

00091753  
UNIWERSYTET WARSZAWSKI (KATEDRA FIZYKI)  
Biblioteka Instytutu Fizyki  
ul. Marii Skłodowej-Skłodzkiej 1  
00-682, Łódź, tel. 337-66 04

# POSTĘPY FIZYKI

**DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ**

**PTF**

**TOM XIX**

**ZESZYT I**

---

**1968**

## RADA REDAKCYJNA

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

## KOMITET REDAKCYJNY

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

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

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

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

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XIX, ZESZYT 1

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1968

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 2137+163 egz.	Rękopis dostarczono 27. X. 1967 r.
Ark. wyd. 10,0 ark. druk. 9,0	Podpisano do druku 8. II. 1968 r.
Pap. druk. sat. 80 g. kl. III. 70×100	Druk ukończono w lutym 1968 r.
Zamówienie 941/67	Cena zł 15.— L-16

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, KRAKÓW, CZAPSKICH 4

Victor F. Weisskopf\*

MIT

## Struktura materii jądrowej i nowoczesne badania\*\*

### Nuclear Structure and Modern Research

Przeprowadzając i badając w laboratoriach reakcje jądrowe oraz procesy wzbudzeń, które zachodzą w materii gwiazd, pogłębiamy nasze zrozumienie najważniejszych procesów gwiazdnych i przyswajamy sobie korzyści płynące z rozwoju techniki jądrowej.

W ciągu ostatnich dziesiątków lat byliśmy świadkami trzech etapów badań struktury materii jądrowej: pierwszego, obejmującego badania powłok elektronowych atomu; drugiego, obejmującego badania struktury jądra i trzeciego dotyczącego początków badań struktury nukleonów będących składnikami jądra.

### Atom

Pierwszy etap, który zaczął się na początku naszego stulecia, wprowadził nas do obszernej klasy zjawisk. Umożliwił nam zrozumienie i opisanie dynamiki elektronów w atomie, wykazał, że wszystkie niezwykle różnorodne zjawiska w świecie atomowym mogą być wyjaśnione w oparciu o efekty elektrostatycznego przyciągania się jądra i elektronów. Interesujące połączenie tego przyciągania z zasadami mechaniki kwantowej dla elektronów prowadzi do tego wszystkiego, co zwykle obserwujemy wokół siebie: do zjawisk atomowych, zjawisk chemicznych, łączenia się atomów w ciałach stałych, w cieczach, gazach, plazmie, molekułach i wreszcie, co bardzo prawdopodobne, w świat istot żywych.

Jeśli popatrzeć wstecz na te osiągnięcia, które, jak wszyscy wiemy, sięgają lat dwudziestych, to można by sparafrazować słynne powiedzenie Churchilla: „Nigdy dotąd tak niewielu nie wyjaśniło tak wiele w tak krótkim czasie“.

---

\* Victor F. Weisskopf przyczynił się wybitnie do naszego zrozumienia struktury materii jądrowej. Jest kierownikiem wydziału fizyki i profesorem Massachusetts Institute of Technology. Był także dyrektorem generalnym w CERN.

\*\* Tłumaczenie artykułu, który ukazał się w *Physics Today*, 20, No 5, 23 (1967), dokonane za zgodą Wydawcy.

Zakres zjawisk fizyki atomowej obejmuje w zasadzie nasze ziemskie otoczenie. Jest to świat, w którym zachodzące przekazywania energii są rzędu kilku elektronowoltów lub mniej, odpowiadając z grubsza temperaturze, którą mamy tu na Ziemi i promieniowaniu, które dochodzi do nas od Słońca.

## Jądro

Następnym etapem badań struktury materii jądrowej były badania struktury jądra. Tutaj dominuje nowa siła, siła jądrowa. Energie tu występujące są rzędu milionów elektronowoltów, zamiast elektronowoltów, jak to było w fizyce atomowej.

Pod wieloma względami świat struktury materii jądrowej jest podobny do świata struktury atomowej, z wyjątkiem oczywiście rozmiarów i energii. Mówimy tu także o powłokach, powłokach jądrowych; mamy do czynienia z jądrową spektroskopią, która stosuje te same metody porządkowania co spektroskopia atomowa i molekularna, spotykamy się także z krętem orbitalnym, widmami rotacyjnymi itd. Znamy chemię jądrową, znamy spalanie jądrowe, które jest analogiem chemicznego atomowego spalania na jeszcze wyższym poziomie energetycznym.

Ale istnieje jedna charakterystyczna różnica, atomy mogą łączyć się w niezwyczajnie różnorodne molekuly, makromolekuly, kryształy itd., podczas gdy układy jądrowe nie wykazują już tej różnorodności po prostu dlatego, że odpychanie elektrostatyczne nie pozwala na powstawanie dużych kumulacji neutronów i protonów. Zgrupowanie jedynie neutronów nie prowadzi do odpychania elektrostatycznego. Ale neutrony nie są trwałe, chociaż astrofizycy wierzą, że w dużych zgrupowaniach są one trwałe, mogą więc tworzyć gwiazdy neutronowe. Tak więc w pewnym sensie chemia jądrowa jest uboższa, jeśli chodzi o zakres obejmowanych zjawisk, od chemii atomowej.

Zjawiska jądrowe są jednakże zdominowane przez nowy rodzaj siły, która stanowi wielką atrakcję tej dziedziny fizyki. Mamy tu nową siłę w przyrodzie, siłę, której nie można odnaleźć w żadnych innych zjawiskach. Nie jest ona podobna do siły elektrycznej, którą można odnaleźć w naszym otoczeniu w sposób całkiem prosty: możemy wytworzyć pole elektryczne przez nagromadzenie wielu ładunków, np. poprzez pocieranie pewnych materiałów i elektryzowanie ich w ten sposób.

Nie możemy wytworzyć takiego nagromadzenia siły jądrowej z powodu charakterystycznej własności tej siły — jest ona krótkozasięgowa. Nawet jeśli mielibyśmy nagromadzonych wiele źródeł, siły jądrowe nie będą się sumować, bo siła dosięga tylko na małą odległość. W rzeczywistości ta odległość jest tak mała, że dwa nukleony nie mogą zbliżyć się dostatecznie tak, aby siły się dodały. Tak więc nie ma klasycznego analogu siły jądrowej i to jest powodem tego, że siła jądrowa jest tak ciekawa dla nas, ale jest też przyczyną tego, że jest

rzeczą wyjątkowo trudną zbadanie tej siły i ustalenie podstawowych praw, które nią rządzą.

Powrócę jeszcze do tego drugiego etapu rozwoju naszych badań, a na razie rozważmy etap trzeci dotyczący struktury nukleonu.

### Nukleon

W fizyce wysokich energii wnika się w strukturę samego nukleonu, w wewnętrzną dynamikę protonu i neutronu. Nie zaszliśmy jeszcze daleko w tych badaniach, dopiero je zaczynamy. Struktura ta jest w dużym stopniu nieznaną, ale ukazują się już na horyzoncie, w rzeczywistości już w laboratoriach, pewne cechy bardzo podobne do tych znanych z poprzednich dwóch etapów. Odnajdujemy tu spektroskopię stanów wzbudzonych nukleonów, okazuje się, że możemy uporządkować stany wzbudzone stosując reguły porządkowania niezbyt różne od tych, z jakimi już spotkaliśmy się.

Niektórzy fizycy mówią nawet o mikrocząstkach, z jakich mogłyby być zbudowane nukleony. Mówię tu o hipotetycznych cząstkach noszących niefortunna nazwę „kwarków“ (*quarks*). Te cząstki mogą nie istnieć. W pewnym sensie osobiście chciałbym, aby nie istniały, ponieważ cała historia powtórzyłaby się znowu i konkretna odpowiedź na pytanie „dlaczego“ i „co“ (dlaczego obserwujemy cząstki elementarne i co czyni je naprawdę podstawowymi) zostałaby odłożona i prawdopodobnie nie padłaby za mojego życia.

### Intensywność czy obszerność?

Powróćmy do zagadnienia struktury materii jądrowej. Jest ono szczególnie interesujące i pociągające z powodu jego pośredniego charakteru. Gdy zapytać o znaczenie jakiegś dziedziny nauki, to wymienia się dwa skrajne stanowiska i także oczywiście pośrednie. Rozważmy najpierw skrajne stanowiska. Z braku innych lepszych określeń będę je nazywał stanowiskiem intensywności i obszerności badań. Zwolennicy intensywności bronią fizyki wysokich energii, mówiąc „celem nauki jest szukanie pierwotnych zasad, podstawowych pytań, podstawowych praw i jedynie to jest ciekawe, reszta zaś jest jedynie wielokrotnym zastosowaniem znanych zasad i nie jest bardzo ciekawa“.

Zwolennicy obszerności wyznają inny pogląd, chyba najlepiej wyrażony w artykule w „Physics Today“ przez Alvina Weinberga (marzec 1964, str. 42), w którym za miarę ważności nauki uważa jej „pożyteczność“. Przez pożyteczność nie rozumiem jednak konieczności pożyteczności technicznej, ale także pożyteczność dla innych gałęzi nauki. Innymi słowy, ci ostatni ważność danej gałęzi nauki mierzyliby stopniem jej powiązania z innymi dziedzinami ludzkiej działalności i naukowej i innej.

To są dwa skrajne stanowiska. Jasne jest, że fizyka wysokich energii obejmuje przede wszystkim zwolenników intensywności badań. Tutaj pada bez-

pośrednie pytanie (jeżeli chcemy je tak nazwać) — pytanie ostateczne: jakie są podstawowe cząstki materii? Zwolennicy obszerności badań (a widzieliśmy to w artykule Weinberga) patrzą na fizykę wysokich energii krytycznie i mówią: „to jest ciekawe tylko dla małej grupy zainteresowanych ludzi, którzy rozmawiają pomiędzy sobą i żaden inny naukowiec nie jest zainteresowany w tym co się rzeczywiście dzieje w wewnętrznym wnętrzu wnętrza jądra“.

Nie chcę bronić jednego ze stanowisk przed drugim — myślę, że obydwa stanowiska są ważne — chciałbym mówić o strukturze materii jądrowej, ponieważ struktura materii jądrowej zajmuje godną pozazdrośczenia pozycję pośrednią. Dlatego zagadnienie struktury materii jądrowej powinno dogodzić obu stronom. Oczywiście, zagadnienie to mogłoby wywołać także odwrotny efekt, ale chciałbym podkreślić, że mogłoby i powinno zadowolić obie strony.

### Zagadnienia struktury materii jądrowej

Nauka o strukturze materii jądrowej stawia pytania, które nazwałem „ostatecznymi pytaniami“ z dwóch względów. Po pierwsze atakuje ona jądro atomowe. Jądro atomowe na pewno tam jest. Jest w centrum całej materii, tutaj i we wszechświecie. Ono istnieje, musi być zrozumiane i jednym z zasadniczych pytań, które można postawić, jest nie tylko pytanie, dzięki czemu jądro tworzy jedną całość — dzięki sile jądrowej — ale także jak jest zbudowane? Jaki ma kształt? Jak się zachowuje? Jak jądra reagują? Dlaczego one są takie jakie są? I także pytanie — jak one powstały? „Ostateczne pytania“, z którymi mamy do czynienia w strukturze jądrowej, dotyczą z jednej strony samego jądra, a z drugiej podnoszą zagadnienie podstawowych praw, a mianowicie zagadnienie siły jądrowej. Skąd ona pochodzi? Jakie są jej cechy? Jak ona działa?

Przyjrząwszy się całej sytuacji powiedziałbym, że jak dotąd nauka o strukturze jądrowej ma nieco większe osiągnięcia w pierwszym zagadnieniu aniżeli w drugim. Własności samego jądra są dzisiaj zrozumiałe, chociaż wiele problemów pozostaje wciąż niejasnych. Własności jądra ujawniają się w widmie jądrowym, we wzbudzonych stanach i w bardzo wielu reakcjach jądrowych. Co się dzieje z jądrami, gdy się zderzą przy różnych energiach? W tych dwóch dziedzinach osiągnięto olbrzymi postęp w ostatnim dwudziestoleciu, ale ważne pytania pozostają bez odpowiedzi, a niektóre z tych pytań są tak podstawowe, że należy się martwić. Np. problem kształtu jądra. Prawda, że jądro jest czasem kulą, a czasem elipsoidą, ale bardzo mało wiemy jak wygląda jego powierzchnia. Co jest powierzchnią? Jak materia jądrowa graniczy z wolną przestrzenią? Czy powierzchnia jest miękka czy twarda? Z czego się składa? Czy to jest to samo co wewnątrz, lecz tylko mniej gęste? Czy też powierzchnia ta ma specyficzne własności, takie, że tworzą się grupy nukleonów? W tym względzie nasza ignorancja jest duża. Jakiego rodzaju są to grupy? Czy powierzchnia zbudowana jest z cząstek  $\alpha$ ? Czy istnieje powierzchnia deuteronowa, czy też jest to gaz Fermiego nukleonów podobnych jak wewnątrz?



Dynamika wnętrza jądra obejmuje także nowe problemy, np. co wydarzy się gdy dwa nukleony zbliżą się bardzo znacznie do siebie. Jest to część ogólnego problemu, z którym spotykamy się w fizyce nie tylko w zagadnieniu struktury materii jądrowej, lecz prawie w każdej innej dziedzinie, a mianowicie problemu wielu ciał. Jesteśmy skrajnymi ignorantami w tym względzie, chociaż problem wielu ciał jest oczywiście problemem związanym z każdą częścią materii, którą znajdujemy. W jądrze nie potrafiliśmy jeszcze stworzyć metody rozwiązania tego problemu w sposób zadowalający. Dokona tego rozwój teorii, który, jestem pewien, nastąpi w następnym dziesięcio- lub dwudziestolecu. Tyle wskazówek i materiałów dostarczą badania struktury materii jądrowej.

### Dwa typy odpowiedzi

Patrząc wstecz na badania struktury materii jądrowej odnaleźć można dwie tendencje odnośnie do rozwiązania tych problemów. Pierwsza polega na tym, że chcielibyśmy wyjaśnić zjawisko — reakcje jądrowe, widma itd. — przy pomocy możliwie najmniejszej liczby specjalnych założeń o rzeczach, których nie znamy dobrze jak np. siła jądrowa. A druga polega na zaatakowaniu bezpośrednio tych problemów, których nie znamy dobrze, a mianowicie sił jądrowych.

Wyjaśnijmy to dokładniej. Pierwsza tendencja wyraża się w dążeniu do wyjaśnienia reakcji jądrowych lub widm jądrowych na podstawie np. modelu jądra złożonego, modelu cząstek niezależnych, modelu statystycznego lub rotacyjnego. Wszystkie te modele to próby, czasem udane próby zrozumienia tego co widzimy przy dopuszczeniu najmniejszej możliwej liczby założeń o rzeczach nieznanych, jak np. siły jądrowe na małych odległościach. To tak, jakbyśmy chcieli zrozumieć własności ciała stałego na podstawie ogólnych założeń, wprowadzając kilka stałych sprężystości, nie zastanawiając się skąd te stałe pochodzą. Wydaje mi się, że fizyka jądrowa ma duże osiągnięcia na tym polu i znamy obecnie świetne metody przewidywania zachowania się jąder bez dobrej znajomości szczegółów dynamiki jądrowej.

Druga tendencja to zaatakować problem w odwrotny sposób. Szukamy zjawisk, w których siła jądrowa jest ważna. Próbuje się dowiedzieć się czegoś o rzeczach, o których nic nie wiemy. Szukamy zjawisk, w których siła jądrowa lub te jej cechy, których nie znamy, odgrywają ważną rolę jak np. w otoczeniu nukleonów w materii jądrowej lub w zjawiskach na powierzchni jądra lub też w problemie oddziaływania trzech ciał.

Fizyka jądrowa ma większe osiągnięcia w pierwszym podejściu aniżeli w drugim, ponieważ ciągle powstają nierozwiązane problemy: Czy siła jądrowa zależy od prędkości? Jak lokalna jest siła? Czy występują istotnie ważne oddziaływania trzyciałowe w jądrze? W tym względzie na pewno uzyskamy więcej informacji z doświadczenia.

Występuje jednak trudność, którą powinniśmy wspomnieć. Okazało się z praktyki, że siła jądrowa, siła pomiędzy dwoma nukleonami wykazuje kłó-

potliwe cechy. Jest całkiem różna w zależności od tego czy dwa nukleony mają małą względną prędkość, małą w porównaniu do prędkości światła, czy też porównywalną z prędkością światła. A więc czy mamy do czynienia z przypadkiem relatywistycznym, czy też nierelatywistycznym. Nauka o strukturze jądrowej dostarcza nam tylko informacji o obszarze nierelatywistycznym, gdzie siła jądrowa jest względnie słaba. (Ta słabość występuje, ponieważ siła jest przekazywana poprzez pseudoskalarny pion, ale nie mam zamiaru wchodzić w szczegóły tego bardzo interesującego problemu.)

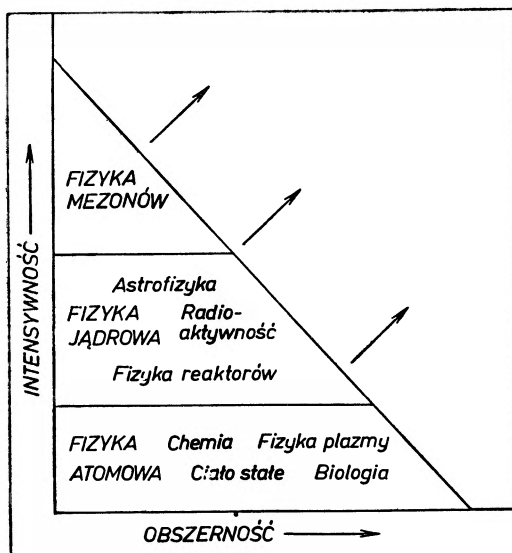
Chodzi o to, że siła jądrowa istnieje w zwykłym jądrze i nie wykazuje swej pełnej wielkości, która jest około 100 razy większa, z wyjątkiem przypadku, gdy dwa nukleony zderzają się z prędkościami zbliżonymi do prędkości światła i pojawia się produkcja par nukleonów. To jest powodem, dlaczego fizyka jądrowa niskich energii nie była zbyt pomocna w badaniu podstawowych problemów dotyczących sił jądrowych. Mówię to jednak nie dlatego, żebym nie doceniał struktury jądrowej. Przeciwnie, mówię to, ponieważ wydaje mi się, że bardzo ważne będzie w strukturze jądrowej zbadanie oddziaływań jąder z bardzo energetycznymi pociskami. Tak więc powinienem ostrzec prezesa Komisji Energii Atomowej (*Atomic Energy Commission*), że fizycy struktury jądrowej będą także przychodzili do niego — wiem, że już to robią — aby używać akceleratorów o bardzo dużej energii, kilkuset MeV i powyżej GeV.

### Zastosowania fizyki jądrowej

Chciałbym teraz powiedzieć kilka słów o tym co nazywam „pożytecznością“, innymi słowy, chciałbym powiedzieć coś o drugim aspekcie związanym z pośrednią pozycją struktury jądrowej jako gałęzi nauki. Rozważmy pożyteczność w jej najszerszym znaczeniu i porównajmy kilka uwag o samej użyteczności i współzależności z innymi dziedzinami nauki. Istotę sprawy można zobaczyć, gdy spojrzeć na rozwój naszej wiedzy o strukturze materii mając na uwadze trzy etapy, o których wspomniałem na początku. Popatrzmy na rysunek. Na rysunku tym zaznaczone są dwie osie współrzędnych. Poziomo odłożona jest obszerność — zobaczymy co to znaczy — a pionowo odkładamy intensywność. Na rysunku pokazane są trzy etapy, przez które przeszliśmy w naszych badaniach, a mianowicie etap atomowy, etap jądrowy i etap mezonowy. Nie chcę nazywać go fizyką wysokich energii, ponieważ fizyka wysokich energii będzie zawsze ostatnim etapem. Prosta jest narysowana pod kątem  $45^\circ$  i przesunięcie tej prostej w kierunku strzałek oznacza postęp nauki. Jest jasne, że im niżej w rozwoju intensywności leży dana dziedzina, tym bardziej jest ona rozciągnięta we współrzędnej obszerności. Oznacza to, że jest ona coraz bardziej i bardziej powiązana z innymi zagadnieniami, z innymi dziedzinami naukowej lub technicznej działalności.

Tak np. fizyka atomowa zaczęła się rozwijać około roku 1912, gdy przedstawiała najbardziej tajemniczą dziedzinę w świecie i te same argumenty, które obecnie zwolennicy obszerności wytaczają przeciw fizyce wysokich energii

były wysuwane przeciw fizykom atomowym. Dzisiaj fizyka atomowa jest bardzo obszerna i swym olbrzymim zasięgiem obejmuje mnóstwo zagadnień. Nie ma na nie miejsca na rysunku. Przykładem są: fizyka ciała stałego, fizyka plazmy, chemia i biologia.



Obszerność vs intensywność — wskazuje postęp badań materii w dziedzinie atomowej, jądrowej i mezonowej

W dziedzinie jądrowej ta obszerność dopiero się zaznacza. Widać słowo „astrofizyka“ na rysunku i powrócę do niego później. W dziedzinie mezonowej nie ma jeszcze nic oczywiście. Nie wiem co będzie powyżej fizyki mezonowej. Będziemy o tym wiedzieli mniej więcej za 20 lat.

