniejsza w sensie termodynamicznym w przypadku dużych rozmiarów badanej próbki<sup>15</sup>. Ale największy wkład Landaua w dzieło fizyki, to niewątpliwie kwantowa teoria cieczy. Znaczenie jej jest ogromne i budzi ciągle większe zainteresowanie; jej rozwój w ostatnim dziesięcioleciu miał wręcz rewolucyjny wpływ i na inne dziedziny fizyki np. fizykę ciała stałego, czy nawet teorię jądra atomowego. Teoria nadpłynności powstała w latach 1940—1941, niedługo po odkryciu tego zjawiska w ciekłym helu przez P. Kapicę. Początkowe próby objaśnienia tego zjawiska były niedostateczne, a często wręcz błędne lub naiwne<sup>16</sup>. Warto więc zwrócić uwagę na to, że teoria helu II była od samego początku budowana przez Landaua w jak najszerszym jej aspekcie. Już w pierwszej, klasycznej obecnie, pracy Landaua (*Teoria swierchciękucześci gielija II*, 1941) zawarte są prawie wszystkie podstawowe idee zarówno mikroskopowej teorii helu II, jak i stworzonej na jej bazie teorii makroskopowej-termodynamiki i hydrodynamiki tej cieczy. Teoria owa bazuje na pojęciu quasi-cząstek (elementarnych wzbudzeń), które tworzą widmo energetyczne helu II. Landau pierwszy rozpatruje zagadnienie widma energetycznego ciał makroskopowych w tak szerokim ujęciu i wyjaśnia charakter tego widma dla cieczy kwantowej tego typu, do którego należy ciekły hel (izotop He<sup>4</sup>), tj. typu Bozego. W pracy z 1941 r. Landau zakładał, że widmo elementarnych wzbudzeń ma charakter dwuskładnikowy i składa się: z fononów z liniową zależnością energii  $\varepsilon$  od impulsu  $p$ , oraz „rotonów“ z kwadratową zależnością od energii, oddzielonych szczeliną energetyczną. Później Landau stwierdził, że podany charakter widma jest niezadowolający z teoretycznego punktu widzenia (niestabilność), a drobiazgową analizą pełniejszych i dokładniejszych danych doświadczalnych pozwoliła uzyskać inny charakter widma, który zawierał jedną tylko gałąź, a „rotonom“ odpowiadał jedynie minimum na krzywej  $\varepsilon(p)$ . Makroskopowe aspekty teorii nadpłynności są powszechnie znane. Najogólniej można sprowadzić je do modelu dwóch zachodzących jednocześnie ruchów cieczy: „normalnego i „nadpłynnego“, które można też interpretować jako ruch dwóch „składników“ tej samej cieczy (model dwuskładnikowy<sup>17</sup>). „Normalny“ ruch zachodzi podobnie jak u zwykłych cieczy z tarcie wewnętrzne. Określenie współczynnika lepkości (tarcia wewnętrzne) wymaga znajomości procesów ustalania się

<sup>14</sup> Landau wyraził się, że „w sposób wprost nieprawdopodobny jest możliwe dokładne określenie kształtu warstw“.

<sup>15</sup> Dokładniejsze wyniki pracy były podane w roku 1943.

<sup>16</sup> Landau w jednej ze swych prac (1937) zastanawiał się nad tym, czy He II nie jest przypadkiem ciekłym kryształem, chociaż nie obstawał zbyt przy tym przypuszczeniu.

<sup>17</sup> Niektóre cechy dwuskładnikowego modelu ciekłego helu były wprowadzone — niezależnie od Landaua — przez L. Tiszę. Jego artykuł opublikowany we Francji w 1940 r. z powodu zawieruchy wojennej dotarł do ZSRR dopiero w 1943 r., a anons w „Biuletynie Paryskiej Akademii Nauk“ z 1938 r. pozostał, niestety, niezauważony. W 1948 r. Landau poddał krytyce stronę matematyczną teorii Tiszy.

stanu równowagi w „gazie quasi-cząstek“; podstawy teorii lepkości HeII były również opracowane przez Landaua (wspólnie z J. M. Chałatnikowem) w 1949 r. Wreszcie w kolejnej pracy (tym razem wspólnie z I. J. Pomeranczukiem) rozpatruje on zagadnienie zachowania się obcych atomów w cieczy helowej; w szczególności z tej pracy wynika, że każdy taki atom wchodzi w skład „normalnego“ składnika cieczy niezależnie od tego czy sama domieszka wykazuje zjawisko nadpłynności, czy też nie.

Ciekły  $\text{He}^3$  należy do cieczy kwantowych innego typu niż  $\text{He}^4$ , tzn. typu Fermiego. Chociaż własności tego izotopu nie są może tak efektowne jak  $\text{He}^4$ , to jednak z teoretycznego punktu widzenia jest on nie mniej ciekawym obiektem badań. Teoria cieczy typu Fermiego została opracowana przez Landaua i następnie opublikowana w trzech artykułach (lata 1956—1958). W dwóch pierwszych artykułach przeanalizowany był charakter widma energetycznego cieczy typu Fermiego, jej właściwości termodynamiczne oraz podane zostało równanie kinetyczne dla procesów relaksacyjnych zachodzących w cieczy. Analiza równania kinetycznego pozwoliła na przepowiedzenie szczególnego typu procesu oscylacyjnego w ciekłym helu, w pobliżu punktu zera absolutnego. Oscylacje te Landau nazwał „zerowym dźwiękiem“. W trzeciej pracy podana była dokładna analiza, dotycząca uzasadnienia wielu założeń, dokonanych przy wyprowadzaniu równania kinetycznego w poprzednich pracach, a mających wówczas podłoże raczej intuicyjne.

Kończąc ten krótki i niepełny przegląd prac Lwa Dawidowicza Landaua warto zaznaczyć, że dla fizyków nie ma szczególnej potrzeby podkreślania jego zasług i wkładu w dzieło nauki. Prace jego mają charakter nieprzemijający i na trwałe zapisały się w historii fizyki.

*Tłumaczył Ryszard Taraszkiewicz*

*J. A. Giordmaine* \*

## Optyka nieliniowa \*\*

### Nonlinear Optics

W ciągu dziesięciu lat, jakie upłynęły od momentu odkrycia lasera, nastąpiła gwałtowna ekspansja badań i odkryć w optyce, porównywalna z rozwojem fizyki jądrowej poprzedzonym wynalazkiem cyklotronu. Znaczenie lasera w fizyce jest widoczne nie tylko poprzez rozkwit takich dotychczas znanych dziedzin optyki jak nieelastyczne rozpraszanie światła ze wzbudzeniami w ciałach stałych, holografia, koherencja optyczna czy statystyka fotonów, lecz także dzięki narodzeniu się całkowicie nowych dziedzin jak np. optyka nieliniowa, która jest przedmiotem tego artykułu.

Przy pomocy techniki optyki nieliniowej możemy wzbudzać składowe harmoniczne częstości światła i badać takie nowe zjawiska jak stymulowane rozproszenie Ramana i „samoindukowaną przezroczystość“. Nieuniknioną konsekwencją tych badań było poszukiwanie materiałów, w których zjawiska tego typu występują intensywnie. Uczymy się znajdować te substancje, a także obliczać i przewidywać ich własności. Wylaniają się również inne zastosowania np. badanie drobin i ciał stałych poprzez nieliniowe rozpraszanie. W pewnych przypadkach informacje niemożliwe do uzyskania przy pomocy absorpcji w podczerwieni i rozpraszania ramanowskiego stają się dostępne dzięki rozproszeniu stymulowanemu. Występują także, oczywiście, pewne nowe, nieoczekiwane zjawiska, między innymi: samoogniskowanie wiązek o dużym natężeniu i obserwacje impulsów pikosekundowych. Niektóre z efektów optyki nieliniowej mogą w przyszłości rozszerzyć poznanie astronomii i elektrodynamiki kwantowej.

\* Joseph A. Giordmaine studiował na uniwersytetach w Toronto i Kolumbii, gdzie w 1960 roku uzyskał tytuł doktora fizyki. Przez dwa lata był nauczycielem w Kolumbii. Następnie rozpoczął pracę w Bell Telephone Laboratories, gdzie jest obecnie kierownikiem Oddziału Badań Spektroskopii Ciała Stałego. Pracował nad rezonansem paramagnetycznym, wiązkami molekularnymi, radioastronomią, fizyką laserów i maserów i optyką nieliniową. W roku 1966 był visiting profesorem (prowadził wykłady zleczone) w Wyższej Szkole Technicznej w Munich.

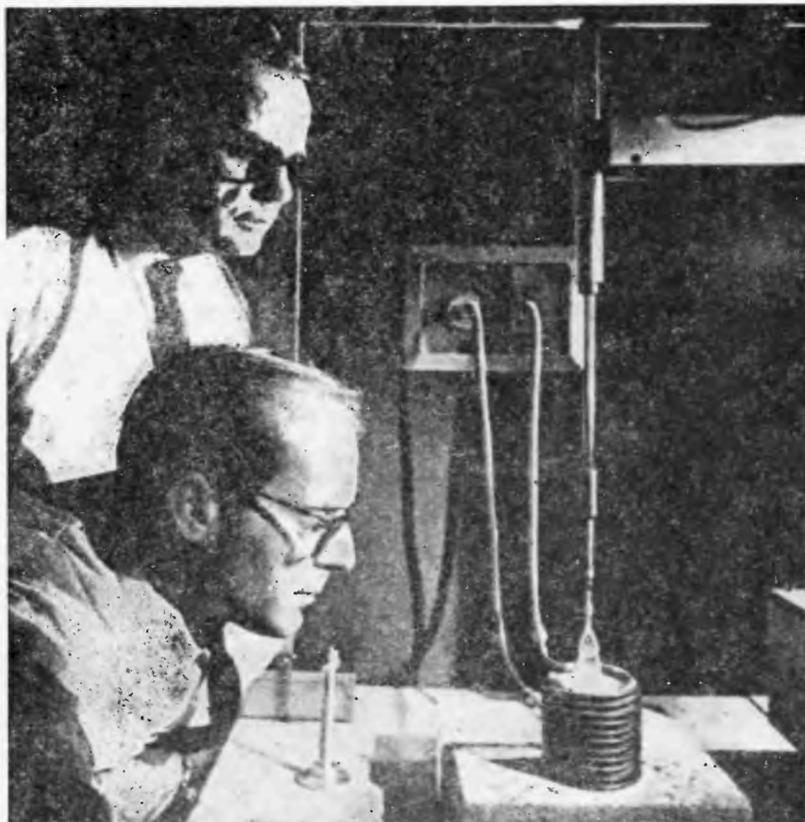
\*\* Przekładu artykułu dokonano z *Physics Today* 22, Nr 1, 38 (1969) za uprzejmą zgodą autora i wydawcy.

## Wytwarzanie składowej harmonicznej światła

Fenomenologicznie, optyka nieliniowa opisuje zjawiska optyczne związane z małymi zmianami polaryzowalności dielektrycznej lub współczynnika załamania w zależności od pól elektrycznego i magnetycznego. Należą do nich znane efekty Pockelsa i Kerra, które wynikają odpowiednio z liniowego i kwadratowego przyczynku do współczynnika załamania w stałym polu elektrycznym lub w polu częstości radiowej. Rozszerzenie tych efektów do pól wyższych częstości rozpoczęło się w roku 1961 dzięki odkryciu Petera Frankena i jego współpracowników w Uniwersytecie Michigan. Stwierdzili oni, że dla światła o długości 694,3 nm pochodzącego z lasera rubinowego, można wytworzyć na drodze ogniskowania wiązki w krystalicznym kwarcu nieznaczną przymieszkę drugiej harmonicznej. Druga harmoniczna światła jest promieniowana w optycznym polu elektrycznym dzięki obecności kwadratowej składowej polaryzacji dielektrycznej.

Opisy prawie wszystkich klasycznych zjawisk optycznych takich jak odbicie, całkowite wewnętrzne odbicie, załamanie, dyfrakcja i podwójne załamanie zostały uogólnione w celu uwzględnienia niedawno zaobserwowanych nieliniowych odpowiedników tych zjawisk. Efekty nieliniowe odsłaniają nowe własności, dotychczas niespotykane w optyce, np. dominujący wpływ dyspersji współczynnika załamania. Przykładowo w przypadku wytwarzania drugiej harmonicznej natężenie jej zdeterminowane jest przez długość wiązki spójnej (długość spójności), przy której światło podstawowe i jego harmoniczna mogą rozchodzić się w zgodnej fazie. Długość ta ograniczona jest zazwyczaj przez dyspersję do wartości 10  $\mu$ . Z tego względu do efektywnego wytwarzania harmonicznej należy użyć kryształów dwójłomnych, w których składowe podstawowa i harmoniczna mogą być spolaryzowane w różnych kierunkach, takich których dwójłomność dokładnie skompensuje dyspersję<sup>1</sup> i daje długość koherencji rzędu centymetrów. Początkowe doświadczenia z drugą harmoniczną wykonywano przy pomocy laserów impulsowych o mocy kilo- i megawatów i uzyskano wydajność konwersji kilka procent. Ostatnio, w wyniku pomyślnych badań nad substancjami wysokonieliniowymi i lepszego zrozumienia oddziaływania wiązek zogniskowanych, osiągnięto ciągłą generację światła harmonicznego o mocy 1 wata i długości 532,3 nm, umieszczając kryształ niobanu barowosodowego w laserze o mocy 1 wata i podstawowej długości fali 1,06  $\mu$ . Quasi-

<sup>1</sup> Dla niektórych kryształów ujemnych ( $n_e < n_o$ ) o normalnej dyspersji, tzn.  $n_{\lambda/2} > n_\lambda$  można znaleźć taki kierunek, dla którego  $n_{e\lambda/2} = n_{o\lambda}$  ( $n_e$  — współczynnik załamania promienia nadzwyczajnego,  $n_o$  — współczynnik załamania promienia zwyczajnego,  $n_{\lambda/2}$  — współczynnik załamania drugiej harmonicznej,  $n_\lambda$  — współczynnik załamania częstości podstawowej). Gdy światło pada w kierunku spełniającym powyższy warunek, fala podstawowa i harmoniczna rozchodzą się z jednakową prędkością, co umożliwia wydłużenie drogi spójności. Dokładniejsze wyjaśnienie tego efektu można znaleźć w książce A. Piekary *Nowe oblicze optyki*, str. 200 (przyp. tłum.).



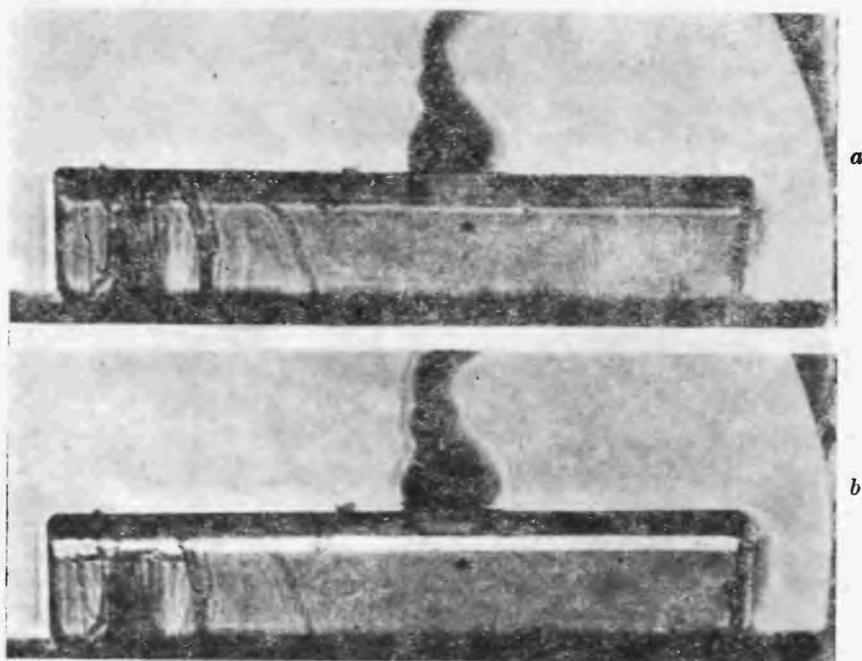
Rys. 1. Hodowla metodą Czochralskiego. Na fotografii widać jak w temperaturze topnienia  $1500^{\circ}\text{C}$  powstaje optycznie nieliniowy kryształ. L. G. Van Uitert (stoi) i A. A. Ballman obserwują. Materiały nieliniowe są przedmiotem dużego zainteresowania

ciągła generacja harmonicznej 0,5 watomowej składowej podstawowej lasera argonowego o długości fali  $257,3\text{ nm}$  umożliwia zastosowanie harmonicznych optycznych jako źródeł ultrafioletu.

### Materiały nieliniowe

Pomyślne badania w kierunku udoskonalenia materiałów nieliniowych i lepsze zrozumienie fizyki zjawisk nieliniowych były kluczem do osiągnięcia obecnie dostępnych ciągłych źródeł składowych harmonicznych światła. Ważnym krokiem było odkrycie w roku 1964 faktu, że nieliniowa polaryzowalność jest z dobrym przybliżeniem proporcjonalna do sześciastu liniowej polaryzowalności. Reguła ta, obecnie zrozumiała dla przypadku, gdy za własności optyczne może być odpowiedzialny jeden efektywny oscylator, ilustruje silną zależność nieliniowych własności optycznych od współczynnika załamania i dostarcza informacji przy poszukiwaniu nowych materiałów. Np. metaliczny tellur o współczynniku załamania dla długości fali  $10,6\ \mu$  cztery razy większym od kwarcu,

ma  $10^4$  razy większą nieliniową polaryzowalność. Znajdujące się w użyciu optycznie nieliniowe kryształy muszą objawiać pożądane i nieco nieprawdopodobne własności asymetrii (ponieważ tensor trzeciego rzędu nieliniowej podatności znika ze względu na symetrię układu w kryształach centrosymetrycznych, tzn. ze środkiem inwersji). Posiadają one wysoki współczynnik załamania (związany z wysoką polaryzowalnością nieliniową) i dużą dwójłomność. Konieczna jest mała podatność na uszkodzenia optyczne (które wy-



Rys. 2. Modulacja światła w diodzie modulującej z fosforu galu o złączu typu  $p-n$  odkrytej przez F. K. Reinharta i D. F. Nelsona. Na obszarze złącza ogniskowane jest zielone światło. Obszar ten obserwuje się poprzez polaryzatory skrzyżowane pod kątem  $45^\circ$ . Na górnym zdjęciu (*a*) do złącza napięcie nie jest przyłożone i dioda jest „wyłączona”. Na dolnym zdjęciu (*b*) napięcie około 30 V przyłożone do złącza wytwarza dzięki efektowi Pockelsa przesunięcie fazy o pół długości fali i dzięki temu światło zielone jest przepuszczane. Grubość tej diody wynosi około 0,2 mm

stępują w postaci niejednorodności współczynnika załamania; tłumaczy się to zjawisko wynikiem działania wewnętrznego pola elektrycznego pochodzącego z rozkładu ładunków zgromadzonych przez fotoprzewodnictwo). Powinny ponadto posiadać szeroką przepuszczalność widmową i być dostępne w postaci monokryształów.

Pewne materiały np. ferroelektryki o oktaedrycznym ułożeniu tlenów (zawierające nioban litu i nioban barowo-sodowy) oraz jodany (zwłaszcza kwas jodowy) bliskie są spełnienia tych warunków. W związku z powyższym problem hodowli tych kryształów stał się przedmiotem baczniejszej uwagi. Obecnie

możemy wyznaczać nieliniową polaryzowalność niekoniecznie dla monokryształów, ale również dla proszków. Nieliniowe własności zostały już skatalogowane dla setek naturalnych i syntetycznych kryształów.

### Metody obliczeń

Dla materiałów, do których należą półprzewodniki III—V grupy i ferroelektryki o oktaedrycznym ułożeniu tlenów, przeprowadzono obliczenia nieliniowej optycznej polaryzowalności. W podejściu modelu powłokowego nieliniowa polaryzowalność wyliczana jest z momentu trzeciego rzędu wiążących orbitali molekularnych w każdej pozycji atomu. Z drugiej strony podejście teorii pasmowej wiąże nieliniowość z przesunięciem typu starkowskiego w przejściach międzypasmowych. I tak obydwie metody polegają na tym, że dominującą rolę odgrywają poszczególne orbitale względnie pasma, z tym że dokładność obliczeń wynosi 20 do 50%. Wyższy rząd (np. trzecia harmoniczna) nieliniowości zawiera przyczynki pochodzące zarówno od przewodzących, jak i związanych elektronów, a teoria nieparabolicznych pasm przewodzenia z powodzeniem opisała mieszane efekty optyczne i przewodnictwa elektronowego dla półprzewodników III—V grupy przy długości 10,6  $\mu$ . Badano różnorodne efekty nieliniowe dla fali 10,6  $\mu$  w półprzewodnikach o wąskiej przerwie energetycznej, efekty te zawierają rezonansowy wzrost trzeciej harmonicznej, gdy jej częstość koincyduje z różnicą energii między poziomami Landaua i pasmami walencyjnymi. Co prawda formalne wyrażenia teorii perturbacji w odniesieniu do nieliniowej polaryzowalności są trudne przy stosowaniu rachunku ilościowego, wyjaśniają jednak szereg ważnych związków symetrii pomiędzy różnymi składowymi tensora. Np., pokazują one, że składowa opisująca zdudnianie dwu bardzo bliskich częstości optycznych generujących mikrofalę o częstości równej różnicy częstości fal zdudnianych jest identyczna ze współczynnikiem efektu Pockelsa. Potwierdzono przewidywania oparte o symetrię tensora, poparte również przez bardziej ogólne uzasadnienia termodynamiczne. Interesujące jest to, że wytwarzanie różnicy częstości optycznych dostarcza użytecznych, nadających się do strojenia źródeł dalekiej podczerwieni i promieniowania milimetrowego.

### Zastosowania fizyczne

Wytwarzanie drugiej harmonicznej stosuje się jako narzędzie selektywne do badania różnorodnych problemów fizycznych. Np. światło rozproszone na cząsteczkach niecentrosymetrycznych znajdujących się w fazie ciekłej lub gazowej zawiera słabą, ale rejestrowalną drugą harmoniczną światła oraz dodatkowo składowe przesunięte o molekularne częstości wibracyjne w stosunku do drugiej harmonicznej. Reguły wyboru dla tego hiper-ramanowskiego rozproszenia różnią się od reguł dla absorpcji w podczerwieni i rozproszenia ramanow-

skiego, a w szczególności pozwalają na bezpośrednią obserwację mod „cichych“ („silent“ modes), które są wzbronione zarówno w podczerwieni, jak i dla rozproszenia ramanowskiego.

Drugie zastosowanie to obserwowanie poszczególnych przejść fazowych w ciałach stałych, dla których konwencjonalne (liniowe) techniki rozpraszania światła są nieefektywne. Np. przejście porządek — nieporządek w chlorku amonu; zburzenie uporządkowania orientacji jonów amonowych  $\text{NH}_4^+$  w temperaturze  $254^\circ \text{K}$  jest niewykrywalne poprzez fluktuacje normalnego współczynnika załamania lub opadescencje w punkcie krytycznym, ponieważ liniowa polaryzowalność  $\text{NH}_4^+$  ma całkowitą symetrię obrotową. Zaburzenie to powoduje jednak zniknięcie nieliniowej polaryzowalności, która istnieje dla temperatur niższych od temperatury krytycznej jedynie w wyniku uporządkowania niecentrosymetrycznych jonów  $\text{NH}_4^+$ . Pomiar zależności wytwarzania harmonicznej od temperatury w pobliżu punktu krytycznego dały nie tylko miarę długości korelacji dla uporządkowania jonów  $\text{NH}_4^+$ , ale dodatkowo odkryły istnienie domen o różnie zorientowanych jonach.

W cieczach nieliniowa polaryzowalność najniższego rzędu związana bezpośrednio z optyczną zdolnością skręcającą (aktywnością optyczną) jest pseudoskalarną własnością cząsteczek nienakładalnych na ich odbicia zwierciadlane. Nieliniowość, która znika w roztworach racemicznych (optycznie nieczynnych) lewo- i prawoskrętnych izomerów jest wynikiem asymetrii orbitali asymetrycznych atomów węgla. Odpowiednie wielkości nieliniowej optycznej polaryzowalności i optycznej zdolności skręcającej informują nas o mechanizmie (np. model pojedynczego elektronu lub sprzężonego oscylatora) tej ostatniej.

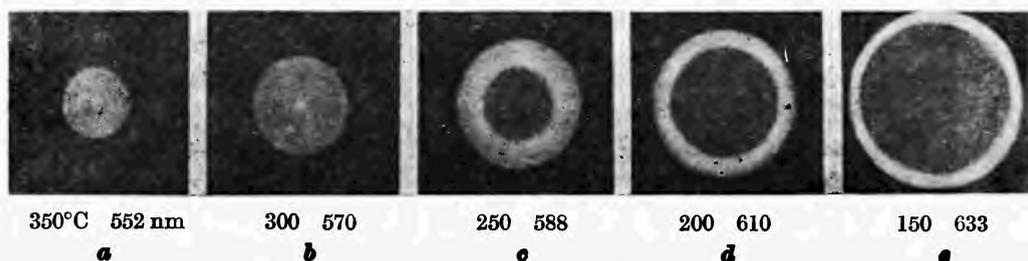
### Modulacja optyczna

Szerokim polem zastosowań efektów optyki nieliniowej jest budowa wydajnych szerokopasmowych modulatorów światła stosowanych w komunikacji. Najprzydatniejszymi materiałami nadającymi się na modulatory są kryształy, które są ferroelektryczne lub „prawie ferroelektryczne“, np. tantalany litu. Spektroskopia ramanowska pokazuje, że duży efekt elektrooptyczny w tych kryształach jest w pierwszym rzędzie wynikiem indukowanego polem elektrycznym przesunięcia w sieci krystalicznej, które z kolei zmienia polaryzowalność elektronową i współczynnik załamania. Reakcja sieci krystalicznej jest wywołana przez te same miękkie drgania („soft“ modes) niskoczęstotliwościowe, dzięki którym powstaje ferroelektryczność, i które określają liniowe własności dielektryczne dla pól niskich częstotliwości. Obecne modulatory optyczne wykonane z tantalany litu mogą wytwarzać 80% modulację światła 632,8 nm o szerokości pasma 220 MHz i mocy wejściowej zaledwie 0,2 W.

Inne nowe podejście do problemu modulatora wyzyskano przy zastosowaniu pola elektrycznego o dużym natężeniu rzędu  $10^4 \text{ V/cm}$  w półprzewodnikach o złączach typu  $p-n$  spolaryzowanych odwrotnie. Umożliwia to wytworzenie

silnego efektu Pockelsa przy zastosowaniu niskiego napięcia. Diody modułujące z fosforku galu osiągnęły modulację 80% przy szerokości pasma 100 MHz i mocy wejściowej 0,1 W.

Szybkie modulatory optyczne obecnie dostępne pozwalają na operowanie światłem i modyfikowanie go nowymi sposobami. Frapującym przykładem jest zastosowanie ich przy przesuwaniu częstości i zwiężaniu impulsów świetlnych. W urządzeniu przesuującym (*shifter*) częstości, powtarzające się impulsy świetlne, pochodzące z lasera helowo-neonowego o ustalonych czasowo modach, przechodzą przez modulujący kryształ, którego współczynnik załamania maleje i rośnie w fazie z częstością powtarzania impulsu. Jeżeli impulsy przechodzą przez modulujący kryształ, w momencie odpowiadającym maksymalnej szybkości zmian współczynnika załamania uzyskuje się przesunięcie



Rys. 3. Parametryczna fluorescencja obserwowana przez kryształ niobanu litu, zaobserwowana przez S. E. Harrisa, M. K. Oshmana oraz R. L. Byera w Stanford. Kryształ oświetlony przez źródło pompujące długością fali  $0,488 \mu$  daje fluorescencję w czerwieni, obszarze żółtym i zieleni. Rozkład kątowy jest widoczny na rysunku. Światło sygnału o danej długości fali jest emitowane na powierzchni stożkowej, przy czym kąty rozwartości spełniają warunek zgodności fazy między wektorami  $k$  sygnału, fali nośnej i światła pompującego. Kąty zgodnej fazy zmieniają się w zależności od temperatury i długości fali. Pokazano to na kolejnych rysunkach (p. uwaga na str. 421)

częstości podobne do dopplerowskiego, wynoszące około  $1,5 \text{ cm}^{-1}$ . Zwiężenie impulsów optycznych uzyskuje się przy użyciu tego samego kryształu, ale impulsy przechodzą przez kryształ w takich momentach, że częstość części czołowej impulsu jest podwyższana, a część końcowa zaniżana. Te impulsy „chirped” przesunięte częstościowo, przepuszczone są następnie przez interferometr o takiej dyspersji, że opóźnienie czołowego brzegu o wyższej częstości trwa nieco dłużej niż końca niskoczęstościowego. Wynikiem jest zwiężenie impulsu do szerokości ograniczonej szerokością spektralną narzuconą przez modulator. Impulsy 0,5 nanosekundowe pochodzące z lasera helowo-neonowego zostały zwiężone o czynnik 2 przy zastosowaniu tej techniki. Nawet przesunięte częstościowo i rozmyte 5-pikosekundowe ( $10^{-9}$  sek) impulsy były zwiężone do 0,4 psek!

### Oscylatory parametryczne

Optyczne oscylatory parametryczne są strojonymi w szerokim zakresie częstości źródłami koherentnego światła w zakresie widzialnym i bliskiej podczerwieni. Optyczne oscylatory parametryczne są obecnie szeroko badane. Wykorzy-

stują one nieliniową polaryzowalność w sposób jakościowo inny od tego, jaki ma miejsce w przypadku generatorów harmoniczych. Podobnie jak we wzmacniaczach mikrofalowych z bieżącą falą światło pompujące jest przetwarzane przez wibrator na sygnał niskich częstotliwości i falę nośną (*idler light*), których częstotliwości dodają się do częstotliwości światła pompowania. Pakiet falowy sygnału zdudnia się ze światłem pompującym dzięki nieliniowej polaryzowalności wytwarzając falę nośną o częstotliwości odpowiadającej różnicy częstotliwości tamtych fal, światło to z kolei zdudnia się ze światłem pompującym, co daje w efekcie spolaryzowaną falę o częstotliwości sygnału, z fazą dokładnie równą fazie wzmacnianego początkowego pakietu falowego.

Wynika więc, że sygnał (i fala nośna) wykazuje wzrost eksponencjalny. Odpowiedni nieliniowy kryształ umieszczony wewnątrz rezonatora optycznego będzie oscylował, jeżeli moc pompowania pozwoli na wystarczająco duże wzmocnienie, aby można było pominąć rozproszenia i inne straty na powierzchni transmisji. Ten typ wibratora nie wykorzystuje poziomów dyskretnych w kryształach wzmacniającym, dzięki temu oscylator może być strojony w szerokim zakresie. Częstotliwość, dla której może być dokładnie zachowana odpowiednia relacja fazowa dla wzmocnienia trzech fal, jest rzeczywistą częstotliwością maksymalnego wzmocnienia. Takie samo dopasowanie faz jak dla generacji harmoniczej. Warunek ten określa widmowy zakres wzmocnienia o typowej szerokości około  $10 \text{ cm}^{-1}$ , z częstotliwością centralną strojoną w sposób ciągły przez: obrót kryształu, temperaturę, pole elektryczne lub innym sposobem, zmieniając współczynnik załamania kryształu.

Pierwsze oscylatory tego typu (1965), w których użyto nioban litu były pompowane przez 10-kilowatowe impulsy o długości fali 530 nm i strojone w zakresie od 680 nm do  $2,3 \mu$ , dawały moc wyjściową około 100 W. Oscylatory impulsowe pompowane przy znacznie wyższych mocach osiągały współczynnik przetwarzania wysokości 50%. Ostatnio, starannie wykonane oscylatory z niobanu barowo-sodowego i niobanu litu, pompowane światłem zielonym, działały w sposób ciągły przy mocy progowej 5 mW. Należy zachować szczególne środki ostrożności, aby zapobiec odkształceniom optycznym tych oscylatorów.

Chociaż oscylatory takie mają większość cech charakterystycznych dla laserów strojonych w szerokim zakresie częstotliwości, różnią się np. wymaganiami równoczesnego rezonansu modów, przy dwóch częstotliwościach, których suma jest częstotliwością pompowania. Bez specjalnego zapewnienia stabilności pracy lasera, drgania dążą, dla jednej lub większej liczby częstotliwości, do grupowania się (*cluster*) modów bliskich częstotliwości maksymalnego wzmocnienia; typowa odległość między zgrupowaniami wynosi  $30 \text{ cm}^{-1}$ . Tok badań w tej dziedzinie poza badaniem materiałów skierowany jest w stronę zrozumienia rodzaju struktury i dynamiki oscylacji przy pompowaniu impulsowym, a także w kierunku rozwoju wygodnych w użyciu strojonych źródeł dla spektroskopii i innych zastosowań.

Ostatnio zostały odkryte w ZSRR megawatowe oscylatory optyczne z falą bieżącą. Podano również raport o innych oscylatorach pracujących przy różnych częstotliwościach pompowania z rezonatorem optycznym o sprzężeniu zwrotnym

tylko dla częstości sygnału. Taki sposób oscylacji eliminuje efekt grupowania i umożliwia gładkie strojenie wiązki wyjściowej kosztem nieco wyższego progu pompowania.

Inne aspekty strojonych oscylatorów optycznych, które są bieżąco ośrodkiem zainteresowania to po pierwsze, koherencyjne własności emisji, co do których oczekuje się różnicy w stosunku do odpowiednich własności wiązek laserowych; poza tym fluorescencja parametryczna, tzn. spontaniczna emisja światła przy częstościach sygnału i światła fali nośnej, gdy natężenie pompujące jest niższe od progu oscylacji. Fluorescencja ta wykazuje te same cechy strojenia co emisja parametrycznego oscylatora i jest analogiczna do zwykłej fluorescencji ze wzbudzonego stanu atomowego. Dla typowego kryształu nieliniowego, przy częstościach zgodnych w fazie, około  $10^{-12}$  części padającej wiązki światła jest przetwarzane na fluorescencję.

### Rozproszenie stymulowane

Najróżnorodniejsze zjawiska stymulowanego rozproszenia stanowią owocny dział optyki nieliniowej. Praca eksperymentalna rozpoczęła się tu w 1962 roku odkryciem, że ciecze o stosunkowo silnych liniach w wibracyjnym widmie ramanowskim wykazują efekt stymulowanej emisji i oscylacji dla częstości najbardziej intensywnej w stokesowskim widmie ramanowskim. Szybko stwierdzono, że promieniowanie to jest przewidzianą przed 30 laty emisją stymulowaną, która powinna towarzyszyć wszystkim procesom rozproszeniowym. Prawdopodobieństwo przejścia fotonu z modu pola  $a$  do  $b$  przy niższej częstości stokesowskiej, przenoszącego drobinę z jej stanu podstawowego do stanu wzbudzonego o energii  $h(\nu_a - \nu_b)$  jest proporcjonalne do  $\eta_a(\eta_b + 1)$ , gdzie  $\eta$  jest liczbą obsadzeń danej mody przez fotony. Dla spontanicznego optycznego rozproszenia ramanowskiego mamy dla prawie wszystkich  $b$ ,  $\eta_b = 0$  i natężenie światła rozproszenia jest proporcjonalne do natężenia padającego światła. Przy mocy pompowania impulsów laserowych rzędu kilo- i megawatowych jest większe od 1, szybkość rozproszenia staje się proporcjonalna do samego natężenia rozproszenia. Jest to warunek eksponencjalnego wzmocnienia i wydajnego przetwarzania, rzeczywiście oscylacje mogą wystąpić w obecności rezonatora optycznego lub po prostu małego sprzężenia zwrotnego pochodzącego od rozproszenia. Związek między spontanicznym a stymulowanym rozproszeniem ramanowskim, a także dla innych wymienionych poniżej rozprośnień, jest oczywiście taki jak dla emisji rezonansowej dany przez współczynniki Einsteina  $A$  i  $B$ .

W praktyce, o wiele wygodniej jest rozpatrywać procesy rozproszenia stymulowanego klasycznie jako parametryczne oddziaływanie między trzema związanymi falami: pompującą laser, stymulowanym rozproszeniem stokesowskim i falą molekularnego przesunięcia wibracyjnego służącą jako fala nośna. Z punktu widzenia podejścia zarówno kwantowego, jak klasycznego, zwłaszcza w granicznym przypadku dla światła o bardzo dużym natężeniu, ostrożniej jest opisać pola raczej w reprezentacji stanów koherentnych niż przez liczby

obsadzenia fotonów jak to zrobiono poprzednio. Z punktu widzenia fal związanych przewiduje się, że wtórne procesy rozproszenia są wynikiem modulacji współczynnika załamania przez falę przesunięcia wibracyjnego. Do procesów tych należą rozproszenia: antystokesowskie i stokesowskie przesunięte w stosunku do częstości laserowej o wielokrotność rezonansowej częstości drobin. Wtórne rozproszenie jest ograniczone zazwyczaj przez dopasowanie fazy do dyskretnych wartości kątów. Ogniskując w cieczach megawatowe promieniowanie o długości 694,3 nm wysyłane przez laser rubinowy uzyskuje się w wyniku żółte, pomarańczowe i zielone stożki emisji antystokesowskiej.

### Dwie anomalie

Stymulowany efekt ramanowski jest izotropowy. Najłatwiej jest obserwować wysoce skolimowaną wiązkę emisji wymuszonej w kierunku do przodu i do tyłu, ponieważ droga czynna dla efektu w tych kierunkach jest najdłuższa. W cieczach silnie ramanowsko-aktywnych efekt jest wprost proporcjonalny do przekroju czynnego rozproszenia ramanowskiego, typowa jego wartość wynosi  $1 \text{ cm}^{-1}$  dla światła laserowego o gęstości mocy  $10^8 \text{ W/cm}^2$ , a wydajność konwersji mieści się zazwyczaj w granicach 1 do 10%. Ponieważ do obserwacji poziomów o mocy  $10^5 \text{ W}$  konieczna jest do amplifikacji spontanicznej emisji ramanowskiej wartość wzmocnienia  $e^{20}$ , należałoby oczekiwać, że w celu uzyskania istotnej konwersji konieczna jest próbka długości 20 cm. Okazało się, co zresztą było zaskoczeniem, że znacznie krótsze próbki są wystarczające. Dzieje się tak częściowo dzięki sprzężeniu zwrotnemu, ale przede wszystkim z powodu zwięzienia się wiązki padającego światła do samoograniczających się nitok o ekstremalnych gęstościach mocy i średnicy 5 do  $50 \mu$ . To zjawisko samoogniskowania, przeoczone w początkowych pracach nad stymulowanym rozproszeniem, jest wynikiem uporządkowania molekularnego w silnych polach elektrycznych-optycznych (molekularny efekt Kerra). Powyżej pewnej mocy progowej wiązka staje się związana w sposób niestały ze swoim własnym falowodem i zwięża się. Pojawienie się anomalii wzmocnienia stymulowanego rozproszenia ramanowskiego zostało obecnie rozwiązane, a dokładne obserwacje efektu Ramana w gazach bez udziału samoogniskowania zgadzają się dobrze z teorią.

Druga pozorną anomalią występuje we wstecznym stymulowanym rozproszeniu ramanowskim. Chociaż efekt dla wiązek biegnących do przodu i do tyłu jest taki sam, światło widma ramanowskiego biegnące wstecz jest w sposób ciągły zasilane przez pompujące światło padające z lasera, podczas gdy przednie świecenie ma dostęp jedynie do światła pompującego w elemencie objętości próbki. Wynika z tego, że przednia wiązka nasycza się, podczas gdy wsteczna może osiągać maksimum mocy powyżej mocy wiązki padającej z lasera. Takie wsteczne impulsy były obserwowane w dwusiarczku węgla w czasie trwania impulsu  $3 \times 10^{-11}$  sek, a maksimum było dziesięciokrotnie wyższe od mocy padającej wiązki laserowej.

Praktycznie zastosowano stymulowane rozproszenie ramanowskie przy budowie źródeł intensywnego monochromatycznego, impulsowego promieniowania, pracujących w szerokim zakresie długości fal, przy wykorzystaniu jednego lasera.

Inne zastosowania badane jeszcze intensywniej są sugerowane przez fakt, że poziom wzbudzenia gałęzi optycznej drgań sieci krystalicznej jest wysoki podczas stymulowanego rozproszenia ramanowskiego. Obserwowano emisję o długości  $5 \mu$  wypromieniowaną ze stymulowanych w podczerwieni wibracji w benzenie. Atrakcyjna wydaje się możliwość badania oddziaływania fononowego i czasów życia w ciałach stałych. Zostały już zmierzone czasy życia wzbudzonych stanów wibracyjnych w gazowym wodorze wzbudzonym drogą stymulowanego efektu Ramana, a obserwowano je poprzez zwykłe rozproszenie ramanowskie.

### Inne procesy

Ostatnio bada się szereg innych procesów stymulowanego rozproszenia. Wymuszone rozproszenie Brillouina, które jest akustyczno-fononowym odpowiednikiem stymulowanego rozproszenia ramanowskiego, występuje poniżej progu pompowania tego ostatniego w wielu materiałach i obydwie procesy te często konkurują. W pewnych eksperymentach 90% padającego światła laserowego jest przetwarzane w stymulowane światło Brillouina. Zachowanie wektora falowego i geometria wiązki powodują, że wzbudzone światło Brillouina jest emitowane głównie do tyłu z typowymi przesunięciami częstości w przedziale  $10^9$  i  $10^{11}$  Hz. Dokładne określenie przesunięć częstości w tym efekcie daje pomiar ponaddzwiękowej prędkości akustycznej, a pośrednio akustycznego tłumienia. Pomiar ten jest w pewnych wypadkach dokładniejszy niż przeprowadzony na podstawie spontanicznego rozproszenia Brillouina. Przy pomocy tej techniki stymulowano akustyczne fonony w ciekłym helu. Ich czas życia mierzono przez rozpraszanie światła opóźnionych impulsów laserowych dla różnych czasów opóźnienia.

Stymulowane rozproszenie Rayleigha różni się od stymulowanego efektu Ramana i Brillouina tym, że jest połączone z nieskwantowanym elementarnym wzbudzeniem. Aby unaocznić ten proces rozważmy działanie na ciecz dwóch fal o nieznacznie różniących się częstościach. Dzięki efektowi Kerra molekuly ulegają skręceniu oscylując z częstością odpowiadającą różnicy częstości fal świetlnych. Powstałe w wyniku skręcenie molekularne prowadzi do okresowych zmian współczynnika załamania przy różnicy częstości łączącej dwie fale, co powoduje wzmocnienie dla niższej częstości. Najsilniejszy efekt występuje wtedy, gdy składowa rotacji nie będąca w fazie z momentem skręcającym jest największa, tzn. gdy różnica częstości odpowiada czasowi Debeya dla orientacji molekularnej. Stymulowane rozproszenie Rayleigha jest rzeczywiście obserwowane wraz z przesunięciem częstości

rzędu około  $10^{10}$  i  $10^{11}$  Hz, wykazując oczekiwaną zależność temperaturową i pozwalając na bezpośredni pomiar.

Związane z procesem Rayleigha stymulowane termiczne rozproszenie Rayleigha występuje w cieczach, które absorbują część padającego światła laserowego. Wynika to z oddziaływania między dwoma falami świetlnymi, wywołanymi przez termiczne kierowanie oscylacjami współczynnika załamania, pochodzącymi od zmian entropii. Jest to stymulowany odpowiednik rozproszenia Rayleigha. Charakterystyczne w tym efekcie przesunięcia częstości są rzędu  $10^8$  i  $10^9$  Hz. Termicznie kierowane zmiany gęstości w cieczach absorbujących są przyczyną stymulowanego termicznego rozproszenia Brillouina o częstościach przesuniętych o  $10^8$  i  $10^9$  Hz w stosunku do normalnych linii Brillouina.

Inne procesy stymulowane, do których należy wymuszone rozproszenie od powierzchni modów wibracyjnych przewidywano, ale nie obserwowano ich.

