

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

Książki i czasopiisma
Główny Urząd
Lublin, ul. Nowotki 2

PTF

TOM XV

ZESZYT 1

1964

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weysenhoff, czł. koresp. PAN (Kraków)
Członkowie Redakcji — Antoni Bajorek (Kraków), Ludomir Gąbła (Kraków),
Andrzej Kisiel (Kraków)

Adres Redakcji: Kraków, Gołębia 13
tel. 267-45

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XV, ZESZYT 1

KATEDRA FIZYKI DOŚWIADCZALNEJ
Uniwersytetu J. J. Ciesielskiego - Salskowskiej
BIBLIOTEKA
Lublin, ul. Nowotki Nr 8.

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1964

RA DA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weysenhoff, czł. koresp. PAN (Kraków)
Członkowie Redakcji — Antoni Bajorek (Kraków), Lubomir Gąbła (Kraków),
Andrzej Kisiel (Kraków)

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

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1754 + 136 egz.	Rękopis dostarczono 16. X. 1963
Ark. wyd. 6,25. Ark. druk. 5 $\frac{1}{8}$ +wkł.	Podpisano do druku 3. III. 1964
Papier druk. sat. 80 g, kl. III, 70×100	Druk ukończono w marcu 1964
Zamówienie 703/63	Cena zł 15.— G-43

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4.

Zygmunt Bodnar

Katedra Fizyki
Politechniki Wrocławskiej

Zygmunt Klemensiewicz

1886—1963

25 marca 1963 r. zmarł w Gliwicach Dr Zygmunt Klemensiewicz, Profesor Wydziału Mechaniczno-Energetycznego Politechniki Śląskiej.

Prof. Klemensiewicz urodził się w Krakowie w 1886 r. Ojciec jego był profesorem szkół średnich, matka była literatką i tłumaczką z języków skandynawskich. Niewątpliwie z domu rodzinnego wyniósł profesor Klemensiewicz głęboką kulturę i zamiłowania humanistyczne, które cechowały go przez całe życie. Rodzice Profesora przenieśli się w 1892 r. do Lwowa i tu też ukończył on w 1904 roku chlubnie szkołę średnią.

W latach 1904—1908 studiował chemię, fizykę i matematykę na Wydziale Filozoficznym Uniwersytetu Jana Kazimierza we Lwowie. Jego profesorami byli między innymi: Radziszewski, Smoluchowski, Sierpiński, Tołłoczko i Twardowski. Szczególny wpływ wywarł na niego profesor Smoluchowski, o czym świadczą późniejsze zainteresowania profesora problemami fizyki statystycznej.

Pierwszą pracą naukową Klemensiewicza była rozpoczęta już na VII semestrze studiów praca doktorska poświęcona badaniom przewodnictwa elektrycznego roztworów chlorków w roztopionym chlorku antymonowym [1, 2, 3]. Na podstawie pracy pt. *Chlorek antymonowy jako rozczynnik jonizujący* uzyskał w lipcu 1908 r. u prof. Tołłoczki stopień doktora filozofii *summa cum laude*. W tym samym roku jako stypendysta ówczesnego Wydziału Krajowego wyjeżdża do Instytutu kierowanego przez prof. Habera do Karlsruhe. Tam w ciągu kilku tygodni opracowuje mało dotąd zbadane potencjały szkła w roztworach kwaśnych i alkalicznych i skonstruował swoją powszechnie znaną elektrodę szklaną [4]. Elektroda ta w niezminionej formie stanowi i dziś jeszcze wygodny i pewny przyrząd do pomiarów stężenia jonów wodorowych. W Karlsruhe zamierzał także zająć się badaniem stanu krytycznego para-ciecz, ale nie miał już czasu na zestawienie potrzebnej złożonej aparatury. Wynikiem przeprowadzonych rozważań jest jednak rozdział pt. *Kritische Grössen* w encyklopedii Stählera [8].

Pod wpływem książki J. J. Thomsona zainteresował się nową wówczas dziedziną przewodnictwa elektrycznego w gazach. Zbadał niektóre warunki

wydzielania się jonów przez ogrzane metale oraz określił naturę tych jonów [5, 6, 7]. Praca ta została odznaczona przez Akademię Umiejętności w Krakowie nagrodą Simona. Na podstawie tej pracy habilitował się w 1912 r. na Wydziale Filozoficznym Uniwersytetu Jana Kazimierza we Lwowie.

W 1913 r. otrzymał Profesor Klemensiewicz stypendium fundacji Carnegie-Curie na wyjazd do Instytutu Radowego Sorbony w Paryżu. Pracuje tam pod kierunkiem Marii Skłodowskiej-Curie aż do wybuchu pierwszej wojny światowej. W Instytucie tym zapoznał się z zagadnieniami i techniką pomiarów promieniotwórczości. Dziedzina ta stanowiła odtąd obok elektrochemii drugi kierunek prac naukowych Profesora. List Profesora Klemensiewicza do profesora Smoluchowskiego obrazuje warunki, w jakich Profesor pracował w Instytucie Radowym. Oto wyjątki z tego listu: ... „Pracuję w starym instytucie... buda jest wstętna... i okropny nieporządek... W rezultacie wszystko jest na głowie mechanika... i trzeba sobie radzić samemu.. Mimo tych wszystkich braków pracuje mi się bez porównania lepiej niż w domu i bardzo jestem rad z przyjazdu...”¹

W Instytucie wykonał pracę nad ewentualną różnicą potencjałów elektrochemicznych izotopów ołowiu (RaB i ThB). Opracował oryginalną metodę podziału atomów promieniotwórczych między amalgamat i roztwór przy stałym potencjale i stwierdził że żadnej różnicy nie można wykazać. Podana metoda rozdzielania izotopów mogłaby być zastosowana np. do rozdzielania pierwiastków ziem rzadkich.

Warto podkreślić, że w czasie swej pracy w Paryżu zamierzał Profesor Klemensiewicz zająć się rozdzielaniem izotopów przy pomocy siły odśrodkowej i rozpoczął starania o wirówkę dającą przyspieszenia 10^4 g. Niestety wybuch wojny nie pozwolił na zrealizowanie tych zamierzeń.

W czasie wojny pracował Profesor w Instytucie Pasteura, a następnie w fabryce salvarsanu, którego brak odczuwano wówczas we Francji. Zaobserwował u tego ciała o prostej drobnie pewne własności reologiczne, spotykane u ciał makromolekularnych [12].

Po powrocie do kraju w 1919 r. rozpoczyna pracę na Politechnice Lwowskiej jako zastępca profesora na Wydziale Rolniczo-Leśnym. W 1920 r. zostaje mianowany profesorem nadzwyczajnym, a w marcu 1923 r. profesorem zwyczajnym tego Wydziału. W czerwcu 1923 r. otrzymuje Katedrę Fizyki na Wydziale Komunikacyjnym, a w 1937 r. na Wydziale Chemicznym Politechniki Lwowskiej.

Poza wykładami fizyki na Wydziałach Komunikacji i Architektury Profesor Klemensiewicz wykłada chemię fizyczną na Uniwersytecie i Politechnice oraz prowadzi wykłady na kursie fotooptycznym dla oficerów lotnictwa.

Profesor Klemensiewicz był jednym z twórców i organizatorów Wydziału Ogólnego, który powstał na Politechnice Lwowskiej w 1922 r. Na Wydziale tym były trzy grupy: matematyki wraz z geometrią wykreślną, fizyki

¹ A. Teske, M. Smoluchowski, *Życie i twórczość*, PWN 1955

oraz grupa rysunkowa. Szczególną troską i opieką otacza profesor grupę fizyki. Dla studentów tej grupy wyklada promieniotwórczość i teorię ważniejszych pomiarów fizycznych. Słuchałem obu tych wykładów; jak były gruntownie przygotowane i jak obfity był ich materiał, świadczy fakt, że jeszcze wiele lat później zaglądałem do notatek z tych wykładów chętniej niż do podręczników.

Profesor Klemensiewicz stale dążył do tego, aby zbliżyć fizykę do zagadnień przemysłowych i w tym kierunku starał się zorganizować studia na



Zygmunt Klemensiewicz 1886—1963

Wydziale Ogólnym. Niestety zamierzenia te nie znalazły oddźwięku u ówczesnych władz, a Wydział Ogólny został w 1932 r. zlikwidowany. W czasie swej pracy na Politechnice Lwowskiej Profesor Klemensiewicz był kilkakrotnie dziekanem, był także delegatem do senatu i przewodniczącym Komisji Egzaminów Dyplomowych.

Wywieziony w 1940 r. wstępuje w 1941 r. do Armii Polskiej na Wschodzie. Następnie przez Bliski Wschód dostaje się do Londynu, gdzie bierze czynny udział w organizacji szkolnictwa wyższego na obczyźnie.

Prace doświadczalne Profesora Klemensiewicza oraz jego uczniów szły w dwóch kierunkach:

- 1) elektrochemii chlorku antymonowego,
- 2) promieniotwórczości.

Nawiązując do swej pracy doktorskiej wykazał Profesor, że roztwory chlorków w SbCl_3 stosują się do teorii Ghosha lepiej niż do nowszej teorii Debye'a,

opracowanej dla roztworów wodnych. Roztwory chlorków w SbCl_3 dokładnie spełniają zależność liniową między logarytmem przewodnictwa równoważnikowego a trzecim pierwiastkiem stężenia [17]. Dalsze pomiary bardzo rozcieńczonych roztworów potwierdziły to jeszcze wyraźniej [23]. Stwierdzono, że roztwory bromków zachowują się identycznie jak roztwory chlorków, mimo że chlorki mają wspólny jon z rozpuszczalnikiem [25, 28].

Prac w dziedzinie promieniotwórczości nie można było szerzej rozwinąć, bo zakład fizyki kierowany przez Profesora nie posiadał silniejszych źródeł promieniowania i tylko bardzo skromną aparaturę pomiarową; mimo to wykonano kilka prac z tej dziedziny [24, 27 i 29]. W tej ostatniej pracy, której byłem współautorem, wykazano, że domniemana promieniotwórczość La i Y pochodzi od zanieczyszczeń ciałami promieniotwórczymi szeregu Th i Ac.

Teoretyczne prace Profesora mają charakter bardzo ogólny i dotyczą głównie zagadnień termodynamicznych.

W 1921 r. wyprowadził Profesor Klemensiewicz formułę Plancka na rozkład widmowy promieniowania ciała doskonale czarnego w sposób półklasyczny, przyjmując tzw. asocjację kwantów [13]. W odczycie na Zjeździe Fizyków we Lwowie w 1927 r. bronił zasady przyczynowości stosując pojęcia teorii mnogości do układów quasiergodycznych.

Z dziedziny fizyki cząsteczkowej pisze Profesor w 1928 r. rozdział pt. *Atomistyka materii* w zbiorowym wydaniu *Fizyka współczesna* [22], a w 1938 r. książkę pt. *W rojowisku cząsteczek* [32].

Dalsze prace wykonane w Anglii dotyczą zasady Le Chateliera-Brauna jako ogólnego kryterium równowagi i jej stosunku do II zasady termodynamiki. Oto co pisze o nich Profesor: „... prace publikowane na obczyźnie zajmowały się zasadą Le Chateliera., stosowaną dotąd prawie wyłącznie w chemii fizycznej i uzasadnianą wyłącznie przykładowo. Wskazałem, iż można ją stosować w wielu innych gałęziach wiedzy i może być uważana za wyraz stateczności równowagi, stanowiąc uogólnienie zasady wirtualnych przesunięć, sformułowanej w mechanice przez Jana Bernoullego. Powód, dla którego istniejące w przyrodzie prawa muszą jej słuchać, widzę w zasadzie naturalnego doboru, stosowanej dotąd tylko w biologii. W ten sposób okazuje się zasada Le Chateliera ogólnym prawem, łączącym różne dziedziny nauki. Ma ona charakter statyczny: chcąc zbadać, czy dadzą się także przeprowadzić między różnymi naukami analogie dynamiczne, podjąłem próbę wyprowadzenia podstawowych praw różnych działów fizyki z możliwie małej liczby prostych zasad. Wydaje mi się, że zagadnienie to rozwiązałem pozytywnie w pracy *A System of Energetics* [41]. W tej chwili pracuję nad wykazaniem znaczenia zasady Le Chateliera dla teorii regulacji, gdzie jest ona stosowana nieświadomie jako zasada ujemnego sprzężenia zwrotnego“.

O swych pracach za granicą mówił Profesor w swym referacie na Zjeździe Fizyków w 1959 r. w Toruniu oraz w dwóch odczytach w Gliwicach w 1957 r. a także na inauguracyjnym posiedzeniu nowo utworzonego Gliwickiego Oddziału Polskiego Towarzystwa Mechaniki Teoretycznej i Stosowanej [49].

Od profesora dra Józefa Mazura, który stykał się bliżej z Profesorem Klemensiewiczem w Anglii, dowiedziałem się, jak żywy był udział Profesora Klemensiewicza w życiu Polonii na terenie Anglii.

Po przyjeździe do Londynu zajął się on organizacją Politechniki Polskiej i został jej profesorem, a następnie przewodniczącym (odpowiednik stanowiska rektora) Rady Akademickich Szkół Technicznych (*Polish Board of Technical Studies*). Politechnika ta miała 5 wydziałów i około 1000 studentów.

Profesor Klemensiewicz był także członkiem założycielem *Polish University College Association Limited*. Należał do zarządu głównego Stowarzyszenia (*Board of Governors*).

Był członkiem założycielem Polskiej Rady Naukowej na Obczyźnie, którą przemianowano w 1948 r. na Polskie Towarzystwo Naukowe na Obczyźnie. Był tam przewodniczącym sekcji przyrodniczej. Był członkiem założycielem Towarzystwa im. Kopernika na Obczyźnie. Był członkiem Zrzeszenia Profesorów i Docentów Polskich Szkół Akademickich na Obczyźnie. Był członkiem Komisji Naukowej Wojskowego Instytutu Technicznego w Londynie. Został odznaczony honorową odznaką Stowarzyszenia Lotników Polskich na Obczyźnie. Był członkiem Brytyjskiego Towarzystwa Fizycznego (*Fellow of the Physical Society London*).

Profesor Klemensiewicz był znanym i cenionym znawcą antyków, miłośnikiem muzyki, a ponadto był bardzo ceniony w angielskim klubie narciarskim.

W kwietniu 1956 r. powraca Profesor Klemensiewicz do Polski i obejmuje Katedrę Fizyki Jądrowej na Wydziale Mechaniczno-Energetycznym Politechniki Śląskiej w Gliwicach. Zajmuje się organizacją tej Katedry oraz organizacją studiów specjalizacji „Energetyka Jądrowa“.

W katedrze na Politechnice w Gliwicach Profesor wraz ze swymi współpracownikami, którymi byli przeważnie jego dawni asystenci z Politechniki Lwowskiej, w ciągu dwóch lat uruchomił laboratorium z fizyki jądrowej i rozpoczął wykłady tej nowej specjalności.

Dnia 6 czerwca 1959 r. odbyła się na Politechnice Śląskiej rzadka uroczystość odnowienia doktoratu Profesora Klemensiewicza w pięćdziesiątą rocznicę jego promocji doktorskiej.

W 1960 r. Profesor Klemensiewicz przeszedł w stan spoczynku. Mimo to dalej żywo interesował się sprawami stworzonej przez siebie katedry, pracami naukowymi współpracowników oraz sprawami młodzieży.

Władze Polski Ludowej oceniając zasługi Profesora Klemensiewicza nadały mu Krzyż Oficerski Orderu Odrodzenia Polski.

W zmarłym straciliśmy wybitnego naukowca, dobrego organizatora, a przede wszystkim człowieka wielkiego serca. W ciągu całego swego życia Profesor okazywał wiele troski i zainteresowań pracami i życiem osobistym swoich współpracowników, a także odnosił się z pełnym zrozumieniem do studiującej młodzieży.

Dziękuję gorąco za udostępnienie mi materiałów, dotyczących życia i działalności Profesora dra Zygmunta Klemensiewicza mgrowi Marianowi Konopackiemu, prof. drowi Józefowi Mazurowi, doc. drowi Józefowi Szpileckiemu a szczególnie żonie Profesora, p. Stefanii Klemensiewiczowej.

Spis prac naukowych Profesora Dr Zygmunta Klemensiewicza

1. *Chlorek antymonawy jako rozczynnik jonizujący*, rozpr. Wydz. Mat. Przyr. Akad. Um. w Krakowie, S.A. 48, 143—164 (1908).
2. *Chlorek antymonawy jako rozczynnik jonizujący*, Chemik Polski, 2, 97—100 i 126—132 (1909).
3. *Antimonchlorür als ionisierendes Lösungsmittel*, Bull. Int. Ac. Sc. Crac., 485—494, Juin (1908).
4. F. Haber i — *Über elektrische Phasengrenzkkräfte*, Z. phys. Chem. 67, 385—431 (1909).
5. *O powstawaniu dodatnich jonów na ogrzanych metalach*, rozpr. Mat. Przyr. Akad. Um. w Krakowie, S. A., 51, 159—180 (1911).
6. *Über die Bildung positiver Ionen an erhitzten Metallen*, Bull. Int. Ac. Sc. Crac. 415—424, Juin (1911).
7. *Über die Entstehung positiver Ionen an erhitzten Metallen*, Ann. Phys., (Leipzig), 36, 796—814 (1911).
8. *Kritische Grössen*, rozdział w *Stähler's Handbuch d. Arbeitsmethoden in d. anorganischen Chemie*, Bd. III, 193—238, Berlin 1912.
9. *O pewnej teorii kinetycznej reakcji chemicznych w ośrodkach gazowych*, rozpr. Wydz. Mat. Przyr. Akad. Um. w Krakowie S. A., 54, 47—59 (1914).
10. *Sur une théorie cinétique des réactions chimiques se produisant au sein des milieux gazeux*, Bull. Int. Ac. Sc. Crac. 312—318, Juin (1914).
11. *Sur les propriétés électrochimiques du Radium B et du Thorium B*, CR Acad. Sci. Paris, 158, 1899—1901 (1914).
12. *Sur les propriétés colloïdales des solutions aqueuses du Salvarsan*, Bull. Soc. Chim. Fr. (4), 27, 819—822 (1920).
13. *Contribution à la théorie du rayonnement thermique*, CR Acad. Sci. Paris, 171, 1210—1212 (1921).
14. *Tadeusz Godlewski. Wspomnienie pośmiertne*, Roczn. Chem., 3, 192—199 (1923).
15. *O zjawisku izotopii*, Kosmos, 48, 420—435 (1923).
16. *Wilhelm Konrad Röntgen*, Kosmos, 48, 467 (1923).
17. *Das Leitvermögen d. Chloride im geschmolzenen Antimonchlorür und d. Theorie von Ghosh*, Z. phys. Chem., 113, 28—34 (1924).
18. *Z fizykochemii emulsji ropnych*, Przem. Chem., Nr 2—4, 30—31 (1924).
19. *Zur Frage des Widerspruchs zwischen d. klassischen Mechanik und Erfahrung bei Wärmestrahlung I*, Z. Phys., 39, 151—152 (1926).

20. *Zur Frage des Widerspruches zwischen der klassischen Mechanik und Erfahrung...* II, Z. Phys., **44**, 373—375 (1927).
21. *Podstawy pojęciowe statystyki fizycznej*, Kosmos, **52**, 1—9 (1927).
22. *Atomistyka materii*, Fizyka i Chemia w Szkole, 315—40 (1929).
23. — i Z. Balówna, *O przewodnictwie bardzo rozcieńczonych roztworów w chlorku antymonowym*, Roczn. Chem., **10**, 481—491 (1930).
24. — i E. Przesławski, *Pomiary promieniotwórczości ropy*, V Zjazd Fizyków Polskich (1930).
25. — i Z. Balówna, *Przewodnictwo stężonych roztworów w chlorku antymonowym*, Roczn. Chem., **11**, 683—689 (1931).
26. — i Z. Wąsowicz, *Die Herstellung von empfindlichen Vacuum Thermo-elementen und Thermorelais durch kathodische Zerstäubung*, Z. Phys., **71**, 817—820 (1931).
27. — i K. Projekt, *Sur le transport électrique du dépôt actif de Radium dans quelques solvants organiques*, Acta phys. Polon., **2**, 409—415 (1933).
28. — i A. Żebrowska, *O przewodnictwie kilku ciał w stopionym chlorku antymonowym*, Roczn. Chem., **14**, 14—18 (1934).
29. — i Z. Bodnar, *Badania nad domniemaną promieniotwórczością La, Y i Sb*, Acta phys. Polon., **3**, 187—190 (1934).
30. *Optyka dla lotników. Wykłady na kursie fotooptycznym w Politechnice Lwowskiej*, I.B.T.L., Warszawa 1934.
31. *Czesław Reczyński*, Acta phys. Polon., **6**, 1—3 (1937).
32. *W rojowisku cząsteczek*, Biblioteka fizyczna, Lwów, 1938.
33. *Dielektryczne własności proszków*, Komunikat na VII Zjazd Fizyków Polskich, Wilno 1938.
34. *Sur une définition générale de l'équilibre et de la stabilité*, Scientia, **43**, 118—129 (1949).
35. *The Position of the Le Chatelier-Braun Principle as General Criterion of Stability*, Ark. Fys., **1**, 293—304 (1949).
36. *Thermal Conductivity of Powders*, Nature, **164**, 589 (1949).
37. *On the Unorthodox Versions of the Le Chatelier-Braun Principle*, Physica, **16**, 795—804 (1950).
38. *Forma i treść w oczach przyrodnika*, Roczn. Polsk. Tow. Nauk. na Obczyźnie, 1950/1 r., 24—26, Londyn 1951.
39. *Leonardo da Vinci jako przyrodnik*, Roczn. Polsk. Tow. Nauk. na Obczyźnie, 1951/2 r., 29—30, Londyn 1952.
40. *Leonardo da Vinci*, str. 49—63, Oficyna Poetów i Malarzy, Londyn 1953.
41. *A System of Energetics*, na pr. manusk., str. 24, Vistula Press Ltd, Londyn 1952.
42. *Some Remarks on D. Bernoulli's Formula*, Amer. J. Phys., **21**, 144 (1953).
43. *La nature de la chaleur et ses analogies possibles*, Scientia, **47**, 1—7 (1953).
44. *Czesław Białobrzęski, Obituary Notice*, Nature, **173**, 16 (1954).

45. *O znaczeniu ogólnym zasady Le Chateliera-Brauna*, Roczn. Polsk. Tow. Nauk. na Obczyźnie, 1953/4 r., 64—71, Londyn 1954.
46. *O zasadzie Le Chateliera*, Wykład inauguracyjny, Hutnik, 24, 473 (1957).
47. *Tadeusz Godlewski (1878—1921)*, Postępy Fizyki, 8, 613—621 (1957).
48. *Marian Smoluchowski, wspomnienia sprzed lat czterdziestu*, Kosmos B, 4, 95 (1958).
49. *Mechanika jako dział fizyki*, Sprawozdanie z zebrania naukowego Oddziału Gliwickiego Polskiego Towarzystwa Mechaniki Teoretycznej i Stosowanej, Nr 1, 7—18 (1959).

Z. A. Klemensiewicz

O zasadzie Le Chateliera *

Nauki przyrodnicze, czyste i stosowane, wydają się wciąż jeszcze oddzielone od siebie, jakby sztywnymi przegrodami. Każda z nich poświęca uwagę pewnej stronie zjawisk, wykształca w celu ich opisu odrębny język, oparty na swoistym słownictwie, przyswaja sobie metody matematyczne, najwygodniejsze do obróbki swych zagadnień.

Nawet poszczególne działy fizyki są właściwie zbudowane oddzielnie. Każdy z nich wychodzi z innych założeń podstawowych i przy użyciu właściwych metod, nie tylko doświadczalnych, ale i teoretycznych wychodzi nawet z równań matematycznych innego typu, dochodzi do praw, które są mało podobne do praw sąsiednich działów. I tak, mechanika ogólna opiera się na łańcuchu twierdzeń aksjomatycznych, jak prawa Newtona, równania Lagrange'a, Hamiltona itd. Są to wszystko wypowiedzi równoważne, gdyż przyjąwszy jedną z nich za prawdziwą, możemy otrzymać pozostałe, bez wyprowadzania nowych założeń fizycznych, drogą przeróbki matematycznej. Operujemy tutaj przeważnie równaniami różniczkowymi drugiego rzędu, gdzie zmienną niezależną jest czas.

A termodynamika? Wychodzi ona z dwu zasad niezależnych, z których pierwsza ma charakter aprioryczny i zawsze zgodny z doświadczeniem, druga zaś opiera się na negatywnym doświadczeniu, z którym jest w zgodzie prawie zawsze. Na tej podstawie, z pomocą bezczasowych równań pierwszego rzędu, gdzie wszystkie zmienne bywają, po kolei, niezależne, dostajemy prawa zjawisk fizycznych czy fizykochemicznych, zupełnie innych niż te, którymi interesowała się mechanika. Okazało się jednak, że można związki termodynamiczne otrzymać drogą czysto teoretyczną z praw mechaniki ogólnej, bez powoływania się na doświadczenie. Trzeba tylko radykalnie zmienić punkt widzenia, definicje wszystkich pojęć zmodyfikować, tłumacząc je z języka makroskopowego na mikroskopowy, tj. molekularny i użyć nowej metody matematycznej: statystyki.

Jeszcze dziwniejszych rzeczy nauczyła nas optyka. Tu można było, przez lat dwieście, wyjaśnić wszystkie fakty doświadczalne przyjęciem falowej na-

* Wykład wygłoszony na inauguracji roku akademickiego 1957/58 w Politechnice Śląskiej, który następnie ukazał się drukiem w czasopiśmie *Hutnik*, 24, 473 (1957).

tury promieniowania i przy użyciu klasycznego aparatu analizy matematycznej. Oparte na tym metody interferencyjne pozwoliły osiągnąć pod koniec XIX wieku tak w spektroskopii, jak i w metrologii niesłychaną dokładność. Ale nie minął lat dziesiątek, gdy zaczęły się mnożyć lawinowo fakty doświadczalne, które były nie do wytłumaczenia z punktu widzenia teorii falowej. By je zrozumieć, musi się przyjąć, że światło ma także naturę korpuskularną i że w jego wysyłaniu przez materię odgrywają decydującą rolę reguły kwantowe, nie mieszczące się w ramach fizyki klasycznej. Nowa ta dziedzina posługuje się też całkiem niezwykłymi metodami rachunkowymi, zapożyczonymi z algebry wyższej. Mamy więc w jednym i tym samym dziale fizyki dwie komory, między którymi nie ma przejścia, nie możemy bowiem obmyśleć takiego doświadczenia, które by mogło potwierdzić równocześnie i falową i korpuskularną naturę promieniowania. Ale musimy przyjąć z rezygnacją ten podwójny punkt widzenia, gdyż okazuje on się niezastąpiony przy rozwijaniu najmłodszego działu fizyki, teorii budowy jądra. Można bowiem, na próbę, przyjąć że skoro promieniowanie ma dwoistą naturę — korpuskularną i falową, coś takiego zachodzi również i w przypadku materii i okazuje się, że rozwinięte na założeniu tej analogii, metody mechaniki falowej są niezwykle płodne, gdyż pozwalają nie tylko dużo wyjaśnić, lecz także przewidzieć zupełnie niespodziewane fakty.

Jeżeli do tego dodamy dawniej już znane analogie mechanicznooptyczne, wypowiedziane w zasadzie najmniejszego działania, czy dziś tak wyzyskiwane podobieństwa obwodów hydromechanicznych z elektrycznymi, to dochodzimy do wniosku, że ta różnorodność działów fizyki, a może nawet różnych nauk ścisłych, jest raczej pozorna, bo nie tyle pochodząca z różnic treści, ile z języków użytych do jej wyrażania. Gospodarujemy każdy na swoim, jakby sąsiadów nie było. Za mało zwracamy uwagi na to, co łączy różne gałęzie wiedzy i co powinno być wyrażane w sposób zrozumiały dla uczonych wszystkich dziedzin. Utrudnia to wykrycie nowych analogii, a co za tym idzie, stosowanie wnioskowania indukcyjnego, tego głównego narzędzia dochodzenia rzeczy nowych.

Dlatego chciałbym zwrócić uwagę na pewną, bardzo ogólną, zasadę przyrodniczą, która może być stosowana nie tylko w zagadnieniach fizycznych i fizykochemicznych, dla jakich została sformułowana pierwotnie, ale — jak się dziś pokazuje — także w znacznie obszerniejszej dziedzinie nauk czystych i stosowanych, aż do ekonometrii i socjologii włącznie. Została ona wygłoszona około trzy ćwierci wieku temu przez francuskiego chemika i metaloznawcę Le Chateliera, dla uzasadnienia praw równowagi chemicznej. Jednakże już przykłady, przytoczone przez tegoż autora, wykraczały poza tę wąską dziedzinę, a z biegiem czasu okazało się, że jest ona zdumiewająco ogólna, gdyż odnosi się do wszystkich zjawisk, w których mogą odgrywać rolę stany równowagi. Dodam, że taki szczegółowy jej wypadek, jak prawo Lenza w dziedzinie elektrodynamiki, znany był jeszcze dawniej.

Mówiąc o równowadze, nie mam na myśli koniecznie stanu spoczynku, lecz w ogóle stan ustalony spoczynku lub ruchu. Pozwala to rozpatrywać

jako przypadek równowagi ruchy takie jak ruch wahadła, planet, nukleonów w jądrze, obwody, w których krąży prąd itd. Matematyczna definicja równowagi pojawiła się już w drugiej połowie XVIII stulecia, w postawionej przez Jana Bernoullego zasadzie wirtualnych przesunięć. W zmodernizowanym języku, wyraża się ona w następujący sposób: koniecznym i wystarczającym warunkiem równowagi układu jest, by pewna funkcja określająca go miała wartość ekstremalną. Jest to więc definicja wariacyjna. Zależnie od rodzaju ekstremum mamy do czynienia z równowagą stałą, obojętną lub chwiejną. W dziedzinie mechaniki ciał sztywnych udowodniono dość dawno, iż warunkiem równowagi stałej jest minimum energii potencjalnej i to samo stosuje się do ciał sprężystych, jak to wykazał prof. Huber. W dziedzinie termodynamiki rolę funkcji określającej przypiszemy, zależnie od parametrów układu, jednej z funkcji stanu, takich jak enthalpia, swobodna energia, entropia itp., przy czym w tym ostatnim wypadku równowagę stałą warunkuje maksimum, gdy pozostałe funkcje, mające charakter energii potencjalnej, wymagają minimum. Widać już z tego, że stosowanie kryterium wariacyjnego wymaga wyboru właściwej funkcji określającej, na podstawie dokładnej znajomości własności układu. W dziedzinach niedostatecznie poznanych, takiej znajomości nam brak, musimy więc szukać innej drogi.

Otóż wiadomo od dawna, iż dla rozstrzygnięcia, z jakim rodzajem równowagi mamy do czynienia, należy wykonać próbę, w zasadzie doświadczalną, polegającą na małym wytrąceniu układu z położenia równowagi. Może wówczas zajść jedna z trzech ewentualności: 1) układ po ustaniu zaburzenia powróci do stanu pierwotnego, co oznacza równowagę stałą, 2) układ pozostanie w zmienionym stanie, nie powracając do położenia pierwotnego, ale i nie wychylając się dalej, co odpowiada równowadze obojętnej i wreszcie 3) układ wytrącony z położenia równowagi samorzutnie dalej się odchyła, był więc w równowadze chwiejnej. Oczywiście wszystko to pod założeniem, iż układ może się ustawiać swobodnie, pod wpływem działających nań sił; wszak zasada Le Chateliera była też nazywana często zasadą równowagi ruchomej. Opisana próba na rodzaj równowagi może też służyć do sprawdzenia, czy położenie układu odpowiada prawdziwej równowadze, czy też jest tylko stanem zamrożonym skutkiem oporów. Z takimi trudnościami musimy nieraz walczyć, gdy chodzi o reakcje chemiczne, przebiegające bardzo powoli w ciałach stałych, takich jak stopy metali, masy ceramiczne itd.