### Astrofizyka

Chciałbym teraz powiedzieć kilka słów o powiązaniu fizyki struktury materii jądrowej z innymi naukami. Jednym z największych odkryć naszych czasów jest to, że energia gwiazd jest wyzwalana w procesach jądrowych. Gdy obserwuje się doświadczenia jądrowe w naszych laboratoriach, to odnosi się wrażenie, że fizyka jądrowa jest dziedziną stworzoną przez człowieka. Procesy jądrowe rzadko zachodzą same na Ziemi. Co robimy — oprócz praktycznych zastosowań — to płacimy miliony dolarów, aby stworzyć problemy, które następnie rozwiązujemy. Ostatecznie na Ziemi jądra zwykle nie są wzbudzone. Zjawiska fizyki jądrowej obejmują wzbudzone jądra, które wytwarzamy za pomocą naszych akceleratorów. Jednakże są obszary we wszechświecie, gdzie wzbudzone jądra występują w dużych ilościach. Naturalną domeną fizyki struktury materii

jądrowej jest wewnątrz gwiazd, a istnieje wiele gwiazd, prawdopodobnie więcej gwiazd niż planet. W rzeczywistości człowiek stworzył na Ziemi warunki kosmiczne i te warunki badamy. Przeprowadzenie reakcji jądrowych w laboratorium, tych samych reakcji, które zachodzą w środku Słońca i w środku Syriusza, robi znacznie większe wrażenie aniżeli te podróże na Księżyc, które ostatnio tak bardzo się reklamuje.

Zastosowanie fizyki jądrowej do problemów astronomicznych wydaje mi się bardzo ważnym czynnikiem, który nie został dostatecznie doceniony przez czołowych i szeregowych fizyków jądrowych. Wszystkie nasze obecne poglądy na ewolucję gwiazd, powstawanie pierwiastków, opierają się na procesach jądrowych i pozostaje tu jeszcze wiele niedokończonych spraw. Jestem przekonany, że pomogłoby to zarówno astrofizykom, jak i fizykom struktury materii jądrowej, jeśliby istniało więcej kontaktów między nimi. Astrofizycy są zainteresowani w wielu niedostępnych przekrojach czynnych. Zainteresowani są w przekrojach czynnych przy stosunkowo niskiej energii, jak np. przekrój czynny na reakcję pomiędzy cząstką  $\alpha$  i węglem, prowadzącą do wytworzenia tlenu dużo poniżej bariery kulombowskiej.

Dzięki dużym natężeniom wiązek osiągalnym obecnie, i dzięki dokładności z jaką mogą być zmierzone przekroje czynne, wiele problemów mogłoby i powinno być rozwiązanych. Trzeba, abyśmy lepiej zrozumieli, co dzieje się w gwieździe, jak i kiedy zachodzą różne typy spalania — np. kiedy spalanie helu dominuje nad spalaniem wodoru. Te problemy są zasadnicze i istotne dla rozwoju gwiazd.

Innym problemem są procesy spalacji. Jakie lekkie pierwiastki powstają, gdy protony wysokich energii zderzają się z jądrami? To jest prawdopodobnie jedna z dróg powstawania lekkich pierwiastków, zwłaszcza tych, które znajdujemy w promieniowaniu kosmicznym. Wszystko to są problemy, do rozwiązania których może przyczynić się rozwój badań struktury materii jądrowej.

Nie tylko astronomowie byłiby zadowoleni, ale i ludzie zajmujący się strukturą materii jądrowej korzystaliby z takiej współpracy. Pogłębiłoby to ich badania. Postaram się to zilustrować. Chciałbym powrócić teraz do poprzednio wypowiedzianej uwagi o względnym ubóstwie chemii jądrowej w porównaniu z chemią atomową. W chemii atomowej spotykamy się z niewiarogodną liczbą różnych struktur w porównaniu do stosunkowo ograniczonej liczby, powiedzmy, jądrowych izotopów. Ale wydaje mi się, że to jest skompensowane i chyba więcej niż skompensowane ogromną różnorodnością zjawisk zachodzących w gwiazdach. Wszystko co widzimy na niebie, gwiazdy dzienne, gwiazdy eksplodujące, gwiazdy nowe, quasary, galaktyki, lub już poprzednio wspomniane gwiazdy neutronowe, wszystko to są zjawiska jądrowe. Tak dalece, jak to nam jest wiadome, są one kombinacją procesów jądrowych i grawitacyjnych, w których fizyka jądrowa odgrywa istotną, podstawową rolę jako źródło energii.

Wydaje mi się, że obserwujemy tutaj manifestację dużej różnorodności zjawisk zachodzących we wszechświecie, różnorodności, która jest równie duża

lub większa od różnorodności materii, jaką znajdujemy na Ziemi, i właśnie tutaj badania struktury materii jądrowej mogłyby doprowadzić do pogłębienia naszego zrozumienia. Fizycy struktury materii jądrowej włożyli wiele pracy w zrozumienie modeli jądrowych. Wiele pomogą oni także astronomom w zrozumieniu modeli gwiazd.

## Technologia

Gdy mówię o pożyteczności, powinienem wspomnieć także o praktycznym zastosowaniu. Nie ma wątpliwości, że nasz rysunek powinien zawierać fizykę reaktorową, sztuczną radioaktywność i podobne dziedziny w drugim rzędzie. To są dziedziny, które niektórzy „czyści“ fizycy nazywają „tylko technicznymi“ i zajmowanie się nimi traktują jako nieco poniżej własnej godności — stanowisko, które na pewno jest nieślusne, ponieważ zrozumienie przyrody i użytkowanie jej dla lepszych celów musi iść razem. Także stosowanie praktyczne zjawisk kosmicznych, stwarzanie kosmicznych warunków na naszej planecie dla dobra ludzkości jest czymś wielkim.

Próbowałem przekazać Wam niektóre z moich uczuć zachwyty nad tą gałęzią nauki, w której mamy do czynienia z najdziwniejszą formą materii — materią jądrową — z jej kolosalną gęstością. Materia, która jednakże jest nieczynna na Ziemi, ale wcale nie jest nieczynna w większości dużych skupisk materii we wszechświecie.

Dynamika materii jądrowej jest prawdopodobnie znacznie bardziej istotna dla życia wszechświata, aniżeli nasza ziemska fizyka atomowa. Bo ostatecznie co to jest fizyka atomowa? Fizyka atomowa zajmuje się powłokami elektronowymi wokół jąder, które powstają przy bardzo niskich temperaturach na niewielu odosobnionych planetach, gdzie warunki są właśnie odpowiednie, gdzie temperatura nie jest za wysoka — jest dostatecznie niska aby umożliwić powstawanie tych powłok elektronowych, ale i jest dostatecznie wysoka aby mogły reagować pomiędzy sobą. Te warunki są możliwe tylko dzięki bliskości aktywności jądrowej. Pod wpływem tej aktywności samoodtworzające się elementy powstają na ziemi. A po bilionach lat od zapoczątkowania promieniowania ze stałych słonecznych jądrowych pieców, wyłoniły się istoty myślące, które konstruują maszyny i badają te procesy, które są o jeden krok bliżej wszechświata aniżeli nasz codzienny świat.

Artykuł ten opiera się na wykładach (*Silliman Lectures*) wygłoszonych przez autora z okazji uruchomienia elektrostatycznego akceleratora w Uniwersytecie Yale.

*Tłumaczył Andrzej Eskreys*

*Stanisław Michalak*

Katedra Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytetu Łódzkiego  
Łódź

## Promieniowanie przejścia

### Transition Radiation

W artykule przedstawiony jest obecny stan badań nad zjawiskiem promieniowania przejścia, ze szczególnym uwzględnieniem badań doświadczalnych. Podany jest także przegląd zagadnień pokrewnych, związanych z omawianym zjawiskiem. W zakończeniu ukazano perspektywy dalszych badań oraz zastosowań praktycznych.

### 1. Wstęp

Zjawisko promieniowania przejścia i jego badanie, zarówno teoretyczne, jak i doświadczalne, posiada stosunkowo krótką historię, przypadającą na okres powojennego dwudziestolecia. Obecnie (koniec 1967 roku) zajmuje się tym zjawiskiem i pokrewnymi mu kilka grup fizyków w różnych krajach, w tym również w Polsce, w Uniwersytecie Łódzkim. Zrozumiałe zainteresowanie wynikami badań nad promieniowaniem przejścia wykazują fizycy, pracujący w innych dziedzinach. Artykuł ten, według intencji autora, ma na celu zapoznanie czytelników z dotychczasowymi osiągnięciami i przedstawienie perspektyw dalszego rozwoju badań i zastosowań praktycznych. Publikowano już podobne artykuły przeglądowe, np. artykuł I. M. Franka, jednego z twórców teorii promieniowania przejścia [1], a także artykuły innych autorów [2], [3]. Jednakże w artykułach tych położono większy nacisk na przedstawienie badań teoretycznych; o wynikach doświadczalnych wspomina się jedynie na marginesie. Dlatego autor poświęca ten artykuł głównie przeglądowi badań doświadczalnych. Czytelnik, którego zainteresowałaby bliżej problematyka teoretyczna, winien sięgnąć do wyżej cytowanych artykułów przeglądowych (zwłaszcza [3]) lub do prac, zamieszczonych w spisie literatury na końcu artykułu. Należy jednak podkreślić, że spis ten, zwłaszcza dotyczący prac teoretycznych, jest niekompletny. Wyboru dokonano ze względu na ważność samych prac i bezpośredni ich związek z przedstawianymi zagadnieniami.

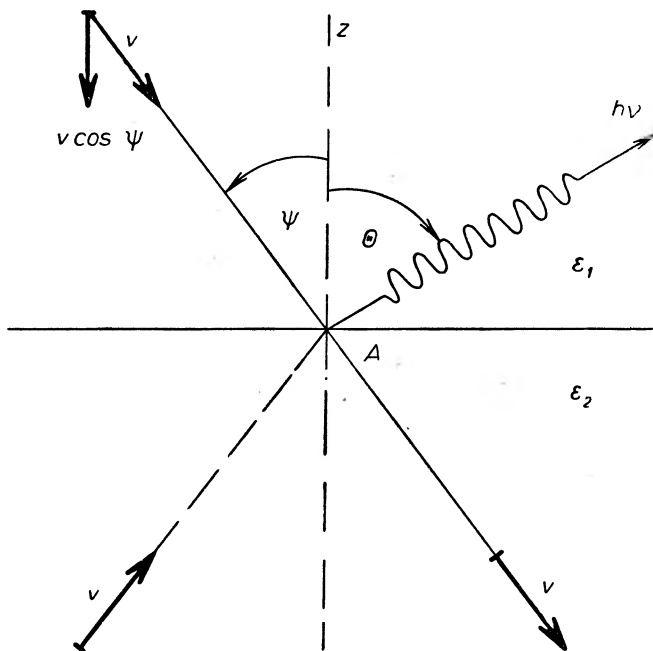
## 2. Mechanizm zjawiska

Promieniowanie przejścia jest promieniowaniem elektromagnetycznym, powstającym przy ruchu naładowanej cząstki swobodnej (np. elektronu, protonu itp.). W przypadku zmiany prędkości cząstki powstaje, jak wiadomo, promieniowanie hamowania, przy czym  $\beta = \frac{v}{v_c}$  ( $v$  — prędkość cząstki,  $v_c$  — prędkość światła w danym ośrodku) jest mniejsze od 1 ( $\beta < 1$ ). Promieniowanie hamowania znane jest fizykom od dawna. Do tego typu promieniowania elektromagnetycznego można zaliczyć także tzw. promieniowanie cyklotronowe, powstające w cyklicznych akceleratorach, np. w betatronach. Stosunkowo niedawno odkryto inny typ promieniowania elektromagnetycznego przy ruchu naelektryzowanej cząstki swobodnej. W odróżnieniu od poprzednio wspomnianych, prędkość cząstki jest tutaj większa od prędkości fazowej światła (a więc  $\beta > 1$ ) i jest stała. Takim promieniowaniem jest promieniowanie Czerenkowa, odkryte w latach 1933—35 i teoretycznie wytłumaczone przez Tamma i Franka w 1937 roku. Szczególnie zaskakujący był fakt, że przy stałej prędkości liniowej cząstki pojawia się promieniowanie elektromagnetyczne.

W 1946 roku fizycy radzieccy W. Ł. Ginzburg i I. M. Frank ogłosili wyniki teoretycznych rozważań [4], przewidujących powstanie promieniowania elektromagnetycznego przy jednostajnym i prostoliniowym ruchu naelektryzowanej cząstki swobodnej. Ginzburg i Frank nazwali to zjawisko „promieniowaniem przejścia“ (*pierechodnoje izluczenje, transition radiation, Übergangsstrahlung*), ponieważ powstaje ono przy przejściu cząstki przez granicę rozdzielającą dwa ośrodki o różnych stałych optycznych (o różnych stałych ferrodielektrycznych). Prędkość cząstki w obu ośrodkach jest jednakowa. Teoria zjawiska, podana przez Ginzburga i Franka, oparta jest na równaniach klasycznej elektrodynamiki.

Przy przejściu naboju przez ośrodek niejednorodny (elektrycznie) stosunek między fazową prędkością fal elektromagnetycznych w punkcie, gdzie znajduje się cząstka, i jej prędkością, stale zmienia się. W wyniku tego pole elektromagnetyczne związane z cząstką jak gdyby odrywało się, co powoduje powstanie promieniowania. To samo zajdzie na granicy dwóch ośrodków. Rozpatrzmy rys. 1. Niech dwa ośrodki scharakteryzowane przez stałe dielektryczne  $\epsilon_1$  i  $\epsilon_2$  ( $\mu = 1$  dla częstości optycznych) rozdziela idealnie gładka powierzchnia. Cząstka porusza się w ośrodku  $\epsilon_1$  z prędkością  $v$ . W punkcie  $A$  leżącym na powierzchni rozdzielającej pojawia się promieniowanie, rozchodzące się pod kątem  $\theta$ . Załóżmy dla uproszczenia, że pierwszym ośrodkiem jest próżnia ( $\epsilon_1 = 1$ ), zaś poruszającą się cząstką jest elektron. Amplitudę pola promieniowania, rozchodzącego się w kierunku  $\theta$  można przedstawić jako sumę trzech pól elektromagnetycznych: 1) pola elektronu poruszającego się w próżni i nagle zatrzymującego się w punkcie  $A$  na granicy ośrodków; 2) pola elektronu, który w tym momencie zaczyna poruszać się z  $A$  w głąb ośrodka  $\epsilon_2$  i 3) pola zwierciadlanego odbicia elektronu, równoważnego polu fikcyjnego elektronu poru-

szającego się z prędkością  $v$  z głębi ośrodka do  $A$  i zatrzymującego się w tym punkcie. Składniki 1 i 2 dają promieniowanie hamowania przy zatrzymaniu się i nagłym rozpoczęciu ruchu cząstki, zaś w sumie dają promieniowanie hamowania cząstki poruszającej się jednostajnie. Jeżeli  $\epsilon_2 = 1$  (nie różni się od próżni), to amplitudy pola w obu przypadkach są równe lecz przeciwnego znaku, więc suma ich wynosi 0, co odpowiada oczywistemu przypadkowi, gdy cząstka nie promieniuje. W innych przypadkach, gdy nie następuje kompensacja (suma  $\neq 0$ ), uwzględnić należy 3, i wtedy pojawi się promieniowanie elektromagnetyczne, które może być rejestrowane w przestrzeni falowej. Rów-



Rys. 1. Schematyczny obraz powstawania promieniowania przejścia (do objaśnienia teorii)

nanie falowe dla powyższego przypadku otrzymuje się przez przedstawienie prądu cząstki przy pomocy funkcji  $\delta$  i rozłożenie pola na całki Fouriera. Składowe pola  $E_\omega$  i  $H_\omega$  można wyrazić przez wektor Hertza  $\Pi_\omega$  i równanie wtedy ma kształt następujący (równanie to jest równoważne równaniom Maxwella):

$$\Delta \Pi_\omega + k_0^2 \epsilon \Pi_\omega = -4\pi p_\omega, \quad (1)$$

gdzie  $k_0 = \frac{\omega}{c}$  i  $p_\omega = \frac{ie}{2\pi\omega} e^{i\frac{\omega}{v}z} \delta(x) \delta(y)$ . Rozwiązania równania (1) w przestrzeni falowej dla pierwszego i drugiego ośrodka mają postać:

$$\Pi_\omega = \frac{ie}{2\pi\omega} A(\theta, \omega) \frac{e^{-ikR}}{R}, \quad (2)$$



gdzie wektory falowe  $k_1 = \sqrt{\varepsilon_1} \cdot \frac{\omega}{c}$  dla 1.,  $k_2 = \sqrt{\varepsilon_2} \cdot \frac{\omega}{c}$  dla 2. ośrodka;  $R$  — odległość od punktu  $A$  do punktu obserwacji, zaś czynnik kątowy  $A(\theta, \omega)$  jest określonym wyrażeniem, związanym ze współczynnikami Fresnela. Korzystając ze znanych zależności między  $H_\omega$  i  $E_\omega$ ,  $H_\omega$  można obliczyć wektor Poyntinga  $S$ , za pomocą którego energia promieniowania wyraża się wzorem:

$$W_\omega(\theta) = \frac{e^2 \sqrt{\varepsilon_1} \cdot \omega^2 \cdot |A(\theta, \omega)|^2 \sin^2 \theta}{4\pi^2 c^3}. \quad (3)$$

Dalsze przekształcenie wzoru (3) pozwala wyrazić go w formie wygodnej dla interpretacji; otrzymujemy wtedy widmową gęstość promieniowania w próżni w kierunku  $\theta$ , w jednostce kąta bryłowego:

$$\frac{dW_\omega}{d\Omega} = \frac{e^2 v^2}{4\pi^2 c^3} \sin^2 \theta \left| 1 + r - f \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \right|^2, \quad (4)$$

gdzie  $f$  — współczynnik Fresnela dla fali załamanej,  $r$  — dla fali odbitej, zaś  $\varepsilon$  — zespolona stała dielektryczna ośrodka. Współczynniki  $f$  i  $r$  można wyrazić przez  $\theta$  i stałe optyczne, zaś stała dielektryczna dla rzeczywistych ośrodków związana jest ze stałymi optycznymi według wzoru:

$$\varepsilon(\omega) = [n(\omega)(1 - i\kappa(\omega))]^2, \quad (5)$$

gdzie  $n(\omega)$  — współczynnik załamania,  $\kappa(\omega)$  — współczynnik pochłaniania ośrodka, tak że ostatecznie otrzymuje się następujące wyrażenie:

$$\frac{dW_\omega}{d\Omega} = \frac{e^2 v^2}{\pi^2 c^3} \sin^2 \theta \left| \frac{(\varepsilon - 1) \cos \theta}{\varepsilon \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}} \right|^2. \quad (6)$$

Rzeczywiste własności ośrodka, np. metalu, określa w tym wzorze wyrażenie stojące pod znakiem modułu. Dla idealnego przewodnika, dla którego  $\varepsilon \rightarrow \infty$ , otrzymuje się wzór:

$$\frac{dW_\omega}{d\Omega} = \frac{e^2 v^2}{\pi^2 c^3} \sin^2 \theta. \quad (7)$$

W tym przypadku promieniowanie jest takie, jak przy zderzeniu dwóch różniennych nabożów  $e$ , poruszających się z prędkością  $v$ .

Wzory (6) i (7) otrzymali później inni teoretycy, wyprowadzając je w odmienny sposób od Ginzburga i Franka [5]÷[8]. Godzi się także wspomnieć pracę Becka z roku 1948 [9], w której przewidziano powstawanie promieniowania przejścia.

Powyższe wzory zostały wyprowadzone z (3) w przybliżeniu nierelatywistycznym, np. dla elektronów o niewielkich prędkościach (do  $\beta = 0,55$ , co odpowiada energii około 100 keV); odstępstwa od ścisłych wzorów są wtedy do zaniechania [10]. Wzory opisują widmową gęstość energii wypromieniowanej do tyłu (jak na rys. 1). Równocześnie taka sama energia zostaje wypromieniowana w przód, pod kątem  $2\pi - \theta$ , jednakże skutkiem silnego po-

chłaniania w ośrodku (przy grubości większej od długości fali promieniowania przejścia) na zewnątrz wychodzi znikoma część energii.

Uwzględniając poprawki relatywistyczne, otrzymuje się dla dowolnych prędkości cząstek, poruszających się z próżni prostopadle do powierzchni ośrodka o stałej  $\varepsilon$ , wyrażenie:

$$\frac{dW_\omega}{d\Omega} = \frac{e^2 v^2}{\pi^2 c^3} \frac{|\varepsilon - 1| (1 - \beta^2 + \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta})^2}{\left[ (\varepsilon \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}) (1 + \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}) \right]^2} \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2}. \quad (8)$$

W przypadku przeciwnego kierunku prędkości cząstki, należy  $\beta$  zamienić na  $-\beta$ . Dla  $\beta \rightarrow 0$  wzór (8) przechodzi w (6).

Z rozważań teoretycznych można wyciągnąć następujące wnioski. W przypadku nierelatywistycznym energia promieniowania przejścia wzrasta proporcjonalnie do energii padającej cząstki i do liczby cząstek; dla cząstek relatywistycznych energia promieniowania dąży asymptotycznie do wartości stałej, której wielkość zależy od własności dielektrycznych ośrodka. Rozkład przestrzenny promieniowania posiada wyraźne maksimum około  $\theta = 60^\circ$  dla cząstek nierelatywistycznych, przesuwające się w stronę kątów mniejszych dla cząstek relatywistycznych. Dla kątów  $\theta = 0^\circ$  i  $\theta = 90^\circ$  energia promieniowania ma wartość 0. Rozkład energii w widmie zależy tylko od własności dielektrycznych ośrodka i od kąta obserwacji  $\theta$ . Energia w przedziale widma widzialnego i ultrafioletu wzrasta w kierunku zmniejszających się długości fal. Promieniowanie przejścia wysyłane „w przód“ i „do tyłu“ jest jednakowe dla cząstek nierelatywistycznych, dla relatywistycznych wg rachunków autora artykułu ( $\beta = 0,81$  odpowiadające energii około 300 keV elektronów) natężenie promieniowania przejścia „w przód“ jest większe niż „do tyłu“. Obliczenia energii dla składowych pola, leżących w płaszczyźnie równoległej i prostopadłej do płaszczyzny przechodzącej przez wektor prędkości cząstki i wychodzący promień promieniowania wykazują, że promieniowanie przejścia winno być całkowicie spolaryzowane liniowo dla cząstek nierelatywistycznych, zaś drgania zachodzą w płaszczyźnie równoległej. Dla cząstek relatywistycznych polaryzacja przechodzi w eliptyczną [11].