### Samoogniskowanie światła

Jak już sugerowałem, dominującą cechą eksperymentów optycznych z wiązkami wysokiej mocy jest samoogniskowanie wiązek laserowych, w wyniku czego powstają krótkożyciowe (powyżej około  $10^{-9}$  sek) nitki. Głównym mechanizmem samoogniskowania jest niewątpliwie efekt Kerra, oczywiście jest jednak, że elektrostrykcja, a także molekularne grupowanie pod wpływem oddziaływania dipol-dipol też odgrywają rolę. Dynamika samoogniskowania jest intensywnie badana, ale szereg wyników eksperymentalnych pozostaje niewyjaśnionych. Wciąż niezrozumiały jest mechanizm ograniczenia średnicy nitki do  $5 \mu$ . Zaznaczono, że proces powstawania nitek ma pewne cechy przejść fazowych wywołanych polem i tworzenia wiru w nadprzewodnikach II typu. Moc światła w nitkach małych rozmiarów może przewyższać  $10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> przy polach optycznych o natężeniu powyżej  $10^8$  V/cm.

Jeżeli światło przechodzi przez cieczę posiadającą współczynnik załamania zależny od natężenia tego światła, to zmianie ulega nie tylko jego struktura poprzeczna jako wynik samoogniskowania, lecz także kształt impulsów, a widmo ulega poszerzeniu. Rozmycie częstości wynika z kilku powiązanych między sobą efektów. Należą do nich stymulowane rozproszenie Rayleigha i Brillouina, odkrycie ostrej krawędzi lub fali uderzeniowej, ponieważ wolniej poruszający się pik dąży do pozostania w tyle za głównym korpusem impulsu. Najważniejszym efektem jest pseudodopplerowskie poszerzenie związane ze zmianami współczynnika załamania, jakie towarzyszą zmianom natężenia samego impulsu. Poszerzenie spektralne impulsu o pełnej mocy może przewyższać  $2000 \text{ cm}^{-1}$ . Wzbudzone w ten sposób intensywne, szerokie pasmo światła zostało wymieszane ze światłem monochromatycznym w wąskopasmowym mieszaczu i tak otrzymano koherentne, strojone źródło światła.

## Zjawiska rezonansowe

Trzeci dział badań w optyce nieliniowej to oddziaływania rezonansowe krótkich impulsów świetlnych z materią poprzez echo fotonowe. Do tej grupy należą samoindukowana przezroczystość, przejściowa nutacja i odpowiednie efekty będące optycznymi odpowiednikami zjawisk o tej samej nazwie spotykanych w rezonansie magnetycznym. Efekty te stają się ważne w rezonansowej absorpcji impulsów świetlnych wystarczająco intensywnych na to, aby wzbudzić wszystkie absorbujące atomy w czasie krótkim w porównaniu z (jednorodnym) czasem relaksacji  $T_2$ , który często równy jest czasowi życia stanu wzbudzonego.

Gdy po wzbudzeniu przez rezonansowy impuls pompowania przejścia o momencie dipolowym elektrycznym następuje ponowny rozpad w wyniku wypadnięcia indywidualnych atomów, odpowiedni impuls sprawdzający może rozpocząć uporządkowanie faz poszczególnych dipoli i w następstwie wypromieniowanie impulsu echa. Podobnie jak w jądrowym rezonansie magnetycznym pomiar natężenia echa jako funkcji rozkładu impulsów daje informacje na temat mechanizmu poszerzenia linii wibracyjnej  $10,6 \mu$  w sześciofluorku siarki.

Odpowiednia nowoczesna technika wykorzystuje efekt samoindukowanej przezroczystości. W przypadku rubinu i sześciofluorku siarki zademonstrowano, że krótkie impulsy optyczne mogą rozchodzić się bez strat przez absorbent rezonansowy, o ile ich kształt oraz całkowite natężenie pozwalają na wzbudzenie ze stanu podstawowego do wzbudzonego i przejście dokładnie z powrotem do stanu podstawowego. Uderzającą cechą samoindukowanego rozchodzenia się jest niska prędkość impulsu świetlnego, np. około  $10^8$  cm/sek w rubinie. Można było oczekiwać takiej sytuacji, ponieważ impulsy te w rzeczywistości tylko w małym stopniu są elektromagnetyczne z największą energią zmagazynowaną w przejściu. Podobnie do echa fotonowego, samoindukowana przezroczystość jest użytecznym sprawdzianem mechanizmu poszerzania linii i czasów relaksacji.

### Pomiary impulsów pikosekundowych

Na koniec chciałbym opisać ostatnie nieco niespodziewane zastosowanie zjawisk nieliniowej optyki: pomiar szybkich impulsów świetlnych. Konwencjonalne fotodetektory przypadków jednoimpulsowych mają zdolność rozdzielczą kilkuset pikosekund i nie dostarczają informacji o zależności czasowej impulsów trwających pikosekundy pochodzących z lasera o ustalonych czasowo modach (jednakże ostatnio odkryte w ZSRR kamery przetwarzające obraz („image-converter camera“) mają zdolność rozdzielczą 2—3 pikosek.). Początkowe osiągnięcia polegały na uzyskaniu pośredniej informacji na temat szerokości impulsu laserowego dzięki obserwacji wydajności wytwarzania harmonicznych. Ostatnio jednakże, szerokość impulsów zmierzono bezpośrednio, mieszając

impulsy z ich opóźnionymi odbiciami w kryształach, posiadających własność generowania harmonicznych. Funkcja autokorelacji natężenia jest otrzymywana po prostu przez rejestrację generowanej harmonicznej wiązki wyjściowej, tak jak obserwowano przy pomocy konwencjonalnych detektorów, jako funkcji opóźnienia. Prostsza technika, w której też mierzy się funkcję autokorelacji natężenia, opiera się na dwufotonowej fluorescencji. Mierzony impuls dzieli się na dwa impulsy w urządzeniu rozdzielającym wiązkę, z których każdy rozchodzi się następnie w przeciwnych kierunkach w odpowiednio wskaźnikowanym środowisku. Środowisko wskaźnikowe, przeważnie ciecz, absorbuje niewielką część energii impulsu jedynie przez absorpcję dwufotonową, a następnie fluoryzuje. Fotografia przesunięcia dwufotonowej fluorescencji pokazuje ślad tła równocześnie z obszarem, w którym nastąpił wzrost jasności, tam właśnie nastąpiło przecięcie dróg dwóch impulsów. Długość obszaru rozjaśnienia jest miarą długości trwania impulsu i czasu jego trwania. Metodę tę zastosowano do impulsów trwających 0,4 psek, lub około 100 cykli optycznych. Powinno być zrozumiałe, że czysto „liniowe“ metody spektroskopowe, np. zastosowanie spektrometru dają nam jedynie rozkład natężenia impulsu i bez użycia modulacji częstości nie mogą określić czasu trwania impulsu.

Techniki wykorzystujące szybkie nieliniowe impulsy optyczne umożliwiły już bezpośredni pomiar czasów życia rzędu  $10^{-11}$  sec stanów wzbudzonych cząsteczek organicznych dla bezradiacyjnego rozpadu i obserwowanie czasowych efektów orientacji drobin w cieczach. W niektórych cieczach przejście impulsów pikosekundowych trwa za krótko na to, aby powstała w nich kerrowska zmiana współczynnika załamania w zależności od natężenia. Wynikiem tego przejścia jest nieznaczna tendencja do samoogniskowania i w rzeczywistości impulsy te rozchodzą się w cieczach ze stosunkowo małym oddziaływaniem. Wyłaniają się zastosowania impulsów pikosekundowych a to, do generacji ultrakrótkich impulsów elektrycznych i akustycznych i do pamięci w informacji.

### Przestrzeń i próżnia

Na podstawie tych przykładów staje się oczywiste, że tematem wielu badań w optyce nieliniowej było rozszerzenie na zakres koherentnych fal optycznych techniki odkrytej dla częstości radiowej i mikrofalowej. Spotyka się wiele niespodzianek takich jak efekty samoogniskowania i impulsów pikosekundowych, które są oczywiście charakterystyczne szczególnie dla częstości optycznych. Można przewidzieć, że wiele technik typu optycznego może być zastosowane do ultrafioletu, a nawet do fal krótszych. Nieliniowe efekty optyczne mogą odgrywać rolę w astrofizyce. Podano sugestię, że samoogniskowanie i przesunięcia stokesowskie mogą być częściowym powodem astrofizycznego „czerwonego“ przesunięcia. Podstawowe własności nieliniowe próżni przewidziane przez kwantową elektrodynamikę nie mają znaczenia, nie ujawniają się w doświadczeniach optycznych nawet przy najsilniejszych obecnie osiągal-

nych polach. Prawdopodobnie będzie można je obserwować, jeżeli obecne techniki pracy rozszerzy się na zakres częstości o jeden lub dwa rzędy wielkości większe. Mogą wtedy wystąpić np. jako rozpraszanie światła na świetle, a może samoogniskowanie w próżni.

*Tłumaczyła Teresa Lubowiecka*

Translated from *Physics Today*, 22, nr 1, 38 (1969).

#### Literatura

- [1] S. A. Achmanow, R. W. Chochłow, *Uspechi Fiz. Nauk*, **88**, 439 (1966).
- [2] S. A. Achmanow, R. W. Chochłow, *Uspechi Fiz. Nauk*, **95**, 231 (1968).
- [3] N. Bloembergen, *Nonlinear Optics*, Benjamin, Inc., New York 1965.
- [4] N. Bloembergen, *Amer. J. Phys.*, **11**, 989 (1967).
- [5] J. Ducuing, artykuł w *Italian Physical Society Proc. Internat. School Phys. Enrico Fermi, Course 42*, 1967, Academic Press, New York 1968.
- [6] J. A. Giordmaine, artykuł w *Italian Physical Society Proc. Internat. School Phys. Enrico Fermi, Course 42*, 1967, Academic Press, New York 1968.
- [7] P. Pershan, *Progr. Optics*, **5**, 85 (1966).
- [8] B. Stoicheff, artykuł w *Italian Physical Society Proc. Internat. School Phys. Enrico Fermi, Course 31*, 1963, Academic Press, New York 1964.
- [9] A. Yariv, *Quantum Electronics*, John P. Wiley and Sons, New York 1967.

Uwaga: Zmiana rozkładu kąтового fluorescencyjnego świecenia czerwonego, żółtego i zielonego z temperaturą i długością fali jest następująca: dla najwyższych temperatur mały centralny stożek żółty otoczony jest zielonym. Ze spadkiem temperatury pojawia się centralny stożek czerwony, którego średnica rośnie, otaczają go pierścienie żółty i zielony. Dla najniższej temperatury zielony pierścień prawie znika.

*Jerzy Bartke*

Instytut Badań Jądrowych  
Zakład Fizyki Wysokich Energii  
Kraków

## Struktura cząstek elementarnych

Structure of Elementary Particles

### Wstęp

Struktura cząstek elementarnych stanowi jeden z najbardziej pasjonujących problemów współczesnej fizyki. Pierwsze badania z tej dziedziny zostały przedsięwzięte przeszło 10 lat temu w Stanford w Stanach Zjednoczonych. Dotyczyły one określenia struktury elektromagnetycznej nukleonów poprzez rozproszenie wysokoenergetycznych elektronów na wodorze i deuterze. Inicjator i kierownik tych badań, profesor R. Hofstadter, otrzymał w roku 1961 nagrodę Nobla. Wyniki tych pierwszych prac są dość powszechnie znane, każdy następny rok przynosił jednak dalszy postęp w tej dziedzinie. Obecnie posiadamy już bardzo dokładne dane na temat struktury nukleonów, coraz więcej informacji o strukturze mezonów  $\pi$ , dyskutuje się możliwości badania struktury innych cząstek. Wszystkie te dane dotyczą tzw. „struktury elektromagnetycznej“, zaczyna się jednak dostrzegać powiązanie jej ze strukturą dającą znać o sobie w tzw. oddziaływaniach silnych. Jest to chyba jeden z najciekawszych wyników uzyskanych w ostatnich latach.

### Elektron jako cząstka-próbnik

Strukturę elektromagnetyczną cząstek bada się zwykle poprzez rozproszenie elektronów. Nasuwa się tu jednak od razu pytanie czy rzeczywiście możemy w ten sposób otrzymywać jednoznaczne wnioski odnośnie do struktury nukleonów i mezonów. Istnieje następujące powiedzenie przypisywane Konfucjuszowi<sup>1</sup>: *Jeżeli uderzenie głową w draban wywołuje głuchy dźwięk, to nie-*

<sup>1</sup> Swobodne tłumaczenie autora.

koniecznie oznacza to, że to dzban jest pusty ... Sytuacja w przypadku cząstek elementarnych okazuje się jednak prostsza. Elektron jest dobrym próbnikiem, gdyż można założyć, że jest on cząstką punktową, pozbawioną wewnętrznej struktury. Wynika to z szeregu doświadczeń dotyczących promieniowania, hamowania (*bremstrahlung*) elektronów, produkcji par elektronowych i ostatnio, również bezpośrednich zderzeń elektron-elektron w wiązkach przeciwbieżnych. Wszystkie te procesy są z dużą dokładnością opisywane wzorami wyprowadzonymi z elektrodynamiki kwantowej z założeniem punktowego elektronu [1].

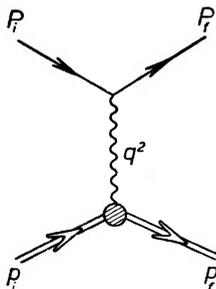
### Struktura elektromagnetyczna nukleonów

Dawno już przypuszczano, że nukleony posiadają jakąś strukturę wewnętrzną. Wskazywały na to pomiary ich momentów magnetycznych. W jednostkach  $e\hbar/2Mc$  (tzw. magnetonach jądrowych) wynoszą one odpowiednio;

$$\mu_P = 2,793$$

$$\mu_n = -1,913$$

podczas gdy dla cząstek punktowych powinno<sup>2</sup> być  $\mu_P = 1$ ,  $\mu_n = 0$ . Anomalne momenty magnetyczne (tzn. 64% momentu magnetycznego protonu oraz całkowity moment magnetyczny neutronu) mogą być wytłumaczone,



Rys. 1. Rozproszenie elektron-nukleon w przybliżeniu jednofotonowym

jeżeli przyjmiemy, że nukleony posiadają pewną strukturę. Było już wspomniane, że strukturę tę można badać przy pomocy rozpraszania elektronów. Zakłada się, że elektron oddziałuje z nukleonem poprzez wymianę fotonu (diagram na rys. 1). Jeżeli przez  $P_i$ ,  $P_f$ ,  $p_i$ ,  $p_f$  oznaczymy odpowiednio cztery pędy elektronu i protonu przed i po rozproszeniu, to czteropęd przekazany w oddziaływaniu wynosi

$$q^2 = (p_f - p_i)^2 = (P_i - P_f)^2$$

<sup>2</sup> Z dokładnością do pewnych poprawek rzędu  $10^{-3}$ .

W przyjmowanej zwykle metryce  $p = (E, -\vec{p})$  wielkość  $q^2$  jest zawsze ujemna. Przekaz czteropędu związany jest następująco z energią padającego elektronu  $E_0$  i kątem rozproszenia  $\vartheta$ :

$$q^2 = - \frac{4E_0^2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}}{1 + \frac{2E_0}{M} \sin^2 \frac{\vartheta}{2}}$$

Dla niewielkich kątów rozproszenia wyrażenie to upraszcza się do

$$q^2 \cong -4E_0^2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}$$

Różniczkowy przekrój czynny w laboratoryjnym układzie odniesienia może być zapisany następująco

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M \left[ A(q^2) + B(q^2) \tan^2 \frac{\vartheta}{2} \right]. \quad (1)$$

We wzorze tym

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M = \left(\frac{e^2}{2E_0}\right)^2 \frac{\cos^2 \frac{\vartheta}{2}}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} \frac{1}{1 + \frac{2E_0}{M} \sin^2 \frac{\vartheta}{2}}$$

opisuje rozproszenie elektronu na cząstce punktowej (tzw. wzór Motta), a wpływ struktury nukleonu ujawnia się poprzez wyrażenie w nawiasie kwadratowym. Występujące tam funkcje  $A$  i  $B$  dane są wzorami:

$$A(q^2) = \frac{G_E^2(q^2) - \frac{q^2}{4M^2} G_M^2(q^2)}{1 - \frac{q^2}{4M^2}}$$

$$B(q^2) = -\frac{q^2}{2M^2} G_M^2(q^2)$$

Wielkości  $G_E(q^2)$  i  $G_M(q^2)$  opisują ewentualną zmianę efektywnych wartości ładunku i momentu magnetycznego dla  $q^2 \neq 0$ , czyli opisują strukturę elektromagnetyczną nukleonu. Nazywamy je formfaktorami lub czynnikami postaci. Dla  $q^2 = 0$  czynniki postaci znormalizowane są do statycznych wartości ładunku i momentu magnetycznego:

$$G_{Ep}(0) = 1, \quad G_{Mp}(0) = 2,793$$

$$G_{En}(0) = 0, \quad G_{Mn}(0) = 1,913.$$

W przypadku nukleonu punktowego formfaktory byłyby stałymi (niezależnymi od  $q^2$ ). Zależność formfaktorów, czy też choćby jednego z nich, od przekazu

czteropędu może być uważana za ścisłą definicję występowania struktury elektromagnetycznej.

Wzór (1) nosi nazwę wzoru Rosenblutha. Bywa on pisany w różnych postaciach, co wynika z kilku nieco różnych sposobów określenia czynników postaci. Te różne konwencje sprowadzają się jednak w istocie do różnych kombinacji liniowych  $G_E$  i  $G_M$ .

### Geometryczna interpretacja czynników postaci

Często spotyka się twierdzenie, że znając czynniki postaci można odtworzyć przestrzenny rozkład ładunku czy momentu magnetycznego nukleonu. Nie jest to jednak całkiem ścisłe, a opiera się na następującym rozumowaniu. Czynniki postaci jako skalarne funkcje niezmiennika  $q^2$  są również niezmiennikami. Możemy zatem rozpatrywać je np. w układzie środka masy (tj. w układzie, w którym suma pędów zderzających się cząstek jest równa zeru). W tym układzie zderzenie prowadzi jedynie do zmiany kierunku pędu cząstek, bez zmiany jego wielkości i zatem przekaz czteropędu  $q$  nie ma czwartej składowej:  $q = (0, -\vec{q})$ . Czynniki postaci jest zatem funkcją trójwymiarową

$$G(q^2) = G(\vec{q}^2)$$

i poprzez transformatę Fouriera możemy przejść do reprezentacji współrzędnych:

$$F(r) = \int d^3\vec{q} G(\vec{q}^2) e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \quad \text{gdzie} \quad r = |\vec{r}|$$

Otrzymaną w ten sposób nową funkcję niezmienniczą  $F(r)$  interpretuje się zazwyczaj jako rozkład przestrzenny ładunku (czy momentu magnetycznego) nukleonu. Przy pomocy tej funkcji wylicza się tzw. średni kwadratowy promień nukleonu

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int r^2 F(r) d^3\vec{r}}{\int F(r) d^3\vec{r}}$$

Taka geometryczna interpretacja czynników postaci jest jednak ścisła jedynie w obszarze niskich energii, gdzie przekazy czteropędu są bardzo małe i nukleon można traktować jako spoczywający. Dla  $q^2 \ll M^2$  słuszne jest rozwinięcie

$$G(q^2) = G(0) \left( 1 + \frac{q^2}{6} \langle r^2 \rangle + \dots \right).$$

Średni kwadratowy promień jest zatem w tym przybliżeniu równy

$$\langle r^2 \rangle = 6 \left. \frac{dG}{dq^2} \right|_{q^2 \rightarrow 0} \quad (2)$$

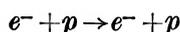
W obszarze wysokich energii nukleon doznaje odrzutu i powstaje dość zasadnicza trudność, bo funkcja  $F(r)$  określona jest w układzie środka masy,

a nukleon w tym układzie nie spoczywa. Stosującą się tu mechanika relatywistyczna przewiduje wystąpienie kontrakcji Lorentza, trudno więc mówić, że  $F(r)$  opisuje statyczny rozkład ładunku czy momentu magnetycznego. W tej sytuacji geometryczna interpretacja czynników postaci może mieć jedynie pewne znaczenie intuicyjne.

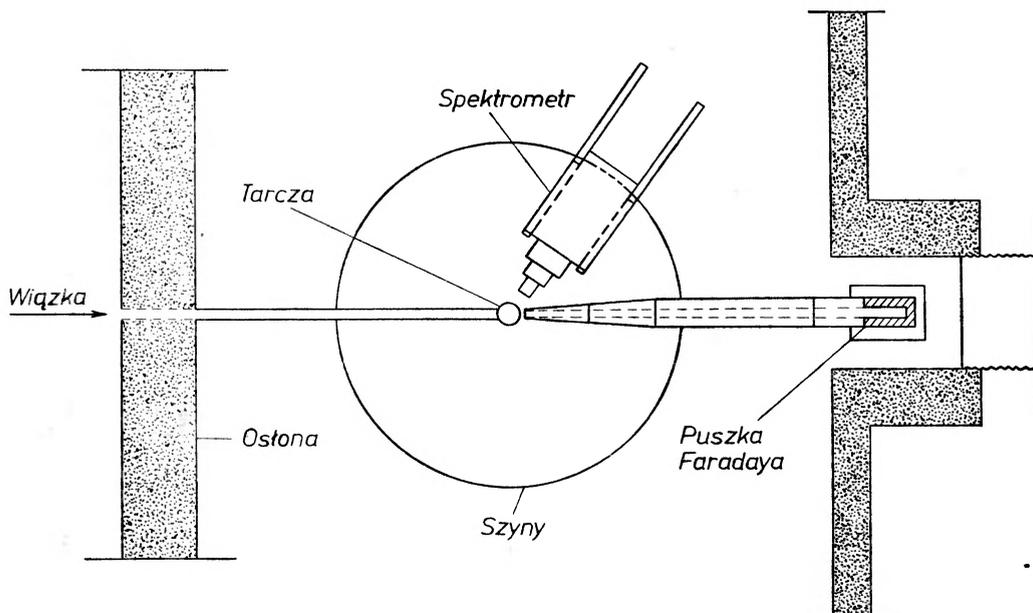
### Doświadczalne określenie czynników postaci nukleonów

#### (a) Metodyka pomiaru dla protonów

Czynniki postaci protonu otrzymuje się mierząc różniczkowy przekrój czynny w rozproszeniu elektronów na wodrze czyli w reakcji



Układ doświadczalny używany w Stanford przedstawiony jest na rys. 2. Wiązkę wysokoenergetycznych elektronów z akceleratora liniowego pada na tarcza

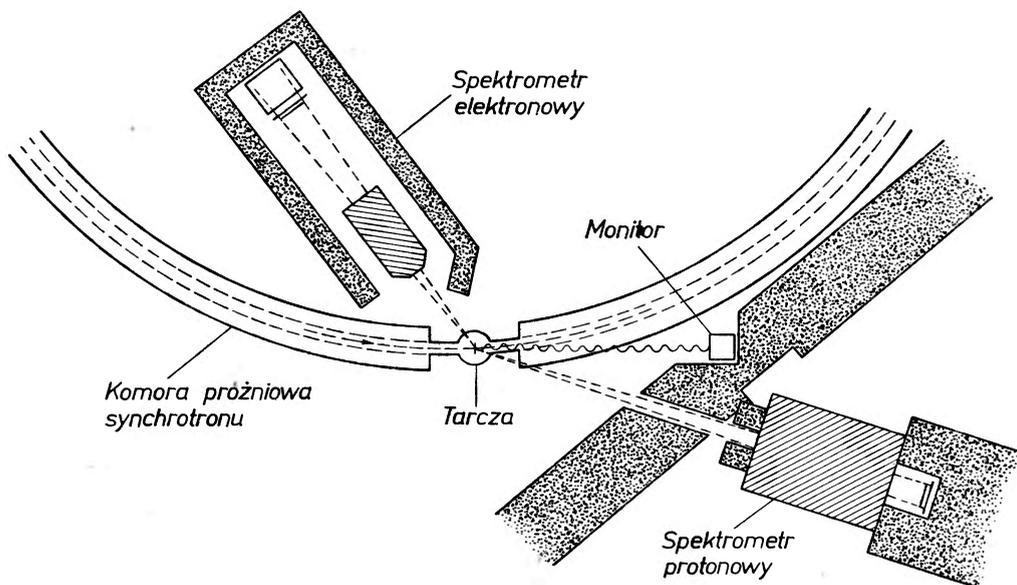


Rys. 2. Układ doświadczalny do pomiaru rozproszenia elektron-proton używany w Stanford (USA)

wodorową (polietylen, ciekły wodór lub gaz pod wysokim ciśnieniem); rozproszone elektrony są analizowane przy pomocy dużego spektrometru magnetycznego z podwójnym ogniskowaniem. Spektrometr zmontowany jest na kołowych szynach, co umożliwia pomiary w prawie pełnym zakresie kątów rozproszenia. Natężenie wiązki, którego znajomość konieczna jest dla normalizacji

przekrojów czynnych, mierzone jest przy pomocy monitora działającego na zasadzie puszki Faradaya.

Rys. 3 przedstawia schemat układu doświadczalnego w Cornell. Tutaj umieszczono tarczę wewnątrz komory próżniowej synchrotronu. Dwa spektrometry z pojedynczymi soczewkami magnetycznymi pracują w koincydencji i umożliwiają jednoczesną detekcję rozproszonego elektronu i protonu odrzutu i określenie ich energii. Monitorem wiązki jest detektor promieniowania hamowania wychodzącego z tarczy.

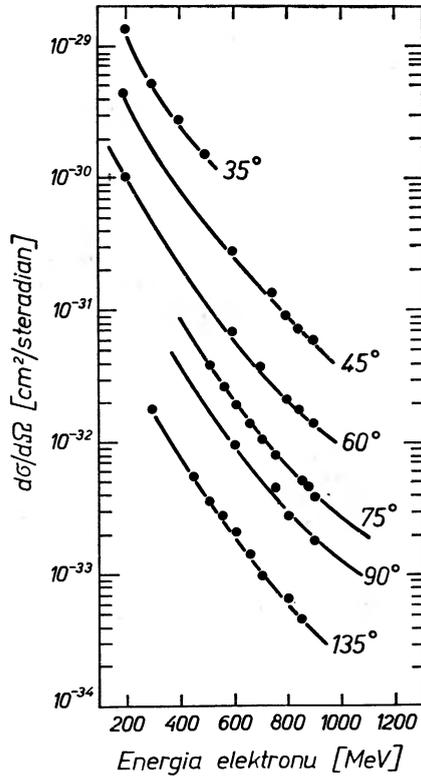


Rys. 3. Układ doświadczalny do pomiaru rozproszenia elektron-proton używany w Cornell (USA)

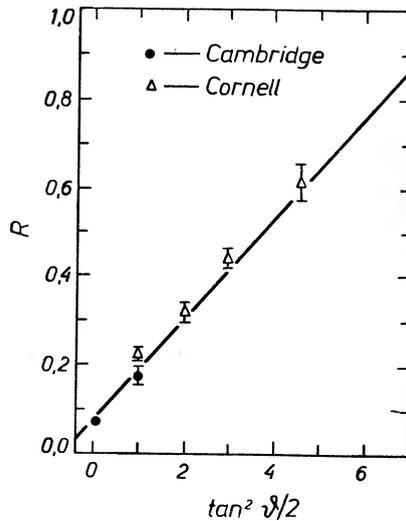
Typowe wyniki doświadczalne przedstawia rys. 4. W celu otrzymania czynników postaci najwygodniej jest wykreślić wielkość  $R = \frac{d\sigma}{d\Omega} \bigg/ \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_M$  dla określonego przekazu czteropędu  $q^2$  jako funkcję kąta rozproszenia  $\theta$ . W myśl wzoru (1) wielkość  $R$  powinna być liniową funkcją  $\tan^2 \frac{\theta}{2}$ , przy czym nachylenie prostej daje bezpośrednio  $G_M^2$ , a jej punkt przecięcia z osią pionową pozwala na wyliczenie  $G_E^2$ . Przykład takiego wykresu dany jest na rys. 5. Należy zwrócić uwagę na to, że liniowy charakter badanej zależności stanowi jednocześnie potwierdzenie słuszności wzoru Rosenblutha czyli stosowalność przybliżenia jednofotonowego.

#### (b) Metodyka pomiaru dla neutronów

Otrzymanie czynników postaci neutronu jest trudniejsze, ponieważ nie można zastosować tarczy złożonej wyłącznie z neutronów i trzeba wyciągać wnioski z rozproszenia na jądrach. Najodpowiedniejszym jądrem do takich



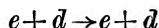
Rys. 4. Przykładowe wyniki pomiaru różniczkowego przekroju czynnego w rozpraszaniu elektron-proton



Rys. 5. Wykres wielkości  $R$  w zależności od  $\tan^2 \theta/2$  używany w celu sprawdzenia stosowalności wzoru Rosenblutha i określenia czynników postaci nukleonu. Definicje w tekście

badani jest oczywiście deuteron ze względu na swą niską energię wiązania (2,2 MeV) i prostą strukturę dającą się opisać modelami teoretycznymi.

Wysokoenergetyczny elektron może rozproszyć się na deuteronie elastycznie



lub nieelastycznie („quasi-elastycznie“)

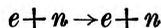


W pierwszym przypadku następuje oddziaływanie z deuteronom jako całością, i wielkością mierzoną dla niewielkich kątów rozproszenia jest

$$G_E = G_{Ed}(G_{En} + G_{Ep})$$

Otrzymanie stąd wielkości  $G_{En}$  wymaga znajomości czynnika postaci deuteronu  $G_{Ed}$  i nie jest całkiem jednoznaczne wobec różnych możliwych funkcji falowych deuteronu. Niemniej ostatnio osiągnięto tu pewne sukcesy [2]. Określenie czynnika magnetycznego  $G_{Mn}$  jest jeszcze trudniejsze, gdyż w deuteronie anomalne momenty statyczne nukleonów prawie całkowicie znoszą się wzajemnie, i jakakolwiek różnica w ich strukturze ujawnia się dopiero dla dużych kątów rozproszenia. W tym zakresie przekroje czynne są bardzo małe i różnego typu poprawki mogą odgrywać ważną rolę.

W rozproszeniu nieelastycznym deuteron ulega rozszczepieniu i mierzony przekrój czynny jest sumą przyczynków od protonu i neutronu. Wybór przypadków, w których pęd przekazany protonowi jest bardzo mały (praktycznie realizuje się to poprzez detekcję rozproszonego elektronu w koincydencji z neutronem lub w antykoincydencji z protonem), pozwala na oddzielenie procesu



i otrzymanie  $G_{Mn}$  i  $G_{En}$  ze wzoru Rosenblutha metodą omawianą powyżej. Proton spełnia tu jedynie rolę „widza“, widmo energetyczne rozproszonych elektronów jest jednak rozmyte przez pęd Fermiego neutronu w deuteronie. Nieelastyczne rozpraszanie elektronów na deuterze jest podstawową metodą określenia czynników postaci neutronu, niemniej jednak uzyskiwane dokładności są gorsze niż dla protonu.

Dla bardzo niskich przekazów pędu  $q^2$  można otrzymać pewne informacje o strukturze ładunkowej neutronu z rozproszenia powolnych neutronów na elektronach atomowych. Jeżeli długość fali neutronów jest porównywalna z rozmiarami atomu, to następuje rozproszenie spójne na elektronach, pozwalające na wyznaczenie wielkości

$$\left. \frac{d(G_{En})}{dq^2} \right|_{q^2 \rightarrow 0}$$

która jest związana poprzez wzór (2) z promieniem rozkładu ładunku neutronu  $\langle r_{En}^2 \rangle$ . Pierwszego pomiaru tego typu dokonano już w roku 1947 [3].

## (c) Wyniki

Pomiary czynników postaci nukleonu, zainicjowane w Stanford i w Cornell, były początkowo ograniczone przez istniejące możliwości eksperymentalne<sup>3</sup> do stosunkowo niewielkich przekazów czteropędu  $|q^2| \lesssim 20 F^{-2}$ . Nowe akceleratory pozwoliły znacznie rozszerzyć ten zakres. Prace mające na celu określenie struktury elektromagnetycznej nukleonów prowadzone są obecnie głównie w pięciu ośrodkach, wymienionych w tabeli I. Czynniki postaci protonu zba-

Tabela I

Ośrodki prowadzące prace nad strukturą elektromagnetyczną nukleonów

Nazwa ośrodka, kraj	Posiadany akcelerator	Kierownik prac
Stanford, USA	akc. liniowy, 20 GeV	R. Hofstadter
Cambridge, USA	synchrotron, 6 GeV	R. Wilson
Cornell, USA	synchrotron, 2 GeV	K. Berkelman
DESY, NRF	synchrotron, 6 GeV	M. W. Teucher
Orsay, Francja	akc. liniowy, 1,3 GeV	P. Lehmann

dano aż do  $|q^2| = 25 (\text{GeV}/c)^2$  [4], a czynniki postaci neutronu do  $|q^2| = 6,8 (\text{GeV}/c)^2$  [5]. Wykryto przy tym bardzo interesującą zależność pomiędzy czynnikami  $G_{Ep}$ ,  $G_{Mp}$ , i  $G_{Mn}$ :

$$G_{Ep}(q^2) = \frac{G_{Mp}(q^2)}{\mu_p} = \frac{G_{Mn}(q^2)}{\mu_n}$$

Zależność ta nosi nazwę „reguły proporcjonalności“ (*scaling law*). Świadczy ona o podobieństwie rozkładu ładunku i momentu magnetycznego oraz o pewnej „jedności struktury“ nukleonów. Dokładność pomiaru czynników postaci jest tu rzędu kilku procent, najmniej dokładnie (5—8%) zmierzony jest magnetyczny czynnik neutronu,  $G_{Mn}$ .

Okazało się również, że czynniki postaci są dobrze opisywane przez krzywą o prostym równaniu

$$G_{Ep}(q^2) = \frac{1}{(1 - q^2/0,71)^2}$$

zwaną krzywą „dipolową“ (*dipole fit*). Zależność ta przedstawiona jest na rys. 6. Średni kwadratowy promień rozkładu ładunku wynosi

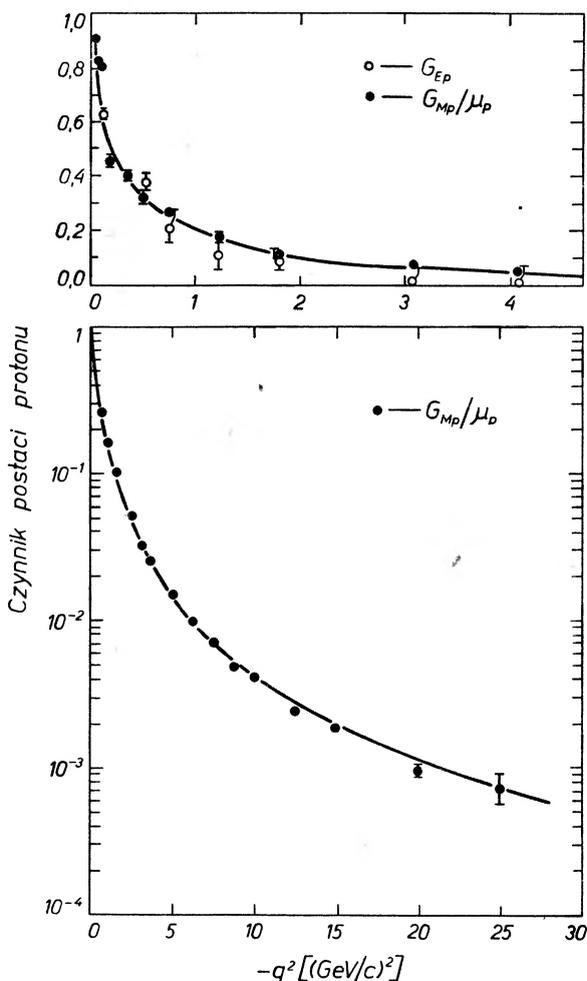
$$\langle r_{Ep} \rangle = 0,81 F$$

<sup>3</sup> Tj. około  $0,8 (\text{GeV}/c)^2$ , ponieważ  $10 F^{-2} = 0,3894 (\text{GeV}/c)^2$ .

Elektryczny czynnik postaci neutronu,  $G_{En}$ , jest przypuszczalnie równy zeru. Odstępstwo stanowić tu może obszar bardzo małych  $q^2$ . Rozproszenie powolnych neutronów na atomach gazów szlachetnych daje wynik [6]

$$\left. \frac{d(G_{En})}{dq^2} \right|_{q=0} = 0,018 \pm 0,001 \text{ F}^2 .$$

Rozproszenie elastyczne neutronów na deuterze dla  $|q^2| < 0,2 \text{ (GeV/c)}^2$  prowadzi do niewielkich dodatnich wartości  $G_{En}$ , rzędu kilku setnych. Dla wyż-



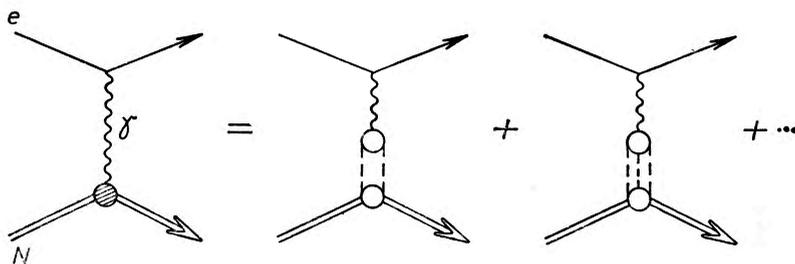
Rys. 6. Czynniki postaci nukleonu. Krzywe przedstawiają tzw. wzór „dipolowy“ odpowiadający średniemu promieniowi  $\langle r_{EP} \rangle = 0,81 \text{ F}$

szych  $q^2$  eksperyment daje już tylko górną granicę wartości  $G_{En}$ . Dla całego zakresu przekazów czteropędu aż do  $|q^2| = 6,8 \text{ (GeV/c)}^2$  otrzymano [5]:

$$|G_{En}(q^2)| \leq 0,1 .$$

## Teoria formfaktorów

Zrozumienie struktury elektromagnetycznej nukleonów okazało się możliwe na gruncie tzw. związków dyspersyjnych. Elektromagnetyczne czynniki postaci są mierzone jako funkcja przekazu czteropędu  $q^e$ , który jest wielkością rzeczywistą i w przyjmowanej zwykle metryce — ujemną (mówimy, że formfaktory określone są w obszarze przestrzennopodobnym). Przedłużenie analityczne tej funkcji na całą płaszczyznę zespoloną, nałożenie pewnych warunków na jej zachowanie się i zastosowanie twierdzenia Cauchy'ego prowadzi do równań całkowych, zwanych związkami dyspersyjnymi (*dispersion relations*). W ujęciu tym czynniki postaci zawierają przyczynki od różnych stanów pośrednich w oddziaływaniu foton-nukleon, co graficznie przedstawia rys. 7.



Rys. 7. Przyczynki do czynnika postaci nukleonu od wielomezonowych stanów pośrednich

W rozważaniach teoretycznych rozpatruje się zazwyczaj tzw. izowektorowy czynnik postaci  $F^V$  i izoskalarny czynnik postaci  $F^S$ , związane odpowiednio z izospinem  $I = 1$  i  $I = 0$ . Są one pewnymi kombinacjami liniowymi czynników  $G_E$  i  $G_M$  używanych przez fizyków doświadczalnych. Najniższego rzędu przyczynki do  $F^V$  może pochodzić od dwumezonowego stanu pośredniego, a do  $F^S$  — od stanu trzymezonowego. Rozpatrzenie wpływu tylko tych dwóch stanów nasuwa się jako pierwsze przybliżenie teorii. Już w roku 1959 Frazer i Fulco [7] doszli do wniosku, że obserwowany kształt izowektorowego czynnika postaci  $F^V$  można wytłumaczyć przyjmąwszy istnienie w obszarze czasopodobnym rezonansu dwumezonowego o masie zawartej w granicach  $12m_\pi^2 \div 16m_\pi^2$ . Po roku 1960 odkryto taki stan rezonansowy w układzie  $\pi - \pi$  (nazwany  $\rho$ ) oraz szereg innych rezonansów mezonowych. Jeżeli przyjmiemy, że rzeczywiście te stany rezonansowe dają główny wkład do struktury elektromagnetycznej oraz zaniedbamy szerokość własną rezonansów, to czynniki postaci będą zawierać wyrazy kształtu  $(1 - q^2/m_i^2)^{-1}$ , gdzie  $m_i$  oznacza masę rezonansu. Stany rezonansowe z izospinem  $I = 1$  będą przy tym dawać wkład do izowektorowego czynnika postaci  $F^V$ , a stany z izospinem  $I = 0$  — do czynnika izoskalarnego  $F^S$ . Wzór ten nosi nazwę formuły Clementela-Villi [8].

Z kolei zakłada się, że główną rolę w oddziaływaniach odgrywają cząstki wektorowe  $\rho$ ,  $\omega$  i  $\varphi$  (przybliżenie to nosi nazwę *vector dominance*). Okazuje się jednak, że dla dopasowania teorii do doświadczenia trzeba przyjąć inny udział

względny tych rezonansów niż wynikałoby to z teorii [9]. Nie jest to zadowalająca w sytuacji, kiedy wydaje się, że dane doświadczalne są dobrze opisywane prostym wzorem jednoparametrowym (por. poprzedni rozdział).

Istotny krok w kierunku rozwiązania problemu opisu teoretycznego struktury nukleonów stanowić może najnowsza praca Wataghina [10]. Wskazuje ona na to, że uwzględnienie szerokości własnej stanów rezonansowych dających wkład do czynników postaci pozwala na uzyskanie pełnej zgodności teorii z doświadczeniem w całym badanym dotychczas zakresie przekazów cztero-pędu. Parametry użytych rezonansów zestawione są w tabeli II.

Tabela II

Stany rezonansowe użyte w pracy [10] do odtworzenia elektromagnetycznych czynników postaci nukleonu

Nazwa i typ rezonansu	Masa [MeV]	Szerokość [MeV]
$\rho$ , izowektorowy	765	120
$\omega$ , izoskalarny	780	12
$\varphi$ , izoskalarny	1020	3

### Czynniki postaci mezonów

#### (a) Teoria

Struktura elektromagnetyczna mezonów  $\pi$  określona jest przez jedną funkcję  $F_{\pi}^V$  zwaną izowektorowym czynnikiem postaci, przy czym

$$F_{\pi^+}(q^2) = F_{\pi}^V(q^2), \quad F_{\pi^-}(q^2) = -F_{\pi^+}(q^2), \quad F_{\pi^0}(q^2) = 0$$

Dla opisu struktury mezonów  $K$  trzeba, podobnie jak dla nukleonów, wprowadzić dwie funkcje  $F_K^V$  i  $F_K^S$  będące odpowiednio izowektorowym i izoskalarnym czynnikiem postaci. Przy tym

$$F_{K^+}(q^2) = \frac{1}{2}(F_K^S + F_K^V), \quad F_{K^-}(q^2) = -F_{K^+}(q^2)$$

$$F_{K^0}(q^2) = \frac{1}{2}(F_K^S - F_K^V), \quad F_{\bar{K}^0}(q^2) = -F_{K^0}(q^2)$$

Przewidywania teoretyczne oparte na symetrii SU(3) prowadzą do zależności  $F_{\pi}^V = F_K^V \approx F_K^S$  [11]. W przypadku pełnej symetrii jest to ścisła równość, co daje

$$F_{K^+}(q^2) = F_{\pi^+}(q^2)$$

$$F_{K^0}(q^2) = 0$$

Związki dyspersyjne i założenie, że jedynie mezony wektorowe są odpowiedzialne za strukturę, pozwalają na podanie konkretnych wzorów na czynniki postaci. W tym modelu struktura mezonu  $\pi$  określona byłaby przez dwumezono-  
nowy stan rezonansowy  $\rho$

$$F_{\pi}(q^2) = \frac{1}{1 - q^2/m_{\rho}^2}$$

co odpowiadałoby średniemu promieniowi rozkładu ładunku

$$\langle r_{\pi} \rangle = 0,63 \text{ F.}$$

### (b) Możliwości pomiaru i wyniki

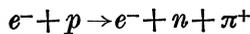
Doświadczalne określenie czynnika postaci mezonu  $\pi$  jest już od kilku lat przedmiotem licznych eksperymentów. Można tu wymienić trzy zasadnicze metody:

- rozpraszanie mezonów  $\pi$  na helu;
- elektroprodukcja mezonów  $\pi$ ;
- rozpraszanie mezonów  $\pi$  na elektronach.