Widać, że podany przepis na badanie stateczności równowagi stanowi jej nową definicję, należącą do rodzaju tzw. definicji operacyjnych. Ale nietrudno wykazać, że tak podana poprzednio matematyczna (wariacyjna) definicja, jak i ta nowa (operacyjna), są równoważne. Bowiem na wychylenie układu, znajdującego się w równowadze stałej, trzeba wykonać pracę, a zatem zwiększyć energię potencjalną. Gdyby tak nie było, układ wychylałby się już pod wpływem najmniejszych zaburzeń, nie byłby więc w równowadze stałej. Po ustaniu działania zewnętrznego nadwyżka energii wyładowuje się przez powrót do pierwotnego minimum. W wypadku równowagi obojętnej praca spada do zera,

gdyż energia potencjalna nie zależy od położenia; nie ma więc powodu do jakiegokolwiek zmiany po ustaniu zaburzenia. W przypadku wreszcie równowagi chwiejnej, poruszający się układ może sam wykonać pracę, kosztem malejącej energii potencjalnej. Nie może natomiast samorzutnie powrócić do pierwotnego położenia, gdyż to wymagałoby zwiększenia energii potencjalnej.

Oczywiście eksperymentalna próba stateczności jest często niemożliwa, a zwykle niedogodna do wykonania i tu właśnie możemy się posłużyć zasadą Le Chateliera. Podamy naprzód jej sformułowanie: *Jeśli na układ, znajdujący się w stanie równowagi stałej, wywarte jest działanie, zaburzające równowagę, przez zmianę jednego lub więcej parametrów, od których ta równowaga zależy, wówczas powstają w układzie siły, dążące do przywrócenia stanu pierwotnego, a zatem skierowane przeciwko zaburzeniu.* Układy w równowadze stałej mają więc własność samoczynnego jej utrzymywania, nazwiemy je dlatego *autostatycznymi*, w myśl propozycji Brauna, który niezależnie od Le Chateliera wygłosił tę samą zasadę, choć mniej jasno wyrażoną. Zasada, jako taka, nie zawiera niczego, co by wykluczało istnienie *układów kontrastatycznych*, tj. takich, w których zaburzenie wyzwala na odwrót siły działające w tym samym kierunku i skutkiem tego zwiększające jeszcze odchylenie od stanu równowagi układów w stanie równowagi chwiejnej. Możemy wreszcie układy w równowadze obojętnej zdefiniować jako przejściowe od autostatycznych do kontrastatycznych i nazywać je *astatycznymi*.

Prace Le Chateliera i następców nie zajmowały się pytaniem, czy i dlaczego układy spotykane w przyrodzie jej podlegają, a zamiast dowodu ograniczają się do podawania przykładów naturalnych układów autostatycznych z różnych dziedzin. Dowód, że powinny one stanowić w przyrodzie regułę, możemy najłatwiej przeprowadzić, posługując się pewnym prawem z dziedziny biologii, mianowicie zasadą naturalnego doboru. Jeśli bowiem uprzytomnimy sobie wszystkie zaburzenia, występujące w świecie makroskopowym, a dalej ruchy drobinowe ze zderzeniami i podobne zjawiska, zachodzące wewnątrz atomów i jąder, to zrozumiemy, iż tylko autostatyczne układy mogą się przez dłuższy czas ostać. Można by nawet zapytać, czy wobec tego nie za często spotykamy układy, nie będące w równowadze stałej. Przy bliższej analizie okazuje się jednak, że należą one do jednego z dwu następujących rodzajów. Po pierwsze są to układy o stateczności ograniczonej, tzn. autostatyczne w granicach zaburzeń niewielkich, zaś kontrastatyczne powyżej tej granicy. Należy tu wiele przedmiotów w polu grawitacyjnym ziemi, z którymi spotykamy się w życiu codziennym. Tu można zaliczyć także, z pewnymi zastrzeżeniami, jądra najcięższych pierwiastków, stanowiące relikty z czasów, kiedy w tej części wszechświata panowały inne warunki. Rozkładają się one w powolnym tempie i raczej powierzchownie wciąż, natomiast pobudzone odpowiednio silnie (neutronami) dają początek dogłębnej reakcji łańcuchowej, połączonej z dużym wydzielaniem energii, okazują się zatem kontrastatyczne w wysokim stopniu. Po drugie, mamy układy kontrastatyczne, lecz o wielkich oporach wewnętrznych, jak np.

mieszanina tlenu i wodoru. Jest ona praktycznie trwała w zwykłych warunkach, lecz reaguje pod wpływem katalizatorów. Natomiast raz z gazu piorunującego utworzonej wody nie można już w temperaturze pokojowej rozłożyć na składniki z pomocą katalizatora. Widocznie, w zwykłych warunkach, stanowi właśnie para wodna formę równowagi stałej.

Jako ilustrację zasady podamy jeszcze kilka przykładów, naprzód z dziedziny fizyki. Ciężka, jednorodna, gładka kula, położona na dnie gładkiej misy, będzie w dużym zakresie w równowadze stałej. Jeżeli zostanie przesunięta (byle nie poza brzeg), dozna skutkiem podniesienia środka ciężkości przyrostu energii potencjalnej. Powstaje działanie grawitacyjne, mające skutkiem (geometrycznych) warunków wiążących składową poziomą, dążącą do zniesienia wychylenia. Jeśli układ jest konserwatywny, energia nadana kuli przez wychylenie, nie może zniknąć, lecz zmieniać się będzie okresowo w kinetyczną i kula wahać się będzie około pierwotnego, najniższego położenia. W tym stanie układ pozostaje nadal autostatyczny i widzimy na tym przykładzie, dlaczego nie należy wiązać pojęcia równowagi ze stanem spoczynku. Jednak ewentualne dalsze zaburzenia zmieniałyby ten ruch, tak że zależnie od amplitudy, częstości i fazy działania mogłyby doprowadzić do wyrzucenia kuli poza brzeg. Nieograniczenie autostatycznym byłby tylko układ z kulą w zamkniętej powłoce. Natomiast gdyby misa była wypełniona lepką cieczą, lub też powierzchnie były chropawe, wahania zanikałyby z czasem, skutkiem zamiany energii ruchu makroskopowego w ciepło. To nie sprzeciwia się naszej zasadzie, która obejmuje wszelkie stopnie dyssypacji, od układu konserwatywnego, jako wypadku granicznego. Oczywiście układy dyssypacyjne są trwalsze, jeśli chodzi o powtarzające się zaburzenia. Ta sama kula, umieszczona na powierzchni wypukłej, byłaby skutkiem odmiennych geometrycznych warunków wiążących w równowadze niestałej i nawet w obecności tarcia musiałaby się stoczyć przy silniejszym zaburzeniu. Graniczny wypadek układu astatycznego przedstawiałaby kula na płaszczyźnie poziomej, wymiarów nieskończonych, lub też skończonej, lecz ograniczonej ogrodzeniem. Widać stąd, że w dziedzinie mechaniki takie układy mają znaczenie raczej teoretyczne.

Inaczej nieco przedstawia się rzecz w układach termodynamicznych. Stanowią one, dla stosowania zasady, pole bardzo odpowiednie, ale też najeżone trudnościami interpretacyjnymi do tego stopnia, że niektórzy uczeni zarzucali zasadzie dwuznaczność. Weźmy dla przykładu układ dwufazowy, jak ciecz i jej nasyconą parę, utrzymywany w równowadze w stałej temperaturze i stosownie obciążonym tłokiem. Mogłoby się wydać, że to powinno — w myśl zasady Le Chateliera — powodować parowanie cieczy, gdyż „pomogłoby układowi w przeciwstawieniu się ściskaniu“. W rzeczywistości następuje, wprost przeciwnie, kondensacja. Błąd poprzedniego rozumowania polega na tym, że w stałej temperaturze prężność pary nasyconej jest stała i nie zależy od stosunku ilościowego pary do cieczy, który zmieniamy zmieniając całkowitą objętość. Ta ostatnia nie jest więc parametrem warunkującym równowagę.

Z tego powodu, jak długo obecne są obie fazy, przesuwanie tłoka nie wymaga pracy; mamy tutaj przypadek równowagi obojętnej, w którym nie powstaną siły przeciwdziałające.

Podstawowe, w dziedzinie chemii fizycznej, prawa reakcji chemicznych Van Hoffa stanowią szczegółowe wypadki zasady. Przewidują one, że obniżenie ciśnienia sprzyja reakcjom powodującym wzrost objętości, a więc dysocjacjom, wzrost zaś ciśnienia kondensacjom. Podobnie ma się ze zmianą parametru temperatury. Wzrost jej sprzyja reakcjom endotermicznym, spadek zaś egzotermicznym. Nie potrzeba dodawać, że doświadczenie technologiczne jest potwierdzeniem tych reguł na dużą skalę.

Jak już nadmieniałem, rola zasady Le Chateliera nie ogranicza się do dziedziny fizykochemicznych i chemicznych zjawisk. Można działanie jej wysledzić również w naukach ekonomicznych i społecznych. Przypuśćmy np., iż bilans handlu zagranicznego jakiegoś kraju, o liberalnej ekonomice, jest dodatni. Następuje bogacenie się, skutkiem czego stopa życia i poziom cen (w stosunku do złota) podniosą się. Ale to powoduje podrożenie produkcji i obniżenie eksportu, aż nastąpi powrót do pierwotnego poziomu. Taki swobodny układ ekonomiczny jest więc autostatyczny i mamy tu wytłumaczenie prawa postawionego, w klasycznej epoce ekonomii, przez Ricarda. Odnosi się ono, co prawda do bilansu płatniczego, który jest nieco bardziej skomplikowany, działaniem opóźnionym zagranicznych lokat.

Jeszcze jedno ważne zagadnienie łączy się z naszym tematem. Jeżeli nawet kontrastacyjne układy są, w pewnym zakresie, zdolne do przetrwania, dzięki działaniu oporów, to rodzi się pytanie, czy nie można układów niedostatecznie autostatycznych stabilizować. Oczywiście prymitywne stosowanie polega na wprowadzeniu w układ elementów, które by przeciwdziałały zaburzonom. Obserwacja różnych dziedzin uczy, że tego rodzaju stabilizację możemy zarówno spotkać u naturalnych układów, jak i osiągnąć sztucznie.

W dziedzinie fizyki stanowi taki przykład stabilizacji naturalnej zachowanie się używanych dawniej żarówek z włóknem węglowym. Materiał ten ma dodatni współczynnik wzrostu przewodności elektrycznej z temperaturą. Stąd przypadkowy wzrost napięcia w sieci powoduje wzrost natężenia prądu w żarówce, zatem większe wydzielanie ciepła i podwyższenie temperatury, co z kolei spowodowałoby dalsze obniżenie oporu żarówki, dalszy wzrost prądu i temperatury itd. Gdyby więc nie zachodziły inne zjawiska, jak przepływ i wydzielanie ciepła, żarówka węglowa przedstawiałaby układ silnie kontrastyczny i przepalałaby się szybko. Jednak wydziela ona również promieniowanie, które wzrastając z wysoką potęgą temperatury wprowadza odpływ energii ograniczający wzrost temperatury włókna. Dzięki tej naturalnej stabilizacji mogły być żarówki używane, wykazując tylko zbytne migotanie. Zostały też wkrótce wyrugowane przez żarówki z drucikiem metalowym, które są autostatyczne już dlatego, że przewodność metali maleje z temperaturą. Opory metalowe mogą nawet stabilizować obwody.

W miarę jak urządzenia przemysłowe stają się coraz bardziej skomplikowa-

wane i ze względu na wprowadzane wysokie parametry, coraz trudniejsze do opanowania, zachodzi konieczność usunięcia z mechanizmu dozoru, osądu i decyzji istot ludzkich, z wszystkimi ich niedoskonałościami, i zastąpienia ich urządzeniami automatycznej kontroli i regulacji. Oznacza to, iż musimy urządzenia przemysłowe budować jako zespoły autostatyczne, opatrując je w organy stabilizujące, nazywane często serwomechanizmami. Mogą one zawierać części mechaniczne, hydrauliczne, pneumatyczne, termiczne, magnetyczne i elektryczne, pomieszczone ze sobą. Mimo to teoria, opracowana bardzo szczegółowo, jest wspólna, co dowodzi, że punkt wyjścia pozostaje zasadniczo ten sam. Zadanie jest tu zresztą o wiele bardziej skomplikowane niż w podanych poprzednio przykładach, chodzi bowiem często nie o zachowanie stanu stacjonarnego, w którym dana wielkość utrzymuje, mimo zaburzeń, tę samą wartość, ale o zmienność tej wartości w wymagany sposób. Np. w wielu piecach przemysłowych nie chodzi o to, by utrzymać wszędzie i zawsze tę samą temperaturę, lecz o to, by ona zmieniała się w przestrzeni i czasie w określony sposób. Zadanie jest więc trudniejsze. Ułatwia je okoliczność, iż rozporządzamy źródłami energii o praktycznie dowolnej i dającej się łatwo regulować mocy np. w formie prądu elektrycznego. Zasadniczo chodzi tu jednak o to samo, tj. o wytworzenie układów autostatycznych i jakkolwiek konstruktorzy obwodów regulacyjnych nie operują terminem zasady Le Chateliera i może jej nawet nie znają, to stanowi ona niewątpliwie podstawę. Objawia się to w znanym warunku, że sygnał odchylenia powinien, po obiegnięciu obwodu, dochodzić ze znakiem przeciwnym, by wywołać działanie przywracające równowagę. Warunek ten nie jest przez teoretyków regulacji bliżej uzasadniony, widocznie uważany za samo przez się zrozumiały. Poświęcają oni natomiast dużo uwagi stabilizacji dynamicznej. Ta jest oczywiście potrzebna z tego powodu, iż zarówno zaburzenia, jak i źródła pomocnicze energii mogą działać jako funkcje czasu i wtedy, zależnie od częstości, amplitud i faz, powstają drgania bądź zanikające, bądź przeciwnie urastające do rozmiarów niebezpiecznych, jak to już na prostym przykładzie kuli na powierzchni wklęsłej widzieliśmy. Opracowano metody matematyczne, pozwalające ustalić warunki stabilizacji dynamicznej, na podstawie badania równań różniczkowych, określających dane procesy fizyczne.

Należy jeszcze wspomnieć o naturalnej stabilizacji, wytworzonej na drodze ewolucji i naturalnego doboru w żywych organizmach i ich społeczeństwach. Środkami stabilizującymi stosunki społeczne są prawa zwyczajowe, ustawy i przepisy porządkowe. By wrócić do zagadnień bardziej technicznych, podam jeden z mniej znanych przykładów. Linie komunikacji publicznej są z natury kontrastyczne. Wóz opóźniony znajduje na przystankach większą ilość pasażerów niż normalnie, doznaje przepełnienia i ulega coraz to większemu opóźnieniu, bo więcej ludzi wsiada i wysiada niż zwykle. Wzrasta też waga pojazdu. Przeciwnie działałoby się z wozem przybywającym za wcześnie. Stabilizację osiąga się z pomocą takich przepisów jak rozkład jazdy, ograniczenie ilości pasażerów itd.

Tak się przedstawia w zarysie istotna treść i sposób stosowania zasady Le Chateliera. Może ona spełnić rolę łącznika między różnymi gałęziami nauk ścisłych, czystych i stosowanych, pozwalając ugruntować w jednolity sposób mnóstwo faktów, a tego właśnie wymagamy od ogólnych prawideł naukowych, zwanych zasadami. Trzeba również podkreślić, iż mimo pewnego związku z drugą zasadą termodynamiki, zasada nasza nie jest zbędna, choćby dlatego, że obejmuje znacznie większy wachlarz nauk i, przy wyzyskaniu analogii, może być stosowana nawet w mniej zbadanych dziedzinach.

T. Gold

Cornell University
Ithaca, New York

Strzałka czasu *

Nie mamy wątpliwości, że czas biegnie w jednym kierunku. Przeszłość i przyszłość są dla nas zupełnie różnymi pojęciami; przeszłość jest pewnością, przyszłość niepewnością. Czy możemy w oparciu o fizykę zrozumieć, dlaczego tak jest? Z początku moglibyśmy pomyśleć, że nie ma tu właściwie realnego zagadnienia, dlaczego właściwie nie miałby istnieć kierunek, w którym biegnie czas.

Jest jednak znamioną rzeczą, że stwierdzono, iż wszystkie prawa fizyki są zupełnie symetryczne wobec odwrócenia biegu czasu. Przy formułowaniu tych praw nie miano żadnych tendencji ku temu, aby były one symetryczne w czasie, lecz ta symetria wynika z nich sama przez się. Może na przykład prawa grawitacji i dynamiki Newtona wyróżnią kierunek biegu czasu? Gdyby ktoś zanotował ruch planet i odwrócił bieg współrzędnej czasowej, otrzymałby przykład układu mechanicznego, równie dobrze zgodnego z prawem dynamiki jak istniejący układ planetarny. Tak samo jest w ogólnej teorii względności. Podobnie prawa elektrodynamiki, teoria Maxwella-Lorentza i prawa teorii kwantów są symetryczne w czasie. Można by twierdzić w tym stadium, że może zostanie odkryte inne prawo niesymetryczne i że poda ono sposób jasnego określenia tej właśnie strzałki czasu, którą obserwujemy. Nie myślę, żeby tak mogło być, ponieważ znamy układy, ujawniające jasno strzałkę czasu, a których działanie rozumiemy w szczegółach. Muszą wystąpić pewne efekty ujawniające strzałkę czasu, ale widocznie nie w prawach fizycznych. Zwykle w tym miejscu podaje się jako argumenty idee statystyczne lub termodynamiczne i wyjaśnia się, że przez badanie w tej dziedzinie można wyznaczyć tę trudną do znalezienia strzałkę czasu. Entropia każdego układu odosobnionego zawsze wzrasta i nigdy nie maleje; mówi się więc, że wystarczy spojrzeć na taki układ w dwóch chwilach i wyznaczyć tę, w której entropia jest większa. Ta właśnie chwila będzie późniejsza.

* Praca ta, ogłoszona w *American Journal of Physics*, 30, 403 (1962), była przedstawiona jako dwudziesty pierwszy odczyt memoriału Richtmyera na wspólnej uroczystej sesji Amerykańskiego Towarzystwa Nauczycieli Fizyki i Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego w Manhattan Center w Nowym Jorku dnia 25 stycznia 1962 r. Tłumaczenia dokonano za zgodą Wydawcy.

Nie ma wątpliwości, że argument ten jest poprawny; należy jednak prześledzić go dalej. Dlaczego tak się dzieje, że w zjawiskach o charakterze statystycznym pojawia się strzałka czasu, podczas gdy oddziaływania bezpośrednio, mogące wystąpić w układzie, byłyby dokładnie odwracalne w czasie? Z pewnością fakt, że musimy się zająć raczej zagadnieniem natury statystycznej niż szczegółowym obliczeniem zachowania się wszystkich części składowych powoduje brak precyzji. Nie można odkryć nowych własności układu przez to, że odrzuca się część informacji o nim.

Widzieliśmy wszyscy filmy biegnące wstecz. Nie trzeba długo czekać, by stwierdzić, że mogą się wtedy zdarzyć rzeczy zupełnie nierealne. Woda może wlać się z podłogi do butelki, połamane części przedmiotu połączą się, itd. Jeżeli rozpatrzymy sprawę szczegółowo, stwierdzimy, że to, co wtedy widzimy, nie jest fizycznie niemożliwe, a jedynie bardzo nieprawdopodobne.

Załóżmy, że mamy pewną liczbę zdjęć migawkowych układu, o którym powiedziano nam, że nie był zakłócony przez działanie z zewnątrz, gdy go fotografowano. Jeżeli układ był bardzo prosty, jak np. piłka tocząca się w pudełku, można by te zdjęcia uporządkować prawidłowo, lecz bez możliwości ustalenia kierunku. Gdyby jednak pudełko zawierało 10^{20} drobin gazu i gdyby na jednym zdjęciu były one zgromadzone w jednym rogu, a na innych rozchodziły się coraz dalej w obrębie pudełka, to nie mielibyśmy poważnych wątpliwości co do kolejności zdjęć. Wprawdzie położenie i prędkości wszystkich drobin mogłyby być tak dobrane, że po wielu zderzeniach mogłyby się zebrać w jednym rogu, lecz absurdalną byłaby myśl, że ktoś mógłby je ustawić w taki sposób. Z pełnym przekonaniem obraliśmy tę strzałkę czasu, według której gaz rozpręzałby się z jednego rogu i założylibyśmy, że przed rozpoczęciem doświadczenia ktoś zgromadził cały gaz w tym jednym rogu.

Argumenty powyższe nie są przekonujące, gdy cząstek jest mało. Im więcej ich jest, tym pewniej możemy dać prawidłową odpowiedź. Obserwacja układu o wielkiej liczbie cząstek nie różni się bardzo od sfotografowania wielu układów o małej liczbie cząstek na tej samej kliszy. Gdybyśmy uporządkowali zdjęcia według wyglądu jednego z układów, to prawdopodobieństwo, że uporządkowanie jest dobre, wzrosłoby, gdybyśmy zobaczyli, że zachowanie się każdego innego układu zgadza się z kolejnością, którą wybraliśmy. Pewność co do strzałki czasu powstałaby, gdybyśmy mieli wiele sprawdzianów i dlatego w układach złożonych efekt występuje najwyraźniej. Lecz nie wyjaśnia to, dlaczego efekt ten w ogóle występuje w układzie.

Jest rzeczą jasną, że jakąś rolę odgrywa tu oddziaływanie z zewnątrz. Jeżeli jakiś układ odizolujemy zupełnie od wszystkich wpływów zewnętrznych na bardzo długi okres czasu, a potem zrobimy serię zdjęć, wtedy oglądając je nie będziemy mieli żadnego sposobu stwierdzenia ich kolejności. Zdjęcia mogłyby jasno zilustrować jeszcze działanie podstawowych praw fizyki w zmianach, jakie mają miejsce, gdy przechodzimy od jednej fotografii do drugiej. Gdyby były zrobione dostatecznie szybko po sobie, moglibyśmy je uporządkować, ale nie moglibyśmy znaleźć kierunku, w jakim następowały. Prawa fizyczne

przedstawione przez zjawiska widoczne na zdjęciach byłyby wszystkie symetryczne w czasie i pomogłyby znaleźć sąsiadów każdego zdjęcia, lecz nie dałyby możliwości wykrycia strzałki czasu. Większość układów, gdy nie są izolowane, wskazuje jasno kierunek czasu. Gdy stają się odosobnione, strzałka czasu utrzymuje się w nich dalej przez pewien czas, ale nie jest już określona z całą pewnością, lecz z pewnym prawdopodobieństwem, które zmniejsza się od dużej wartości początkowej ostatecznie do zera. Stopień zmniejszenia się prawdopodobieństwa z czasem zależy od szczegółów układu.

To właśnie prawo, że układy odosobnione z początku po izolacji zachowują, a później stopniowo tracą kierunek biegu czasu, powoduje pojawienie się strzałki czasu w definicjach statystyki i termodynamiki. Fakt, że układ po izolacji wykazuje jeszcze zmiany, z których można wywnioskować o kierunku biegu czasu, wyraża się słowami: „Entropia układu odosobnionego zawsze wzrasta“. W niektórych układach zjawisko najlepiej można opisać przy pomocy pojęć termodynamiki i wtedy stosownym pojęciem jest entropia. Lecz w innych układach inne opisy statystyczne mogą być wygodniejsze. Z tego punktu widzenia nie ma w ogóle znaczenia to, czy układ jest makroskopowy, czy nie; rozumowanie jest słuszne tak w przypadku kul bilardowych posuwających się według praw Newtona, jak i w przypadku układu fotonów i atomów w pudle, dla których znamy tylko prawo ruchu o charakterze probabilistycznym.

Wydaje się, że pewne proste układy mechaniczne dają bardziej zdecydowaną odpowiedź niż inne, lecz przy bliższym zbadaniu wszystkie nie różnią się zasadniczo pomiędzy sobą. Na przykład koło zębate z zapadką można by uważać za układ odosobniony w czasie, gdy przechodzi ono z jednego stanu do drugiego. Wydawałoby się rzeczą bezsporną, że musi ono mieć początkowo pęd w kierunku, w którym nie występuje opór zapadki. Zatem można by pomyśleć, że należałoby tylko układ zaopatrzyć w koło zębate z zapadką, aby określić dla niego strzałkę czasu. Lecz oczywiście koło to działa poprzez rozpraszający energię bolec zapadki i dopuszczalny jest proces w odwrotnym kierunku, taki, że wszystkie ruchy cieplne w kole i bolec będą odpowiednio dobrane, a mianowicie odwrotne do tych, które powstają przy ruchu w dowolnym kierunku. Wtedy bolec odskoczyłby sam i koło cofnęłoby się o jeden ząb. Nie byłoby to sprzeczne z prawami ruchu, lecz z powodu dużej liczby atomów, których ruchy musiałyby być odpowiednio dobrane, byłoby to zjawisko, którego zajście byłoby wysoce nieprawdopodobne. Lecz gdybyśmy mieli takie koło zębate w układzie odosobnionym przez bardzo długi czas, to prawdopodobieństwo poruszenia go przez ruchy Browna, o jeden ząb w jednym kierunku, jest dokładnie równe prawdopodobieństwu poruszenia go o jeden ząb w kierunku przeciwnym; oczywiście znowu nie pojawi się strzałka czasu.

Możemy więc być przekonani, że to samo prawo stosuje się do wszystkich układów; oddziaływanie z zewnątrz umożliwia ujawnienie się strzałki czasu, która utrzymuje się przez pewien czas po ustaniu oddziaływania. Wszystkie zjawiska dokładnie wewnętrzne odzwierciedlają występujące w nich prawa fizyki, a te są ściśle symetryczne w czasie. Niezależnie od tego, w jakiej skali

wybijamy układ, możemy przejść do skali większej, żeby zrozumieć, jak dochodzi się do znajomości strzałki czasu.

Do jakiej skali możemy posuwać to rozumowanie? W jakiej skali znajdziemy prawo, którego działanie pozwoli wyznaczyć strzałkę czasu we wszystkich mniejszych skalach. Rozważmy na przykład gwiazdę i założmy, że możemy umieścić ją w pudle izolującym. Jeżeli gwiazda ta będzie w tym pudełku dostatecznie długo, to rzeczywiście strzałka czasu zaniknie. Nie ma powodu oczekiwać tutaj czegoś w zasadzie innego, niż tego, co dzieje się w skali laboratoryjnej. Lecz co się stanie, gdy na chwilę otworzymy małe okienko w naszym pudle? Strzałka czasu będzie znowu przez pewien czas określona wewnątrz pudła, dopóki nie wytworzy się równowaga statystyczna. Lecz co się stało, gdy otworzyliśmy okienko? Bez wątplenia nieco promieniowania uciekło z pudła, a jeszcze dużo mniej wpadło do jego wnętrza. Pewien wpływ z zewnątrz został wywarty, chociaż jedynym efektem fizycznym była ucieczka fotonów na zewnątrz pudła.

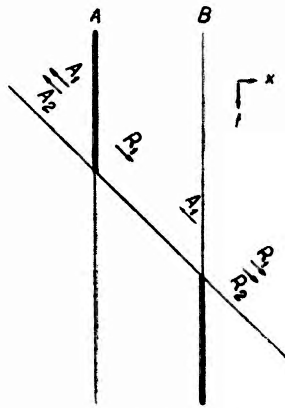
Ucieczka promieniowania z układu jest rzeczywiście cechą charakterystyczną „oddziaływania z zewnątrz“. Można wysledzić, że każde działanie zewnętrzne na układ jest związane z tym procesem. Izolowane pudło zawsze zwracało ciepło i promieniowanie z swoich ścian do wnętrza i przez to ztracała się strzałka czasu. Z drugiej strony wydaje się, że wszechświat posiada nieograniczoną pojemność, gdy chodzi o podtrzymanie ciepła, a cała energia, która została wysłana, zdaje się nie zdażać wyraźnie do równowagi termodynamicznej. Główną własnością, jaką posiada wszechświat jest to, że niebo jest ciemne i będzie pochłaniać energię bez granic. Proponowano różne wyjaśnienie tego faktu w różnych teoriach kosmologicznych i w niektórych z nich własność ta jest tylko przejściowa. W modelu wszechświata trwałego (*steady state universe*) jest to własność stanu rozszerzania się. Przesunięcie ku czerwieni zmniejsza przyczynę do pola promieniowania, pochodzący od odległej materii: chociaż nawet gęstość nie zmniejsza się w dużych odległościach, to niebo pozostaje ciemne, ponieważ materia w polu widzenia cofa się bardzo prędko, a jej promieniowanie jest przez to bardzo przesunięte ku czerwieni.

Ruch w dużej skali we wszechświecie zdaje się więc być odpowiedzialnym za strzałkę czasu. Obraz linii świata galaktyk będzie wyjawiał kierunek biegu czasu, mianowicie ten, w którym linie świata rozbiegają się. Jeżeli przejdziemy do mniejszej skali, ten typ rozbieżności można dla wielu celów zupełnie zaniedbać i dlatego nie odczuwa się efektów lokalnych prawa rozszerzenia. Lecz promieniowanie elektromagnetyczne sprowadza efekty rozszerzenia się wszechświata do małej skali. Promieniowanie rozchodzące się gwałtownie występuje w świecie prawie wszędzie i prawie zawsze. To rozchodzenie się promieniowania stało się jednak możliwe dzięki rozszerzaniu się materii, wśród której biegnie promieniowanie, a więc dzięki rozszerzaniu się wszechświata.

Gdy badamy rysunek linii świata układów nieodosobnionych i spoglądamy w kierunku biegu czasu, występuje dużo więcej rozbieżności niż zbieżności. Na przykład atom wodoru we wszechświecie przekształca się w atom helu

(w warunkach panujących obecnie) średnio w okresie 10^{11} lat. Odpowiada to wysłaniu w wszechświat około 10^6 fotonów widma widzialnego. To rozprzeszczenie się fotonów wśród prawie całej materii jest zjawiskiem o najbardziej uderzającej asymetrii i wydaje się, że powoduje wszystkie inne asymetrie czasowe, jakie znamy. Rozbieżność linii świata układu, która przeważa nad zbieżnością, ustaje, gdy układ ten został izolowany w pudle zapobiegającym rozchodzeniu się fotonów w przestrzeń. Wtedy strzałka czasu gubi się; entropia pozostaje stała.

Dochodzimy teraz do następującego zagadnienia: prawa elektrodynamiki Maxwella i Lorentza są doskonale symetryczne względem zamiany przeszłości i przyszłości. Ale obliczając następstwa każdej sytuacji wiemy z doświadczenia, że poprawną odpowiedź otrzymuje się wybierając pola opóźnione a nie przed-



Rys. 1. Dyskusja Wheelera i Feynmana nad zjawiskiem promieniowania na wykresie przedstawiającym czas i jedną współrzędną przestrzenną. *A* przedstawia linie świata źródła, *B* — absorbenta. Linie świata przedmiotów *A* i *B* zostały pogrubione tam, gdzie przedstawiają też lokalizację energii związanej ze zjawiskiem promieniowania, a pozostawiono je cienkie dla innych przedziałów czasowych.

wczesne, które, jakby się mogło wydawać, teoria traktuje jako równouprawione. Czy fakt, że przy rozwiązywaniu zagadnień fizycznych używa się tylko pól opóźnionych, pociąga za sobą jakąś asymetrię w czasie? Czy słusznym byłoby powiedzenie, że pola opóźnione odpowiadają doświadczeniu, a przedwczesne nie i że dlatego w samej elektrodynamice tkwi strzałka czasu poprzez konieczność wybierania opóźnionych rozwiązań, a nie przedwczesnych, chociaż równania podstawowe były symetryczne względem odwrócenia czasu?