### 3. Rozwój badań

Teoria Ginzburga i Franka [4] nie wywołała początkowo zainteresowania fizyków. Dopiero w pierwszej połowie lat pięćdziesiątych opublikowano prace, w których rozważano możliwość generacji milimetrowych fal radiowych wykorzystując zjawisko promieniowania przejścia [12]. W tym czasie, w Instytucie Fizyki Akademii Nauk ZSRR A. E. Czudakow zaobserwował świecenie powierzchni płytki glinowej umieszczonej w komorze próżniowej, na którą padał strumień szybkich elektronów. Stało się to bodźcem do podjęcia badań doświadczalnych, rozpoczętych w 1957 roku przez autora artykułu w Uniwersytecie Moskiewskim i zakończonych w 1961 roku [10]. Świecenie powierzchni metalowych pod wpływem bombardowania ich elektronami obserwowane było

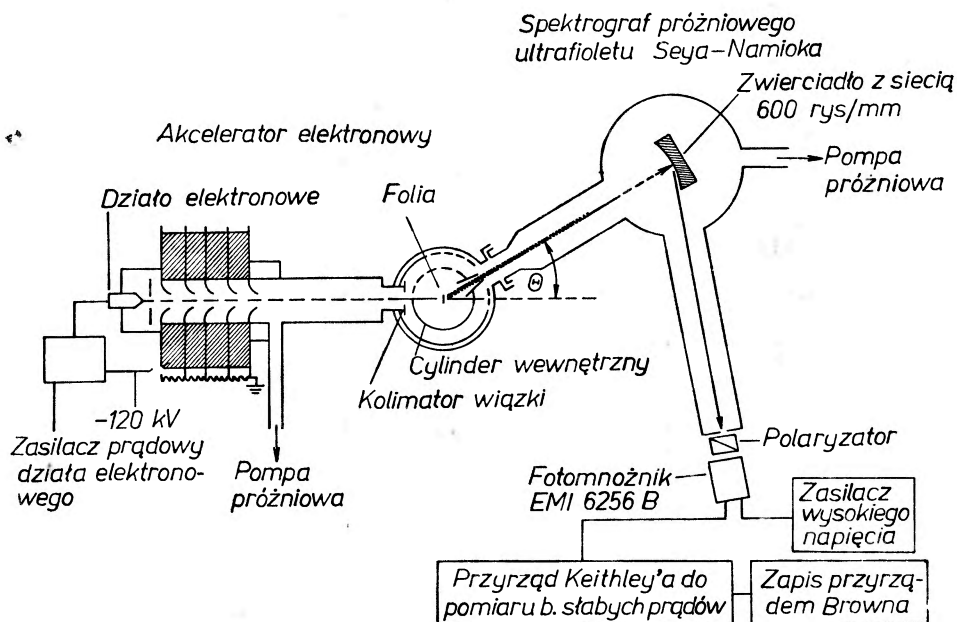
już dawniej. Uważano jednak, że jest to odbite światło pochodzące od rozżarzonej katody, bądź przypisywano je świeceniu gazu, lub innym podobnym czynnikom. Próby zbadania tego świecenia podjął Lilienfeld jeszcze w latach dwudziestych [13]. Ani on, ani następnii badacze nie osiągnęli jednak znaczniejszych wyników ze względu na ograniczone wówczas możliwości eksperymentalne i brak badań teoretycznych w tym kierunku. Spis ówczesnych prac na ten temat zamieszcza Boersch [14]. W drugiej połowie lat pięćdziesiątych wzrasta zainteresowanie problematyką, związaną z promieniowaniem przejścia. Pojawia się szereg prac teoretycznych, a w latach sześćdziesiątych ukazują się prace, podające wyniki badań doświadczalnych. Prace teoretyczne dotyczyły głównie tych zagadnień, których nie rozpatrywali Ginzburg i Frank [4]. Chronologicznie pierwsze były badania teoretyczne nad promieniowaniem przejścia przy ukośnym padaniu cząstek na powierzchnię rozdziału ([15—17]) oraz przy przechodzeniu cząstek przez bardzo cienkie warstwy ([18—26]). Zarówno pierwsze, jak i drugie zagadnienie było badane doświadczalnie. Późniejsze prace dotyczyły promieniowania przejścia dla ultrarelatywistycznych prędkości cząstek i częstości, większych od optycznych; uwzględnienia przestrzennej dyspersji stałej dielektrycznej oraz jej fluktuacji i periodycznie zmieniających się własności ośrodka; promieniowania naboju przy przechodzeniu granicy będącej w ruchu; promieniowania przejścia w falowodach. Wyczerpujący spis prac teoretycznych poświęconych tym zagadnieniom można znaleźć w artykule przeglądowym [3]. Wspomnieć należy jeszcze o pracach, w których podana została kwantowa teoria promieniowania przejścia [27], [28]. Wynika z nich, że poprawki kwantowe do klasycznych formuł promieniowania przejścia dla zwykłych gęstości elektronów są znikome. Mogą one odgrywać znaczniejszą rolę w przypadku, kiedy nabój przechodzi z próżni do bardzo gęstego ośrodka, np. do jądra atomu. Wyniki tych prac wskazują, że promieniowanie przejścia jest zjawiskiem, w którym główną rolę odgrywają makroskopowe własności ośrodka, doskonale opisywanym przez formuły klasycznej elektrodynamiki.

Cykl prac teoretycznych i doświadczalnych został także opublikowany w latach sześćdziesiątych przez fizyków amerykańskich ([29—32]). Dotyczą one, prócz badań nad promieniowaniem przejścia, promieniowań towarzyszących, które pojawiają się przy bombardowaniu powierzchni metali cząstkami naładowanymi. Należą tu: promieniowanie hamowania i tzw. promieniowanie plazmowe. Do zjawisk towarzyszących należy także promieniowanie, które może pojawić się przy zbliżaniu się naboju do powierzchni rozdziału („promieniowanie podejścia“). Klepikow jeszcze w 1951 roku rozpatrzył teoretycznie możliwość jego powstawania, stwierdzając, że natężenie tego promieniowania jest o kilka rzędów wielkości mniejsze od promieniowania przejścia, a więc w badaniach doświadczalnych można je zaniedbać [33].

Obecnie badaniami promieniowania przejścia i zagadnieniami z nim związanymi zajmuje się stosunkowo wielu fizyków i liczba ich będzie zapewne w przyszłości wzrastać.

#### 4. Aparatura i metodyka

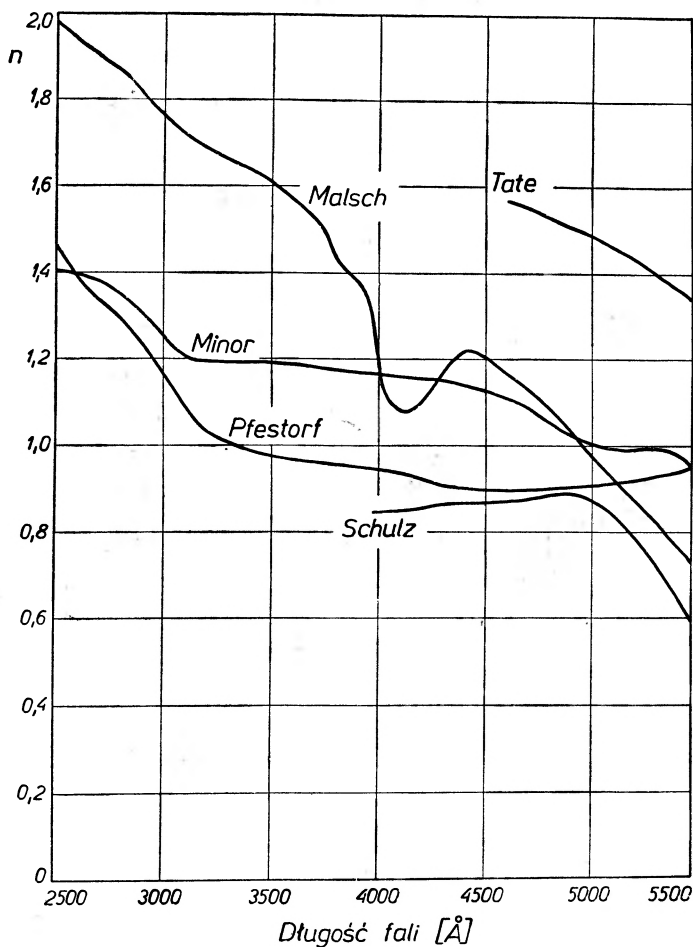
Dotychczas zbudowane urządzenia do badań promieniowania przejścia składały się z dwóch zasadniczych części: aparatury wytwarzającej promieniowanie i aparatury rejestrującej. Do wytworzenia promieniowania posługiwano się we wszystkich pracach (prócz jednej) strumieniem elektronów. Jako źródła elektronów stosowano działa elektronowe, umożliwiające otrzymanie zogniskowanej wiązki o pożądanej energii elektronów w zakresie od 6 do 100 keV, a więc w obszarze nierelatywistycznym. W niektórych doświadczeniach wiązka elektronowa była modulowana, co pozwalało łatwo odróżnić powstałe promie-



Rys. 2. Schemat blokowy aparatury pomiarowej (z pracy [34])

niowanie na tarczy od padającego na nią światła postronnego. Modulacja wiązki ułatwiała wykorzystanie znanej techniki wzmocnienia prądów zmiennych w rejestrującej aparaturze elektronicznej. Przy stałej wiązce używano wzmacniaczy prądu stałego. Do detekcji promieniowania stosowano fotomnożnik, lub niekiedy błonę fotograficzną. Charakterystyki czułości widmowej fotokatody fotomnożnika lub fotoemulsji błony umożliwiały pomiar energii promieniowania. W badaniach używano także przyrządów pomocniczych, np. płaszczyznę i stopień polaryzacji wyznaczano przy pomocy analizatorów polaryzacji (polaroidy, pryzmat Nicola), widmo promieniowania analizowano korzystając z monochromatorów, spektrografów i filtrów interferencyjnych. Pomiar rozkładów kątowych umożliwiała odpowiednia konstrukcja obracająca detektor względem tarczy. Przykładowo pokazany jest na rys. 2 schemat blokowy aparatury którą posługiwali się w swych badaniach fizycy amerykańscy Arakawa i inni.

Na rysunku widać, że rejestrowano promieniowanie wysyłane „w przód”, wytworzone przez strumień elektronów przechodzący przez cienką folię metalową. Stosowano folie o grubościach kilkuset angstromów. W przypadku stosowania grubych tarcz („masywnych”) rejestrowano, oczywiście, promieniowanie wysyłane „do tyłu”. Powierzchnia tarcz odgrywa bardzo istotną rolę,



Rys. 3. Zależność części rzeczywistej współczynnika załamania dla miedzi od długości fali (z pracy [37])

dlatego specjalne sposoby obróbki mechanicznej i chemicznej miały na celu uzyskanie odpowiedniej gładkości i czystości. Tarcze otrzymywano także przez pokrywanie podłoża (metalicznego, organicznej błony, szkła) warstwą badanego metalu przez napylenie w próżni, i również metodą elektrolitycznego osadzania. Prócz względów czysto technicznych, stan powierzchni określa własności dielektryczne, wyrażone przez zespolone stałe dielektryczne, które podstawia

się we wzory teoretyczne. Aby więc porównywać wyniki doświadczalne z teorią, należy mieć dokładne dane optyczne badanego metalu. Dane te dla większości metali są wzięte z tablic [35], [36], zawierających przeważnie przestarzałe wyniki, różniące się bardzo, niekiedy nawet dla tych samych długości fal. Wynika to zapewne z różnych warunków przeprowadzania pomiarów, historii obróbki próbek itp. Przykład dość krańcowy przytoczony jest na rys. 3, gdzie wykreślono zależność części rzeczywistej współczynnika załamania światła od długości fali dla miedzi według danych różnych autorów. Dla innych metali rozbieżności nie są tak duże. Dokładne dane zgromadzono dla srebra [38], [39] i złota [40]. Należy mieć zatem na uwadze, że pewne rozbieżności między wynikami doświadczalnymi a obliczeniami teoretycznymi mogą pochodzić właśnie od niedokładnych (lub niewłaściwych) stałych dielektrycznych metali. Oczywiście, źródłem rozbieżności będą także błędy samych pomiarów (aparaturowych) i udział innego rodzaju promieniowań. Właściwe przeprowadzenie pomiarów winno zawierać równocześnie i w tych samych warunkach doświadczalnych: pomiar stałych optycznych badanego metalu i pomiar powstającego na powierzchni promieniowania. Z doświadczalnego punktu widzenia możliwość taka w zasadzie istnieje. Niestety, w dotychczas wykonanych badaniach takich pomiarów nie przeprowadzano.

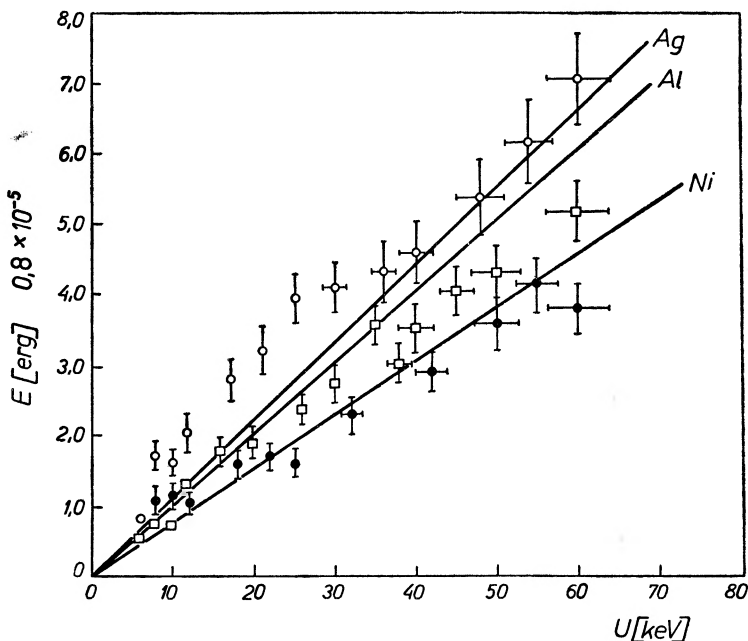
Bardzo istotne znaczenie przy analizie wyników doświadczalnych miało wydzielenie promieniowania przejścia z całkowitego rejestrowanego natężenia promieniowania. Znajomość teoretyczna własności promieniowań towarzyszących była cenną wskazówką dla tej analizy. Charakterystyczne zależności od energii padających cząstek, rozkłady kątowe i widmowe i przede wszystkim polaryzacja pozwalały wydzielać tło promieniowań towarzyszących. Wykazano, że np. luminescencja i świecenie gazów, otaczających powierzchnię rozdziału lub adsorbowanych na tej powierzchni, stanowią znikomą część w rejestrowanym natężeniu promieniowania, jeżeli powierzchnia metalu jest odpowiednio przygotowana bez zanieczyszczeń, zaś otaczające metal ciśnienie jest nie większe niż  $10^{-5}$  mm Hg [10]. Długofalowe promieniowanie hamowania daje się wydzielić ze względu na zależność od energii padających elektronów (natężenie promieniowania maleje ze wzrostem energii), a także odmienny od promieniowania przejścia rozkład kątowy i polaryzację.

## 5. Przegląd wyników doświadczalnych

Opublikowane dotychczas prace doświadczalne potwierdziły w zasadzie słuszność teorii Ginzburga i Franka oraz wskazały kierunki dalszych badań. Pomiary przeprowadzano wytwarzając promieniowanie na powierzchni tarcz następujących metali: Ag, Al, Ni, Au, Cd, Cr, Cu, Pt, Sn, W, Ta, Mo, Ti, Cs, Mg, Ge [10], [14], [34], [37], [41—45], i tlenków metali: NiO, CoO, MnO [46]. Poniżej przedstawione zostaną wyniki doświadczalne, zilustrowane wybranymi wykresami z opublikowanych prac.

### a) Zależność energii promieniowania przejścia od energii elektronów

W zakresie nierelatywistycznych prędkości energia promieniowania przejścia winna liniowo wzrastać z energią padających elektronów (wzór (6)). Na rys. 4 i 5 pokazano wyniki pomiarów tej zależności.

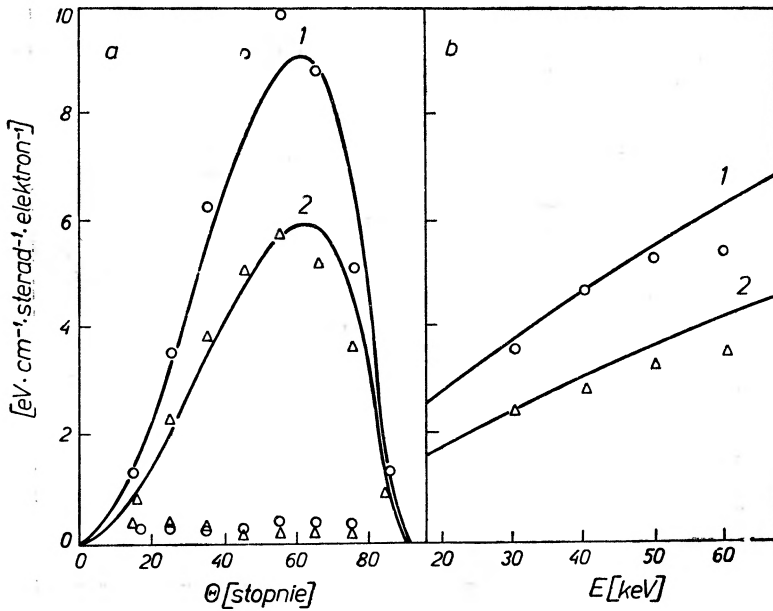


Rys. 4. Zależność promieniowania przejścia od energii elektronów. Linie ciągłe — teoria, punkty — eksperyment. Rejestracja na błonie fotograficznej:  $\circ$  — Ag;  $\square$  — Al;  $\otimes$  — Ni. Oś rzędnych wyznacza energię promieniowania przejścia, wypromieniowaną pod kątem  $\theta = 60^\circ$ , w kącie bryłowym  $\Omega = 771 \cdot 10^{-4}$  sterad, w czasie 1 sek, przy prądzie  $1 \mu\text{A}$ , w przedziale długości fal 3900—6600 Å (z pracy [10])

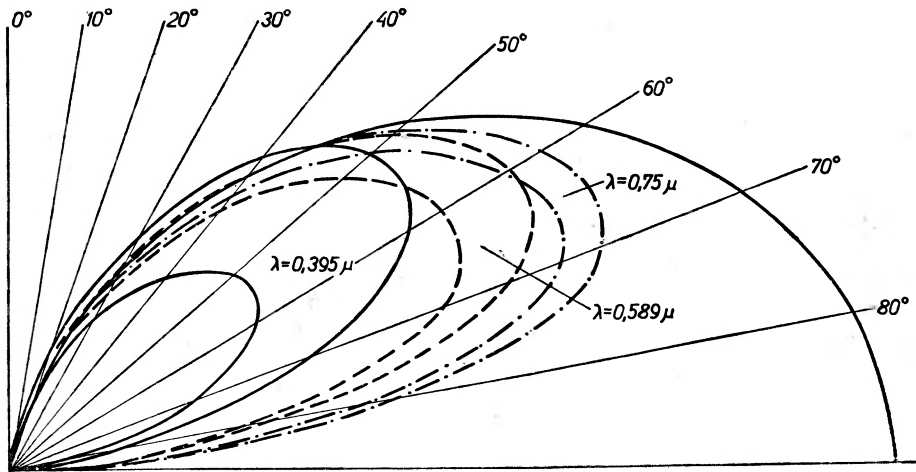
### b) Rozkłady kątowe

Wnioski teorii potwierdzono w licznych badaniach doświadczalnych. Na rys. 6 wykreślono w układzie biegunowym, obliczone dla trzech długości fali, rozkłady kątowe dla srebra i idealnego przewodnika. Każdej długości fali odpowiada para krzywych; w każdej parze jedna z krzywych leży całkowicie wewnątrz drugiej. Wewnętrzne odpowiadają przypadkowi natychmiastowego zatrzymania się naboju na powierzchni metalu, zewnętrzne nieskończonej trajektorii cząstki. Z wykresu widać, że dla  $\theta < 45^\circ$  metal może emitować większą energię promieniowania aniżeli idealny przewodnik. Zwiększenie to jest uwarunkowane tą częścią pola, która zależy od ruchu cząstki w metalu.

Zmierzone doświadczalnie rozkłady kątowe pokazane są na rys. 5a (lewa część rysunku), dla folii srebrnej na rys. 7 i dla masywnej tarczy wolframowej na rys. 8.