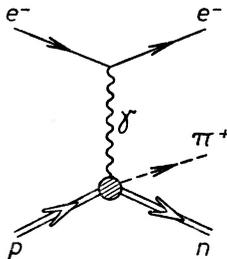
Porównanie rozproszenia dodatnich i ujemnych mezonów  $\pi$  na helu pozwala na rozdzielenie amplitud oddziaływania jądrowego i oddziaływania kulombowskiego. Stosunek zmierzonej amplitudy kulombowskiej do amplitudy odpowiadającej rozproszeniu na ładunku punktowym określa łączny promień mezonu  $\pi$  i jądra  ${}^4\text{He}$ . Promień ładunkowy jądra helu jest znany, można więc wyliczyć promień mezonu  $\pi$ . Najdokładniejszy z dotychczasowych eksperymentów, przeprowadzony przy użyciu komory pęcherzykowej helowej na Uniwersytecie w Illinois, dał wynik [12]:

$$\langle r_{\pi} \rangle \lesssim 0,9 \text{ F.}$$

Innym źródłem informacji o strukturze mezonów  $\pi$  jest reakcja elektroprodukcji



Założenie, że elektroprodukcja zachodzi poprzez wymianę jednofotonową

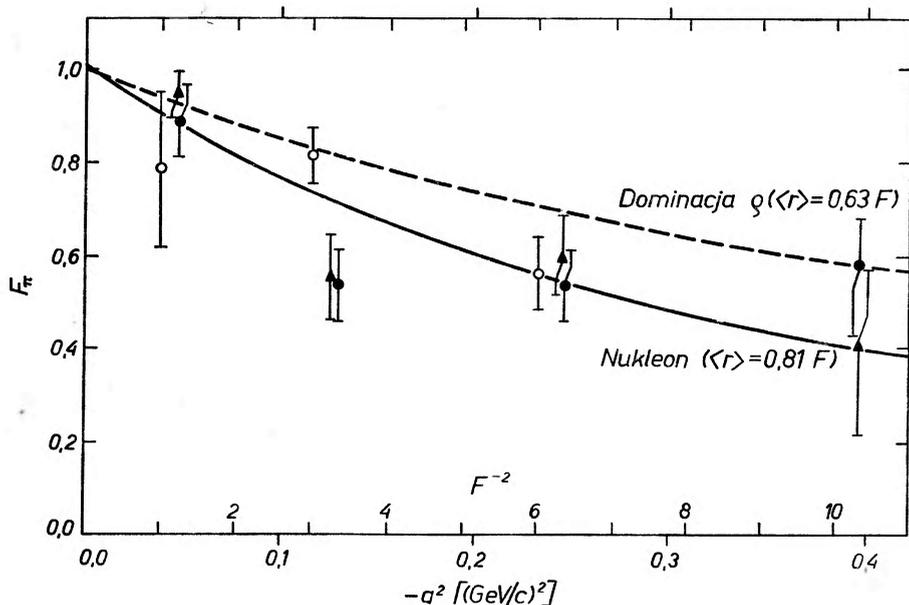


Rys. 8. Elektroprodukcja mezonu  $\pi$  w przybliżeniu jednofotonowym

(rys. 8) pozwala na wyliczenie różniczkowego przekroju czynnego na gruncie teorii dyspersyjnej. Przekrój czynny zależy jednak od struktury elektromagne-

tycznej wszystkich zaangażowanych w tym procesie cząstek i otrzymanie czynnika postaci mezonu  $\pi$  z takiego eksperymentu jest dosyć trudne. Pewne uproszczenie sytuacji można tu uzyskać wybierając przypadki odpowiadające szczególnym warunkom kinematycznym. Niemniej, różne istniejące teorie prowadzą do różniących się nieco rezultatów.

Reakcja elektroprodukcji mezonów  $\pi$  badana była w Cornell [13] i w Cambridge [14]. Rejestrowano zarówno rozproszony elektron, jak i wyprodukowany mezon, a dwa spektrometry magnetyczne z układami liczników scyntylicyj-



Rys. 9. Czynniki postaci mezonu  $\pi$  (z pracy [14]).  $\blacktriangle$  — wyniki pracy [14], teoria Adlera;  $\bullet$  — te same wyniki, teoria Zagury;  $\circ$  — wyniki pracy [13], teoria Zagury

nych pozwalały na określenie energii obu cząstek. Połączone rezultaty obu eksperymentów prowadzą do wniosku, że czynniki postaci mezonu  $\pi$  jest prawdopodobnie bardzo zbliżony do czynnika postaci nukleonu. Widać to na rys. 9, gdzie pomimo dość dużego rozrzutu punktów doświadczalnych, krzywa odpowiadająca nukleonowemu czynnikowi postaci lepiej opisuje wyniki niż krzywa z modelu dominacji  $\rho$ . Biorąc średnią z przewidywań dwóch istniejących teorii otrzymuje się na średni kwadratowy promień mezonu  $\pi$  wynik:

$$\langle r_{\pi}^2 \rangle = 0,86 \pm 0,14 F^2,$$

przy czym błąd odzwierciedla głównie niepewność oszacowań teoretycznych.

Rozproszenie mezonów  $\pi$  na elektronach stanowi najbardziej bezpośrednią metodę zbadania struktury mezonu  $\pi$ , nie wymagającą korzystania z niezbyt

pewnych metod teoretycznych. Różniczkowy przekrój czynny na rozproszenie mezonu  $\pi$  na elektronie dany jest wzorem

$$\frac{d\sigma}{dT} = \left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_B F_{\pi}^2(q^2),$$

gdzie  $(d\sigma/dT)_B$  jest przekrojem czynnym rozproszenia cząstek punktowych (tzw. wzór Bhabhy)

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_B = \frac{K}{\beta^2 T^2} \left(1 - \beta^2 \frac{T}{T_m}\right)$$

gdzie  $T$  — energia kinetyczna przekazana elektronowi,  $T_m$  — maksymalna możliwa energia elektronu,  $\beta$  — prędkość mezonu  $\pi$ ,  $K$  — stała. Mierząc przekrój czynny w zależności od przekazanego czteropędu otrzymujemy wprost czynnik postaci mezonu  $\pi$ ,  $F_{\pi}$ . Trudność stanowi tu jednak wyjątkowo niekorzystna sytuacja kinematyczna. Aby móc zaobserwować w rozproszeniu efekt pochodzący od struktury mezonu  $\pi$ , długość fali de Broglie'a elektronu w układzie własnym mezonu  $\pi$  powinna być co najwyżej  $\hbar/m_{\pi}c$ , co odpowiada pędowi równemu co najmniej 140 MeV/c. Aby w zderzeniu cząstki stosunkowo ciężkiej, jaką jest mezon  $\pi$ , ze spoczywającym elektronem warunek ten był spełniony, pęd mezonu powinien wynosić co najmniej 38 GeV/c. Do niedawna nie dysponowano nigdzie wiązkami mezonów o tak wysokiej energii. Dopiero uruchomienie akceleratora w Serpuchowie pod Moskwą dającego protony o energii 76 GeV stwarza warunki dla przeprowadzenia takiego pomiaru. Projekt eksperymentu opracowany został przez grupę dra Cyganowa z ZIBJ w Dubnej wspólnie z grupą doc. Czyżewskiego z Zakładu VI IBJ w Krakowie [15]. Wiązka mezonów  $\pi^-$  o pędzie około 50—60 GeV/c ma padać na tarczę wodorową. Do detekcji rozproszonego mezonu i wybitego z tarczy elektronu i pomiaru ich energii przewiduje się użycie bezfilmowych komór iskrowych i liczników scyntylacyjnych. Aparatura ta jest obecnie w trakcie budowy. Impulsy z liczników i komór będą podawane wprost na elektronową maszynę cyfrową (system *on-line*). Eksperyment będzie prawdopodobnie zrealizowany w roku 1970 i według wstępnych oszacowań powinien dać promień mezonu  $\pi^-$  z błędem ok. 0,15 F.

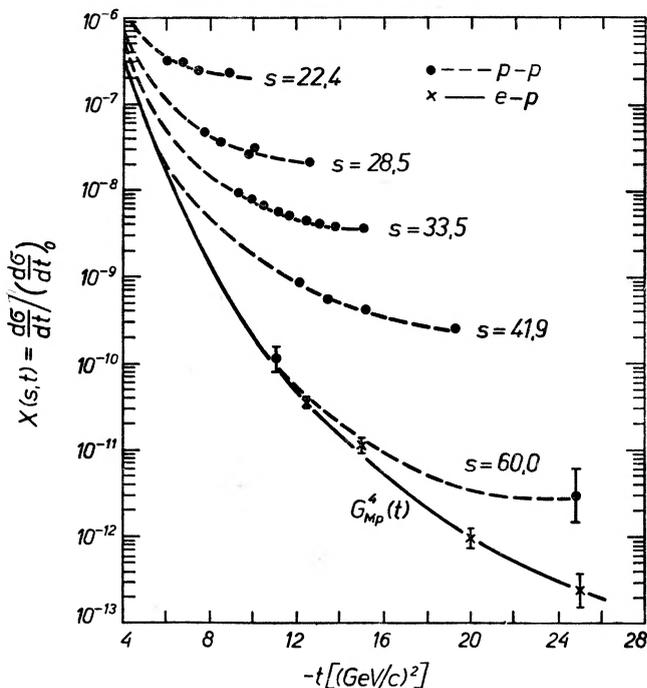
Niezależnie od tego, że czynnik postaci mezonu  $\pi$  można otrzymać z rozproszenia  $\pi$ -elektron jedynie przy bardzo wysokich energiach mezonów, w kilku laboratoriach przeprowadzono pomiary przekroju czynnego na rozproszenie  $\pi-e$  przy niższych energiach [16, 17, 18]. Eksperymenty były wykonywane przy użyciu komór pęcherzykowych. Nie dały one znaczących rezultatów, przy najwyższej zastosowanej energii 16 GeV otrzymano jedynie oszacowanie [18]

$$\langle r_{\pi} \rangle \lesssim 4,5 F.$$

Jeżeli chodzi o pomiar struktury mezonów  $K$ , to propozycje eksperymentów dotyczących  $K^0$  są rozważane w CERN-ie w Genewie i w ZIBJ w Dubnej, na razie jednak nie wydają się one realne.

## Związek struktury nukleonów z rozproszeniem elastycznym przy wysokich energiach

Przy analizie rozproszenia elastycznego cząstek wysokiej energii duże zainteresowanie wywołał ostatnio model dyfrakcyjny Chou i Yanga [19]. W modelu tym rozpraszające się cząstki traktowane są jako rozciągnięte obiekty przestrzenne ze strukturą opisywaną pewną funkcją sferycznie symetryczną



Rys. 10. Porównanie znormalizowanego przekroju na rozproszenie elastyczne proton-proton z czwartą potęgą magnetycznego czynnika postaci protonu (z pracy [23]). Parametrem krzywych jest kwadrat energii w układzie środka masy,  $s$

$\rho(x, y, z)$ . W procesie zderzenia przedstawiają się one jako krążki o przezroczystości danej funkcją dwuwymiarową

$$D(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(x, y, z) dz$$

i „przechodzą” przez siebie, przy czym oddziaływanie jest lokalnie proporcjonalne do iloczynu obu przezroczystości

$$A \sim \int D_1(\vec{b} - \vec{b}') D_2(\vec{b}') d^2 \vec{b}'$$

gdzie  $b = |\vec{b}|$  — parametr zderzenia.

Jeżeli przyjmiemy, że funkcja opisująca strukturę jest identyczna ze strukturą elektromagnetyczną badaną np. w rozproszeniu elektron-proton (tzn. jest transformatą Fouriera czynnika postaci), to dla rozproszenia proton-proton

w granicy wysokich energii przekrój czynny powinien być proporcjonalny do czwartej potęgi czynnika postaci <sup>4</sup>

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \frac{d\sigma(s, t)}{dt} \sim G^4(t).$$

Zależność ta była zresztą postulowana już wcześniej [20] i rys. 10 pokazuje, że jest ona niesprzeczna z istniejącymi danymi doświadczalnymi. Model Chou i Yanga stanowi jednak rozwinięcie i uściślenie tej hipotezy. Między innymi okazuje się, że krzywa  $G^4(t)$  stanowi jedynie „wygładzenie“ rzeczywistej zależności, w której powinny wystąpić głębokie minima dyfrakcyjne. Ślady efektów dyfrakcyjnych zauważono ostatnio w rozpraszaniu elastycznym  $p-p$  [21]. Dane doświadczalne dotyczące rozpraszania  $p-p$  próbuje się obecnie opisać przy pomocy modeli „mieszanych“ [22, 23]. Zawierają one w sobie model biegunów Regge i model Chou-Yanga, przy czym dla wysokich energii przyczynek od biegunów Regge znika i pozostaje tylko pewna zależność asymptotyczna odzwierciedlająca strukturę zderzających się cząstek. Nowe, potężne akceleratory pozwolą bliżej zbadać tę niezwykle interesującą hipotezę.

*Abstract:* The article reviews our present knowledge of the structure of elementary particles. The experimental situation concerning the electromagnetic structure of nucleons and pions is discussed in detail and the relevant theoretical questions are also briefly presented. Finally, some recent ideas are mentioned which connect the particle internal structure to the high energy scattering.

#### Literatura

##### Opracowania ogólne:

- S. D. Drell and F. Zachariasen, *Electromagnetic Structure of Nucleons*, Oxford University Press 1961 (polski przekład — PWN 1964);  
 A. Verganelakis, *Electromagnetic Form Factors*, Międzynarodowa Szkoła Fizyki Cząstek Elementarnych w Herceg Novi, 1965.

##### Cytowane prace:

- [1] S. C. C. Ting, *Referat przeglądowy na XIV Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii*, Wiedeń 1968.  
 [2] B. Casper and F. Gross, *Phys. Rev.*, **155**, 1607 (1967).  
 [3] E. Fermi and L. Marshall, *Phys. Rev.*, **72**, 1139 (1947).  
 [4] D. H. Coward, H. De Staebler, R. A. Early, J. Litt, A. Minten, L. W. Mo, W. K. H. Panofsky, R. E. Taylor, M. Breidenbach, J. I. Friedman, H. W. Kendall, P. N. Kirk, B. C. Barish, J. Mar and J. Pine, *Phys. Rev. Letters*, **20**, 292 (1968).  
 [5] R. J. Budnitz, J. Appel, L. Carroll, J. Chen, J. R. Dunning, Jr., M. Goitein, K. Hanson, D. Imrie, C. Mistretta, J. K. Walker and R. Wilson, *Phys. Rev.*, **173**, 1357 (1968).

<sup>4</sup> Przy dyskusji rozpraszania elastycznego stosuje się zwykle oznaczenia  $s = W^2$  (kwadrat całkowitej energii w układzie środka masy),  $t = q^2$ .

- [6] V. Krohn and G. Ringo, *Phys. Rev.*, **148**, 1303 (1966).
- [7] W. Frazer and J. Fulco, *Phys. Rev.*, **117**, 1609 (1960).
- [8] E. Clementel and C. Villi, *Nuovo Cimento*, **4**, 1207 (1956).
- [9] J. S. Levinger, *Phys. Rev.*, **162**, 1589 (1967).
- [10] V. Wataghin, *SLAC preprint PUB-492*, sierpień 1968.
- [11] F. M. Renard, *Nuclear Phys.*, **B7**, 183 (1968).
- [12] M. M. Block, I. Kenyon, J. Keren, D. Koetke, P. Malhotra, R. Walker and H. Winzeler, *Phys. Rev.*, **169**, 1074 (1968).
- [13] C. W. Akerlof, W. W. Ash, K. Berkelman, C. A. Lichtenstein, A. Ramanauskas and R. H. Siemann, *Phys. Rev.*, **165**, 1482 (1967).
- [14] C. Mistretta, D. Imrie, J. A. Appel, R. Budnitz, L. Carroll, M. Goitein, K. Hanson and R. Wilson, *Phys. Rev. Letters*, **20**, 1523 (1968).
- [15] *Isledowanie elektromagnitnych rozmierow  $\pi$ -mezona na uskoritiele IFWE (projekt eksperimenta) Dubna* 1968.
- [16] F. S. Crawford, Jr., *Phys. Rev.*, **117**, 1119 (1960).
- [17] V. G. Griszin, E. P. Kistenew i Mu Czjun, *Preprint Z. I. B. J.*, P-2162 (1965).
- [18] J. Allan, G. Ekspong, P. Sällström and K. Fisher, *Nuovo Cimento*, **32**, 1144 (1964).
- [19] T. T. Chou and C. N. Yang, *Phys. Rev.*, **170**, 1591 (1968).
- [20] T. T. Wu and C. N. Yang, *Phys. Rev.*, **137**, B708 (1965).
- [21] J. V. Allaby, A. N. Diddens, A. Klovning, E. Lillethun, E. J. Sachridis, K. Schlüpmann and A. M. Wetherell, *CERN NPD Internal Report* 68—7, marzec 1968.
- [22] C. B. Chiu and J. Finkelstein, *CERN preprint TH-892* (1968).
- [23] H. D. I. Abarbanel, S. D. Drell and F. J. Gilman, *SLAC preprint PUB-476*, sierpień 1968.

*Józef Wojas*

Katedra Fizyki „C”  
Politechniki Warszawskiej

## O metodach pomiaru rozkładu prędkości i energii fotoelektronów

On the Methods of Measurement of Distribution of Velocity and Energy of Photoelectrons

### Wstęp

Zgodnie z prawem Einsteina między częstotliwością  $\nu$  światła padającego na emiter i maksymalnym potencjałem hamującym  $V_0$ , przy którym żaden wyemitowany elektron nie dochodzi już do kolektora, występuje zależność:

$$h\nu = (eV_0) + \varphi_f + eU_k, \quad (1)$$

gdzie:  $\varphi_f$  — to fotoelektryczna praca wyjścia z emitera, a  $U_k$  — napięcie kontaktowe. Zatem:

$$\varphi_f = h\nu - e(U_k - V_0). \quad (2)$$

Aby obliczyć  $\varphi_f$ , należy zmierzyć  $V_0$  i  $U_k$ .

Energię kinetyczną fotoelektronów mierzy się trzema zasadniczymi metodami:

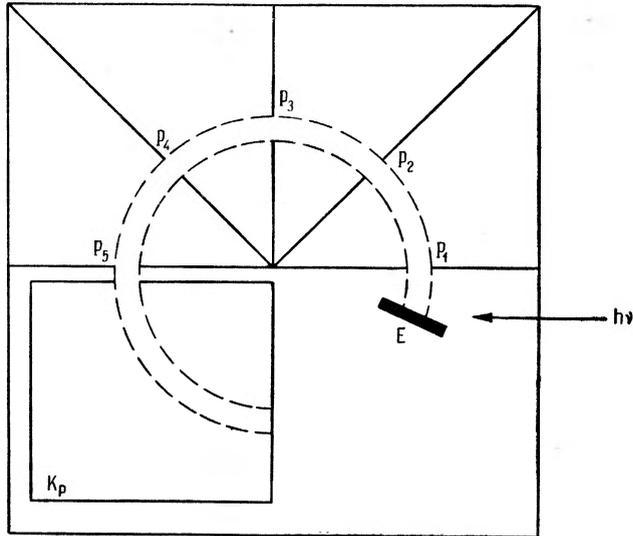
- 1) metodą odchylenia w polu magnetycznym: a) w układzie Ramsauera, b) w układzie Klemperera, c) w układzie Kollatha;
- 2) metodą elektrycznego pola hamującego: a) w kondensatorze płaskim, b) w kondensatorze kulistym;
- 3) metodą ogniskowania radialnym polem elektrostatycznym w kondensatorze cylindrycznym.

### Opis urządzeń i metody odchylenia w polu magnetycznym

Metodę odchylenia w polu magnetycznym stosowano do pomiaru rozkładu prędkości fotoelektronów już w drugim dziesięcioleciu naszego wieku [1].

W układzie Ramsauera [2—14], przedstawionym na rys. 1, kwant o energii  $h\nu$  pada na powierzchnię emitera  $E$ . Fotoelektrony, wychodzące prosto-

padle z  $E$ , zostają przyspieszone pod wpływem napięcia  $U$  przyłożonego między  $E$  i  $P_1$ , a następnie odchylone wzdłuż toru kołowego  $P_1, P_2, P_3, P_4, P_5$  przez jednorodne poprzeczne pole magnetyczne. Linie sił tego pola są prostopadle do płaszczyzny rysunku i wchodzi do kolektora wykonanego w postaci puszki przewodzącej  $K_p$ . Taki kształt kolektora ma na celu obniżenie strat związanych z rozproszeniem wiązki elektronów. Puszka ta może być całkowicie zamknięta z wyjątkiem otworu wejściowego dla wiązki. Należy przy tym mieć



Rys. 1. Bezpośrednie wyznaczenie rozkładu energii elektronów metodą pola magnetycznego według Ramsauera

na uwadze, aby wiązka nie trafiała na brzegi przesłony. Umożliwiłoby to bowiem powstawanie elektronów wtórnych, które mogłyby dostawać się do puszki. Ze względu na bardzo słabe prądy należy ją ekranować. Pomiaru natężenia prądu dokonuje się przez połączenie puszki z uziemionym elektrometrem.

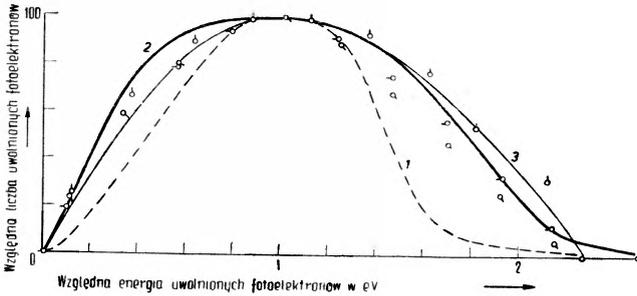
Ponieważ odchylenie cząstek naładowanych przy jednoczesnym przyłożeniu pola elektrycznego i magnetycznego zależy nie tylko od ich ładunku właściwego  $e/m$ , ale i od prędkości  $v$ , należy wykonać dwa sprzężone z sobą pomiary, z których otrzymujemy więc dwie wartości. Z powodu zależności masy elektronu  $m$  od prędkości  $v$ , należy zmierzone wartości zredukować do  $v = 0$ .

Między prędkością  $v$  elektronów, promieniem  $r$  ich toru i natężeniem pola magnetycznego  $H$  istnieje związek:

$$|v| = \frac{e}{m} |r| |H| \sin \alpha . \quad (3)$$

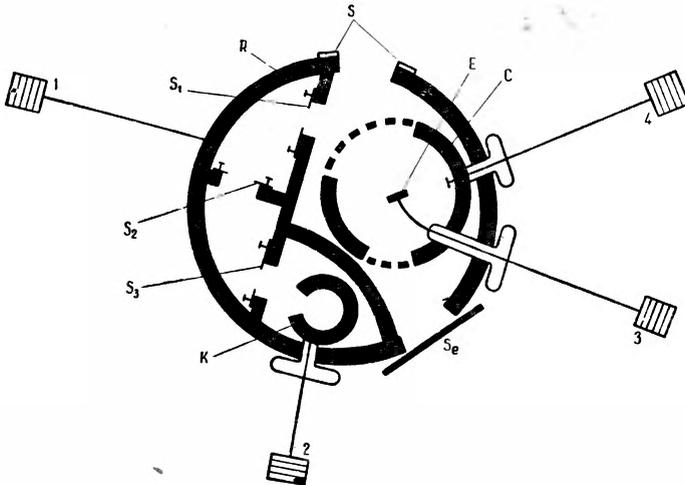
Przez zmianę  $H$  i równoczesny pomiar naładowania elektrometru można wyznaczyć względną liczbę wyemitowanych elektronów o określonej prędkości  $v$  (rys. 2).

Układ Klemperera [15—18] pozwala stosować zarówno metodę poprzecznego pola magnetycznego, jak i metodę pola hamującego. Oryginalne urządzenie Klemperera do wyznaczania rozkładu prędkości elektronów pokazano na rys. 3.



Rys. 2. Rozkład energii uwolnionych fotoelektronów. 1 — krzywa eksperymentalna uzyskana przez Ramsauera, 2 — prawdziwy rozkład energii (skorygowany), 3 — krzywa eksperymentalna uzyskana przez Richardsona i Comptona,  $\frac{d^2}{dx^2}$  — krzywa pierwotna zróżniczkowana w określonych punktach przez Łukirskiego i Prileżajewa (wszystkie krzywe zostały przekształcone w ten sposób, że w określonym punkcie przybierają tę samą wartość maksymalną)

Wnętrze rury pomiarowej  $R$  (rys. 3) podzielono przez szczelnie wstawioną przegrodę na cztery obszary. W pierwszym na izolowanym doprowadzeniu znajduje się oświetlany emiter  $E$ . Jest on umiejscowiony w osi także izolowanego cylindra  $C$ , który naprzeciw powierzchni emitera ma szczelinę o szerokości



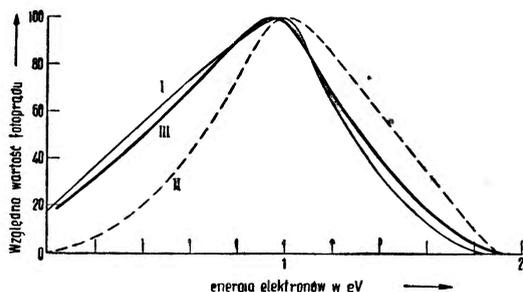
Rys. 3. Urządzenie Klemperera do wyznaczania rozkładu prędkości elektronów

kości 4 mm, w której rozciągnięto cienkie druciki w odległości 0,6 mm. Za emitorem  $E$  znajduje się również szczelina z drucianą siateczką. Naprzeciwko tych szczelin w rurze  $R$  znajdują się również dwie szczeliny. Promień światła wchodzi przez pierwszą szczelinę  $S$  do rury pomiarowej  $R$ , umieszczonej w polu

magnetycznym prostopadłym do płaszczyzny rysunku. Za szczeliną  $S_e$  znajduje się ekran do justacji. Przy właściwym ustawieniu aparatury otrzymujemy na ekranie ostry cień płytki emitera. Jeśli elektrony wysyłane z emitera  $E$  mają odpowiednią prędkość, to przez przyłożenie odpowiednio dobranego pola magnetycznego mogą być skierowane przez szczeliny  $S_1, S_2, S_3$  na kołowy tor o średniej wartości promienia  $r = 0,5$  cm. W szczeliny te można wsuwać przesłony z mosiężnej blaszki o prostokątnych otworach  $1,0 \times 8,0$  mm albo  $1,8 \times 8,0$  mm. Następnie elektrony zbiera odpowiedni kolektor  $K$ , który połączony jest za pomocą izolowanego przewodu 2 z elektrometrem.

Krzywa zależności mierzonego prądu od natężenia pola magnetycznego wyraża bezpośrednio rozkład energii fotoelektronów, co jest niewątpliwą zaletą tej metody (rys. 4).

Za pomocą urządzenia Klemperera można mierzyć rozkład prędkości elektronów również metodą Ramsauera. Należy wtedy kolektor do wychwytywania



Rys. 4. Rozkład energii uwolnionych fotoelektronów uzyskany trzema różnymi metodami. I — z krzywej napięcia hamującego, II — metodą magnetyczną ( $I, II$  — doświadczalnie przez Klemperera), III — metodą magnetyczną po korekcy

elektronów połączyć z elektrometrem, obudowę przez przewody 1 i 4 uziemić i emiter  $E$  trwale umieścić na potencjale ujemnym 1 V. To ostatnie jest dlatego konieczne, że w urządzeniu między emiterym  $E$  i cylindrem pomiarowym  $C$  występuje określona różnica potencjałów kontaktowych. Przeciwdziała ona wychodzeniu elektronów i dlatego musi być kompensowana zewnętrznym napięciem. W tego rodzaju urządzeniach dlatego przykładamy zwykle — 1 V jako potencjał doprowadzony z zewnątrz, ponieważ znamy tu tylko w przybliżeniu wartość potencjału kontaktowego, który w dodatku nie zachowuje całkowicie stałej wartości. Z kolei włącza się pole magnetyczne o natężeniu  $H$ , tak że prędkość początkowa  $v_0$  elektronów, które przez obwód o średnim promieniu  $r$  kierowane są do zbierającego kolektora  $K$ , wynika z zależności:

$$\frac{m v_0^2}{2} + e(U_E - U_k) = \frac{e^2}{2m} r^2 H^2 k_{v_0}^2, \quad (4)$$

gdzie:  $U_k$  to napięcie kontaktowe,  $U_E$  — potencjał przyłożony na emiter z zewnątrz i  $k_{v_0}$  — współczynnik korekcy zależny od  $v_0$ . Dla stosunkowo słabych pól magnetycznych wpływ współczynnika  $k_{v_0}$  można zaniedbać, a  $U_E - U_k$

jest bardzo bliskie zera. Można więc z dużym przybliżeniem powiedzieć, że prędkości początkowe elektronów są proporcjonalne do wartości natężenia pola.

Jeśli na rys. 3 rolę kolektora będzie spełniać osłona  $C$ , to urządzeniem tym można również dokonać pomiaru rozdziału prędkości, stosując metodę pola hamującego. Oświetlany emiter  $E$  łączy się wtedy z elektrometrem, podczas gdy na pozostałą część aparatury podaje się z układu potencjometrycznego różne wartości potencjału elektrycznego. Na rysunku 4 przedstawiono właśnie rozkład energii fotoelektronów uzyskany metodami magnetycznego i elektrycznego pola.

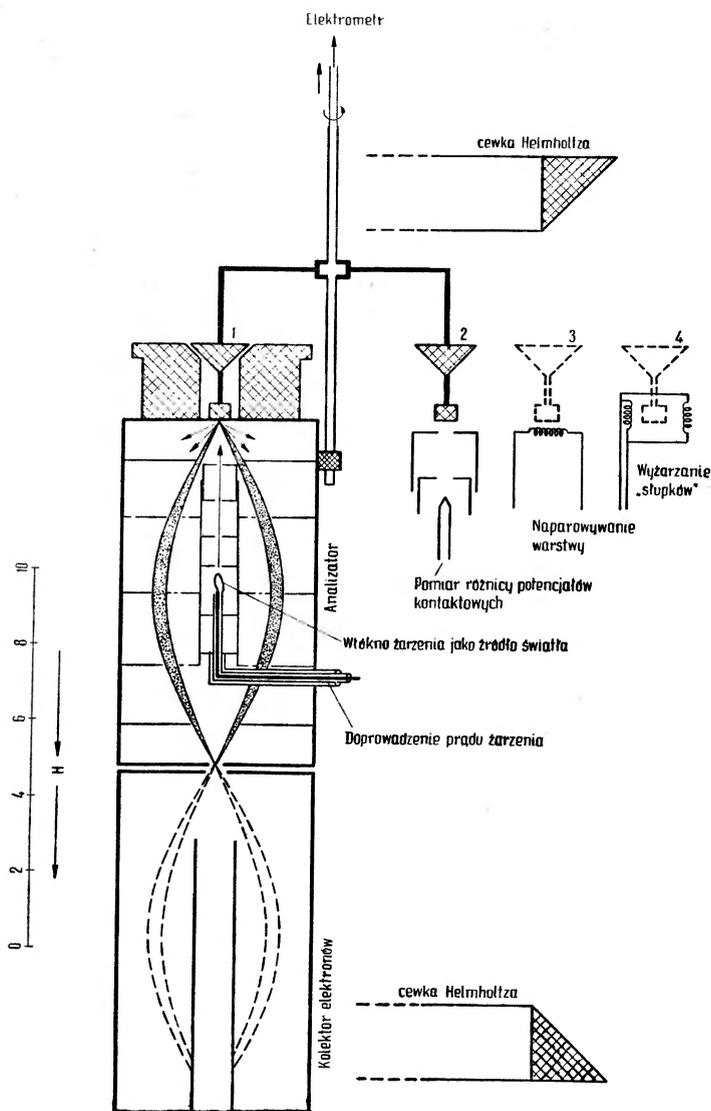
Metoda pola magnetycznego nie zdobyła szerokiego zastosowania, gdyż ma dużo wad, które ograniczają jej dokładność, a mianowicie: *a)* zbyt małe emitowane fotoprądy, z jakimi najczęściej mamy do czynienia, zmuszają do poszerzania szczelin, co z kolei zmniejsza zdolność rozdzielczą układu; *b)* elektrony o prędkościach różniących się od prędkości, na którą układ jest nastawiony, mogą po wielokrotnym odbiciu od ścianek komory dotrzeć również do kolektora. Fakt ten jest szczególnie istotny, gdy liczba elektronów w strumieniu biegnącym poprzez szczeliny jest mała, co występuje dla prędkości maksymalnych i bliskich zera.

Stąd krzywe uzyskane metodą pola magnetycznego przedstawiają najdokładniej rozkład prędkości fotoelektronów w obszarze średnich energii.

Kollath [19—21] z kolei zastosował do wyznaczania rozkładu prędkości fotoelektronów metodę podłużnego pola magnetycznego. Strumień elektronów przebiega przez zmienne pole elektryczne, pod którego działaniem elektrony opisują powierzchnię stożka o kącie rozwarcia  $\alpha$ . Z kolei za pomocą jednorodnego pola magnetycznego, wytworzonego przez nawiniętą na rurę długą cewkę zwaną cewką Helmholtza, elektrony zostają skierowane po liniach śrubowych przez przesłony strefowe do otworu wejściowego puszkii pomiarowej, czyli kolektora (rys. 5).

Metoda ta [22—24] ze względu na symetrię osiową jest lepsza od metody poprzecznego pola magnetycznego, gdyż obejmuje wszystkie elektrony z jednej strefy kątowej.

Rysunek 5 przedstawia całkowite urządzenie badawcze do pomiaru rozkładu energii elektronów [20] zbudowane przez Kollatha. Schematycznie przedstawiony na nim analizator różni się od poprzednich urządzeń tego typu przede wszystkim większą liczbą przesłon. W celu zatrzymania elektronów nie należących do wiązki jak również jej skupienia, umieszczono wzdłuż osi liczne przesłony o średnicy 1 mm. Przesłony te ostro ograniczają (skupiają) wiązkę światła, która pada na środek emitującej płytki lub „słupek“ [19]. Urządzenie to w pierwotnej wersji było przeznaczone do badania rozkładu elektronów wtórnych. Aby jednak urządzenie przystosować także dla pomiaru krzywej rozkładu energii fotoelektronów, należy wyłączyć napięcie przyspieszające elektrony, żeby nie bombardowały one emitera. Jako źródło światła zastosowano tu żarzone wolframowe włókno. Światło pada na „słupek“, którego górną powierzchnię



Rys. 5. Schemat urządzenia do pomiaru rozkładu prędkości elektronów

pokryto fotoczułą warstwą [25]. Dla przeprowadzenia dokładniejszych pomiarów za pomocą światła monochromatycznego należało całą aparaturę obrócić wokół osi i zastosować specjalną przesłonę wybierającą żadaną długość fali i jednocześnie zatrzymującą powolne elektrony [26].

Elektrony wylatujące z emitującej warstwy w różnych kierunkach są wybierane przez strefowe przesłony  $P_1$  do  $P_5$  według określonego kierunku. Następnie pod wpływem jednorodnego pola magnetycznego, wytwarzanego przez cewkę Helmholtza, przebiegają wzdłuż osi liniami śrubowymi do otworu wejściowego

klatki pomiarowej i tam są z powrotem zbierane. Pomiaru prądu w klatce pomiarowej, która spełnia rolę kolektora dokonuje się elektrometrem.

Przeźreń, w której bieżą elektrony, ekranowana jest przez kilka cylindrów zamykających ją.

Gdy odległość między punktem wyjścia i punktem ponownego skupienia fotoelektronów, a więc długość analizatora, oznaczymy przez  $l$ , a największe wychylenie od osi w środku analizatora jest równe  $2r$ , natężenie pola magnetycznego —  $H$ , prędkość fotoelektronów osiąganą w kolektorze —  $v$  i jeśli przy tym kierunek osi oznaczymy jako  $z$ , a prostopadły do niego przez  $x$ , wówczas spełnione są związki:

$$2r = 2 \frac{m}{e} \cdot \frac{v}{H} \cdot \sin \alpha \quad (5)$$

$$l = 2\pi \frac{m}{e} \cdot \frac{v}{H} \cdot \cos \alpha. \quad (6)$$

Z tego wynika:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{2\pi r}{l}. \quad (7)$$

Jeśli nanosi się tylko odległość elektronu od osi w każdym punkcie jego toru nad osią, nie bacząc na skrócenie toru, wówczas otrzymuje się linię sinusoidalną (porównaj rys. 5).

Do kolektora dochodzą elektrony o prędkościach mieszczących się w przedziale  $\Delta v$ . Przedział ten nie jest stały, jak w metodzie pola magnetycznego [27]. Ten interwał prędkości  $\Delta v$  jest proporcjonalny do natężenia pola magnetycznego  $H$ . Ponieważ z równania (5) wynika dla określonego natężenia pola magnetycznego  $H_1$ :

$$\Delta(2r) \sim \frac{\Delta v}{H_1}$$

oraz dla innego określonego natężenia pola magnetycznego  $H_2$ :

$$\Delta(2r) \sim \frac{\Delta v}{H_2}$$

więc

$$\Delta v \sim H \cdot \Delta(2r) \quad \text{lub} \quad \Delta v \sim H,$$

gdy  $\Delta(2r)$  jest stałe.

Bezpośrednio zmierzona „magnetyczna krzywa rozkładu“, która jest określona przez funkcję prądu kolektora  $I = \varphi(H)$ , przejdzie w poszukiwaną krzywą rozkładu prędkości elektronów dopiero po podzieleniu współrzędnych przez wektor  $H$ :

$$\frac{dI}{dv} = f(v).$$

Ten właśnie rozkład prędkości można przekształcić w rozkład energii sposobem przedstawionym na końcu pracy, otrzymując

$$\frac{dI}{dE} = F(E).$$

W urządzeniu przedstawionym schematycznie na rys. 5 można badać różne materiały bezpośrednio jeden po drugim (bez wpuszczania powietrza) i można porównywać rozkłady prędkości. Wewnątrz znajdują się cztery „słupki“, na które nanosi się różne badane warstwy. Jeden „słupek“ ustawia się prostopadle do wiązki światła; nadto umocowany on jest z trzema pozostałymi „słupkami“ na wspólnej obudowie. Obudowę tę można dla wymiany „słupka“ unieść i obrócić. Ruch ten powoduje się magnetycznie w biegnącej do góry rurze nasadowej. Trzy inne nie tkwiące bezpośrednio w aparaturze „słupki“ stoją na wprost trzech urządzeń, jak pokazano na rys. 5. Naprzeciwko „słupka“ 2 stoi działo elektronowe. Jeżeli korzysta się z krzywej napięcia hamującego elektrony emitowane ze „słupka“ 2, wówczas można w ten sposób określić względną różnicę potencjałów kontaktowych różnych warstw naniesionych na „słupki“ wg metody Möncha [28]. Naprzeciwko „słupka“ 3 znajduje się odpowiednio ukształtowana spirala wolframowa, którą można wypełniać różnymi materiałami (związkami) do naparowywania; w ten sposób można nanieść na „słupek“ naparowaną warstwę z odpowiedniego materiału. Przy czym wszystkie cztery „słupki“ są wymienne.

### O metodzie elektrycznego pola hamującego

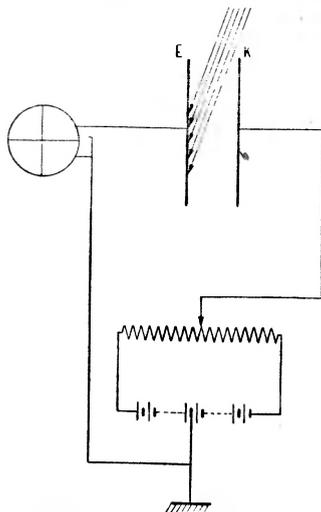
Metodę tę rozwinął Lenard [29], [30], a szerzej opracował Łukirski [31]. Polega ona na wykorzystaniu krzywej zależności fotoprądu od napięcia w zakresie od potencjałów hamujących aż do nasycenia.

Rolę układów pomiarowych spełniają kondensatory płaskie lub kuliste (rys. 6 i 7). Kształt krzywej zależy tu od kształtu i wzajemnego rozmieszczenia emitera i kolektora.

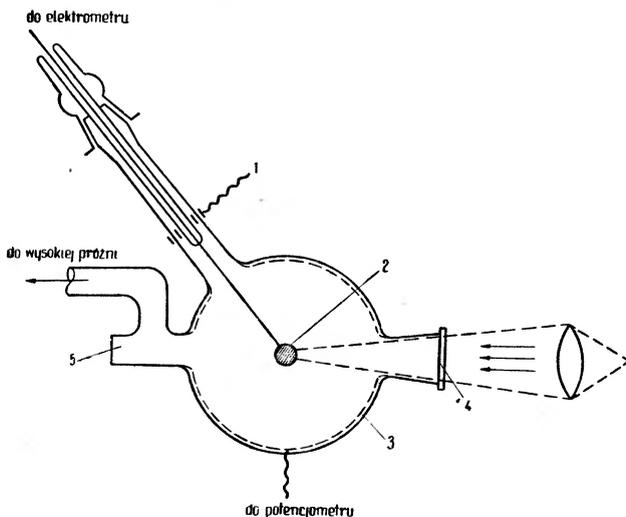
Przy użyciu kondensatora płaskiego (rys. 6) czynna jest w pokonywaniu pola hamującego jedynie składowa wektora prędkości elektronu, prostopadła do powierzchni kolektora  $K$ . A zatem otrzymana charakterystyka fotoprądu w funkcji przykładanego napięcia dotyczy tylko składowej normalnej wektora prędkości. Istotną rolę grają tu błędy wynikające zarówno z ukośnego biegu cząstek, jak i wywołane efektami brzegowymi pól. Można je zmniejszyć przez zastosowanie pól radialnych o symetrii kulistej. Urządzenia tego typu mają jednocześnie zaletę związaną z możliwością stosowania większego natężenia światła. Dopiero zastosowanie pola radialnego kondensatora kulistego (rys. 7) umożliwi otrzymanie krzywej pełnego rozkładu energii elektronów niezależnie od kierunku emitowanych fotoelektronów.

Do kolektora przykładają się potencjometrycznie regulowane napięcie, do emitera zaś dołącza się uziemiony elektrometr. W metodzie tej emiter powinien

być utrzymywany na potencjale zero, aby nie było zmiany różnicy potencjałów między kolektorem a emiteryem w trakcie pomiaru fotoprądu, nie może bowiem nastąpić ładowanie się emiterya. Również kolektor nie może reagować na



Rys. 6. Układ z kondensatorem płaskim do pomiaru rozkładu prędkości elektronów metodą elektrycznego pola hamującego. *E* — emitery, *K* — kolektor



Rys. 7. Kondensator kulisty do pomiaru rozkładu prędkości elektronów metodą elektrycznego pola hamującego. 1 — pierścień ochronny, 2 — emitery, 3 — kolektor, 4 — okienko kwarcowe, 5 — okienko do justowania

energię kwantów światła wzbudzającego fotoemisję i nie powinien być trafiany ani bezpośrednio, ani pośrednio przez padające na emitery promieniowanie.

W dokładnych pomiarach z kondensatorem kulistym można zaniedbać błędy w rozkładzie energetycznym związane z nieradialnym kierunkiem ruchu fotoelektronów do kolektora.

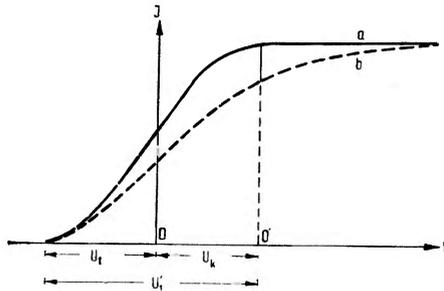
Przy odpowiedniej geometrii emitera i kolektora błędy te można sprowadzić do ok. 2% całkowitego pola hamującego. Będzie to później jeszcze omawiane.