Na pewno nie. Nie tkwi tu żadna asymetria ze względu na przeszłość i przyszłość, ponieważ jedynie wybieramy rozwiązanie opóźnione, gdy chcemy opisać sytuację w przyszłości, która jest konsekwencją pewnych warunków, a rozwiązania przedwczesne wybieramy w celu obliczenia konsekwencji tych samych warunków w przeszłości. Jeżeli elektrodynamika ma być symetryczna względem odwrócenia czasu, rozwiązania przedwczesne i opóźnione powinny być traktowane dokładnie na równej stopie. Metody obliczania przeszłości i przyszłości powinny być podobne. Jeżeli badamy tylko pola elektromagnetyczne, to pola

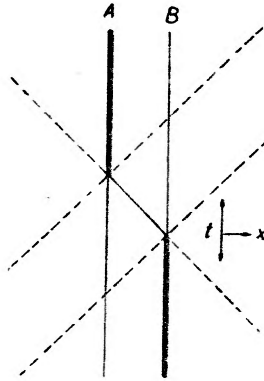
przedwczesne i opóźnione, wynikające z każdej zadanej sytuacji, nie przedstawiają nic innego, jak tylko przeszłość i przyszłość należące do tej sytuacji. Teoria symetryczna w czasie musi je opisywać w ten sam sposób. Lecz co się dzieje gdy materia wytwarza lub pochłania promieniowanie? Gdy mamy gdzieś źródło światła błyskowego, możemy obserwować słabe zakłócenia w odległości ct , gdzie t jest czasem, który upłynął po wytworzeniu błysku, a c jest prędkością światła. Nie obserwujemy jednak słabego zakłócenia w podobnej odległości w czasie — t . Jaki jest powód tej asymetrii? Wheeler i Feynman skonstruowali teorię elektrodynamiczną symetryczną względem odwrócenia czasu, w której pola przedwczesne i opóźnione są traktowane w ten sam sposób, nazwali ją „absorbentową teorią promieniowania“ (*absorber theory of radiation*). Rozumowanie tej teorii wygląda następująco: w czasie naciskania kontaktu u lampy wychodzi z niej fala przedwczesna i fala opóźniona, lecz być może na tę falę nakłada się fala przedwczesna, wytworzona przez wszystkie absorbenty tego promieniowania (ryc. 1), które zostały pobudzone do emisji tej fali przedwczesnej przez przybycie fali opóźnionej z lampy. Ta fala przedwczesna dochodzi równocześnie z naciśnięciem kontaktu dlatego, że całkowita strata czasu w procesie była równa zeru. Ta przedwczesna fala zbiegająca się do lampy krzyżuje się w lampie i jej rozbieżna część znosi się z pierwotną falą przedwczesną, rozchodzącą się z lampy. Wheeler i Feynman pokazali, że wynikiem tej superpozycji powracającej fali przedwczesnej i absorbenta jest wychodząca z lampy fala opóźniona o pełnym natężeniu, a wszystkie inne efekty znoszą się przez interferencję.

Jeżeli elektrodynamika ma być symetryczna względem odwrócenia czasu, to opis będącego dokładnym odwróceniem jakiegoś innego procesu musi być równie zgodny z prawami fizyki. Co było absorbentem, teraz staje się źródłem z indywidualnymi cząstkami wykonującymi ruchy konieczne, aby światło promieniowało, a cząstki lampy reagują w procesie absorbowania tego światła. Pole opóźnione, powstałe przez ruch cząstek w lampie, znosi się teraz z opóźnionym polem padającym i pozostaje jedynie padające pole przedwczesne. W ten sposób zwykle tłumaczy się działania absorbenta. Ponieważ nie można odróżnić źródła i absorbenta innym sposobem jak za pomocą strzałki czasu, w opisie obu nie powinna występować żadna różnica poza zamianą słów: opóźniony i przedwczesny. Jeżeli absorbent działa pochłaniająco, dzięki destrukcyjnej interferencji padającej fali opóźnionej i fali opóźnionej powstającej wskutek ruchu swoich własnych cząstek, to w źródle musi również zachodzić destrukcyjna interferencja padającej fali przedwczesnej z falą przedwczesną, powstałą przez ruch własnych cząstek.

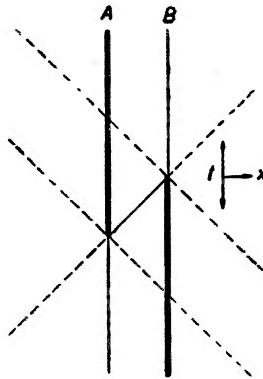
Głównym punktem wyjścia teorii Wheelera i Feynmana było obliczenie siły reakcji promieniowania bez powoływania się na pojęcie pola cząstki działającej na samą siebie. Dzisiaj nie uważamy chyba, że ten punkt jest tak ważny, w szczególności dlatego, że nieraz musimy to działanie na siebie uwzględnić, na przykład w celu wyjaśnienia efektu Lamba. (Nazwa „działanie na siebie“ jest chyba zła, chodzi właściwie tylko o przypisanie jednego wewnętrznego

stopnia swobody układowi złożonemu z cząstki i otaczającego pola.) Najważniejszym argumentem przemawiającym na korzyść tej teorii jest to, że zachowuje ona symetrię względem odwrócenia czasu także przy wyjaśnianiu zjawisk, gdy te zjawiska rzeczywiście są symetryczne w czasie.

Dyskusja ta zatem wykazuje, że elektrodynamika nie posiada w sobie strzałki czasu. Może ona być dyskutowana w sposób zupełnie symetryczny,



Rys. 2



Rys. 3

a wykres ilustrujący emisję i absorpcję może być interpretowany w obu kierunkach przy zamianie ról źródła i absorbenta. Jakakolwiek strzałkę czasu przyjmujemy przy odczytywaniu wykresu, znaczenie fizyczne mają te pola, które przy przyjętej umowie mogą być uważane za opóźnione.

Rys. 2 przedstawia wykres strumienia energii lub informacji. Energia ciał A i B mogłaby być zmierzona (naładowane baterie, ogrzany przedmiot); grube linie przedstawiają przedmioty, w których występują dodatkowe energie. Wykres na rys. 3 nie przedstawia tego, co dzieje się w rzeczywistości. Przedstawia on symetrycznie względem odwrócenia czasu wykres strumienia energii, lecz przy użyciu fali przedwcześnie do przenoszenia energii.

Hogarth zajął się zagadnieniem wyboru rozwiązań opóźnionych przy opisie zjawisk obserwowalnych. Próbuje on pokazać, dlaczego fala przedwczesna źródła, które natrafi na absorbent w przeszłości, będzie traktowana nieco inaczej niż fala opóźniona, która trafi absorbent w przyszłości, gdy absorbenty te w obu przypadkach znajdują się w odległych częściach wszechświata. Pokazuje on, że mała różnica w charakterze absorbenta wystarczy, aby spowodować kompletną przewagę jednego nad drugim, gdy weźmiemy pod uwagę wszystkie nakładające się fale. Według tej teorii pewne modele kosmologiczne mogłyby zapewnić odpowiednie warunki powodujące przewagę pól opóźnionych, a inne nie; może okazać się, że ten bieg myśli jest bardzo ważny, gdyż pozwoliłby wyciągnąć wnioski kosmologiczne z fizyki małych obszarów.

Przedyskutujemy zagadnienie, jakie można postawić, mając duży stos zdjęć migawkowych pewnej części wszechświata, na których widnieje dość szczegółów, aby można było z nich wywnioskować całą wiedzę o fizyce, którą mamy do dyspozycji. Załóżmy, że powiedziano nam, że stos ten jest ułożony prawidłowo w ciąg, lecz nie zostaliśmy poinformowani, w którym kierunku ułożono ten ciąg.

Gdybyśmy mogli opisać wszechświat tak, jak go widzimy z tego stosu zdjęć oglądanego w odwrotnym porządku, powiedzielibyśmy, że odpowiada to wszechświatowi, w którym wszystkie prawa mechaniki i teorii kwantów nie zmieniły się, lecz w którym tendencje statystyczne, jakie wykazują materia i promieniowanie, są zupełnie inne. Ciepło usiłowałoby przepływać z ciał zimnych do ciepłych. Entropia układów izolowanych miałaby dążność do zmniejszania się.

Carathéodory dyskutując o dążności entropii do wzrastania wskazał, że nie można udowodnić na podstawie samej teorii, że tak jest z reguły. Można jedynie wykazać, że dążność ta ma ten sam kierunek dla wszystkich układów makroskopowych; lecz musimy odwołać się do doświadczenia, aby znaleźć, który to jest naprawdę kierunek. W naszym omawianym teraz przypadku to odwołanie się do obserwacji dałoby odpowiedź przeciwną. Wszystkie procesy termodynamiczne biegłyby w przeciwnym kierunku. Co powiedzielibyśmy o promieniowaniu elektromagnetycznym biegnącym pomiędzy źródłem a absorbentem?

Nie można powiedzieć, w jakim kierunku biegł foton przez przestrzeń, możemy tylko powiedzieć, że energia zniknęła w jednym miejscu a zjawiała się w drugim. Gdy na to spojrzymy przyjmując przeciwny kierunek biegu czasu, to zamieni się tylko to, co nazywamy źródłem i absorbentem. Wtedy rzeczywiście widzielibyśmy na naszych zdjęciach płyty fotograficzne wysyłające światło, które zbiega się ku powierzchni gwiazdy, by zostać tam zaabsorbowane. W ramach tendencji statystycznych, które byłyby uważane tam za obowiązujące prawo, zdarzenia takie byłyby prawdopodobne. Promieniowanie dążyłoby do ogniska i stawałoby się coraz bardziej skoncentrowane, zgodnie z dążnością entropii do malenia.

Pomóż prawą elektrodynamiki a nawet wybór potencjałów opóźnionych
 odznacza się kompletną symetrią wobec odwrócenia biegu czasu, musi się
 wydawać dziwne, że jesteśmy tak pewni siebie, gdy chodzi o kierunek biegu
 czasu, w którym opisujemy zjawiska. Dlaczego mówimy, że jesteśmy w roz-
 szerzającym się wszechświecie? Konwencjonalna (lecz niepoprawna) odpo-
 wiedź brzmi, że rzeczywiście widzimy odległe gwiazdy z prąkami widmowymi
 przesuniętymi ku czerwieni, a nie ku błękitowi. Mówi się: gdybyśmy byli w kur-
 czącym się wszechświecie, czyż nie powinniśmy widzieć światła pochodzą-
 cego od odległych galaktyk o prążkach spektroskopowych, przesuniętych ku
 stronie błękitnej?

Gdyby w kurczącym się wszechświecie wszelkie prawa statystyczne były
 przeciwe, to promieniowanie nie wychodziłoby wcale z powierzonej górych
 gwiazd. Zamiast tego obserwowalibyśmy światło przesunięte ku błękitowi
 z zimyńchem mas gazów, z płyt fotograficznych, z tlenie naszych oczu i z wszyst-
 kich innych zimyńców przedmiotów, które ogniskowały się na powierzeniach
 gwiazd i ogrzało je. Dlatego gwiazdy byłyby gorące. Na powierzeniach gwiazd
 nikt nie wabiłby o kurczeniu się i przesunięciu ku błękitowi wszechświata.
 Gdyby ktoś chciał sprawdzić to w pobliższym domu, potrzebowałby tylko
 wytawić za okno latarkę elektryczną. Gdy tylko jest ona połączona
 z odpowiednim odbiornikiem energii, na przykład baterią, którą można
 nakładać przez systematyczny ruch elektronów w włóknie wolframowym,
 całe to intensywne światło przesunięte ku błękitowi zbiegnie się na nim i ogrzeje
 bardzo silnie to włókno. Rzeczywiście, można by powiedzieć na to, że żadne
 prawa fizyki nie są naruszone, lecz wszystkie opisane stąd są tak bardzo
 nieprawdopodobne, że nie zasługują na poważną dyskusję.

Nie będziemy gonić stopnia nieprawdopodobieństwa,
 które w tym tkwi, lecz nie myślimy w ten sposób. Pomyślimy natomiast o wszech-
 świecie jako o czterowymiarowej mapie o trzech współrzędnych przeszer-
 nych i jednej czasowej, na której przedstawiono linie świata wszystkich czę-
 stek. Chociaż wykreś jest ogromnie skomplikowany, można zobaczyć, że linie
 te są podane pewnym prawom. Wszystkie te prawa są niezależne od skiero-
 wania osi czasowej. Są to prawa fizyki. Dodatkowo można zauważyć, że wykreś
 utworzony przez linie rozbiega się w jednym kierunku osi t , a zbiega się w dru-
 gim. Nie można nie powiedzieć o prawdopodobieństwie lub nieprawdopodo-
 gim. Nie istnieje żadnej części wykresu, lecz tylko: "Jeżeli prawa, którym podlega
 konstrukcja mapy, zastosujemy do badania pewnych szczegółów, znając pewien
 ograniczony obszar przestrzeni w pewnej chwili, to zwykle znaczenie większe
 prawdopodobieństwo prawidłowego odgadnięcia będzie wtedy, gdy obszar,
 który mamy zbadać znajduje się po jednej stronie tej chwili niż po drugiej".
 "Pamiętamy przeszłość lepiej niż przyszłość" lub "Możemy obliczyć przeszłość
 dokładniej niż przyszłość"; to będą jedynie stwierdzenia, które pozwolą od-
 różnić przyszłość od przeszłości. W przypadku układów skomplikowanych
 różnica będzie tak duża, że może wydać się różnicą zasadniczą. Asymetria

Ponieważ prawa elektrodynamiki a nawet wybór potencjałów opóźnionych odznaczają się kompletną symetrią wobec odwrócenia biegu czasu, musi się wydawać dziwne, że jesteśmy tak pewni siebie, gdy chodzi o kierunek biegu czasu, w którym opisujemy zjawiska. Dlaczego mówimy, że jesteśmy w rozszerzającym się wszechświecie? Konwencjonalna (lecz niepoprawna) odpowiedź brzmi, że rzeczywiście widzimy odległe gwiazdy z prążkami widmowymi przesuniętymi ku czerwieni, a nie ku błękitowi. Mówi się: gdybyśmy byli w kurczącym się wszechświecie, czyż nie powinniśmy widzieć światła pochodzącego od odległych galaktyk o prążkach spektroskopowych, przesuniętych ku stronie błękitnej?

Gdyby w kurczącym się wszechświecie wszelkie prawa statystyczne były przeciwne, to promieniowanie nie wychodziłoby wcale z powierzchni gorących gwiazd. Zamiast tego obserwowalibyśmy światło przesunięte ku błękitowi z zimnych mas gazów, z płyt fotograficznych, z źrenic naszych oczu i z wszystkich innych zimnych przedmiotów, które ogniskowałyby się na powierzchniach gwiazd i ogrzało je. Dlatego gwiazdy byłyby gorące. Na powierzchni gwiazdy nikt nie wątpliby o kurczeniu się i przesunięciu ku błękitowi wszechświata. Gdyby ktoś chciał sprawdzić to w pobliskim domu, potrzebowałby tylko wystawić za okno latarkę elektryczną. Gdy tylko jest ona połączona z odpowiednim odbiornikiem energii, na przykład baterią, którą można naładować przez systematyczny ruch elektronów w włóknie wolframowym, całe to intensywne światło przesunięte ku błękitowi zbiegnie się na nim i ogrzeje bardzo silnie to włókno. Rzeczywiście, można by powiedzieć na to, że żadne prawa fizyki nie są naruszone, lecz wszystkie opisane stadia są tak bardzo nieprawdopodobne, że nie zasługują na poważną dyskusję.

Nie będziemy pomniejszać olbrzymiego stopnia nieprawdopodobieństwa, które w tym tkwi, lecz nie myślimy w ten sposób. Pomyślimy natomiast o wszechświecie jako o czterowymiarowej mapie o trzech współrzędnych przestrzennych i jednej czasowej, na której przedstawiono linie świata wszystkich cząstek. Chociaż wykres jest ogromnie skomplikowany, można zobaczyć, że linie te są poddane pewnym prawom. Wszystkie te prawa są niezależne od skierowania osi czasowej. Są to prawa fizyki. Dodatkowo można zauważyć, że wykres utworzony przez linie rozbiega się w jednym kierunku osi t , a zbiega się w drugim. Nie można nie powiedzieć o prawdopodobieństwie lub nieprawdopodobieństwie każdej części wykresu, lecz tylko: „Jeżeli prawa, którym podlega konstrukcja mapy, zastosujemy do zbadania pewnych szczegółów, znając pewien ograniczony obszar przestrzeni w pewnej chwili, to zwykle znaczenie większe prawdopodobieństwo prawidłowego odgadnięcia będzie wtedy, gdy obszar, który mamy zbadać znajduje się po jednej stronie tej chwili niż po innej“. „Pamiętamy przeszłość lepiej niż przyszłość“ lub „Możemy obliczyć przeszłość dokładniej niż przyszłość“; to będą jedynie stwierdzenia, które pozwolą odróżnić przyszłość od przeszłości. W przypadku układów skomplikowanych różnica będzie tak duża, że może wydać się różnicą zasadniczą. Asymetria

w możliwości przepowiadania jest związana z aktualnym wykresem, który rozbiega się w jednym kierunku t ; tkwi to jednak w warunkach początkowych, a nie w prawach.

Lecz jak przy tej symetrii czasowej praw można żądać, żeby „wytwarzały“ one z teraźniejszości przyszłość, a nie przeszłość? Trudno pozbyć się pojęć przyczyny i skutku, lecz nie ma tu miejsca na nie w tej dyskusji. Można tylko realnie określić „zdarzenia związane z sobą“, lecz które z nich jest pierwotne, a które wtórne, to zależy tylko od umowy przyjętej przy odczytywaniu wykresu linii świata.

Gdybyśmy znaleźli prawa fizyki niesymetryczne pod pewnymi względami, to można by użyć tej niesymetrii dla określenia kierunku, w którym istniejące w pewnej chwili warunki wytwarzałyby inne warunki w innej chwili i określenia przeciwnego kierunku, w którym te warunki byłyby same wytwarzane z innych. Sprawa przedstawia się tak, że nie możemy znaleźć niczego, co określałoby ten kierunek. Tendencje statystyczne, chociaż przeważające w jakim dużym obszarze naszej czterowymiarowej mapy, nie są wcale oczywiste we wszystkich obszarach. W wielu małych obszarach zdarzy się nawet, że tendencje pójdą w inną stronę. W tych przypadkach łatwiej jest przewidzieć przyszłość niż przeszłość. W języku termodynamiki nazwalibyśmy je układami częściowymi, w których chwilowo entropia maleje. Nie ma w tym nic tak dziwnego i jesteśmy do nich przyzwyczajeni. Pięknym przykładem, o którym powiedział mi p. Lewinger jest przypadek satelity radzieckiego. Jeżeli znajduje się on na biegnącej wysoko orbicie, możemy obliczyć, gdzie satelita będzie za tysiąc lat, lecz czy moglibyśmy powiedzieć, gdzie on był wczoraj, dzień przed wystrzeleniem?

Z pewnością nie mamy zamiaru powiedzieć, że nasza mapa świata jest „tworzona“ w różnych kierunkach w równych swoich częściach. Nie otrzymaliśmy żadnej możliwości jasnego określenia kierunku, w którym mógłby odbyć się taki proces tworzenia i nie wydaje się, aby było w ogóle warto trwać przy tym pojęciu.

Dlaczego własności symetrii występujące w prawach fizyki nie znajdują odzwierciedlenia w faktycznych sytuacjach? Prawa są niezależne od stanu ruchu układu częściowego („zasada względności“) jednak istniejąca materia we wszechświecie porusza się w pewien określony sposób. Prawa nie zależą od przemiany materii w antymaterię, to znaczy od zmiany ładunku elektrycznego i odbicia przestrzennego. Ale wydaje się, że materia, z którego zbudowany jest wszechświat jest przeważnie jednego rodzaju. Podobnie w każdym szczególnie praw fizyki panuje symetria czasowa, a jednak prawa te pomagają nam opisać wszechświat w takim stanie ruchu, że jest on całkiem niesymetryczny względem odwrócenia czasu.

Być może nie zdajemy sobie jeszcze sprawy ze skutków tych symetrii, które są nam narzucone siłą, pod jednym jednak względem są one bardzo pomocne. Pozwalają nam osiągnąć znacznie lepsze zrozumienie świata fizyki, niżby to było możliwe bez nich. Gdyby na przykład prawa były zależne od stanu ruchu,

moglibyśmy mieć mnóstwo wszechświatów, określonych przez te same prawa, lecz w różnych stanach globalnego ruchu. Moglibyśmy zadać pytanie, na które nie można odpowiedzieć, dlaczego nasz jest właśnie ich szczególnym przypadkiem? Gdyby materia i antymateria nie były zupełnie symetryczne względem siebie, tak że jedną z nich można by określić w sposób bezwzględny, moglibyśmy pytać, dlaczego świat zbudowany jest z jednej, a nie z drugiej. Ale tak już jest, że nie można zrobić tego rozróżnienia i prawa nie wyszczególniają dwóch różnych wszechświatów, z których nasz jest jednym dowolnym, lecz określają tylko jeden. Podobnie, gdyby jakieś prawo nie było symetryczne w czasie, musielibyśmy zapytać się, dlaczego widzimy wszechświat rozszerzający się, a nie kurczący się. Przy pełnej symetrii czasowej pytanie to nie ma znaczenia i możemy powiedzieć, że widzimy wszechświat w ruchu posiadający własności statystyczne związane ze stanem ruchu. Znowu nie mamy praw wyszczególniających możliwe typy, wśród których nasz wszechświat realizuje jedną z możliwości. Wydaje się, że przemawia to za tym, że świat jest tak skonstruowany, że możemy się o nim dużo dowiedzieć, że możemy uważać go w pewnym sensie za jedyną możliwość, a nie dowolny przykład praw fizycznych.

Tłumaczył Bronisław Średniawa

Literatura

- [1] T. Gold, *The Arrow of Time*, 11th Solvay Conference, Structure and Evolution of the Universe, Stoops, Brussels 1958.
- [2] J. A. Wheeler, R. P. Feynman, *Rev. mod. Phys.*, **17**, 157 (1945).
- [3] J. A. Wheeler, R. P. Feynman, *Rev. mod. Phys.*, **21**, 425 (1949).
- [4] J. E. Hogarth, *Cosmological Considerations of the Absorber Theory of Radiation* (w druku).
- [5] A. Grundbaum, *Amer. Scientist.*, **43**, 550 (1955).
- [6] H. Reichenbach, *The Direction of Time*, University of California Press, Berkeley 1956.

Andrzej Czachor
 Jerzy Piekoszewski
 Instytut Badań Jądrowych
 Warszawa

Rekombinacja nośników prądu w półprzewodnikach

Spis oznaczeń

- C_{nj} — prawdopodobieństwo wychwytu elektronu z pasma przewodnictwa na j -ty poziom jednego centrum.
- c_{pj} — analogiczne prawdopodobieństwo na wychwyt dziur z pasma podstawowego.
- f_j — prawdopodobieństwo obsadzenia elektronem j -ego poziomu.
- $\Delta n, \Delta p$ — koncentracje nadmiarowych elektronów i dziur.
- $\Delta N_j^- = -\Delta N_j^+$ — nadmiarowe koncentracje elektronów na j -tym poziomie.
- N_t — koncentracja centrów pułapkujących (wskaźnik t przy jakiegokolwiek wielkości oznacza, że mamy do czynienia z pułapkami).
- p_j, n_j — koncentracje dziur i elektronów w pasmach, gdy poziom Fermiego ma wartość E_j .
- n_0, p_0 — koncentracje elektronów i dziur w stanie równowagi termodynamicznej.
- N_c, N_v — gęstości stanów w paśmie przewodnictwa i w paśmie walencyjnym.

Wstęp

Rekombinacja elektronu i dziury, czyli przejście elektronu z pasma przewodnictwa do pasma walencyjnego w modelu pasmowym półprzewodnika, może zachodzić bądź wprost, bądź za pośrednictwem poziomów lokalnych (związanych z centrami rekombinacyjnymi) w przerwie wzbronionej. W niniejszym artykule będzie nas interesować drugi z wymienionych rodzajów przejść, jako dominujący w półprzewodnikach z szeroką przerwą wzbronioną, a tym samym w najpowszechniej dziś stosowanych materiałach tranzystorowych.

Zagadnienie rekombinacji poprzez poziomy lokalne ma zasadniczo dwa aspekty. Jeden z nich dotyczy mechanizmu wymiany energii i pędu w akcie

rekombinacji i w związku z tym przekrojów czynnych na wychwyt nośników prądu przez centrum rekombinacyjne, drugi obejmuje statystyczną stronę rekombinacji. Jak wykazano w pracy [1] w półprzewodnikach z szeroką przerwą wzbronioną energia wydzielająca się w aktach rekombinacji elektronu i dziury nie podlega na ogół wypromieniowaniu w postaci kwantu świetlnego, jak to się dzieje w rekombinacji bezpośredniej w półprzewodnikach z wąską przerwą wzbronioną. Trudności w ustaleniu bilansu energii w rekombinacji przez poziomy lokalne powodują, że dotychczas brak jest jednolitej teorii wyjaśniającej ilościowo zachowanie się przekrojów czynnych na wychwyt nośników przez centrum, w różnych warunkach fizycznych. Pewne efekty z tego zakresu tłumaczy się w oparciu o znane dotychczas mechanizmy wymiany energii w akcie rekombinacji, a mianowicie: mechanizm fononowy — z kreacją fononów [2], mechanizm zderzeniowy z udziałem innych nośników, którym zostaje przekazana część energii [3], mechanizm plazmowy — w którym energia jest przekazana na kolektywny ruch nośników (energia plazmy) [4] i wreszcie mechanizm ekscytonowy, gdzie wydzielona w rekombinacji energia odnajduje się we wzbudzonym stanie pary elektron-dziura [5]. W dalszej części artykułu, przekroje czynne na wychwyt nośników będziemy na ogół traktować jako parametry ustalone, a nasze rozważania skierujemy na statystykę rekombinacji w objętości półprzewodnika, która prowadzi do wyznaczenia związków między czasami życia nadmiarowych nośników, a takimi wielkościami jak: równoważne koncentracje dziur i elektronów, koncentracje centrów rekombinacyjnych, ilości i położenia poziomów lokalnych w przerwie wzbronionej, koncentracji nadmiarowych nośników itp.

Dokonany tu przegląd nie obejmuje oczywiście wszystkich możliwych przypadków, a ma za zadanie zapoznać ogólnie Czytelnika z aktualną metodologią postępowania w badaniach wpływu niedoskonałości struktury krystalicznej półprzewodnika na czas życia nośników.

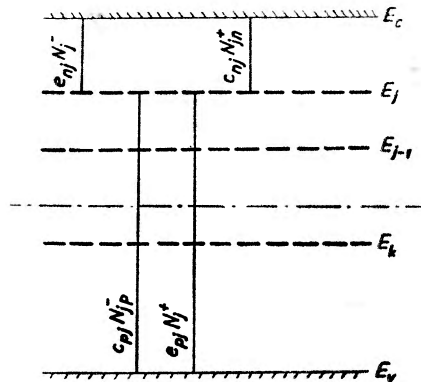
1. Równanie kinetyki

W tej części artykułu zajmiemy się sformułowaniem równań kinetyki procesu rekombinacji elektron-dziura zachodzącego za pośrednictwem poziomów lokalnych w przerwie wzbronionej modelu pasmowego półprzewodnika. Spośród trzech możliwych rodzajów poziomów lokalnych, a mianowicie: związanych ze zjonizowanymi domieszkami (donory, akceptory), pułapkami i centrami rekombinacyjnymi będziemy tu brali pod uwagę tylko te ostatnie. Udział zjonizowanych domieszek w rekombinacji można zaniedbać ponieważ nośnik schwytywany na poziom domieszkowy jest reemitowany do pasma przed wychwytem nośnika przeciwnego znaku, a czas jego przybywania na poziomie lokalnym jest mały w porównaniu ze średnim czasem życia w paśmie. Rola i działanie bardzo ważnych dla rekombinacji poziomów pułapkowych zostanie omówiona w oddzielnym paragrafie.

Mechanizm rekombinacji poprzez poziomy rekombinacyjne polega na prawie jednoczesnym przejściu elektronu z pasma przewodnictwa i przejściu dziury z pasma podstawowego na ten poziom¹.

Zajmiemy się teraz określeniem szybkości tych przejść na przykład dla j -go poziomu z rys. 1 [8, 9].

Szybkość wychwytu elektronów z pasma przewodnictwa przez j -ty poziom jest proporcjonalna do koncentracji elektronów w pasmie i koncentracji N_j^+ nie obsadzonych na j -tym poziomie centrów. Szybkość reemisji do pasma jest proporcjonalna do koncentracji N_j^- obsadzonych na j -tym poziomie cen-



Rys. 1. Schematyczne przedstawienie przejść między poziomem E_j i pasmami; składają się one na rekombinację nadmiarowych nośników prądu przez poziom rekombinacyjny E_j

trów. Stosując przyjętą w tabeli symboli notację, możemy zapisać efektywną szybkość wychwytu elektronów z pasma przewodnictwa w postaci:

$$U_{nj} = c_{nj} N_j^+ n - e_n N_j^- . \quad (1)$$

Ponieważ równanie (1) musi być słuszne również w stanie równowagi ($U_{nj} = 0$), można wyrazić stałą emisji e_n przez $c_{nj} n_j$ i wtedy

$$U_{nj} = c_{nj} [N_j^+ n - N_j^- n_j] . \quad (2)$$

Analogicznie, szybkość wychwytu z pasma podstawowego wyraża się równaniem:

$$U_{pj} = [N_j^- p - N_j^+ p_j] . \quad (3)$$

Jeżeli naruszona zostanie równowaga termodynamiczna półprzewodnika na skutek generacji g nadmiarowych nośników w pasmach, to zmiany te,

¹ W opublikowanych ostatnio pracach [6] i [7] rozważa się możliwość przebywania nośników na poziomach wzbudzonego stanu centrów z czasem życia nie spełniającym warunku jednoznaczności wychwytu elektronu i dziury

w obecności L niezależnych poziomów w przerwie wzbronionej, wyrażają się równaniami kinetyki:

$$\begin{aligned}\frac{d(\Delta n)}{dt} &= g - \sum_{j=i}^L U_{nj} \\ \frac{d(\Delta p)}{dt} &= g - \sum_{j=i}^L U_{pj},\end{aligned}\quad (4)$$

przy czym występujące w równaniach (2) i (3) koncentracje będą wtedy równe

$$\begin{aligned}n &= n_0 + \Delta n \\ p &= p_0 + \Delta p \\ N_j^- &= N_{j0}^- + \Delta N_j^- \\ N_j^+ &= N_{j0}^+ + \Delta N_j^+.\end{aligned}$$

W rozważaniach tego typu rekombinacji ważne są jeszcze dodatkowe równania określające zmiany obsadzeń elektronami (lub dziurami) danego poziomu:

$$\frac{d(\Delta N_j^-)}{dt} = - \frac{d(\Delta N_j^+)}{dt} = U_{nj} - U_{pj} \quad (5)$$

oraz równanie równowagi elektrycznej kryształu:

$$\Delta p = \Delta n + \sum_{j=i}^L \Delta N_j^- . \quad (6)$$

W przypadku centrów mogących przebywać w więcej niż dwu stanach ładunków (reprezentowanych przez $M > 1$ poziomów w przerwie wzbronionej) wygodnie jest zdefiniować N_j jako koncentrację centrów obsadzonych elektronami na j -tym poziomie. Szybkości wychwytu elektronów i dziur przez j -ty poziom są wtedy odpowiednio równe:

$$U_{nj} = c_{nj}[N_{j-1}n - N_j n_j] \quad (7)$$

$$U_{pj} = c_{pj}[N_j p_j - N_{j-1}p] . \quad (8)$$

Dokładniejszym omówieniem właściwości centrów wieloładunkowych zajmiemy się w rozdziale 3.