Rys. 5. Zależność energetyczna dla Al o grubości 133 Å, krzywa 1 dla  $\lambda = 3733 \text{ \AA}$ , 2 dla  $\lambda = 4670 \text{ \AA}$ , kąt obserwacji  $\theta = 60^\circ$ . Prawa część rysunku (z pracy [44])

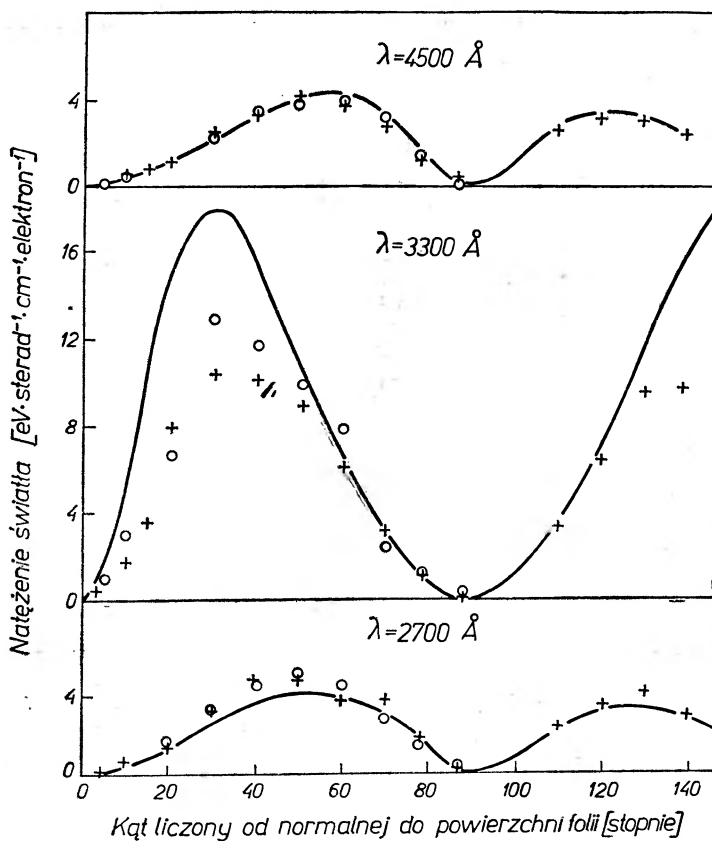


Rys. 6. Wyliczone rozkłady kątowe dla srebra i idealnego przewodnika (z pracy [47])

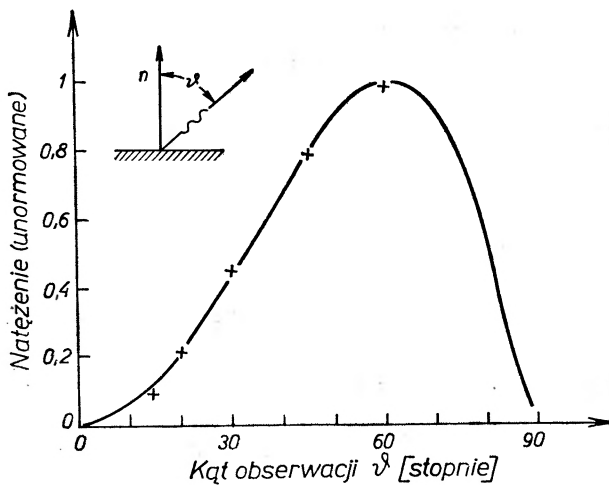
Na rys. 9 są przedstawione w biegunowym układzie współrzędnych pomiary rozkładów kątowych dla kadmu i cyny.

Z przedstawionych rysunków widać, że doświadczenie potwierdza na ogół wnioski teorii odnośnie do zależności energetycznych i kątowych promieniowania przejścia. W związku z tym warto wspomnieć o pracy opublikowanej w 1959 roku przez angielskich fizyków Goldsmitha i Jelley [48]. Była to



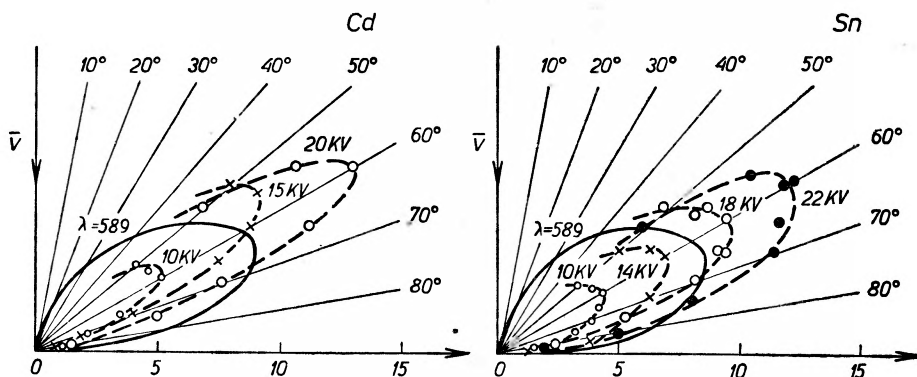


Rys. 7. Rozkłady kątowe dla folii Ag.  $t = 660 \text{ \AA}$ ,  $E = 40 \text{ keV}$ , — teoria,  $\circ +$  — doświadczenie (z pracy [34])



Rys. 8. Porównanie zmierzonego rozkładu kąowego promieniowania na wolframie (punkty) z rozkładem kąowym, wyliczonym dla promieniowania przejścia dla wolframu (krzywa ciągła) (z pracy [14])

pierwsza opublikowana praca doświadczalna na temat promieniowania przejścia. Zastosowano w niej do wytworzenia promieniowania strumień protonów o energii od 1 do 5 MeV, padający na powierzchnie tarcz Al, Ag i Au. Autorzy, niestety, nie dokonali dokładnej analizy teoretycznej, skutkiem czego przeprowadzili eksperyment w niedogodnych warunkach. Kąt obserwacji  $\theta$  został wybrany bliski  $90^\circ$  ( $\theta = 87^\circ$ ), dla którego natężenie promieniowania przejścia jest b. małe.

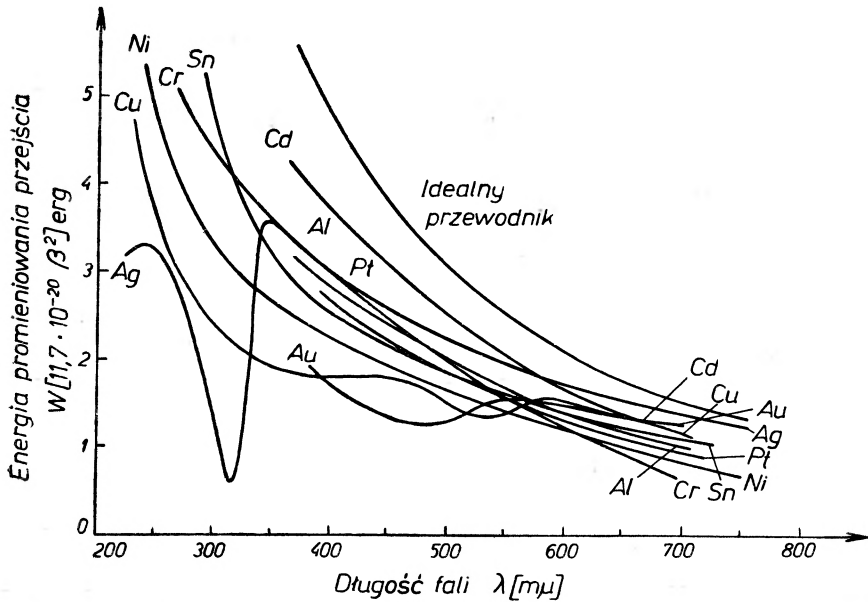


Rys. 9. Rozkłady kątowe dla masowych Cd i Sn (z pracy [41])

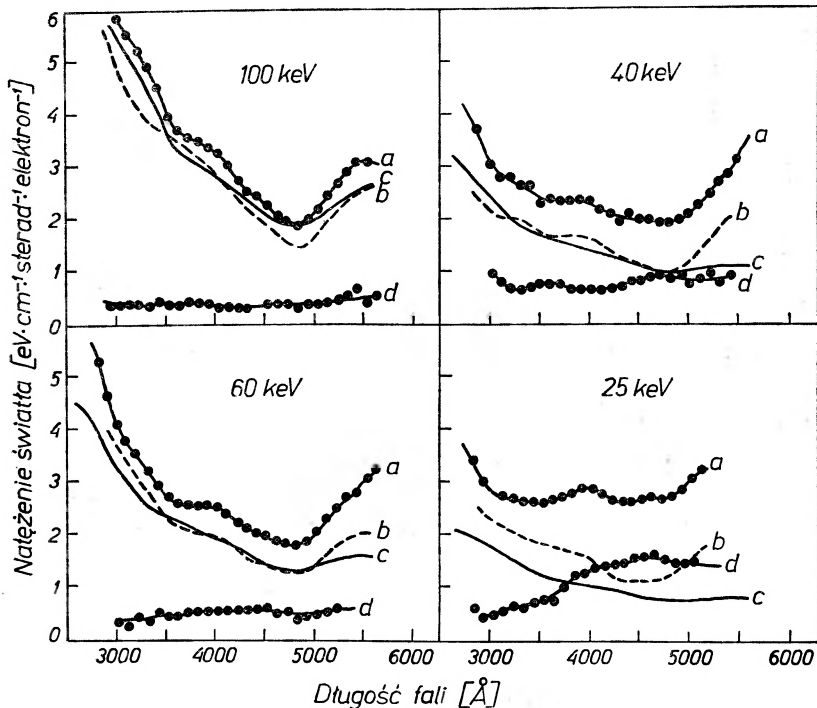
Dlatego podane przez nich wyniki pomiarów są wątpliwe i wnioski autorów o stwierdzeniu zjawiska i zgodności jego własności z oczekiwanymi nie były przekonujące. Niezależnie jednak od tego, sama metoda zastosowania protonów do badań nad promieniowaniem przejścia ma tę wyższość nad metodą wiązki elektronowej, że protony praktycznie nie wywołują powstawania promieniowania hamowania. Należy sądzić, że w przyszłości metoda wiązki protonowej będzie zastosowana do badań nad promieniowaniem przejścia.

### c) Rozkłady widmowe

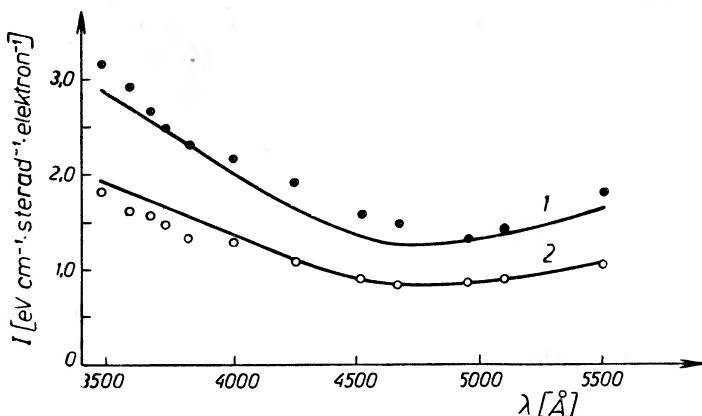
Z wniosków teorii wiadomo, że ilość energii promieniowania przejścia przypadająca na poszczególne przedziały długości fal zależy od własności dielektrycznych metali i od kąta obserwacji. Na rys. 10 pokazane są obliczone rozkłady widmowe niektórych metali dla części widzialnej i ultrafioletu. Widać z niego, że widmo promieniowania przejścia jest ciągłe, energia promieniowania wzrasta w kierunku fal krótkich. Jedyne dla złota w obszarze  $4500 \div 5000 \text{ \AA}$  zmniejsza się, zaś dla srebra około  $3200 \text{ \AA}$  następuje gwałtowny spadek. Związane jest to z tzw. anomalną dyspersją stałych optycznych tych metali. W obszarach tych pochłanianie światła maleje, metal staje się „przezroczysty“. W badaniach nad promieniowaniem przejścia obszary te odgrywają szczególnie ważną rolę, ponieważ rejestruje się wtedy promieniowanie wytworzone nie tylko na powierzchni metalu, ale i wychodzące z wnętrza (np. promieniowanie hamowania). Na rys. 11 i 12 pokazano zmierzone rozkłady widmowe dla złota, a na rys. 13 i 14 dla srebra.



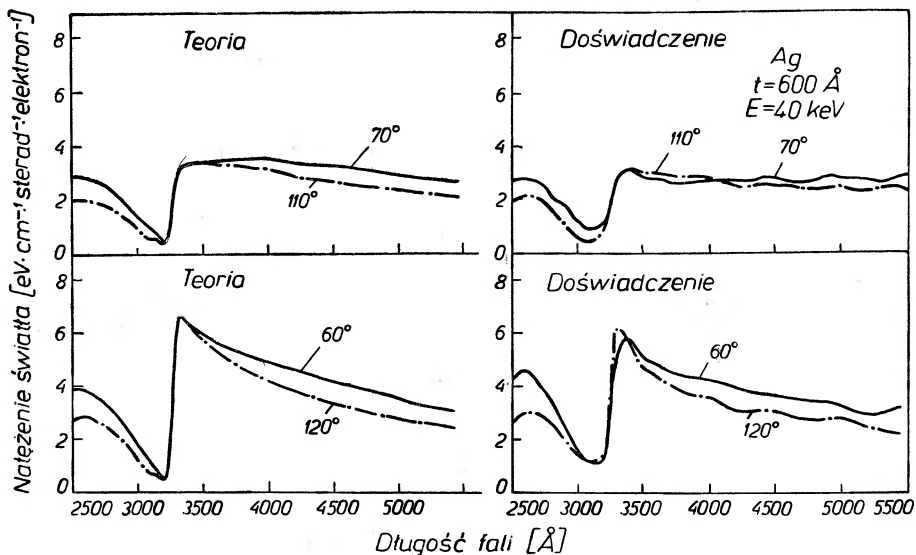
Rys. 10. Obliczone rozkłady widmowe promieniowania przejścia (z pracy [49])



Rys. 11. Rozkłady widmowe promieniowania dla folii Au o grubości 530 Å. *a* — natężenie zmierzone w płaszczyźnie równoległej ( $I_{\parallel}$ ); *d* — natężenie zmierzone w płaszczyźnie prostopadłej ( $I_{\perp}$ ); *b* — krzywa *a* — krzywa *d* ( $I_{\parallel} - I_{\perp}$ ); *c* — krzywa wyliczona z teorii promieniowania przejścia (z pracy [43])



Rys. 12. Rozkłady widmowe promieniowania przejścia elektronów o energii  $E = 60$  keV dla folii Au o grubości  $d = 327$  Å. 1 —  $\theta = 60^\circ$ ; 2 —  $\theta = 30^\circ$  (z pracy [45])



Rys. 13. Teoretyczne i doświadczalne widma dla tych samych kątów odpowiednio „wprzód” i „do tyłu” liczonych od powierzchni folii Ag o grubości  $660$  Å ( $\theta = 60^\circ, 70^\circ$  i odpowiednio  $120^\circ, 110^\circ$  przy  $E = 40$  keV) (z pracy [34])

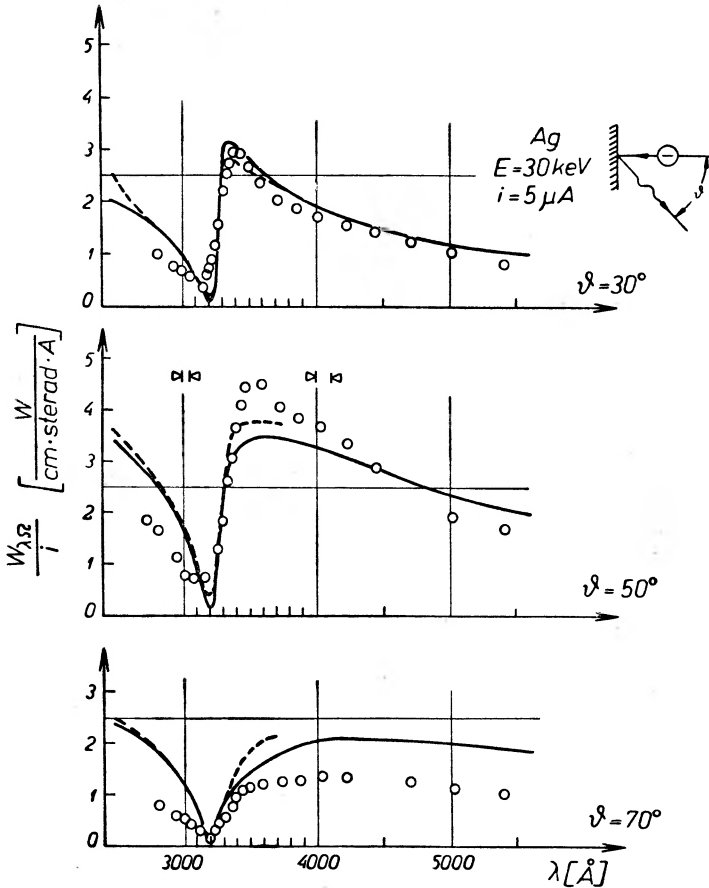
#### d) Polaryzacja promieniowania

Istotną własnością promieniowania przejścia jest jego całkowita liniowa polaryzacja. Stopień polaryzacji określa się według znanego wzoru:

$$P = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}},$$

gdzie  $I_{\parallel}$ ,  $I_{\perp}$  — natężenie promieniowania w płaszczyźnie równoległej (maksimum) i prostopadłej (minimum). Otrzymane wyniki doświadczalne stopnia

polaryzacji zawierały się w granicach od 0,5 do 0,98. Wykazano, że zależy on, przede wszystkim, od czystości i gładkości powierzchni [10]. Prawdopodobnie także historia obróbki metalu ma wpływ na stan powierzchni. W tym kierunku wskazane byłyby dalsze badania. Na rys. 15 i 16 przytoczone są zmierzone zależności stopnia polaryzacji od kąta obserwacji i od energii elektronów.

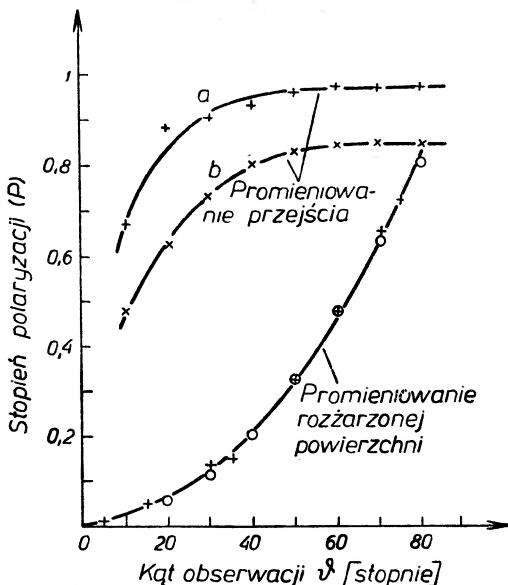


Rys. 14. Porównanie zmierzonych rozkładów widmowych promieniowania przejścia na tarczy Ag z wyliczonymi wg teorii (krzywa ciągła — stałe optyczne wg [38], krzywa przerywana — stałe optyczne wg [39]) (z pracy [50])

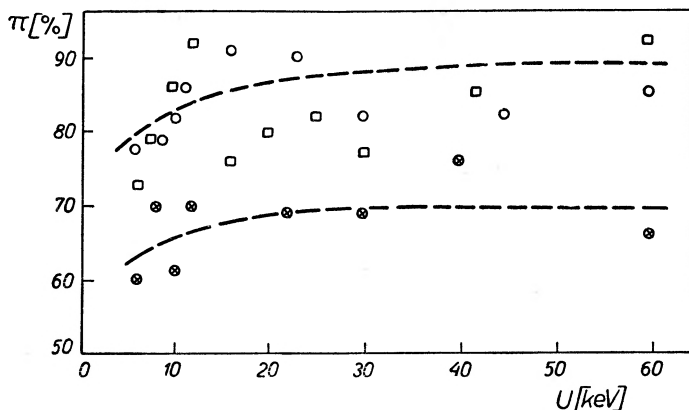
#### e) Zależność temperaturowa

Zbadano wpływ zmian temperatury tarczy metalowej na zdolność emisyjną promieniowania przejścia. Na rys. 17 pokazano wyniki pomiarów Boerscha i in. dla tarczy wolframowej. W tej samej pracy przebadano także tantal i molibden (do 1500°C) oraz tytan (do 1000°C). Dla tarcz masywnych tych metali stwierdzono, że zdolność emisyjna promieniowania nie zależy od tem-

peratury. Na rys. 18 pokazane są wyniki pomiarów dla folii srebrnej. Zakres temperatur od  $90^\circ$  do  $390^\circ\text{K}$ . Doświadczenia te wskazują, że stała dielektryczna  $\epsilon$ , która wyraża uśrednione własności dielektryczne ośrodka nie zmienia się



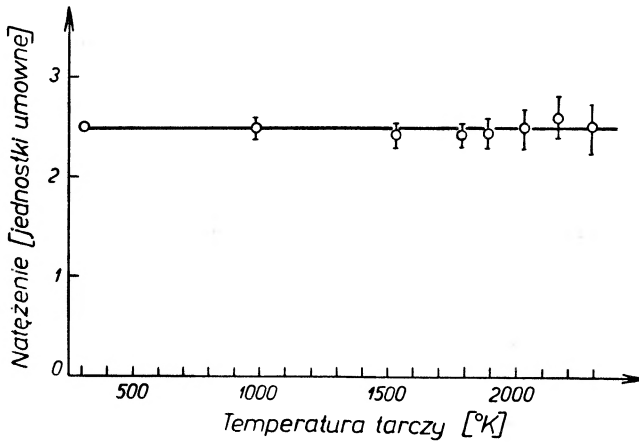
Rys. 15. Zależność stopnia polaryzacji promieniowania przejścia i promieniowania wysyłanego przez rozżarzoną powierzchnię od kąta obserwacji. *a* — gładka płytka wolframowa walcowana, *b* — płytka wolframowa chropowata, niepolerowana.  $\circ$  — punkty zmierzone przez Worthinga (z pracy [14])