### Rozważania nad metodą pola hamującego w kondensatorze płaskim

Kwant światła o częstotliwości  $\nu$  zostaje pochłonięty, przekazując swoją energię elektronowi, który opuszcza powierzchnię ciała z energią:

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - \varphi_f, \quad (8)$$

gdzie:  $\varphi_f$  — praca, którą musi wykonać elektron opuszczający oświetlone ciało. Natężenie światła jest proporcjonalne do liczby kwantów, a zatem do liczby wyrwanych elektronów. Energia tychże elektronów nie będzie — rzecz jasna —



Rys. 8. Krzywa zależności natężenia prądu fotoemisji od różnicy potencjałów przykładanej między emitery i kolektor

zależać od liczby kwantów; ich energia będzie określana tylko częstotliwością światła  $\nu$  [32]. Ponieważ nie wszystkie elektrony opuszczają ciało z energią spełniającą równanie Einsteina (8), które określa tylko maksymalną energię wyrwanych elektronów.

Rozpatrzmy najpierw dane odnoszące się do sprawdzenia równości (8) i określenia stałej Plancka  $h$ . Temu zagadnieniu poświęcone są prace Richardsona i Comptona [33], Millikana [34—37] i Beckera [38], [39]. Autorzy ci do badania rozkładu prędkości fotoelektronów posługiwali się metodą hamującego pola elektrycznego. Jeśli okładkę  $E$  z badanego metalu (rys. 6) oświetlimy monochromatycznym światłem, to w zależności od przyłożonej między  $E$  i  $K$  różnicy potencjałów  $U$  otrzymamy natężenie fotoprądu  $I$  (rys. 8). Przy większych polach przyspieszających wszystkie fotoelektrony będą dochodzić do elektrody  $K$  (krzywa  $a$  uzyska nasycenie). Przy wartości  $U = U_k$  zaczyna się zmniejszanie prądu. Ponieważ emitowane elektrony mają prędkości początkowe i w niewielkiej liczbie opu-

szczają metal, więc wydawałoby się, że prąd nasycenia powinien występować bez pola elektrycznego (objętościowy ładunek nie odgrywa roli przy małych fotoprądach). Dopiero przy polu hamującym, jeśli część elektronów powracałaby z powrotem do płytki  $E$ , obserwowaloby się zmniejszenie prądu.

Doświadczenia dały jednak przesunięcie początku nasycenia z punktu  $V = 0$ . Pochodzi to stąd, że zwykle metale  $E$  i  $K$  są różne lub w różny sposób obrabiane są ich powierzchnie, w następstwie czego między ich odsuniętymi powierzchniami istnieje kontaktowa różnica potencjałów. Zatem rzeczywiste elektryczne pole składa się z pola uzależnionego od tej kontaktowej różnicy potencjałów i od przyłożonej różnicy potencjałów  $U_1$ . Wielkość  $U_k$  daje nam kontaktową różnicę potencjałów między powierzchniami  $E$  i  $K$ ; wartości zaś rzeczywistej różnicy potencjałów, którą przebiegają wyrzucone elektrony, trzeba odczytywać od punktu  $0'$  (rys. 8).

Wielkość  $U_1$  równa tej różnicy potencjałów, przy której prąd  $I = 0$ , daje nam wartość maksymalnej energii elektronów [40] z równania:

$$\frac{1}{2}mv^2 = eU_1' = e(U_1 + U_k). \quad (9)$$

Porównując (8) i (9) otrzymamy:

$$eU_1' = e(U_1 + U_k) = h\nu - \varphi_f. \quad (10)$$

Zmniejszając częstotliwość światła dochodzimy do takiej wartości  $\nu_0$ , przy której energia wyrwanych elektronów jest równa zeru. Częstotliwość ta  $\nu_0$ , tzw. czerwona granica fotoefektu, czyni zadość równości:

$$h\nu_0 = \varphi_f.$$

Przy częstotliwościach  $\nu \leq \nu_0$  fotoefekt nie występuje, gdyż elektron nie otrzymuje energii równej co najmniej pracy wyjścia  $\varphi_f$ , niezbędnej dla wydobywania się z metalu. Określając doświadczalnie wartość przyłożonej różnicy potencjałów  $U_1$  przy różnych częstotliwościach  $\nu > \nu_0$  można sprawdzić równość Einsteina i określić wielkość  $h$ . Przy tym jak widać z równości (10), dla określenia  $h$  wystarczy znać tylko dokładną wartość przyłożonego napięcia  $U_1$  i częstotliwość  $\nu$ . Dla pełnego zbadania zjawiska powinniśmy znać jeszcze różnicę potencjałów kontaktowych  $U_k$ , tj. znaleźć punkt  $0'$ .

Zastanówmy się teraz nad dokładnością, z jaką można znaleźć punkt przecięcia krzywej z osią odciętych, czyli wartość  $U_1$ . W przypadku kondensatora płaskiego lub płytki z umieszczonym naprzeciw niej (zamiast elektrody  $K$ ) cylindrem Faradaya, krzywizna charakterystyki przy osi odciętych jest mała. Oprócz rozkładu kierunku wylotu elektronów według kąta istnieje rozkład prędkości elektronów według ich liczby w przedziale od maksymalnej prędkości do zera.

W płaskim kondensatorze rozkłady te nie dadzą się oddzielić jeden od drugiego; dają one krzywą prądu, przecinającą oś odciętych pod bardzo niewielkim

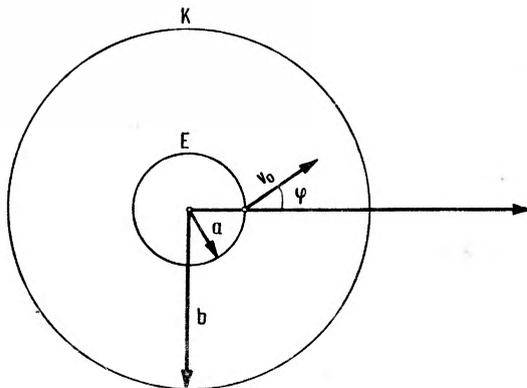
kątem. Fakt ten nie pozwala na zbadanie rozkładu energii wylatujących fotoelektronów. W przypadku kondensatora płaskiego dla mierzenia energii elektronów należałoby wydzielić bardzo wąską wiązkę tych elektronów, których kierunek prędkości początkowej jest normalny do powierzchni metalu.

Należy rozpatrzyć jeszcze taką okoliczność. Część elektronów odbija się sprężysto od elektrody  $K$ , zachowując prawie całkowicie swoje prędkości. Przy dużych wartościach przyspieszającego pola wszystkie one powracają do elektrody  $K$ . Przy zmniejszaniu potencjału  $V$  elektrony te zdołają pokonać hamujące pole i trafiają znów na elektrodę  $E$ . Fakt ten nie powoduje przesuwania punktu  $V_1$ , lecz zmienia krzywą, jak pokazano linią kreskowaną ( $b$ ) na rys. 8, przy czym początek prądu nasycenia  $0'$  przesuwa się o wartość równą  $U_1'$ . Odbite elektrony nie powrócą na elektrodę  $E$ , kiedy energia rzeczywistego pola hamującego będzie równa ich maksymalnej energii, tj.  $eU_1'$ .

### Analiza metody pola hamującego w kondensatorze kulistym

Ponieważ metoda pola hamującego w kondensatorze kulistym jest powszechnie stosowana, autor uważa za właściwe omówić ją dość szczegółowo.

Wskazane wady kondensatora płaskiego skłoniły do zastosowania metody kondensatora kulistego. W tym przypadku kierunek wylotu elektronu z nor-



Rys. 9. Schematyczny wycinek kulistego kondensatora

malnej do powierzchni nie odgrywa roli, nieistotne okazuje się i odbicie elektronów od zewnętrznej kuli. Również prawdopodobieństwo trafienia odbitego elektronu z powrotem na niewielką kulę wewnętrzną jest bardzo małe.

Oznaczmy promień wewnętrznej kuli przez  $a$ , zewnętrznej przez  $b$  (rys. 9). Natężenie elektrycznego pola  $E$  w kondensatorze będzie równe:

$$E = \frac{abU}{(b-a)r^2} \quad (12)$$

gdzie:  $U$  — różnica potencjałów między elektrodami  $E$  i  $K$ . Równanie płaszczyny we współrzędnych biegunowych  $(r, \theta)$  jest:

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} = U_k. \quad (13)$$

Jeśli początkowa prędkość elektronów  $v_0$  tworzy kąt  $\varphi$  z osią biegunową, to dla  $t = 0$  mamy następujące warunki początkowe:

$$r_0 = a; \quad \theta = 0; \quad \left(\frac{dr}{dt}\right)_0 = v_0 \cos \varphi$$

$$\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_0 = \frac{v_0 \sin \varphi}{a}.$$

Podstawiając dwa wyrażenia do równania (13), znajdziemy  $U_k = a v_0 \sin \varphi$ . Z prawa zachowania energii otrzymujemy:

$$r^2 \left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = v_0^2 + 2 \frac{eab}{b-a} \cdot \frac{U}{m} \left(1 - \frac{1}{a}\right).$$

Oznaczmy  $\frac{eabU}{(b-a)m}$  przez  $d$  i podstawiając wartość  $\frac{d\theta}{dt}$ , z równania płaszczyny znajdziemy równanie toru:

$$\frac{1}{r} = \frac{1 + \frac{kn}{d} \cos(\theta - \alpha)}{\frac{k^2}{d}},$$

gdzie:

$$n = + \sqrt{v_0^2 - \frac{2d}{a} + \frac{d^2}{k^2}}.$$

Tor jest krzywą drugiego rzędu z niecentrycznością

$$e = \frac{k \cdot n}{d}.$$

Kąt  $\alpha$  w równaniu toru jest kątem między kierunkiem do punktu przyogniskowego i osi biegunowej. Bierzymy następnie wielkości charakteryzujące wymiary kondensatora i pole hamujące

$$\eta = \frac{b-a}{b} \quad \text{i} \quad \varepsilon = \frac{eU}{m v_0^2}.$$

Łatwo dowieść, że przy dowolnych wartościach  $\eta$  i  $\varepsilon$  elektron opuszczający powierzchnię będzie oddalać się od punktu przyogniskowego swojego toru. Wprowadzając te wyrażenia do wzoru na  $e$  otrzymamy:

$$e = + \sqrt{1 + \frac{4\eta^2}{\varepsilon^2} \sin^2 \varphi \left(1 - \frac{\varepsilon}{\eta}\right)}.$$

Stąd widać, że tory będą: przy  $\varepsilon < \eta$  hiperbola, przy  $\varepsilon = \eta$  — parabola i przy  $\varepsilon \geq \eta$  — elipsa.

W obu pierwszych przypadkach elektron dochodzi do zewnętrznej kuli przy dowolnej wartości kąta wychodzenia  $\varphi$ . W przypadku eliptycznego ruchu odległość do punktu odogniskowego  $r_1$  będzie zależęć od kąta  $\varphi$ .

W ostatnim przypadku będzie ona równa:

$$r_1 = \frac{\varepsilon a(1+e)}{2(\varepsilon-\eta)}.$$

Jeśli niecentryczność  $e$  i  $r_1$  przy wzroście  $\varphi$  od 0 do  $\pi/2$  zmniejszają się, to przy  $\varphi = \pi/2$  odległość do punktu odogniskowego będzie najmniejsza. Ta najmniejsza odległość  $r_2$  będzie równa:

$$r_2 = \frac{b \cdot \varepsilon(1-\eta)}{2(\varepsilon-\eta)} \left[ 1 + \left( \frac{2\eta}{\varepsilon} - 1 \right) \right].$$

Widać, że przy  $\varepsilon \leq 2\eta - \eta^2$ ,  $r_1/b \geq 1$ , tj. w tych warunkach wszystkie elektrony, niezależnie od kierunku ich wylotu, będą osiągać zewnętrzną kulę. Z drugiej strony, według prawa zachowania energii, przy  $\varepsilon \geq 1$ , tj. przy  $eU \geq \frac{mv_0^2}{2}$  ani jeden elektron nie dojdzie do zewnętrznej kuli. Zatem zatrzymują się wszystkie elektrony o prędkości  $v_0$  w przedziale wartości  $\varepsilon$ :

$$1 \geq \varepsilon \geq 2\eta - \eta^2.$$

Jeśli stosunek promieni kul kondensatora będzie równy 10, to  $\eta = 0,9$  i warunki dla  $\varepsilon$  będą następujące:

$$1 > \varepsilon > 0,99.$$

Zatem przy hamującym polu o napięciu  $U$  takim, że  $eU = 0,99 \cdot \frac{1}{2}mv_0^2$ , wszystkie elektrony o prędkości  $v_0$  będą jeszcze dolatywać do zewnętrznej kuli, przy napięciu zaś  $U'$  takim, że  $eU' = \frac{1}{2}mv_0^2$ , ani jeden elektron nie dotrze do niej i wszystkie elektrony wrócą na wewnętrzną kulę [31], [41] będącą emiterym.

Elektrony opuszczają powierzchnię emitera z różnymi prędkościami. Przyczyną tego jest wyrzucanie elektronów z różnych poziomów energetycznych, a także z nieco różnych głębokości.

Z przeprowadzonego rozumowania widzimy, że przez zastosowanie kondensatora kulistego otrzymaliśmy bardzo czułą metodę badania energii wylatujących elektronów, w której korzysta się ze wszystkich elektronów wylatujących w najrozmaitszych kierunkach.

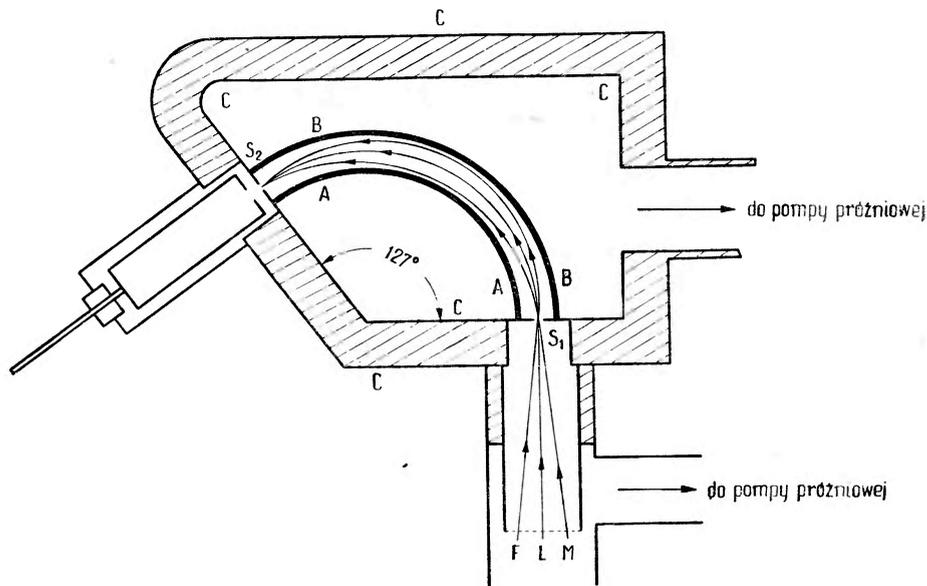
Rozpatrując w analogiczny sposób rozwiązanie zagadnień dla elektronów odbitych od zewnętrznej kuli (lub od badanej próbki) i poruszających się w polu kondensatora kulistego łatwo wykazać, że tylko znikoma część odbitych elektronów mogłaby trafić na wewnętrzną kulę.

Przedstawioną metodę pola hamującego w kondensatorze kulistym Łukirski i Prileżajew [42] określili stałą Plancka  $h$  i badali w różnych przypadkach rozkład prędkości fotoelektronów.

## Metoda ogniskowania elektronów w radialnym polu elektrostatycznym

Metoda jest w zasadzie analogiczna do układu Ramsauera [4] z polem magnetycznym.

W układzie Hughesa-Rojańskiego [43], [44], [45] polega ona na zastosowaniu ogniskującego działania radialnego pola elektrostatycznego. Elektrony wylatujące z pewną stałą prędkością średnią są ogniskowane w kondensatorze



Rys. 10. Schemat układu pomiarowego metodą ogniskowania radialnym elektrycznym polem w cylindrycznym kondensatorze:  $S_1$  — szczelina wejściowa,  $S_2$  — szczelina wyjściowa,  $A-B$  — cylindryczny kondensator,  $C$  — ściany komory,  $FLM$  — ślady elektronów w kolektorze

cylindrycznym  $A-B$  (rys. 10) po przebyciu drogi odpowiadającej kątowi  $127^{\circ}17'$ , nawet jeśli wektory ich prędkości niezupełnie się pokrywają.

Metoda ta mimo pewnych zalet nie znalazła dotychczas szerszego zastosowania do pomiarów energii kinetycznej fotoelektronów. Z tego względu, jak również i z braku miejsca autor nie będzie jej omawiać.

Z modyfikacją tej metody, zwanej metodą poprzecznego pola elektrycznego zetkniemy się jeszcze przy porównaniu wszystkich metod.

## Teoria rozkładu prędkości i energii elektronów

W fizyce cząsteczkowej z ilościowego rozkładu prędkości określonej liczby cząstek (elektronów)  $n$  można określić liczbę cząstek o prędkościach zawartych między wartościami  $v_1$  i  $v_1 + dv$  (zakreskowany pasek powierzchni na rys. 11).

Matematycznie biorąc krzywa ilościowego rozkładu prędkości podana jest przez przebieg funkcji:

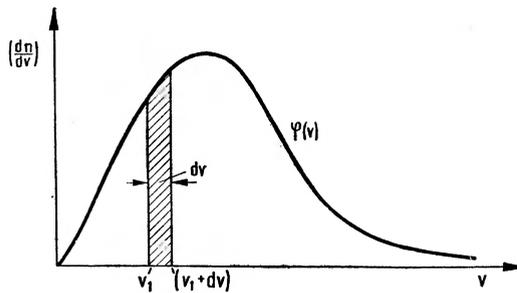
$$\frac{dn}{dv} = \varphi(v), \quad (14)$$

gdzie  $\varphi(v) \cdot dv$  oznacza liczbę cząstek, których prędkość leży w przedziale od  $v$  do  $v+dv$ , oraz

$$\int_{v=0}^{v=\infty} \varphi(v) dv = Z_0 \quad (15)$$

oznacza całkowitą liczbę cząstek (powierzchnia zawarta między krzywą  $\varphi(v)$  i osią odciętych).

Z definicji tej wynika np. znana maxwellowska krzywa rozkładu prędkości molekuł w zbiorniku gazowym znajdującym się w równowadze termicznej.



Rys. 11. Krzywa rozkładu prędkości

Analogicznie wyznacza się ilościowy rozkład energii określonej liczby cząstek, podany przebiegiem funkcji:

$$\frac{dN}{dE} = \chi(E), \quad (16)$$

gdzie  $\chi(E)dE$  oznacza liczbę cząstek, których energia zawiera się w przedziale od  $E$  do  $E+dE$ ;

$$\int_{E=0}^{E=\infty} \chi(E) dE = Z_0 \quad (17)$$

jest tutaj też całkowitą liczbą wszystkich cząstek.

Z kolei przekształcimy rozkład prędkości na rozkład energii. Zakładamy, że na rys. 12 dany jest określony ilościowy rozkład prędkości  $\frac{dn}{dv} = \varphi(v)$ , pytamy zaś o odpowiadającą mu krzywą rozkładu energii. Współzależność między nimi dotyczy liczby elektronów znajdujących się w przedziale prędkości od  $v_1$  do  $v_1+dv$ .  $E_1$  i  $v_1$  spełniają równanie energii:

$$E_1 = \frac{1}{2} m v_1^2 \quad (18)$$

które można przedstawić w postaci różniczkowej:

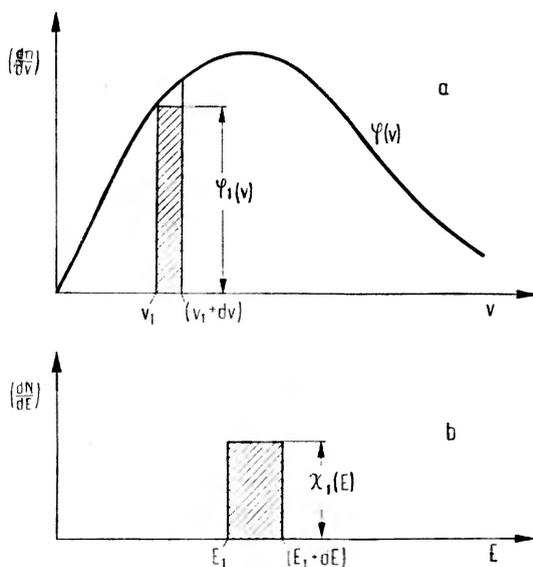
$$(dE)_1 = m v_1 \cdot (dv)_1 . \quad (19)$$

Szerokość pasma energii  $(dE)_1$  otrzymuje się więc mnożąc  $m v_1$  przez szerokość pasma prędkości  $(dv)_1$ . Aby liczba cząstek w tych pasmach była taka sama, należy podzielić odpowiednio odcinki  $\left(\frac{dn}{dv}\right)_1$  przez  $m v_1$ .

Wówczas otrzymamy:

$$\left(\frac{dN}{dE}\right)_1 = \frac{1}{m v_1} \cdot \left(\frac{dn}{dv}\right)_1 . \quad (20)$$

Jeśli chcemy następnie otrzymać z krzywej ilościowego rozkładu prędkości odpowiadającą jej krzywą ilościowego rozkładu energii, to musimy odcięte pomnożyć przez  $m v$ , a rzędne podzielić przez  $m v$ . Odwrotnie zaś — dla otrzy-



Rys. 12. Przykład przekształcenia krzywej rozkładu prędkości (a) na krzywą rozkładu energii (b)

mania z krzywej ilościowego rozkładu energii, odpowiadającej jej krzywej ilościowego rozkładu prędkości.

Można to zilustrować na dwóch przykładach liczbowych. Przyjmijmy najpierw stały ilościowy rozkład prędkości  $\varphi(v) = \text{const}$ . (porównaj rys. 13a). Odpowiadający mu ilościowy rozkład energii nie jest stały, lecz jest określony przebiegiem funkcji:

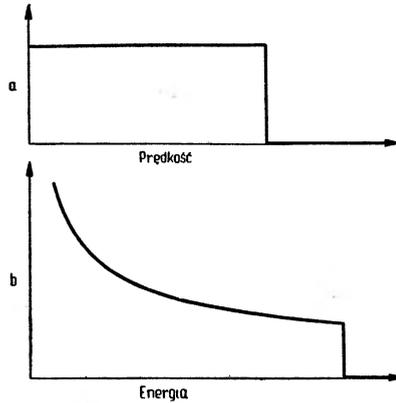
$$\chi(E) = \varphi(v) \cdot \frac{\Delta v}{\Delta E} = \text{const} \frac{1}{\sqrt{2mE}} \quad (21)$$

(porównaj rys. 13b).

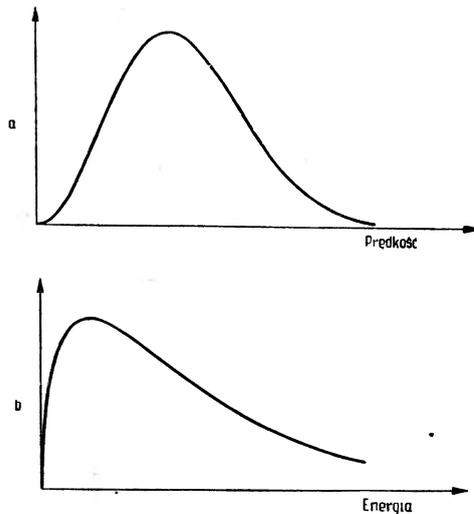
W drugim przypadku założmy rozkład prędkości Maxwella podany wyrażeniem:

$$\varphi(v) \sim v^2 e^{-av^3}. \quad (22)$$

Bywa ono często używane do porównań z mierzonym rozkładem prędkości elektronów.



Rys. 13. Stały ilościowy rozkład prędkości i odpowiadający mu ilościowy rozkład energii (powierzchnie zawarte między krzywymi rozkładu a osiami współrzędnych przedstawione na rys. 3a i b są sobie równe)



Rys. 14. Maxwellowski rozkład prędkości i odpowiadający mu ilościowy rozkład energii

Stosując teraz poprzednio przyjęte wnioski, przekształćmy rozkład prędkości Maxwella [33] na odpowiadający mu rozkład energii. Otrzymamy funkcję:

$$\chi(E) \sim \sqrt{E} \cdot e^{-\beta E}. \quad (23)$$

Maxwellowska krzywa rozkładu prędkości i odpowiadająca jej krzywa rozkładu energii pokazane są na rys. 14a i b. Rozkłady Maxwella [33] są ilościowymi rozkładami według prędkości i energii. Gdy porównujemy jakąkolwiek otrzymaną z pomiarów krzywą rozkładu z rozkładem maxwellowskim w celu uzyskania jakichś informacji o fizycznym stanie badanej cząstki, to należy porównać przez transformację jej znaleziony ilościowy rozkład prędkości z maxwellowskim rozkładem prędkości (rys. 14a). Na podstawie literatury autor porównał eksperymentalnie otrzymany przebiegi rozkładu w trzech stosowanych metodach pomiarowych.

### Porównanie sposobów wyznaczania rozkładu prędkości i energii kinetycznej elektronów różnymi metodami pomiarowymi

#### a) Metoda magnetycznego pola poprzecznego

W metodzie tej strumień elektronów zatacza tor kołowy, którego promień jest związany z natężeniem pola magnetycznego i prędkością cząstek znanym równaniem (3).

Stosuje się dwie odmiany tej metody:

1) Natężenie pola jest utrzymywane na stałym poziomie, a przestrzenny rozkład elektronów jest analizowany ruchomym kolektorem.

2) Odległość kolektora od punktu wejściowego strumienia jest stała, przez zmianę zaś natężenia pola kieruje się do kolektora kolejno elektrony strumienia o różnej prędkości w trwale utrzymywanym półkołu. Obie te metody wytworzenia pola poprzecznego nie są sobie równoważne, ponieważ bezpośrednio otrzymane wartości pomiarowe w obu przypadkach są różne.

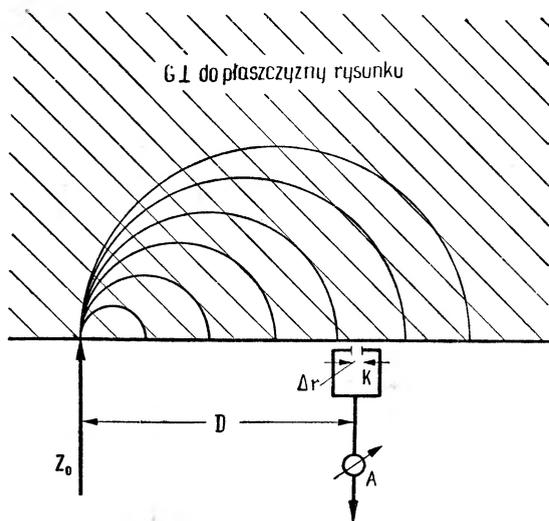
W pierwszym przypadku prąd  $I$  w kolektorze  $K$  mierzony jest jako funkcja odległości kolektora (porównaj rys. 15a). Przy stałym polu magnetycznym  $H$  prąd  $I$  jest proporcjonalny do funkcji  $\varphi(v)$ , przy czym  $v$  jest prędkością, z jaką cząstki docierają do kolektora przy danej wartości  $H$ ; dalej  $v$  jest proporcjonalne do szerokości obejmowanego zakresu prędkości  $\Delta v$ :

$$I \sim \varphi(v) dv. \quad (24)$$

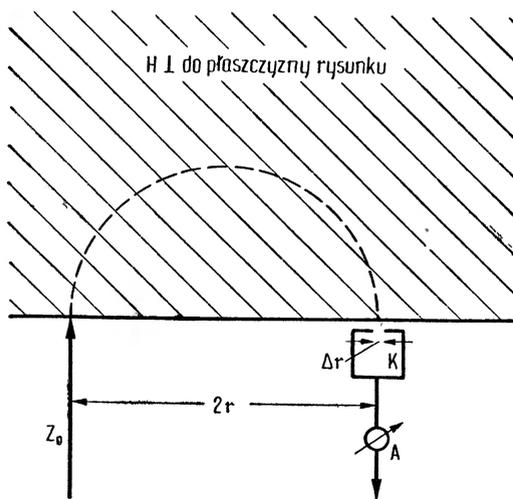
Zakres prędkości  $\Delta v$  jest określony stałą szerokością  $\Delta r$  otworu, przez który cząstki wpadają do kolektora. Z równania (3) otrzymujemy:

$$H \cdot \frac{e}{m} \cdot \Delta r = \Delta v. \quad (25)$$

W rozpatrywanym tu specjalnym przypadku mamy stałe  $H$ ,  $e/m$ ,  $\Delta r$ , przy czym  $\Delta v$  ma we wszystkich miejscach kolektora  $K$  tę samą wartość. Dla otrzymania rzędnej  $\varphi(v)$  ze zmierzonej wartości  $I$ , należy podzielić  $I$  przez stały czynnik.



a



b

Rys. 15. a) Metoda poprzecznego pola magnetycznego:  $H = \text{stałe}$ ,  $D = \text{zmiennie}$ . b) Metoda poprzecznego pola magnetycznego:  $H = \text{zmiennie}$ ,  $r = \text{stałe}$ . Uwaga: na rys. 15a zamiast oznaczenia  $G_{\perp}$  powinno być  $H_{\perp}$

Wartość mierzona jest więc wprost proporcjonalna do szukanej rzędnej  $\varphi(v)$ . Z drugiej strony z równania (3) przy stałej wartości  $H$  otrzymujemy:

$$v = \left( H \cdot \frac{e}{m} \right) \cdot r = \left( H \cdot \frac{e}{2m} \right) \cdot D. \quad (26)$$

Dla otrzymania odciętej  $v$  szukanego ilościowego rozkładu prędkości należy pomnożyć zmienną  $D$  tylko przez jeden stały czynnik. ( $D$  jest to odległość między strumieniem wpadającym a ruchomym kolektorem).

W przypadku drugim (porównaj rys. 15b), prąd  $I$  w kolektorze  $K$  jest mierzony jako funkcja natężenia pola magnetycznego  $H$ . Według wzoru (25) jest on proporcjonalny do  $\varphi(v)\Delta v$ . Jeśli do równania (26) wprowadzimy dla  $\Delta v$  stałą aparaturową (związaną z wielkością otworu w klatce)  $\Delta r$  i wyeliminujemy  $H$  z równania (3), to otrzymamy:

$$I \sim \varphi(v) \cdot \frac{v}{\frac{e}{m} \cdot r} \cdot \frac{e}{m} \cdot \Delta r \sim \left(\frac{\Delta r}{r}\right) \cdot v \cdot \varphi(v). \quad (27)$$

W metodzie tej mierzona jest jako rzędna nie wielkość różniąca się tylko czynnikiem stałym, jak to było w przypadku  $I$ , lecz wielkość proporcjonalna do  $[v \cdot \varphi(v)]$ . Dla otrzymania rzędnej  $\varphi(v)$  szukanego ilościowego rozkładu prędkości ze zmierzonej wartości  $I$ , musimy ją podzielić przez czynnik stały  $\left(\frac{\Delta r}{r}\right)$  oraz przez zmienne wartości prędkości  $v$  poszczególnych odciętych. Przy stałym  $r$  otrzymujemy dalej równanie:

$$|v| = |H| \left(\frac{e}{m} \cdot r\right) = H \cdot \text{const}. \quad (28)$$

Aby więc otrzymać odciętą  $v$  szukanego ilościowego rozkładu prędkości, należy pomnożyć mierzone natężenie pola  $H$  tylko przez czynnik stały. Metodą poprzecznego pola magnetycznego z nieruchomym kolektorem i zmiennym natężeniem pola można otrzymać krzywą  $I = f(H)$ , która, pominawszy czynnik stały, przekształca się po podzieleniu jej rzędnych przez  $v$  (lub według równania (28) przez  $H$ ) w szukany ilościowy rozkład prędkości elektronów strumienia.

## b) Metoda elektrycznego pola hamującego

W tej metodzie (rys. 16) do kolektora  $K$  docierają te wszystkie elektrony początkowego strumienia, których energia wyrażona w voltach jest większa niż różnica potencjałów  $U_z$  między  $S_1$  a  $S_2$ :

$$I = \int_{E=eU_z}^{E=\infty} \chi(E) dE. \quad (29)$$

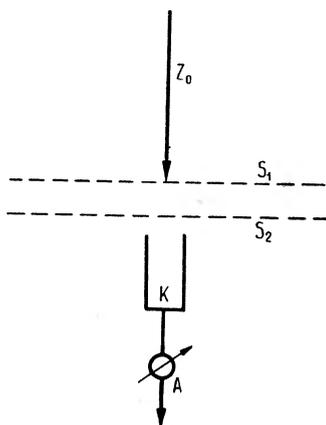
Bez pola hamującego ( $U_z = 0$ ):

$$I = \int_{E=0}^{E=\infty} \chi(E) dE = Z_0 \quad (30)$$

czyli  $Z_0$  równa się całkowitej liczbie wyemitowanych elektronów.

Dla otrzymania rzędnej  $\chi(E)$  szukanego ilościowego rozkładu energii należy z wartości pomiarowej  $I$  utworzyć dla każdego punktu krzywej pomiarowej wyrażenie  $\frac{dI}{dV}$ . Odcięta  $E$  szukanego ilościowego rozkładu energii jest proporcjonalna do  $U_z$ . W metodzie elektrycznego pola hamującego otrzymuje się

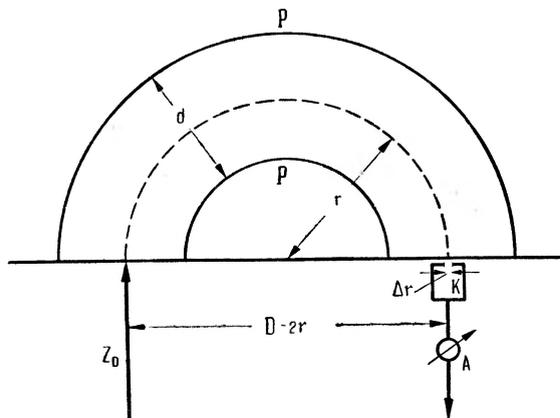
więc szukana krzywą ilościowego rozkładu według energii  $\frac{dN}{dE} = \chi(E)$  w ten sposób, że przy zachowaniu mierzonej różnicy potencjałów  $U_z$  jako odciętej, podaje się pochodną krzywej mierzonej jako nową rzędną.



Rys. 16. Urządzenie badawcze w metodzie pola hamującego

### c) Metoda elektrycznego pola poprzecznego

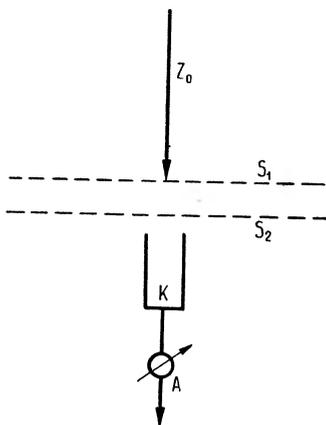
W metodzie tej strumień badanych cząstek wpada w pole poprzeczne kondensatora *pp* (pokazanego na rys. 17), którego płytki są wygięte cylindrycznie dla stworzenia jednakowych warunków odchylenia dla wszystkich punktów



Rys. 17. Metoda poprzecznego pola elektrycznego ( $D = 2r = \text{stałe}$ )

promienia. Pole leży w płaszczyźnie rysunku. Dla celów praktycznych wystarczy rozważyć jedynie przypadek, gdy kolektor *K* jest nieruchomy, a natężenie pola poprzecznego zmienne, przy czym stały otwór kolektora jest jednako oddalony od obu płytek kondensatora *PP*.

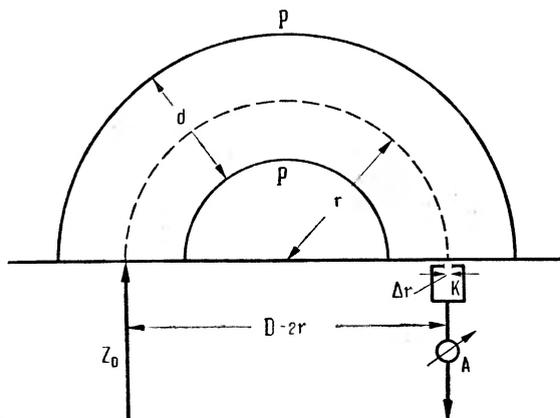
więc szukana krzywą ilościowego rozkładu według energii  $\frac{dN}{dE} = \chi(E)$  w ten sposób, że przy zachowaniu mierzonej różnicy potencjałów  $U_z$  jako odciętej, podaje się pochodną krzywej mierzonej jako nową rzędną.



Rys. 16. Urządzenie badawcze w metodzie pola hamującego

### e) Metoda elektrycznego pola poprzecznego

W metodzie tej strumień badanych cząstek wpada w pole poprzeczne kondensatora *pp* (pokazanego na rys. 17), którego płytki są wygięte cylindrycznie dla stworzenia jednakowych warunków odchylenia dla wszystkich punktów



Rys. 17. Metoda poprzecznego pola elektrycznego ( $D = 2r = \text{stałe}$ )

promienia. Pole leży w płaszczyźnie rysunku. Dla celów praktycznych wystarczy rozważyć jedynie przypadek, gdy kolektor *K* jest nieruchomy, a natężenie pola poprzecznego zmienne, przy czym stały otwór kolektora jest jednako oddalony od obu płytek kondensatora *PP*.

Mierzmy prąd  $I$  wpadających do kolektora  $K$  elektronów, będący funkcją różnicy potencjałów  $U_c$  występującej między płytkami kondensatora. Zgodnie ze wzorem (29),  $I \sim \chi(E) \cdot \Delta E$ .

Związek między  $\Delta E$  a  $\Delta r$  określony jest zależnością:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{2E}{r} \quad (31)$$

lub, gdy odstęp między płytkami oznaczymy przez  $d$ , a różnicę potencjałów między płytkami kondensatora przez  $U_c$ :

$$\frac{e}{2d} \cdot U_c \cdot r = E.$$

Otrzymujemy więc wzór:

$$\Delta E = \frac{e}{2d} \cdot U_c \cdot \Delta r = E \cdot \left(\frac{\Delta r}{r}\right) \quad (32)$$

a stąd

$$I \sim \left(\frac{\Delta r}{r}\right) \cdot E \cdot \chi(E). \quad (33)$$

W metodzie tej mierzona jest wielkość proporcjonalna do  $[E \cdot \chi(E)]$ . Dla otrzymania rzędnej  $\chi(E)$  szukanego ilościowego rozkładu energii ze zmierzonej wartości  $I$ , należy ten prąd podzielić przez stałą  $\frac{\Delta r}{r}$  i przez wartość energii  $E$ , odpowiadającą poszczególnym odciętym. Przy stałym  $r$  otrzymujemy:

$$\left(\frac{e \cdot r}{2d}\right) \cdot U_c = E = \text{const} \cdot U_c \quad (34)$$

Aby otrzymać odciętą  $E$  szukanego ilościowego rozkładu energii, należy pomnożyć różnicę potencjałów  $U_c$  między płytkami odchylającymi kondensatora przez czynnik stały. Metodą poprzecznego pola elektrycznego o zmiennym natężeniu w kondensatorze odchylającym otrzymuje się więc krzywą  $I = f(U_c)$ , która przechodzi przy pominięciu czynników stałych po przedzieleniu jej rzędnych przez  $E$  (a więc według równania (34) przez  $U_c$ ) w szukany rozkład ilościowy energii strumienia badanych elektronów.

Wyniki rozmaitych metod pomiarowych zebrano w tablicy, która wyjaśnia, w jaki sposób otrzymuje się szukane ilościowe krzywe rozkładu prędkości i energii z wielkości zmierzonych różnymi metodami w celu wyznaczenia krzywych rozkładu. W najwyższym rzędzie znajduje się przeliczenie wartości zmierzonych dla otrzymania odciętych i rzędnych proporcjonalnych do współrzędnych  $v$  i  $\varphi(v)$  szukaney krzywej ilościowego rozkładu prędkości lub współrzędnych  $E$  i  $\chi(E)$  krzywej ilościowego rozkładu energii.

Tylko w przypadku metody poprzecznego pola magnetycznego przy stałym  $H$  zmierzone odcięte i rzędne pokrywają się bezpośrednio ze współrzędnymi szukaney krzywej ilościowego rozkładu prędkości. We wszyst-

## Zestawienie najczęściej stosowanych metod do analizy prędkości elektronów

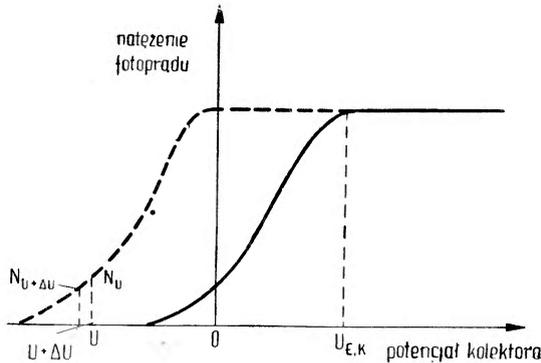
		Metody pomiarowe				
		pola hamujące	poprzeczne pole magnetyczne		poprzeczne pole elektryczne	
			stałe pole magnetyczne	zmienne pole magnetyczne		
bezpośrednie wartości pomiarowe	odcięta rzędna	napięcie hamujące $U_z$ prąd kolektora $I$	średnica toru kołowego $D$ prąd kolektora $I$	natężenie pola magnetycznego $H$ prąd kolektora $I$	napięcie na kondensatorze $U_c$ prąd kolektora $I$	
szukany ilościowy rozkład prędkości		$\sqrt{U_z}$ $\sqrt{U_z} \cdot \left(\frac{dI}{dU_z}\right)$	$\begin{matrix} D \\ I \end{matrix}$	$H$ $\frac{I}{H}$	$\sqrt{U_c}$ $\frac{I}{\sqrt{U_c}}$	jako odcięta jako rzędna
szukany ilościowy rozkład energii		$U_z$ $\left(\frac{dI}{dU_z}\right)$	$D^2$ $\frac{I}{D}$	$H^2$ $\frac{I}{H^2}$	$U_c$ $\frac{I}{U_c}$	jako odcięta jako rzędna

kich innych przypadkach trzeba przeliczyć krzywe rozkładu dla otrzymania nowych odciętych i rzędnych ilościowego rozkładu prędkości lub energii. Przykład przeliczenia: w metodzie magnetycznego pola ze stałym torem kołowym i ze zmiennym polem magnetycznym mierzy się bezpośrednio jako odcięta natężenie pola magnetycznego  $H$ , a do obliczenia rzędnej — prąd kolektora  $I$ . Jeśli z tych danych ma być obliczony ilościowy rozkład energii, to trzeba podstawić jako odcięta  $H^2$ , a jako rzędna  $\frac{I}{H^2}$ .

### Rozkład energii fotoelektronów w metodzie sferycznego pola hamującego według aktualnych badań

Pomiaru rozkładu energii elektronów Lenard [46] [29] dokonywał w ten sposób, że elektrony przebiegały odpowiednią różnicę potencjałów  $U$  w elektrycznym polu hamującym. Zmieniając  $U$  otrzymywano różne wartości natężenia prądu  $I$ , co przedstawiono w postaci krzywej  $I_f = f(U_h)$ . Z przebiegu tej krzywej można otrzymać całkowity rozkład energii po przesunięciu jej (rys. 18) o wartość napięcia kontaktowego tak, że oś rzędnych przechodzi przez punkt nasycenia.  $N_{U+4U}$  daje liczbę elektronów, które mogą

pokonać potencjał  $U + \Delta U$ , a których energia wynosi  $e(U + \Delta U)$  i więcej.  $N_{U+\Delta U}$  podaje liczbę elektronów, których energie znajdują się między  $eU$  i  $e(U + \Delta U)$ . Oblicza się więc liczbę elektronów niosących określoną energię w ten sposób, że początkową część krzywej kreskowanej (rys. 18) przesuwa się skokami o  $\Delta U$  i za każdym razem znajduje się odpowiadający temu fotoprąd. Odkładając przyrost prądu jako rzędną oraz odpowiadającą mu wartość średnią  $U$  i  $U + \Delta U$  jako odciętą, otrzymujemy krzywą rozkładu energii elektronów. Około roku 1950 Apker, Taft, a później i Arseniewa-Geil wykazali, że ze znalezionego przez zróżniczkowanie krzywych prądowo-napięciowych rozkładu można wyznaczyć energie  $\delta$ , które elektrony miały znajdując się na po-



Rys. 18. Krzywa zależności fotoprądu od napięcia (ciągła) przy naświetlaniu emitera światłem monochromatycznym

ziomach energetycznych emitera przed działaniem na nie kwantów światła, ponieważ energie  $E$  i  $\delta$  powiązane są wzorem

$$E = \delta + h\nu - (\delta_1 + \varphi_f) \quad (35)$$

gdzie:  $E$  to energia wylatującego elektronu,  $\delta$  — całkowita energia elektronu wewnątrz emitera,  $\delta_1$  — energia odpowiadająca najwyższemu zapełnionemu stanowi w pasmie walencyjnym. Niekiedy  $\delta_1 = \delta_F$ .