2. Rekombinacja jednopoziomowa

Omówimy tutaj prostsze osiągnięcia teorii dla rekombinacji jednopoziomowej. Pokazany będzie sposób wyprowadzenia jednego z podstawowych wyrażeń na czas życia nośników i przytoczone zostaną niektóre wzory dla przypadków bardziej złożonych.

Przyjmijmy, że interesujące nas centra reprezentuje jeden poziom lokalny w przerwie wzbronionej. Innymi słowy, stan ładunku centrum może się zmieniać co najwyżej o e . Przyjmijmy dalej, że nośniki w pasmach nie są zdegenerowane (także w obecności zaburzenia) a czas relaksacji centrum po zmianie ładunku jest mały w porównaniu ze średnim czasem upływającym między zmianami ładunku. W przypadku jednopoziomowym równania (1-6) są znacznie prostsze:

$$U_{n1} = c_{n1}N_1[(1-f_1)n - n_1f_1] \quad (2')$$

$$U_{p1} = c_{p1}N_1[pf_1 - p_1(1-f_1)] \quad (3')$$

$$\frac{d}{dt}(\Delta n) = g - U_{n1} \quad (4')$$

$$\frac{d}{dt}(\Delta p) = g - U_{p1}$$

$$\frac{d}{dt}(\Delta N_1^+) = -\frac{d}{dt}(\Delta N_1^-) = U_{n1} - U_{p1} \quad (5')$$

$$\Delta p = \Delta n + \Delta N_1^- \quad (6')$$

Zdefiniujemy tu czasy życia nadmiarowych elektronów i dziur:

$$\tau_{n1} = \frac{\Delta n}{U_{n1}} \quad \tau_{p1} = \frac{\Delta p}{U_{p1}} \quad (9)$$

Ze względu na uciążliwe rachowanie przedstawiamy rezultaty tylko dla przypadku stacjonarnego:

$$\frac{d}{dt}(\Delta n) = \frac{d}{dt}(\Delta p) = \frac{d}{dt}(\Delta N_1^-) = \frac{d}{dt}(\Delta N_1^+) = 0,$$

przy założeniu, że koncentracja rekombinacyjnych centrów jest nieduża ($N_1 \ll n_0, p_0$). Pamiętając, że wszystkie występujące tu wielkości poza $\Delta n, \Delta p, n_1, p_1$ odnoszą się do poziomu E_1 , od tej chwili będziemy to zaznaczać tylko w zapisie wielkości n_1, p_1 . Mamy więc:

$$U_{n1} = U_{p1} \equiv U = c_{p1}c_{n1}(pn - p_1n_1)/[c_{n1}(n_0 + n_1) + c_{p1}(p_0 + p_1)] \quad (2'')$$

$$\Delta p = \Delta n \quad (7'')$$

$$\tau_{n1} = \tau_{p1} \equiv \tau \quad (9'')$$

Ostatecznie czas życia par elektron-dziura wyraża się następująco:

$$\tau = (\tau_0 + \tau_{\infty}\Delta\varphi)/(1 + \Delta\varphi) \quad (10)$$

$$\tau_0 = \tau_{p0}(n_0 + n_1)/(n_0 + p_0) + \tau_{n0}(p_0 + p_1)/(n_0 + p_0) \quad (a)$$

$$\tau_{\infty} = \tau_{p0} + \tau_{n0} \quad (b)$$

$$\Delta\varphi = \Delta n/(n_0 + p_0) \quad (c)$$

$$\tau_{p0} \equiv (N_1c_{p1})^{-1} \quad \tau_{n0} \equiv (N_1c_{n1})^{-1}.$$

Wzory (10), a w szczególności wyrażenie (10a) są dobrze znane jako wzory Halla, Shockley'a, Reada [8]. Opisują one zadowalająco procesy rekombinacyjne w interesujących nas półprzewodnikach, a także stanowią swoistą

bazę przy rozpatrywaniu rekombinacji w przypadkach bardziej złożonych. Zauważmy, że $\Delta\varphi$ reprezentuje tu zaburzenia wprowadzone przez sam akt pomiaru. Wysoka koncentracja centrów rekombinacyjnych wprowadza różne czasy życia elektronów i dziur. Dla $\Delta\varphi \rightarrow 0$ mamy:

$$\tau_p = \{\tau_{n0}(p_0 + p_1) + \tau_{p0}[n_0 + n_1 + N_1(1 + n_0/n_1)^{-1}]\} \left/ \left[n_0 + p_0 + N_1 \left(1 + \frac{n_0}{n_1} \right)^{-1} \left(1 + \frac{n_1}{n_0} \right)^{-1} \right] \right. \quad (11)$$

$$\tau_n = \left\{ \tau_{p0}(n_0 + n_1) + \tau_{n0} \left[p_0 + p_1 + N_1 \left(1 + \frac{p_0}{p_1} \right)^{-1} \right] \right\} \left/ \left[n_0 + p_0 + N_1 \left(1 + \frac{p_0}{p_1} \right)^{-1} \left(1 + \frac{p_1}{p_0} \right)^{-1} \right] \right.$$

W przypadkach przejściowych (np. pomiar czasu życia metodą zaniku fotoprzewodnictwa) sytuacja jest inna. Zmniejszanie się koncentracji nadmiarowych nośników z czasem scharakteryzowane jest tu dwiema stałymi czasowymi [22]. Jedną z nich to tzw. czas dopasowania centrów do warunków równego wychwytu dziur i elektronów. W typowych warunkach wartość jej jest mała. Dzięki temu krzywa zaniku określona jest w głównej mierze przez drugą stałą — czas życia par. Należy podkreślić, że w przypadkach przejściowych czasy życia elektronów i dziur są sobie równe, nawet jeśli N_1 jest duże.

Przy dostatecznie małym $\Delta\varphi$ ($\Delta\varphi \rightarrow 0$) mamy:

$$\tau = \frac{\tau_{n0} \left[p_0 + p_1 + N_1 \left(1 + \frac{p_0}{p_1} \right)^{-1} \right] + \tau_{p0} \left[n_0 + n_1 + N_1 \left(1 + \frac{n_0}{n_1} \right)^{-1} \right]}{n_0 + p_0 + N_1 \left(1 + \frac{n_0}{n_1} \right)^{-1} \left(1 + \frac{n_1}{n_0} \right)^{-1}} \quad (12)$$

Łatwo zauważyć, że gdy $N_1 \rightarrow 0$ wzór (12) przechodzi w (10a). A zatem w warunkach małych zaburzeń i niskiej koncentracji centrów czasy życia stacjonarny i przejściowy są sobie równe. W ogólności różnią się one, przy czym wyrażenia na zależność czasu życia od zaburzenia w przypadkach przejściowych nie są łatwe do otrzymania, ze względu na nieliniowość równań (1-6). Sytuacja znacznie się upraszcza, gdy w grę wchodzi nie to zaburzenie, które powoduje sam akt pomiaru lecz niezależne od niego zaburzenie stałe w czasie. W przypadkach zarówno przejściowych jak i stacjonarnych mamy wtedy:

$$\tau = (\tau_0 + \tau_\infty)^2 / [(1 + \tau\Delta\varphi)\tau_0 + \tau_\infty(\Delta\varphi)^2], \quad (13)$$

o ile tylko zaburzenie mierzące i koncentracja centrów są dostatecznie małe $\Delta\varphi$ reprezentuje tu wspomniane stałe zaburzenie, niezależne od pomiarowego. Wzory (10) i (13) informują, że czas życia może się zmieniać w przedziale (τ_0, τ_∞) . Charakter zależności τ od temperatury i zaburzenia ilustruje rys. 2. Linie τ_0 i τ_∞ wykreślono przy założeniu, że c_{p1}, c_{n1} są stałymi niezależnymi od temperatury. Jak łatwo zauważyć, dla $T > T_0$ τ maleje gdy $\Delta\varphi$ rośnie i dla $T < T_0$ τ rośnie gdy $\Delta\varphi$ maleje. Temperatura T_0 nie jest przy tym żadną stałą uniwersalną, lecz zależy od konkretnych cech omawianego kryształu (oporność, rodzaj rekombinacyjnej domieszki itp.).

3. Rekombinacja wielopoziomowa

Sieć krystaliczna realnego półprzewodnika jest siecią zaburzoną. Zaburzenia te — defekty sieci — mogą być bardzo różnorakie (atomy obce, dyslokacje, defekty Frenkla itp.). Często defektom jednego rodzaju odpowiada nie jeden, lecz cały zespół poziomów lokalnych w przerwie wzbronionej. Biorąc pod uwagę, że w sieci mogą być obecne jednocześnie różne rodzaje defektów sieci otrzymujemy, że przerwa wzbroniona może być bardzo bogata w poziomy lokalne.

Poziomy lokalne, w zależności od swoich właściwości i parametrów określających stan półprzewodnika mają większe lub mniejsze znaczenie w procesie rekombinacji nośników nadmiarowych. Zazwyczaj zdarza się, że rekombinacja zachodzi przy udziale niektórych tylko poziomów lokalnych. Związane z nimi defekty sieci nazywamy centrami rekombinacyjnymi. Należy pamiętać, że w zmieniających się warunkach fizycznych różne defekty sieci mogą kolejno pełnić rolę centrów rekombinacyjnych w tym samym półprzewodnikowym kryształ. Teoretycznie opracowane są dwa przypadki:

1. Istnieje wiele rodzajów centrów rekombinacyjnych niezależnych od siebie, z których każdy związany jest z jednym tylko poziomem lokalnym w przerwie wzbronionej.

2. W przerwie wzbronionej obecne są liczne poziomy, związane z jednym tylko rodzajem centrów rekombinacyjnych (centra wieloładunkowe).

Całkowite prawdopodobieństwo rekombinacji można wyrazić przez sumę prawdopodobieństw cząstkowych związanych z poszczególnymi poziomami albo grupami poziomów. W oparciu o (1-7) można wykazać, że w pierwszym przypadku mamy:

$$\frac{1}{\tau} = \sum_{j=1}^L \frac{1}{\tau_j} \quad (14)$$

τ_j — czas życia nośników związanych z j -tym poziomem jest wyrażony formułą Halla-Shockley'a-Reada [10]. Jak łatwo zauważyć, największe znaczenie w rekombinacji ma ten poziom, dla którego τ_j jest najmniejsze. W drugim wypadku wzór ten jest oczywiście w dalszym ciągu ważny, lecz wartości τ_j są wzajemnie związane.

Rozważmy graniczny przypadek małego stacjonarnego zaburzenia i niskiej koncentracji centrów ($N_j, \Delta n, \Delta p \ll n_0, p_0$) przy czym centra te podlegają jonizacji wielokrotnej. Odpowiada im zespół M poziomów, których liczba jest równa maksymalnej liczbie elektronów, jakimi centrum może być obsadzane:

$$\sum_{j=0}^M N_j = N .$$

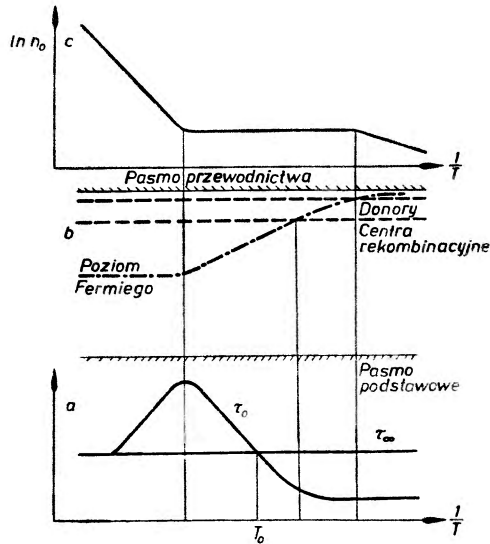
W zmiennych warunkach fizycznych zmienia się względny udział różnych poziomów w rekombinacji, dzięki zmianom ilości centrów N_j w określonym

stanie załadowania j elektronami. W oparciu o równania 1-6 otrzymujemy następujące wyrażenie [20, 23]:

$$\frac{1}{\tau} = (n_0 + p_0) \sum_{j=1}^M (f_j^0 - f_{j-1}^0) / [\tau_{pj}(n_0 + n_j) + \tau_{nj}(p_0 + p_j)] \quad (15)$$

$$n_j = N_c \exp \left[\frac{E_j - E_c}{kT} \right] \quad p_j = N_v \exp \left[\frac{E_v - E_j}{kT} \right]$$

E_j — efektywny poziom odpowiadający centrum załadowanemu przez j elektronów (określenie „efektywny“ uwzględnia fakt, że w ogólności poziom



Rys. 2. Jakościowy obraz zależności czasów życia nadmiarowych nośników od temperatury (a) w procesie rekombinacji przez pojedynczy poziom w przerwie wzbronionej, przy założeniu, że przekroje czynne na wychwył elektronu i dziury nie zależą od temperatury. Rys. b ilustruje zmienność położenia poziomu Fermiego w przerwie wzbronionej, a rys. c zmiany koncentracji nośników podstawowych, również w funkcji temperatury (półprzewodnik typu n)

może być zdegenerowany). Wielkości f_j^0 opisują prawdopodobieństwo obsadzenia centrum przez j elektronów

$$f_j^0 = \left(\prod_{k=1}^j \frac{n_0}{n_k} \right) / \sum_{j=0}^M \prod_{k=0}^j \frac{n_0}{n_k} \quad (16)$$

W pracy Saha i Shockley'a [23] znaleźć można pomysłowe diagramy ilustrujące, jak zmienia się stan załadowania i względny udział w rekombinacji dwu dowolnych sąsiednich poziomów. Byłoby jednak rzeczą uciążliwą przedstawienie ich w niniejszej pracy. Ograniczymy się do zademonstrowania przebiegów czasów życia τ_j w półprzewodniku, którego centra rekombinacyjne scharakteryzowane są przez trzy możliwe stany załadowania elektronami ($M = 3$) i warunek niezależności przekrojów czynnych od temperatury [24]. Ze względu na różne możliwe wartości odpowiednich przekrojów czynnych

na wychwyty nośników na wykresie przedstawiono tylko względne wartości τ_j . Porównując poszczególne przebiegi na rys. 3 z ogólnie znanym przebiegiem Halla-Shockley'a-Reada (rys. 2) widzimy, że w odróżnieniu od niego mamy tu możliwy zarówno wzrost czasu życia w miarę obniżania temperatury (np. τ_1 dla $T < T_2$), jak i wzrost w miarę podwyższania temperatur silniejszy niż przewidziany przez jednopoziomową statystykę (τ_s). W zależności od stosunków bezwzględnych wartości τ_j całkowity czas życia może się odznaczać powyższymi cechami w większym lub mniejszym stopniu. Niskotemperaturowy wzrost czasu życia (τ_2) wynika ze zmniejszenia się liczby centrów obsadzonych dwoma elektronami, spowodowane wzrostem liczby centrów obsadzonych trzema elektronami.

4. Pułapki

W rozdziale 2 wspomnieliśmy już, że obecność centrów pułapkowych w półprzewodniku, może odgrywać bardzo ważną rolę w procesie rekombinacji. Obecnie w oparciu o prace [10], [11] podamy kryterium pozwalające odróżnić pułapki od innych rodzajów centrów, reprezentowanych przez poziomy lokalne w przerwie wzbronionej.

Poziom lokalny działa pułapkowo, jeśli:

1. Prawdopodobieństwo reemisji $1/\tau$ wychwyconego na ten poziom nośnika do pasma jest większe od prawdopodobieństwa wychwyty $1/\tau''$ nośnika przeciwnego znaku.

2. Średni czas przebywania nośnika τ_1 na tym poziomie jest większy od rekombinacyjnego czasu życia τ .

Jeśli K zdefiniujemy jako τ''/τ' , to dla pułapek elektronowych:

$$K_n = \frac{n_t c_{nt}}{p c_{pt}} > 1, \quad (17)$$

i dla dziurowych:

$$K_p = \frac{p_t c_{pt}}{n c_{nt}} > 1.$$

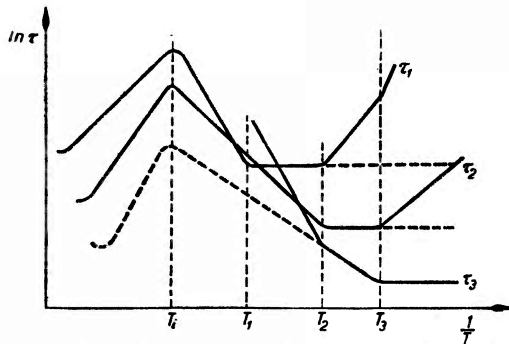
$1/\tau'$ i $1/\tau''$ oznaczają prawdopodobieństwa na jednostkę czasu i jedno centrum.

Jak łatwo zauważyć, analiza warunku pierwszego jest wystarczająca do odróżnienia pułapek od centrów rekombinacyjnych, dla których K_p i K_n są mniejsze od jedności.

Warunek drugi pozwala z kolei odróżnić pułapki od zjonizowanych domieszek. Jak już bowiem wspomnieliśmy w rozdziale 1, zjonizowane domieszki charakteryzują się między innymi tym, że $\tau_1 < \tau$. Podane powyżej kryterium pułapkowania związane jest z wieloma parametrami fizycznymi (E_t , E_F , T , c_{pt} , c_{nt}) i stąd też w różnych warunkach, może obejmować różne centra. Innymi słowy, pewne centra mogą spełniać rolę zarówno pułapek, jak i centrów rekombinacyjnych w tym samym półprzewodniku, lecz w różnych warunkach

fizycznych. Badania efektów związanych z pułapkami zapoczątkowane zostały przez Haynesa i Hornbecka [12] i kontynuowane były przez wielu innych autorów [13—20]. Najbardziej typowym objawem działania pułapek w półprzewodniku okazało się charakterystyczne zwiększanie czasu zaniku nadmiarnego przewodnictwa, w stosunku do stałej relaksacji bez pułapek. Wspomniany efekt, jest wynikiem tego, że spułapkowane nośniki (elektrony lub dziury) opuszczają centra pułapkowe ze stałą czasową większą od czasu życia. Warto tu dodać, że charakter wpływu pułapek na proces relaksacji przewodnictwa, zależy w dużej mierze od czasu ustalania się równowagi między pułapkami a pasmem. Zagadnienie to zostało szczegółowo opracowane przez Ryvkina [15].

Zajmiemy się teraz prostym przykładem ($\Delta n, \Delta p \ll n_0, p_0$) wyznaczenia stałej czasowej zaniku przewodnictwa w obecności jednego poziomu rekombinacyjnego i jednego poziomu pułapek dziurowych w przerwie wzbronionej [16],



Rys. 3. Częstkowe czasy życia związane z poziomami należącymi do centrów rekombinacyjnych, podlegających jonizacji trykrotnej. Krzywa τ_1 związana jest z poziomem leżącym w dolnej, a krzywa τ_2 i τ_3 z poziomami leżącymi w górnej połowie przerwy wzbronionej półprzewodnika typu n

[19]. Niech poziom rekombinacyjny będzie usytuowany w górnej, a pułapkowy w dolnej połowie przerwy wzbronionej półprzewodnika typu n . Interesujące nas równania kinetyki mają postać:

$$\frac{d}{dt}(\Delta p) = -\frac{\Delta p}{\tau_0} + c_{pt} \Delta N_t^+ p_t - c_{pt} \Delta p N_t \quad (18)$$

$$\frac{d}{dt}(\Delta N_t^+) = -c_{pt} \Delta N_t^+ p_t + c_{pt} \Delta p N_t,$$

gdzie wyraz $-\Delta p/\tau_0$ odpowiada za rekombinację typu Shockley'a-Reada. Porównanie neutralności ma postać:

$$\Delta n = \Delta p + \Delta N_t^+, \quad (19)$$

przy czym przyjmujemy, że zmiana obsadzenia poziomu rekombinacyjnego, na skutek pojawienia się nośników nadmiarowych, jest zanedbywalnie mała.

Rozwiązanie układu równań (18, 19) daje na czas relaksacji przewodnictwa następujący związek:

$$\tau = \tau_0 \left(1 + \frac{N_t}{p_t} \right) = \tau_0 \left[1 + \frac{N_t}{N_v} \exp \left(\frac{\Delta E_t}{kT} \right) \right]. \quad (20)$$

Z (18) widzimy, że w przypadku kiedy $N_t/p_t \ll 1$, tzn. w dostatecznie wysokiej temperaturze i dla małego N_t , czas relaksacji przechodzi w czas życia Shockley'a-Reada. W warunkach kiedy $N_t/p_t \geq 1$ w zależności $\tau(1/T)$ pojawia się zagięcie, a potem wzrost przy obniżaniu temperatury w obszarze, gdzie wzory Shockley'a-Reada przewidują poziomowanie (podobnie jak na rys. 3). Nachylenie przebiegu $\log \tau(1/T)$ we wzrastającej części odpowiada w przybliżeniu ΔE_t . Eksperymentalne przykłady takiego efektu można znaleźć np. w pracach [16] i [19].

Zagadnienie wpływu pułapek na stacjonarną rekombinację zostało rozpracowane znacznie później niż dla efektów przejściowych. W pewnych pracach (np. [14]) przyjmowano, że efekty stacjonarne są wolne od wpływu pułapek; w innych, że wpływ taki istnieje. Wyczerpującą rachunkową analizę zagadnienia pułapek w efektach stacjonarnych podali dopiero Amith [17] i Ryvkin [18]. Jakościowo można tłumaczyć wpływ pułapek na stacjonarną rekombinację jako zabieranie przez pułapki partnerów do rekombinacji nośników przeciwnego znaku.

Biorąc pod uwagę (18) otrzymujemy dla wspomnianego wyżej układu poziomów, lecz w przypadku stacjonarnym, następujące wyrażenia:

$$\begin{aligned} \tau_n &= \frac{\tau_{p0}(n_0 + n_1) + \tau_{n0}(p_0 + p_1)}{p_0 + n_0[1 + p_t N_t / (p_t + p_0)^2]} \\ \tau_p &= \frac{\tau_{p0}(n_0 + n_1) + \tau_{n0}(p_0 + p_1)}{n_0 + p_0[1 + p_t N_t / (p_t + p_0)^2]^{-1}}. \end{aligned} \quad (21)$$

5. Doświadczalne metody określania parametrów rekombinacji

Wielkością, poprzez którą ujawniają się rekombinacyjne właściwości półprzewodnika, jest czas życia τ nadmiarowych nośników prądu. Wartość czasu życia charakteryzuje rozkład koncentracji nadmiarowych nośników w półprzewodniku, w czasie i przestrzeni.

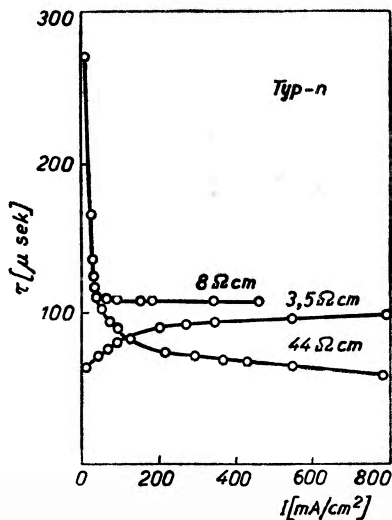
Metody pomiaru τ polegają więc na badaniu tego rozkładu w czasie (metody przejściowe) lub w przestrzeni (metody stacjonarne [25]). Jak już wspomniano poprzednio (rozdz. 2), czas życia zależy w pewnym stopniu od charakteru metody pomiaru. Można jednak na ogół dobrać takie warunki pomiaru, aby czasy życia były sobie równe ($\tau = \tau_0$), jeśli tylko koncentracja centrów rekombinacyjnych nie jest zbyt duża. Jak to jest widoczne w wyrażeniach (10), czas życia określają następujące wielkości:

1. Położenie poziomu Fermiego E_F i poziomów rekombinacyjnych E_i w przerwie wzbronionej.

2. Koncentracja centrów rekombinacyjnych N_j .
3. Wartości prawdopodobieństw wychwytu elektronu i dziury c_{nj} , c_{pj} .
4. Poziom zaburzenia.
5. Temperatura.

Zreferujemy najczęściej rozwijane kierunki badań, głównie w odniesieniu do przypadku jednopoziomowego.

W typowych półprzewodnikach (takich, jak używane w technice tranzystorowej) poziom Fermiego jest określony przez koncentrację donorów i akceptorów; koncentracja centrów rekombinacyjnych jest najczęściej bardzo mała i jej wpływ na przewodnictwo zanedbywalny. A zatem sytuacja fizyczna jest taka, że centra rekombinacyjne scharakteryzowane przez liczby N_j , E_j , c_{nj} , c_{pj}



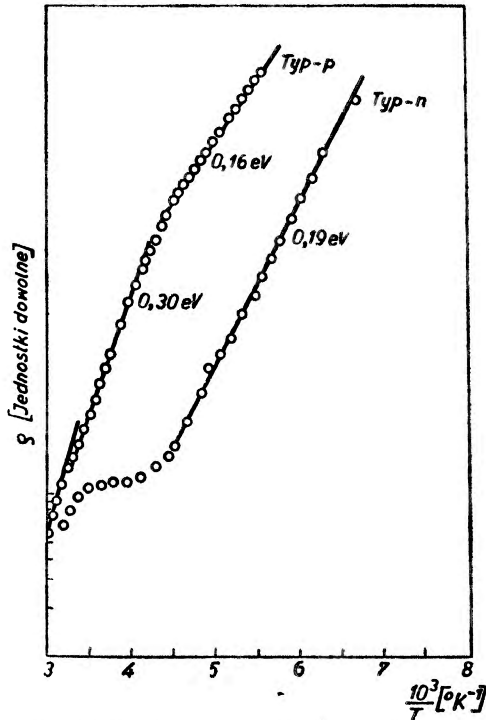
Rys. 4. Zależność czasu życia od amplitudy sygnału mierzącego; temperatura pokojowa, poziom rekombinacyjny około 0,20 eV od dna pasma przewodnictwa (poziom zaburzenia zmienia się monotonicznie z I)

znalazły się w warunkach fizycznych określonych przez rodzaj półprzewodnika, położenie poziomu Fermiego, zaburzenie i temperaturę. Zmieniając te warunki w trakcie pomiarów zdobywamy informacje o właściwościach centrów. Ze zrozumiałych przyczyn zmiennym parametrem pomiaru jest najczęściej temperatura lub poziom zaburzenia. Położenie pojedynczego poziomu rekombinacyjnego E_1 można na ogół określić przy pomocy badań temperaturowych. Typowy przebieg $\tau(1/T)$ przedstawia krzywa τ_0 na rys. 2. Można na ogół w ten sposób dobrać typ i oporność próbki (patrz wzór (10)), że nachylenie krzywej określi $E_c - E_1$ lub $E_1 - E_v$. Zakłada się przy tym na ogół, że wielkości c_p , c_n nie zależą od temperatury. Ewentualna zmienność jednej z tych wielkości charakteryzowałaby krzywą τ_0 w poziomej części jej przebiegu na rys. 2.

Rys. 4 ilustruje zależność czasu życia od poziomu zaburzenia [26]. Pomiar tego rodzaju pozwala określić τ_{∞}/τ_0 i co za tym idzie c_p/c_n , jeśli tylko dane jest

położenie poziomu E_1 [26]. Wykonując ten pomiar w różnych temperaturach, można otrzymać pewne informacje o temperaturowej zmienności c_p/c_n .

Bardzo trudne okazały się badania zależności τ od rodzaju i koncentracji centrów rekombinacyjnych. Wprowadzenia atomów interesującego pierwiastka trzeba dokonać podczas wytwarzania monokryształu, gdy materiał półprzewodnikowy jest w stanie ciekłym. Ilość wprowadzonych centrów musi być bardzo niska, a przy tym dokładnie określona, a pozostałe centra winny być



Rys. 5. Zależność oporności właściwej $\rho = \sigma^{-1}$ od temperatury w próbkach germanu silnie naświetlonych neutronami szybkimi. Jedną z nich o oporności właściwej 6,8 Ωcm typu n naświetlono aż do osiągnięcia 45 Ωcm bez zmiany typu przewodnictwa; oporność właściwa drugiej zmieniła się od 1 Ωcm typu n do 30 Ωcm typu p . Nachylenia krzywych związane są z poziomami defektowymi w przerwie wzbronionej ($E_c - E_1 = 0,20$ eV; $E_2 - E_0 = 0,18$ eV; $E_{ca} - E_v \approx 0,33$ eV) grającymi znaczną rolę w rekombinacji nośników prądu

rozmessezone równomiernie. Związaną z tym skomplikowaną procedurę można niekiedy ominąć, wykorzystując wysoką szybkość dyfuzji niektórych atomów w sieci krystalicznej badanego półprzewodnika.

W ostatnim czasie doskonałą metodą badania zależności $\tau(N_j)$ okazało się naświetlanie promieniowaniem jądrowym. Pozwala ono wprawdzie wprowadzać pewne tylko typy defektów rekombinacyjnych, ale za to w sposób ciągły, izotropowo i w ilościach dowolnych. Wchodzą tu w grę zarówno mechaniczne uszkodzenia sieci (np. defekty Frenkla), jak i atomy obce, powstałe w wyniku przemian jądrowych. Bardzo pomocnymi dla poznawania poziomów rekombi-

nacyjnych okazały się badania stałej Halla R_H i przewodnictwa właściwego σ . Jak wiadomo pozwalają one wyznaczać położenie takich poziomów w przerwie wzbronionej, które odpowiadają za jonizację centrów i, co za tym idzie, za koncentrację nośników w pasmach. Należy więc do czystego materiału półprzewodnikowego wprowadzić tak duże ilości centrów rekombinacyjnych, aby nośniki w pasmach pochodziły w głównej mierze ze zjonizowanych centrów. Temperaturowa zmienność R_H lub σ (uwzględniając zmiany ruchliwości z temperaturą) wyznacza położenie poziomu lub, jeśli jest ich więcej, poziomów (rys. 5) [27]. Wpływ pułapek na procesy rekombinacyjne ma, jak widać z rozważań w rozdz. 4, na ogół charakter bardzo skomplikowany. Przez długi czas uważano, że jeżeli obserwowany oscylograficznie przebieg zaniku przewodnictwa nadmiarowego jest czysto wykładniczy, to pułapkowanie nie fałszuje pomiaru τ_0 . Okazuje się jednak, że w pewnych przypadkach, jak np. w podanym w rozdz. 4 [19], pogląd ten nie jest słuszny. W praktyce wpływ pułapek na mierzony czas życia eliminuje się przez zastosowanie dodatkowego podświetlania badanej próbki. Dodatkowe koncentracje nośników wprowadzonych przez podświetlanie muszą zapewnić wypełnianie pułapek i tym samym muszą być większe od koncentracji wprowadzonych przez sygnał mierzący. Podświetlanie jest zatem procedurą dość niebezpieczną, bo może ono zmienić sam mierzony czas życia [10] niezależnie od eliminacji wpływu pułapek. Nieco trudniej jest omawiać wpływ pułapek na pomiary stacjonarne ze względu na ich różnorodność. Ograniczymy się do ważnego przypadku pomiaru stacjonarnego fotoprzewodnictwa gdy znacznie dłuższy od τ prostokątny impuls świetlny generuje nośniki w próbce. Zmiana przewodnictwa wyraża się wówczas następująco:

$$\Delta\sigma = eg(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p) \quad (22)$$

(τ_n, τ_p — jak w (9), μ_n, μ_p — ruchliwości, g — prędkość generacji, e — ładunek elektronu).