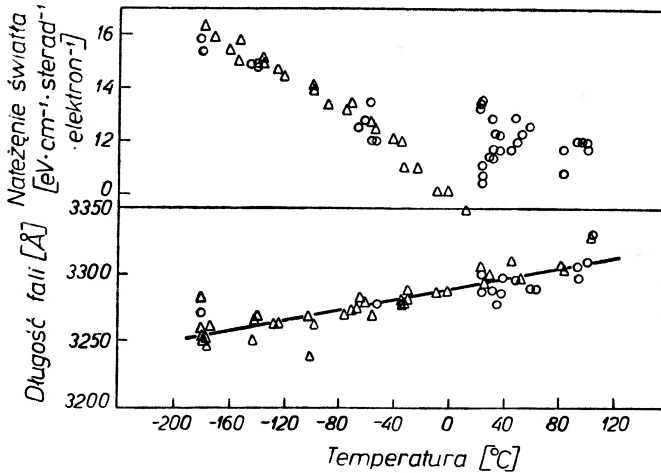
Rys. 16. Zależność stopnia polaryzacji od energii elektronów. Rejestracja na błonie fotograficznej:  $\circ$  — Ag;  $\square$  — Al;  $\otimes$  — Ni (z pracy [10])

lub zmienia się bardzo mało z temperaturą w masywnych tarczach metalowych, natomiast w foliach zależy od temperatury. Wiadomo, że własności dielektryczne są związane z zachowaniem się sieci krystalicznej i gazu elektronowego w metalu. Można przypuszczać, że udział gazu elektronowego jest dominujący

w przypadku użycia cienkich folii, w których sieć krystaliczna odgrywa mniejszą rolę. Należy także uwzględnić wpływ, jaki ma temperatura na zmianę stanu samej powierzchni metalu, chociaż, co jest wiadomo z doświadczeń nad wła-



Rys. 17. Zależność natężenia promieniowania przejścia od temperatury tarczy (z pracy [14])

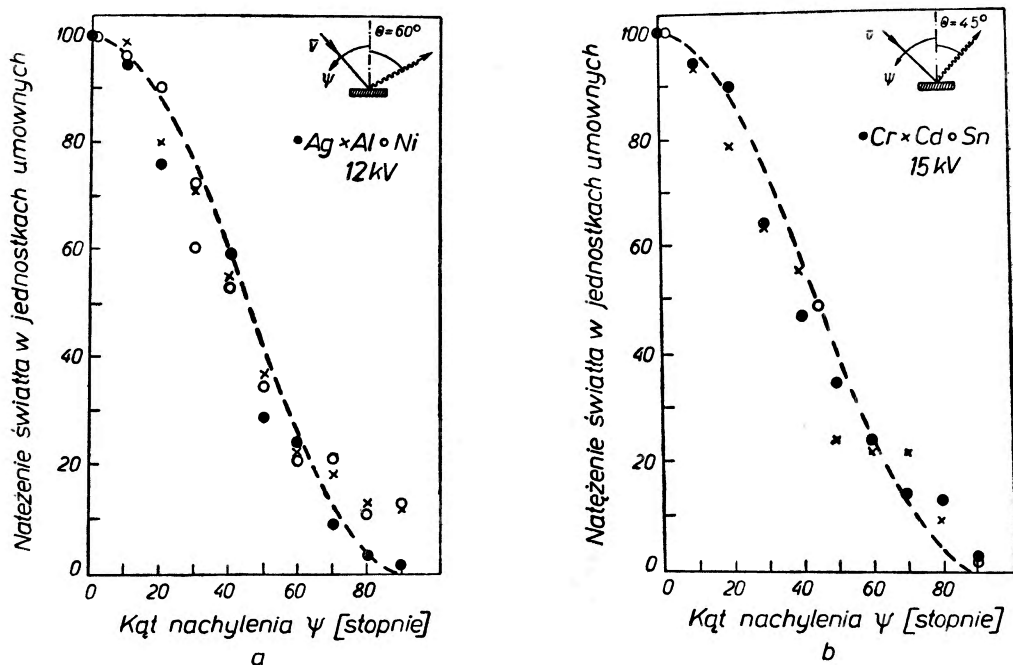


Rys. 18. Zmiany całkowitego natężenia promieniowania (górny rys.) i przesunięcie punktu maksimum widma (dolny rys.) w funkcji temperatury,  $\text{Ag}$ ,  $\lambda = 590 \text{ \AA}$ ,  $E = 40 \text{ keV}$ ,  $\circ$  — przy wzroście temperatury;  $\Delta$  — przy spadku temperatury (z pracy [51])

snościami optycznymi powierzchni metalowych, wpływ ten w określonym zakresie temperatur jest niewielki. Widać stąd, że użycie folii metalowych gra bardzo ważną rolę, zarówno w badaniach nad promieniowaniem, jak i nad wyznaczaniem stałych dielektrycznych. Wydaje się, że badania w tym kierunku będą kontynuowane i zapewne rozszerzone na dziedziny fizyki ciał stałych i optyki fizycznej, związane z problemem promieniowania przejścia.

## f) Promieniowanie przejścia przy ukośnym padaniu elektronów na powierzchnię rozdziału

Charakterystyczne własności promieniowania przejścia wywołanego przez nierelatywistyczne elektrony przy ukośnym padaniu na powierzchnię tarczy były badane doświadczalnie przez autora artykułu. Potwierdziły one w zasadzie wnioski wspomnianych uprzednio prac teoretycznych na ten temat. Według



Rys. 19. Zależność natężenia promieniowania przejścia od kąta nachylenia tarczy *a* — przy stałym  $\theta = 60^\circ$  i energii elektronów 12 keV, *b* — przy stałym  $\theta = 45^\circ$  i energii elektronów 15 keV (z pracy [52])

Pafomowa, który wyczerpująco rozpatrzył ten przypadek [17], wzory teorii Ginzburga—Franka dla prostopadłego padania nierelatywistycznych elektronów pozostają w mocy, jedynie zamiast prędkości cząstki  $v$  podstawić należy  $v \cos \psi$ , czyli składową prostopadłą prędkości ( $\psi$  — kąt nachylenia powierzchni tarczy względem kierunku wiązki elektronowej). Na rys. 19 pokazane są zmierzane rozkłady kątowe promieniowania przejścia w funkcji kąta nachylenia tarczy.

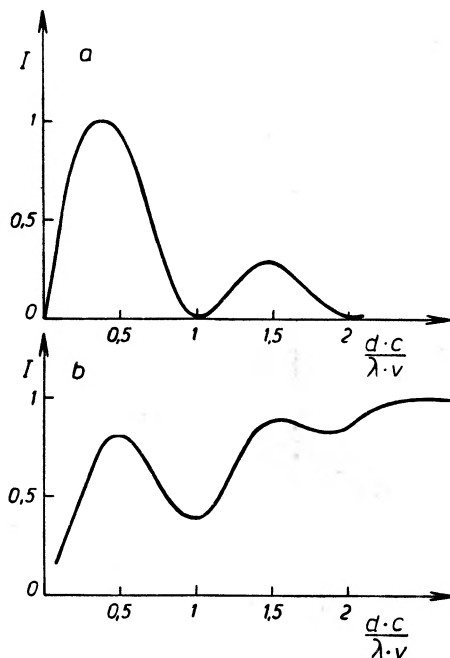
## 6. Promieniowanie plazmonowe i długofalowe promieniowanie hamowania

Z omawianym zagadnieniem promieniowania przejścia pozostają w ścisłym związku badania nad wspomnianymi uprzednio promieniowaniem plazmonowym i długofalowym promieniowaniem hamowania. Ze względu na ważność tych badań wydaje się celowe bardziej szczegółowe ich omówienie.



## a) Promieniowanie plazmonowe

W roku 1958 Ferrell ogłosił teorię [31], z której wynikało, że w metalowej folii, na którą pada prostopadłe strumień szybkich elektronów, rozpraszających się niesprężysto w metalu, zostają wzbudzone drgania plazmy elektronowej. Drgania te powodują powstanie promieniowania plazmonowego o wąskim przedziale częstości (długości fal), zależnym od częstości plazmowej elektronów w danym metalu. Charakterystyczny rozkład przestrzenny promieniowania, polaryzacja oraz zależność od grubości folii i rodzaju metalu, pozwalały identyfikować promieniowanie plazmonowe. W roku 1960 opublikowano wyniki

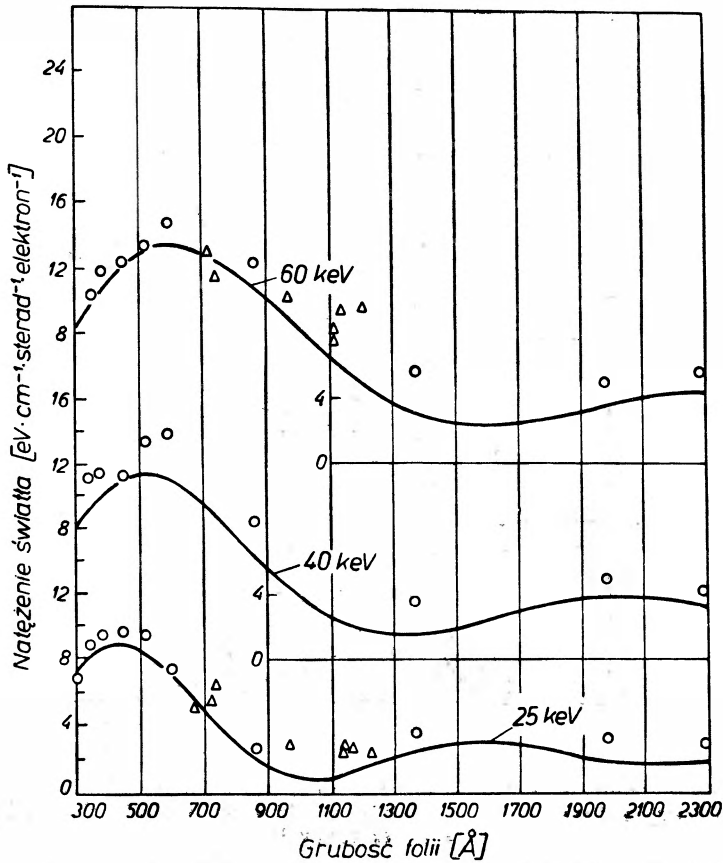


Rys. 20. Zależność natężenia promieniowania od grubości folii, obliczona wg a) teorii Ferrella b) teorii promieniowania przejścia (z pracy [14])

doświadczeń [53], [54], stwierdzające, że przy bombardowaniu elektronami cienkich folii metalowych powstaje promieniowanie, którego charakterystyczne własności zgadzają się z przewidywanymi przez teorię Ferrella własnościami promieniowania plazmy elektronowej. Miało to być potwierdzeniem słuszności tej teorii. Jak jednak wykazali Silin i Fetisow [55], a także Stern [56], promieniowanie to doskonale daje się objaśnić na gruncie teorii promieniowania przejścia dla cienkich folii metalowych. Na rys. 20 pokazano najbardziej charakterystyczną zależność natężenia promieniowania od grubości folii; rys. a obliczony wg teorii Ferrella, rys. b wg teorii promieniowania przejścia.

W przeprowadzonych później pracach doświadczalnych różnych autorów [45], [51], [57] potwierdzono wnioski Silina i Fetisowa. Na rys. 21 przytoczone są przykładowo wyniki pracy amerykańskiej Arakawy i in.

Uzasadniony jest więc wniosek I. M. Franka, który pozwalam sobie tu przytoczyć [1]: „Nie byłoby słusznym przekonanie, że należy dokonać wyboru między promieniowaniem przejścia a mechanizmem Ferrella. Teoria promieniowania przejścia jest makroskopowa, wówczas gdy Ferrell rozpatruje proces

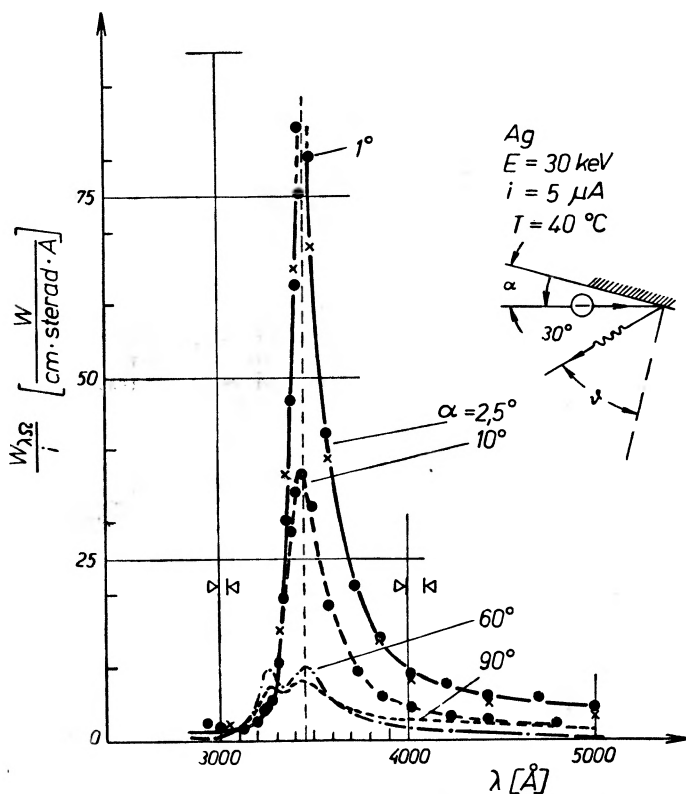


Rys. 21. Zależność natężenia promieniowania od grubości folii srebrnej.  $\theta = 30^\circ$ ,  $\lambda = 3300^\circ$ ;  
— teoria,  $\circ \Delta$  — doświadczenie (z pracy [51])

mikroskopowy. Proces ten w mniejszym lub większym stopniu może określać wielkości tych charakterystycznych własności optycznych metalu, które właśnie wchodzi do teorii makroskopowej. I tym samym są w pełni uwzględniane przez teorię promieniowania przejścia“.

Ferrell przypisywał promieniowanie drganiom objętościowym plazmy elektronowej w metalu. Później Stern i Ferrell rozpatrywali teoretycznie możliwość promieniowania kosztem kolektywnych drgań powierzchniowych [32]. W roku 1965 Boersch i inni ogłosili wyniki swych badań doświadczalnych [50]. Mają one ważne znaczenie w dalszym poznaniu promieniowania plazmonowego. Przy bombardowaniu elektronami powierzchni tarczy srebrnej, nachylonej pod

kątem bliskim  $90^\circ$  w stosunku do kierunku wiązki elektronowej (wiązka jak gdyby ślizgała się po powierzchni), pojawia się bardzo ostre, wysokie maksimum promieniowania przy  $\lambda \sim 3500 \text{ \AA}$  o szerokości połówkowej  $\Delta\lambda = 200 \div 300 \text{ \AA}$  (rys. 22). Maksimum to nie udaje się objaśnić na gruncie teorii promienio-



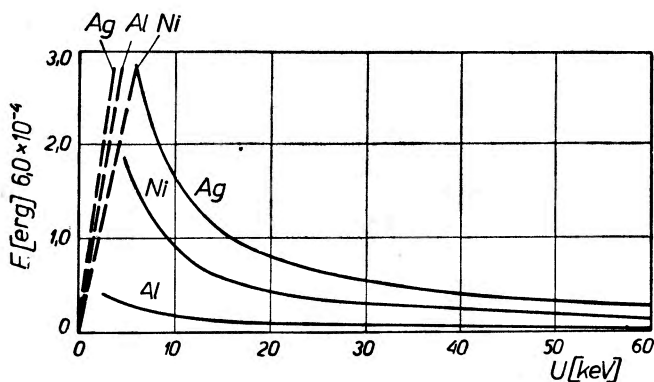
Rys. 22. Natężenie promieniowania, emitowanego z tarczy srebrnej (warstwa naparowana o grubości  $5 \mu$ ) przy różnych kątach padania wiązki elektronowej;  $E = 30 \text{ keV}$ ,  $i = 5 \mu\text{A}$ ,  $T = 40^\circ$  (z pracy [50])

wania przejścia, ani przypisać je długofalowemu promieniowaniu hamowania. Należy przypuszczać, że mamy tu do czynienia z powierzchniowym promieniowaniem plazmonowym. Wydaje się także, że odpowiedzialne za to promieniowanie są drgania powierzchniowe plazmy elektronowej metalu. Promieniowanie winno zależeć również od stanu powierzchni (nierówności). Na razie problem jest otwarty. Wymaga on dalszych danych doświadczalnych i nowego podejścia teoretycznego. Próby w tym kierunku zostały podjęte w pracach teoretycznych [58], [59].

#### b) Długofalowe promieniowanie hamowania

Wraz z promieniowaniem przejścia rejestruje się także promieniowanie hamowania o widmie leżącym w tym samym zakresie długości fal, w którym rozciąga się promieniowanie przejścia (określenie „długofalowe“ odnosi się do

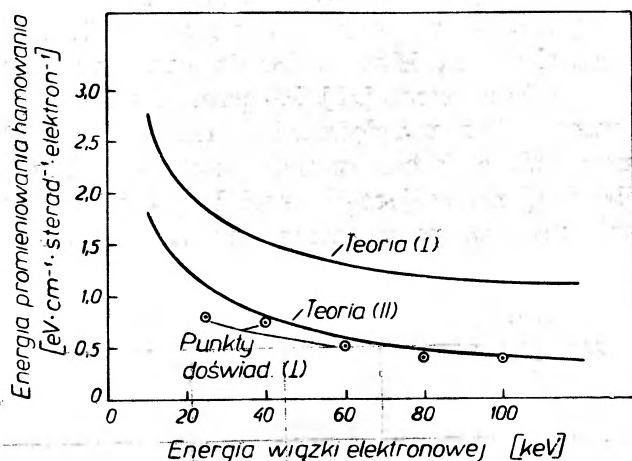
położenia w widmie promieniowania hamowania). Teoria tego promieniowania była opracowana na gruncie klasycznej teorii po raz pierwszy przez Kramersa w latach dwudziestych. Rozpatrywała ona powstawanie promieniowania w kulombowskim polu izolowanych atomów. W latach trzydziestych Sommerfeld i jego uczniowie opracowali teorię na gruncie mechaniki falowej. W latach pięćdziesiątych Gluckstern, Hull i Breit opublikowali relatywistyczną teorię promieniowania hamowania [29]. Rozpatrzyli oni przypadek potencjału jądra nieekranowanego i z uwzględnieniem ekranowania. Powyższe teorie odnosiły się do promieniowania hamowania o długościach fal rzędu angstromów lub poniżej. Najbardziej interesujące dla teorii były częstotliwości graniczne i bliskie im. Doświadczenia na ogół potwierdzały wnioski teorii. Natomiast częścią



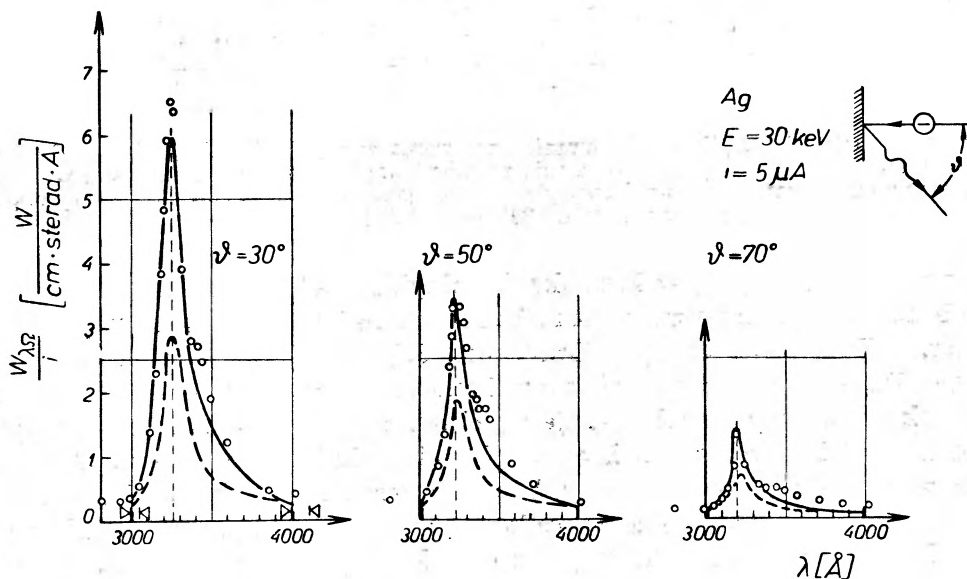
Rys. 23. Zależność energii promieniowania hamowania w części widzialnej widma od energii elektronów. Krzywe przerywane — energia promieniowania przejścia. Oś rzędnych wyznacza energię promieniowania hamowania, wysyłaną przez cienką warstwę w ciągu 1 sek przy prądzie  $1 \mu\text{A}$  w przedziale  $3900\text{--}6600 \text{ \AA}$  (z pracy [10])

widma rozciągającą się w kierunku fal długich właściwie nie zajmowano się. Problem ten pojawił się w związku z badaniami nad promieniowaniem przejścia. Ostatnio Ritchie, Ashley i Emerson [30] opublikowali fenomenologiczną teorię długofalowego promieniowania hamowania, wychodząc z założenia, że ośrodek materialny charakteryzuje się określoną dla siebie zdolnością rozpraszania cząstek, daną przez kwadrat średniego kąta rozpraszania. Do teorii wprowadza się albo teoretyczną, albo doświadczalną wartość tego kąta. Udział promieniowania hamowania w całkowitym rejestrowanym promieniowaniu w zakresie widma widzialnego jest niewielki. Wyjaśnia to rys. 23. Wartość energii promieniowania hamowania została obliczona według klasycznej teorii Kramersa z uwzględnieniem wartości średniego kąta rozpraszania, wziętego z doświadczenia. Na rys. 24 pokazano dwie krzywe teoretyczne, obliczone według teorii Glucksterna i innych, dla składowych równoległych i prostopadłych promieniowania przy długości fali  $\lambda = 3500 \text{ \AA}$ . Naniesione zostały także punkty doświadczalne. Dokładna analiza została przeprowadzona w cytowanej już kilkakrotnie pracy Boerscha i innych [50]. Porównano zgodność

doświadczenia z teorią. W przytoczonej tabelicy są podane liczbowe wartości współczynnika, który można wyliczyć na podstawie określonej teorii lub pomiarów doświadczalnych. Na rys. 25 pokazano wykresy z tej samej pracy,



Rys. 24. Zależność energii promieniowania hamowania od energii elektronów, obliczona dla folii złotej grubości 500 Å i  $\lambda = 3500$  Å (z pracy [38])



Rys. 25. Porównanie zmierzonych rozkładów widmowych promieniowania hamowania na tarczy Ag z wyliczonymi wg teorii (krzywa ciągła — stałe optyczne wg [38], krzywa przerywana — stałe optyczne wg [39]); — 5 × wartość teoretyczna dla promieniowania hamowania wg Ritchie, ○ — punkty doświadczalne (z pracy [50])

obrazujące rozkłady widmowe dla srebra w obszarze przezroczystości, teoretyczne i doświadczalne, zmierzone pod różnymi kątami. Wyniki badań doświadczalnych, jak widać z powyższego, niezupełnie pokrywają się z teorią.