Powyższe rozważania należy czynić przy założeniu, że ruch elektronu do powierzchni emitera odbywa się bez strat energii [47]. Maksymalne zaś energie wyemitowanych elektronów określa się następującymi zależnościami:

$$E_{\max} = h\nu - \varphi_M = e(V_s - V_0) \quad (36)$$

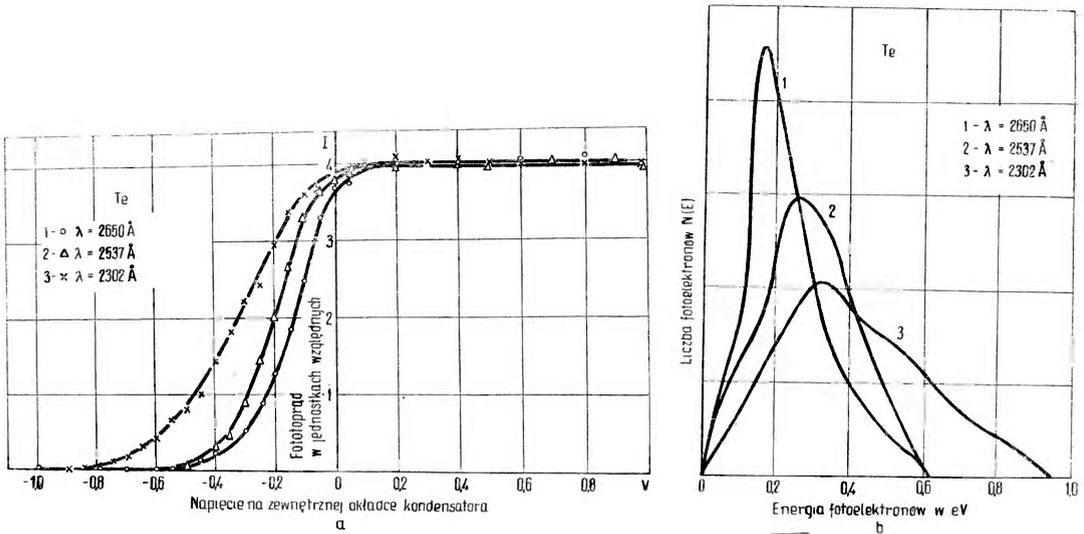
i

$$E'_{\max} = h\nu - \varphi_t - \delta = h\nu - \varphi_f = e(V'_s - V'_0) \quad (37)$$

odpowiednio dla metalu i półprzewodnika, gdzie:  $\varphi_M$  — praca wyjścia z emitera metalicznego,  $V_s$  — potencjał nasycenia równy kontaktowej różnicy potencjałów,  $V_0$  — potencjał hamowania, przy którym żaden elektron nie dochodzi już do kolektora,  $\varphi_t$  — termoelektronowa praca wyjścia rozpatrywanego półprzewodnika,  $\delta$  — energetyczna odległość poziomu Fermiego od najwyższego po-

ziomu energetycznego, z którego wzbudzone są fotoelektrony,  $\varphi_f$  — fotoelektryczna praca wyjścia.

Obecnie najczęściej stosowanym sposobem otrzymywania tej krzywej jest graficzne zróżniczkowanie krzywych hamowania [27], [48], [49] (rys. 8, 18)  $I_f = f(U_h)$  uzyskanych z pomiarów. Dla ilustracji autor zamieszcza na rys. 19a



Rys. 19. Prądowo-napięciowe krzywe hamowania i graficznie zróżniczkowane dla Te. a)  $I_f = f(U_h)$  naświetlanego trzema długościami fal, b)  $E = \varphi[N(E)]$  czyli rozkład ilości fotoelektronów w zależności od ich energii

zdjęte charakterystyki prądowo-napięciowe dla Te, a na rys. 19b — rozkład liczby wyemitowanych fotoelektronów w funkcji ich energii, uzyskany przez graficzne zróżniczkowanie tych krzywych. Aby zmniejszyć błąd powstały przez graficzne różniczkowanie, wykonuje się je zazwyczaj kilkakrotnie i porównuje wyniki korygując odpowiednio kształt krzywej rozkładu energii lub prędkości fotoelektronów. Przy odpowiedniej zaś geometrii emitera i kolektora  $\left( \frac{R_{\text{emitera}}^2}{R_{\text{kolektora}}^2} \leq \right.$

$\leq 0,01$ ) można pominąć błędy w rozkładzie energetycznym związane z nieradialnym kierunkiem ruchu elektronów do kolektora. Prócz tego odbicia elektronów od kolektora można nie brać pod uwagę, gdyż prawdopodobieństwo ich trafienia z powrotem na niewielką powierzchnię emitera jest bardzo małe.

Należy podkreślić, że dokładność metody potencjału hamującego w kondensatorze sferycznym polega na tym, że potencjały zatrzymujące dla metalu  $V_0$  i dla półprzewodnika  $V'_0$  nie zależą od pracy wyjścia emitera. Teoretycznie biorąc niejednorodność powierzchni, powodująca zmiany pracy wyjścia w różnych punktach emitera, nie powinna zniekształcać wyników w pobliżu  $V_0$  i  $V'_0$ .

Należy jeszcze zauważyć, że gdy różnica potencjałów kontaktowych między kolektorem i emiterym  $U_k$  jest równa zero, początek obszaru nasycenia krzywej prądowo-napięciowej w punkcie  $U_{K-E} = 0$  ( $U_{K-E}$  — stałe napięcia przykładowe potencjometrycznie między kolektorem a emiterym).

Gdy  $eU_K > 0$ , obszar nasycenia przesuwa się w stronę dodatnich napięć  $U_{K-E}$ ; gdy  $eU_K < 0$ , występuje zjawisko odwrotne. Wszystkie napięcia  $U_{K-E}$  mniejsze od napięcia odpowiadającego początkowi obszaru prądu nasycenia są więc dla fotoelektronów napięciami hamującymi. Wykonane za pomocą kondensatora kulistego charakterystyki prądowo-napięciowe można również zastosować do uzyskania rozkładu liczby fotoelektronów według energii. Jeżeli  $N(E)dE$  stanowi liczbę elektronów wyrzucenych z emiterym w jednostce czasu z energiami zawartymi w przedziale od  $E$  do  $E + dE$ , to liczba elektronów dochodzących do kolektora przy potencjale hamującym  $U$  czyli po prostu prąd fotoefektu, określony jest przez całkę:

$$I_f(U) = e \int_{eU}^{\infty} N(E) dE \quad (38)$$

stad

$$N(E) = -\frac{1}{e^2} \left[ \frac{dI_f(U)}{dU} \right] \quad (39)$$

jeśli  $eU = E$ .

### Funkcja $N(E)$

Funkcję rozkładu fotoelektronów według energii  $N(E)$  otrzymano w następujący sposób. Prawdopodobieństwo tego, że kwant światła padającego pobudzi elektron i spowoduje jego wyrzucenie poza powierzchnię kryształu (ciała) z energią kinetyczną  $E$  leżącą w przedziale od  $E$  do  $E + dE$ , podaje następujący wzór:

$$N(\nu, E) dE = p(\nu, \varepsilon) f(\varepsilon) n(\varepsilon) d\varepsilon \quad (40)$$

gdzie:  $N(\nu, e)$  jest funkcją rozkładu fotoelektronów według energii;  $p(\nu, \varepsilon)$  jest prawdopodobieństwem przejść kwantowych zachodzących podczas fotoemisji;  $n(\varepsilon)$  — gęstością stanów kwantowych w kryształach, a  $f(\varepsilon)$  — funkcją Fermiego równą:

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp \frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{kT}} \quad (41)$$

Energia wyrzucenych fotoelektronów  $E$  jest związana z energią elektronów w kryształach zależnością (35), gdzie:  $\varepsilon_F$  — poziom Fermiego odpowiadający najwyższym stanom kwantowym zapełnionym elektronami w metalu w  $0^\circ \text{K}$ .

Prawdopodobieństwo przejść  $p(\nu, \varepsilon)$  można obliczyć w tym przypadku, gdy znane są funkcje falowe elektronów biorących udział w przejściach kwantowych.

Dla uzyskania chociażby z grubsza wyobrażenia o funkcji  $N(\nu, E)$  zakłada się, że  $p(\nu, \varepsilon)$  może być przedstawione jako iloczyn dwóch funkcji:

$$p(\nu, \varepsilon) = s(\nu, \varepsilon)t(\varepsilon + h\nu) \quad (42)$$

gdzie funkcja  $s(\nu, \varepsilon)$  oznacza prawdopodobieństwo wzbudzenia elektronu ze stanu o energii  $\varepsilon$  do stanu o energii  $\varepsilon + h\nu$ , a funkcja  $t(\varepsilon + h\nu)$  oznacza prawdopodobieństwo tego, że elektron, który przeszedł do stanu o energii  $\varepsilon + h\nu$  wyleci poza powierzchnię kryształu.

Oczywiste jest, że funkcja  $t(\varepsilon + h\nu) = 0$ , gdy  $E = 0$  i powinna wzrastać przy dużych wartościach  $E$ .

W pierwszym przybliżeniu zakłada się, że:

$$t(\varepsilon + h\nu) \sim E. \quad (43)$$

Takie założenie czyni się rozpatrując zewnętrzny fotoefekt z metali, a więc przybliżenie sprowadza się do tego, że:

$$p(\nu, \varepsilon)n(\varepsilon) \sim E, \quad (44)$$

co również zgodne jest z wykonanymi obliczeniami.

Rozpatrując półprzewodniki przyjmuje się, że:

$$s(\nu, \varepsilon) \sim q(\nu)(\varepsilon_F^3 - \delta - \varepsilon)^m = q(\nu)(E'_{\max} - E)^m \quad (45)$$

gdzie funkcja  $s(\nu, \varepsilon)$  rozdziela się na dwie części: część  $q(\nu)$ , zależną od  $\nu$  światła wzbudzającego elektrony i część  $(E'_{\max} - E)^m$  — zależną od energii elektronu,  $m$  — to parametr zależny od rozkładu stanów kwantowych w pasmie zapełnionym, oraz od postaci zależności prawdopodobieństwa wzbudzenia elektronów od ich energii  $\varepsilon$ .

Z równań (40) i (45) wynika, że funkcję rozkładu fotoelektronów według energii określa następująca zależność:

$$\begin{aligned} (1) \quad N(\nu, E) &\sim q(\nu) \cdot E \cdot (E'_{\max} - E)^m \\ (2) \quad E'_{\max} &= e(V_s - V_0); \quad E = e(V_s - V) \\ (3) \quad F(m, V) &= (m+2) \cdot (1-V')^{m+1} - (m+1) \cdot (1-V')^{m+2}. \end{aligned} \quad (46)$$

Tak więc zależność względnego fotoprądu lub wydajności fotoelektrycznej od częstości i energii określa równanie podane przez Apkera-Tafta-Dickey:

$$\left(\frac{I}{I_s}\right) \quad \text{lub} \quad Y = \int_E^{E'_{\max}} N(\nu, E) dE \quad q(\nu) \cdot (h\nu - \varphi_f)^{m+2} (m+2) (1-V')^{m+1} + \\ + (m+1) (1-V')^{m+2} \quad (47)$$

gdzie:

$$V' = (V_s - V) \cdot (V_s - V_0) \quad \text{i} \quad \varphi_f = \varphi_t + \delta.$$

Wydaźność fotoelektryczna może być wyrażona w elektronach na kwant. Dolną granicę całkowania należy rozpatrywać jako funkcję  $V'$ . Przy danej częstotliwości wzór ten przyjmie postać:

$$\frac{I}{I_s} \sim F(m, V) \quad (48)$$

i przedstawia charakterystykę prądowo-napięciową, którą można porównać z wynikami doświadczenia. Zakładając w powyższym wzorze  $m = 0$  i  $\varphi_f = \varphi_t$ , tj.  $\delta = 0$ , otrzymujemy równanie Du Bridge'a dla idealnego metalu w temp.  $0^\circ \text{K}$  [50]. Jeżeli prócz tego założy się, że  $q(\nu) = \text{const}$  i  $V' = 0$ , to wzór (39) odpowiada znanemu równaniu Fowlera dla fotoemisji z metalu w temperaturze  $0^\circ \text{K}$  [51], [52].

Jeżeli emitowane fotoelektrony są wzbudzone ze stanów leżących w pobliżu górnej granicy pasma zapełnionego (co prawdopodobnie występuje w półprzewodnikach), to można skorzystać ze wzoru dla gęstości stanów kwantowych w pobliżu granicy tejże strefy:

$$n(\varepsilon) \sim (\varepsilon_F - \delta - \varepsilon)^{1/2}. \quad (49)$$

Jeżeli przy tym zgodnie z Weisskopfem i Apkerem [53] założymy, że  $s(\nu, \varepsilon)$  jest proporcjonalne do prędkości przesuwania się dziury powstałej w pasmie zapełnionym po usunięciu elektronu, to  $m = 1$ . Ze wzoru (47) można wykreślić dla różnych wartości  $m$  teoretyczne charakterystyki prądowo-napięciowe dla półprzewodników i porównać je z wykreślonymi w odpowiedni sposób krzywymi eksperymentalnymi.

Wartość  $m$  wyznacza się z tych krzywych teoretycznych, które najlepiej pasują do doświadczalnych. Niezależnie od tego wartość  $m$  można otrzymać ze spektralnego rozkładu wydaźności fotoemisji.

Funkcja  $\frac{N(E)}{E}$

Wielkość  $s(\nu, \varepsilon)$  można otrzymać przez różniczkowanie charakterystyk prądowo-napięciowych i ocenę stosunku:  $\frac{N(E)}{E} \sim s(\nu, \varepsilon) n(\varepsilon)$ .

W przypadku metali prawdopodobieństwo  $s(\nu, \varepsilon)$  nie zależy w sposób istotny od energii elektronu  $\varepsilon$ , prócz tego  $n(\varepsilon)$  jest prawie stałe w niewielkim

obszarze energii  $\xi$ . Zatem dla metali funkcja  $\frac{N(E)}{E}$  jest praktycznie biorąc identyczna z funkcją Fermiego  $f(\xi)$ .

W przypadku półmetali z wystarczającym przybliżeniem funkcję  $\frac{N(E)}{E}$  można uważać za proporcjonalną do iloczynu  $s(\nu, \xi)n(\xi)f(\xi)$ .

W przypadku półprzewodników:  $\frac{N(E)}{E} \sim s(\nu, \xi)n(\xi)$ . W czystych półprzewodnikach zakładamy, że górna granica pasma zapelnionego leży o kilka dziesiątych eV poniżej  $\xi_F$ , więc funkcja Fermiego  $f(\xi)$  przybiera w temperaturze 300° K wartość bardzo bliską jedności.

Funkcję  $\frac{N(E)}{E}$  można obliczyć z krzywych rozkładu fotoelektronów wg energii. Na podstawie tego, że maksimum liczby fotoelektronów najczęściej leży w obszarze niskich energii, przypuszcza się, że fotoelektrony w półprzewodnikach powinny być pobudzane przez światło głównie z głęboko leżących poziomów energetycznych (a więc z pasma zapelnionego).

Tak więc rozkład fotoelektronów wg energii dla półprzewodników winien być określany przez trzy następujące czynniki:

- 1) rozkład gęstości elektronów na poziomach kwantowych w strefie zapelnionej lub w pasmie poziomów lokalnych, utworzonym przez domieszki;
- 2) przez prawdopodobieństwo  $s(\nu, \xi)$  przejścia elektronowego ze stanu energii  $\xi$  do stanu o energii  $\xi + h\nu$ , wystarczającej do tego, aby elektron mógł wyjść poza powierzchnię kryształu;
- 3) przez prawdopodobieństwo  $t(\xi + h\nu)$  tego, że elektron o energii  $\xi + h\nu$  rzeczywiście opuści powierzchnię kryształu.

Na rozkład fotoelektronów według energii podczas fotoemisji z metali pewien wpływ wywierają straty energii elektronów w ich ruchu ku powierzchni.

Można uważać, że wpływ takich strat w przypadku półprzewodników i dielektryków jest mniejszy, gdyż bezpośrednie przekazanie energii przez elektrony siatce krystalicznej jest mało prawdopodobne, straty zaś wskutek zderzeń z elektronami swobodnymi z powodu ich małej liczby w pasmie przewodnictwa są bardzo nieznaczne.

*Abstract:* In this paper the author discusses in detail the methods of measurement of the distribution of the velocity and kinetic energy of the electrons emitted from the photocathode tested.

The main interest is focused on the method of deflection in the magnetic field and especially on the method of the electric retarding field.

In the next part it is explained how the curves of the numerical distribution of velocity and energy are obtained from quantities measured by various methods.

In the last chapter the modern measurements of photoemission in a spherical condenser are discussed. It is shown at the same time that from the curves of the energy distribution of the emitted photoelectrons certain information on the quantum states and the energy model of the emitters considered may be obtained.

### Literatura

- [1] M. Subotowicz, *Postepy Fizyki*, **6**, 402 (1955).
- [2] P. Lenard, C. Ramsauer, *Heidelb. Akad.*, **A. 28**, 17 (1910).
- [3] P. Lenard, C. Ramsauer, *Heidelb. Akad.*, **A. 16**, 7, (1911).
- [4] C. Ramsauer, *Ann. Phys.*, **45**, 961 (1914).
- [5] C. Ramsauer, *Ann. Phys.*, **45**, 1000 (1914).
- [6] C. Ramsauer, *Ann. Phys.*, **45**, 1122 (1914).
- [7] C. Ramsauer, *Ann. Phys.*, **45**, 1129 (1914).
- [8] C. Ramsauer, *Ann. Phys.*, **52**, 483 (1917).
- [9] C. Ramsauer, *Ann. Phys.*, **64**, 513 (1921).
- [10] C. Ramsauer, *Ann. Phys.*, **64**, 535 (1921).
- [11] C. Ramsauer, *Ann. Phys.*, **66**, 546 (1921).
- [12] C. Ramsauer, *Ann. Phys.*, **66**, 535 (1923).
- [13] C. Ramsauer, *Ann. Phys.*, **66**, 555 (1923).
- [14] C. Ramsauer, *Ann. Phys.*, **72**, 345 (1923).
- [15] O. Klemperer, *Z. Phys.*, **16**, 280 (1923).
- [16] O. Klemperer, *Ann. Phys.*, **15**, 361 (1932).
- [17] O. Klemperer, *Proc. Roy. Soc.*, **62**, 226 (1935).
- [18] O. Klemperer, *Phil. Mag.*, **20**, 545 (1935).
- [19] C. Ramsauer, R. Kollath, *Ann. Phys.*, **3**, 536 (1929).
- [20] R. Kollath, *Phys. Z.*, **38**, 206 Oben (1937).
- [21] R. Kollath, *Ann. Phys.*, **39**, 59 (1941).
- [22] H. Busch, *Phys. Z.*, **23**, 438 (1922).
- [23] M. Rusch, *Ann. Phys.*, **80**, 707 (1926).
- [24] G. Gaertner, *Ann. Phys.*, **8**, 135 (1931).
- [25] P. Görlich, *Z. Phys.*, **101**, 335 (1936).
- [26] W. Ende, *Phys. Z.*, **30**, 477 (1929).
- [27] R. Kollath, *Ann. Phys.*, **27**, 721 (1936).
- [28] G. Mönch, *Z. Phys.*, **47**, 522 (1926).
- [29] P. Lenard, *Ann. Phys.*, **8**, 149 (1902).
- [30] P. Lenard, *Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten*, Verlag Witner, Heidelberg 1918.
- [31] P. J. Łukirskij, *O fotoeffektie*, G. T. T. I., 1933.
- [32] A. Einstein, *Ann. Phys.*, **17**, 132 (1905).
- [33] O. W. Richardson, R. T. Compton, *Phil. Mag.*, **24**, 575 (1912).
- [34] R. A. Millikan, *Ber. Phys. Ges.*, **14**, 712 (1912).
- [35] A. E. Hennings, W. H. Kadesch, *Phys. Rev.*, **8**, 209 (1916).
- [36] R. A. Millikan, *Phys. Rev.*, **7**, 355 (1916).
- [37] R. A. Millikan, *Phys. Rev.*, **7**, 18 (1916).
- [38] A. Becker, *Ann. Phys.*, **58**, 393 (1919).
- [39] A. Becker, *Ann. Phys.*, **60**, 30 (1919).
- [40] A. E. Hennings, W. H. Kadesch, *Phys. Rev.*, **8**, 221 (1916).
- [41] J. Wojas, *Acta Phys. Polon.*, **31**, 745 (1967).

- [42] P. L. Łukirskij, S. S. Prileżajew, *Z. Phys.*, **49**, 236 (1928).  
[43] A. L. Hughes, *Phil. Trans.*, A. **212**, 205 (1913).  
[44] A. L. Hughes, V. Rojansky, *Phys. Rev.*, **34**, 284 (1929).  
[45] A. L. Hughes, J. H. Mc Millen, *Phys. Rev.*, **34**, 291 (1927).  
[46] P. Lenard, *Ann. Phys.*, **12**, 715 (1903).  
[47] A. N. Arseniewa-Gejl, *Wnieszniej fotoeffekt s poluprowodnikow i dielektrikow*, Gosud. Izdat. T. T. L., Moskwa, 1957.  
[48] P. Vetterlein, *Ann. Phys.*, **35**, 251 (1939).  
[49] L. Apker, E. Taft, J. Dickey, *Phys. Rev.*, **74**, 1462 (1948).  
[50] Ł. A. DuBridge, *Uspiechy Fiziczeskich Nauk*, **19**, 74 (1938).  
[51] R. H. Fowler, *Phys. Rev.*, **38**, 45 (1931).  
[52] R. H. Fowler, *Statistical Mechanics*, Cambridge 1936.  
[53] V. E. Weisskopf, L. W. Apker, *Phys. Rev.*, **60**, 170 (1941).

*Jerzy Dera, Jerzy Olszewski*

Stacja Morska Zakładu Geofizyki PAN  
Sopot

## Wybrane zagadnienia fizyki morza

### Część III. Widzialność podwodna \*

Some Problems of Sea Physics

Part III. The Underwater Visibility

#### 1. Wstęp

Widzialność, czyli rozróżnialność przedmiotów oddalonych w wodzie od obserwatora stanowi ważny i trudny problem optyki morza. Jego ważność wynika przede wszystkim z szybko wzrastających potrzeb techniki podwodnych prac badawczych i konstrukcyjnych. Trudności związane z widzialnością podwodną powodowane są zasadniczo właściwościami absorpcyjno-rozpraszającymi ośrodka omawianymi w części pierwszej cyklu wybranych zagadnień fizyki morza [1].

Selektywna absorpcja światła jest główną przyczyną zakłóceń w widzeniu barwnym, wpływa też w znacznym stopniu na osłabianie promieni oświetlających przedmiot i promieni tworzących obraz w całym przedziale widma. Zasadniczy problem stwarza jednak rozpraszanie światła na zawiesinach, które jest praktycznie nieselektywne w przedziale widzialnym ze względu na duże rozmiary zawiesin w większości wód naturalnych. Rozpraszanie silnie osłabia promieniowanie użyteczne w tworzeniu obrazu i co najgorsze, obniża kontrast obrazu poprzez tworzenie w przestrzeni wodnej znacznej domieszki promieniowania rozproszonego w kierunku obserwatora. W rezultacie w najczystszych wodach naturalnych przedmioty rozróżnialne są najdalej z odległości ok. 70 m, podczas gdy powszechnie spotykany jest zasięg widzenia od kilku do kilkunastu metrów w morzach i od jednego do kilku metrów w zatokach, w dynamicznych strefach brzegowych mórz i w wodach śródlądowych.

\* Część I patrz *Postępy Fizyki*, 17, No 5 (1966); część II 19, No 2 (1968).

## 2. Wielkości opisujące jakość obrazu pod wodą

Widzialność przedmiotu z odległości  $r$  uzależniona jest rozkładem tzw. radiacji rzeczywistej  $L_0$ , tj. emitowanej (odbitej) przez przedmiot i rozkładem radiacji pozornej  $L_r$ , tj. obserwowanej w odległości  $r$  po jej zmodyfikowaniu przez środowisko. Zależność tej drugiej od pierwszej oraz od warunków panujących w rozpatrywanym ośrodku opisuje w zasadzie ogólne równanie przenoszenia energii promienistej [1], które za Preisendorferem [2] zapiszemy w postaci:

$$\frac{dL(z, \Theta, \Phi)}{dr} = -c(z)L(z, \Theta, \Phi) + L_*(z, \Theta, \Phi) \quad (1)$$

gdzie  $L$  oznacza tu tzw. radiację właściwą, tj. strumień energii promienistej o ustalonej długości fali, na głębokości  $z$ , biegnący w kierunku  $\Theta, \Phi$ ;  $c$  — całkowity współczynnik osłabiania. Zakłada się przy tym poziomą stratyfikację hydrozoli, tzn., że  $c$ ,  $L$  i  $L_*$  zależą w przestrzeni tylko od głębokości  $z$ . Jak pamiętamy [1],  $L_*$  reprezentuje radiację powstałą na drodze  $dr$  i w kierunku  $r$  na skutek rozpraszania dowolnych innych radiacji  $L(z, \Theta', \Phi')$ .  $L_*$  nazywa się funkcją drogową i wyraża jak w równaniu (7) pracy [1], co można zapisać w postaci:

$$L_*(z, \Theta, \Phi) = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \beta(z, \Theta, \Phi, \Theta', \Phi') L(z, \Theta', \Phi') \sin \Theta' d\Theta' d\Phi' \quad (2)$$

gdzie  $\beta$  — objętościowa funkcja rozpraszania.

Równanie (1) zapisane krótko będzie:

$$\frac{dL}{dr} = -cL + L_* \quad (3)$$

co można także wyrazić w postaci:

$$\frac{dL}{dr} = c(-L + L_q), \quad (4)$$

gdzie  $L_q = \frac{L_*}{c}$  jest tzw. radiacją równoważną lub radiacją źródłową.

Zauważmy jeszcze, że głębokość źródła radiacji pod wodą (np. tarczy)  $z_t$  może być różna od głębokości obserwacji  $z$ . Wówczas rozpatrywana geometryczna droga promieni  $r$  od tarczy do punktu obserwacji daje się wyznaczyć z prostej zależności  $z = z_t - r \cos \Theta$  (p. rys. 1). Przy założeniu, że znana jest wartość  $L_*$ , równanie (3) jest równaniem różniczkowym liniowym pierwszego rzędu. Przyjmując  $L_* = 0$  otrzymujemy jego postać jednorodną, której formalne rozwiązanie wyraża transmisję radiacji lub tzw. transmisję wiązki promieni  $T_r$  na drodze  $r$ :

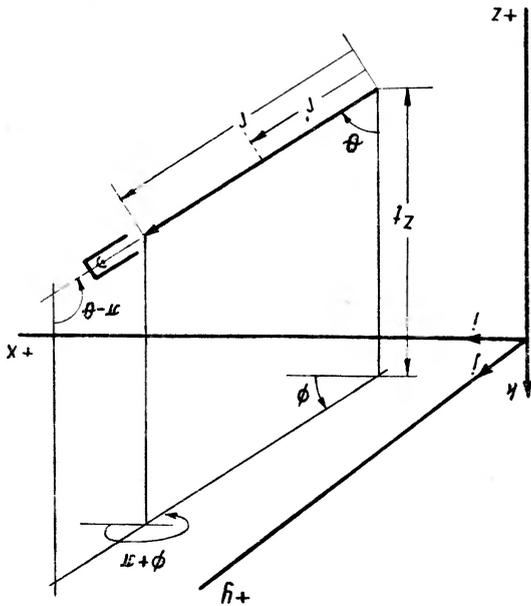
$$T_r = \frac{L_r^0}{L_0} = \exp \left[ - \int_0^r c(r') dr' \right] = e^{-\bar{r}} \quad (5)$$

gdzie  $\bar{r}$  — odległość optyczna.

Jak wspomniano na wstępie rozdz. 2,  $L_0$  i  $L_r$  oznaczają odpowiednio diającą rzeczywistą i pozorną czynność z odległości  $r$  od tarczy. W

$$L_r = L_0 e^{-r} + e^{-r} \int_r^0 L_r^* e^{-r'} dr',$$

Rozwiązanie ogólne równania (3) znajdujemy metodą zmienienia



Rys. 1. Geometryczne zależności występujące przy określaniu radiacji [2]

równania (5) transmitowaną radiacją rzeczywistą w odległości tarczy jest:

$$L_0^r = L^r L_0.$$

Transmitowaną radiacją drogową w odległości  $r$  od tarczy jest składnik prawej strony równania (6), który na podstawie równań (5) i (6) zapisac:

$$L_r^* = \int_r^0 L_r^* e^{-r'} dr'$$

Wobec (7) i (8) równanie (6) można krótko wyrazić w postaci:

$$L_r^* = L_0^r + L_r^*.$$

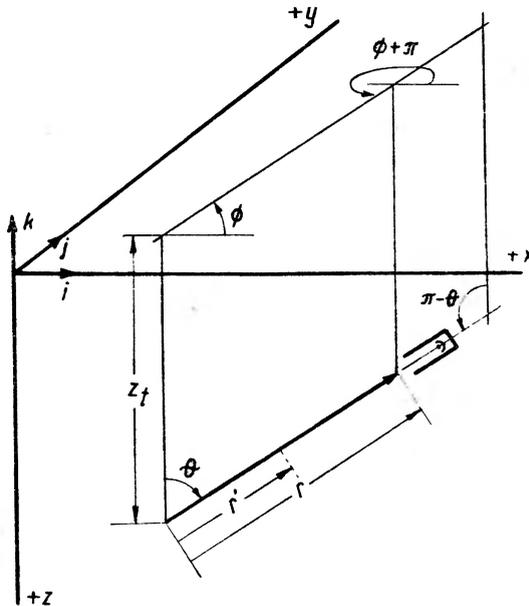
Jest to zarazem ogólne rozwiązanie równania przenoszenia (1). Jeśli  $e$  i  $z$  zależą od głębokości  $z$ , to możemy przyjąć [1], że

$$L_r^*(z) = L_r^*(0) e^{-Kz}$$

Rozwiązanie ogólne równania (3) znajdujemy metodą uzmiennienia stałej, skąd

$$L_r = L_0 e^{-\bar{r}} + e^{-\bar{r}} \int_0^{\bar{r}} L_* e^{-\bar{r}'} dr', \quad (6)$$

Jak wspomniano na wstępie rozdz. 2,  $L_0$  i  $L_r$  oznaczają odpowiednio radiację rzeczywistą i pozorną czyli obserwowaną z odległości  $r$  od tarczy. Wobec



Rys. 1. Geometryczne zależności występujące przy określaniu radiacji [2]

równania (5) transmitowaną radiacją rzeczywistą w odległości  $r$  od tarczy jest:

$$L_r^0 = T_r L_0. \quad (7)$$

Transmitowaną radiacją drogową w odległości  $r$  od tarczy jest drugi składnik prawej strony równania (6), który na podstawie równań (5) i (6) można zapisać:

$$L_r^* = \int_0^{\bar{r}} T_{r-r'} L_* dr' \quad (8)$$

Wobec (7) i (8) równanie (6) można krótko wyrazić w postaci:

$$L_r = L_r^0 + L_r^*. \quad (9)$$

Jest to zarazem ogólne rozwiązanie równania przenoszenia (1). Jeśli  $c$  i  $\beta$  zależą od głębokości  $z$ , to możemy przyjąć [1], że

$$L_*(z) = L_*(0) e^{-Kz} \quad (10)$$

(gdzie  $K(z, \Theta, \Phi)$  — współczynnik dyfuzyjnego osłabiania radiacji) i całka (8) daje rozwiązanie w postaci:

$$L_r^* = L_*(0) \int_0^r e^{-\alpha(r-r')} \cdot e^{-K[z+(r-r')\cos\theta]} dr' = \frac{L_*(z)}{c + K \cos\Theta} [1 - e^{-(c+K\cos\Theta)r}] \quad (11)$$

Po wstawieniu tego rozwiązania do równania (9) otrzymamy następujący wzór na radiację pozorną w odległości  $r$ :

$$L_r = L_0 e^{-cr} + \frac{L_*}{c + K \cos\Theta} [1 - e^{-(c+K\cos\Theta)r}], \quad (12)$$

który w przypadku obserwacji w kierunku poziomym upraszcza się do wyrażenia:

$$L_r = L_0 e^{-cr} + L_0 (1 - e^{-cr}). \quad (13)$$

Kolejnym krokiem analizy warunków widzialności jest kontrast obrazu i jego transmisja wzdłuż drogi w ośrodku, opisanej zgodnie z rysunkiem 1 symbolami ( $z_t, \Theta, \Phi, r$ ). Kontrast daje się łatwo określić za pomocą opisanych wyżej radiacji. Zauważmy w tym celu, że do obserwatora dociera zarówno radiacja od obserwowanej tarczy, jak i radiacja z przestrzeni ją otaczającej czyli tła. Stosunek tych dwóch radiacji obserwowanych w odległości  $r$ , czyli pozornych, decyduje o kontraście opisującym wyrazistość obrazu. Oznaczmy zatem przez

- ${}_tL_0(z_t, \Theta, \Phi)$  — radiację rzeczywistą obserwowanej tarczy,
- ${}_bL_0(z_t, \Theta, \Phi)$  — radiację rzeczywistą tła tarczy,
- ${}_tL_r(z, \Theta, \Phi)$  — radiację pozorną tarczy w odległości  $r$ ,
- ${}_bL_r(z, \Theta, \Phi)$  — radiację pozorną tła tarczy w odległości  $r$ .

Wtedy kontrast rzeczywisty  $C_0(z_t, \Theta, \Phi)$  definiuje się następująco:

$$C_0 = \frac{{}_tL_0 - {}_bL_0}{{}_bL_0} \quad (14)$$

a kontrast pozorny  $C_r(z, \Theta, \Phi)$  jako:

$$C_r = \frac{{}_tL_r - {}_bL_r}{{}_bL_r}. \quad (15)$$

Równania (14) i (15) są ogólnymi definicjami i nie wymagają założeń ograniczających. O wyrazistości obrazu w odległości  $r$  decyduje kontrast pozorny wyrażony równaniem (15). Występujące w nim radiacje pozorne dają się wyznaczyć z równania (9) lub jego form uproszczonych do szczególnych przypadków. Dla przedmiotów ciemniejszych od tła, tj. gdy  ${}_tL_0 < {}_bL_0$ , kontrast  $C_r$  przyjmuje wartości od 0 do  $-1$ .

Stosunek  $C_r(z, \Theta, \Phi)/C_0(z_t, \Theta, \Phi)$  nosi nazwę transmisji kontrastu

Korzystając z równań (9) i (7) oraz z definicji kontrastów (14) i (15) otrzymujemy równanie transmisji kontrastu w postaci

$$\frac{C_r}{C_0} = T_r \frac{{}_bL_0}{{}_bL_r}. \quad (16)$$

Ze względów praktycznych istotny jest przypadek transmisji kontrastu w nieskończonym ośrodku jednorodnym na dużej głębokości optycznej, tzn. gdy współczynnik osłabiania  $c$  nie zależy do głębokości  $z$ , a głębokość jest wystarczająca, by naturalne pole świetlne miało charakter pola granicznego [1], [12], [13]. W tym przypadku współczynnik osłabiania radiacji [1]:  $K(z, \theta, \Phi)$  przyjmuje stałą wartość w przestrzeni, a stosunek

$$\frac{bL_0}{bL_r} = e^{-Krcos\theta}. \quad (17)$$

Wobec równania (16) transmisja kontrastu przyjmuje wtedy postać:

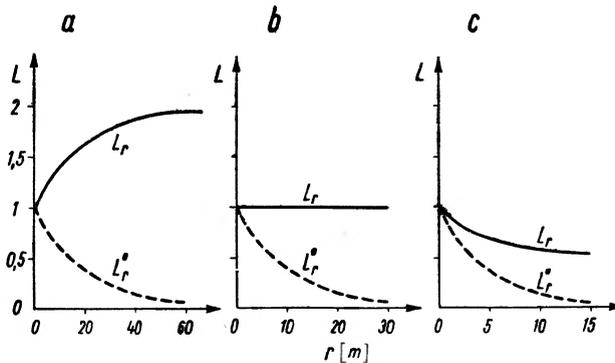
$$\frac{C_r}{C_0} = e^{-(c+Kcos\theta)r} \quad (18)$$

Dla obserwacji w kierunku poziomym ( $\theta = \frac{\pi}{2}$ ) zależność (18) upraszcza się i transmisja kontrastu równa jest transmisji wiązki [5], [14], [2]

$$\frac{C_r}{C_0} = e^{-cr}. \quad (19)$$

### 3. Naturalne warunki widzialności podwodnej

Ogólnym symbolem zjawiska przenoszenia obrazu w wodzie jest równanie (9). Występujące w nim wielkości  $L_r^0$  i  $L_r^*$  charakteryzują dwa odrębne elementy tego zjawiska i decydują o jakości przeniesionego obrazu. Radiacja  $L_r^0$



Rys. 2. Zależność radiacji  $L_r$  i  $L_r^0$  od odległości w kierunku poziomym dla  $c = 0,05 \text{ m}^{-1}$  (a),  $c = 0,1 \text{ m}^{-1}$  (b) i  $c = 0,2 \text{ m}^{-1}$  (c) przy założeniu, że  $L_0 = \frac{L}{0,1} = 1$

jest składnikiem pozytywnym, opisującym przeniesienie pożądaną, osłabioną, lecz nie zniekształconą informacji. Radiacja  $L_r^*$  jest natomiast składnikiem szkodliwym, zawierającym zarówno informację zniekształconą przez wielokrotne rozpraszanie w małych kątach do przodu [1], jak i rozproszone światło całkowicie niezależne od przedmiotu obserwacji. Im większy jest więc udział  $L_r^0$  w całkowitej odbieranej radiacji, tym lepsza jest jakość obrazu. Rys. 2 ilustruje

tę zależność w przypadku opisanym równaniem (13) dla różnych wartości współczynnika  $c$  wyrażającego właściwości absorpcyjno-rozpraszające wody morskiej. Uzupełnieniem tej ilustracji jest tabela I, w której zestawiono orientacyjne wartości współczynnika  $c$  w paśmie fal o maksymalnej transmisji ( $c \approx 0,5 \mu\text{m}$ ) dla różnych zbiorników wodnych [5, 17].

Tablica I

Lokalizacja	$c$ [m <sup>-1</sup> ]
Woda destylowana	0,03
Północny Atlantyk	0,06
Pacyfik	0,08
Morze Karaibskie	0,12
Zatoka Panamska	0,17
Bałtyk	0,23
Zatoka Gdańska	0,4—1
Zatoka Gdańska podczas wiosennych splywów Wisły	2—8
Ujście Wisły	6—13

Wartości radiacji  $L_0$  na powierzchni obiektu i funkcji drogowej  $L_*$  zależą od wielu czynników [11], [15], takich jak współczynnik odbicia powierzchni obiektu  $B$ , rozkład radiacji  $L$  w przestrzeni otaczającej i rozkład wartości funkcji rozpraszania  $\beta$ . Dla zachowania przejrzystości rysunku 2 przyjęto  $L_0 = L_*/0,1 = 1$ .

Rys. 2 jest zatem ilustracją zjawiska w przypadku, kiedy można przyjąć  $L_*(r) = \text{const}$ . Na ogół ma to miejsce tylko przy obserwacji poziomej, bowiem funkcja drogowa  $L_*$  zależy od głębokości. W skrajnie różnym przypadku, tj. przy obserwacji w kierunku pionowym przebieg zależności  $L_*(r)$  jak ilustruje rys. 3 jest całkowicie odmienny [5].

Tak więc obok odległości  $r$  od obiektu do obserwatora, kierunek obserwacji jest drugim istotnym parametrem geometrycznym jakości obrazu.

W celu określenia zmian jakości obrazu z odległością konieczna jest znajomość transmisji kontrastu i jej zależności od wszystkich występujących w zjawisku czynników. Tutaj znowu zagadnienie upraszcza się znacznie w przypadku (ważnym w praktyce) obserwacji na dużej głębokości optycznej, gdzie do obliczenia transmisji kontrastu można posłużyć się równaniem (17).

Wtedy wartość transmisji kontrastu, a w pewnych przypadkach także bezwzględne wartości kontrastu pozornego i rzeczywistego dają się wyznaczyć stosunkowo prosto przez pomiar współczynników  $c$  i  $K$  opisany w pracach [8], [10].

Osobnym zagadnieniem jest zależność kontrastu i jego transmisji od długości fali, czyli widzenie barwne [3], [9], [16].

Jeśli przyjmiemy, że rozpraszanie światła widzialnego w wodzie morskiej

jest praktycznie nieselektywne, to transmisję obrazów barwnych jednoznacznie określają współczynniki osłabiania  $c(\lambda)$  i  $K(\lambda)$ . Zależność  $c = f(\lambda)$  dla wody morskiej wykazuje minimum w przedziale od około 470 do 550 nm [1]. Woda morska działa zatem jak szerokopasmowy filtr zielono-niebieski i dla różnych zbiorników występują głównie ilościowe różnice wartości  $c(\lambda)$ , z pewnym spadkiem udziału transmisji fal krótszych w wodach szelfowych i brzegowych [17]. Stąd też w wodzie morskiej najdalej jest widziana barwa zielono-niebieska, w wodach przybrzeżnych i rzecznych natomiast barwa zielono-żółta lub pomarańczowa. Nie oznacza to, że przedmioty o tych barwach charakteryzują się najlepszą widzialnością. Decydujący o widzialności kontrast pozorny zależy bowiem nie tylko od współczynnika osłabiania, lecz także od kontrastu rzeczywistego, który często posiada minimum właśnie w paśmie najlepszej transmisji promienia. Transmisja kontrastu natomiast zawsze w tym paśmie osiąga swą najwyższą wartość [3].

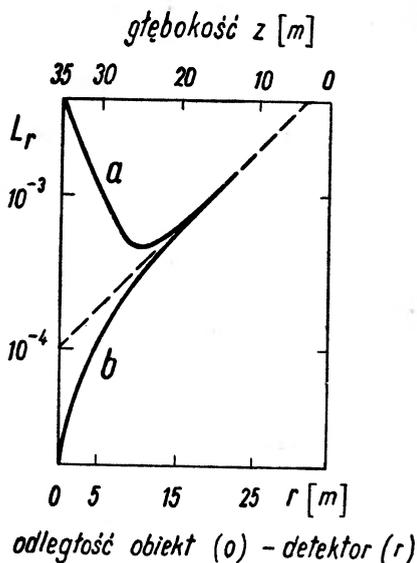
Dotychczasowe rozważania celowo ograniczone były do prostego przypadku, kiedy  $L_0(\lambda)$  lub  $C_0(\lambda)$  są określone. Doświadczalnie wartości te można wyznaczyć przez ekstrapolację wykresów  $C_r(\lambda)$  lub  $L_r^0(\lambda)$  do wartości  $r = 0$ . Jeśli jednak konieczne jest ich znalezienie w sposób niezależny od pomiarów  $C_r$  i  $L_r^0$ , to zagadnienie staje się skomplikowane [11], [15].