Można wykazać [17], że wzrost zaburzenia związany z podświetlaniem zmniejsza wpływ wyrazów zawierających N_i , a tym samym τ_n, τ_p są zbieżne do τ_0 .

Literatura

- [1] V. Roosbroeck, W. Shockley, Phys. Rev., **94**, 1958 (1954).
- [2] K. Huang, Proc. Roy. Soc., A, **20**, 406 (1950).
M. A. Krivoglaz, Ž. eksper. teor. Fiz., **21**, 191 (1953).
H. Gumel, M. Lax, Ann. Phys. (USA), **2**, 28 (1957).
- [3] L. Sosnowski, *Dokład na VII Wsjesojuznoej Konferencji po Poluprowodnikam*, 1955.
N. Sclar, E. Burstein, Phys. Rev., **98**, 1757 (1955).
- [4] W. L. Boncz-Brujewicz, Izv. Akad. Nauk SSSR, **21**, 87 (1955).
- [5] W. L. Boncz-Brujewicz, Ž. eksper. teor. Fiz., **32**, 1470 (1957).
- [6] J. W. Giljajew, Fiz. twiordogo Tiała, **3**, 382 (1961).
- [7] A. W. Rżanow, Fiz. twiordogo Tiała, **3**, 3691 (1961).

- [8] W. Shockley, W. T. Read, *Phys. Rev.*, **87**, 835 (1952).
R. N. Hall, *Phys. Rev.*, **87**, 387 (1952).
- [9] S. G. Kalasznikow, *Ż. tech. Fiz.*, **26**, 241 (1956).
- [10] A. Rose, *Phys. Rev.*, **97**, 322 (1955).
- [11] W. L. Boncz-Brujewicz, *Ż. tech. Fiz.*, **28**, 67 (1958).
- [12] J. R. Haynes, J. A. Hornbeck, *Phys. Rev.*, **90**, 152 (1953).
- [13] J. Fan, *Phys. Rev.*, **92**, 1424 (1953).
- [14] A. Rose, *Proc. Inst. Radio Engrs*, **43**, 1850 (1955).
- [15] S. M. Ryvkin, *Półuprzewodniki w Naukie i Technike*, T. II, (1958).
- [16] G. W. Wertheim, *Phys. Rev.*, **109**, 1086 (1958).
- [17] A. Amith, *Phys. Rev.*, **116**, 793 (1959).
- [18] S. M. Ryvkin, *Fiz. twiordogo Tiela*, **2**, 1545 (1960).
- [19] S. M. Ryvkin, J. D. Jaroszewski, *Fiz. twiordogo Tiela*, **2**, 1966 (1960).
- [20] S. G. Kalasznikow, I. Morozow, *Fiz. twiordogo Tiela*, **2**, 2819 (1960).
- [21] R. N. Zitter, *Phys. Rev.*, **112**, 852 (1958).
- [22] D. J. Sandiford, *Phys. Rev.*, **105**, 524 (1957).
- [23] C. T. Sah, W. Shockley, *Phys. Rev.*, **109**, 1103 (1958).
- [24] A. A. Grinberg, *Solid State Physics*, Moscow 1959, Vol. II.
- [25] A. Czachor, *Postępy Fizyki*, **11**, 169 (1960).
- [26] M. I. Iglieyn, A. Koncewoj, A. Sichorow, *Ż. tech. Fiz.*, **27**, 2459 (1957).
- [27] J. Piekoszewski, A. Czachor, *Raport IBJ No 316/I—B*.

Marian Grynberg

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego

Efekt fotoelektromagnetyczny i efekt Halla w oświetlanej próbce w zastosowaniu do badań struktury pasma energii wzbronionej

1. Wstęp

Coraz częściej przy badaniu własności półprzewodników zwraca się obecnie uwagę nie tylko na strukturę pasm energetycznych, ale i również na strukturę pasma energii wzbronionej. Przy badaniu coraz subtelniejszych efektów nie sposób już jest pomijać wpływ poziomów energetycznych znajdujących się w pasmie wzbronionym. Coraz bardziej niezbędna staje się znajomość nie tylko położenia poziomów w pasmie wzbronionym, ale również wielu innych parametrów związanych z tymi poziomami, takich jak koncentracja centrów N_r , przekroje czynne na wychwyty elektronów S_n i dziur S_p oraz roli, jaką spełniają te poziomy w procesach rekombinacyjnych i przewodnictwa.

Na ogół przyjęto nazywać wszystkie poziomy znajdujące się w pasmie energii wzbronionej „poziomami domieszkowymi“, mimo że nie zawsze związane są one z obecnością atomów domieszkowych (obcych). Obok „poziomów domieszkowych“, powstających na skutek wprowadzenia obcych domieszek, istnieją poziomy pochodzące od defektów sieci krystalicznej. Atomy znajdujące się w położeniach międzywęzłowych, luki w sieci krystalicznej, dyslokacje, bądź też całe zespoły defektów, powstających na skutek bombardowania kryształu wysokoenergetycznymi cząstkami (neutrony, protony, elektrony), mogą wprowadzać dodatkowe poziomy do pasma wzbronionego. Poziomy wprowadzone przez domieszki pod względem funkcjonalnym dzielą się na donory i akceptory. W niniejszym artykule poziomy domieszkowe będą nas interesowały nie jako źródła dostarczające nośników prądu, lecz jako centra wychytujące swobodne nośniki. W zależności zatem od położenia poziomu będzie on odgrywał różną rolę w procesie chwywania (pułapkowania) elektronów i dziur. Poziomy znajdujące się w pobliżu dna pasma przewodnictwa mogą być poziomami pułapkującymi elektrony. Poziomy leżące blisko wierzchołka pasma walencyjnego mogą być pułapkami dla dziur. Poziomy znajdujące się w pobliżu poziomu Fermiego, a więc dla czystych materiałów w pobliżu środka

pasma wzbronionego, będą grały rolę poziomów rekombinacyjnych. Obraz ten nieco skomplikuje się, jeśli uwzględnić różnice w przekrojach czynnych na wychwyty i rozpraszania.

Metody badania struktury pasma energii wzbronionej polegają na badaniu tych parametrów materiału, które silnie zależą od struktury tego pasma. Parametrami tymi są: czas życia nośników τ oraz ruchliwość swobodnych nośników prądu. Centra pułapkowe bądź rekombinacyjne znacznie skracają czas życia nośników i, wprowadzone nawet w niewielkiej koncentracji, całkowicie zmieniają charakter procesów rekombinacyjnych, co uwydatnia się w zmianie τ . Na tej drodze badania struktury pasma wzbronionego prowadzone były od dawna, jednakże poprzednio stosowane metody określenia czasu życia z zaniku fotoprzewodnictwa [1], [2], mierzenia długości drogi dyfuzyjnej (Valdes [3]) bądź też pomiary przy pomocy mostka Meany'ego, zawodzą w przypadku materiałów posiadających czasy życia nośników mniejsze od 10^{-7} sek. Do takich materiałów należy InSb, PbS i inne [4], [5], [6], [7]. Centra domieszkowe zarówno naładowane, jak i neutralne znajdujące się w przerwie wzbronionej w sposób istotny wpływają na ruch swobodnych nośników i stanowią dla nich centra rozproszeniowe. Rozpraszanie swobodnych nośników na takich centrach potrafi niekiedy o rzędy wielkości zmieniać ich ruchliwość. Pomiary ruchliwości mogą dać cenne informacje o położeniu i własnościach centrów domieszkowych w półprzewodnikach. Metoda ta dotychczas znalazła zastosowanie w materiałach typu CdSe, CdS (*seminsolators*), ze względu na ich szerokie pasmo wzbronione, a jednocześnie krótkie czasy życia.

2. Pomiary krótkich czasów życia przy pomocy efektu fotoelektromagnetycznego (PEM) i fotoprzewodnictwa (PC)

W przypadku idealnego półprzewodnika, tzn. takiego, który nie posiada żadnych poziomów domieszkowych w pasmie wzbronionym, elektrony z pasma przewodnictwa mogą rekombinować z dziurami pasma walencyjnego jedynie bezpośrednio. Może to być rekombinacja promienista — tzn. taka, kiedy różnica energii zostaje wypromieniowana w postaci fotonu, rekombinacja z emisją fononu (energia oddana zostaje sieci krystalicznej), bądź też tzw. rekombinacja typu Augera, w której nadmiar energii przejmują nie biorący udziału w rekombinacji nośnik. W przypadku rekombinacji z pasma do pasma, czasy życia obu rodzajów nośników we wszystkich trzech przypadkach są takie same, nie ma sensu rozróżniać czasy życia elektronów i czasy życia dziur.

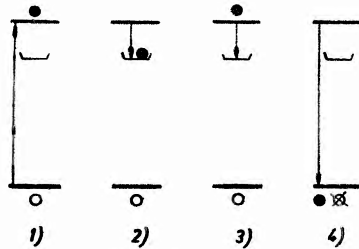
Jeżeli natomiast w pasmie wzbronionym znajduje się poziom pułpkowy bądź też poziom rekombinacyjny, wówczas w ogólnym przypadku czasy życia obu rodzajów nośników są różne. Rozważmy przykładowo następujący model (rys. 1).

Termicznie bądź przez absorpcję promieniowania została wytworzona para swobodnych nośników, elektron-dziura I . Na skutek obecności w pasmie wzbronionym poziomu pułpkowego E_r elektron swobodny „spadł” na poziom

pułapkowy 2. Dopiero na skutek pobudzenia termicznego 3 mógł powrócić do pasma przewodnictwa a następnie rekombinować z dziurą 4. W tym przypadku czas życia elektronu jest dłuższy od czasu życia dziury, która w tym czasie mogła rekombinować z innym swobodnym elektronem, czyli $\tau_n > \tau_p$. Na tej różnicy będziemy opierać się przy wykrywaniu poziomu E_r .

Niezwykle użyteczna metoda pomiarów krótkich czasów życia polega na wykorzystaniu zjawiska fotoelektromagnetycznego.

Rozważmy efekt fotoelektromagnetyczny, przy pomocy którego można wyznaczać czasy życia nośników w badanym materiale [8], [9], [4]. Efekt polega na pojawianiu się napięcia pomiędzy końcami płytki półprzewodnikowej



Rys. 1. Rekombinacja w przypadku obecności poziomu pułapującego elektrony

umieszczonej w polu magnetycznym i oświetlanej promieniami o energii $\hbar\omega \geq \Delta E$ i wektorze falowym $\vec{k} \perp \vec{H}$.

Napięcie fotoelektromagnetyczne powstaje wzdłuż osi prostopadłej do pola magnetycznego i wektora falowego padającego promieniowania. Na skutek generacji w pobliżu powierzchni par nośników elektron-dziura, powstaje gradient koncentracji. Nośniki poruszają się w polu gradientu koncentracji pod działaniem siły Lorentza. Tory nośników zostają zakrzywione, co powoduje powstanie napięcia fotoelektromagnetycznego. Dokładniejsza teoria tego efektu jest tematem szeregu interesujących prac [8], [10], [11], [12], [13]. Ograniczymy się tu do przytoczenia wyników dla prostego przypadku, gdy czas relaksacji nie zależy od energii. W tym przypadku można utożsamiać dryftową ruchliwość występującą w równaniach dyfuzji z ruchliwością hallowską. Dobrym przybliżeniem skomplikowanych rozwiązań równania Boltzmana są rozwiązania poniżej podanych półklasycznych równań ruchu elektronu [8], i równanie elektrodynamiki

$$\vec{J}_e = eD\nabla n - \mu\vec{J}_e \times \vec{B} + e\mu(n_0 + n)\vec{E} \quad (1)$$

$$b\vec{J}_n = -eD\nabla p + \mu\vec{J}_n \times \vec{B} + e\mu(p_0 + p)\vec{E} \quad (2)$$

$$\nabla\vec{J}_e = -\nabla\vec{J}_n = \frac{e}{\tau} \frac{(n_0 + n)(p_0 + p) - np}{n_0 + p_0} \quad (3)$$

$$\nabla\vec{E} = -\frac{e}{\kappa\kappa_0}(p - n). \quad (4)$$

Pełne wyrażenie na prąd elektronów i dziur (1) i (2) składa się z 3 oddzielnych członów. Ostatnie człony typu $en\mu E$ związane są z przewodnictwem. Środkowe człony zawierające iloczyny wektorowe wiążą się z siłą Lorentza, są to tzw. człony hallowskie. Pierwsze człony dają przyczynki pochodzące od prądów dyfuzyjnych i związane są z gradientami koncentracji ∇p i ∇n .

Równanie (3) związane jest z rekombinacją nośników. Równanie (4) jest równaniem Poissona w odniesieniu do kryształu i warunkuje obojętność kryształu.

Zostały tu użyte następujące oznaczenia:

\vec{J}_n, \vec{J}_e — gęstość prądu dziur i elektronów, D — stała dyfuzji dla elektronów, μ — ruchliwość elektronów, b — stosunek ruchliwości elektronów i dziur, \vec{B} — gęstość strumienia magnetycznego, n_0, n — koncentracja elektronów w stanie równowagi i przy oświetleniu, p_0, p — koncentracja dziur w stanie równowagi i przy oświetleniu, \vec{E} — natężenie pola elektrycznego. τ — objętościowy czas życia, κ_0, κ — stałe dielektryczne próżni i materiału.

Równania te są słuszne, tylko gdy spełnia się następujące warunki: 1) niezbyt silnego oświetlenia, tzn. $n \gg (n - n_0)$, 2) pary nośników elektron-dziura generowane są z wydajnością kwantową równą 1, 3) zaniedbanie wpływu skończonych wymiarów próbki.

Prócz tego przyjmuje się, że wielkości takie jak ruchliwość i czas życia nośników nie zależą od natężenia pola magnetycznego.

Rozwiązanie tych równań przeprowadza się tu dla przypadku, gdy $\vec{B} = B[0, 0, 1]$, wektor falowy padającego promieniowania $\vec{k} = k[0, 1, 0]$, oraz przy dodatkowych założeniach odnośnie znikania całkowitego prądu $J_{ey} + J_{ny} = 0$ i $\text{rot } \vec{E} = 0$. Bierze się także pod uwagę warunki brzegowe uwzględniające wpływ powierzchni na generację i rekombinacje. Obecność stanów powierzchniowych powoduje zwiększenie rekombinacji nośników, co zmienia efektywny czas życia

$$\frac{1}{\tau_{\text{ef}}} = \frac{1}{\tau_{\text{obj}}} + \frac{1}{\tau_{\text{pow}}}, \quad (5)$$

gdzie

$$\frac{1}{\tau_{\text{pow}}} = \frac{2s}{d} \quad (6)$$

s — szybkość rekombinacji powierzchniowej, d — grubość płytki.

Warunki brzegowe dla oświetlonej i nieoświetlonej powierzchni mają postać

$$y = 0 \quad J_{ey} = eI + es \frac{(n_0 + n)(p_0 + p) - n_0 p_0}{n_0 + p_0} \quad (7)$$

$$y = d \quad J_{ey} = -es \frac{(n_0 + n)(p_0 + p) - n_0 p_0}{n_0 + p_0}, \quad (8)$$

gdzie I — ilość kwantów promieniowania o częstości $\nu \geq \Delta E/h$ padających w ciągu 1 sek na powierzchnię 1 cm². Linearyzując otrzymane równa-

nie różniczkowe otrzymujemy wyrażenie na prąd zwarcia i_s zdefiniowany jako

$$i_s = \int_0^d (J_{ex} + J_{nx}) dx$$

$$i_s = \left(1 + \frac{1}{b}\right) \frac{eI\mu BL_D(1+c)^{1/2}}{\left[1 + \mu^2 B^2 + bc\left(1 + \frac{\mu^2 B^2}{b^2}\right)\right]^{1/2}} \times$$

$$\times \frac{1}{1 + \frac{\tau s}{L_D} \left[1 + \mu^2 B^2 + bc\left(1 + \frac{\mu^2 B^2}{b^2}\right)\right]^{1/2}}, \quad (9)$$

gdzie $c \equiv n_0/p_0$, a $L_D = \sqrt{D\tau}$ — długość drogi dyfuzyjnej. Wzór jest prawdziwy dla płytek o grubości znacznie większej od długości drogi dyfuzyjnej.

Otrzymana zależność na prąd zwarcia w efekcie *PEM* pozwala wyznaczać czasy życia. Mierząc i_s oraz znając koncentrację i ruchliwość nośników prądu z pomiarów współczynnika Halla i przewodnictwa, można rozwikłać wyrażenie względem τ , przy dodatkowej znajomości I oraz S . Parametry te są jednakże trudno mierzalne i bezpośrednie wyznaczanie τ jest trudne.

Szeroko stosowana metoda pośrednia wyznaczania τ polega na jednoczesnym pomiarze efektu *PEM* oraz fotoprzewodnictwa (*PC*). Z analogicznych rozważań, jak w przypadku efektu *PEM* i przy tych samych założeniach, można wyliczyć prąd zwarcia *PC* zdefiniowany jako

$$i_{PC} = e\mu E_x \int_0^d \left(n + \frac{p}{b}\right) dy,$$

gdzie E_x — natężenie przyłożonego pola elektrycznego

$$i_{PC} = \left(1 + \frac{1}{b}\right) \frac{eI\mu E_x \tau}{1 + \frac{\tau s}{L_D} \left(\frac{1+bc}{1+c}\right)^{1/2}}. \quad (10)$$

Mierząc efekt *PEM* przy słabych polach magnetycznych, to znaczy takich, że $\mu^2 B^2 \ll 1$, czas życia można wyrazić korzystając z zależności (9) i (10) jak następuje:

$$\tau = \left(\frac{i_{PC}}{E_x}\right)^2 \left(\frac{B}{i_s}\right)^2 D. \quad (11)$$

W tym przypadku wynik nie zależy już od I i S . Mierząc nie prądy zwarcia, lecz powstające napięcie efektu *PEM* V_{PEM} i napięcia fotoprzewodnictwa na czas życia τ , otrzymujemy wyrażenie:

$$\tau = \frac{kT}{e} \left[\frac{V_{PEM}}{V_{PC}} \cdot \frac{E_x}{B}\right]^{-2} \cdot \mu \cdot \frac{c+1}{bc+1}. \quad (12)$$

Zależności (11) i (12) są prawdziwe przy jednym milcząco przyjętym założeniu, że czas życia występujący w równaniach efektu PEM jest ten sam, co czas życia występujący w równaniach fotoprzewodnictwa. Założenie to w ogólności nie jest słuszne.

Efekt PEM jest efektem dyfuzyjnym. Ruch nośników zachodzi pod wpływem gradientu koncentracji. Zatem, tak jak we wszystkich efektach dyfuzyjnych, podstawową rolę grają nośniki mniejszościowe i ich czas życia będzie determinował efekt. W przypadku fotoprzewodnictwa oba rodzaje nośników dają przyczynek do fotoprądu, proporcjonalny do ich ruchliwości. Widać zatem, że w równaniach (3), (7), (8), (9) w miejsce τ należy wstawić τ_{PEM} , który w ogólności jest funkcją czasu życia elektronów i dziur i czasy te nie muszą być sobie równe. O wielkości τ_{PEM} decydować będzie czas życia nośników mniejszościowych. Natomiast w (10) zamiast τ należy wstawić τ_{PC} . Zitter podał zależności pomiędzy τ_{PEM} , τ_{PC} które zdefiniowane są poprzez związki (9) i (10) oraz czasami życia elektronów i dziur, przy czym czas życia τ_n i τ_p definiuje się jak następuje:

$$\nabla \vec{J}_e = -\nabla \vec{J}_n = \frac{en}{\tau_n} = \frac{ep}{\tau_p}, \quad (13)$$

gdzie τ_n — czas życia elektronów, τ_p — czas życia dziur.

Rozróżnienie pomiędzy tymi czasami jest istotne tylko wówczas, gdy rekombinacja nie zachodzi z pasma do pasma a poprzez dodatkowe stany w pasmie wzbronionym. Przyjmujemy, że część tych poziomów n_T jest obsadzona elektronami, wówczas równanie Poissona (4) przybiera postać

$$\nabla \vec{E} = \frac{e}{\kappa \kappa_0} (p - n - n_T). \quad (14)$$

Warunek obojętności kryształu będzie zatem

$$p = n + n_T. \quad (15)$$

Podstawiając (15) do (13) mamy

$$\frac{\tau_p}{\tau_n} = 1 + \frac{n_T}{n}. \quad (16)$$

Wynik ten jest zgodny z rozważaniami fenomenologicznymi.

W ogólnym przypadku, gdy istnieją poziomy domieszkowe, τ_{PEM} i τ_{PC} mają postać

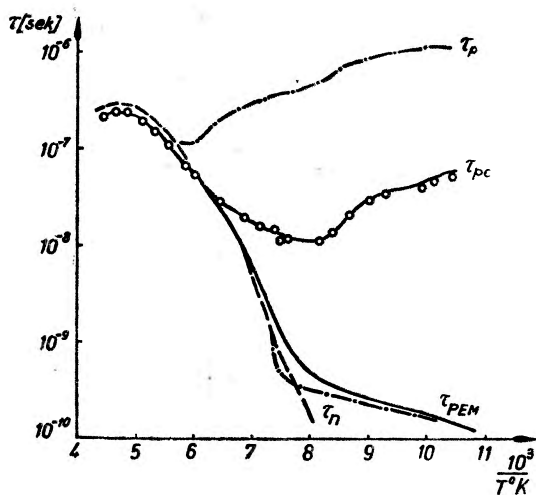
$$\tau_{PEM} = \frac{\tau_n + c\tau_p}{1 + c} \quad (17)$$

$$\tau_{PC} = \frac{\tau_n + \tau_p/b}{1 + 1/b}. \quad (18)$$

Widać, że dla $n_T = 0$

$$\tau_{PEM} = \tau_{PC}. \quad (19)$$

Tak więc zależności (11) i (12) są słuszne w przypadku, gdy nie ma stanów domieszkowych w pasmie wzbronionym bądź też wszystkie stany domieszkowe są obsadzone przez elektrony i nie mogą brać udziału w procesie rekombinacyjnym. Przy badaniu struktury pasma wzbronionego mierzyć należy oddzielnie czas życia w efekcie *PEM* i *PC*, a następnie korzystając z zależności (17) i (18) wyznaczać odpowiednio τ_n i τ_p [15], [16]. Wówczas nie można już ominąć pomiaru takich wielkości jak *I* i *S* oraz koncentracji i ruchliwości. Takie pomiary τ_n i τ_p w szerokim zakresie zmian temperatury wykonano dla InSb. Wyniki tych pomiarów przedstawia rys. 2.



Rys. 2. Temperaturowe zależności czasów życia w InSb [15]

Z rysunku 2 widać, że w wysokich temperaturach, gdzie wszystkie stany domieszkowe są obsadzone przez elektrony termiczne (degeneracja), spełniony jest warunek (19). W niższych temperaturach τ_n i τ_p różnią się pomiędzy sobą o kilka rzędów wielkości.

Z temperaturowych zależności czasów życia, korzystając ze statystyki Shockley'a-Read'a, można wyznaczyć w prostych przypadkach położenie energetyczne poziomów domieszkowych. W pracy [17] podano formuły dla wyliczenia czasu życia w zależności od położenia poziomu pułapkowego. W granicznym przypadku, dla bardzo dużej ilości centrów pułapkujących, czas życia elektronów w materiale typu *p* (czas życia nośników mniejszościowych), dany jest przez

$$\tau_n = \tau_{n_0} \left(1 + e^{\frac{E_{t_0} - E_t}{kT}} \right), \quad (20)$$

gdzie $\tau_{n_0} = \frac{1}{c_n}$ (c_n — stała wychwytu), τ_n — czas życia elektronów w silnie zdegenerowanym materiale typu *p*, E_t — energia odpowiadająca położeniu

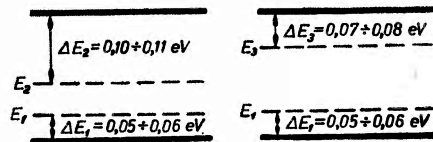
centrów pułapkujących, E_i — położenie poziomu Fermiego w czystym materiale. W ogólnym przypadku wyrażenia na czasy życia τ_n i τ_p mają postać

$$\tau_p = \frac{\tau_{n_0}(p_0 + p_1) + \tau_{p_0} \left[n_0 + n_1 + N_t \left(1 + \frac{n_0}{n_1} \right)^{-1} \right]}{n_0 + p_0 + N_t \left(1 + \frac{n_0}{n_1} \right)^{-1} \left(1 + \frac{n_1}{n_0} \right)^{-1}} \quad (21)$$

$$\tau_n = \frac{\tau_{p_0}(n_0 + n_1) + \tau_{n_0} \left[p_0 + p_1 + N_t \left(1 + \frac{p_0}{p_1} \right)^{-1} \right]}{p_0 + n_0 + N_t \left(1 + \frac{p_0}{p_1} \right)^{-1} \left(1 + \frac{p_1}{p_0} \right)^{-1}} \quad (22)$$

$$n_1 = N_c e^{\frac{E_i - E_c}{kT}} \quad (23)$$

$$p_1 = N_v e^{-\frac{E_i + E_v}{kT}}, \quad (24)$$



Rys. 3. Poziomy „domieszkowe“ w InSb p i n

gdzie τ_p — czas życia dziur w silnie zdegenerowanym materiale typu n , N_t — koncentracja pułapek, N_c — efektywna gęstość stanów w pasmie przewodnictwa, E_c — energia dna pasma przewodnictwa.

Specjalizując formuły (21), (22) dla rozpatrywanych przypadków można wyznaczyć położenie poziomu E_i . Tą metodą Nasledow i Smietannikowa [15] rozszyfrowali strukturę pasma wzbronionego w InSb. W przypadku InSb do wyjaśnienia przebiegów temperaturowych trzeba było wprowadzić dwa poziomy domieszkowe. Wyniki dla materiału typu n i p przedstawione są na rys. 3. Zupełnie niezależne rozumowanie nieco bardziej ogólnie przeprowadzili Laff i Fan [16] otrzymując podobne wyniki. Laff i Fan wykazali dodatkowo, że najniższy poziom związany jest z defektami sieci krystalicznej.

Głębsza analiza temperaturowych zależności czasów życia pozwala w poszczególnych przypadkach wyznaczyć również C_n i C_p , które związane są z przekrojami czynnymi na wychwyt elektronów i dziur. W tym celu należy rozważyć również i temperaturowe zależności przekrojów czynnych na wychwyt nośników. Na podstawie dotychczas opublikowanych prac, wydaje się, że metoda ta może być zastosowana do znacznie szerszej klasy materiałów półprzewodnikowych, których struktura pasma wzbronionego jest jeszcze niezbadana.

3. Zależność ruchliwości od domieszek i efekt Halla w oświetlanej próbce

Jak już na wstępie było wspomniane poziomy domieszkowe mogą w sposób istotny wpływać na ruchliwość swobodnych nośników w półprzewodniku. Najprostszą metodą pomiaru ruchliwości jest jednoczesny pomiar współczynnika Halla R_H i przewodnictwa. W przypadku materiału zawierającego domieszki ruchliwość nośników większościowych (bądź o znacznie większej ruchliwości w przypadku samoistnym) dana jest poprzez wyrażenie

$$\mu = R\sigma. \quad (25)$$

W ten sposób zmierzona ruchliwość różni się od ruchliwości dryftowej multiplikatywnym czynnikiem r — związanym z mechanizmem rozpraszania

$$\mu_{\text{Halla}} = r\mu_{\text{dryft}}, \quad (26)$$

gdzie

$$r = \frac{\langle \mu^2 \rangle \langle 1 \rangle}{\langle \mu \rangle^2} \quad (27)$$

a

$$\langle \mu \rangle = \int_0^{\infty} \left(-\frac{\partial f}{\partial E} \right) \mu K(E) dE$$

f — funkcja prawdopodobieństwa obsadzenia, $\vec{K}(E)$ — wektor falowy będący funkcją energii.

Wpływ centrów rozpraszających na ruchliwość nośników wyznaczyli Conwell i Weisskopf [18] zakładając kolumbowski oddziaływanie z domieszkami

$$\mu_I \sim \frac{1}{N_I}, \quad (28)$$

gdzie N_I — koncentracja pojedynczo naładowanych centrów. Ażeby wyznaczyć położenie na skali energetycznej oraz koncentrację centrów domieszkowych należy znać ruchliwość nośników swobodnych przy nieobsadzonych poziomach domieszkowych oraz po ich obsadzeniu. W stałej temperaturze realizować to można poprzez oświetlenie materiału i zmianę quasi poziomu Fermiego.

Quasi poziomy Fermiego dla elektronów i dziur zdefiniowane są następującymi związkami

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_{fn}}{kT}\right) \quad (29)$$

$$p = N_v \exp\left(-\frac{E_{fp}}{kT}\right), \quad (30)$$

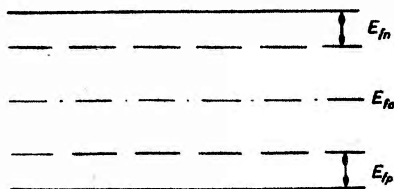
gdzie N_c, N_v — efektywne gęstości stanów w pasmie przewodnictwa i pasmie walencyjnym.

Quasi poziomy Fermiego spełniają następujące zależności

$$E_{fn} = E_{fp} + kT \ln \left[\left(\frac{m_e^*}{m_h^*} \right)^{3/2} \cdot \frac{p}{n} \right]. \quad (31)$$

W materiale oświetlanym nie ma równowagi termodynamicznej, nie można zatem wprowadzić poziomu Fermiego. Wprowadza się tzw. dwa quasi poziomy Fermiego (rys. 4) dla elektronów i dziur. Przy rosnącym oświetleniu quasi poziom Fermiego elektronowy zbliża się coraz bardziej do dna pasma przewodnictwa, natomiast quasi poziom dziurowy do wierzchołka pasma walencyjnego.

Jeżeli powyżej stacjonarnego poziomu Fermiego znajdować się będzie poziom domieszkowy naładowany dodatnio, to w miarę podnoszenia się quasi poziomu Fermiego jego obsadzenie elektronami będzie szybko wzrastać, tak,



Rys. 4. Quasi poziomy Fermiego w silnie oświetlonym materiale

że dla $E_{fn} < E$ poziom ten będzie całkowicie obsadzony. Centra rozpraszające zostaną zneutralizowane i ruchliwość swobodnych nośników wzrośnie. Całkowitą ruchliwość można zapisać w postaci

$$\frac{1}{\mu} = \frac{\beta}{\tau_0} + \beta v s_+ (N_+ - n_+), \quad (32)$$

gdzie $\beta = m^*/e$ czyli $\beta/\tau_0 = 1/\mu_0$, μ_0 — ruchliwość dla czystego materiału w nieobecności domieszek, v — prędkość termiczna elektronu, s_+ — przekrój czynny dodatnio naładowanego centrum, N_+ — gęstość stanów domieszkowych, n_+ — gęstość elektronów w stanach domieszkowych, $N_+ - n_+$ jest zdefiniowane przez równanie

$$N_+ - n_+ = \frac{N_+}{1 + 2 \exp[(E_+ - E_{+n})/kT]}. \quad (33)$$

Mnożnik 2 w funkcji rozkładu związany jest z prawdopodobieństwami obsadzenia poziomów domieszkowych przez elektrony o przeciwnych spinach [21].