Stosunkowo najlepszą zgodność dają starsze teorie. Trzeba także pamiętać, że rozbieżności stałych optycznych nie pozwalają przeprowadzić jednoznacznego porównania. Dalsze badania na pewno wyjaśnią obecne niejasności.

Tablica

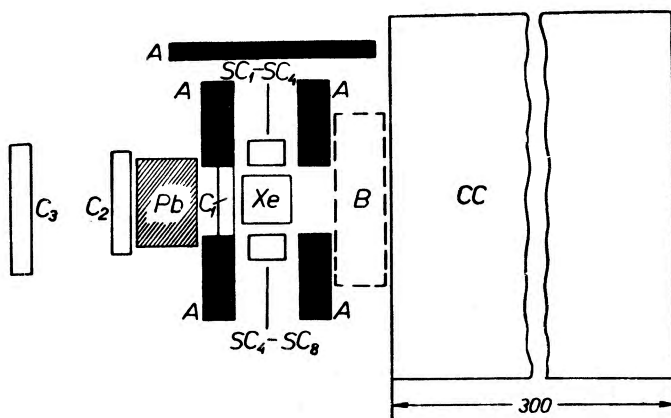
Wartości liczbowe współczynnika  $A$ , obliczonego z różnych teorii promieniowania hamowania, dla różnych długości fal i energii elektronów  $E$ ,  $Z = 47$  (srebro), oraz zmierzonego doświadczalnie (z pracy [50])

	$\lambda$ [Å]	$A$	
		$E = 10 \text{ keV}$ ( $\beta = 0,2$ )	$E = 40 \text{ keV}$ ( $\beta = 0,37$ )
$A'_1$ (wg Glucksterna i Hulla, z uwzględnieniem ekranowania)	niezależna od $\lambda$	4,8	4,8
$A'_2$ (wg Glucksterna i Hulla, bez ekranowania)	3000	18	22
	6000	20	23
$A_2$ (wg Sommerfelda)	3000	18	21
	6000	20	22
$A_3$ (wg Kramersa)	3000	16	20
	6000	17	21
$A_4$ (wg Ritchie, z uwzględnieniem ekranowania)	niezależna od $\lambda$	3,2	4,5
Doświadczalna ( $E = 30 \text{ keV}$ , $\beta = 0,33$ )	3250	20	

## 7. Zastosowania

Każde nowe zjawisko stwarza możliwości wykorzystania go jako narzędzia w badaniach naukowych lub w zastosowaniach technicznych. Oprócz wspomnianych uprzednio teoretycznych rozważań o wykorzystaniu zjawiska promieniowania przejścia do generacji fal radiowych były także propozycje zastosowania go do badań powierzchni w metaloznawstwie i fizyce ciała stałego [10]. I. M. Frank zaproponował stosowanie zmierzonych charakterystyk promieniowania przejścia (dla cząstek relatywistycznych) do ustalenia stałych optycznych metali [1]. Na razie wspomniane propozycje nie zostały praktycznie zrealizowane, natomiast w fizyce jądrowej można odnotować pierwsze próby zastosowania promieniowania przejścia do detekcji i określenia energii cząstek bardzo wysokich energii, gdzie dotychczas stosowane metody (np. liczniki Czerenkowa) stają się mało efektywne i dokładne. Pierwsze doświadczalne podkreślenie roli promieniowania przejścia przy detekcji cząstek wysokich energii zawiera praca angielskich fizyków Aitkena i innych [60]. Wykonując

pomiary licznikiem Czerenkowa stwierdzili, że część rejestrowanego natężenia światła należy przypisać promieniowaniu przejścia, przy czym część ta zgadza się z wyliczoną teoretycznie. Jeszcze w roku 1961 Alichanian i inni zaproponowali doświadczenie, w którym detekcja i określenie energii cząstek zachodziłyby przy wykorzystaniu zjawiska promieniowania przejścia [61]. Zrealizował je w roku 1965 Arutiunian z współpracownikami [62]. Urządzenie ich posłużyło do pomiaru widma mionów promieniowania kosmicznego w zakresie energii 700—6000 GeV. Możliwość przeprowadzenia takich pomiarów opierała się na wynikach pracy teoretycznej Garibiana [63]. Wykazał on, że dla przypadku ultrarelatywistycznego ( $\beta \sim 1$ ,  $\theta \sim 0$  czyli promieniowanie „do przodu”) całkowita energia promieniowania rośnie liniowo z energią cząstki. Jeżeli cząstka przelatuje przez płytkę materialną prostopadle do kierunku biegu cząstki, to promieniowanie przejścia będzie powstawać na obydwu po-



Rys. 26. Schemat aparatury do pomiarów widma mionów. CC — blok z 300 papierowych arkuszy,  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$  — tacek koincydencyjnych liczników GM, A — tacek antykoincydencyjnych liczników GM, SC — kryształowe scyntylatory NaJ z fotomnożnikami, Xe — zbiornik wypełniony ksenonem, Pb, B — blok ołowiany, zasłona (z pracy [62])

wierzchniach. W przypadku gdy grubość płytki będzie dużo większa od strefy formowania promieniowania w ośrodku, to promieniowania na obu granicach będą powstawać niezależnie i dodawać się, zaś gdy grubość płytki będzie rzędu lub mniejsza od strefy formowania, to promieniowanie powstałe na granicach będzie interferować między sobą, co winno doprowadzić do charakterystycznych dla tego przypadku maksimów i minimów w krzywej natężenia. Garibian podał odpowiednie zależności wiążące energię promieniowania z grubością płytki. Liczba powstałych kwantów promieniowania od jednej cząstki na jednej granicy jest rzędu  $\frac{1}{137}$ . Aby zwiększyć natężenie, należy umieścić szereg płytek w odpowiedniej odległości od siebie; wtedy suma kwantów od wszystkich granic rozdziału będzie dostatecznie duża, aby zostać zarejestrowana. Jak zrealizowano to w eksperymencie Arutiuniana, pokazuje rys. 26. Aparatura rejestrowała miony z kierunku poziomego w przedziale kątów ( $73-90$ )°, kąt

bryłowy aparatury wynosił 0,29 steradiana. Cząstka i wytworzone przez nią w bloku *CC* promieniowanie przejścia o częstości odpowiadającej kwantom  $\gamma$  wchodzi do zbiornika Xe, napełnionego ksenonem. Kwanty  $\gamma$  o energiach równych lub większych od energii wiązania elektronów w warstwie *K* atomu ksenonu ( $E_k \approx 35$  keV) wywołują w tej warstwie fotoefekt, którego promieniowanie charakterystyczne rejestruje się scyntylatorami. Wydajność rejestracji kwantów  $\gamma$  wynosiła 34%. Mając krzywą zależności wydajności aparatury od energii mionów i wyliczone widma można obliczyć liczbę przypadków i porównać ze zmierzoną w doświadczeniu. Wyniki ostateczne tej pracy wskazują, że przyrząd ten może być używany w obszarze bardzo wysokich energii. Różni się on od dotychczas używanych tym, że wydziela cząstkę powyżej określonej energii przed jej oddziaływaniem z materią.

### 8. Zakończenie

Osiągnięte wyniki oraz tendencje rozwojowe w poznaniu promieniowania przejścia pozwalają przewidywać kierunki dalszych badań teoretycznych i doświadczalnych. W zakresie nierelatywistycznych prędkości cząstek na pierwszym planie pozostają badania powierzchniowego promieniowania plazmonowego i promieniowania hamowania w obszarze przezroczystości srebra. Prócz srebra zapewne zostaną użyte w tym celu inne metale. Obok stosowanych dotychczas wiązek elektronowych należy spodziewać się użycia wiązek innych cząstek naładowanych, przede wszystkim protonów. Obiektem badań zostaną również dielektryki i kryształy metali. Nie badano doświadczalnie w ogóle obszaru prędkości relatywistycznych i prędkości przejściowych (między nierelatywistycznymi a relatywistycznymi prędkościami), należy więc przypuszczać, że w tym kierunku także zostaną podjęte doświadczenia i związane z ich wynikami badania teoretyczne. Kontynuowane będą dalsze próby opracowań detektorów cząstek wysokich energii i, być może, próby wykorzystania zjawiska promieniowania przejścia w innych dziedzinach.

Składam podziękowanie członkowi korespondentowi Akademii Nauk ZSRR Profesorowi I. M. Frankowi za zainteresowanie tym artykułem i cenne uwagi.

Dziękuję także Profesorowi M. Danyszowi i Profesorowi Z. Wilhelmiemu za możliwość zreferowania zagadnień, przedstawionych w niniejszym artykule na kierowanych przez nich seminariach, a uczestnikom za cenną dyskusję.

*Abstract:* The paper presents the present state of studies on the transition radiation phenomena with special considerations of experimental studies. A review of problems related with this phenomenon is also given. At the end of the paper future perspectives of further investigations and practical application are discussed.

### Literatura

- [1] I. M. Frank, *Uspiechi Fiz. Nauk*, **68**, 387 (1959); **75**, 231 (1961); **87**, 189 (1965).
- [2] B. M. Bołotowski, *Uspiechi Fiz. Nauk*, **75**, 295 (1961).
- [3] F. G. Bass, W. M. Jakowienko, *Uspiechi Fiz. Nauk*, **86**, 189 (1965).



- [4] W. Ł. Ginzburg, I. M. Frank, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **16**, 15 (1946).
- [5] G. M. Garibian, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **33**, 1403 (1957).
- [6] N. A. Korczmazjan, *Izw. Akad. Nauk Arm. SSR*, **10**, 29 (1957).
- [7] M. Ł. Ter-Mikaelian, *Izw. Akad. Nauk Arm. SSR*, **12**, 141 (1959).
- [8] W. E. Pafomow, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **36**, 1853 (1960).
- [9] G. Beck, *Phys. Rev.* **74**, 795 (1948).
- [10] S. Michalak, *Dysertacja MGU*, Moskwa 1961; *Jadziernaja Fizika*, **3**, 89 (1966).
- [11] W. E. Pafomow, *O polaryzacji pierechodnowo izluczenija*, Preprint FIAN, Moskwa 1964.
- [12] G. A. Askarian, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **27**, 761 (1954); **30**, 584 (1956).
- [13] J. E. Lilienfeld, *Z. Phys.*, **20**, 280 (1919).
- [14] H. Boersch, C. Radeloff, G. Sauerbrey, *Z. Phys.*, **165**, 464 (1961).
- [15] G. M. Garibian, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **38**, 1814 (1960).
- [16] N. A. Korczmazjan, *Izw. Akad. Nauk Arm. SSR*, **11**, 87 (1958); **15**, 115 (1962).
- [17] W. E. Pafomow, *Izw. Wysszich Ucziebnych Zawiedienij SSSR (Radiofizika)*, **5**, 484 (1962).
- [18] W. E. Pafomow, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **33**, 1074 (1957).
- [19] G. M. Garibian, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **35**, 1435 (1958).
- [20] G. M. Garibian, G. A. Czalikian, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **35**, 1282 (1958).
- [21] G. M. Garibian, G. A. Czalikian, *Izw. Akad. Nauk Arm. SSR*, **12**, 49 (1959).
- [22] G. M. Garibian, I. I. Goldman, *Dokl. Akad. Nauk Arm. SSR*, **31**, 219 (1960).
- [23] W. E. Pafomow, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **39**, 134 (1960).
- [24] W. E. Pafomow, *Ż. Tech. Fiz.*, **33**, 557 (1963).
- [25] M. Ł. Ter-Mikaelian, A. D. Gazazjan, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **39**, 1693 (1960).
- [26] J. B. Fajnberg, N. A. Chiżniak, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **32**, 883 (1957).
- [27] F. F. Tiernowski, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **39**, 171 (1960).
- [28] G. M. Garibian, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **39**, 1639 (1960).
- [29] R. L. Gluckstern, M. H. Hull, G. Breit, *Phys. Rev.*, **90**, 1026 (1953); **90**, 1030 (1953).
- [30] R. H. Ritchie, J. C. Ashley, L. C. Emerson, *Phys. Rev.*, **135**, A 759 (1964).
- [31] R. A. Ferrell, *Phys. Rev.*, **111**, 1214 (1958).
- [32] E. A. Stern, R. A. Ferrell, *Phys. Rev.*, **120**, 130 (1960).
- [33] P. Klepikow, *Wiestnik MGU*, **8**, 61 (1951).
- [34] E. T. Arakawa, N. O. Davis, L. C. Emerson, R. D. Birkhoff, *J. Phys.*, **25**, 129 (1964).
- [35] Landolt-Börnstein, *Phys. Tabellen, Optische Konstanten*, 2 Band, 8 Teil-Springer Verlag, Berlin—Göttingen—Heidelberg 1962.
- [36] *Handbook of Chem. and Physics.*, 37ed. Chem. Rubb. Publ. Cleveland Ohio 1955.
- [37] L. C. Emerson, E. T. Arakawa, R. H. Ritchie, R. D. Birkhoff, *Emission Spectra of Electron Irradiated Metal Foils*, ORNL-3450, 1963.
- [38] E. A. Taft, H. R. Philipp, *Phys. Rev.*, **121**, 1100 (1961).
- [39] R. H. Huebner, E. T. Arakawa, R. A. MacRae, R. N. Hamm, *J. Opt. Soc. Amer.*, **54**, 1434 (1964).
- [40] R. Philipp, *Optica Acta*, **1**, 47 (1960).
- [41] S. Michalak, J. Rutkowski *Acta Phys. Polon.*, **29**, 65 (1966).
- [42] A. L. Frank, E. T. Arakawa, R. D. Birkhoff, *Phys. Rev.*, **126**, 1947 (1962).
- [43] E. T. Arakawa, L. C. Emerson, D. C. Hammer, R. D. Birkhoff, *Phys. Rev.*, **131**, 719 (1963).
- [44] F. R. Arutiunian, Ż. W. Petrosjan, R. A. Oganjesjan, *Pisma Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **3**, 193 (1966).
- [45] F. R. Arutiunian, Ż. W. Petrosjan, R. A. Oganjesjan, *Optica i Spektrosk.*, **21**, 399 (1966).
- [46] S. Tanaka, J. Katayama, *J. Phys. Soc. Japan*, **19**, 40 (1964).
- [47] S. Michalak, W. E. Pafomow, *Zesz. Naukowe Uniw. Łódzkiego, ser. II*, **17**, 53 (1964).
- [48] P. Goldsmith, J. V. Jelley, *Phil. Mag.*, **4**, 836 (1959).
- [49] S. Michalak, S. Rubaj, J. Rutkowski, *Zesz. Naukowe Uniw. Łódzkiego, ser. II*, w druku.

- [50] H. Boersch, P. Dobberstein, D. Fritzsche, G. Sauerbrey, *Z. Phys.*, **187**, 97 (1965).
- [51] E. T. Arakawa, N. O. Davis, R. D. Birkhoff, *Phys. Rev.*, **135**, A 224 (1964).
- [52] S. Michalak, *Acta Phys. Polon.*, **29**, 815 (1966).
- [53] W. Steinmann, *Phys. Rev. Letters*, **5**, 470 (1960); *Z. Phys.*, **163**, 92 (1961).
- [54] R. W. Brown, P. Wessel, E. P. Trounson, *Phys. Rev. Letters*, **5**, 472 (1960).
- [55] W. P. Silin, E. P. Fetisow, *Phys. Rev. Letters*, **7**, 374 (1961); *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **45**, 1572 (1963).
- [56] E. A. Stern, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 7 (1962).
- [57] E. T. Arakawa, R. J. Herickhoff, R. D. Birkhoff, *Phys. Rev. Letters*, **12**, 319 (1964).
- [58] W. J. Ejdman, *Izw. wysszich ucziebnych zawiedienij SSSR (Radiofizika)*, **8**, 188 (1965).
- [59] K. A. Barsukow, Ł. G. Naryszkina, *Ž. Tech. Fiz.*, **36**, 225 (1966); **36**, 800 (1966).
- [60] D. K. Aitken, R. E. Jennings, A. S. L. Parsons, R. N. F. Walker, *Proc. Phys. Soc.* **82**, 711 (1963).
- [61] A. I. Alichanian, F. R. Arutiunian, K. A. Isparian, M. Ł. Ter-Mikaelian, **41**, *Ž Eksper. Teor. Fiz.* 2002 (1961).
- [62] F. R. Arutiunian, K. A. Isparian, A. G. Oganessian, *Jadernaja Fizika*, **1**, 842 (1965).
- [63] G. M. Garibian, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **37**, 527 (1959).

*Roman S. Ingarden*

Katedra Termodynamiki i Teorii Promieniowania  
 Uniwersytetu Mikołaja Kopernika  
 w Toruniu  
 Instytut Niskich Temperatur  
 i Badań Strukturalnych PAN

## Pojęcie temperatury i pompowanie optyczne\*

The Concept of Temperature and Optical Pumping

### 1. Wstęp. Krótka historia pojęcia temperatury

W r. 1538 Jean Canappe, późniejszy lekarz Franciszka I, wprowadził do języka francuskiego słowo *température* [1]. Zaczepnął je z łaciny, ale znacznie zawęził jego łacińskie, bardzo ogólne znaczenie. W łacinie słowo *temperatura* wywodzi się od *temperare* — łagodzić, które z kolei pochodzi od *tempus* — czas. Rzymianie rozumieli przez nie to, co zostało „utemperowane“, dobrze wymieszane i w jakim stopniu, lub dobre proporcje mieszaniny, np. stopu, wina zmieszanego z wodą, powietrza, nawet ciała ludzkiego (w sensie harmonii jego budowy). Nie wyczuwano więc w znaczeniu tego słowa koniecznego związku z dziedziną cieplną. Canappe nie użył go również w znaczeniu cieplnym, lecz w zastosowaniu do charakteru ludzkiego, jako synonimu słowa *tempérament*, o tym samym źródłosłowie, które również wprowadził do francuszczyzny. W tym znaczeniu słowa *température* przetrwało w jęz. francuskim do w. XVII, kiedy został wynaleziony termometr. Wówczas zastosowano to słowo na oznaczenie stopnia nagrzania ciał mierzonego termometrem. To nowe znaczenie wyparło zupełnie poprzednie w ciągu wieków XVIII i XIX i dziś słowo *temperatura* używane jest wyłącznie w tym sensie, nie tylko w jęz. francuskim, ale i w wielu innych językach europejskich.

Jak widzieliśmy, konieczne było wynalezienie termometru, aby nowoczesne pojęcie temperatury zostało sprecyzowane w umyśle ludzkim. Wprawdzie

\* Odczyt wygłoszony 15 marca 1967 r. pod przewodnictwem prof. A. Kastlera w Ośrodku Naukowym Polskiej Akademii Nauk w Paryżu. Tekst odczytu został rozszerzony o rozdział 7 po dyskusji z prof. Kastlerem i dr C. Cohen-Tannoudji. Autor dziękuje im serdecznie za tę i inne cenne dyskusje, a niezależnie od tego wyraża wdzięczność prof. Kastlerowi za uprzejme zaproszenie na 3 miesiące do Laboratorium Fizyki École Normale Supérieure w Paryżu w charakterze „professeur d'échange“.

człowiek odczuwa w pewnym sensie temperaturę za pośrednictwem swych zmysłów, ale wyłącznie w stosunku do własnej temperatury, a więc jako dwie różne jakości, ciepło i zimno. Dlatego każdy język dysponuje od niepamiętnych czasów dwoma niepodobnymi do siebie słowami, ciepły i zimny, *chaud* i *froid*, *warm* i *cold*, itd., i odpowiednimi pochodnymi. Dopiero obiektywny środek poznawczy, jakim jest termometr, pozwolił na wyeliminowanie tej subiektywnej dwoistości pojęć.

Podkreślam te szczegóły historyczne, być może mało ważne dla fizyka dzisiejszego, gdyż, jak zobaczymy, są one nie bez pewnego znaczenia dla przedmiotu naszego odczytu, jakim jest dalsza ewolucja pojęcia temperatury.

## 2. Nowoczesna definicja temperatury

W fizyce dzisiejszej *temperaturę* (absolutną)  $T$  definiuje się, jak wiadomo, wzorem

$$\frac{1}{kT} = \frac{\partial S}{\partial U}, \quad (1)$$

gdzie  $k$  jest stałą Boltzmanna,  $S$  — entropią danego ciała w równowadze termodynamicznej, a  $U$  — jego energią wewnętrzną. Przez równowagę termodynamiczną rozumie się przy tym taki makroskopowy stan ciała (układu, jak go dalej będziemy nazywać), w którym entropia przyjmuje maksymalną wartość w danych warunkach makroskopowych.