Funkcje  $L_0(\lambda)$  i  $C_0(\lambda)$  przede wszystkim zależne są od rodzaju samego obiektu. Dla obiektu emitującego własne promieniowanie ich rozkład widmowy można znaleźć o ile znana jest charakterystyka źródła promieniowania. Znacznie trudniejsze jest wyznaczenie tych wielkości w przypadku obiektu odbijającego promieniowanie. Dla określenia rozkładu  $L_0(\lambda)$  czy  $C_0(\lambda)$  konieczna jest wtedy znajomość charakterystyk odbiciowych obiektu (w przypadku  $C_0$  także tła), uwzględnienie trójwymiarowości obiektu, oraz dokładne sprecyzowanie pola świetlnego, w którym znajduje się obiekt. Jest to w ogólności zagadnienie bardzo złożone, upraszcza się jednak w dwóch istotnych przypadkach szczególnych (rys. 3):

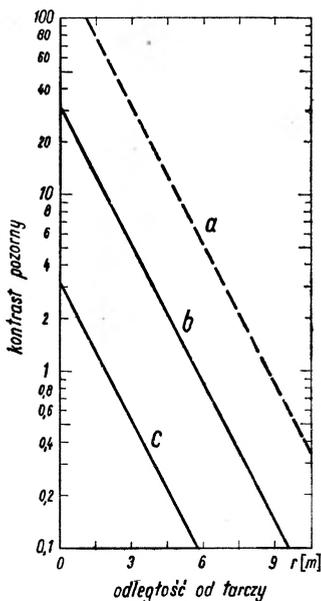
1° — kiedy obiekt jest czarny, tak że współczynnik odbicia można przyjąć bliski zeru, czyli  $tL_0(\lambda) \approx 0$ . Wtedy kontrast rzeczywisty  $C_0 \approx -1$ ,

2° — kiedy obiekt stanowi poziomą białą powierzchnię, dla której współczynnik odbicia jest bliski jedności i wtedy kontrast rzeczywisty bezpośrednio zależy od oświetlenia oddolnego  $E(z, +)$  i odgórnego  $E(z, -)$ , z których jedno tworzy tło, a drugie po odbiciu radiację powierzchni obiektu.

Z zależności pozornego kontrastu od właściwości optycznych wody i ze znajomości progowej czułości kontrastu odbiornika można półanalitycznie określić zasięg detekcji obrazu w funkcji współczynnika osłabiania  $c$  [4]. Należy tu jednak zauważyć, że w przypadku obiektu o dużej wartości  $L_0$  pewien wpływ na zasięg i jakość widzenia może wywierać promieniowanie rozproszone w małych kątach w kierunku obserwatora [5]. Wtedy pozorny kontrast obiektu względem jego najbliższego otoczenia zwany kontrastem brzegowym będzie mniejszy niż kontrast względem dalszego otoczenia czyli kontrast absolutny. Wyrazi się to pozornym rozjaśnieniem najbliższego tła obiektu. Wspomniane



Rys. 3. Zależność radiacji  $L_r$  od odległości przy obserwacji w kierunku pionowym, a) białej tarczy, b) czarnej tarczy [5]



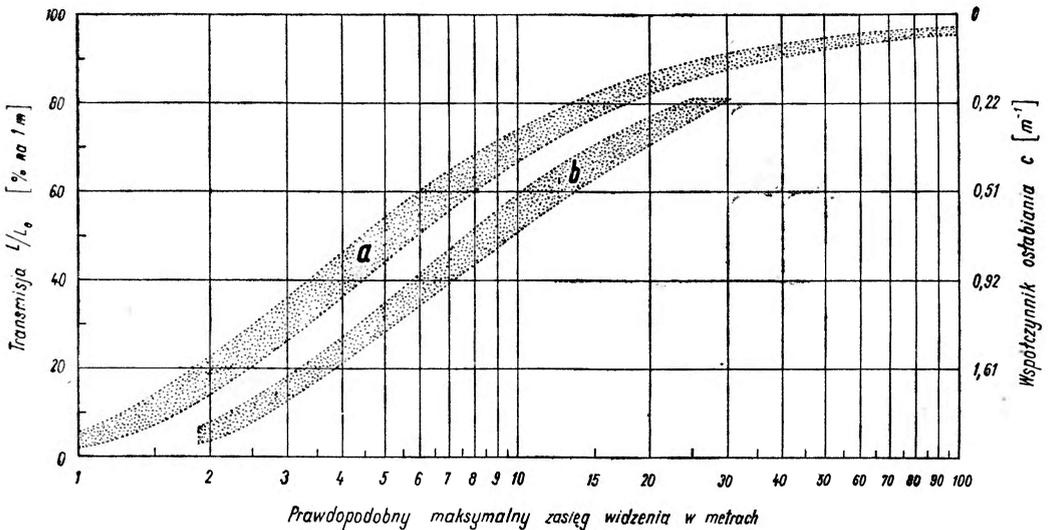
Rys. 4. Porównanie pozornego kontrastu absolutnego ( $a$ ) z pozornym kontrastem brzegowym ( $b, c$ ) przy poziomej obserwacji białej tarczy w kierunku  $45^\circ$  ( $b$ ) oraz  $85^\circ$  ( $c$ ) względem kierunku promieni słonecznych. Współczynnik osłabienia  $c = 0,58 \text{ m}^{-1}$  [5]

różnice ilustruje rys. 4, z którego widać, że mogą one być znaczne. O detekcji przedmiotów decyduje jednak kontrast absolutny, praktycznie więc jedynie jego pomiar ma istotne znaczenie przy określaniu widzialności.

Przykładowo zasięg widzialności pod wodą dla oka ludzkiego daje się wyrazić następująco:

$$R = M \frac{1}{c}, \quad (20)$$

gdzie  $M$  jest funkcją kierunku padania promieni oświetlających oraz współczynnika odbicia powierzchni obiektu i zmienia się od 2,5 do 6. W praktyce często przyjmuje się średnią wartość  $M = 3, 5$ . Na rys. 5 pokazany jest prawdo-



Rys. 5. Zasięg widzenia pod wodą w funkcji przezroczystości wody dla oka ludzkiego (a) i dla kamery telewizyjnej (b). [4]

podobny zasięg wizualnego rozróżniania obrazów pod wodą (krzywa a) oraz ich rozróżniania przez detektor telewizyjny o progu czułości kontrastu kilkakrotnie wyższym (krzywa b), w funkcji wartości współczynników osłabiania  $c$  lub transmisji wiązki  $L_r/L_0$  dla  $r = 1$  m.

#### 4. Metody poprawiania podwodnej widzialności

W oparciu o pokazaną w poprzednich rozdziałach analizę zjawiska przenoszenia obrazu w wodzie przeprowadzono szereg badań zmierzających do poprawy zasięgu i jakości podwodnego widzenia. Wspólną cechą wszystkich metod poprawy widzialności jest dążenie do zwiększenia wartości radiacji  $L_r^0$  z równoczesną redukcją radiacji  $L_r^*$ . W konsekwencji prowadzi to do wzrostu pozornego kontrastu  $C_r$ , odbieranego przez detektor. Spośród nielicznych skutecznych metod na uwagę zasługują metody oparte na sztucznych źródłach oświetlenia obiektu obserwacji i na detektorach optyczno-elektronicznych o dużej elastyczności parametrów (np. kamery telewizyjne).

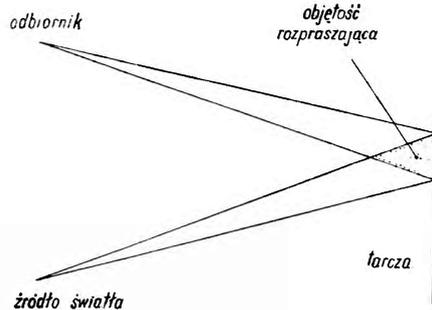
### a) Optymalna geometria układu przy oświetleniu sztucznym

Przy sztucznym oświetleniu obiektu obserwacji głównym dążeniem jest:

1° — uzyskanie minimalnej bezpośrednio oświetlonej objętości ośrodka, znajdującej się w polu widzenia obserwatora,

2° — oddzielenie jej od obserwatora możliwie dużą osłabiającą warstwą wody (rys. 6).

Jest to podyktowane wprost proporcjonalną zależnością strumienia rozproszonego w kierunku obserwatora energii promienistej od rozpraszającej objętości.



Rys. 6. Ilustracja optymalnej geometrii obserwacji przy sztucznym oświetleniu

Ten stosunkowo prosty sposób jest bardzo efektywny. Wymaga jednak odpowiednio silnego i dobrze skolimowanego źródła światła oraz odbiornika o wąskim kącie widzenia. Przy zachowaniu takich warunków udaje się tą drogą uzyskać wzrost kontrastu o 2—3 rzędy wielkości.

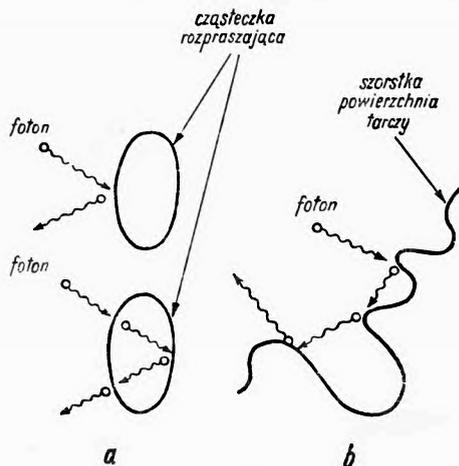
### b) Zastosowanie światła spolaryzowanego

Metoda ta wykorzystuje właściwości światła spolaryzowanego w połączeniu z pewnymi charakterystycznymi cechami znajdujących się w wodzie morskiej centrów rozpraszających [3], [6]. W wielu przypadkach można przyjąć, że większość tych centrów stanowią przezroczyste organizmy lub cząsteczki organiczne o rozmiarach dużych w porównaniu z długością fali świetlnej i o współczynniku załamania bliskim współczynnikowi załamania wody. Takie cząstki posiadają najczęściej gładką powierzchnię i regularny opływowy kształt nadawany im przez ciśnienie wewnątrzkomórkowe. Jeśli stosunek ich średnich rozmiarów do średniej odległości między nimi jest mały, to światło rozproszone wstecz jest głównie wynikiem pojedynczych odbić od zewnętrznej zachodzących po przeniknięciu fotonu do wnętrza cząstki (rys. 7a). Światło odbite w kierunku obserwatora od obserwowanego obiektu jest natomiast najczęściej wynikiem wielokrotnych odbić od jego szorstkiej powierzchni, z równą średnią ilością odbić parzystych i nieparzystych (rys. 7b) [3].

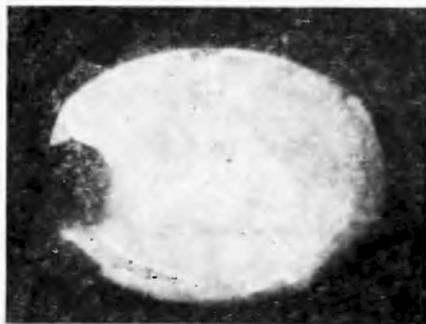
Przy zastosowaniu światła spolaryzowanego liniowo prawdopodobieństwo zachowania początkowej płaszczyzny polaryzacji maleje w miarę wzrostu

liczby odbić. Jeśli więc zastosujemy źródło światła spolaryzowanego i detektor obrazu przyjmujący wyłącznie światło o płaszczyźnie polaryzacji prostopadłej do płaszczyzny polaryzacji źródła, to uzyskamy redukcję dochodzącego do odbiornika światła rozproszonego na wspomnianych cząstkach [4].

Jeszcze bardziej skuteczna okazuje się metoda polaryzacji kołowej [7]. Światło spolaryzowane kołowo po każdym odbiciu w omawianych warunkach zmienia



Rys. 7. Schemat odbicia fotonu od przezroczystej cząsteczki (a) i od powierzchni tarczy (b). [7]



a

b

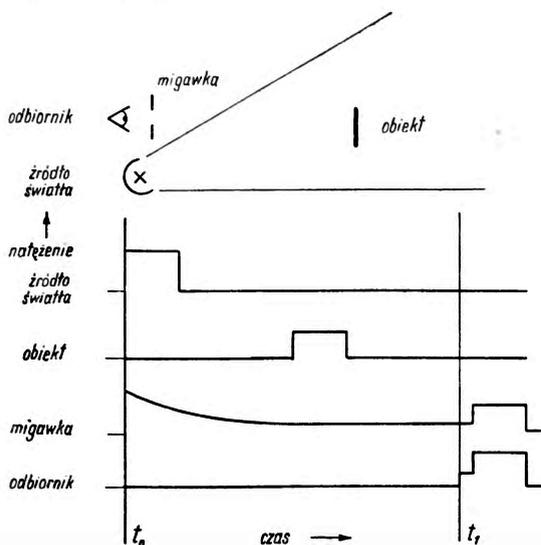
Rys. 8. Fotografia tarczy testowej uzyskana z odległości 6,6 m bez zastosowania polaryzacji (a) i z zastosowaniem polaryzacji kołowej (b). [7]

swą skręcalność z prawej na lewą lub odwrotnie. Należy więc zastosować źródło oświetlenia spolaryzowanego, np. prawoskrętnie i odbiornik obrazu przyjmujący tylko światło spolaryzowane prawoskrętnie. W takim układzie przeważająca ilość światła rozproszonego pojedynczo na zawieszinach będzie spolaryzowana lewoskrętnie i nie wejdzie do odbiornika. Światło odbite od tarczy będzie natomiast w równym stopniu spolaryzowane lewoskrętnie (po nieparzystej ilości odbić) jak i prawoskrętnie (po parzystej ilości odbić) i tylko to ostatnie zostanie przyjęte przez odbiornik. Przy zastosowaniu tej metody udało się uzyskać kilkunastokrotną poprawę kontrastu (rys. 8), nie wszystkie jednak

eksperymenty potwierdziły ten wynik [6], [7]. Prawdopodobnie skuteczność metod polaryzacji zależała będzie od koncentracji zawiesin decydującej o udziale rozproszenia wielokrotnego i od właściwości fizycznych tych zawiesin.

### c) Metoda bramkowania zasięgu

Jest to metoda redukcji rozproszonego światła przez impulsowe przyjmowanie sygnału świetlnego przychodzącego wyłącznie z określonej odległości [4]. Aby uzyskać taki efekt, konieczne jest zastosowanie źródła krótkich, sprecyzowanych w czasie impulsów światła i odpowiednio zsynchronizowanego z tym źródłem impulsowo pracującego odbiornika. Schemat metody ilustruje rys. 9.



Rys. 9. Schemat metody bramkowania zasięgu

Impuls świetlny zostaje wysłany w kierunku obiektu, a znajdująca się przed odbiornikiem migawka zostaje otwarta dopiero po czasie dotarcia do niej światła odbitego od obiektu. Tym samym odrzucane jest wcześniej przybyłe promieniowanie rozproszone. Ponieważ głębokość pola widzenia jest na ogół rzędu 1,5—3 m, czasy trwania impulsu świetlnego i otwarcia przesłony muszą być rzędu 10—20 ns. Jako źródła tak krótkich impulsów świetlnych stosuje się lasery oraz lampy wodorowe z odpowiednim układem impulsowym. Migawki natomiast muszą być oparte na impulsowych układach elektronowo-optycznych [4], [19]. Metoda ta pozwala uzyskać poprawę kontrastu o 3—4 rzędy wielkości.

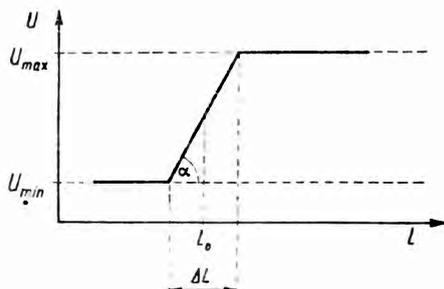
### d) Dopasowanie spektralnych charakterystyk źródła światła i odbiornika do naturalnych warunków środowiska

Woda morską wykazuje w zakresie 470—550 nm mniej lub więcej ostre minimum współczynnika osłabiania  $c(\lambda)$ , a ten ostatni występuje we wszystkich równaniach transmisji kontrastu w wykładniku potęgi. W tej sytuacji w przy-

padkach, w których chodzi jedynie o rozróżnialność przedmiotów a nie o barwę obrazu, korzystne jest zastosowanie detektora i ewentualnie źródła światła o maksymalnej wydajności przypadającej na tę część widma [4]. Dla przykładu światło ze źródła dającego monochromatyczne promieniowanie w pobliżu 500 nm (lampy rtęciowe lub ostatnio stosowane bardziej wydajne lampy talowe [4], [20]) w bardzo czystej wodzie posiada ok. 10-krotnie mniejszy współczynnik osłabiania niż światło białe. Przy odpowiedniej czułości odbiornika w tym zakresie widma może to dać 10-krotny wzrost zasięgu widzenia. W większości wód naturalnych różnice są na ogół mniejsze, lecz także kilkadziesiąt razy zwiększają transmisję kontrastu i prowadzą do 2—3-krotnego wzrostu zasięgu widzenia. W wodach mętnych selektywność  $c(\lambda)$  jest mniej wyraźna i poprawa widzialności tą metodą daje słabsze rezultaty. W krańcowo mętnej wodzie, gdzie główną przyczyną osłabiania promieniowania jest rozpraszanie przez duże cząstki, minimum może wcale nie wystąpić, wtedy jednak na ogół zasięg widzenia ogranicza się do kilku centymetrów. Czasem natomiast o rozpraszaniu decydują centra o wymiarach dużo mniejszych od długości fali świetlnej, a wtedy wobec prawa Rayleigha można uzyskać pewną poprawę kontrastu przez zastosowanie światła długofalowego [18].

#### e) Metoda zwiększania czułości kontrastu detektora

Metodę tę praktycznie można stosować jedynie przy użyciu kamer telewizyjnych, gdzie istnieje możliwość ciągłej kontroli i dopasowywania charakterystyki czułości kontrastu do aktualnie panujących w wodzie warunków



Rys. 10. Charakterystyka czułości kontrastu kamery telewizyjnej

optycznych [4]. Przez czułość kontrastu rozumieć należy w tym przypadku stosunek różnicy sygnałów napięciowych wizji do różnicy wartości radiacji dochodzących do kamery. Czułość ta zależy od nachylenia charakterystyki zilustrowanej na rys. 10.

W układzie o zwiększonej czułości, nachylenie charakterystyki ( $\tan \alpha$ ) zostaje zwiększone i w krańcowym przypadku, dzięki zastosowaniu odpowiednich układów impulsowych, może osiągnąć wartość bliską nieskończoności. Takie zwiększanie czułości kontrastu uwydatnia różnice między radiacjami niosącymi informację i daje w rezultacie efekt analogiczny z optyczną poprawą kontrastu

pozornego dochodzącego do odbiornika. Różnica jakościowa polega na tym, że rozpiętość krańcowych sygnałów wizji ( $U_{\min}$  i  $U_{\max}$  na rys. 10) jest zawsze ograniczona parametrami odbiornika. Zwiększanie nachylenia charakterystyki kontrastu musi więc prowadzić do zawężenia zakresu wartości przyjmowanych radiacji ( $\text{tg } \alpha \rightarrow \infty$ ,  $\Delta L \rightarrow 0$ ), co z kolei narzuca bardzo ostre kryteria wyboru właściwego punktu pracy  $L_0$  układu. Oprócz tego, przy zwiększaniu czułości kontrastu występuje niekorzystne zjawisko wyolbrzymiania minimalnych niejednorodności oświetlenia obiektu. Pomimo tych trudności przy obecnej technice metodą tą daje się uzyskać prawie dwukrotną poprawę zasięgu wizji. Z praktyki wiadomo też, że nurek prowadzący kamerę pod wodą dostrzega przedmioty znacznie później niż obserwator ekranu odbiornika.

## 5. Uwagi końcowe

Naturalne pole świetlne w morzu stwarza w ciągu dnia warunki oświetleniowe wystarczające do obserwacji jedynie w górnej warstwie wód, którą nie precyzując bliżej nazwać można strefą świetlną (*photic zone*). Grubość tej strefy jest zróżnicowana w przestrzeni i w zależności od stopnia czystości wód, przyjmuje na ogół wartości w granicach od ok. 10 m do 150 m. Zasięg widzialności w warunkach naturalnych pod wodą ograniczony jest do ok. 70 m, a w przejrzystej wodzie morskiej spada od ok. 2 do 10 razy, zaś w mętnej wodzie brzegowej może nie przekraczać odległości 1 m. Istotnym parametrem opisującym jakość obrazu pod wodą jest kontrast pozorny, który silnie maleje z odległością od obserwowanego przedmiotu. Dzieje się tak głównie na skutek rozpraszania światła na zawiesinach obecnych w wodzie morskiej.

W celu zwiększenia zasięgu rozróżniania przedmiotów opracowano kilka bardziej lub mniej skutecznych metod wykorzystania sztucznych źródeł oświetlenia i sztucznych detektorów obrazu, z których najważniejsze omówione zostały powyżej.

Trzy pierwsze spośród nich sprowadzają się zasadniczo do redukcji światła rozproszonego w kierunku odbiornika. Zastosowanie jednej z nich wyklucza stosowanie pozostałych, gdyż nie prowadzi to do dalszej poprawy zasięgu widzenia. W ogólności najskuteczniejszą z metod jest bramkowanie zasięgu, oparte na założeniach techniki radarowej. Jest to jednak metoda najbardziej skomplikowana technicznie.

Drugą pod względem skuteczności jest metoda optymalnej geometrii oświetlenia, którą jednocześnie zaliczyć można do najprostszych. Jej zasadniczą wadą jest konieczność zachowania znacznej odległości między źródłem światła a detektorem i mały kąt widzenia. Najprostszą i najbardziej ekonomiczną wydaje się metoda polaryzacyjna. Jest ona wprawdzie nieco mniej skuteczna od dwóch poprzednich, posiadać może jednak duże znaczenie praktyczne ze względu na prostotę i możliwość zastosowania w bardzo zwartych konstrukcjach bez ograniczeń kąta obserwacji. Dwie pozostałe z omawianych metod, tj.: dobór charakterystyk widmowych światła i zakresu czułości detektora są oparte na

niewo innych założeniach i zmierzają w zasadzie do faktycznej lub pozornej poprawy samej transmisji obrazu.

Te dwie metody stosować można jednocześnie, jak również w połączeniu z każdą omówioną poprzednio.

Optymalne wykorzystanie wszystkich przytoczonych metod w niezbyt mętnej wodzie prowadzi teoretycznie do około 50-krotnego zwiększenia zasięgu detekcji dużych obiektów w porównaniu z zasięgiem ludzkiego wzroku. Żadna z nich nie prowadzi jednak do wyraźnego zmniejszenia zniekształceń i rozmyć konturów obrazu, spowodowanych głównie wielokrotnym rozpraszaniem do przodu promieni biegnących od obiektu do obserwatora.

Panu Profesorowi Ignacemu Adamczewskiemu składamy podziękowanie za uwagi i dyskusje, które stanowiły cenną pomoc przy opracowaniu obecnego artykułu.

*Abstract:* The article contains fundamental information of the theory and natural conditions of the underwater visibility in the sea.

A review of basic physical and technical methods of the improvement of the visibility is also presented.

#### Literatura

- [1] J. Dera, J. Kalinowski, *Postępy Fizyki*, **17**, 537 (1966).
- [2] R. W. Preisendorfer, *Physical Aspects of Light in the Sea* (A Symposium; University of Hawaii Press), p. 51, (1964).
- [3] S. J. A. Kinney, S. M. Zuria, D. O. Weitzman, *J. Opt. Soc. Amer.*, **57**, 802 (1967).
- [4] R. O. Briggs, G. L. Hatchett, *Ocean Sciences and Ocean Engineering*, **2**, 1284 (Transaction of the Joint Conference and Exhibit) (1965).
- [5] S. Q. Duntley, *J. Opt. Soc. Amer.* **53**, 214 (1963).
- [6] R. Marquedant, H. Hodara, *Marine Sciences Instrumentation*, **4**, 241, Instrument Society of America; (Fourth National Marine Sciences Instrumentation Symposium) (1968).
- [7] G. Gilbert, J. Pernicka, *Applied Optics*, **6**, 741 (1967).
- [8] J. Kalinowski, J. Dera, *Postępy Fizyki*, **19**, 219 (1968).
- [9] J. E. Tyler, *Limnology and Oceanography*, **4**, 102 (1959).
- [10] J. E. Tyler, *J. Geophys. Res.*, **64**, 667 (1959).
- [11] J. E. Tyler, *Scripps Inst. Oceanog. Bulletin*, **7**, 363 (1960).
- [12] J. E. Tyler, *J. Mar. Res.*, **18**, 157 (1960).
- [13] R. W. Preisendorfer, *J. Mar. Res.*, **18**, 1 (1959).
- [14] S. Q. Duntley, *The Sea*, Vol. I (Physical Oceanography), 425 N. York—London 1962.
- [15] J. E. Tyler, A. Shaules, *Applied Optics*, **3**, 105 (1964).
- [16] J. E. Tyler, *Nature*, **208**, 549 (1965).
- [17] J. Dera, *Acta Geophys. Polon.*, **15**, 197 (1967).
- [18] A. May, P. H. Cords, *Physical Aspects of Light in the Sea* (A Symposium; University of Hawaii Press), p. 25 (1961).
- [19] *STL Image Converter Camera*, Catalog Number 0164, Thompson Ramo Wooldridge Inc. (1964).
- [20] *The Seahorse*, **2**, nr 6, p. 5 (1967).

*Zdzisław Blaszcak*

Katedra Fizyki Molekularnej UAM  
Poznań

## Przenośny laser gazowy małych rozmiarów przeznaczony do justowania układów optycznych

### A Portable He-Ne Laser for Alignment of Optical Systems

Justowanie układów optycznych następuje nieraz wiele trudności, zwłaszcza jeśli są to układy laboratoryjne, składające się z wielu elementów rozmieszczonych względem siebie w odległości kilkudziesięciu cm lub kilku m. Stosowane do tego celu lunety autokolimacyjne dają wiązkę światła o niewystarczającym w tym przypadku natężeniu, ponadto posługiwanie się nimi jest pracochłonne i wymaga odpowiednich umiejętności użytkownika. Wymienione

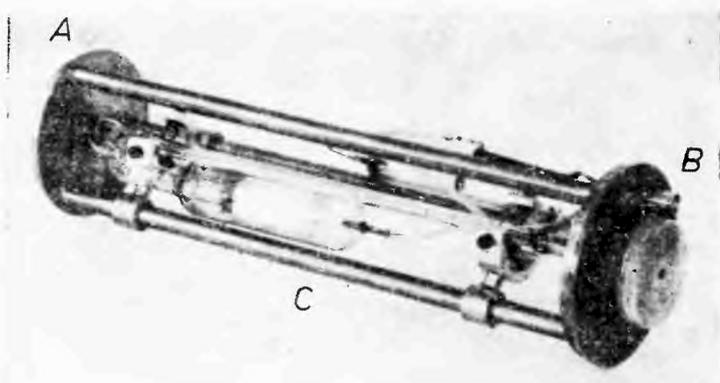


Rys. 1. Widok głowicy i zasilacz lasera He-Ne

trudności występują szczególnie wyraźnie przy justowaniu układów laserowych, na przykład lasera neodymowego z kaskadą wzmacniaczy, czy też przy ustawianiu laserów krystalicznych lub szklanych do pracy w podstawowym modzie poprzecznym. Użycie do justowania czerwonego lasera gazowego ułatwia znacznie zadanie i przyspiesza pracę. Wymagane jest, aby laser miał stosunkowo niewielkie wymiary i równocześnie wytwarzał jasną wiązkę światła, był łatwy w obsłudze oraz miał możliwość regulacji położenia w przestrzeni, co pozwala na dopasowanie kierunku wiązki laserowej i osi optycznej justowanego układu.

W oparciu o te założenia skonstruowano pokazany na zdjęciu (rys. 1) model lasera gazowego. Jest on w zasadzie przystosowany do ustawienia na ławie optycznej, lecz może też stać samodzielnie. Głowica lasera zaopatrzona jest w system regulacji pozwalający na jej przesuw równo-

legły w stosunku do wiązki światła, oraz na obrót wokół dwóch wzajemnie prostopadłych osi, prostopadłych do wiązki. Możliwa jest też regulacja wysokości. Wewnątrz głowicy umieszczona jest (rys. 2) kapilarna rura laserowa z zimnymi elektrodami wyladowczymi. Rura zamknięta okienkami brewsterowskimi wykonana jest całkowicie ze szkła miękkiego według opisanej już wcześniej metody [1, 2]. Laser wyposażony w płasko-wklęsły rezonator optyczny pracuje wyłącznie w podstawowym modzie poprzecznym. Wektor elektryczny fali świetlnej drga w płaszczyźnie pionowej; możliwe jest też dowolne ustawienie płaszczyzny polaryzacji przez obrót pyło- i światłoszczelnego elementu, mieszczącego rezonator optyczny i rurę laserową. Głowica lasera połączona jest kablem koncentrycznym z widocznym na zdjęciu zasilaczem prądu stałego. Sztywna konstrukcja wewnętrzna mocująca zwierciadła dielektryczne oraz rurę wyladowczą (rys. 2) może być w całości wysuwana z obudowy zewnętrznej. Dzięki temu za-



Rys. 2. Uchwyty mocujące zwierciadła dielektryczne (A i B) oraz rurę wyladowczą (C)

pewniony jest łatwy dostęp do wszystkich elementów wewnętrznych lasera; jest to ważne z uwagi na konieczność okresowego oczyszczania okienek brewsterowskich zamykających rurę oraz zwierciadeł dielektrycznych.

#### Dane techniczne lasera:

moc wiązki światła (mod $TEM_{00}$ )	— 2 mW
rozbieżność wytwarzanej wiązki światła	— $5 \cdot 10^{-4}$ rad.
średnica wiązki mierzona na zwierciadle wyjściowym	— 1 mm
długość głowicy	— 335 mm
średnica głowicy	— 87 mm
ciężar głowicy lasera	— 6 kg
ciężar zasilacza	— 12 kg
moc zasilania	— 40 W, 220 V~
czas pracy rury laserowej	— ok. 1000 godz.

Opisany model lasera gazowego może też znaleźć inne zastosowania, jak na przykład: kontrola jakości elementów optycznych, centrowanie obiektywów, czy też do celów demonstracyjnych. W tym ostatnim przypadku wiązka lasera nadaje się doskonale do demonstracji większości znanych z optyki zjawisk dyfrakcyjno-interferencyjnych; w obrazie na ekranie widoczne są wyraźne prążki bardzo wysokich rzędów. W zastosowaniach, w których nie są wymagane niewielkie gabaryty lasera, można stosować laser opisanego typu o zwiększonej długości głowicy. Wykonano taki model o długości głowicy 450 mm, który generuje wiązkę światła o znacznie mniejszej rozbieżności i większej mocy (4,5 mW). Wersja ta może znaleźć

zastosowanie również do celów badawczych. W opracowaniu znajduje się ponadto inna wersja opisanego modelu: laser pracujący tylko w jednym modzie poosiowym, wymaga stosowania rury laserowej o specjalnej konstrukcji i rezonatora optycznego o długości nie przekraczającej 15 cm. Opisane modele wykonywane są w Zakładach Doświadczalnych UAM w Poznaniu.

Autor dziękuje kierownikowi Katedry doc. dr St. Kielichowi za zainteresowanie niniejszą pracą, kierownikowi Grupy Laserowej doc. dr F. Kaczmarkowi za cenne rady i życzliwą pomoc oraz wszystkim Kolegom z Grupy Laserowej za twórczą dyskusję.

*Abstract:* A portable small dimension's He-Ne laser for optical alignment purposes was built. The laser beam exhibits low divergence and 2 mW of output power. It presents a suitable device in every optical laboratory and may be also used to show interference pattern.

#### Literatura

- [1] F. Kaczmarek, H. Dymaczewski, Z. Błaszczak, *Postępy Fizyki*, **17**, 71 (1966).
- [2] Z. Błaszczak, H. Dymaczewski, *Fizyka Dielektryków*, **5**, (1969) w druku.
- [3] J. V. Ramsay, K. Tanaka, *Japan J. Appl. Phys.*, **5**, 918 (1966).

Henryk Szydłowski

Katedra Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytetu im. A. Mickiewicza  
Poznań

## Nowe doświadczenia dla I pracowni fizycznej. Magnetyzm

New Experiments for the I-st Physics Laboratory. Magnetism

### 1. Uwagi wstępne

W podręcznikach szkolnych, a często również akademickich, magnetyzm traktowany jest po macoszemu, nieraz w sposób przestarzały. Niektóre wielkości inaczej nazywa się w podręcznikach, a inaczej w pracach monograficznych, co stwarza dodatkowe trudności.

W elektromagnetycznym układzie CGS(CGSEM) źródłem dwuznaczności jest założenie, że w próżni indukcja magnetyczna jest równa natężeniu pola magnetycznego ( $B = H$ ). Wprawdzie natężenie pola magnetycznego mierzy się w erstedach (Oe), a indukcję magnetyczną w gausach (Gs), lecz wobec równości zachodzącej pomiędzy tymi wielkościami posiadają one taki sam wymiar:  $\text{cm} \sqrt{\text{dyna}}$ . Wielkości pochodne wywodzące się z tych dwóch wielkości określano zazwyczaj wspólnym terminem. Tak na przykład termin „strumień magnetyczny“ oznacza zarówno strumień indukcji magnetycznej, jak i strumień natężenia pola magnetycznego. Podobnie dwuznaczny był termin „moment magnetyczny“. Prowadziło to do dużego zamieszania [1]. Przez analogię do równości  $B = H$  zachodzącej w próżni, w ośrodkach ferromagnetycznych często również myli się te dwie wielkości, co w konsekwencji prowadzi do poważnych błędów [2].

Szansę uporządkowania pojęć w omawianym dziale stanowiło wprowadzenie nowego układu jednostek — układu SI. Jak dotąd, nadzieje powyższe nie zostały spełnione, a ponadto doszły nowe niejednoznaczności. Przede wszystkim w układzie SI należy wprowadzić nowe ściślejsze terminy. I tak należy konsekwentnie zamiast terminu „strumień magnetyczny“ stosować terminy „strumień indukcji magnetycznej“ i „strumień pola magnetycznego“. Podobnie należy uwzględnić istnienie dwóch różnych „momentów magnetycznych“ i zgodnie z propozycją Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej [3] oraz J. M. Massalskiego i J. Studnickiego [4] moment zdefiniowany wzorem:  $m = H \cdot V$  lub  $m = I \cdot S$  ( $V$  — objętość,  $I$  — natężenie prądu,  $S$  — powierzchnia obwodu z prądem) nazywać można „momentem elektromagnetycznym“, a moment zdefiniowany wzorem:  $j = B \cdot V$  — „magnetycznym momentem dipolowym“, lub krótko „momentem dipolowym“. Moment elektromagnetyczny występuje w przypadku obwodu z prądem lub momentów magnetycznych atomu i jądra (magneton Bohra, magneton jądrowy); moment dipolowy stosuje się w przypadku magnesów trwałych. Te dwa typy momentów można łatwo pomylić: np. magneton Bohra wyraża się zazwyczaj w erg/Gs [5], [6]. Stosowana w tym wymiarze jednostka gaus sugeruje moment dipolowy. Tymczasem magneton Bohra jest momentem elektromagnetycznym i w układzie CGSEM jego wymiarem jest  $\text{Oe} \cdot \text{cm}^3$ .

Inna trudność, która towarzyszy wprowadzaniu układu SI, polega na niejednoznacznym zdefiniowaniu namagnesowania. W większości monografii magnetycznych [7], [8], [9] namagnesowanie w układzie SI definiuje się wzorem:

$$B = \mu_0 H + J. \quad (1)$$

Wtedy wyraża się ono w jednostkach indukcji magnetycznej, tzn. w teslach (T). Jednakże Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej zaleca inną definicję [3]:

$$B = \mu_0(H + M). \quad (2)$$

W tym przypadku namagnesowanie posiada wymiar natężenia pola magnetycznego — amper na metr (A/m). Zalecenie powyższe zostało przyjęte przez autorów niektórych podręczników, np. S. Szczeniowskiego [10] i D. Halliday i R. Resnick [11]. Tak więc inaczej jest de-

#### Wielkości i jednostki magnetyczne w układzie SI

Wielkość fizyczna	Sym-bol	Wzór defini-cyjny	Nazwa jednostki	Symbol jedn.	Wymiar wielkości
Natężenie pola magnetycznego	$H$	$H = \frac{N \cdot I}{l}$	amper na metr	A/m	$m^{-1} \cdot A$
Indukcja magnetyczna	$B$	$F = I(l \times B)$	tesla	T	$m^{-1} \cdot A^{-1} \cdot N$
Strumień pola magnetycznego	$\Phi'$	$\Phi' = H \cdot S$	amper razy metr	A · m	$m \cdot A$
Strumień indukcji magnetycznej	$\Phi$	$\Phi = B \cdot S$	weber	Wb	$m^2 \cdot T$ $s \cdot V$
Przenikalność magnetyczna	$\mu$	$B = \mu \cdot H$	weber na amper na metr	$\frac{Wb}{A \cdot m}$	$m^{-1} \cdot A^{-1} \cdot Wb$
Przenikalność magnetyczna próżni	$\mu_0$	$B = \mu_0 \cdot H$	weber na amper na metr	$\frac{Wb}{A \cdot m}$	$m^{-1} \cdot A^{-1} \cdot Wb$
Przenikalność magnetyczna względna	$\mu_r$	$\mu_r = \mu / \mu_0$	—	—	—
Podatność magnetyczna	$\kappa$	$\kappa = \mu_r - 1$	—	—	—
Namagnesowanie	$M$	$B = \mu_0(H + M)$	amper na metr	A/m	$m^{-1} \cdot A$
Polaryzacja magnetyczna	$J$	$B = \mu_0 H + J$	tesla	T	$m^{-1} \cdot A^{-1} \cdot N$
Magnetyczny moment dipolowy (moment dipolowy)	$j$	$j = J \cdot V$	Tesla razy metr sześcienny	$T \cdot m^3$	$m^3 \cdot T$ $m \cdot Wb$
Moment elektromagnetyczny	$m$	$m = I \cdot S$	amper razy metr kwadr.	$A \cdot m^2$	$m^2 \cdot A$

finiowanie namagnesowanie w podręcznikach, a inaczej w monografiach naukowych; w obydwu przypadkach jest to właściwie inna wielkość fizyczna. Jedyną szansę rozwiązania problemu stanowi konsekwentne wprowadzenie różnych nazw dla obydwu wielkości. W tym właśnie kierunku idzie propozycja Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej [3], która proponuje wielkość  $J$  zdefiniowaną wzorem (1) nazywać „polaryzacją magnetyczną“, a wielkość  $M$  zdefiniowaną wzorem (2) — namagnesowaniem. Podkreślić jednak należy, że taka terminologia nie jest dotąd przyjęta ani przez uczonych pracujących w dziedzinie fizyki ciała stałego, ani przez techników.

Doświadczenie wskazuje, że dla studentów magnetyzm jest dziedziną nową. W pracowni I wykonują oni zaledwie jedno doświadczenie z magnetyzmu i co najwyżej dwa inne, ściśle łączące się z magnetyzmem, np. z indukcji elektromagnetycznej. W tym czasie nie zdążą oni opanować tej pełnej chaosu dziedziny. Z tego względu w skrypcie „I pracownia fizyczna“ [12] zebrano podstawowe wiadomości wymagane na ćwiczeniach przy wykonywaniu doświadczeń z magnetyzmu. Przy czym nie podaje się tam informacji o trudnościach terminologicznych, lecz przyjmuje się jedną ustaloną nomenklaturę. W będącym obecnie w przygotowaniu podręczniku „Doświadczenia laboratoryjne dla fizyków“, oraz w niniejszym artykule przyjęto nomenklaturę zgodną z odnośnikiem [3] i zebraną w załączonej tablicy. Tę samą terminologię stosuje się w układzie CGSEM.

W istniejących obecnie na rynku podręcznikach do I pracowni fizycznej, magnetyzm reprezentowany jest zaledwie przez kilka doświadczeń. W podręczniku T. Dryńskiego [13] jest tylko jedno, a w podręczniku A. Zawadzkiego, H. Hofmoka [14] — trzy doświadczenia z magnetyzmu. W I Pracowni Fizycznej Katedry Fizyki Doświadczalnej UAM opracowano 6 nowych doświadczeń, z których jedno pokrywa się częściowo z jednym z tematów Zawadzkiego. Wszystkie tematy zostały wypróbowane, a większość z nich jest już eksploatowana przez kilka lat. Doświadczenia powyższe wprowadzono do programu Pracowni w sposób podany w publikacjach poprzednich [15]. W dalszej części pracy znajdzie czytelnik krótkie opisy powyższych doświadczeń, oraz podstawowe informacje o stosowanych przyrządach.

## 2. Pomiar natężenia pola magnetycznego za pomocą strumieniomierza [12]

Zgodnie z teorią strumieniomierza (fluksomierza) [16], [17], [18], zmiana strumienia indukcji magnetycznej  $\Delta\Phi$  przechodzącego przez cewkę pomiarową włączoną w obwód strumieniomierza wyraża się wzorem:

$$\Delta\Phi = K \Delta\alpha, \quad (3)$$

gdzie  $K$  — stała strumieniomierza,  $\Delta\alpha$  — jego maksymalne wychylenie następujące po gwałtownym wyrzuceniu cewki z obszaru mierzonego pola magnetycznego. Jeżeli przez  $S$  oznaczymy przekrój czynny cewki, to wyliczona z ostatniego wzoru zmiana indukcji magnetycznej wyraża się wzorem:

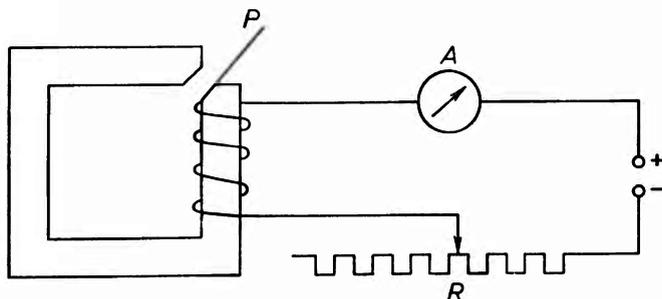
$$\Delta B = \frac{K}{S} \Delta\alpha, \quad (4)$$

a zmiana natężenia pola magnetycznego:

$$\Delta H = \frac{K}{\mu_0 S} \Delta\alpha. \quad (5)$$

Celem omawianego doświadczenia jest pomiar natężenia pola magnetycznego w obszarze pomiędzy biegunami elektromagnesu. Stosowany elektromagnes posiada nietypowy kształt (rys. 1), a jego pole jest bardzo niejednorodne. Pomiędzy biegunami elektromagnesu znajduje się płytka  $P$ , na której naniesiono układ współrzędnych  $x, y$ . Pomiar sprowadza się do na-

stępujących czynności: wprowadzenia cewki pomiarowej w miejsce, w którym należy pole zmierzyć (w przypadku omawianego doświadczenia środek cewki powinien znajdować się dokładnie nad punktem wyznaczonym współrzędnymi, dla których wykonuje się pomiar); odczytania wskazania strumieniomierza  $a_1$ ; gwałtownego wyrzucenia cewki poza obszar pola elektromagnesu i powtórnego odczytania wskazania  $a_2$ . W doświadczeniu pole wyznacza się dla punktów, których współrzędne wyrażają się całkowitymi liczbami dodatnimi lub ujemnymi. Przy wyliczaniu pola z wzorów (4) lub (5) zakłada się:  $\Delta B = B$  lub  $\Delta H = H$ , to znaczy, że



Rys. 1. Obwód elektryczny elektromagnesu  $A$  — amperomierz,  $R$  — opornik,  $P$  — płytka

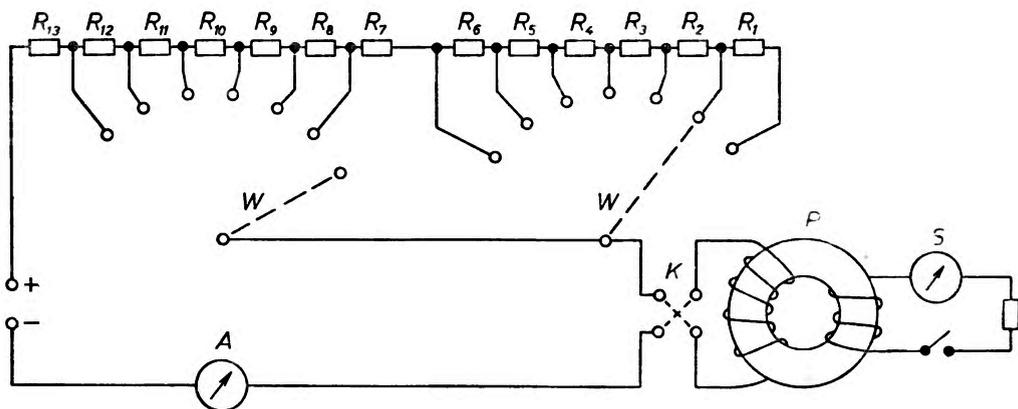
cewkę wyrzuca się do obszaru, w którym pole jest równe zero (pole magnetyczne ziemi zaniedbujemy).