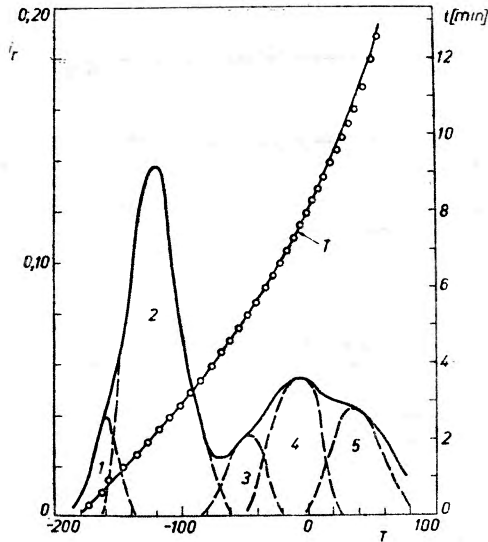
Z zależności (32) i (33) widać, że dla $E_{fn} = E_+$ ruchliwość zmienia się niemal skokowo. W zależności od znaku ładunku centrum domieszkowego ruchliwość bądź będzie rosła bądź malała. Zmiana wielkości $1/\mu$ jak widać (32), jest miarą gęstości N_+ i przekroju czynnego s_+ . Znając natężenie padającego promieniowania wyliczyć można położenie quasi poziomu Fermiego odpowiadającego niemal skokowej zmianie $1/\mu$, a zatem i położenie poziomu domieszkowego.

Nachylenie krzywej $1/\mu$ w funkcji E_{fn} w okolicach silnej zmiany $1/\mu$ dla stałej temperatury jest również miarą koncentracji i przekroju czynnego

$$\left. \frac{d\left(\frac{1}{\mu}\right)}{dE_{fn}(T)} \right|_{E_{fn}=E_+} = \frac{2\beta v s_+ N_+}{9kT}. \quad (34)$$

W pracy Bube'a [22] rozpatrzona została znacznie szersza klasa możliwych położenia poziomów domieszkowych oraz przypadki wielopoziomowe.

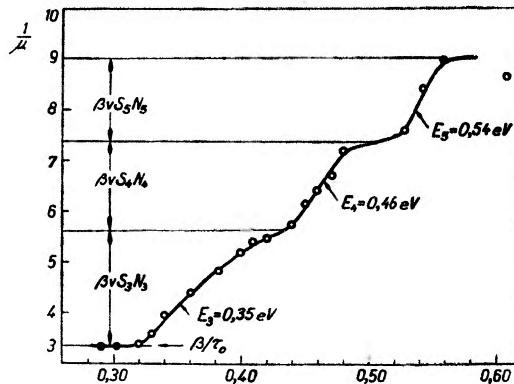
I tak np. dla dwu poziomów o różnych energiach w wyrażeniu (31) wystąpi dodatkowy człon związany z obsadzeniem drugiego poziomu. Na podstawie



Rys. 5. Termicznie pobudzany prąd w CdS [22]

powyższych rozważań nie można jeszcze rozróżnić między zmianą na skutek wzrostu obsadzenia poziomów znajdujących się powyżej stacjonarnego poziomu Fermiego bądź też spadku obsadzenia elektronów przy przejściu poziomu quasi Fermiego dla dziur przez poziom domieszkowy leżący poniżej stacjonarnego poziomu Fermiego. Aby wykluczyć tę niejednoznaczność należy dodatkowo zmierzyć termicznie wzbudzony prąd w funkcji temperatury. Należy oddzielnie zmierzyć termicznie wymuszony prąd. W tym celu próbkę umieszcza się w bardzo niskich temperaturach, a następnie poprzez silne oświetlenie wprowadza się nośniki na poziomy domieszkowe stopniowo podnosząc temperaturę próbki i przykładając stałe napięcie otrzymujemy zależność natężenia termicznie wzbudzonego prądu od temperatury. Jest to związane z termiczną jonizacją „zamrożonych“ elektronów na poziomach domieszkowych. Przykładowy wykres przedstawiony jest na rys. 5. Z położenia maksimum wnioskować można o położeniu poziomu na skali energetycznej oraz z wysokości maksimum o gęstości stanów domieszkowych.

Dokonując zatem pomiaru współczynnika Halla R_H i przewodnictwa w funkcji natężenia padającego oświetlenia oraz mierząc termicznie wzbudzony prąd wyznaczyć można położenie poziomu domieszkowego oraz jego koncentrację. Przy pomocy tej metody udało się rozszyfrować strukturę energetyczną pasma wzbronionego dla CdS [22] oraz dla poziomów Mn w germanie [23]. Wyniki otrzymane dla CdSe oraz InP jak dotychczas nie są zadowalające. Z pomiarów tych nawet dla CdS otrzymuje się nadzwyczaj wysoką wartość iloczynu N_+s_+ , która w przypadku przyjęcia zazwyczaj spotykanych przekrojów czynnych prowadziłaby do koncentracji $N_+ \sim 10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, co wydaje się nie do przyjęcia. Wydaje się, ponadto że efekt Halla w oświetlanej próbce jest sku-



Rys. 6. Wyniki pomiarów foto-Halla dla CdS. Wyraźnie zaznaczona obecność trzech poziomów domieszkowych [22].

teczną metodą badania struktury głębokich poziomów domieszkowych w stosunkowo czystych materiałach o szerokim pasmie energii wzbronionej. Pomiarzy foto-Halla nie pozwalają na ogół wyciągnąć wniosków odnośnie do płytkich poziomów domieszkowych. Niecelowe natomiast wydaje się stosowanie tej metody pomiarowej do materiałów o wąskim pasmie energii wzbronionej.

Literatura

- [1] J. Czachor, *Postępy Fizyki*, **11**, 169 (1960).
- [2] R. G. Shulman, *Phys. Rev.*, **102**, 1451 (1956).
- [3] H. Harriek, *J. appl. Phys.*, **27**, 1439 (1956).
- [4] T. S. Moss, *Optical properties of Semiconductors*, Butterworths Scientific Public. London 1959.
- [5] D. W. Goodwin, *Solid State Phys.*, **2 Semiconductors** p. 259.
- [6] T. M. Mackinston, J. W. Allen, *Proc. Phys. Soc.*, **68B**, 985 (1955).
- [7] S. C. Choo, E. L. Heassel, preprint.
- [8] S. Kurnick, R. Zitter, *J. appl. Phys.*, **27**, 278 (1956).
- [9] C. Hilsum, *Proc. Phys. Soc.*, **74**, 81 (1959).

- [10] T. S. Moss, L. Pinckerle, A. M. Woodward, Proc. Phys. Soc., B66, 743, (1953).
- [11] W. van Roosbrack, Phys. Rev., 101, 1713 (1956).
- [12] A. R. Beattie, R. W. Cunningham, Phys. Rev., 125, 533 (1962).
- [13] B. Ja. Moizes, Ž. tech. Fiz., 27, 495 (1955).
- [14] R. Zitter, Phys. Rev., 112, 852 (1958).
- [15] D. N. Nasledow, Ju. S. Smietannikowa, Fiz. twiordogo Tiela, 4, 110 (1962).
- [16] R. A. Laff, H. Y. Fan, Phys. Rev., 121, 56 (1961).
- [17] W. Shockley, W. Reed, Phys. Rev., 87, 835 (1952).
- [18] E. Conwell, V. F. Weisskopf, Phys. Rev., 77, 388 (1950).
- [19] R. H. Bube, *Photoconductivity of solids*, J. Wiley, N. Y. London 1960.
- [20] A. Rose, RCA Rev., 12, 362 (1951).
- [21] R. Smith, *Semiconductors*, Cambridge at the University Press 1959.
- [22] R. H. Bube, Mac Donald, Phys. Rev., 121, 473 (1961).
- [23] H. H. Woodburg, W. W. Tyler, Phys. Rev., 100, 659 (1955).

Józef Szpilecki

Katedra Fizyki B
Politechniki Śląskiej

Rozchodzenie się podłużnych fal elektromagnetycznych w plazmie jednorodnej

Wprowadzone oznaczenia

Alfabet łaciński

- c prędkość światła w próżni,
 D wektor indukcji elektrycznej,
 D promień Debye'a,
 e ładunek elektronu,
 $E(E_x, E_y, E_z)$ wektor natężenia pola elektrycznego,
 E_0 amplituda wektora natężenia pola elektrycznego,
 E' zmienna składowa wektora natężenia pola elektrycznego,
 E_p, E_s składowa równoległa i prostopadła do płaszczyzny padania wektora natężenia pola elektr.,
 E energia całkowita,
 $f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}), f_0, f(\mathbf{v}), f_0(\mathbf{v})$ funkcje rozkładu prędkości,
 $H(H_x, H_y, H_z)$ wektor natężenia pola magnetycznego,
 H_0 wektor natężenia stałego pola magnetycznego,
 H' zmienna składowa wektora pola magnetycznego,
 $i = \sqrt{-1}$ jednostka urojona,
 i wektor jednostkowy w kierunku osi x ,
 j wektor jednostkowy w kierunku osi y ,
 \mathbf{j}_i gęstość prądu elektrycznego,
 k stała Boltzmana,
 \mathbf{k} wektor falowy,
 $\mathbf{k}_{||}, \mathbf{k}_{\perp}$ wektor falowy dla fal podłużnych i poprzecznych,
 m masa elektronu,
 M masa jonu
 $\mathbf{n} = (c/\omega)\mathbf{k}$ wektor współczynnika załamania,
 $n, n_{\perp}, n_{||}, n_1, n_2, n_3$ współczynnik załamania,
 N koncentracja elektronów,

- N_m koncentracja molekuł,
 N_i koncentracja jonów,
 N', N'_i odchylenie koncentracji elektronów i jonów od koncentracji w stanie równowagi,
 N_{e0}, N_{i0}, N_0 koncentracja w stanie równowagi,
 p ciśnienie,
 p_0 stała składowa ciśnienia,
 p' składowa zmienna ciśnienia,
 p_e, p_i ciśnienie gazu elektronów i jonów,
 $r(r_x, r_y, r_z)$ promień wodzący,
 $dr = dx dy dz$,
 s liczba naturalna,
 S całka zderzeń,
 t czas,
 T temperatura w stopniach Kelvina,
 T_e, T_i temperatura elektronów i jonów,
 $u = \omega_H^2 / \omega^2$ wielkość wprowadzona w [8],
 u_0 prędkość głosu w stałej temperaturze,
 $v = \omega_0^2 / \omega^2$ wielkość wprowadzona w [8],
 $v(v_x, v_y, v_z)$ prędkość elektronów,
 $dv = dv_x, dv_y, dv_z$,
 v_e, v_i średnia prędkość elektronów i jonów,
 v_0 adiabatyczna prędkość głosu,
 v_f prędkość fazowa,
 v_{gr} prędkość grupowa,
 $v_T = \sqrt{kT/m}$ prędkość określona przez wzór (6).

Alfabet grecki

- α kąt między wektorem stałego pola magnetycznego i wektorem falowym,
 β, β_T wielkości rzędu stosunku średniej prędkości elektronu do prędkości światła,
 γ_0 współczynnik tłumienia,
 γ_2 współczynnik tłumienia, zob. [8],
 γ_{zderz} współczynnik tłumienia pochodzącego od zderzeń,
 δ_1, δ_2 stałe w równaniu dyspersji przestrzennej,
 $\varepsilon, \varepsilon_1$ stała przenikalności dielektrycznej,
 $\zeta = u_0 \sqrt{4\pi e_0 / H_0}$ parametr,
 θ, θ_0 kąty (rys. 7),
 θ kąt między prędkością cząstki i wektorem falowym k ,
 λ długość fali,
 $\mathcal{K} = \lambda / 2\pi$,
 ν_{ef} liczba zderzeń elektronów w jednostce czasu,
 ξ, ξ_e, ξ_i współczynnik liczbowy rzędu jedności,

$\bar{\rho}$ średnia gęstość ładunku przestrzennego,

ρ_M gęstość ośrodka,

ρ_0, ρ' składowe gęstości,

φ, φ' kąty (rys. 7),

$\varphi(t, r, v)$ funkcja przedstawiająca odchylenie układu od stanu równowagi,

$\omega/2\pi$ częstość fali elektromagnetycznej,

$\omega_0^2 = 4\pi e^2 N/m$ zob. [8],

$\omega_{0,i}$ „częstość plazmy“ dla drgań jonowych,

$\omega' = \omega + i\gamma$ zespolona pulsacja,

$\omega_H^* = (|e|H_0/mc)(mc^2/E)$,

ω_H, Ω_H wielkości wprowadzone w [8].

1. Wstęp

Artykuł ten nawiązuje do artykułu ogłoszonego w 4 zeszycie tomu 14 *Postępów Fizyki* [8] poświęconego rozchodzeniu się i własnościom poprzecznych fal elektromagnetycznych w plazmie.

Własności fal poprzecznych są już od dawna zbadane, natomiast własności fal podłużnych są przedmiotem badań ostatnich lat, prowadzonych głównie przez Ginzburga i jego współpracowników, przy czym badań tych nie należy jeszcze uważać za zakończone.

Po wstępie omawiającym możliwość istnienia podłużnych fal elektromagnetycznych, omówiono własności tych fal w ośrodku izotropowym (plazma nie poddana działaniu stałego pola magnetycznego) i w ośrodku anizotropowym (plazma poddana działaniu stałego pola magnetycznego).

Złożoność teoretycznego rozpatrywania omawianego zagadnienia pochodzi stąd, że zjawiska fizyczne w plazmie ujmujemy za pomocą pewnych uproszczonych teorii, z których najważniejsze są dwie, posiadające każda swój ograniczony zakres stosowności i nie równoważne w pełni, jeżeli chodzi o wyniki. Są to: 1) kinetyczna teoria pozwalająca uwzględnić tłumienie przez uwzględnienie zderzeń oraz 2) teoria quasihydrodynamiczna nie uwzględniająca zderzeń.

Otrzymane w obu teoriach formuły są na ogół złożone. Staramy się więc je uprościć, przyjmując pewne dodatkowe założenia. I tak fale dzielimy na dwa rodzaje: wysokiej i niskiej częstości, przyjmując odmienny mechanizm powstawania tych fal. Pierwsze są to fale plazmowe. Drugie noszą nazwę w przypadku plazmy izotropowej fal akustycznych, w przypadku plazmy anizotropowej fal magnetohydrodynamicznych. Te ostatnie dzielą się na fale zwyczajne i dwa rodzaje fal magnetoakustycznych, różniących się prędkością rozchodzenia się.

Na końcu artykułu omówiono przykład tworzenia się podłużnej fali elektromagnetycznej.

Przy sposobności omawiania absorpcji nie związanej ze zderzeniami, wspomniano o falach (promieniowaniu) magnetoohamowania lub synchronotronowych.

2. Rozchodzenie się podłużnych fal elektromagnetycznych w plazmie

2.1. Możliwość istnienia podłużnych fal elektromagnetycznych w plazmie

Z rozpatrywania równań pola elektromagnetycznego [8] wynika możliwość istnienia podłużnych fal elektromagnetycznych w plazmie. Aby jednak przybrały one realny kształt potrzebne jest zastąpienie zwykle przyjmowanej lokalnej zależności między wektorem natężenia pola elektrycznego \mathbf{E} i wektorem indukcji elektrycznej \mathbf{D} , zależnością ogólniejszą, zawierającą również pochodne przestrzenne wektora natężenia pola. Oznacza to wpływ na indukcję otoczenia punktu, w którym jest ona obliczana. Z rozpatrywania warunków symetrii wynika, że zależność omawiana musi być następująca (dla prostoty przyjmujemy ε rzeczywiste) [5, 6]

$$\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E} + \delta_1 \cdot \Delta\mathbf{E} + \delta_2 \cdot \text{grad div}\mathbf{E}. \quad (1)$$

Z oszacowania wielkości δ_1, δ_2 wynika, że są one rzędu wielkości amplitudy drgań elektronów plazmy poddanych działaniu pola elektromagnetycznego.

Fizykalnie dyspersję przestrzenną otrzymujemy przyjmując ruchy ciepłe elektronów plazmy.

2.2. Fale podłużne w ośrodku izotropowym z przestrzenną dyspersją (fale plazmowe)

Rozpatrując podobnie jak w [8] układ równań Maxwella oraz równanie (1) otrzymuje się na wyznaczenie wektora \mathbf{E} natężenia pola elektrycznego fali równanie

$$\Delta\mathbf{E} - \text{grad div}\mathbf{E} + (\omega/c)^2(\varepsilon + \delta_1\Delta + \delta_2 \cdot \text{grad div})\mathbf{E} = 0. \quad (2)$$

Jeżeli się przyjmie falę płaską o wektorze falowym \mathbf{k} , wtedy dla fal poprzecznych ($\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = 0$) otrzymuje się na wyznaczenie wektora falowego i współczynnika załamania

$$\begin{aligned} k^2 &= (\omega/c)^2(\varepsilon - \delta_1 k^2) \\ n_{\perp}^2 &= c^2 k^2 / \omega^2 = \varepsilon / (1 + \omega^2 \delta_1 / c^2). \end{aligned} \quad (3)$$

Podobnie w przypadku fal podłużnych ($\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = kE$):

$$\begin{aligned} (\omega/c)^2[\varepsilon - (\delta_1 + \delta_2)k^2] &= 0 \\ n_{\parallel}^2 &= c^2 k^2 / \omega^2 = \varepsilon / [(\omega/c)^2(\delta_1 + \delta_2)]. \end{aligned} \quad (4)$$

Z wzorów (4) wynika, że gdy δ_1 i δ_2 dążą do zera, wyrażenia dla fali podłużnej pozostają skończone tylko gdy ε dąży do zera.

W przypadku plazmy maxwellowskiej, w której prędkości elektronów stosują się do prawa rozkładu Maxwella, współczynniki δ_1, δ_2 są rzędu promienia Debye'a ($kT/8\pi e^2 N$), znanego z teorii polaryzacji dielektryków. Jeżeli dla

prostoty pominiemy tłumienie, wtedy z równań (4) otrzymujemy przy uwzględnieniu wyrażen na współczynniki δ_1 i δ_2 oraz ε

$$n_{ii}^2 = (1 - \omega_0^2/\omega^2)/\xi(v_T^2/c^2), \quad (5)$$

gdzie

$$v_T = \sqrt{kT/m} \quad (6)$$

ξ jest pewnym współczynnikiem rzędu jedności.

W powyższej teorii uwzględniono jedynie ruch elektronów w plazmie. Ten rodzaj fal wysokiej częstotliwości nazywamy falami plazmowymi.

2.3. Fale podłużne niskiej częstotliwości (fale akustyczne) (teoria quasihydrodynamiczna)

W teorii cieczy i ciał stałych rozpatruje się dwa rodzaje fal: fale niskiej częstotliwości (akustyczne) i fale wysokiej częstotliwości (Borna, optyczne) [1]. Odpowiednikami drugich są fale plazmowe. Odpowiednikami pierwszych fal są fale akustyczne w plazmie. W ich teorii przyjmujemy ruchy elektronów i jonów plazmy, przy czym nie występują skompensowane ładunki elektryczne.

Tłumienie tych fal jest małe, jeżeli średnia droga swobodna elektronu l jest dużo mniejsza od długości fali oraz częstota zderzeń jest o wiele większa od częstotliwości fal

$$l \sim v_T/\nu_{ef} \ll \lambda = v_f/\omega \quad (7)$$

$$\nu_{ef} \gg v_T\omega/v_f.$$

W kinetycznym przybliżeniu, przyjmując drgania izotermiczne, otrzymujemy na częstota ω i prędkość fazową v_f wyrażenia

$$\omega = \sqrt{2kT/M} \cdot k \quad (8)$$

$$v_f = \sqrt{2kT/M}.$$

W plazmie jak i w innym gazie prędkość głosu jest rzędu cieplnej prędkości ciężkich cząstek. Jeżeli prócz elektronów i jonów istnieją również molekuly o koncentracji $N_m \gg N = N_i$, wtedy w formule (8) na v_f należy skreślić liczbę 2.

Jeżeli warunki (8) są naruszone, fale akustyczne zanikają silnie i dla fal o zredukowanej długości λ rzędu średniej drogi swobodnej zachodzi to na długości rzędu λ . Warunki (7) są dostateczne, ale nie konieczne.

Przejrzyste wyniki otrzymujemy stosując linearyzowaną teorię quasihydrodynamiczną. Problem przy zaniechaniu zderzeń i wpływu molekuly formujemy następująco:

$$m\partial v_e/\partial t = eE - \nabla p_e/N \quad (9)$$

$$M\partial v_i/\partial t = -eE - \nabla p_i/N$$

$$\partial N'/\partial t + N_0 \operatorname{div} v_e = 0$$

$$\partial N'_i/\partial t + N_0 \operatorname{div} v_i = 0$$

$$\operatorname{div} E = 4\pi e(N' - N'_i).$$

Tu poza zdefiniowanymi poprzednio wielkościami N, N_i, e, E wprowadzono v_e, v_i średnie prędkości elektronów lub jonów, N' i N'_i odchylenia koncentracji elektronów i jonów od koncentracji w równowadze $N_{e0} = N_{i0} = N_0, p_e, p_i$, ciśnienie gazu elektronów lub jonów [8]. Dwa pierwsze równania (9) są równaniami ruchu, dwa następne równaniami ciągłości, wreszcie ostatnie opisuje plazmę jako ładunek przestrzenny. Opuszczając w dwu pierwszych równaniach siłę elektryczną i ostatnie równanie przechodzimy do równań cząstek nienaładowanych, czyli do zwyczajnej hydrodynamiki.

Człony zawierające ∇p_e i ∇p_i uwzględniają przestrzenną dyspersję. Wprowadzamy (podobnie jak w kinetycznej teorii gazów)

$$\begin{aligned} p &= p_e + p_i, & p_e &= \xi_e k N T_e = \xi_e k (N_0 + N') T_e \\ & & p_i &= \xi_i k N_i T_i = \xi_i k (N_0 + N'_i) T_i, \end{aligned} \quad (10)$$

gdzie

ξ_e, ξ_i — pewne stałe, przez których dobór uzgadniamy wyniki z wynikami innych metod. Można by wprawdzie przyjąć stałe ξ_e, ξ_i równe 1, jednak przyjęte podstawienie jest wygodniejsze. Zagadnienia sprowadza się do założenia o liczbie stopni swobody dla przyjętego gazu elektronowo-jonowego.

Rozwiązując układ równań przy założeniu fal płaskich otrzymujemy równania dyspersyjne dla fal podłużnych w plazmie dwutemperaturowej:

$$\begin{aligned} \omega^2 &= (1/2)[\omega_0^2(1 + m/M) + (\xi_e k T_e/m + \xi_i k T_i/M)k^2] \pm \\ &\pm \sqrt{(1/4)[\omega_0^2(1 + m/M) + (\xi_e k T_e/m + \xi_i k T_i/M)k^2]^2 -} \\ &\quad - (\omega_0^2/M)(\xi_e k T_e + \xi_i k T_i)k^2 - \xi_e \xi_i k^2 (T_e T_i/m M)k^4}. \end{aligned} \quad (11)$$

W tym przypadku temperatury T_e i T_i mogą silnie różnić się od siebie. Formuły upraszczają się w dwu przypadkach:

1. Jeżeli

$$\omega_0^2 \gg \xi_e k T_e k^2/m, \quad \xi_e T_e/m \gg \xi_i T_i/M \quad (12)$$

otrzymujemy

$$\omega_1^2 \approx \omega_0^2 + \xi_e k T_e k^2/m \quad (13)$$

$$\omega_2^2 \approx (k/M)(\xi_e T_e + \xi_i T_i)k^2.$$

Pierwsze wyrażenie dla $\xi_e = 3$ pokrywa się z równaniem dla fal plazmowych, wyrażenie drugie w przypadku $\xi_e = \xi_i = 1$. Dla $T_e = T_i$ wyrażenie (13) przechodzi w wyrażenie dla fali akustycznej.

2. Jeżeli

$$\omega_0^2 \ll \frac{\xi_e k T_e}{m} k^2 \quad \text{ i } \quad \frac{\xi_e T_e}{m} \gg \frac{\xi_i T_i}{M} \quad (14)$$

wtedy

$$\omega_1^2 \approx \omega_0^2 + \xi_e k T_e k^2/m$$

$$\omega_2^2 \approx \omega_0^2 (m/M) + \omega_0^2 (\xi_i T_i / \xi_e T_e) (m/M) + (\xi_i k T_i / M) k^2. \quad (15)$$

Jeżeli przyjmiemy silniejsze nierówności

$$(\xi_i k T_i / m) k^2 \ll \omega_0^2 \ll (\xi_e k T_e / m) k^2, \quad T_e \gg T_i \quad (16)$$

wtedy

$$\omega_2^2 \approx \omega_0^2 (m/M) + (\xi_i k T_i / M) k^2 = \omega_{0i}^2 + (\xi_i k T_i / M) k^2. \quad (17)$$

Drugi człon, jako mały, stanowi poprawkę do członu pierwszego. Częstość ω_0 nazywa się „częstością plazmy“ dla drgań jonowych.

Fale plazmowe akustyczne (13 wzór drugi) i jonowe leżą na jednej ciągłej gałęzi krzywej $n^2 = c^2 k^2 / \omega^2 = n^2 (\omega_{0i}^2 / \omega^2)$, gdzie $\omega^2 = \omega_2^2$. Odpowiada to znakowi minus przed pierwiastkiem w wyrażeniu (11). Wyniki wymagają uzupełnienia danymi dotyczącymi tłumienia. Podane poprzednio wyniki świadczą o tym, że fala ((13) wzór pierwszy) słabo zanika w przypadku (12) i bardzo silnie w przypadku (14). Fala ((13) wzór drugi) silnie zanika przy $T_e \sim T_i$. Dla $\omega_2 \ll \omega_{0i}$ i $\gamma_2 \ll \omega_2$ mamy

$$\gamma_2 / \omega_2 \approx \sqrt{(\pi/8)} \{ \sqrt{(m/M)} + (T_e/T_i)^{3/2} \exp(-T_e/2T_i) \}. \quad (18)$$

Możemy ją stosować również dla $T_e \sim T_i$ i $\gamma_2 \sim \omega_2$, więc gdy tłumienie jest duże. Jeżeli oprócz warunków (12) spełniony jest również

$$T_e \gg T_i, \quad (19)$$

wtedy przy założeniu maxwellowskiego rozkładu elektronów i jonów z temperaturą T_e i T_i otrzymujemy

$$\omega_2^2 \approx (k T_e / M) (1 + 3 T_i / T_e) k^2, \quad \frac{\gamma_2}{\omega_2} \approx \sqrt{(\pi/8)} \sqrt{(m/M)}. \quad (20)$$

Przy spełnieniu warunków (16) otrzymujemy z kinetycznej teorii

$$\omega_2^2 \approx \omega_{0i}^2 + (3k T_i / M) k^2 \quad (21)$$

$$\frac{\gamma_2}{\omega_2} \approx \sqrt{\pi} (M/m) (m \omega_2^2 / 2k T_e k^2)^{3/2} \approx \sqrt{(\pi m/M)} (m \omega_0^2 / 2T_e k^2)^{3/2}.$$

2.4. Fale podłużne w ośrodku anizotropowym z przestrzenną dyspersją (teoria quasihydrodynamiczna) (fale plazmowe)

Jeżeli uwzględnimy tylko ruchy elektronów plazmy, otrzymujemy analogicznie, jak w przypadku plazmy izotropowej, następujący układ równań

$$m d\mathbf{v}_e/dt = e(\mathbf{E} + (1/c)(\mathbf{v}_e \times \mathbf{H}_0) - \nabla p_e/N - m\mathbf{v}_{ef} \mathbf{v}_e) \quad (22)$$

$$\partial N / \partial t + \operatorname{div} N \mathbf{v}_e = 0$$

$$p_e = \xi_e k T_e N$$

$$\Delta \mathbf{E} - \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{E} - (1/c^2) \partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2 = (4\pi/c^2) \partial \mathbf{j}_i / \partial t$$

$$\mathbf{j}_i = eN \mathbf{v}_e.$$

Linearyzując zagadnienie (v_e mała, $N' \ll N$) i zaniehbując tłumienie, otrzymujemy dla fal płaskich monochromatycznych równanie dyspersyjne na wyznaczenie $n_2^2 = c^2 k^2 / \omega^2$

$$\beta^2(1 - u \cos^2 \alpha) n_3^6 - [1 - u - v + uv \cos^2 \alpha + 2\beta^2(1 - v - u \cos^2 \alpha)] n_4^4 + [2(1 - v)^2 - u(2 - v - v \cos^2 \alpha) + \beta^2(1 - 2v + v^2 - u \cos^2 \alpha)] n_2^2 + (1 - v)[u - (1 - v)^2] = 0, \quad (23)$$

gdzie

$$\beta = \sqrt{(\xi_e k T_e / mc^2)} = \sqrt{\xi_e} \beta_T$$

jest wielkością rzędu stosunku średniej cieplnej prędkości elektronu do prędkości światła. Bez uwzględnienia ruchu cieplnego (dla $\beta \rightarrow 0$) otrzymujemy równanie analogiczne do przypadku poprzednio rozpatrzonego. W nierelatywistycznej plazmie

$$\beta^2 = (\xi_e k T_e / mc^2) \ll 1, \quad (24)$$

np. w koronie słonecznej ($T \sim 10^6$ °K), $\beta_T^2 = (kT/mc^2) \sim 10^{-4}$. Z nierówności (24) wynika, że w obszarze wartości parametru v , gdzie pierwiastki n_1^2 i n_2^2 wyliczone przy $\beta = 0$ nie są zbyt duże, poprawki cieplne są małe. Wtedy możemy wyliczyć przybliżenie dla fal podłużnych

$$n_3^2 \approx (1 - u - v + uv \cos^2 \alpha) / (1 - u \cos^2 \alpha) \beta^2 \quad (25)$$

$$|n_1^2| \ll |n_3^2|, \quad |n_2^2| \ll |n_3^2|.$$

Zmieniając parametr u przy innych parametrach niezmiennych możemy osiągnąć, że gałąź krzywej odpowiadającej pierwiastkowi n_3^2 może przechodzić w sposób ciągły w gałąź n_1^2 lub n_2^2 . Te relacje są również spełnione w przypadku gdy krzywa n_1^2 jest nieciągła. Stąd wynika, że podział na falę zwyczajną i plazmową ($u > 1$, $u \cos^2 \alpha > 1$), lub nadzwyczajną i plazmową ($u < 1$), jest umowny.

W quasihydrodynamicznym przybliżeniu, przy zaniehbaniu zderzeń, fale nie znikają, nawet gdy ich prędkość fazowa jest porównywalna z prędkością ruchów cieplnych elektronów. Kinetyczna teoria daje podobnie jak w izotropowej plazmie możliwość tłumienia, niezwiązanego ze zderzeniami.

2.5. Fale niskiej częstotliwości

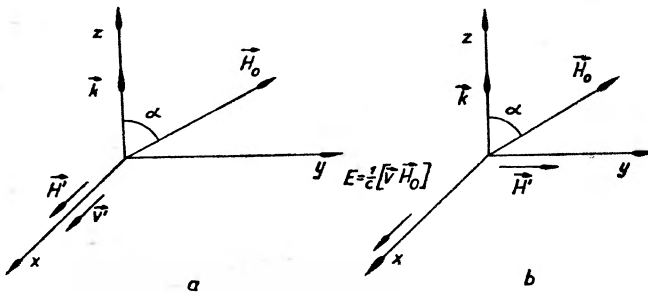
2.5.1 Uwagi ogólne

Podział na fale wysokiej i niskiej częstotliwości jest związany ze spełnieniem (przy $N \gg (m/M)N_i$) nierówności $\omega \gg \Omega_H = |e|H_0/Mc$ (dla fal wysokiej częstotliwości, wpływ jonów można zaniehbować) albo nierówności $\omega \ll \Omega_H$ (fale niskiej częstotliwości). W ostatnim przypadku i przypadku pośrednim nie wolno zaniehbować wpływu jonów.