Sformułujmy to dokładniej. Oznaczmy dowolny mikroskopowy stan (w tym przypadku energetyczny) układu symbolem  $i$ , który może reprezentować dowolną liczbę wskaźników dyskretnych lub ciągłych (w ostatnim przypadku sumy należy rozumieć jako całki), a prawdopodobieństwo tego stanu przez  $p_i$ . Przez stan makroskopowy rozumiemy właśnie zbiór (ensemble Gibbsa) wszystkich stanów mikroskopowych  $i$  występujących z prawdopodobieństwami  $p_i$ . Entropia stanu mikroskopowego jest wówczas zdefiniowana wzorem Boltzmanna

$$S = -k \sum_i p_i \log p_i. \quad (2)$$

Prawdopodobieństwa  $p_i$  spełniają oczywiście warunki

$$p_i > 0 \text{ dla każdego } i, \quad (3a)$$

$$\sum_i p_i = 1. \quad (3b)$$

Zgodnie z nowszą tendencją w rachunku prawdopodobieństwa [2], stosujemy ostrą nierówność w warunku (3a). Przy założeniu, że układ jako całość spoczywa, jego energia wewnętrzna będąca wielkością makroskopową równa się średniej energii całkowitej układu, czyli

$$U = \sum_i p_i E_i, \quad (4)$$

gdzie  $E_i$  jest energią całkowitą w stanie  $i$ . Zakładamy, że energie  $E_i$  są znane jako funkcje, również znanych parametrów zewnętrznych, jak np. objętość układu, pola zewnętrzne itp. Warunki makroskopowe scharakteryzowane są zatem przez zadane wartości  $U$  i  $E_i$ . Maksymalizując przy tych wartościach  $S$  jako funkcję (2) zmiennych  $p_i$  spełniających warunki uboczne (3) i (4) otrzymujemy wzór Boltzmann-Gibbsa na tzw. *rozkład kanoniczny*

$$p_i = Z^{-1} e^{-\beta E_i}, \quad Z(\beta) = \sum_i e^{-\beta E_i}. \quad (5)$$

$Z(\beta)$  jest tzw. *funkcją rozkładu* czyli *sumą statystyczną*, a  $\beta$  — nieoznaczonym współczynnikiem Lagrange'a związanym z warunkiem (4). Da się on wyznaczyć z wzoru

$$U = - \frac{\partial}{\partial \beta} \log Z(\beta) \quad (6)$$

jako funkcja  $U$ . Oczywiście maksymalne  $S$ , jak  $p_i$ , jest funkcją  $\beta$ , a zatem i  $U$ . Różniczkując tę funkcję względem  $U$  otrzymamy, jak łatwo wykazać z wzoru (5),

$$\beta = \frac{\partial S}{\partial U} = \frac{1}{kT}. \quad (7)$$

Rozkład Boltzmann (5) staje się więc funkcją temperatury  $T$  zdefiniowanej według (1), która (obok energii  $E_i$ ) charakteryzuje go w zupełności. Jeżeli ilość stanów  $i$  jest skończona, jak to ma miejsce w układach spinowych, temperatura (zwana wówczas temperaturą spinową) może przyjmować wartości zarówno dodatnie, jak ujemne, nigdy jednak wartość 0, która jest wykluczona przez ostrą nierówność w (3a),

$$-\infty \leq T < 0, \quad 0 < T \leq +\infty. \quad (8)$$

W wypadku natomiast nieskończonej liczby stanów  $i$  ujemne temperatury prowadziłyby do rozbieżności funkcji rozkładu  $Z(\beta)$ , co uniemożliwiałoby całą teorię. Warunek skończoności  $Z$ , czyli tzw. *warunek regularności termodynamicznej*, może prowadzić, przy pewnych  $E_i$ , również do ograniczenia wartości temperatury z góry,

$$0 < T \leq T_{\max} \leq +\infty, \quad (9)$$

p. [3]. Jeśli  $T_{\max} = 0$ , termodynamika jest w ogóle niemożliwa, czyli nie istnieją stany równowagi. Wykorzystano przy tym fakt, że w układach o nieskończonej ilości stanów wartości energii  $E_i$  są ograniczone z dołu, natomiast nieograniczone z góry. To, że temperatura nie może osiągnąć wartości 0, jest treścią zasady Nernsta.

Ze względu na dalsze uogólnienia o charakterze kwantowym przepiszmy jeszcze powyższe równania w postaci równoważnej, ale *explicitie* kwantowej, mianowicie przy pomocy operatora gęstości  $\rho$ . Otrzymujemy

$$S = -k \text{Tr}(\rho \log \rho), \quad (2')$$

$$\rho = \rho^+, \quad (3'a)$$

$$\rho > 0, \quad (3'b)$$

$$\text{Tr} \rho = 1, \quad (3'c)$$

gdzie (3'b) oznacza dodatnią określoność operatora  $\rho$  (tzn.  $\langle x | \rho | x \rangle > 0$  dla dowolnego wektora  $|x\rangle$ ). Następnie

$$U = \text{Tr}(\rho H), \quad (4')$$

gdzie  $H$  jest hamiltonianem układu. Wreszcie

$$\rho = Z^{-1} e^{-\beta H}, \quad Z(\beta) = \text{Tr}(e^{-\beta H}). \quad (5')$$

Inne wzory zachowują swoją postać.

### 3. Ogólne pojęcie temperatury

W powyższym sformułowaniu jest widoczne, że jedyna rzecz, która jest w nim szczególna, a więc nadaje się do uogólnienia, to warunek uboczny (4'). Tu jedynie wprowadza się wielkość statystyczną (makroskopową), mianowicie energię wewnętrzną, której wartość mierzona jest doświadczalnie. (Inne wielkości, jak objętość, pola zewnętrzne itd., a w konsekwencji energie  $E_i$  wzgl. hamiltonian  $H$ , traktowane były powyżej nie statystycznie lecz dynamicznie. Traktowanie ich również w sposób statystyczny prowadziłoby do znacznie bardziej skomplikowanej teorii, o której będzie jeszcze później mowa.) Nasuwa się więc uogólnienie warunku (4') na większą ilość warunków

$$U_k = \text{Tr}(\rho A_k) \quad (k = 0, 1, \dots, n), \quad (10)$$

gdzie  $A_k$  są dowolnymi obserwabłami. Jeśli  $A_k$  są niezależnymi operatorami (tzn. jedne nie są funkcjami drugich) i komutują między sobą, otrzymujemy przypadek, który już od dawna występuje w zagadnieniach fizyki i chemii, i który niekiedy był również formułowany abstrakcyjnie, bardziej lub mniej wyraźnie, *p. np.* [4]. W zagadnieniach termodynamiki chemicznej często rozważa się następujące obserwabły

$$A_0 = H, \quad A_k = N_k \quad (k = 1, \dots, n), \quad (11)$$

gdzie  $H$  jest hamiltonianem układu, a  $N_k$  są operatorami ilości cząstek  $k$ -tego rodzaju, które na ogół mogą wchodzić w reakcje chemiczne ze sobą. Rozumując podobnie jak poprzednio otrzymujemy wówczas w miejsce (5') tzw. wielki rozkład kanoniczny

$$p(i, i_1, \dots, i_n) = Z^{-1} \exp(-\beta E_i - \sum_k \mu_k N_k(i_k)), \quad (12)$$

$$Z = Z(\beta, \mu_1, \dots, \mu_n) = \sum_{i, \{i_k\}} \exp(-\beta E_i - \sum_k \mu_k N_k(i_k)), \quad (13)$$

gdzie  $N_k(i_k) = 0, 1, 2, \dots$  są wartościami własnymi operatorów  $N_k$ , a  $\mu_k$  noszą nazwę potencjałów chemicznych (często przez potencjały chemiczne rozumie się też powyższe  $\mu_k$  podzielone przez  $\beta$ ). Zamiast wzoru (6) mamy obecnie

$$U = -\frac{\partial}{\partial \beta} \log Z(\beta, \mu_1, \dots, \mu_n),$$

$$\bar{N}_k = -\frac{\partial}{\partial \mu_k} \log Z(\beta, \mu_1, \dots, \mu_n), \quad (14)$$

gdzie  $\bar{N}_k$  oznacza średnią wartość operatora  $N_k$ , a zamiast (7)

$$\beta = \frac{\partial S}{\partial U}, \quad \mu_k = \frac{\partial S}{\partial N_k} \quad (k = 1, \dots, n). \quad (15)$$

Inny przykład występuje w teorii plazmy (lub pewnych układów magnetycznych), gdzie

$$A_0 = H, \quad A_k = H_k \quad (k = 1, \dots, n), \quad H = \sum_k H_k. \quad (16)$$

Tutaj  $H_k$  oznaczają hamiltoniany podukładów układu o hamiltonianie  $H$ , przy czym podukłady te nie oddziałują praktycznie ze sobą. Wówczas, podobnie jak powyżej, można wprowadzić temperatury dla każdego z podukładów odpowiadające średnim wartościom operatorów  $H_k$ . Oczywiście dodanie warunków ubocznych

$$U_k = \text{Tr}(\rho H_k) \quad (k = 1, \dots, n) \quad (17)$$

do warunku (4') obniża na ogół maksymalną wartość entropii, normalnie więc fizyk powie, że tak uzyskany stan makroskopowy nie jest stanem równowagi. Jest to jednak nieporozumienie. Jest to bowiem również stan równowagi według naszej definicji, tylko przy innych warunkach ubocznych określonych pomiarami makroskopowymi (czyli przy innych warunkach makroskopowych). Stan Boltzmanna (5') nie daje na ogół zresztą absolutnego maksimum entropii, które występuje bez warunku (4'), i dla układów mogących występować w  $W$  stanach mikroskopowych wynosi

$$S = k \log W \quad \text{dla rozkładu} \quad p_i = \frac{1}{W} \quad (i = 1, 2, \dots, W). \quad (18)$$

(Stan (18) w układach o skończonej ilości stanów, np. spinowych, da się uzyskać z (5'), gdy  $\beta = 0$  czyli  $T = \infty$ . Wówczas  $U = \frac{1}{2}(E_{\max} + E_{\min})$ .)

Warunek niezależności i komutowalności operatorów (10) nie jest jednak bynajmniej konieczny dla stosowalności przedstawionej metody znajdowania równowag termodynamicznych. W szczególności, np. gdy dana jest obserwabla  $H$ , można położyć w (10)

$$A_k = H^k \quad (k = 1, \dots, n). \quad (19)$$

Wówczas uzyska się stan równowagi [5]

$$\varrho = Z^{-1} \exp\left(-\sum_k \beta_k H^k\right),$$

$$Z = Z(\beta_1, \dots, \beta_n) = \text{Tr}\left(\exp\left(-\sum_k \beta_k H^k\right)\right), \quad (20)$$

gdzie  $\beta_k$  można nazwać odwrotnymi temperaturami  $k$ -go rzędu względem  $H$ . Można również wprowadzić temperatury korelacyjne, mianowicie dla dwóch (lub więcej) niekoniecznie komutujących obserwabli, np.  $P$  i  $Q$ , można zmierzyć średnie wartości operatorów

$$A_{kl}^{\pm} = \frac{1}{2} (P^k Q^l \pm Q^l P^k). \quad (21)$$

Otrzymujemy wtedy [6]

$$\beta_{kl}^{\pm} = \frac{\partial S}{\partial U_{kl}^{\pm}}, \quad U_{kl}^{\pm} = \text{Tr}(\varrho A_{kl}^{\pm}). \quad (22)$$

Średnie  $U_{kl}^{\pm}$  są tworzone oczywiście na odpowiednim ensemble'u Gibbsa, a nie na jednym wybranym egzemplarzu układu, co wyjaśnia, dlaczego niekomutowalność obserwabli nie jest przeszkodą dla sensowności matematycznej i fizycznej naszego postępowania. Granicą sensowności metody jest jedynie zbieżność odpowiednich sum statystycznych (13), (20), itd., co wyznacza obszar dopuszczalnej zmienności uogólnionych temperatur różnych rodzajów i rzędów, oczywiście gdy ilość stanów mikroskopowych jest nieskończona. Gdy ilość stanów mikroskopowych jest skończona i wynosi  $W$ , jest jasne, że ilość niezależnych warunków ubocznych (10) nie może przekroczyć  $W$ , w przeciwnym razie bowiem otrzymalibyśmy sprzeczność. Dla  $n+2 = W$  z samych warunków ubocznych (10) i (3') wynika już stan makroskopowy i maksymalizacja entropii niczego więcej nie daje, bo jej wartość  $S_0$  jest już jednoznacznie określona. Na ogół przy dodawaniu warunków, a więc wykonywaniu nowych pomiarów na ensemble'u, wartość entropii maleje od wartości (18) do wartości  $S_0$ , która odpowiada entropii „prawdziwego“ rozkładu. Odpowiednio rozkład zmienia się od (18) do rozkładu prawdziwego. Rozkłady równowagi są więc jedynie coraz lepszymi oszacowaniami rozkładu prawdziwego. Odznaczają się one tym, że nie posługują się żadną inną informacją prócz posiadanej z pomiaru, są więc najbardziej symetryczne wobec możliwych rozkładów prawdziwych, które na ogół nie są znane. Jeżeli w praktyce okaże się, że przy wykonywaniu nowych pomiarów makroskopowych wartość entropii i postać rozkładu zmieniają się niewiele, jest to znak, że jesteśmy blisko rozkładu prawdziwego. Najbardziej bezpośrednio kryterium doświadczalne wartości oszacowania otrzymamy obliczając wyższe, niezmierzone momenty statystyczne danej obserwabli (lub średnie dla innych obserwabli) i porównując je z ich wartościami doświadczalnymi. Np. dla rozkładu Boltzmanna (5') drugi moment statystyczny energii da się obliczyć z wzoru (p. [7]),

$$U_2^{\text{teor}} = \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \log Z(\beta). \quad (23)$$



Jeśli tak obliczona wartość teoretyczna różni się od wartości doświadczalnej mniej niż wynosi błąd pomiaru, dopiero wtedy można uznać otrzymany rozkład za zadowalający przy danej dokładności pomiarów. Wydaje się, że dotychczas tego rodzaju kontrola doświadczalna nie była nawet proponowana, tak zakorzenione jest wśród fizyków przekonanie o uniwersalności równowagi Boltzmann-Gibbsa, uważające wszelkie odchylenie od niej od razu za brak równowagi. Z naszego przedstawienia jest widoczne, że rozkład kanoniczny niczym istotnym od innych równowag się nie wyróżnia, poza swoją prostotą (gdyż zawiera tylko jeden parametr) i to tylko wtedy, jeśli nie liczyć najprostszego bezparametrycznego rozkładu (18), który ma zastosowanie jedynie w układach typu spinowego (o skończonej ilości stanów mikroskopowych). Z tej sytuacji zdawał sobie dobrze sprawę sam Gibbs, który wyróżnił rozkład kanoniczny tylko dlatego, że „wydaje się przedstawiać najprostszymi przypadkiem dający się pomyśleć“ (*seems to represent the most simple case conceivable* [8] str. 33), raczej nie jednak jego następcy i wykładowcy.

#### 4. Kumulanty i temperatury intensywne

Wyżej dyskutowany przykład (16) nasuwa problem tzw. temperatur intensywnych. W problemie tym mamy  $(n+1)$  temperatur: temperaturę całego układu  $T_0$  i temperatury  $T_k$  ( $k = 1, \dots, n$ ) podukładów. Otóż jeżeli

$$T_0 = T_1 = T_2 = \dots = T_n \quad (24)$$

(co nie musi zawsze zachodzić, podczas gdy

$$U_0 = \sum_k U_k \quad (25)$$

zachodzi zawsze), równowaga boltzmannowska względem  $H$  jest równocześnie równowagą uogólnioną względem wszystkich warunków (10), i na odwrót. Wielkości zachowujące się według (24) przy rozbiciu układu na niezależne podukłady noszą nazwę *wielkości intensywnych*, a wielkości zachowujące się przy tym według (25) — *wielkościami ekstensywnymi*. Ze względu na niezależność tych podukładów możemy dla nich określić rozkłady (macierze gęstości) takie, że

$$\varrho = \varrho_1 \times \varrho_2 \times \dots \times \varrho_n, \quad (26)$$

gdzie  $\times$  oznacza iloczyn prosty macierzy (operatorów) oraz zdefiniować ich entropie

$$S_j = -k \text{Tr}(\varrho_j \log \varrho_j) \quad (j = 1, \dots, n). \quad (27)$$

Z (26) wynika, że

$$S = \sum_j S_j, \quad (28)$$

tj. że entropia jest również wielkością ekstensywną (addytywną). Dowód, że temperatura jest wielkością intensywną, wynika właśnie z (27) w połączeniu z (25). Mamy mianowicie

$$\beta_0 = \frac{1}{kT_0} = \frac{\partial S}{\partial U_0} = \frac{\partial \sum_l S_l}{\partial U_j} \cdot \frac{\partial U_j}{\partial U_0} = \frac{\partial S_j}{\partial U_j} = \beta_j = \frac{1}{kT_j} \quad (j = 1, \dots, n). \quad (29)$$

Powyższe rozumowanie da się przeprowadzić tylko wtedy, gdy średnie rozważane są addytywne (ekstensywne) jak w (25). Momenty statystyczne wyższych rzędów nie mają na ogół tej własności. Istnieje jednak taki rodzaj momentów statystycznych, który własność addytywności posiada w dowolnym rzędzie. Są to tzw. kumulanty  $K_s$  [9] dające się zdefiniować za pośrednictwem funkcji charakterystycznej

$$\varphi H^{(t)} = \text{Tr}(e^{itH}) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{U_k}{k!} (it)^k = \exp\left(\sum_{s=1}^{\infty} \frac{K_s}{s!} (it)^s\right). \quad (30)$$

i analogicznie dla większej liczby obserwabli (zamiast jednego parametru rzeczywistego  $t$ , mamy wówczas kilka parametrów rzeczywistych,  $t, u, v, \dots$ ). Przy rozbiciu na niezależne podukłady o operatorach gęstości  $\rho_k$  (26) i obserwablach  $H_k$  (16) mamy wówczas

$$K_s = \sum_k K_s^{(k)} \quad (s = 1, 2, \dots), \quad (31)$$

gdzie górny wskaźnik odnosi się do  $k$ -tego podukładu. Definiując więc temperatury kumulacyjne

$$\gamma_s = \frac{\partial S}{\partial K_s}, \quad \gamma_s^{(k)} = \frac{\partial S_k}{\partial K_s^{(k)}} \quad (s = 1, 2, \dots; \quad k = 1, \dots, n) \quad (32)$$

otrzymamy z analogicznego rozumowania jak (28)

$$\gamma_s = \gamma_s^{(1)} = \dots = \gamma_s^{(n)} \quad (s = 1, 2, \dots), \quad (33)$$

czyli intensywność temperatur kumulacyjnych w dowolnym rzędzie. Z tego względu można ten rodzaj temperatur nazwać *temperaturami intensywnymi*. Do 3. rzędu włącznie pokrywają się one z temperaturami obliczanymi względem momentów centralnych (fluktuacji) danej obserwabli.

Wyrównywanie się temperatur kumulacyjnych czyli intensywnych w równowadze, którą można nazwać *globalną równowagą* dowolnego rzędu, jest bardzo prostym kryterium tych równowag. Inne temperatury wyższych rzędów względem tej samej wielkości, np. energii, jak temperatury względem momentów początkowych, centralnych itp., nie wyrównują się na ogół w równowadze globalnej, pozostają jednak wówczas w ściśle określonych związkach wzajemnych, które zależą także od wartości momentów. Związki te dają się łatwo obliczyć z równań (32) przy pomocy odpowiednich wzorów transformujących jedno momenty w drugie.

tj. że entropia jest również wielkością ekstensywną (addytywną). Dowód, że temperatura jest wielkością intensywną, wynika właśnie z (27) w połączeniu z (25). Mamy mianowicie

$$\beta_0 = \frac{1}{kT_0} = \frac{\partial S}{\partial U_0} = \frac{\partial \sum_i S_i}{\partial U_i} \cdot \frac{\partial U_i}{\partial U_0} = \frac{\partial S_i}{\partial U_i} = \beta_i = \frac{1}{kT_i} \quad (j = 1, \dots, n). \quad (29)$$

Powyższe rozumowanie da się przeprowadzić tylko wtedy, gdy średnie rozważane są addytywne (ekstensywne) jak w (25). Momenty statystyczne wyższych rzędów nie mają na ogół tej własności. Istnieje jednak taki rodzaj momentów statystycznych, który własność addytywności posiada w dowolnym rzędzie. Są to tzw. kumulanty  $K_s$  [9] dające się zdefiniować za pośrednictwem funkcji charakterystycznej

$$\varphi H^{(t)} = \text{Tr}(\rho e^{uH}) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{U_k}{k!} (it)^k = \exp\left(\sum_{s=1}^{\infty} \frac{K_s}{s!} (it)^s\right). \quad (30)$$

i analogicznie dla większej liczby obserwabli (zamiast jednego parametru rzeczywistego  $t$ , mamy wówczas kilka parametrów rzeczywistych,  $t, u, v, \dots$ ). Przy rozbiciu na niezależne podukłady o operatorach gęstości  $\rho_k$  (26) i obserwablach  $H_k$  (16) mamy wówczas

$$K_s = \sum_k K_s^k \quad (s = 1, 2, \dots), \quad (31)$$

gdzie górny wskaźnik odnosi się do  $k$ -tego podukładu. Definiując więc *temperatury kumulacyjne*

$$\gamma_s = \frac{\partial S}{\partial K_s}, \quad \gamma_s^{(k)} = \frac{\partial S_k}{\partial K_s^{(k)}} \quad (s = 1, 2, \dots; \quad k = 1, \dots, n) \quad (32)$$

otrzymamy z analogicznego rozumowania jak (28)

$$\gamma_s = \gamma_s^{(1)} = \dots = \gamma_s^{(n)} \quad (s = 1, 2, \dots), \quad (33)$$

czyli intensywność temperatur kumulacyjnych w dowolnym rzędzie. Z tego względu można ten rodzaj temperatur nazwać *temperaturami intensywnymi*. Do 3. rzędu włącznie pokrywają się one z temperaturami obliczanymi względem momentów centralnych (fluktuacji) danej obserwabli.