W oparciu o uzyskane wyniki wyznacza się przebieg linii równego natężenia pola dla natężeń będących całkowitą wielokrotnością 25 kA/m. Dokładne położenie punktów odpowiadających wartościom  $n \cdot 25$  kA/m wyznacza się metodą interpolacji, zakładając, że pomiędzy sąsiednimi punktami pomiarowymi pole zmienia się liniowo.

W doświadczeniu stosuje się następujące przyrządy: elektromagnes (ok. 2000 amperozwojów), opornik suwakowy 50  $\Omega$ , amperomierz laboratoryjny do 2,5 A, źródło prądu stałego o napięciu 24 V, strumieniomierz o stałej  $1,5 \cdot 10^{-4}$  weberozwoja na działkę (15 000 makswelezwojów na działkę) i cewkę pomiarową o przekroju czynnym 300 do 400  $\text{cm}^2$ .

### 3. Wyznaczanie krzywej pierwotnej namagnesowania za pomocą strumieniomierza [12], [14], [19]

Opisane tu doświadczenie jest pewną modyfikacją doświadczenia 5.16 z odnośnika [14]. Pomiar ogranicza się do krzywej pierwotnej próbki pierścieniowej. Próbką składa się z wielu cienkich pierścieni permalloyowych o wymiarach  $2r_w = 60$  mm,  $2r_z = 86$  mm, łączna grubość (wysokość torusa)  $h = 12$  mm. Uzwojenie magnesujące składa się z  $N_m = 800$  zwojów i jest nawinięte równomiernie na całym obwodzie pierścienia, stanowi toroid. Uzwojenie pomiarowe składa się z  $N_p = 40$  zwojów. Do pomiaru strumienia indukcji stosuje się strumieniomierz firmy Norma o stałej  $1,5 \cdot 10^{-4}$  weberozwojów na działkę (15 000 makswelezwojów na działkę). Układ zasila się prądem stałym o napięciu 12 V. W obwodzie pierwotnym włączony jest amperomierz laboratoryjny o zakresie 1 A, komutator, oraz układ oporników połączonych z dwoma przełącznikami wielopozycyjnymi w sposób pokazany na rys. 2. Opory elektryczne oporników dobrano w ten sposób, by przy kolejnym ich wyłączaniu uzyskać takie punkty na krzywej pierwotnej, które jednoznacznie wyznaczą jej przebieg. Do rozmagnesowania próbki stosuje się autotransformator. Studenci wykreślają krzywą pierwotną w układzie współrzędnych  $B(H)$  oraz  $J(H)$ , a błędy obliczają dla trzech punktów pomiarowych.



Rys. 2. Układ do wyznaczania krzywej pierwotnej namagnesowania za pomocą strumieniomierza. *A* — amperomierz, *S* — strumieniomierz, *K* — komutator, *W* — przełączniki 7-pozycyjne,  $R_1 - R_{13}$  — oporniki, *P* — próbka pierścieniowa

#### 4. Pomiar podatności ciał paramagnetycznych metodą wahadła bocznego [12], [15], [20]

Siła  $F$  działająca na próbkę umieszczoną w niejednorodnym polu magnetycznym, w przypadku kulki wyraża się wzorem:

$$F = \mu_0 \cdot \kappa \cdot V \cdot H \cdot \frac{dH}{dx}, \quad (6)$$

a dla pręta, którego jeden koniec znajduje się w polu  $H_1$  a drugi w  $H_2$ :

$$F = \frac{1}{2} \mu_0 \cdot \kappa \cdot S \cdot (H_1^2 - H_2^2), \quad (7)$$

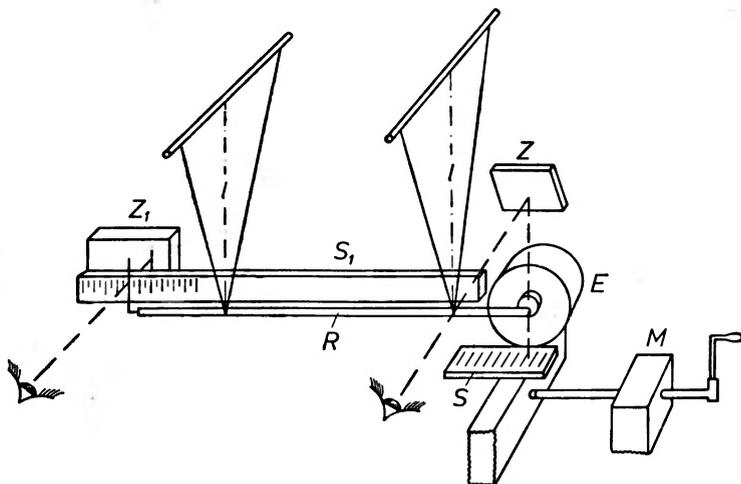
gdzie  $\kappa$  — podatność magnetyczna materiału,  $V$  — objętość próbki,  $\frac{dH}{dx}$  — gradient pola magnetycznego w kierunku, w którym próbka może się poruszać,  $S$  — powierzchnia przekroju pręta.

W omawianym doświadczeniu siłę  $F$  mierzy się za pomocą wahadła bocznego pokazanego na rys. 3. Zawieszenie rurki szklanej  $R$  zawierającej badany materiał umożliwia ruch tylko w kierunku jej osi. Jak wynika z rys. 4, siła działająca na próbkę jest proporcjonalna do wychylenia:

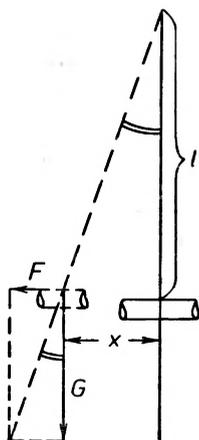
$$F = G \cdot \frac{x}{l}. \quad (8)$$

Na skutek wychylenia koniec próbki znajdujący się pomiędzy biegunami elektromagnesu przesunie się w inne miejsce, w którym natężenie pola magnetycznego posiada inną wartość. Celem uproszczenia pomiaru, aparaturę zaopatrzoneo w mechanizm  $M$  służący do przesuwania elektromagnesu. Pozwala on sprowadzić próbkę do takiego położenia, w którym próbka znajdowała się przed włączeniem pola. Położenie próbki kontroluje się na skali  $S$  (rys. 5). Wychylenie  $x$  odczytuje się na skali  $S_1$ . Cała aparatura umieszczona jest w oszklonej gablocie chroniącej przed przypadkowymi ruchami powietrza.

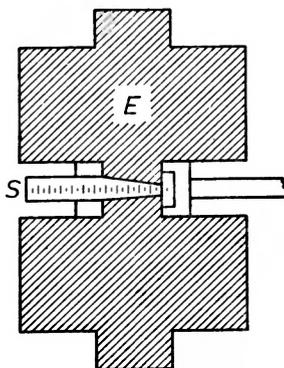
W doświadczeniu bada się kilka próbek, wykonując dla każdej z nich pomiary przy trzech różnych natężeniach pola magnetycznego. Natężenie pola  $H_1$  oblicza się z wzoru (7) korzystając z pomiarów wykonanych dla próbki o znanej podatności. Pole  $H_2$  zaniedbuje się.



Rys. 3. Schemat wahadła bocznego.  $Z$  — zwierciadła,  $R$  — rurka szklana,  $M$  — mechanizm przesuwu



Rys. 4. Wychylenie wahadła (wyjaśnienie w tekście)



Rys. 5. Elektromagnes wahadła bocznego; widok z góry

W omawianym doświadczeniu stosuje się elektromagnes o średnicy rdzenia 30 mm. Długość rurki wynosi 60 cm, a jej średnica 10 mm, długość zawieszenia  $l = 80$  cm. Substancją wzorcową jest  $MnSO_4$ , dla którego podatność magnetyczna wynosi  $88,5 \cdot 10^{-6}$ . Do zasilania elektromagnesu stosuje się prąd stały o napięciu 24 V. Ponadto korzysta się z amperomierza laboratoryjnego o zakresie do 2 A i opornika suwakowego o oporze  $40 \Omega$ .

### 5. Wyznaczanie pętli histerezy metodą Gaussa [12]

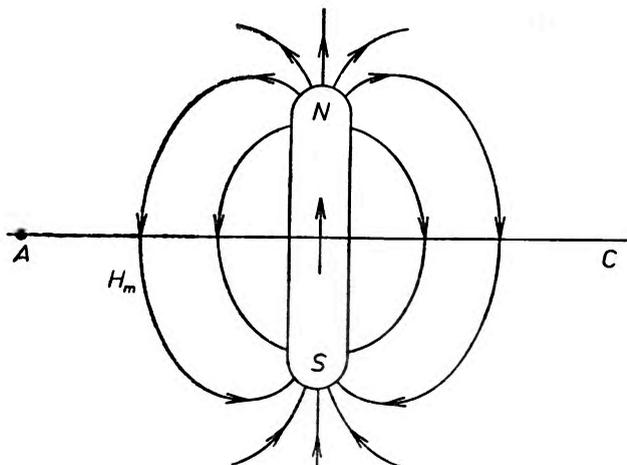
Nateżenie pola magnetycznego wytwarzanego przez dipol o momencie dipolowym  $j$  w punkcie  $A$  leżącym na płaszczyźnie równikowej ( $C$  na rys. 6), czyli dla II położenia Gaussa wyraża się wzorem (por. [10], § 32):

$$H = -\frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \mu_0} \frac{j}{r^3}. \quad (9)$$

Promień wodzący  $r$  punktu, w którym mierzy się pole  $H$ , liczy się od środka dipola. Podstawiając do powyższego równania  $j = B \cdot V$  i zaniedbując zapis wektorowy otrzymuje się:

$$B = \frac{4\pi\mu_0 \cdot H \cdot r^3}{V}. \quad (10)$$

Wszystkie wielkości występujące po prawej stronie niniejszego równania można wyznaczyć doświadczalnie. Nateżenie pola  $H$  mierzy się metodą kompensacyjną. W tym celu, po odmagne-



Rys. 6. Dipol magnetyczny.  $C$  — rzut płaszczyzny równikowej

sowaniu próbki, w punkcie  $A$  umieszcza się igłę magnetyczną, a cały zestaw (rys. 7) ustawia się w ten sposób, by kierunek wypadkowego pola rozproszonego był równoległy do płaszczyzny  $C$ . Po włączeniu prądu w obwodzie cewki  $S$  wytwarza się pole  $H$ , które wychyla igłę z pierwotnego położenia. Celem wyznaczenia pola  $H$  należy je skompensować za pomocą pola wytwarzanego przez parę cewek Helmholtza-Gaugaina, które wyraża się wzorem:

$$H = \frac{160 N \cdot I}{\sqrt{5} R}, \quad (11)$$

Podstawiając powyższe wyrażenie do wzoru (10) otrzymuje się:

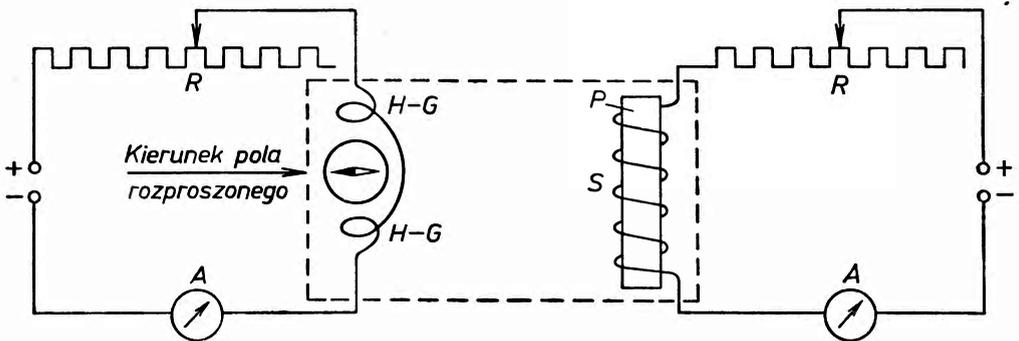
$$B = 1,13 \cdot 10^{-3} \frac{N \cdot I \cdot r^3}{R \cdot r}, \quad (12)$$

gdzie  $N$  oznacza łączną ilość zwojów cewek Helmholtza-Gaugaina,  $I$  — natężenie prądu w cewkach,  $R$  — ich promień, równy wzajemnej odległości. Zakłada się dodatkowo, że cewka  $S$  wytwarza pole  $H_m$ , które wyraża się wzorem:

$$H_m = \frac{N_m \cdot I_m}{l}, \quad (13)$$

czyli takim samym jak w przypadku solenoidu. Znaczek  $m$  — magnesujący oznacza tu wszystkie parametry dla cewki  $S$ , magnesującej próbkę.

Praktycznie układ wykonano w ten sposób, że cewka magnesująca  $S$ , igła magnetyczna i układ cewek Helmholtza-Gaugaina przymocowane są do podstawki i stanowią jedną całość.



Rys. 7. Układ do pomiaru indukcji magnetycznej metodą Gaussa.  $H-G$  — cewki Helmholtza-Gaugaina,  $S$  — solenoid,  $P$  — próbka

Próbka posiada kształt pręta o średnicy 11 mm i długości 120 mm. Cewka magnesująca składa się z 120 zwojów drutu DNE o średnicy 1 mm. Cewki  $H-G$  posiadają po 45 zwojów, a ich promień jest równy wzajemnej odległości i wynosi  $R = 90$  mm. W doświadczeniu stosuje się ponadto następujące przyrządy: dwa amperomierze prądu stałego, jeden do 1 A a drugi do 5 A, opornik dekadowy o zakresie od 1 do 10 000  $\Omega$  opornik suwakowy 50—100  $\Omega$  autotransformator stosowany do odmagnesowania próbki oraz źródło prądu stałego o napięciu 12 V.

Za pomocą omawianego zestawu, w zależności od własności badanej próbki, wyznaczyć można krzywą pierwotną lub całą pętlę histerezy. W doświadczeniu wykonuje się pomiary, wyliczenia i wykresy w układzie współrzędnych  $B(H)$  oraz  $J(H)$ . Dyskusję błędów ogranicza się do trzech punktów pomiarowych.

## 6. Wyznaczanie pętli histerezy magnetycznej za pomocą indukcyjniomierza [20]

Do pomiaru indukcji magnetycznej zbudowano indukcyjniomierz działający na zasadzie podanej w podręczniku S. Szczeniowskiego ([10], § 89). Do budowy przyrządu wykorzystano części tablicowego wskaźnika do termoogniów miedz-konstantan. Przeróbka sprowadziła się do zastąpienia magnesu stałego elektromagnesem, którego rdzeniem jest pręt wykonany z badanego materiału. Cewka magnesująca długości 70 mm składa się z 3300 zwojów drutu DNE o średnicy 1 mm. Długość pręta wynosi 100 mm, a przekrój około 75 mm<sup>2</sup>. Jarzmo  $J$  wykonano ze stali armko wykazującej bardzo małą histerezę. Jego przekrój wynosi ok. 500 mm<sup>2</sup>, czyli ponad 3-krotnie przewyższa przekrój próbki, dzięki czemu można założyć, że cały strumień indukcji magnetycznej wytworzony w próbce skupia się w obwodzie magnetycznym i prze-

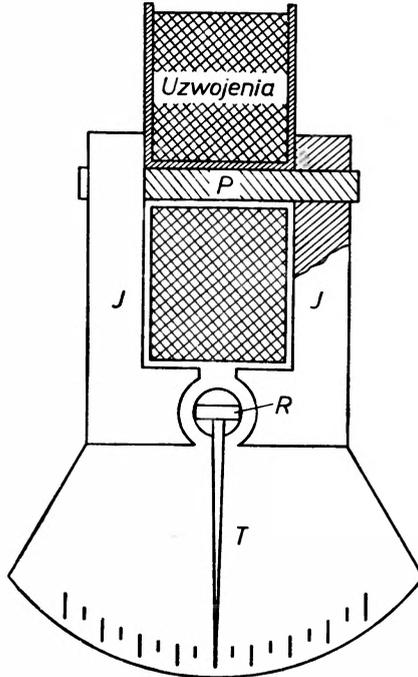
chodzi przez szczelinę, w której obraca się ramka  $R$  indukcjomierza. Zakłada się, że indukcja  $B_s$  panująca w szczelinie jest proporcjonalna do indukcji  $B$  w próbce:

$$B_s = \frac{B}{A}, \quad (14)$$

gdzie  $A$  — współczynnik proporcjonalności. Moment siły działający na ramkę wyraża się wzorem:

$$T = m \cdot B_s \cdot \sin \varphi, \quad (15)$$

gdzie  $\varphi$  — kąt zawarty pomiędzy wektorem momentu elektromagnetycznego  $m$  ramki wektorem



Rys. 8. Budowa indukcjomierza

rem indukcji magnetycznej  $B_s$ . Przyrząd zbudowano w ten sposób, że kąt  $\varphi$  posiada wartość bliską  $\pi/2$  czyli:

$$\sin \varphi \approx 1. \quad (16)$$

W czasie pomiaru na ramkę działa moment siły proporcjonalny do kąta  $\alpha$  wychylenia ramki z położenia równowagi ( $\alpha = \varphi + \pi/2$ ):

$$T = D \cdot \alpha, \quad (17)$$

gdzie  $D$  oznacza moment kierujący ramki. Podstawiając równania (16) i (17) do równania (15) otrzymuje się:

$$B_s = \frac{D}{m} \alpha. \quad (18)$$

Moment elektromagnetyczny ramki wyraża się wzorem:  $m = S \cdot I$  ( $S$  — przekrój czynny ramki). Jeżeli ponadto uwzględnimy związek (14), to ostatni wzór przyjmuje postać:

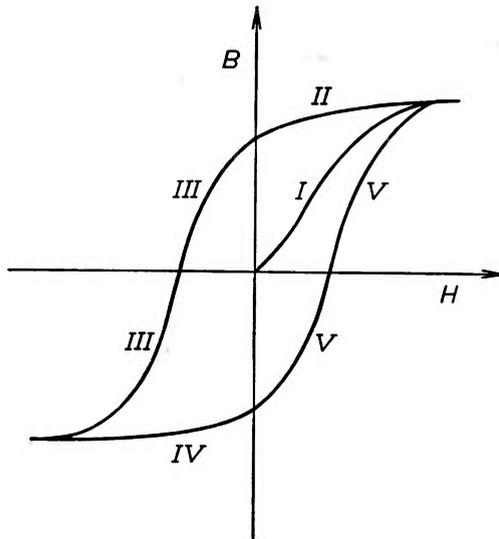
$$B = \frac{A \cdot D}{S \cdot I} \alpha. \quad (19)$$

Wprowadzając oznaczenie  $K = \frac{A \cdot D}{S}$  otrzymuje się:

$$B = K \frac{\alpha}{I}. \quad (20)$$

Z ostatniego wzoru wynika, że zakres indukcyjmierza jest zmienny i zależy od natężenia prądu płynącego przez ramkę  $R$ . Dla zbudowanego przyrządu stała  $K \approx 10^{-6} T \cdot A/\text{działkę}$  a maksymalne natężenie prądu wynosi  $100 \mu A$ .

Indukcyjmierz pozwala wyznaczyć krzywą pierwotną i pętlę histerezy. Przed rozpoczęciem pomiarów próbkę należy rozmagnesować. W tym celu wyłącza się prąd w obwodzie ramki,



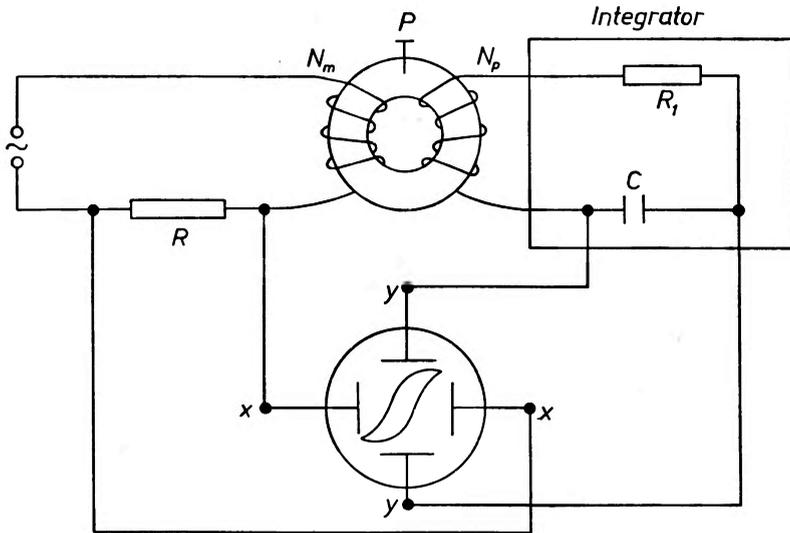
Rys. 9. Pętla histerezy magnetycznej (wyjaśnienia w tekście)

a do cewki magnesującej podłącza się autotransformator i przepuszcza prąd o natężeniu powoli malejącym od 5 do 0 A. Celem wykonania pomiarów należy włączyć prąd w obwodzie ramki i cewkę magnesującą podłączyć do źródła prądu stałego. Pomiarów wykonuje się dla płynącego przez cewkę magnesującą prądu rosnącego stopniowo od 0 do  $I_{\max}(= 5 A)$  (krzywa pierwotna — odcinek I na rys. 9), malejącego od  $I_{\max}$  do 0 (odcinek II) i dalej od 0 do  $-I_{\max}$  po zmianie kierunku prądu (odcinek III), rosnącego od  $-I_{\max}$  do 0 (odcinek IV) oraz od 0 do  $+I_{\max}$  (powtórna zmiana kierunku — odcinek V). Natężenie pola magnetycznego oblicza się z wzoru (13), a indukcję magnetyczną z wzoru (20). Pętlę histerezy wykreśla się w układzie  $B(H)$  oraz  $I(H)$ , a na osiach nanosi się dwie skale: w jednostkach układu SI oraz CGSEM.

W doświadczeniu stosuje się ponadto następujące przyrządy: w obwodzie ramki: źródło prądu 4,5 V (ogniwo Leclanchego), mikroamperomierz do  $100 \mu A$  i potencjometr 1 M $\Omega$ . W obwodzie cewki magnesującej: amperomierz dwuzakresowy pozwalający zmieniać zakresy bez przerywania prądu w obwodzie, oporniki suwakowe 50  $\Omega$  i 100  $\Omega$ , źródło prądu stałego o napięciu 24 V oraz autotransformator stosowany do rozmagnesowania próbki.

## 7. Badanie pętli histerezy za pomocą oscylografu [19], [20]

Zasadnicze elementy układu służącego do badania pętli histerezy magnetycznej za pomocą oscylografu pokazano na rys. 10. Próbka  $P$  posiada kształt pierścienia, na którym nawinięto dwa uzwojenia: magnesujące składające się z  $N_m$  zwojów nawiniętych równomiernie na całym obwodzie i pomiarowe, składające się z  $N_p$  zwojów. Na płytce  $x$  oscylografu przykłada się napięcie z opornika  $R$ , które jest proporcjonalne do natężenia pola magnetycznego, magnesującego próbkę. Do płytek  $y$  przykłada się scałkowane napięcie uzyskane w obwodzie pomiarowym, które jest proporcjonalne do indukcji magnetycznej w próbce. Zgodnie z prawem indukcji



Rys. 10. Schemat układu do obserwacji pętli histerezy magnetycznej na oscylografie

elektromagnetycznej Faradaya, siła elektromotoryczna indukowana w uzwojeniu pomiarowym wyraża się wzorem:

$$E = N_p \cdot S \cdot \frac{dB}{dt}, \quad (21)$$

gdzie  $N_p \cdot S \cdot dB = d\Phi$ , a  $S$  — przekrój poprzeczny próbki. Skąd:

$$E \cdot dt = N_p \cdot S \cdot dB \quad (22)$$

Uzyskany w obwodzie pomiarowym sygnał jest całkowany za pomocą integratora  $RC$ . Napięcie na okładkach kondensatora wyraża się wzorem:

$$U_C = \frac{1}{C} \int I_p dt, \quad (23)$$

ponieważ po zaniedbaniu oporu uzwojenia:  $E = R_1 \cdot I_p$ , otrzymuje się:

$$U_C = \frac{1}{R_1 \cdot C} \int E \cdot dt. \quad (24)$$

Podstawiając do powyższego wzoru wyrażenie (22) otrzymuje się:

$$U_C = \frac{N_p \cdot S}{R_1 \cdot C} B. \quad (25)$$

Zatem na okładkach kondensatora  $C$  wytwarza się napięcie proporcjonalne do indukcji w próbce. Zasilając układ prądem przemiennym, na ekranie lampy oscylograficznej otrzymuje się pętlę histerezy magnetycznej.

W Pracowni stosuje się modyfikację powyższego układu pozwalającą wykonać pomiary ilościowe. Natężenie pola magnetycznego wylicza się z wzoru (13), który w omawianym przypadku dla wartości szczytowej natężenia prądu, odpowiadającej polu  $H_m$  na rys. 11, przyjmuje postać:

$$H_m = \frac{N_m \cdot I_s \cdot \sqrt{2}}{l}, \quad (26)$$

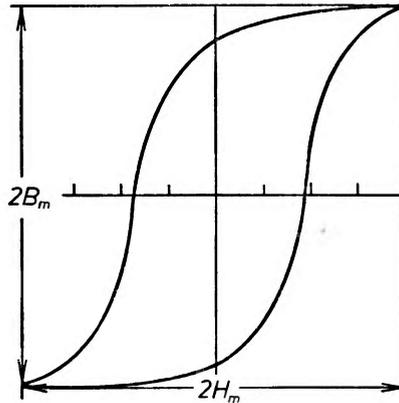
gdzie  $I_s$  — natężenie skuteczne w obwodzie magnesującym. Przy wzorcowaniu skali na osi  $y$  korzysta się z równania (21), które w przypadku prądu przemiennego przyjmuje postać:

$$B = \frac{1}{N_p \cdot S} \int E_0 \cdot \cos \omega t \cdot dt. \quad (27)$$

Stąd po scałkowaniu otrzymuje się dla wartości szczytowych:

$$B_m = \frac{1}{N_p \cdot S \cdot \omega} E_m. \quad (28)$$

Poprawny pomiar wartości szczytowej siły elektromotorycznej uzyskać można stosując woltomierz elektrostatyczny, ponieważ w każdym innym występuje spadek napięcia na oporze



Rys. 11. Amplitudy pętli histerezy (wyjaśnienia w tekście)

wewnętrznym. Błąd ten można wyeliminować posługując się pomocniczym źródłem prądu, które podłączone do płytek  $y$  da takie samo wychylenie na ekranie jak sygnał pomiarowy. Wtedy:

$$E_m = \sqrt{2} \cdot U_s \quad (29)$$

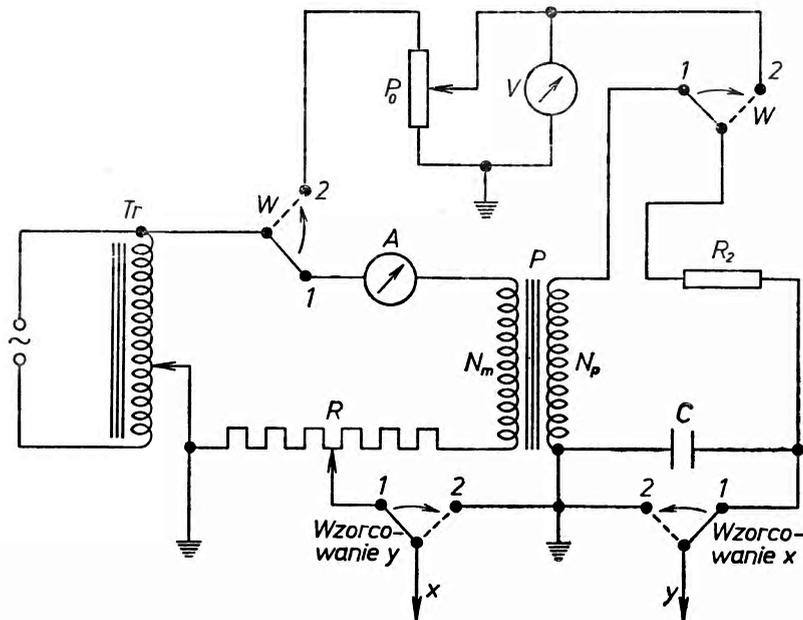
gdzie  $U_s$  — napięcie skuteczne źródła pomocniczego. Tak więc wzór (28) przyjmuje postać:

$$B_m = \frac{\sqrt{2} \cdot U_s}{N_p \cdot S \cdot \omega}. \quad (30)$$

Stosowany w doświadczeniu prąd przemienny wytwarza prądy wirowe w próbce. Aby ograniczyć ich wpływ, próbka musi być wykonana z odizolowanych od siebie blaszek, po-

dobnie jak rdzeń transformatora. W przypadku zrealizowanym w Pracowni próbką jest rdzeń transformatora o przekroju,  $35 \times 25$  mm. Uzwojenie pierwotne składa się z  $N_m = 40$  zwojów, a pomiarowe z  $N_p = 600$  zwojów. Zastąpienie próbki pierścieniowej rdzeniem transformatora wprowadza pewne błędy; przyjmuje się, że pole magnesujące nadal wyraża się wzorem (13). Zabezpiecza to jednak przed prądami wirowymi, które uniemożliwiają pomiar. Stosowany oscylograf posiada wewnętrzny wzmacniacz na płytce  $y$  sygnał przychodzący na płytce  $x$  nie jest wzmacniany. Dokładny schemat układu pomiarowego pokazano na rysunku 12, pod którym podano również wykaz stosowanych elementów.

Celem ułatwienia pomiaru długości linii na ekranie lampy oscylograficznej, układ zaopatrzone w wyłączniki „wzorcowanie  $x$ ” i „wzorcowanie  $y$ ”, za pomocą których przy odczycie



Rys. 12. Schemat szczegółowy układu do pomiaru pętli histerezy za pomocą oscylografu.  $R$  — opornik suwakowy  $900 \Omega$ ,  $P_0$  — potencjometr radiowy  $100 k\Omega$ ,  $V$  — woltomierz do  $200$  V,  $A$  — amperomierz od  $1$  A,  $R_2$  — opornik radiowy  $200 k\Omega$ ,  $C$  — kondensator blokowy  $3$  mF,  $W$  — przełącznik podwójny  $U$

długości linii (amplitudy pętli) wyłącza się sygnał przychodzący na drugą parę płytek. Przełącznik  $W$  wyłącza prąd w obwodzie magnesującym, sygnał z integratora i na płytce  $y$  włącza sygnał odniesienia, regulowany potencjometrem  $P_0$ . Wzorcowanie powtarza się przy kilku różnych wartościach napięcia zasilającego, regulowanego za pomocą autotransformatora  $Tr$ . Pozwala to na wyskalowanie osi  $B$  i  $H$ . Wszystkie wyliczenia i wykresy wykonuje się w układzie SI.

*Abstract:* This is a continuation of the series New Experiments etc. Firstly, difficulties occurring in the terminology of magnetism, relating in particular to such notions as „magnetization” and „magnetic moment”, are discussed. The magnetic quantities and their units in the terminology used in the Laboratory and recommended by the International Union of Pure and Applied Physics are tabulated. It diverges in certain points from that used in various monographs particularly with respect to magnetization, which is defined by the for-

mula  $B = \mu_0(H+M)$ , whereas the quantity defined as  $B = \mu_0H+J$  is termed magnetic polarization. Moreover, a terminological distinction is made between the electromagnetic moment  $m = IS$  and magnetic dipole moment  $j = JV$ .

Subsequent sections contain descriptions of the following experiments on magnetism as set up at the I-st Physics Laboratory of the A. Mickiewicz University at Poznań:

1. Magnetic field strength measurement with a fluxmeter.
2. Determination of the initial magnetization curve of a toroidal sample with a fluxmeter.
3. Measurement of the magnetic susceptibility of a paramagnetic by the lateral pendulum method.
4. Determination of the magnetic hysteresis loop by the Gauss method, by way of measurement of the magnetic field strength produced in the equatorial plane by a magnetic dipole sample.
5. Determination of the magnetic hysteresis loop with an inductionmeter.
6. Oscillographic observation of hysteresis loops of magnetically soft materials, and mapping of the coordinate axes  $B, H$  on the oscillographic pattern.

#### Literatura

- [1] J. Kalisz, *Postępy Fizyki*, **16**, 617 (1965).
- [2] R. Godycki, A. Pacut, *Problemy*, **14**, 226 (1968).
- [3] International Union of Pure and Applied Physics, *Symbols, Units and Nomenclature in Physics*, Document U. I. P. (S. U. N. 65—3) 1965.
- [4] J. M. Massalski, J. Studnicki, *Międzynarodowy układ jednostek miar SI*, Warszawa 1968.
- [5] M. Jeżewski, J. Kalisz, *Tablice wielkości fizycznych*, Warszawa 1957.
- [6] S. W. Wonsowski, *Współczesna nauka o magnetyzmie*, Warszawa 1958.
- [7] S. Chikazumi, *Physics of Magnetism*, New York—London—Sydney 1964.
- [8] H. Zijlstra, *Experimental Methods in Magnetism*, Part I, Generation and Computation of Magnetic Field, Amsterdam 1967.
- [9] E. Kneller, *Ferromagnetismus*, Berlin—Göttingen—Heidelberg 1962.
- [10] S. Szczeniowski, *Fizyka doświadczalna*, część III, Warszawa 1955.
- [11] D. Halliday, R. Resnick, *Fizyka dla studentów nauk przyrodniczych i technicznych*, Warszawa 1957.
- [12] H. Szydłowski, *I pracownia fizyczna. Wybrane doświadczenia*, Wyd. UAM, Poznań 1966.
- [13] T. Dryński, *Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki*, Warszawa 1967.
- [14] A. Zawadzki, H. Hofmoki, *Laboratorium fizyczne*, Warszawa 1964.
- [15] H. Szydłowski, *Postępy Fizyki*, **19**, 309 (1968).
- [16] H. Zijlstra, *Experimental Methods in Magnetism*, Part II, Measurement of Magnetic Quantities, Amsterdam 1967.
- [17] M. Markuszewicz, A. Mierzejewski, *Materiały magnetyczne*, Katowice 1954.
- [18] W. I. Iwieronowa, *Fizycznyj praktikum*, Moskwa—Leningrad 1951.
- [19] W. Muller, B. Sedlák, Z. Smetana, *Fysikální praktikum III*, Praha 1963.
- [20] H. Szydłowski, *Przewodnik metodyczny dla I pracowni fizycznej*, (w druku).

Richard P. Feynman, Robert B. Leighton, Matthew Sands: *Feynmana wykłady z fizyki*, Tom I — Część 1. Tłumaczyli z angielskiego Ryszard Gajewski, Zofia Królikowska, Marek Grynberg i Teresa Butler. Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1968, stron 414, cena zł 63.—

Książka *Feynmana wykłady z fizyki* jest rewelacją na skalę światową w dziedzinie podręczników fizyki. Jest ona wynikiem dostrzeżenia (przede wszystkim w USA), że musi się dokonać gruntowej modyfikacji w kursie wstępnym fizyki na wyższych uczelniach ze względu na olbrzymi zakres materiału, znaczenie fizyki dla innych nauk oraz lepsze zrozumienie podstaw fizyki, jakie dokonano się w ostatnich czasach. Od szeregu lat fizycy odczuwali przede wszystkim potrzebę bardziej ekonomicznego sposobu wyłożenia kursu, by zmieścić istotną treść, którą chcemy przekazać, bez zwiększenia liczby godzin wykładowych.

Takie to przesłanki przyświecały specjalnej komisji złożonej z najwybitniejszych fizyków amerykańskich, która zajęła się opracowaniem sposobów ulepszenia nauczania fizyki. Richard Feynman, laureat nagrody Nobla, wybitny fizyk teoretyk i niezwykle utalentowany wykładowca, był tym, który zaczął realizację tego zadania. Podjął się jednorazowego wyłożenia kursu fizyki jądrowej dla studentów Kalifornijskiego Instytutu Technologii. Feynman wykladał ten kurs po raz pierwszy w życiu. Wykłady postanowiono nagrać na magnetofon i odtworzyć w formie książki, którą możliwie szybko można by dać do rąk czytelnika. W wyniku tego wszystkiego powstała niezwykła książka. Zupełnie nietradycyjny układ, nieznanie dotąd ujęcia dydaktyczne i przede wszystkim żywy, bezpośredni język, niezwykle sugestywnie oddziaływający na czytelnika (prawie chciało by się powiedzieć — na słuchacza). Ten język stawia specjalne wymagania tłumaczowi. Aby nie zniszczyć ducha książki, finezje specjalnego stylu autora muszą być wiernie oddane przez tłumacza w polskim języku. Zadanie to nielada, wymagające dobrej znajomości tak języka jak i fizyki, dużej inteligencji i pewnej lekkości i poczucia humoru zarazem. Zespół tłumaczy w osobach pani Zofii Królikowskiej i pana Marka Grynberga wykonał to zadanie świetnie. Wszystkie cechy stylu Feynmana są zachowane w tłumaczeniu polskim. Książkę czyta się zupełnie gładko i z dużą przyjemnością. Porównywałem szereg miejsc, które mnie zaciękały, z angielskim oryginałem i muszę stwierdzić, że wszędzie znajdowałem doskonale oddany klimat feynmanowskiego wykładu. Należałoby życzyć polskiemu czytelnikowi, by nadal otrzymywał tak świetne tłumaczenia, a przede wszystkim, by ta jakość została utrzymana w tłumaczeniach dalszych tomów wykładow Feynmana.

Przechodząc do omówienia treści trzeba zaznaczyć, że w polskim języku ukazała się pierwsza część (połowa) pierwszego tomu oryginału, który składa się w całości z trzech tomów.

Feynman często w tym kursie spogląda na fizykę „z lotu ptaka“. Ukazuje najpierw jej strukturę i podobieństwa ujęć formalnych różnych zagadnień. W różnych miejscach „lot zniża“ i zajmuje się niektórymi szczegółami. Nie pozwala nigdy zagubić się czytelnikowi w jakimś labiryncie drobnych zagadnień — zawsze wiemy gdzie jesteśmy i co nas otacza. I to jest zasadniczo nowa cecha w ujęciu kursu fizyki. Feynman nie rozprasza czytelnika niepotrzebnie

i nie powtarza niepotrzebnie tego samego w kilku różnych tradycyjnych działach. Skoro mówi na przykład o siłach, to nie ogranicza się do mechaniki, ale omawia na raz siły sprężyste, grawitacyjne, elektrostatyczne, magnetyczne, molekularne, jądrowe i wiele innych. Wskazuje od razu związki fizyczne i pokrewieństwa formalne. Czytelnik czuje, że dowiadyuje się na raz dużo, że nie ma w wykładzie niedopowiedzeń. Znajduje odpowiedzi na tzw. gnębiące pytania natychmiast, gdy pytanie takie może się w jego umyśle pojawić. Feynman wyjaśnia także bardzo często, gdzie nasza wiedza się kończy i czego nie wiemy. To jest naprawdę rzetelny wykład i tę atmosferę specyficznej przyjaźni w stosunku do czytelnika wyczuwa się często.

Można by powiedzieć, że część pierwsza tomu pierwszego zawiera mechanikę, ale takie wyrwane tytuły rozdziałów jak:

1. *Atomy w ruchu*, 3. *Związek fizyki z innymi naukami przyrodniczymi*, 6. *Prawdopodobieństwo*, 7. *Teoria grawitacji*, 11. *Wektory*, 15. *Szczególne teoria względności*, 20. *Obroty w przestrzeni*, 22. *Algebra*, 25. *Układy liniowe*, orientują natychmiast jak szeroko i dogłębnie potraktowane są zagadnienia. Rola zasad zachowania jest omawiana bardzo gruntownie. Wspaniały jest rozdział o zasadzie zachowania energii. Na jej przykładzie czytelnik dostrzega jak formują się najpożyteczniejsze w fizyce pojęcia niezmienników. To i wiele innych miejsc w książce nastroja do głębokich refleksji nie tylko na temat struktury poznawanego przez nas świata, ale także na temat procesu poznawania albo raczej tworzenia praw fizycznych. Czuje się często w czasie lektury, że autor jest jednym z tych, którzy w tym procesie twórczym mają swój udział.

Charakterystyczne jest podejście Feynmana do matematyki. Podkreśla wielokrotnie, że jest ona przede wszystkim narzędziem dla fizyka, a nie celem samym w sobie. Narzędzie to można różnorodnie stosować, aby cel osiągnąć. Feynman w swych wykładach uczy tego od początku i napawa czytelnika wielkim optymizmem pokazując jak prostymi środkami matematycznymi można dojść do poważnych rezultatów fizycznych. Wspaniałym przykładem tego jest numeryczne wyznaczenie trajektorii planety. Czytelnik nie traci ani na chwilę wątku fizycznego, można by powiedzieć, że krok po kroku przewiduje jej ruch i rozumie w każdej chwili dlaczego planeta tak właśnie się porusza.

Nowych ujęć w książce jest tak wiele, że nie sposób wymienić je nawet w recenzji. Książka wprawia czytelnika w stan głębokiego zafascynowania. Wykładowcy (czy potencjalnemu wykładowcy) nasuwa się natychmiast pytanie, jak ją w praktyce stosować. Nie można żywcem opierać na niej wykładu — do tego trzeba by stać się Feynmanem. Nie będę nawet starał się odpowiedzieć na to pytanie, a to dlatego, że nie ulega dla mnie wątpliwości, że książkę tę powinien przeczytać każdy fizyk — a nawet więcej — każdy zainteresowany fizyką. Jestem przekonany, że tak uczeń szkoły średniej jak i profesor fizyki odniesie z tego korzyści.

Mam jednak pewne obawy, czy ten stan zafascynowania, w jaki książka wprowadza czytelnika, nie kryje w sobie pewnych niebezpieczeństw. Jeśli byśmy na naszym terenie wykładając zaczęli bezkrytycznie naśladować Feynmana (oczywiście, abstrahując od jego osobistego stylu), to moglibyśmy łatwo doprowadzić do kompletnego oderwania młodego fizyka od eksperymentu. (Jest to tym groźniejsze, że już obecnie tego typu tendencje widać często w naszym nauczaniu.) Feynman w swym wykładzie odwołuje się bowiem często do obserwacji codziennego życia, bardzo rzadko natomiast do eksperymentu fizycznego. Wydaje się, że w czasie jego oryginalnego kursu sprawy te były przerzucone prawie całkowicie do biegnących równoległe z wykładami specjalnych ćwiczeń laboratoryjnych. Niemniej jednak to, że Feynman nie jest eksperymentatorem, wywarło pewne piętno na jego wykładach z fizyki. Przytoczę jeden bardzo charakterystyczny tego przykład. W świetnym rozdziale na temat rezonansu (rozdział 23), gdy mowa o powszechności tego zjawiska w przyrodzie, Feynman pisze: „W przyrodzie istnieje wiele sytuacji, kiedy coś drga i pojawia się zjawisko rezonansu. Mówiliśmy już o tym w poprzednich rozdziałach, pokażemy obecnie, że to prawda. Przejdźmy się więc do biblioteki i pozaglądajmy do książek szukając w nich krzywych, podobnych do podanej na rys. 23.2 i wynikających z tego samego równania. Aby wykazać, jaką różnorodność przypadków można napotkać sięgając do bardzo niewielu nawet książek, przytoczymy przykłady zjawisk,

w których występuje rezonans, zaczerpnięte jedynie z pięciu czy sześciu książek". Przykłady są rzeczywiście piękne, ale „żywe“ zjawiska jeszcze piękniejsze. Może trudno było by pokazać niektóre z nich na wykładzie, ale moim zdaniem powinniśmy właśnie w tym kierunku koncentrować nasze dydaktyczne wysiłki.