2.5.2. Fale magnetohydrodynamiczne

Fale te spełniają nierówności $\omega \ll \nu_{\text{ef}}$, $\omega_H \ll \nu_{\text{ef}}$, co pozwala obliczać ich zachowanie się na podstawie magnetohydrodynamiki. Jeżeli pominiemy lepkość i przewodnictwo cieplne oraz przyjmiemy nieskończone przewodnictwo elektryczne, otrzymujemy układ równań, który możemy linearyzować, zakładając fale małej amplitudy, więc przyjmując

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}', \quad \varrho_M = \varrho_0 + \varrho', \quad p = p_0 + p', \quad v = v', \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}',$$



Rys. 1. Położenie charakterystycznych wektorów fal magnetohydrodynamicznych: a) fale typu 2, b) fale typu 1 i 3

przy czym zmienne wielkości kreskowane są małe w porównaniu z pozostałymi stałymi. Układ linearyzowany równań jest następujący:

$$\partial \mathbf{H}' / \partial t = \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{H}_0) \quad (27)$$

$$\text{div} \mathbf{H}' = 0$$

$$\mathbf{E} = -(\mathbf{1}/c)(\mathbf{v} \times \mathbf{H}_0)$$

$$\partial v / \partial t = -(u_0^2 / \varrho_0) \nabla \varrho' - (1/4\pi\varrho_0)(\mathbf{H}_0 \times \text{rot} \mathbf{H}')$$

$$\partial \varrho' / \partial t + \varrho_0 \text{div} \mathbf{v} = 0,$$

gdzie

ϱ_M — gęstość ośrodka,

$v_0^2 = (\partial p / \partial \varrho_M)_S$ kwadrat prędkości adiabaticznej głosu w danym ośrodku.

Jeżeli proces jest izotermiczny, a nie wprowadza się członów dyssypatywnych definiujemy prędkość izotermiczną $u_0^2 = (\partial p / \partial \varrho_M)_T$.

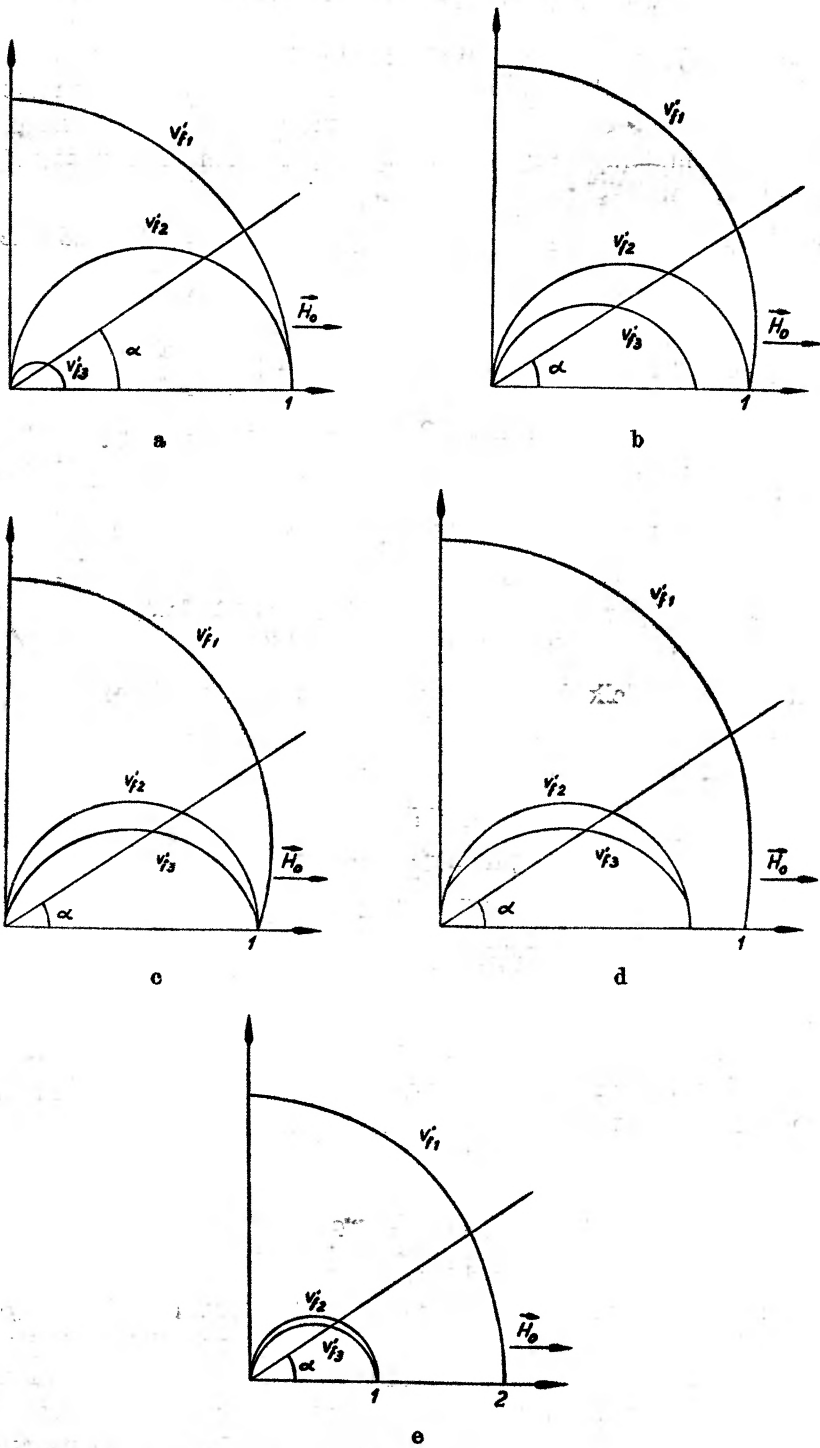
Zakładając, że!

$$v_f = \omega / k \quad (28)$$

$$H_{y,0} = H_0 \sin \alpha$$

$$H_{z,0} = H_0 \cos \alpha,$$

gdzie α kątem pomiędzy \mathbf{H}_0 a wektorem \mathbf{k} równoległym do osi z , otrzymujemy typy fal przedstawione na rysunku 1. W jednym typie fal (rys. 1a) różne od zera są składowe H'_x i v_x . Nazywamy je magnetohydrodynamicznymi zwyczajnymi. Drugi typ, któremu odpowiadają dwie prędkości rozchodzenia się (rys. 1b) odznacza się tym, że tu zmienne są H'_y, v_y, v_z, ϱ' . Ze względu na zmienność tej ostatniej wielkości, a także ciśnienia p , noszą one nazwę magnetodźwię-



Rys. 2. Zależność prędkości v_f fal od kąta α a) $\zeta = 0,2$ b) $\zeta = 0,8$ c) $\zeta = 1,0$ d) $\zeta = 1,2$
e) $\zeta = 2$

kowych. Dla pierwszych prędkość fazowa dana jest równaniem:

$$v_{f,2} = H_0 \cos \alpha / \sqrt{4\pi\varrho_0} \quad (29)$$

prawo dyspersji zaś

$$\omega = (1/\sqrt{4\pi\varrho_0}) H_0 k. \quad (30)$$

Ich prędkość grupowa ma kierunek pola H_0 . Różne od zera są następujące składowe

$$v_{x,2} = -H'_{x,2}/\sqrt{4\pi\varrho_0} \quad (31)$$

$$E_{y,2} = (v_{x,2}/c) H_{z,0}$$

$$E_{z,2} = -(v_{x,2}/c) H_{y,0}.$$

Dla fal magnetodźwiękowych otrzymujemy z równania dyspersji

$$(v_f^2 - u_0^2)(v_f^2 - H_{z,0}^2/4\pi\varrho_0) = v_f^2 H_{y,0}/4\pi\varrho_0 \quad (32)$$

dwie wartości dla prędkości fazowej, przy czym fali 1 przyporządkowujemy w rozwiązaniu znak plus.

Mamy tu następujące różne od zera składowe

$$v_x = [v_f H_{y,0}/4\pi\varrho_0(v_f^2 - u_0^2)] H'_y \quad (33)$$

$$v_y = -H_{z,0} H'_y/4\pi\varrho_0 v_f$$

$$p' = u_0^2 \varrho'$$

$$\varrho' = \varrho_0 v_z/v_f$$

$$E_x = -(1/c)(v_y H_{z,0} - v_x H_{y,0}).$$

Charakter zmienności z kątem α prędkości trzech rodzajów fal przedstawia rys. 2 dla różnych wartości parametru $\zeta = u_0 \sqrt{4\pi\varrho_0}/H_0$.

2.6. Ujęcie zjawisk przy pomocy teorii kinetycznej

Dla poinformowania czytelnika, na czym polega metoda teorii kinetycznej, rozpatrujemy przypadek plazmy, w której uwzględniono jedynie ruchy elektronów.

2.6.1. Teoria kinetyczna plazmy izotropowej

W kinetycznej teorii wychodzimy z uśrednionych równań teorii elektro-nowej

$$\text{rot } \mathbf{H} = (4\pi/c) \mathbf{j}_t + (1/c) \partial \mathbf{E} / \partial t \quad (34)$$

$$\text{div } \mathbf{E} = 4\pi\bar{\varrho}$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -(1/c) \partial \mathbf{H} / \partial t$$

$$\text{div } \mathbf{H} = 0$$

$$\mathbf{j}_t = e \int \mathbf{v} \varphi dv$$

$$\bar{\varrho} = e \int \varphi dv,$$

w których $\varphi(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$ oznacza funkcję rozkładu ładunków elektrycznych. Zakładamy, że bez działania pól elektromagnetycznych układ ładunków jest w równowadze, gęstość prądu elektrycznego $\mathbf{j}_t = 0$, podobnie średnia gęstość ładunku elektrycznego, i prędkości elektronów są wyznaczone przez unormowany rozkład maxwellowski

$$f_0(\mathbf{v}) = N(m/2\pi kT)^{3/2} e^{-m\mathbf{v}^2/2kT}, \quad (35)$$

przy czym N oznacza koncentrację cząstek w punkcie o promieniu wodzącym \mathbf{r} w czasie t .

W ogólności rozkład $f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$ jest funkcją czasu, współrzędnych przestrzennych i prędkości. Zakładając małe odchylenia rozkładu spowodowanego wpływem pól od stanu równowagi, określonego funkcją (35) możemy napisać

$$f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) = f_0(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) + \varphi(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) \quad (36)$$

i można z ogólnego równania kinetycznego [2, 3, 7] wyprowadzić linearyzowane równanie na wyznaczenie funkcji $\varphi(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$ w postaci

$$\partial\varphi(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})/\partial t + \mathbf{v}\nabla_{\mathbf{r}}\varphi(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) + (eE/m)\nabla_{\mathbf{v}}f_0(\mathbf{v}) = 0. \quad (37)$$

Układ równań (34) i (37) rozwiązujemy zakładając

$$\varphi(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) = \varphi_0(\mathbf{v})e^{i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})} \quad (38)$$

$$E(t, \mathbf{r}) = E_0e^{i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})}.$$

W przypadku gdy spełniony jest warunek $\omega - \mathbf{k}\cdot\mathbf{v} \neq 0$ i $\omega \gg \mathbf{k}\cdot\mathbf{v}$ otrzymuje się dla fal poprzecznych nierelatywistyczne równanie dyspersyjne

$$\omega^2 = \omega_0^2 + c^2[1 + (kT/mc^2)(\omega_0^2/\omega^2)]k^2. \quad (39)$$

Z porównania z równaniem (4), uwzględniającym wpływ dyspersji przestrzennej wynika, że w tym przypadku $\delta_1 = kT\omega_0^2/m\omega^4$.

Wyrażenie $(kT/mc^2)(\omega_0^2/\omega^2)$ jest rzędu poprawek relatywistycznych.

Dla fali podłużnej jest spełnione równanie nierelatywistyczne

$$\omega^2 = \omega_0^2[1 + 3(kT/m)(k^2/\omega^2)] \approx \omega_0^2 + 3(kT/m)k^2. \quad (40)$$

Odpowiedni współczynnik załamania określony jest równaniem

$$n^2 = c^2k^2/\omega^2. \quad (41)$$

Prędkość fazowa i grupowa określone są przy pomocy znanych formuł

$$v_f = c/k$$

$$v_{gr} = d\omega/dk. \quad (42)$$

Pozostaje do omówienia przypadek wykluczony

$$\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} . \quad (43)$$

Jest on ważny ze względu na teorię absorpcji fal plazmowych bez uwzględnienia zderzeń. Warunek ten w przypadku fal podłużnych może być zinterpretowany jako warunek na występowania promieniowania Czerenkowa i tej przyczynie należy przypisać w tym przypadku tłumienie.

Obliczenie współczynnika tłumienia może być prowadzone dwojako: albo przy założeniu, że $\omega' = \omega + i\gamma$, gdzie ω' jest wielkością zespoloną, wartości ω i γ są rzeczywiste, albo też przy założeniu podobnego przedstawienia wektora falowego \mathbf{k} . Przybliżone rozwiązanie przy uwzględnieniu warunku $\gamma \ll \omega$ jest następujące:

$$\gamma_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{8} \omega_0 e^{-3/2} \frac{e^{-1/4(kD)^2}}{(kD)^3} \quad (44)$$

$$kD = \frac{D}{\lambda} \ll 1, \quad D = \sqrt{\frac{kT}{8\pi e^2 N}}, \quad \gamma_0 \ll \omega_0,$$

gdzie D oznacza promień Debye'a.

Wpływ zderzeń uwzględniamy dodając do γ_0 wyrażenie $\gamma_{zderz} = \nu_{ef}/2$.

2.6.2. Kinetyczna teoria plazmy anizotropowej

Jeżeli sformułujemy zagadnienie analogicznie jak w przypadku plazmy izotropowej, to w tym przypadku równanie kinetyczne zawiera jeszcze człon dodatkowy postaci $(e/mc)(\mathbf{v} \times \mathbf{H}_0) \cdot \nabla_{\mathbf{v}} \varphi(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$ uwzględniający wpływ pola magnetycznego. Rachunek przebiega podobnie, z tym tylko, że wielkość $\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ należy zastąpić przez

$$\begin{aligned} \omega - s\omega_H - kv_z \cos \alpha \\ s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \end{aligned} \quad (45)$$

gdzie v_z rzut prędkości elektronu plazmy na kierunek \mathbf{H}_0 (osi z),

α kąt pomiędzy wektorami \mathbf{H}_0 i \mathbf{k} .

Podobnie jak w przypadku plazmy izotropowej należy wyróżnić dwa przypadki, gdy wyrażenia (45) nie zerują się i gdy się zerują. W pierwszym przypadku tłumienie jest nieznaczne. W drugim otrzymuje się wyrażenia na tłumienie.

Jeżeli ponadto uwzględnimy zderzenia, w mianownikach odpowiedniego równania dyspersyjnego otrzymujemy w miejsce (45)

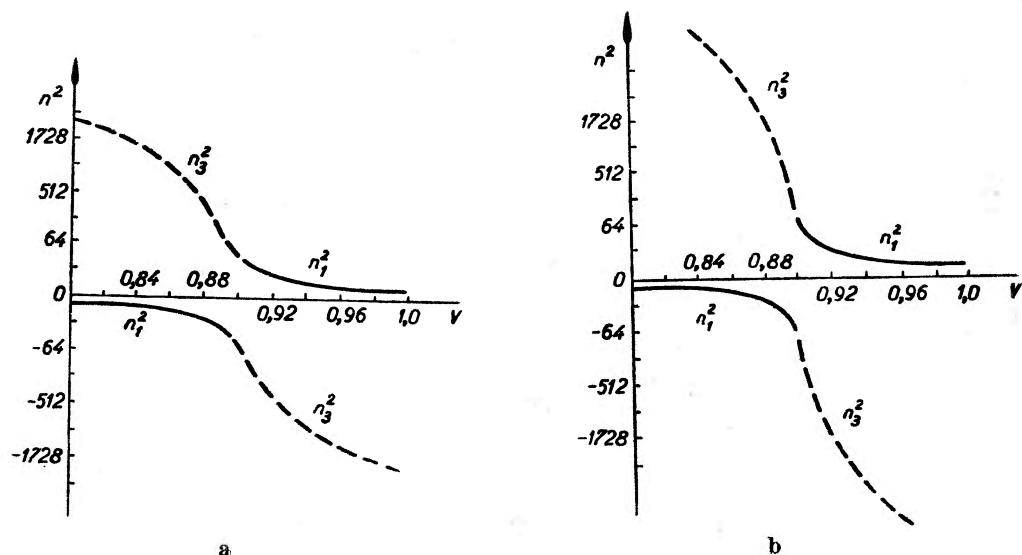
$$\omega - s\omega_H - kv_z \cos \alpha - i\nu(v) \quad (46)$$

dotatkowy człon pochodzi z uwzględnienia w równaniu kinetycznym członu $v(v)$ uwzględniającego zderzenia.

Naturę absorpcji bez uwzględnienia zderzeń można wyjaśnić promieniowaniem magnetohamowania (synchrotronowym) spowodowanym niejednostajnym ruchem elektronu w polu magnetycznym, które jest odpowiednikiem promieniowania Czerenkowa w przypadku plazmy jednorodnej. Niejednostajność ruchu elektronu spowodowana jest wykonywaniem ruchu obrotowego dookoła kierunku pola magnetycznego z częstością w przypadku relatywistycznym $\omega_H^* = (eH_0/mc)(mc^2/E)$ i w nierelatywistycznym $\omega_H = eH_0/mc$. Na podstawie prawa Kirchhoffa jeżeli elektrony są zdolne do emisji promieniowania, są też zdolne do jego absorpcji.

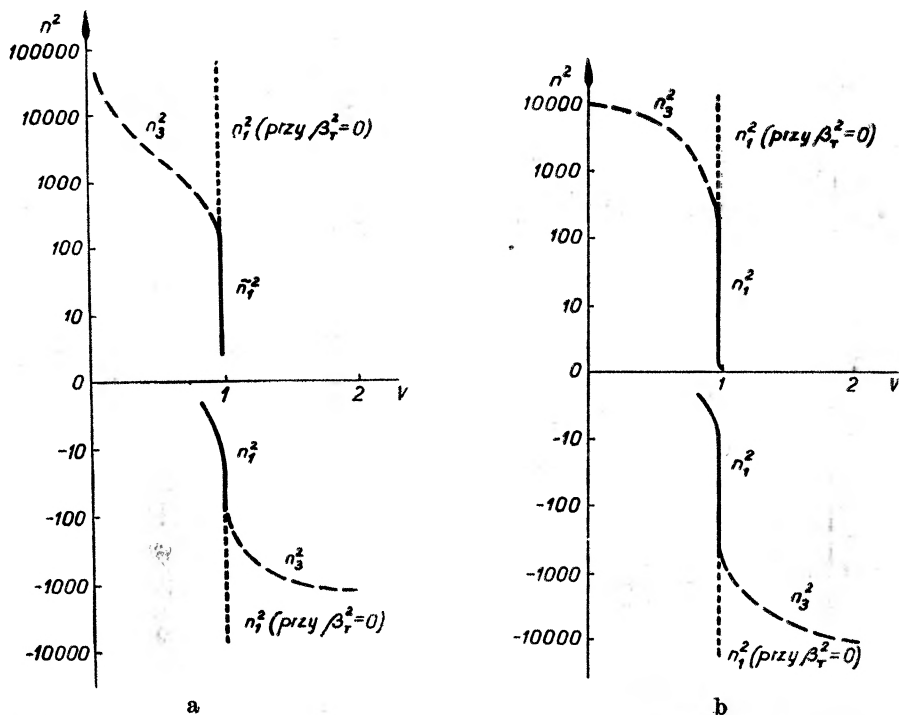
2.6.3. Porównanie wyników teorii kinetycznej i quasihydrodynamicznej

Trudno jest podać dokładną analizę porównawczą w obu przypadkach. Dlatego ograniczymy się do kilku przykładów, przedstawionych na rysunkach 3—6. Możliwe są następujące przypadki:

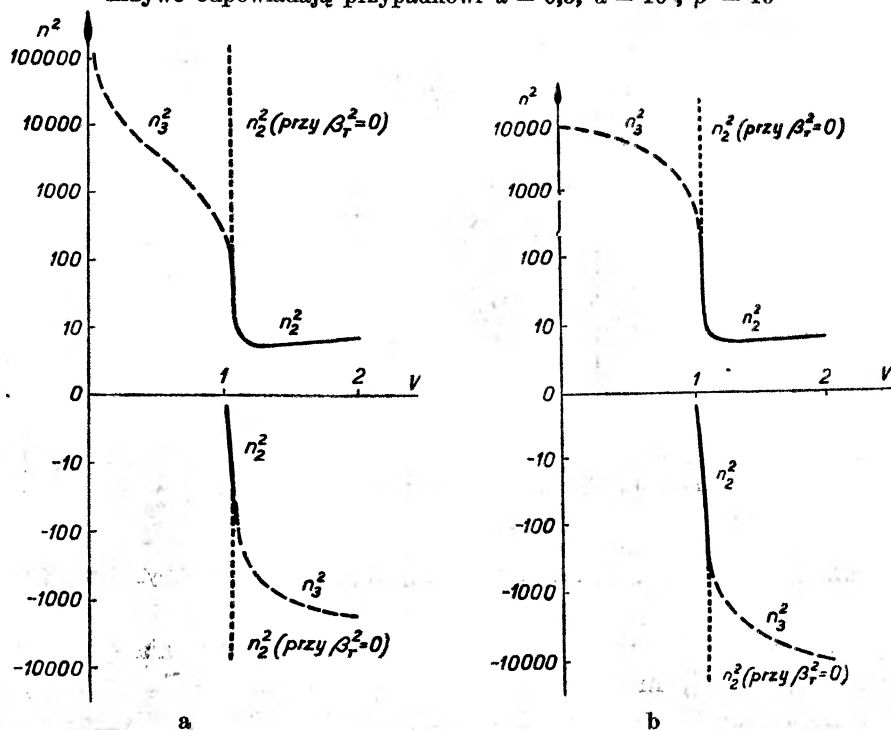


Rys. 3. Porównanie przebiegu n^2 w rozwiązaniu quasihydrodynamicznym a) i kinetycznym b); krzywe odpowiadają przypadkowi $u = 0,1$, $\alpha = 90^\circ$, $\beta^2 = 10^{-2}$

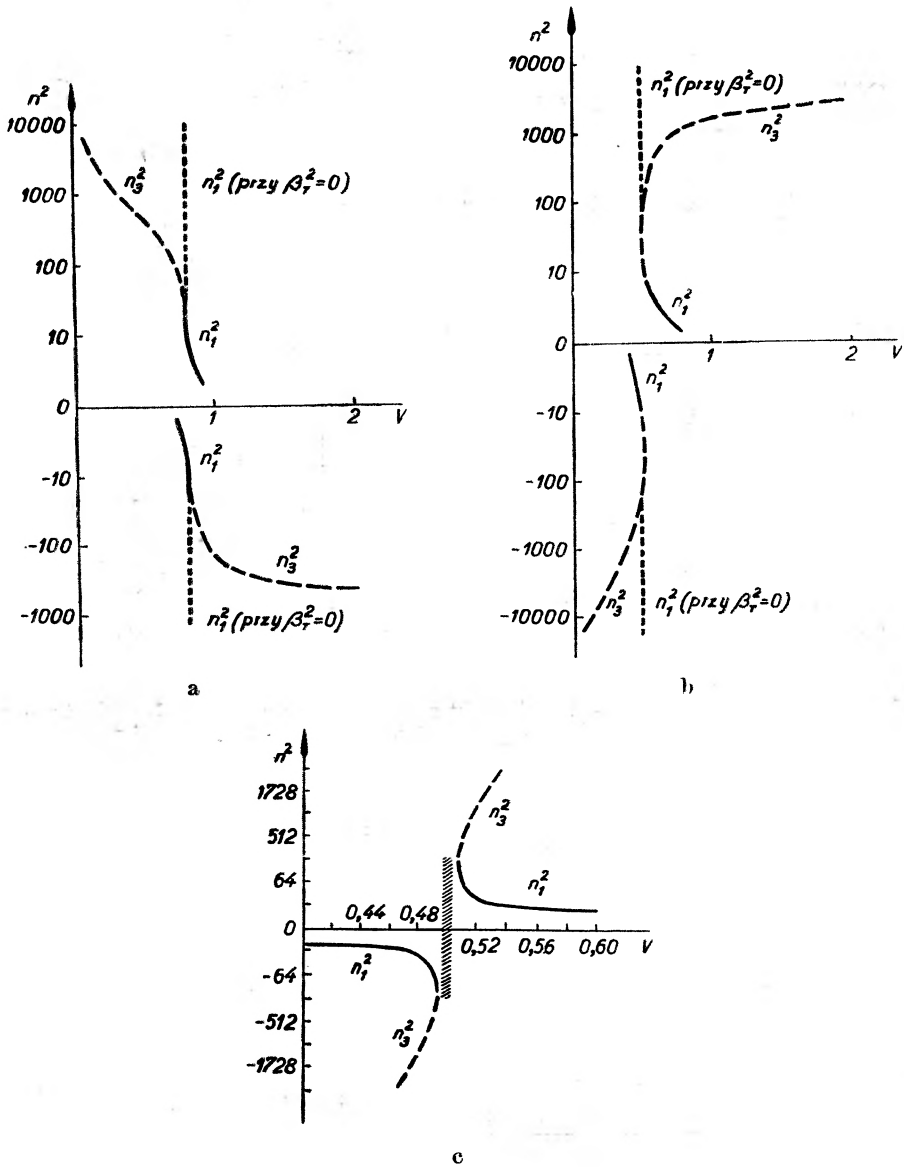
W pierwszym (rys. 3, 4, 5) przebieg odpowiednich krzywych obu teorii jest podobny. W drugim (rys. 6) występuje cecha charakterystyczna dla teorii kinetycznej, mianowicie w okolicy rezonansów występują obszary bardzo dużego tłumienia. W nich wartość współczynnika załamania nie jest określona, na granicach zaś krzywa jest nieciągła.



Rys. 4. Porównanie przebiegu n^2 w rozwiązaniu quasihydrodynamicznym b) i kinetycznym a); krzywe odpowiadają przypadkowi $u = 0,5$, $\alpha = 10^\circ$, $\beta^a = 10^{-4}$



Rys. 5. Porównanie przebiegu n^2 w rozwiązaniu quasihydrodynamicznym b) i kinetycznym a); krzywe odpowiadają przypadkowi $u = 2$, $\alpha = 10^\circ$, $\beta^a = 10^{-4}$



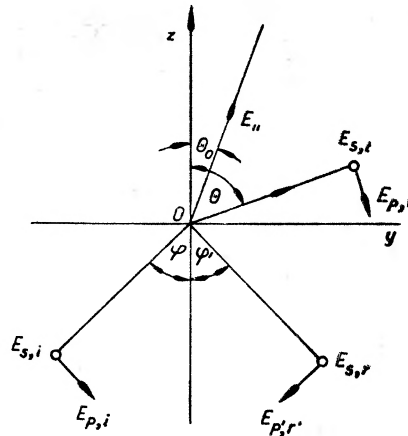
Rys. 6. Charakterystyczne przebiegi dla kinetycznego rozwiązania: a) dla $\alpha = 90^\circ$, $\beta_T^2 = 10^{-4}$, $u = 0,2$; b) dla $\alpha = 90^\circ$, $\beta_T^2 = 10^{-4}$, $u = 0,5$; c) dla $\alpha = 90^\circ$, $\beta_T^2 = 10^{-5}$, $u = 0,5$

2.7. Wytwarzanie podłużnej fali elektromagnetycznej na granicy dielektryk-plazma (4)

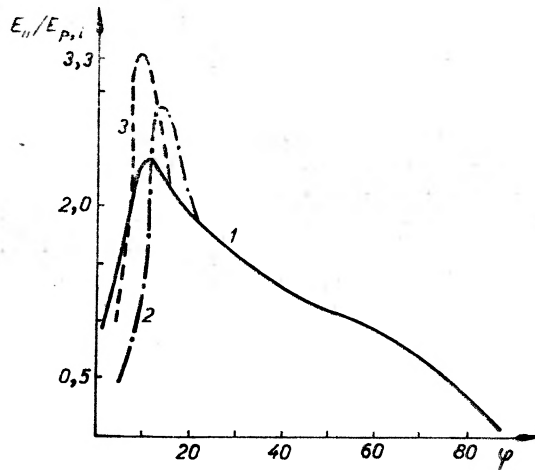
Rysunek 7 przedstawia jeden ze sposobów wytwarzania podłużnej fali elektromagnetycznej, mianowicie na granicy dielektryk-plazma z dyspersją przestrzenną. Oznaczono indeksem: i falę padającą, r falę odbitą, t falę załamana. Indeksy p , s oznaczają składową pola elektrycznego równoległą lub

prostopadłą do płaszczyzny podania. E oznacza natężenie pola elektrycznego fali podłużnej.

Posługując się nierelatywistycznymi linearyzowanymi równaniami magneto-hydrodynamiki oraz warunkami granicznymi, do których dodano warunek



Rys. 7. Załamanie fal elektromagnetycznych na granicy dielektryk-plazma



Rys. 8. Zależność amplitudy fali podłużnej od kąta padania: krzywa 1 dla $c/v_0 = 2 \cdot 10^8$, $\epsilon_1 = 4$, $(\omega_0/\omega)^2 = 24/25$; krzywa 2 dla $c/v_0 = 2 \cdot 10^8$, $\epsilon_1 = 4$, $(\omega_0/\omega)^2 = 4/5$; krzywa 3 dla $c/v_0 = 2 \cdot 10^8$, $\epsilon_1 = 2$, $(\omega_0/\omega)^2 = 24/25$

znikania normalnej do powierzchni składowej elektronów plazmy, otrzymuje się uogólnione równania Fresnela.

Do równań znanych wiążących kąty padania, odbicia i załamania dla fali poprzecznej, dochodzi równanie

$$\sin \varphi / \sin \theta_0 = \sqrt{(\epsilon/\epsilon_1)} (c/v_0). \quad (47)$$

Związki między amplitudami wektorów natężenia pola elektrycznego są następujące:

$$\begin{aligned} E_{||}/E_{p,i} &= -2(\varepsilon - 1)\cos\varphi\sin\theta \cdot \sqrt{\varepsilon_1}/\Delta \\ E_{p,t}/E_{p,i} &= 2\sqrt{\varepsilon_1}\cos\theta_0\cos\varphi/\Delta \\ E_{p,r}/E_{p,i} &= [(\sqrt{\varepsilon}\cos\varphi - \sqrt{\varepsilon_1}\cos\theta_0) + \sqrt{\varepsilon_1}(\varepsilon - 1)\sin\theta]/\Delta \\ \Delta &= (\sqrt{\varepsilon}\cos\varphi + \sqrt{\varepsilon_1}\cos\theta)\cos\theta_0 - \sqrt{\varepsilon_1}(\varepsilon - 1)\sin\theta_0\sin\theta. \end{aligned} \quad (48)$$

Tu ε , ε_1 przenikalność dielektryczna dielektryka i plazmy.

Gdy wektor pola elektrycznego jest prostopadły do płaszczyzny padania fala podłużna nie powstaje. Przebieg zależności $|E_{||}/E_{p,i}|$ od kąta padania φ przedstawia rysunek 8 dla różnych wartości parametrów ε_1 oraz $(\omega_0/\omega)^2$. Wynika z niego, że najkorzystniejszy jest kąt padania przybliżenie równy 10° i mało zależny od parametrów plazmy. Ze wzrostem ε oraz maleniem ε_1 efektywność procesu rośnie. Zależność od temperatury plazmy czyli stosunku c/v_0 jest słaba z wyjątkiem obszaru, gdzie $|\varepsilon| \leq 10^{-2}$.