Pewne ulepszenie polskiego wydania w stosunku do oryginału stanowi dodanie na końcu tomu zbioru interesujących zadań, wydanych w oryginale w formie osobnego skryptu.

Na zakończenie chciałbym powtórzyć raz jeszcze jedno wrażenie, które odniosłem po przeczytaniu tej książki. Trudno mi wyobrazić sobie fizyka, starego czy młodego, który by nie przeczytał tej niezwykłej książki. Dobrze się więc stało, że zaczyna ukazywać się jej świetne polskie tłumaczenie.

Jerzy Gieruła

W. B. Mann, S. B. Garfinkel: *Promieniotwórczość i jej badanie*. Z języka angielskiego przełożyła Ewa Skrzypczak. PWN, Poznań 1968, str. 222, cena 15 zł

W książce niniejszej autorzy w sposób popularny przedstawili niektóre zagadnienia związane z odkryciem promieniotwórczości, oddziaływaniem promieniowania jądrowego z materią, metodami detekcji, zasadą działania detektorów promieniowania jądrowego oraz zasadą działania niektórych przyrządów elektronicznych stosowanych w technice pomiarowej. Ponadto zadaniem książki jest wyjaśnienie podstawowych praw o przemianach promieniotwórczych, zapoznanie czytelnika z metodami detekcji i najczęściej stosowanymi metodami pomiaru aktywności.

Książka zawiera 8 rozdziałów: 1. *Odkrycie promieniotwórczości i wczesny okres jej badania*, 2. *Przemiany promieniotwórcze i teoria reakcji przemian łańcuchowych*, 3. *Oddziaływanie promieni alfa, beta i gamma z materią*, 4. *Neutrino i neutron*, 5. *Przemiany jądrowe z punktu widzenia bilansu energii*, 6. *Detektory promieniowania*, 7. *Aparatura*, 8. *Pomiary aktywności*. Książka stanowi przystępną lekturę dla szerokiego grona czytelników posiadających średnie wykształcenie. Należy sądzić, że zadaniem jej jest zbliżenie czytelnika do problemów badania i zastosowania promieniotwórczości.

Przekład jest niepoprawny i niezgodny z polską terminologią fizyczną, w ogóle w książce brak jest jednolitej terminologii fizycznej. Ponadto przekład zawiera szereg błędów i nieścisłości. Dla zorientowania czytelnika podaje niektóre zwroty i wyrażenia stosowane w przekładzie polskim książki Manna i Garfinkela.

Str. 55: „1 eV oznacza energię uzyskiwaną przez energię, lub jakąkolwiek inną cząstkę obdarzoną ładunkiem równym ładunkowi elektronu, gdy jest ona przyspieszona przez pole charakteryzujące się różnicą potencjałów wynoszącą 1 volt“. I dalej: jeden elektronvolt jest równy  $1,602 \cdot 10^{-9}$  dżula (zamiast  $1,602 \cdot 10^{-18}$  dżula).

Str. 56: „Jest zatem jasną rzeczą, jeśli wziąć ponadto pod uwagę jednorodność energii cząstek  $\alpha$ , pochodzących z poszczególnych źródeł, że przy określonej gęstości powietrza cząstka  $\alpha$  o danej energii przebywa dość dobrze określoną odległość, zanim zużyje na jonizowanie atomów ośrodka całą swą energię prócz energii ruchu cieplnego i zanim nie utraci zdolności do jonizowania cząsteczek powietrza“.

Str. 62: „Fotony niskiej energii wygodnie jest badać za pośrednictwem efektów ich oddziaływania z cięższymi gazami szlachetnymi, natomiast fotony wysokiej energii, wyrzucające fotoelektrony z cienkich warstw metalowych, prowadzą również do łatwych do detekcji i analizy zjawisk, związanych z przejściem fotoelektronów, elektronów odskoku i par elektronowych przez taką substancję, jak np. jodek sodu“.

Str. 71: „Przy wyprowadzaniu prawa Rutherforda nie uwzględnia się wyżej wspomnianego efektu ekranowania ani odskoku jądra“.

Str. 74: „Zgodnie z teorią kwantów częstości promieni Roentgena występujących w widmie promieniowania hamowania można łatwo otrzymać z równania

$$h\nu = W_i - W_f$$

gdzie  $W_i$  i  $W_f$  oznaczają początkową i końcową energię hamowanego elektronu ( $W_i$  jest równe eV, gdzie  $V$  oznacza napięcie przyspieszające, przy czym eV jest energią cząstki  $\beta$ )“.

Str. 78: „ $N/(E)$  oznacza liczbę cząstek  $\beta$  emitowanych z energią zawartą wewnątrz określonego niewielkiego przedziału energii  $\Delta E$ “.

Str. 87: Rys. 3.12.  $H_C$  w gausach/cm, zamiast w Gausach · cm.

Str. 93: „... wówczas energie wiązania elektronów w atomach są zanedbywalnie małe i mogą być wyrzucone przez kwanty  $\gamma$  jako tzw. elektrony komptonowskie“.

Str. 94: „W. Heisenberg oraz E. Schrödinger rozwiązali nierelatywistyczną teorię elektronu poruszającego się w polu elektromagnetycznym“.

Str. 95: „... pojęcie elektronu obdarzonego spinem“.

Str. 98: „Zjawisko produkcji par jest odwróceniem zjawiska promieniowania hamowania. W pierwszym przypadku foton przenosi elektron o ujemnej energii na poziom o wyższej energii, w drugim — elektron przechodzi na poziom o niższej energii, z jednoczesną emisją fotonu“.

Str. 132: „... przy czym atom pochodny powstaje w stanie wzbudzonym, bowiem stracił elektron z zewnętrznej powłoki, ma natomiast dodatkowy elektron na powłoce zewnętrznej“.

Str. 135: „... wyznaczeniu energii wynoszonych przez emitowane cząstki lub kwanty“.

Str. 136: „Najpospolitsze detektory działają na zasadzie procesów oddzielania elektronów i jonów dodatnich w gazie, a następnie przepływu prądu elektrycznego bądź impulsów elektrycznych w odpowiednim obwodzie“.

Str. 138: „... przy czym nie ma znaczenia czy elektrody docierają do elektrody jako elektrony swobodne, czy też — po dołączeniu się do powoli poruszających się cząsteczek — jako jony ujemne“.

Str. 143: „Całość zjawisk od chwili zajścia pierwotnego aktu jonizacji aż do zebrania na elektrodzie wszystkich uwolnionych elektronów odbywa się w czasie krótszym od jednej mikroszekundy“.

Str. 153: „Układ ten umieszczony jest wewnątrz, choć jest od niego izolowany w cylindrycznym aluminiowym naczyniu, które działa jako jedna z elektrod komory jonizacyjnej“.

Sądę, że jakikolwiek komentarz jest tutaj zbędny.

Henryk I. Lizurej

Robert L. Weber: *Fizyka współczesna dla nauczycieli*. Z języka angielskiego przełożył Jan Blinowski. Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1969. Stron 335, cena 32 zł

Bujny rozwój nauk przyrodniczych i techniki, jaki obserwujemy już od ponad dwudziestu lat, w niemałym stopniu związany jest z nowymi odkryciami i zdobyczami fizyki. Śledzenie tego wielkiego postępu ze zrozumieniem wymaga coraz lepszej i głębszej znajomości praw fizyki. Z tego też powodu w wielu krajach świata znacznie wzrosło znaczenie dydaktyki fizyki prowadzonej na różnych szczeblach, w tym także na poziomie szkoły średniej. Najlepszym tego dowodem są liczne podręczniki fizyki jakie ukazują się już od kilku lat na rynku księgarskim, podręczniki opracowane przez wytrawnych pedagogów i bardzo dobrych fizyków.

Do tej grupy podręczników zaliczyć możemy również książkę Roberta L. Webera, doświadczonego wykładowcy amerykańskich college'ów. *Fizyka współczesna dla nauczycieli* przeznaczona jest przede wszystkim dla nauczycieli szkół średnich. Należy ją traktować nie tylko jako źródło informacji, ale przede wszystkim jako przykład przedstawienia uczniom szkół średnich w prosty i możliwie zrozumiały sposób trudnych zagadnień fizyki współczesnej. Nie znaczy to jednak, by książka R. L. Webera przeznaczona była jedynie dla nauczycieli fizyki. Wydaje się, że podręcznik ten winien być użyteczny także dla uczniów wyższych klas

szkół średnich, słuchaczy szkół pomaturalnych i zainteresować także wszystkich tych, których frapują takie zagadnienia, jak np. loty kosmiczne, budowa atomu i jądra atomowego, energia jądrowa. *Fizyka współczesna dla nauczycieli* napisana jest językiem prostym. Forma wykładu jest przystępna, świadcząca o dużym doświadczeniu pedagogicznym autora. Autor zakłada, że czytelnikowi znana jest fizyka w zakresie szkoły średniej. Do pełnego zrozumienia wykładu wymagana jest znajomość elementów rachunku różniczkowego i całkowego. Tym niemniej umiejętności matematyczne jedynie w zakresie szkoły średniej nie powinny uniemożliwić śledzenia wykładu ze zrozumieniem.

Książka R. L. Webera podzielona została na dwie niezależne od siebie części. Pierwsza z nich składa się z 8 rozdziałów i poświęcona jest rakietom, satelitom i podróżom kosmicznym. Poznajemy narodziny kosmonautyki, jej rozwój i perspektywy. Autor omawia szczegółowo podstawy fizyczne napędu raketowego i zasady działania różnego typu silników raketowych. Opis pola grawitacyjnego, w szczególności pola ziemskiego wprowadza czytelnika w tajniki ruchu pojazdów kosmicznych. Część pierwsza została poddana przez dr Olgerda Wołczka krytycznemu przeglądowi i uzupełniona najnowszymi osiągnięciami astronautyki. Tego typu zabieg stał się konieczny wobec szybkiego rozwoju kosmonautyki. Książka R. L. Webera została bowiem napisana jeszcze w latach 1963—64.

Druga, znacznie obszerniejsza część książki, składa się z 13 rozdziałów. Jest ona poświęcona fizyce atomowej i jądrowej. W pierwszych kilku rozdziałach autor zapoznaje czytelnika z elementami teorii atomistycznej, teorii kinetycznej gazów, ruchem falowym oraz własnościami pól elektrycznych i magnetycznych. Pozwala to autorowi na wprowadzenie czytelnika w trudne tajniki fizyki współczesnej w sposób wnikliwy i zarazem prosty. Poznajemy elementy teorii względności, własności fal elektromagnetycznych wraz z równaniami Maxwella, własności fal materii de Broglie'a oraz na czym polega dualizm fala-cząstka. Fizyka atomowa nie jest ograniczona jedynie do modelu atomu Bohra. Czytelnik dowiaduje się na czym polega mechanika kwantowa oraz co to jest równanie Schrödingera. W ostatnich rozdziałach omówione są własności sił jądrowych oraz budowa jądra atomowego i jego własności. Książkę zamyka rozdział o niekonwencjonalnych źródłach energii takich jak reaktor atomowy, synteza jądrowa, źródła termoelektryczne, termojonowe i magnetohydrodynamiczne. Każdy rozdział zakończony jest kilkoma zadaniami. Winny one pomóc czytelnikowi w ugruntowaniu poznanych zjawisk i praw.

Przy czytaniu *Fizyki współczesnej dla nauczycieli* nasuwają się pewne uwagi i spostrzeżenia. Wydaje się, że nie tylko do pierwszej części należało wprowadzić pewne uzupełnienia. Czytelnik, który bierze do ręki książkę zajmującą się fizyką współczesną, na pewno oczekuje wiadomości o tym co to jest laser, jaka jest jego zasada działania, co to jest holografia. Te najnowsze osiągnięcia fizyki znajdują coraz większe zastosowanie praktyczne. Zdaniem recenzenta należało wprowadzić jako podstawowy układ jednostek układ SI, a nie wspominać o nim jedynie w króciutkim przypisie tłumacza.

Przygotowanie książki do druku wykazuje znamiona pośpiechu. Świadczą o tym dostrzeżone niedokładności, a niekiedy wręcz błędy. By powyższe twierdzenie nie było gołosłowne przytoczę kilka przykładów: rysunki suwaka logarytmicznego zamieszczone na stronach 321 i 322 są zupełnie nieczytelnie; na stronie 187 winien być cytowany rysunek 13.7b a nie 13.8b. Również korekta nie została przeprowadzona dostatecznie uważnie. I znowu przykłady: na stronie 320 w alfabecie greckim pod literą alfa umieszczono symbol  $\lambda$ ; na rysunku 13.12 z błędem wymienione jest nazwisko Rayleigha. Niepokojące są jednak błędy rzeczowe. Na rysunku 16.9b w złej kolejności narysowane są poziomy energetyczne. Również kierunek strzałek symbolizujących przejścia elektronowe jest niewłaściwy. Przecież w tekście jest mowa o widmie emisyjnym a nie absorpcyjnym.

Tłumaczenie na język polski jest w zasadzie dobre, chociaż nie ustrzegło się pewnych nieporadności. W kilku przypadkach tekst został jednak w istotny sposób zniekształcony. Oto przykłady: strona 274: „ilość substancji wykazujących aktywność...“, winno być: liczba substancji; strona 301; „przy łączeniu dwu małych jąder...“ zapewne winno być: lekkich jąder.

Jeszcze trzy przykłady, w których wypaczono sens fizyczny: strona 185: „Chociaż więc przez przerwę między okładkami kondensatora nie płynie prąd przewodnictwa  $i$  (żaden ładunek nie przepływa bowiem przez przerwę), to występuje tam równy mu prąd przesunięcia  $i_p$ “, sens tego zdania nie jest zrozumiały; strona 187: „całka liniowa z 13.9 równa jest...“, w równaniu 13.9 występuje jedynie całka krzywoliniowa; dwie linijki poniżej: „strumień  $\varphi$  magnetyczny  $\Phi_B$  przez przekrój wynosi...“, to zdanie jest niezrozumiałe.

Mimo wielu dostrzeżonych błędów *Fizyka współczesna dla nauczycieli* jest książką cenną, winna się znaleźć w bibliotece każdego nauczyciela fizyki, i pomóc mu w propagowaniu nowych zdobyczy fizyki. Można mieć nadzieję, że tego typu podręczniki przyczynią się do podniesienia poziomu nauczania fizyki w szkołach średnich i dzięki temu wzbudzą wśród młodzieży większe zainteresowanie fizyką i jej studiami.

*Lucjan Jarczyk*

**Prof. M. Mięśowicz Przewodniczącym  
Krakowskiego Oddziału PAN**

W dniu 14 maja br. odbyły się wybory uzupełniające Krakowskiego Oddziału PAN. Przewodniczącym Oddziału został Prof. dr Marian Mięśowicz, będący również wiceprezesem PAN. Prof. Marian Mięśowicz jest od 1947 r. profesorem Akademi Górniczo-Hutniczej w Krakowie, a od 1959 r. członkiem Polskiej Akademii Nauk. Prowadzi prace z zakresu fizyki jądrowej i fizyki cząstek elementarnych. Zajmował się badaniem promieni kosmicznych na dużych głębokościach pod ziemią, zastosowaniem fizyki jądrowej do geofizyki, oraz oddziaływaniem elektromagnetycznym i jądrowym. Obecnie prowadzi prace z zakresu fizyki wysokich energii.

**Metody teorii wielu ciał**

Na Uniwersytecie w Nottingham w dniach 25—27 marca br. odbyła się konferencja fizyków teoretyków, specjalistów z różnych dziedzin teorii ciała stałego, w celu przedyskutowania teoretycznych metod stosowanych w rozwiązywaniu różnych fizycznych problemów.

Wprowadzający referat wygłosił S. F. Edwards, który podkreślił nieliniowość równań spełnianych przez jednocząstkową funkcję Greena w układzie wielu ciał i ograniczenia możliwości teorii zaburzeń. zilustrował tę trudność analizując prosty przykład jednoelektronowej teorii stopów lub ciekłych metali. Pokazał, że nawet bardzo słaby potencjał oddziaływania nieuporządkowanych jonów posiada zawsze obszar silnego sprzężenia na dnie niskoenergetycznej części rozkładu gęstości stanów. Sytuacja jest analogiczna do obszaru krytycznego blisko przejścia fazowego w układach wielu ciał. Nieliniowość podkreślił również

K. W. H. Stevens, dyskutując silne sprzężenie spinowo-fotonowe i spinowo-fononowe. Opisał on jak dwupoziomowy układ spinów oscyluje periodycznie pomiędzy tymi dwoma poziomami pod wpływem przechodzącej fali elektromagnetycznej. W czasie przechodzenia przez zespół spinów poprawnie sformowany impuls może przechodzić bez zmiany kształtu, tylko ze zmianą prędkości. Ten impuls można uważać za drganie kolektywne układu, chociaż Stevens kwestionował możliwość jego opisu metodą funkcji Greena.

Innym tematem konferencji był problem użyteczności i uzasadnienia teorii cieczy Fermiego i koncepcji kwazicząstek w ogóle. A. J. Leggett podkreślił nietrywialną naturę teorii Landaua w związku z doświadczeniami z echem spinowym w ciekłym He<sup>3</sup>. G. Rickayzen wskazał na niepowodzenia koncepcji kwazicząstek w nadprzewodnikach z silnym elektronowo-fononowym oddziaływaniem. S. Engelsberg zanalizował odchylenia od teorii prostych cieczy Fermiego, które powstają w układach prawie ferromagnetycznych dzięki efektowi stałości spinowej fluktuacji. D. M. Edwards wykazał, że w wypadku ferromagnetycznych metali fale spinowe nie mogą być rozważane dokładnie tak samo jak kolektywne drgania w fenomenologicznej teorii cieczy Fermiego.

**Ile jest kwarków?**

Zachęcającą cechą fizyki wysokich energii ostatnich lat jest możliwość klasyfikacji cząstek elementarnych w grupie SU<sub>3</sub>. Taka klasyfikacja sugeruje, że wszystkie silnie oddziaływające cząstki mogą być opisane przez teorię przewidującą także istnienie trzech fundamentalnych cząstek zwanych kwarkami. Te trzy cząstki mają szczególne własności, są dość ciężkie i posiadają ładunek elektryczny będący ułamkiem ładunku noszonego przez elektron. Chociaż kwarków do-

tychczas nie obserwowano, teoria ich jest atrakcyjna, ponieważ wszystkie znane bariony — około czterdziestu cząstek: proton, neutron,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$  i  $\Omega^-$  — można zbudować właśnie z trzech kwarków wziętych w różnych kombinacjach.

Jednak w 1966 r. pomiary wykonane przez R. L. Cooka i innych wskazywały na istnienie barionu o dodatniej liczbie dziwności, co wymaga do jego zbudowania pięciu kwarków. W wypadku istnienia tego barionu układ kwarkowy musiałby ulec skomplikowaniu, a także powinny by istnieć cząstki dotychczas nie obserwowane. Wynik ten otrzymano w pomiarach całkowitego przekroju czynnego na nukleony dla dodatnich  $K$  mezonów, jako funkcję pędu padających mezonów  $K$ . Sugeruje on możliwość istnienia krótkożyłowego stanu rezonansowego układu  $K^+$  na nukleonach, który można interpretować jako stan wzbudzony tak zwanych cząstek  $Z^*$ . Cząstki  $Z^*$  powinny mieć dziwność taką samą jak mezon  $K^+$ , mianowicie  $+1$  i ta specyficzna własność wymaga wprowadzenia pięciu kwarków.

Podobnie w 1967 r. Tyson i inni opublikowali pracę doświadczalną wskazującą na możliwość istnienia  $Z^*$ . Następną próbę rozwiązania tego problemu podjął w Brookhaven Anderson i inni. Ujemnymi  $H$ -mezonami bombardowano tarczę protonową w celu próby produkcji ujemnych mezonów  $K$  i pojedynczo naładowanych dodatnich barionów  $Z^*$ . Mimo skrupulatnej analizy wyników nie zaobserwowano żadnych efektów wskazujących na istnienie  $Z^*$ .

Na definitywną odpowiedź należy jednak jeszcze poczekać do czasu, gdy będzie więcej pomiarów tego typu. Wielu fizyków będzie na pewno bardzo zadowolonych, jeśli okaże się, że cząstki  $Z^*$  nie istnieją i prosty model kwarków pozostanie nietknięty.

#### Więcej uwagi cieczechom

W Anglii w dniach od 15 do 18 kwietnia br. odbyła się konferencja poświęcona fizyce cieczy, której problemy zaczynają budzić coraz większe zainteresowanie. Obecnie stan gazowy i krystaliczny bada się bardzo intensywnie, podczas gdy cieczechom poświęca się mniej uwagi. Jest to spowodowane

trudnościami rachunkowymi i brakiem logicznie przejrzystego zerowego przybliżenia dla cieczy w przeciwieństwie do gazu doskonałego lub kryształu harmonicznego. Wydaje się, że model sztywnych kul jest odpowiednim zerowym przybliżeniem i że nieznacznie zmodyfikowane modele dają nie najgorsze rezultaty, przynajmniej dla monoatomowych cieczy, takich jak gazy szlachetne i ciekłe metale. Molekularne cieczy, znacznie bardziej skomplikowane, są intensywnie badane doświadczalnie. Dotyczy to specjalnie wody.

Na konferencji wygłoszono kilka przeglądowych i oryginalnych prac. B. Widon zaprezentował modyfikację modelu sztywnych kul, w którym dodano słabe długi-zasięgowe siły przyciągające, gdzie szczególnym przypadkiem jest wyraz typu Van der Waalsowskiego. Zasugerował on możliwość doświadczalnego sprawdzenia tego modelu, nazwanego pierwszym przybliżeniem teorii prostych cieczy. J. E. Enderby przedyskutował cieczy ze specjalnym uwzględnieniem czynnika strukturalnego ciekłych metali i stopów. Zaproponował nowe rozwiązanie równania Yvon-Born-Greena. P. Schofield zreferował teorię uogólnionego współczynnika transportu. Modelowanie dynamiki cieczy na maszynach liczących zreferowali A. Rahman i L. Verlet. Ten kierunek wydaje się najbardziej sukcesywny, chociaż nie pozwala na otrzymanie analitycznych wyrażeń. Daje jednak graficzne charakterystyki dynamiki statyki i termodynamiki prostych cieczy. P. Egelstaff omówił możliwości metody rozpraszania neutronów w badaniach cieczy. J. G. Powles przedstawił różne typy informacji otrzymywanych przez rozproszenie światła, przez termodynamiczne i makroskopowe (turbulencje) fluktuacje w cieczech i ich zastosowanie w naukowych i technicznych problemach.

#### Centrum obliczeniowe

Z końcem tego roku zostanie otwarty w Paryżu nowy ośrodek obliczeniowy wyposażony w szybkie maszyny liczące.<sup>4</sup> Ośrodek zajmować się będzie problemami związanymi ze strukturą i własnościami atomów

i drobin. Zostanie nazwany Europejskim Centrum do Obliczeń Atomowych i Drobinowych (CECAM).

Fizycy i chemicy w Europie widzą konieczność istnienia takiego Ośrodka, ponieważ czują, że nie osiągnięto na tym polu wyników takich jak w Ameryce. W Ośrodku będzie się rozwiązywać problemy nie tylko przy pomocy znanych już programów, ale głównie opracowywać nowe programy do rozwiązywania różnych problemów struktury atomów i drobin.

Pracować tam będą naukowcy z całej Europy, którzy przyjeżdżać będą na okres 3—6 miesięcy. Po powrocie do kraju mogą oni kontynuować prace rozpoczęte lub zainicjowane w Ośrodku. Jest nadzieja, że będą oni periodycznie przyjeżdżać do Ośrodka w celu kontynuacji współpracy. W pierwszym okresie przewiduje się przyjazd około dwudziestu naukowców z różnych krajów. CECAM będzie zorganizowany przy Uniwersytecie Orsay i początkowo wyposażony w dwie maszyny CDC 3600 i IBM 360-50-75.

#### Nadciekłość i nadprzewodnictwo we Wszechświecie

W warunkach na Ziemi nadciekłość i nadprzewodnictwo zaobserwowano tylko w laboratoriach w niskich temperaturach. Ciekły hel ( $\text{He}^4$ ) staje się nadciekłym w temperaturach niżej  $2,17^\circ\text{K}$ . Również roztwór  $\text{He}^4$  i  $\text{He}^3$  posiada własność nadciekłości. W wyższych temperaturach, w ziemskich warunkach, nadciekłości nie obserwuje się.

Nadprzewodnictwo zaobserwowano u większości metali i stopów, jednak we wszystkich przypadkach temperatura przejścia w stan nadprzewodzący przekracza  $20^\circ\text{K}$ .

Czy mogą we Wszechświecie, w warunkach znacznie różniących się od ziemskich, powstać obszary mające własność nadciekłości lub nadprzewodnictwa. Okazuje się, że ogolone z elektronów atomy helu mogą przejść do stanu nadciekłego, lub dokładniej nadprzewodzącego, przy gęstościach ponad  $3 \cdot 10^7 \text{ g/cm}^3$ . Wtedy temperatura przejścia do stanu nadciekłego jest wyższa niż  $10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ . Przy mniejszych gęstościach krystalizacja następuje wcześniej niż przejście do stanu jądrowej nadciekłości  $\text{He}^4$ .

W jądrach Jowisza i Saturna i podobnych planet i w niektórych peryferyjnych warstwach gwiazd, białych karłów, istnieje metaliczny wodór (gęstość  $1 \div 100 \text{ g/cm}^3$ ). Powstaje on pod wpływem dostatecznie wysokiego ciśnienia w wyniku kolektywizacji związanych elektronów. Oszacowanie temperatury jego przejścia w stan nadprzewodzący jest przy obecnym stanie teorii bardzo wątpliwe.

Innym problemem jest nadciekłość gwiazd neutronowych, a także nadprzewodnictwo protonów w gwiazdach neutronowych. W istnienie nadciekłości cieczy neutronowej przynajmniej w dość grubej warstwie gwiazdy trudno obecnie wątpić. Odpowiedź na pytanie: jak szeroka jest ta warstwa i jakie są jej parametry powinna dać fizyka jądrowa i rozwiązania równania stanu nadciekłej materii jądrowej. To samo dotyczy analizy nadprzewodności protonów w gwiazdach neutronowych.

#### Muzeum astronomii i fizyki

W starych murach Collegium Maius Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie znajduje się muzeum, w którym zgromadzono wielką ilość starych przyrządów fizycznych i astronomicznych. Można tam znaleźć przyrządy optyczne, pompy, mikroskopy, prasy, zegary, sekstansy, busole, lunety, globusy. Tam również znajduje się zestaw, przy pomocy którego w 1883 roku K. Olszewski i Z. Wróblewski po raz pierwszy skroplili powietrze. Niestety muzeum, ze względu na swój specyficzny charakter, nie jest dostępne szerokiemu ogółowi.

#### Zjazd Fizyków w NRD

W czasie od 31 marca do 2 kwietnia 1969 r. odbył się w Lipsku Zjazd Fizyków. Po raz pierwszy nie miał on tradycyjnego charakteru połączonego z referowaniem prac własnych. Reforma miała na celu głównie skrócenie czasu trwania Zjazdu. Był on trzydniowym przeglądem tych dziedzin fizyki, które intensywnie rozwijają się ostatnio w NRD. Do wygłoszenia referatów zaproszono najlepszych krajowych specjalistów.

Program obejmował następujące tematy:

1. *Aktualne problemy doświadczalnych metod badania powierzchni*, Prof. H. Bethge (Halle)

2. *Stany elektronowe i transport elektronów w cienkich warstwach*, Prof. H. Berger (Berlin)

3. *Magnetyczne stany w warstwach powierzchniowych w metalach*, Prof. H. J. Fischbeck (Berlin)

4. *Fizyka statystyczna i teoria informacji*, Prof. G. Vojta (Lipsk)

5. *Tendencje rozwoju sposobów magazynowania informacji*, Dr H. Völz (Berlin)

6. *Postępy w mikroskopii elektronowej*, Dr J. Heydenreich (Halle)

7. *Spinowo-wektorowa teoria grawitacji*, Prof. J. Treder (Poczdám)

8. *Astronomiczne konsekwencje teorii Tredera*, Dr E. Liebscher (Poczdám)

9. *Nowoczesne aspekty magnetyzmu ciała stałego*, Dr W. Andra (Jena)

10. *Podstawy ciągłej teorii ruchu dyslokacji*, Prof. H. Günther (Berlin)

11. *Fizyka plastyczności metali*, Dr D. Schulze (Drezno)

12. *Pęknięcie i procesy plastyczne*, Dr V. Schmidt (Halle)

Referaty omawiały głównie prace prowadzone w laboratoriach NRD, uwzględniały jednak również światowy dorobek w tych dziedzinach. Między innymi, Prof. G. Vojta cytował prace polskiego fizyka R. S. Ingardena.

Przewodniczącym Zjazdu był Prof. Gustaw Hertz. Wygłosił on referat na temat swej pracy o zderzeniach elektronów, za którą razem z Prof. J. Frankiem uzyskał swego czasu nagrodę Nobla. Na ten historyczny referat przybyli tłumnie studenci z Uniwersytetu w Lipsku i wraz z uczestnikami Zjazdu zgotowali sędziwemu uczonemu gorącą owację.

W kuluarach Zjazdu dyskutowano szeroko nad jego tematyką. Za największe aktualne osiągnięcie niemieckich fizyków teoretyków uważano pracę Prof. Tredera z teorii grawitacji.

W Zjeździe brało udział około 400 fizyków z NRD oraz delegaci z Bułgarii, Węgier i Polski.

H. Chęcińska

#### Konferencja dla nauczycieli fizyki na „najwyższym“ poziomie

W dniach 29 i 30 marca br. odbyła się ogólna konferencja dla nauczycieli fizyki w NRD, zorganizowana w ten sposób, że nie spowodowała ona przerwy w pracy nauczycieli w szkole. Najlepsi fizycy, specjaliści w pewnych dziedzinach, wygłaszali referaty przeglądowe z pokazami.

W programie między innymi były następujące referaty:

*Nowe problemy w fizyce półprzewodników z pokazami doświadczeń i filmu kolorowego o produkcji tranzystorów* — prof. dr Thielmann z Lipska.

*Nowe idee i metody badawcze powstałe z doświadczeń współczesnej fizyki* — prof. dr Schmellenmeier z Akademii Nauk NRD w Berlinie.

*Zagadnienia z fizyki niskich temperatur z pokazami doświadczeń z ciekłym helem i zestalonym powietrzem* — prof. dr Belounga z Instytutu Akademii Nauk w Dreźnie.

*Problemy optyki nieliniowej* — prof. P. Görlich z Jeny.

*Wybrane zagadnienia z fizyki cząstek o wysokich energiach* — dr K. Grote z Akademii Nauk z Berlina.

*Fizyczne wyniki w badaniach Kosmosu* — prof. dr Hoppe, prezes Towarzystwa Astronautycznego NRD.

Zarówno wykłady, jak i pokazy były na wysokim uniwersyteckim poziomie.

H. Chęcińska

#### Symposium w Berlinie

W Berlinie w dniach od 27 do 31 stycznia 1969 r. odbyło się III Symposium Podstaw Szybkiego Przetwarzania Elektrycznego. Organizatorem Symposium była Niemiecka Akademia Nauk.

Symposium poświęcone było omówieniu zagadnień praktycznego wykorzystania generatorów prądów udarowych i techniki eksplodującego drutu dla procesów formowania materiałów. Dwa główne kierunki tych zastosowań, a mianowicie elektromagnetyczne i hydrodynamiczne formowanie, omówione było zarówno w aspekcie

naukowej analizy procesów zachodzących przy impulsowym przekazywaniu energii, jak i naukowo-technicznym i ekonomicznym. A więc omawiano oprzyrządowanie typowe dla pracy z silnymi polami magnetycznymi impulsowymi, udarami gigaamperowych prądów oraz kamery ultraszybką fotografią.

W Sympozjum brali udział, oprócz gospodarzy z NRD (III Physikalisches-Technisches Institut, DAW in Berlin), przedstawiciele Polski, Węgier, Czechosłowacji i Bułgarii. Dwa ostatnie dni Sympozjum poświęcono na pokazy pracy generatorów prądów udarowych i kamer ultraszybką fotografią w filii Instytutu w Berlin-Rahnsdorf. M. in. demonstrowano prototypy impulsowych pras formujących różne detale dla przemysłu motoryzacyjnego. Urządzenia takie pracują już w zakładach motoryzacyjnych NRD w Eisenach, Zwickau i Schopau.

W innej filii Instytutu w Falkenhagen (Kreis Seelow) demonstrowano zastosowanie metody eksplodujących drutów w procesach kruszenia materiałów, a zwłaszcza precyzyjnego łupania kryształów wzdłuż płaszczyzny łupliwości.

### Konferencja z Fizyki Plazmy

W dniach od 22 do 26 maja br. odbyło się w Balatonvilágos na Węgrzech Kolokwium z Fizyki Plazmy i Jej Zastosowań. Organizatorem konferencji była Węgierska Akademia Nauk. W konferencji brało udział 47 uczestników z następujących krajów: Bułgaria, Czechosłowacja, NRD, NRF, Polska, Rumunia i Węgry. Przeważały referaty poświęcone teorii plazmy, teorii transportu, promieniowaniu plazmy, a przede wszystkim magnetohydrodynamiki (w tym również relatywistyczne teorie).

### Szkoła w Ałuszcie

Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych w Dubnej zorganizował w swoim domu wczasowym w Ałuszcie na Krymie Szkołę poświęconą fizyce neutronowej, która odbyła się w dniach 19—31 maja br. Przytoczymy

tutaj bardziej interesujące problemy referowane na Szkole.

Wiązkę neutronów z reaktora można polaryzować przepuszczając ją przez tarczę spolaryzowanych protonów. Ponieważ przekrój czynny neutronów na protonach w dużym zakresie energii (od 0 do ponad 1 keV) silnie zależy od wzajemnego ustawienia spinów, to przechodząca przez tarczę wiązka neutronów zostanie w znacznym stopniu spolaryzowana. Polaryzację protonów uzyskuje się metodą dynamiczną. Metoda polaryzacji przez transmisję pozwala na jej stosowanie w znacznie szerszym zakresie energii niż inne metody polaryzacji neutronów (np. przez odbicie od monokryształu kobaltu).

Część wykładów poświęcona była fundamentalnym własnościami neutronu. Czy neutron posiada ładunek elektryczny lub elektryczny moment dipolowy? Eksperyment potrafił dać tylko odpowiedź na granicę tych wartości. Mianowicie, pomiary ładunku neutronu mierzone bezpośrednio poprzez odchylenie neutronu w polu elektrycznym, nie wykazały istnienia tego ładunku z dokładnością do  $4 \cdot 10^{-18}$  ładunku elektronu (1967 r.). Z pomiarów pośrednich wynika, że ładunek neutronu nie jest większy niż  $3 \cdot 10^{-20} e$  (1965 r.). Z kolei, pomiary elektrycznego momentu dipolowego wykonane z dokładnością  $5 \cdot 10^{-23} e \cdot cm$  (1969 r.) nie wykazały jego istnienia.

Referowano również zagadnienia neutronowodów dla zimnych neutronów, tj. neutronów o długości fali poniżej kilku angstromów. Zimne neutrony padające pod bardzo małymi kątami podlegają prawu całkowitego odbicia. Wykorzystując to zjawisko można skonstruować neutronowód lekko wygięty, z doskonale gładkimi wewnętrznymi powierzchniami, który zdolny jest prowadzić wiązkę neutronów. Neutrony zimne i odpowiednio skolimowane ulegną kilkakrotnemu odbiciu i mogą być wyprowadzone daleko od reaktora i pierwotnej wiązki. Reszta neutronów pozostanie w pierwotnej wiązce lub rozproszy się na ściankach neutronowodu. W obecnej chwili pracują już neutronowody: miedziany, szklany i niklowy. Ten ostatni ma długość 33,5 m, promień wygięcia 2860 m i wyprowadza neutrony o długości fali  $1 \div 6$  angstromów.

Jeżeli taki neutronowód postawić pionowo, to dzięki przyciąganiu grawitacyjnemu, można spowalniać neutrony w sposób ciągły.

### Szkola w Trieście

W Międzynarodowym Centrum Fizyki Teoretycznej w Trieście odbędzie się w dniach od 12 stycznia do 10 kwietnia 1970 r. Zimowa Szkoła poświęcona teorii niedoskonałych kryształów. Szkoła organizowana jest przez Międzynarodową Agencję Energii Atomowej. Wykłady będą dotyczyć tak ogólnych zasad i teorii, jak i specjalistycznych zastosowań. Program przewiduje następujące tematy: dynamika siatki krystalicznej, teoria elektronowa, teoria dyslokacji, metody kwantowo-mechaniczne, teoria transportu, teoria stanów zlokalizowanych, tarcie wewnętrzne a niesprężystość, termodynamika i kinetyka defektów, nośniki w domieszkowanych półprzewodnikach, zniszczenia radiacyjne, teoria stopów, spektroskopia zlokalizowanych domieszek, podstawowa teoria urządzeń półprzewodnikowych, wytrzymałość materiałów, fizyka granic i międzygranic, kwantowa elektronika w ciele stałym.

### POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

#### Toruński Oddział PTF

W oddziale toruńskim działa obecnie Zarząd Oddziału w składzie:

Przewodniczący — doc. dr Stanisław Pruski  
Wiceprzewodniczący — dr Andrzej Bączynski

Sekretarz — mgr Janina Muszyńska

Skarbnik — dr Tadeusz Marszałek

Członkowie Zarządu — doc. dr Irena Dra-  
bent, dr Józef Szudy, mgr Zbigniew  
Kojdro

Komisja Rewizyjna — dr Hanna Męczyńska,  
mgr Barbara Kamińska

Okręgowy Komitet Olimpiady Fiz. — dr Ry-  
szard Bauer, mgr Franciszek Rozpłoch  
Popularyzator — dr Andrzej Bielski.

Oddział wspólnie z Zespołem Katedr Fizyki UMK zorganizował uroczystą sesję naukową

poświęconą 80-leciu urodzin Prof. W. Rubinowicza.

Ponadto odbyły się dwa zebrania naukowe i 6 odczytów z pokazami dla szkół woj. bydgoskiego.

### Międzynarodowe Olimpiady Fizyczne

Z inicjatywy Polski (PTF-u i ówczesnego Komitetu Głównego OF) organizowane są obecnie Olimpiady Międzynarodowe, obejmujące wiele krajów europejskich. Pierwsza, w Warszawie, przyniosła zwycięstwo indywidualne i drużynowe Węgrom, Polska zajęła trzecie miejsce; udział brało pięć krajów.

W drugiej Olimpiadzie, w Budapeszcie, brało udział osiem krajów. Zwycięstwo indywidualne odniósł Polak (T. Kreglewski), drużynowo Węgry; Polska była znów na trzecim miejscu. Trzecia Olimpiada organizowana jest w tym roku w Pradze, weźmie w niej udział prawdopodobnie 11 krajów. Każdy kraj wysyłał dotychczas 3 zawodników. Reprezentantami Polski na Olimpiadę Międzynarodową są najlepsi laureaci Olimpiady Krajowej.

### XVIII Krajowa Olimpiada Fizyczna

21 kwietnia 1969 r. spośród 46 finalistów zostało wybranych 13 laureatów XVIII Olimpiady Fizycznej.

W ciągu 18 lat trwania Olimpiad Fizycznych młodzieży szkół średnich przystąpiło do zawodów, już po eliminacjach międzyszkolnych, 13388 (100%) ówierćfinalistów. Po eliminacjach okręgowych zostało wytypowanych 5257 (40%) półfinalistów. Po pierwszych pracach o kontrolowanej samodzielności, ocenianych przez Okręgi i przez Komitet Główny, przystąpiło do finałów w Warszawie 588 (4,4%) finalistów, wśród których po ostatecznych rozgrywkach finałowych wybrano 184 (1,6%) nagrodzonych laureatów — najlepszych młodych fizyków.

W samym tylko Komitecie Głównym pracowało w tym okresie 30 fizyków. Zostało ułożone 360 oryginalnych zadań, wśród

których około 60 jest bardzo ciekawych i stosunkowo trudnych. Olimpiady dostarczyły około 450 studentów fizyki, wśród których jest już obecnie wielu doktorów i profesorów.

W marcu br. rozpoczął pracę nowy Komitet Główny, którego przewodniczącym został zwycięzca pierwszej Olimpiady prof. dr Iwo Białynicki-Birula.

Zarząd Główny PTF i Komitet Główny OF (Warszawa, ul. Hoża 69), przyjmuje (zakupuje) ciekawe zadania na poziomie średnim typu teoretycznego i doświadczalnego.

Zwracamy się z prośbą o nadsyłanie zadań.

W skład nowego Komitetu Głównego wchodzi: I. Białynicki-Birula — przewodniczący, J. Zakrzewski — wiceprzewodniczący, A. Filipkowski — sekretarz, W. Marchlewska — kierownik. Przewodniczący Komitetów Okręgowych: I. Adamczewski (Gdańsk), J. Ehrenfeucht (Warszawa), M. Halaunbrenner (Kraków), M. Kobyliński (Gliwice), K. Małuszyńska (Łódź), J. Pietrzak (Poznań), D. Stachórska (Lublin), L. Wojda (Wrocław), M. Woźnicki (Toruń).

## POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

### *Warunki prenumeraty czasopisma*

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały i Delegatura „Ruch“.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-77, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—,  
rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wronia 23, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdeaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777.

Bieżące numery można nabywać lub zamówić w księgarniach „Domu Książki“ oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

**Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma**

KATEDRA FIZYKI WYDZIAŁU FIZYKI  
 Uniwersytetu Warszawskiego  
 Lublin, ul. Nowotki Nr 8

## TREŚĆ

E. M. Lifszyc — Lew Dawidowicz Landau ( <i>tłum. R. Taraszkiewicz</i> ) . . . . .	391
J. A. Giordmaine — Optyka nieliniowa ( <i>tłum. T. Lubowiecka</i> ) . . . . .	407
J. Bartke — Struktura cząstek elementarnych . . . . .	423
J. Wojas — O metodach pomiaru rozkładu prędkości i energii fotoelektronów. . .	441
J. Dera, J. Olszewski — wybrane zagadnienia fizyki morza. Część III. Wi- dzialność podwodna . . . . .	473

## NOWA APARATURA

Z. Błaszczak — Przenośny laser gazowy małych rozmiarów przeznaczony do justowania układów optycznych . . . . .	489
---	-----

## ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

H. Szydłowski — Nowe doświadczenia dla I pracowni fizycznej. Magnetyzm. . .	493
---	-----

## RECENZJE

R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands — Feynmana wykłady z fizyki ( <i>J. Gierula</i> ) . . . . .	507
W. B. Mann, S. B. Garfinkel — Promieniotwórczość i jej badanie ( <i>H. I. Li- zurej</i> ) . . . . .	509
R. L. Weber — Fizyka współczesna dla nauczycieli ( <i>L. Jarczyk</i> ) . . . . .	510

## KRONIKA

## CONTENTS

E. M. Lifszyc — Lew Dawidowicz Landau (P, SUM). . . . .	391
J. A. Giordmaine — Nonlinear Optics (P, SUM) . . . . .	407
J. Bartke — Structure of Elementary Particles (P, SUM). . . . .	423
J. Wojas — On the Methods of Measurement of Distribution of Velocity and Energy of Photoelectrons (P, SUM) . . . . .	441
J. Dera, J. Olszewski — Some Problems of Sea Physics. Part III. The Under- water Visibility (P, SUM) . . . . .	473

## LABORATORY EQUIPMENT AND TECHNIQUES

Z. Błaszczak — A Portable He-Ne Laser for Alignment of Optical Systems (P, SUM) . . . . .	489
--	-----

## PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS

H. Szydłowski — New Experiments for the I-st Physics Laboratory. Magnetism (P, SUM) . . . . .	493
--	-----

## REVIEWS OF BOOKS

## CHRONICLE