Literatura

- [1] L. Brillouin, M. Parodi, *Propagation des ondes dans les milieux périodiques*, Masson et Cie, Paris 1956.
- [2] S. Chapman, T. G. Cowling, *The mathematical theory of nonuniform gases*, Cambridge 1953.
- [3] B. J. Dawidow, *Ż. eksper. teor. Fiz.*, **7**, 1069 (1957).
- [4] A. M. Fedorezenko, *Ż. tech. Fiz.*, **32**, 589 (1962).
- [5] W. L. Ginzburg, *Ż. eksper. teor. Fiz.*, **34**, 1953 (1958).
- [6] L. D. Landau, E. M. Lifszic, *Elektrodynamika sploszonych sried*, Gos. Tech. Izd. 1957.
- [7] A. Sommerfeld, *Termodynamika statistyczna fizyka*, Inostr. lit. 1955.
- [8] J. Szpilecki, *Rozchodzenie się poprzecznych fal elektromagnetycznych w plazmie jednorodnej*, *Postępy Fizyki*, **14** 467 (1963).

VII Kongres Europejski Spektroskopii Molekularnej Budapeszt, 22—27 lipiec 1963

VII Kongres Europejski Spektroskopii Molekularnej zorganizowany został pod patronatem Międzynarodowej Unii Chemii Czystej i Stosowanej przez Węgierską Akademię Nauk, Towarzystwo Fizyczne Eötvösa Loránda i Węgierskie Towarzystwo Chemiczne. Wzięło w nim udział około 500 uczestników z 26 krajów, w tym wielu krajów poza europejskimi, np. ze Stanów Zjednoczonych, Kanady, Japonii, ZRA. Poprzednie Kongresy odbywały się co dwa lata w różnych miastach Europy, po raz pierwszy jednak Kongres odbył się na terenie jednego z krajów socjalistycznych. Pozwoliło to na udział stosunkowo większej grupy badaczy z tych krajów i na szerszą wymianę poglądów.

Po otwarciu i powitaniu Kongresu przez przewodniczącego Komitetu Organizacyjnego prof. I. Kovácsa, wiceprezesa Węgierskiej Akademii nauk prof. R. Manningera, zastępcę ministra przemysłu ciężkiego WRL inż. J. Lörinca oraz przez przedstawiciela Międzynarodowej Komisji Spektroskopii Molekularnej dr H. W. Thompsona, prof. G. Herzberg i prof. J. Lecompte wygłosili odczyty plenarne. Prof. Herzberg (Ottawa) omówił przeprowadzane w ciągu ostatniego roku w Ottawie badania widm rotacyjnych rodników C_3 , CH_2 oraz $HSiCl$ i $HSiBr$. Prof. Lecompte (Paryż) dokonał przeglądu trudności, z jakimi boryka się obecnie spektroskopia w podczerwieni i przedstawił prawdopodobne kierunki dalszego jej rozwoju.

Głównymi trudnościami są obecnie: 1) niedostateczna znajomość czynników zniekształcających linie widmowe, wskutek czego nie można porównywać wyników otrzymanych za pomocą różnych spektrometrów, 2) brak spektrometrów o dostatecznie dużej zdolności rozszczepiającej dla analiz mieszanin, 3) brak dostatecznie dobrze oczyszczonych substancji mogących służyć jako substancje wzorcowe dla porównywania częstości i natężeń linii, 4) trudności w interpretacji widma wskutek oddziaływania na siebie różnych oscylatorów w molekułach, oddziaływań międzymolekularnych i wpływu anharmoniczności.

W przyszłości należy oczekiwać dalszego ulepszenia urządzeń doświadczalnych, w szczególności dzięki lepszemu wyzyskaniu światła padającego i poprawie jakości odbiorników, a także rozwoju metod interferometrycznych i badań w dalekiej podczerwieni. Trudności interpretacji będzie można częściowo usunąć posługując się równocześnie innymi metodami spektroskopowymi, w szczególności metodą rezonansu jądrowego. Badania będą dotyczyły wpływu stanu skupienia, rozpuszczania, temperatury i ciśnienia na widma molekuł, metod pomiaru natężeń, zastosowania dalekiej podczerwieni do badań kryształów i polimerów, pomiaru absorpcji gazów pod wysokimi ciśnieniami i w silnym polu elektrycznym. Mimo niedociągnięć technicznych spektroskopia w podczerwieni zyskuje coraz większe znaczenie w badaniach przemysłowych, astronomicznych, biologicznych i medycznych.

W ciągu dalszych czterech dni obrady odbywały się równolegle w trzech sekcjach. Wygłoszono w nich przeszło dwieście referatów z prac własnych, w tym 11 referatów 45 minutowych, do wygłoszenia których referenci zostali zaproszeni przez Komitet Organizacyjny. Pozostałe referaty były to referaty dziesięćminutowe zgłoszone przez uczestników.

W sekcji widm w podczerwieni i widm ramanowskich zreferowano ogółem 128 prac, w tym 6 referatów wygłosili referenci zaproszeni. Omawiane zagadnienia dotyczyły na ogół drgań molekuł i interpretacji widm, oddziaływań międzymolekularnych, w szczególności kompleksów typu *charge transfer*, badania polimerów oraz badań w dalekiej podczerwieni. W referatach zaproszonych H. W. Thompson (Oxford) rozwinął zagadnienie wpływu bezpośrednich od-

działowań typu dipol-dipol, dipol indukowany-dipol na stany molekularnych pod wysokimi ciśnieniami oraz molekularnych w roztworach. Tym oddziaływaniom należy w pierwszym rzędzie przypisać zmianę widm oscylacyjnych, zaś znaczenie wpływu stałej dielektrycznej i współczynnika załamania jest jedynie drugorzędne. R. C. Lord (Cambridge, USA) omówił pochodzenie drgań molekularnych o małej częstości obserwowanych w dalekiej podczerwieni. Drgania takie występują w przypadku dużych molekularnych, molekularnych zawierających ciężkie atomy, a także gdy krzywa potencjalna molekularna ma dwa minima leżące blisko siebie. Dzieje się tak w przypadku molekularnych, których struktura niewiele różni się od struktury płaskiej lub liniowej (np. NH_3 , a także molekularne cięższe jak pyrrol, trójmetylenoamina) lub w przypadku molekularnych o zahamowanej rotacji oraz o niepłaskim pierścieniu. Drgania o małych częstościach można też oczekiwać w przypadku kompleksów typu *charge transfer*. G. Varsanyi (Budapeszt) pokazał jak na podstawie konturu linii oscylacyjnych złożonych molekularnych gazowych można obliczyć kierunek momentu przejścia. R. N. Jones (Ottawa) stwierdził, że dzięki zastosowaniu do wzbudzania widma Ramana nowych wydajniejszych lamp, rejestracji fotomnożnikowej oraz naczynek kapilarnych o pojemności 200 mm^3 metoda ramanowska staje się równie poręczna i wygodna jak metoda widm w podczerwieni. Ponieważ substancje możemy również badać w roztworach, ilości potrzebne do badań wynoszą zaledwie 50–200 mg. Na wynik pomiaru natężeń ma jednak bardzo duży wpływ współczynnik załamania, ponieważ w naczynku kapilarnym światło rozproszone ulega wielokrotnie całkowitemu odbiciu od ścianek. W widmie w podczerwieni linie pochodzące od grup charakterystycznych związków organicznych są na ogół silniejsze od linii pochodzących od drgań szkieletu węglowego oraz wiązań C—H. W widmie ramanowskim sytuacja jest odwrotna i widma ramanowskie związków o tym samym szkielecie, a różnych podstawnikach, są do siebie bardziej podobne niż widma w podczerwieni. M. W. Volkensztejn (Leningrad) omówił zastosowanie widm w podczerwieni do badania polimerów. Widma formy krystalicznej różnią się od bezpostaciowej i pozwalają określić stopień krystaliczności i jego zmiany. Częstości znalezione doświadczalnie dla niektórych typów drgań izomerów polichloroku winylu i politereftalanu etylenu zgadzają się z obliczonymi na podstawie statystycznej teorii makromolekularnych. Stwierdzono, że w polipropylenie układ przestrzenny powtarza się regularnie, a w roztworach tego polimeru występują pasma odpowiadające bliskiemu uporządkowaniu, a zatem zachowana jest spiralna postać tych makromolekularnych.

W ramach tej sekcji delegacji polscy wygłosili szereg referatów: B. Trzebiatowska (Polit., Wrocław) — *Widma w podczerwieni bezwodnego i uwodnionego azotanu uranylu*, A. Tramer (IF PAN, Warszawa) — *Widma oscylacyjne kompleksów pirydyna-chlorki metali*, R. Mierzecki (IFD UW, Warszawa) — *Zależność temperaturowa widm w podczerwieni*, K. Wierchowski (IBB PAN, Warszawa) — *Widma w podczerwieni β dwuiminy, 2-amino-3-cyjanopent-2-en-4-iminy i ich β aminoketonów i dwuketonów*, Z. Kęcki (ZChF UW, Warszawa) — *Badania struktury metanolanów w roztworach w metanolu*.

W sekcji widm w obszarze widzialnym i nadfioletu wygłoszono ogółem 62 referaty, w tym 1 wykład zaproszony. Poruszane tematy dotyczyły badań nowych widm związków, badania widm rotacyjnych prostszych molekularnych i wyznaczania ich parametrów, oddziaływań między-molekularnych, fluorescencji i fosforescencji, problemów fotochemicznych oraz teoretycznych prób obliczania widm elektronowych. W wykładzie zaproszonym I. Kovács (Budapeszt) omówił rozbieżności między obserwowaną rotacyjną strukturą pasm molekularnych dwuatomowych a strukturą przewidzianą na podstawie wzorów multipletowych. Wykazał on, że gdy uwzględnimy w obliczeniach w odpowiedni sposób pomijane dotychczas jako efekty drugiego rzędu oddziaływania spin-orbita w przypadku termów Σ , a także sprzężeń spin-spin i oddziaływań rotacji na spin w przypadku termów Π , otrzymujemy zadowalającą zgodność teorii z doświadczeniem. Z pozostałych referatów szczególną uwagę zwrócił referat S. P. McGlyma (Louisiana USA), w którym autor przedstawił wpływ ciężkiego atomu, zawartego w matrycach, na fosforescencję rozpuszczonych w nich molekularnych organicznych. Przez sprzężenie typu spin-orbita ciężki atom wpływa na prawdopodobieństwo przejść pomiędzy poziomem singletowym a tripletem. Wpływ tego sprzężenia na wyższe stany wzbudzone jest większy niż na niższe.

W sekcji tej delegacji polscy wygłosili również szereg referatów: A. Gołębiowski (UJ, Kraków) — *Widma w nadfioletcie i podczerwieni oktocyjanek Mo(IV) i W(IV) oraz ich produkty fotolizy*, B. Trzebiatowska (Polit. Wrocław) — *Widma absorpcyjne kompleksów cyjanonitrylu z metalami przejściowymi*, oraz *Elektronowa struktura uranu III i IV*, J. Moszew (UJ, Kraków) — *Widma w nadfioletcie heterocyklicznych analogonów węglowodorów rakotwórczych*, oraz *Wpływ podstawników w pochodnych 2-arylochinoliny na widma absorpcyjne w nadfioletcie*, S. Czarnecki (IF PAN, Warszawa) — *Anomalna fosforescencja naftalenu w polimerze metakrylanu metylu*, A. Bartecki (Polit., Wrocław) — *Elektronowe widma absorpcyjne kompleksów Cr(IV)*. Ponadto B. Trzebiatowska przewodniczyła w czasie jednego z posiedzeń.

W sekcji trzeciej — referatów różnych — wygłoszono 34 referaty, w tym 4 wykłady zaproszone. Tematy poruszane dotyczyły z jednej strony zagadnień teoretycznych, jak obliczanie drgań normalnych, stałych siłowych, funkcji termodynamicznych, z drugiej zaś strony problemów aparaturowych. W wykładach zaproszonych H. W. Morgan (Oak Ridge, USA) przedstawił uproszczonego model lasera gazowego, za pomocą którego można uzyskać dwa- i trójkrotne natężenie linii pokrywających najczęściej badany w podczerwieni zakres od 600 do 2000 cm^{-1} . Linie laserowe, jako niezmiernie wąskie, mogą służyć do wyznaczania funkcji aparaturowych różnych przyrządów w tym zakresie widma, co pozwoli porównać wyniki uzyskiwane za pomocą różnych przyrządów. A. Savitzky (Perkin Elmer Co, USA) przedstawił wyniki prób zastosowania cyfrowych maszyn elektronowych do rejestracji widm w podczerwieni. Maszyny te rejestrują na taśmie mierzone co określony ułamek cm^{-1} liczbowe wartości natężenia widma, przy czym liczba pomiarów na odcinku 1 cm^{-1} stale się obecnie zwiększa. Automatyczne uśrednianie wyników kilku sąsiednich pomiarów pozwala w skuteczny sposób zmniejszyć szumy. Przez odpowiednie programowanie można wprowadzić poprawki oraz rozdzielać nakładające się linie. W wyniku końcowym maszyna może wydrukować liczbowe wartości częstości, natężeń i szerokości połowkowych badanych linii. Taśmy z danymi widm wzorcowych można łatwo automatycznie porównywać z widmami badanymi. J. Pliva (Praga) przedstawił rozważania dotyczące postaci zredukowanej krzywej potencjalnej dla molekuł dwu i wieloatomowych, w obliczeniu której uwzględniono anharmoniczność drgań molekularnych. G. Kortüm (Tübingen) omówił wyniki doświadczalne i teoretyczne badań widm substancji adsorbowanych. W sekcji tej W. Hanusowa (UMK, Toruń) wygłosiła referat — *Uwagi o różnych sposobach przejść od teorii spinu Diraca do teorii Pauliego i ich wpływ na wyniki rachunku zaburzeń dla prawdopodobieństw przejść w widmach atomowych*.

Delegacja polska na Kongres składała się z delegacji Ministerstwa Szkolnictwa Wyższego, Instytutów PAN oraz Polskiego Towarzystwa Fizycznego i Polskiego Towarzystwa Chemicznego, zaproszonych w ramach wymiany przez bratnie Towarzystwa węgierskie.

W czasie zjazdu odbyło się kilka przyjęć towarzyskich oraz wspólna całodzienna wycieczka nad Balaton, co sprzyjało nawiązaniu osobistych kontaktów pomiędzy badaczami różnych krajów. Na przyjęciach gospodarze obficie raczyli gości doskonałym winem węgierskim, co wraz z wysoką temperaturą „lata stulecia“ pozwoliło nazwać Kongres „Kongresem winem i potem płynącym“.

Roman Mierzecki

Bhabha członkiem Amerykańskiej Akademii Nauk

Amerykańska Narodowa Akademia Nauk dokonała wyboru nowych członków zagranicznych. Między innymi wybrano H. J. Bhabhę — profesora fizyki teoretycznej w Tata Institute of Fundamental Research w Bombaju. Bhabha jest również przewodniczącym Komisji Energii Atomowej Indii.

Yukawa w Royal Society

Londyńskie Towarzystwo Królewskie wybrało na swego członka zagranicznego prof. Hideki Yukawę, wybitnego fizyka teoretyka, znanego szczególnie ze swych badań w dziedzinie teorii cząstek elementarnych. Yukawa jest dyrektorem Instytutu Badawczego Fizyki Podstawowej Uniwersytetu w Kyoto.

Wybory w Academie des Sciences

W dniu 20 maja 1963 odbyły się we francuskiej Academie des Sciences wybory nowych członków zagranicznych. Między innymi wybrany został P. A. M. Dirac, wielki angielski fizyk teoretyk.

Nagroda Kalingi

Tegoroczną Nagrodę Kalingi, przyznaną przez UNESCO za popularyzację nauki, otrzymał Gerard Piel, wieloletni redaktor naczelny doskonałego czasopisma popularno-naukowego *Scientific American* oraz autor wielu książek popularyzujących naukę.

Nagroda dla Bruecknera

Prof. K. A. Brueckner (Uniwersytet Kalifornijski, San Diego), znany ze swych prac w dziedzinie teorii cząstek elementarnych,

jądra atomowego i oddziaływań nukleon-nukleon, otrzymał Nagrodę Dannie Heinemana, przyznaną przez Amerykański Instytut Fizyki za wybitne osiągnięcia w dziedzinie fizyki matematycznej.

Nowi profesorowie zwyczajni

Uchwałą Rady Państwa zostali mianowani profesorami zwyczajnymi dwaj profesorowie nadzwyczajni Uniwersytetu Warszawskiego — Marian Danysz, wybitny specjalista w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych oraz Jerzy Pniewski, również specjalizujący się w tej dziedzinie.

Profesor Towarzystwa Królewskiego

Londyńskie Towarzystwo Królewskie utworzyło przy pomocy finansowej rządu stanowiska profesorów badawczych.

R. H. Dalitz (dotychczas profesor Uniwersytetu w Chicago) specjalista w dziedzinie teorii jądra i fizyki cząstek elementarnych został mianowany *Royal Society Research Professor at Oxford University* i będzie pracował w dziale fizyki teoretycznej w Clarendon Laboratory.

UIPPA

Sekretarz Generalny Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej podaje najważniejsze dane dotyczące działalności poszczególnych Komisji Unii:

a) *Komisja Symboli, Jednostek i Słownictwa* współpracuje z Międzynarodowym Stowarzyszeniem Normalizacyjnym i Międzynarodowym Komitetem Elektrotechniki. Komisja zebrała się w 1961 r. dla przygotowania propozycji, które zostały przekazane Komitetom Narodowym do zaopiniowania.

W grudniu 1962 przeanalizowano odpowiedzi Komitetów Narodowych. Odpowiednie wnioski Komisji zostały przedstawione do zatwierdzenia Zebraniu Ogólnemu UIPPA we wrześniu 1963 w Warszawie.

b) *Komisja Termodynamiki i Mechaniki Statystycznej* zebrała się w Nowym Jorku w 1962. r. Następne zebranie Komisji odbędzie się w 1964 r. w Aix-la-Chapelle.

c) *Komisja Promieniowania Kosmicznego* zebrała się w Kyoto w 1961 r. Następne zebranie w Jaipur (Indie) odbyło się w grudniu 1963.

d) *Komisja Najniższych Temperatur* zebrała się w Londynie w 1962 r. Następne zebranie w Columbus (Ohio, USA) w r. 1964.

e) *Komisja Publikacji* zebrała się w Paryżu w 1962 r., następne zebranie odbyło się w Warszawie we wrześniu 1963.

f) *Komisja Akustyki* zorganizowała w roku 1962 kongres akustyki w Kopenhadze. Następne zebranie w 1965 r.

g) *Komisja Półprzewodników* zebrała się w 1962 r. w Exeter. W 1964 r. zorganizuje w Paryżu międzynarodowy kongres.

h) *Komisja Magnetyzmu* zebrała się w 1961 r. w Kyoto z okazji międzynarodowego kongresu. Następne zebranie w Nottingham w 1964 r.

i) *Komisja Stanu Stałego* utworzona została w 1960 r. dla spraw nieobjętych przez Komisje Magnetyzmu i Półprzewodników, zebrała się w 1962 r. w Amsterdamie, zorganizowała w sierpniu 1963 kongres nadprzewodnictwa w Shenectady.

j) *Komisja Fizyki Jądrowej Wysokich Energii* zebrała się w Genewie w 1962 r. (z okazji międzynarodowego kolokwium). Następne zebranie w 1965 r.

k) *Komisja Fizyki Jądrowej Niskich Energii* zorganizowała w 1962 r. kolokwium w Padwie. Następne zebranie w 1964 r. w Paryżu.

l) *Komisja Spektroskopii* zebrała się w Columbus (Ohio) w 1961 r., następne zebranie odbyło się również w Columbus w lecie 1963.

m) *Komisja Mas Jądrowych i Stałych Atomowych* zebrała się w 1962 r. w Wiedniu. Następne zebranie odbyło się w lecie 1963.

n) *Komisja Nauczania Fizyki* została utworzona w 1960 r. i zebrała się w Paryżu w 1961 r. i w Amsterdamie w 1962 r., w lipcu

1963 zorganizowała międzynarodowy kongres w Rio-de-Janeiro.

Międzynarodowa Komisja Optyki — skład Komitetu Wykonawczego: przewodniczący — A. Marechal (Francja), wiceprzewodniczący — G. Cario (NRF), W. L. Hyde (USA), H. Kubota (Japonia) i P. Mollet (Belgia), sekretarz-skarbnik — W.D. Wright (Wielka Brytania). Międzynarodowa Komisja Optyki brała udział w organizowaniu kolokwium w Paryżu i Londynie w 1961 r., zebranie Komitetu Wykonawczego odbyło się w 1961 r. w Londynie, a zebranie plenarne w sierpniu 1962 w Monachium. Następne zebranie plenarne odbędzie się w Paryżu w 1965 r.

MAEA

W marcu 1963 Boliwia została osiemdziesiątym pierwszym państwem członkowskim Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej.

w dniu 22 marca 1963 nowo akredytowani stały przedstawiciel ZSRR przy Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej, ambasador nadzwyczajny i pełnomocny Pantelejmon Kondratowicz Ponomarenko złożył listy uwierzytelniające Dyrektorowi Generalnemu MAEA drowi Sigwardowi Eklundowi. P. K. Ponomarenko urodził się w 1902 r., jest inżynierem elektrykiem, brał czynny udział w II Wojnie Światowej i dosłużył się stopnia generała, w latach 1955-1957 był ambasadorem ZSRR w Warszawie.

Dyrektor Generalny MAEA dr Sigvard Eklund po powrocie z podróży do ZSRR udał się na zebranie Doradczego Komitetu Naukowego ONZ, gdzie omawiana była sprawa organizacji trzeciej konferencji genewskiej na temat pokojowych zastosowań energii jądrowej. Zdecydowano, że konferencja ta odbędzie się w 1964 r.

Z Nowego Jorku Dyrektor Generalny udał się do Wielkiej Brytanii, gdzie odbył rozmowy z brytyjskim Ministrem Nauki oraz z Przewodniczącym Komisji Energii Atomowej Zjednoczonego Królestwa. Dr Eklund zwiedził również centra reaktorowe w Winfrith i w Harwell.

Konferencja Półprzewodnikowa w Jabłonnice

W dniach od 20 do 22 czerwca 1963 odbyła się w Jabłonnice pod Warszawą konferencja na temat właściwości fizycznych niektórych związków półprzewodnikowych. W naradach wzięli udział specjaliści z Bułgarii, Czechosłowacji, NRD, Polski, Rumunii, Węgier i ZSRR. Omawiano między innymi związki typu $A^{II}B^{VI}$, $A^{III}B^{V}$, związki mieszane CdS_xSe_{1-x} i $Cd_xHg_{1-x}Te$, właściwości optyczne $CdSe$ i $CdTe$.

Międzynarodowa Konferencja Luminescencyjna w Toruniu

W dniach od 25 do 28 września 1963 r. odbyła się w Toruniu Międzynarodowa Konferencja poświęcona Luminescencji. Jest to druga w Polsce międzynarodowa konferencja na ten temat (pierwsza odbyła się w maju 1936 r. w Warszawie pod przewodnictwem zmarłego 20 listopada 1963 r. profesora P. Pringsheima). W Konferencji wzięli udział specjaliści ze St. Zj. Ameryki Północnej, W. Brytanii, Francji, Holandii, Japonii, Kanady, NRD, NRF, Polski, Szwajcarii, Szwecji, Węgier, Włoch i ZSRR (232 uczestników i osób towarzyszących). Na posiedzeniach plenarnych zostały wygłoszone godzinne referaty zbiorcze przez prof. G. Herzberga (*Electronic transitions of simple polyatomic molecules*), prof. A. Kastlera (*Quelques résultats récents obtenus par les techniques de pompage optique*), dr H. Kuhna (*High resolution spectroscopy; a survey of methods and applications*), prof. G. Portera (*Studies of the triplet state by flash photolysis methods*) i prof. P. P. Feofilova (*Luminescence of tri- and bivalent ions of the rare earths in crystals of fluorite type*). Referat zbiorczy prof. H. Kallmanna (*The relationship between photoconductivity and luminescence in zinc sulfide phosphors*) nie został wygłoszony z powodu choroby referenta (prof. Kallmann zachorował w Paryżu w drodze z USA do Torunia i na Konferencję przybyć nie mógł). Referaty z prac własnych (dziesięciominutowe komunikaty) wygłoszone zostały na posiedzeniach Sekcji A (luminescencja par i gazów), B (luminescencja

luminoforów organicznych) i C (luminescencja luminoforów nieorganicznych). Wygłoszono w sumie 88 referatów. Referaty te ukażą się w druku w specjalnym (podwójnym) zeszycie Acta phys. Polon. Przewodniczył Konferencji prof. A. Kastler, honorowy członek P.T.F., funkcje sekretarza generalnego Konferencji pełnił dr M. Frąckowiak. Konferencja została zorganizowana pod protektoratem Min. Szkolnictwa Wyższego, Polskiej Akademii Nauk, Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej oraz Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Wydatki związane z organizacją Konferencji zostały pokryte ze specjalnych dotacji Ministerstwa Szkolnictwa Wyższego i Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej oraz ze składek uczestników. Dzięki życzliwej pomocy J. M. Rektora UMK, prof. dr A. Świnarskiego Komitet Organizacyjny Konferencji był w stanie pokonać trudności zakwaterowania tak znacznej liczby uczestników Konferencji w stosunkowo małym mieście Toruniu. Przybyli z zagranicy uczestnicy byli podejmowani bankietem wydany dla nich przez Min. Szkolnictwa Wyższego. W ramach Konferencji odbył się koncert zespołu „Capella Bydgosiensis pro Musica Antiqua“, który wzbudził szczerzy zachwyt słuchaczy. Specjalny program (*Ladies' Programme*) przewidziany był dla osób towarzyszących.

Atomic Energy Review

Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej przystąpiła do wydawania czasopisma *Atomic Energy Review*, które będzie ukazywać się aperiodycznie i omawiać będzie teoretyczne i praktyczne aspekty pokojowego wykorzystania energii jądrowej, jak również sprawozdania z konferencji, krótkie notatki o ostatnich odkryciach i materiał bibliograficzny.

Tablica pamiątkowa ku czci A. A. Michelsona

W wykonaniu uchwały Walnego Zgromadzenia Polskiego Towarzystwa Fizycznego powziętej w 1959 r., Zarząd Główny PTF ufundował tablicę pamiątkową ku czci Alberta Abrahama Michelsona (1852-

1931). Tablica została wmurowana w Strzelnie, woj. bydgoskie, mieście rodzinnym wielkiego fizyka. Uroczystość odsłonięcia tablicy odbyła się w dniu 4 września 1963 r., w obecności przedstawicieli władz oraz miejscowego społeczeństwa i licznie zgromadzonej młodzieży. W imieniu Polskiego Towarzystwa Fizycznego wygłosił przemówienie prof. dr Aleksander Jabłoński. Następnie Rektor Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu, prof. dr Antoni Świnarski dokonał aktu odsłonięcia. W uroczystości wzięła również udział córka wielkiego fizyka, p. Dorothy Stevens-Michelson, która specjalnie w tym celu odwiedziła Polskę. Po odsłonięciu tablicy pani Stevens w krótkich bezpośrednich słowach nakreśliła sylwetkę swego ojca, zachowaną we wspomnieniach z lat dziecięcych. Uroczystość zakończyła się krótkim spotkaniem gości, przedstawicieli miejscowego społeczeństwa i obecnych członków PTF w świetlicy Domu Kultury. W lokalu PTTK, sąsiadującym ze świetlicą, zorganizowana została wystawa zdjęć Michelsona z różnych okresów jego życia i fotokopii jego dokumentów rodzinnych, związanych ze Strzelnem. Należy nadmienić, że już wcześniej jedna z ulic w Strzelnie nazwana została ulicą Michelsona. Sprawami organizacyjnymi, związanymi z wykonaniem i wmurowaniem tablicy oraz przygotowaniem uroczystości w Strzelnie zajmował się Toruński Oddział Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Komunikaty PTF

W dniu 30. V. 1963 r. został wybrany nowy zarząd Oddziału Toruńskiego PTF w składzie:

doc. dr Wanda Hanusowa — przewodniczący

dr Regina Drabent — wiceprzewodniczący

dr Jan Fiutak — wiceprzewodniczący

mgr Karol Jankowski — sekretarz

mgr Józef Szudy — skarbnik

Komisja rewizyjna w składzie: mgr Aleksander Gutsze, mgr Tomasz Szczurek.

W okresie od listopada 1962 r. do maja 1963 r. odbyły się cztery zebrania naukowe, na których referaty wygłosili:

prof. dr G. J. Hoijtting — *Singlet-Triplet Transitions*

dr W. Giriat — *Elektromagnesy nadprzewodzące*

prof. dr T. Skaliński — *Otrzymywanie sztucznych linii widmowych o szerokości mniejszej od szerokości naturalnej*

doc. dr T. Tietz — *Rozpraszanie wolnych elektronów na atomach.*

W związku z tragiczną śmiercią mgra Bazylego Nowaka odbyło się zebranie żałobne z przemówieniem dr D. Frąckowiak.

W okresie sprawozdawczym wygłoszono 61 odczytów popularnych dla młodzieży szkół średnich oraz zorganizowano, przy współudziale *WODKO*, 6 pokazów z fizyki dla 1867 uczniów z województwa bydgoskiego.

KOMUNIKAT

Oddział Poznański PTF przy współudziale Katedry Fizyki Doświadczalnej UAM i Zakładu Dielektryków IF PAN organizuje w Poznaniu w dniach 13-15 kwietnia br. Ogólnopolską Konferencję poświęconą radiospektroskopii i elektronice kwantowej.

Obrazy konferencji odbywać się będą w trzech sekcjach: elektroniki kwantowej, jądrowego rezonansu paramagnetycznego i elektronowego rezonansu paramagnetycznego.

Korespondencję i zgłoszenia prosimy kierować na adres: Komitet Organizacyjny Ogólnopolskiej Konferencji „Radiospektroskopia i Elektronika Kwantowa“, Poznań, ul. Grunwaldzka 6, tel. 636-17.

ZARZĄD

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

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

Sekretarz
Doc. dr **WIESŁAW WARDZYŃSKI**

Skarbnik
Dr **KAZIMIERZ ROSIŃSKI**

Członek Zarządu
Doc. dr **HALINA CHECIŃSKA**

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Dr **O. GZOWSKI**
Gliwice — Prof. dr **KAZIMIERZ GOSTKOWSKI**
Kraków — Prof. dr **BRONISŁAW ŚREDNIAWA**
Lublin — Prof. dr **ARMIN TESKE**
Łódź — Prof. dr **FELIKS WIŚNIEWSKI**
Poznań — Prof. dr **FELIKS KARAŚKIEWICZ**
Szczecin — Doc. dr **JÓZEF KONARSKI**
Toruń — Doc. dr **WANDA HANUSOWA**
Warszawa — Doc. dr **JULIAN AULEYTNER**
Wrocław — Doc. dr **BOGDAN SUJAK**

TREŚĆ

Z. Bodnar — Zygmunt Klemensiewicz 1886—1963	3
Z. A. Klemensiewicz — O zasadzie Le Chateliera	11
T. Gold — Strzałka czasu (<i>tłum. B. Średniawa</i>)	19
A. Czachor, J. Piekoszewski — Rekombinacja nośników prądu w półprzewodnikach	31
M. Grynberg — Efekt fotoelektromagnetyczny i efekt Halla w oświetlonej próbce w zastosowaniu do badań struktury pasma energii wzbronionej . .	47
J. Szpilecki — Rozchodzenie się podłużnych fal elektromagnetycznych w plazmie jednorodnej	61
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
R. Mierzecki — VII Kongres Europejski Spektroskopii Molekularnej, Budapeszt, 22-27 lipiec 1963.	79
KRONIKA	83

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Cena w prenumeracie zł 90.— rocznie, zł 45.— półrocznie

Zamówienia i wpłaty przyjmują:

1. Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“, Kraków, ul. Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777.
2. Urzędy pocztowe i listonosze.
3. Księgarnie „Domu Książki“.

Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę 40% drożej. Zamówienie dla zagranicy przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wilcza 46, konto PKO nr 1-6-100.024.

Bieżące numery można nabyć lub zamówić w księgarniach „Domu Książki“ oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.