Wyrównywanie się temperatur kumulacyjnych czyli intensywnych w równowadze, którą można nazwać *globalną równowagą* dowolnego rzędu, jest bardzo prostym kryterium tych równowag. Inne temperatury wyższych rzędów względem tej samej wielkości, np. energii, jak temperatury względem momentów początkowych, centralnych itp., nie wyrównują się na ogół w równowadze globalnej, pozostają jednak wówczas w ściśle określonych związkach wzajemnych, które zależą także od wartości momentów. Związki te dają się łatwo obliczyć z równań (32) przy pomocy odpowiednich wzorów transformujących jedno momenty w drugie.

Z drugiej strony prosta zależność stanu równowagi (20) od temperatur  $\beta_\kappa$ , będąca bezpośrednim uogólnieniem wzoru Boltzmann-Gibbsa (5) staje się bardziej skomplikowana dla temperatur intensywnych  $\gamma_s$  wyższych rzędów. W ten sposób proste własności zwyczajnej temperatury jak gdyby rozszczepiają się w wyższych rzędach, co jest naturalne ze względu na zwiększone bogactwo typów temperatury.

W związku z zagadnieniem wyrównywania się temperatur intensywnych dowolnego rzędu w równowadze globalnej, nasuwa się pytanie, w jakim czasie proces ten zachodzi. Jak wiadomo, np. w przypadku plazmy lub pewnych układów magnetycznych, czas ten, zwany czasem relaksacji, jest często tak długi, że jest praktycznie nieosiągalny, co powoduje konieczność użycia właśnie odrębnych temperatur dla podukładów, jak temperatura elektronowa, temperatura jonowa itp. Otóż na pytanie to nie możemy odpowiedzieć w ramach rozważanej teorii, którą można by nazwać *termodynamiką niższą*. Jej założeniem jest traktowanie wartości własnych obserwabli, a więc i pól zewnętrznych, objętości itp. parametrów zewnętrznych, jako wielkości dokładnie znanych, czyli znanych w sposób dynamiczny. Wówczas mamy jedynie statystykę stanów, entropia jest stała w czasie, a inne wielkości makroskopowe czyli średnie obserwabli są albo także stałe w czasie (dla wszystkich stałych ruchu), albo na ogół bardzo szybko oscylują periodycznie (dla wielkości nie komutujących z hamiltonianem układu). Dla uzyskania możliwości obliczenia czasów relaksacji i wzrostu entropii jest konieczne przejście do *termodynamiki wyższej*, czyli teorii procesów stochastycznych, w której obserwabli, a więc siły działające, pola zewnętrzne, energie itp. traktowane są również statystycznie. Teoria ta jest znacznie bardziej skomplikowana i niezupełnie jeszcze wypracowana w ogólnym przypadku, nie będziemy więc w nią tutaj bliżej wchodzić.

## 5. Temperatura pompowania optycznego

Doszliśmy obecnie do punktu, w którym należy sobie postawić pytanie, czy uogólnienie, które przedstawiliśmy powyżej, ma jakieś praktyczne zastosowanie. Historia kultury poucza nas bowiem, że rozszerzenia i zawężenia sensu słów zależą od praktycznych możliwości ich zastosowania. Czy, podobnie jak wynalazek termometru zawęził znaczenie słowa temperatura, istnieje obecnie jakiś nowy wynalazek lub odkrycie, które zmusza nas do ponownego jego rozszerzenia?

Nie będzie żadnej przesady gdy powiemy, że wynalazkiem takim jest wynalezienie metody pompowania optycznego przez Kastlera w r. 1950 [10]. Wynika to np. od razu z następującego określenia metody podanego przez współpracownika Kastlera, Brossela: „chodzi o metodę pozwalającą uzyskać, w sposób stacjonarny, stan rozkładu populacji serii podpoziomów atomowych (stanu podstawowego) bardzo oddalony od rozkładu boltzmannowskiego“ [11]

str. 189. Brossel podaje dalej następujące bliższe określenie metody: „Technika ta wykorzystuje cykl składający się z absorpcji światła przy rezonansie optycznym, po której następuje reemisja polegająca na zjawisku emisji spontanicznej“. Dla dokładności należy dodać, że gdy prawdopodobieństwo obsadzenia („zaludnienie“) wyższego poziomu, na który następuje przejście z emisją promieniowania, emisja ta oprócz składowej promieniowania spontanicznego posiada na ogół znacznie silniejszą składową promieniowania wymuszonego. Wynika stąd, że technika pompowania optycznego jest podstawą działania laserów i maserów, przyrządów, które dziś rewolucjonizują technikę, a jutro mogą się stać podstawą wielkich przemian cywilizacyjnych.

Nie będziemy rozważać tutaj szczegółowo teorii pompowania optycznego oraz laserów i maserów, p. np. [11], [12], [13], [14], [15]. Zasadnicze zjawiska, dzięki którym dochodzi do stacjonarnej równowagi, mają bowiem charakter nieliniowy, co pociąga za sobą wielkie komplikacje matematyczne. Ograniczymy się więc tylko do dyskusji dwóch oddzielnych uproszczonych podsystemów, które w rzeczywistości oddziałują nieliniowo ze sobą. Pierwszym jest układ atomowy w stanie „napompowanym“, przy czym upraszczamy strukturę tego układu do układu spinowego o spinie  $s (= \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots)$ , czyli zaniedbujemy wszystkie jego poziomy energetyczne poza podstawowym multipletem zeemanskim. Drugim układem jest pole elektromagnetyczne, w którym występuje proces stacjonarnej pompowania, przy czym ograniczamy dyskusję tylko do jednego modu we wnęce rezonansowej. Przy tych drastycznych uproszczeniach pomijamy wiele ważnych teoretycznie i praktycznie cech ilościowych procesu, ale i tak nie mogłyby być one w pełni opisane w ramach naszej „niższej termodynamiki“. Jakościowo otrzymamy mimo wszystko duże podobieństwo do rzeczywistych stanów równowagi zachodzących w obu układach.

Układ atomowy o spinie  $s$  (chodzi tu przeważnie o jon paramagnetyczny) posiada w zewnętrznym polu magnetycznym  $(2s+1)$  poziomów energetycznych, równo oddalonych od siebie. Ze względu na warunek normalizacyjny (3b), najogólniejszy rozkład prawdopodobieństwa określony na tych poziomach zależy od  $2s$  rzeczywistych parametrów. Łatwo stwierdzić [6], że każdy taki rozkład da się przedstawić przy pomocy, ogólnie,  $2s$  odwrotnych temperatur wyższych rzędów  $\beta_k$  (niektóre z nich lub nawet wszystkie mogą zniknąć). Dla symetrii wzorów wygodnie jest wprowadzić  $(2s+1)$ -szy parametr, zależny od poprzednich,

$$\beta_0 = \log Z(\beta_1, \dots, \beta_{2s}). \quad (34)$$

Oznaczając odstęp Zeemana przez  $\hbar\omega$  otrzymamy wówczas

$$p_i = \exp\left(-\sum_{k=0}^{2s} \beta_k (i-1)^k \hbar\omega\right),$$

$$\beta_k = -\sum_{i=1}^{2s+1} F_{ki} \log p_i, \quad (35)$$



Operatory  $p$  i  $q$  posiadają prostą interpretację fizyczną, gdyż w obrazie Heisenberga w następujący sposób wiążą się z operatorami pola elektrycznego  $\mathcal{E}$  i magnetycznego  $\mathcal{H}$  we wnęce

$$\mathcal{E}(r, t) = -\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0}} p(t) u(r), \quad \mathcal{H}(r, t) = \frac{1}{\mu_0 \sqrt{\varepsilon_0}} q(t) (\nabla \times u(r)), \quad (41)$$

gdzie  $u(r)$  jest przestrzenną funkcją własną modu, a  $\varepsilon_0$  i  $\mu_0$  — elektryczną i magnetyczną przenikalnością próżni. Ze względu na (41) zadanie makroskopowego sygnału elektromagnetycznego we wnęce (sygnał ten pochodzi ze stacjonarnego pompowania optycznego w naszym modelu) sprowadza się do zadania określonych średnich wartości dla obserwabli  $p$  i  $q$ . Mamy zatem zagadnienie maksymalizacji entropii (2') przy warunkach ubocznych (3'), (4') oraz

$$S_e = \text{Tr}(\rho p), \quad S_m = \text{Tr}(\rho q), \quad (42)$$

gdzie  $S_e$  oznacza średni sygnał elektryczny, a  $S_m$  średni sygnał magnetyczny, dwa parametry pompowania optycznego. Rozwiązanie zagadnienia ma postać

$$\rho = -\frac{\exp(-\beta H - \lambda_e p - \lambda_m q)}{\text{Tr}(\exp(-\beta H - \lambda_e p - \lambda_m q))}. \quad (43)$$

Wyznaczając stałe temperaturowe  $\beta = (kT)^{-1}$ ,  $\lambda_e$  i  $\lambda_m$  według Louisella [17], str. 246—247, otrzymujemy ostatecznie

$$U = \frac{1}{2} (S_e^2 + \omega^2 S_m^2) + \frac{\hbar\omega}{2} \text{ctgh} \frac{\hbar\omega}{2kT}, \quad (44)$$

$$\lambda_e = \frac{-S_e}{kT}, \quad \lambda_m = -\frac{\omega^2 S_m}{kT}. \quad (45)$$

Równanie (44) jest przestępne i wymaga na ogół rozwiązania numerycznego lub graficznego. Jednakże dla dostatecznie dużych temperatur  $T$ , tj. gdy

$$T \gg \frac{\hbar\omega}{2k}, \quad (46)$$

możemy posłużyć się rozwinięciem

$$\text{ctgh} x = \frac{1}{x} + \left( \frac{x}{3} - \frac{x^3}{45} + \frac{2x^5}{945} - \dots \right) \quad (47)$$

(ważnym dla  $|x| < \pi$  z wyjątkiem  $x = 0$ ) i pominąć wyrazy w nawiasie jako małe wobec pierwszego wyrazu. Otrzymamy wówczas prosty związek

$$U = \frac{1}{2} (S_e^2 + \omega^2 S_m^2) + kT, \quad (48)$$

który wyraża makroskopowe prawo zachowania energii: całkowita energia pola równa się energii sygnału plus energia drgań termicznych pola (energia szumu

kwantowego). Wstawiając te wyniki do (43) otrzymujemy postać operatora gęstości stanu równowagi istotnie różną od postaci boltzmannowskiej (5')

$$\rho = Z^{-1} \exp\left(-\frac{H - S_e p - \omega^2 S_m q}{U - \frac{1}{2}(S_e^2 + \omega^2 S_m^2)}\right);$$

$$Z = \text{Tr}\left(\exp\left(-\frac{H - S_e p - \omega^2 S_m q}{U - \frac{1}{2}(S_e^2 + \omega^2 S_m^2)}\right)\right). \quad (49)$$

Jedynie w szczególnym przypadku, mianowicie gdy sygnał znika lub jest dokładnie harmoniczny, a więc gdy

$$S_e = S_m = 0, \quad (50)$$

otrzymujemy boltzmannowski charakter stanu równowagi i  $U = kT$ . W ogólnym przypadku temperatura energetyczna  $T$  jest pomniejszona o wielkość, którą można by nazwać *temperaturą sygnału*

$$T_s = \frac{1}{2k} (S_e^2 + \omega^2 S_m^2). \quad (51)$$

Louisell nazywa temperaturę  $T$  — temperaturą efektywną, a wielkość

$$T_k = \frac{U}{k} \quad (52)$$

temperaturą kąpielii cieplnej. Mamy więc

$$T = T_k - T_s. \quad (53)$$

Wprowadzenie sygnału (pompowania optycznego) obniża więc temperaturę energetyczną pola, co pośrednio potwierdza koncepcję, że entropia jest niczym innym jak miarą informacji. Koncepcję tę wyraził jeszcze Boltzmann mówiąc, że entropia jest miarą straconej informacji, a potem myśl tę rozwinęli Szilard [18], Shannon [19], Jaynes [4], Brillouin [20] i inni [21].

Oprócz temperatury energetycznej  $T$  istnieją także dwie inne temperatury, które możemy nazwać *temperaturą elektryczną* i *temperaturą magnetyczną*

$$T_e = \frac{S_e}{T}, \quad T_m = \frac{T}{\omega^2 S_m}, \quad (54)$$

i które charakteryzują termodynamicznie pompowanie optyczne, p. (45) i (49). Wszystkie te temperatury  $T$ ,  $T_e$  i  $T_m$  są pierwszego rzędu.

W ogólnym przypadku pole elektromagnetyczne makroskopowe da się opisać nie przy pomocy skończonej ilości stałych temperaturowych, lecz przy pomocy skończonej ilości funkcji temperaturowych [22]. Są to na ogół funkcje wielopunktowe albo w przestrzeni czasu i położeń, albo energii i pędów, albo w innej 4-wymiarowej reprezentacji. Opisują one dowolny stopień częściowej koherencji pola metodą statystyczną, analogiczną do zwyczajnej termodynamiki statystycznej, ale uogólnioną według przedstawionych wyżej idei.



## 6. Termometry do pomiaru temperatur uogólnionych

Jako następne zagadnienie wypada, przynajmniej krótko, omówić pytanie w jaki sposób można mierzyć temperatury uogólnione. Jest to pytanie bardzo szerokie i szczegółowa odpowiedź zależy od dziedziny obserwacji, do której je stosujemy. Wyżej pokazaliśmy metodę matematyczną, która pozwala na wyliczenie wartości temperatur ze średnich wartości obserwacji. Obecnie chodzi o to, czy temperatury te dadzą się mierzyć również bezpośrednio, podobnie jak zwyczajna temperatura przy pomocy termometru. Chodzi zatem o konstrukcję termometrów dla temperatur uogólnionych.

Jeśli chodzi o temperatury energetyczne wyższych rzędów, to za ich termometry można uważać lasery lub masery pracujące na substancji o odpowiedniej ilości poziomów energetycznych. Laser  $n$ -poziomowy, tj. o atomach magnetycznych o spinie  $s = \frac{n-1}{2}$ , może zrealizować, jak widzieliśmy,  $(n-1)$  czyli  $2s$  temperatur energetycznych wyższych rzędów. Wyznaczając ten stan ze sposobu działania lasera otrzymujemy wartości jego temperatur. Jeżeli więc to ostatnie zadanie uznamy za rozwiązane (z powodu jego skomplikowanego charakteru pominęliśmy je powyżej), to mierzenie temperatur innych układów da się do niego sprowadzić. Istotnie, przy słabym oddziaływaniu danego układu z laserem dochodzi do wzajemnej równowagi wyższego rzędu, przy której, jak widzieliśmy, temperatury intensywne wyrównują się, a temperatury względem innych momentów pozostają w odpowiednich znanych relacjach. Podobnie więc jak zwyczajny termometr mierzy temperaturę innych ciał przy pomocy własnej temperatury, która objawia się przez zmianę innej jego własności fizycznej (jak długość słupka rtęci), tak laser mierzyłby temperatury wyższych rzędów innych układów przez własne temperatury uogólnione, objawiające się w sposobie jego promieniowania.

Podobne indykatory temperatur są w zasadzie do pomyślenia przy wszelkich innych wypadkach dzięki udowodnionemu przez nas ogólnemu twierdzeniu (33), które ze względu na analogię ze zwyczajną termodynamiką można nazwać *zerową zasadą termodynamiki uogólnionej*.

## 7. Koherencja pomiędzy stanami

Powyżej rozważaliśmy korelacje pomiędzy wielkościami fizycznymi, np. między operatorami  $P$  i  $Q$ , p. (21) i (22). Mierząc momenty statystyczne  $U_{ki}^{\pm}$  (22), albo odpowiednie kumulanty  $K_{ki}^{\pm}$ , otrzymujemy charakterystykę korelacji statystycznej istniejącej pomiędzy tymi wielkościami, albo mówiąc inaczej, stopień ich wzajemnej koherencji. Ostatnio, problem koherencji w tym sensie stał się bardzo ważny w odniesieniu do promieniowania elektromagnetycznego emitowanego przez lasery. Głównym problemem jest odpowiedź na pytanie, jak skorelowane są wiązki świetlne emitowane przez poszczególne atomy w substancji lasera, p. [22], [24], [25].

Dla teorii pompowania optycznego ważna jest nie tylko wspomniana wyżej koherencja pomiędzy wielkościami fizycznymi, ale również koherencja pomiędzy stanami, p. [12], [13]. Według Cohen-Tannoudjiego „z definicji, nazywamy koherencją pomiędzy stanami  $E$  i  $E'$  element pozadiagonalny

$$\rho_{EE'} = \langle E | \rho | E' \rangle, \quad (55)$$

jeśli istnieje“, gdzie  $\rho$  jest operatorem gęstości, [13] Rozdz. I, A5°, p. także [26]. Np. możemy rozważać, podobnie jak w [13], następujące stany własne energii atomu

$$\left. \begin{aligned} |\mu\rangle &= |\mu\omega_f\rangle (\mu = 1, \dots, 2I+1), \\ |m\rangle &= |E_0 + m\omega_e\rangle (m = 1, \dots, 2F+1), \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

gdzie  $I$  jest wartością spinu jądrowego dla stanu podstawowego atomu,  $F$  jest odpowiednim spinem w stanie wzbudzonym  $E_0$  rezonansu optycznego,  $a\omega_f$  i  $\omega_e$  są odstępami zeemanowskimi nadsubtelnej struktury tych stanów. Mówimy wtedy o koherencji hertzowskiej ( $\rho_{mm'}$ ,  $\rho_{\mu\mu'}$ ) w przeciwieństwie do koherencji optycznej  $\rho_{\mu\mu'}$ , [13].

Jeżeli operator gęstości  $\rho$  jest dany, wówczas oczywiście koherencje (55) w dowolnej danej reprezentacji  $E = \{|E_i\rangle\}$  są jednoznacznie określone. Entropia Von Neumanna ( $2'$ ) nie zależy od reprezentacji, ale warunki dodatkowe zależą od wielkości fizycznych i określają ostatecznie elementy pozadiagonalne  $\rho$  w danej reprezentacji. Mechanika kwantowa dopuszcza jednak także bardziej ogólne ujęcie statystyczne.

Reprezentacja (lub obserwabla)  $E$  może nie być całkowicie określona przez warunki eksperymentalne i wtedy możemy ją określić tylko w sensie statystycznym, używając przy tym innego typu entropii, która zależy od reprezentacji i może być nazwana entropią względną, w przeciwieństwie do entropii Von Neumanna  $S$ , którą można nazwać entropią absolutną. Z macierzą gęstości w reprezentacji  $E$

$$\rho_{ij}^E = \langle E_i | \rho | E_j \rangle \quad (57)$$

związana jest macierz unitarna  $U_{ij}^E$ , która jest rozwiązaniem zagadnienia wartości własnych i która transformuje reprezentację  $E$  w reprezentację własną  $\rho$ ,

$$\sum_j \rho_{ij}^E U_{jk}^E = p_k U_{ik}^E, \quad |p_i\rangle = \sum_j U_{ji}^E |E_j\rangle, \quad (58)$$

$$U_{ij}^E = \langle E_i | p_j \rangle \quad (59)$$

$$\sum_k U_{ij}^E U_{jk}^E = \delta_{ij}, \quad \sum_k U_{ki}^E U_{kj}^E = \delta_{ij}. \quad (60)$$

Możemy założyć, że wszystkie wartości własne  $p_i$  są różne, w przeciwnym bowiem wypadku nie byłoby elementów pozadiagonalnych dla odpowiednich podprzestrzeni. W takim razie istnieje jedno-jednoznaczna odpowiedniość pomiędzy  $\rho_{ij}^E$  i  $U_{ij}^E$  (z dokładnością do fazy  $\varphi_i$ , która dla każdego wektora  $|p_i\rangle$  może być ustalona dowolnie). Relacje odwrotne to

$$e_{ij}^E = \sum_k U_{ik}^E U_{jk}^E p_k, \quad |E_i\rangle = \sum_j U_{ij}^E |p_j\rangle. \quad (61)$$

Oznaczając

$$p_{ij}^E = |U_{ij}^E|^2 > 0 \quad (62)$$

otrzymujemy z (60)

$$\sum_i p_{ij}^E = 1, \quad \sum_j p_{ij}^E = 1. \quad (63)$$

Dalej, z (61) mamy

$$p_i^E = e_{ii}^E = \sum_j p_{ij}^E p_j > 0$$

$$\sum_i p_i^E = \sum_{ij} p_{ij}^E p_j = \sum_j p_j = 1. \quad (64)$$

Tak więc  $p_i^E$  i  $p_{ij}^E$  (przy ustalonym  $i$  albo  $j$ ) mogą być uważane za rozkłady prawdopodobieństwa i możemy zdefiniować ich entropie (informacje) jako

$$S^E = -k \sum_i p_i^E \log p_i^E \quad (65)$$

i

$$S_{i.}^E = -k \sum_j p_{ij}^E \log p_{ij}^E, \quad S_{.j}^E = -k \sum_i p_{ij}^E \log p_{ij}^E. \quad (66)$$

$S^E$  możemy nazwać *entropią względną E* [27], a  $S_{i.}^E$  i  $S_{.j}^E$  szczegółowymi *entropiami przejścia*, z danego  $|E_i\rangle$  do dowolnego  $|p_j\rangle$  i, odpowiednio, z danego  $|p_j\rangle$  do dowolnego  $|E_i\rangle$ . Możemy wprowadzić także, p. [28], średnią albo *globalną entropię przejścia* z reprezentacji  $E$  do  $p = \{p_i\}$  (oznaczamy to przejście przez +), albo, na odwrót, z  $p$  do  $E$  (-),

$$S_+^E = \sum_i p_i^E S_{i.}^E, \quad S_-^E = \sum_j p_j S_{.j}^E. \quad (67)$$

Oczywiście, entropie  $S_{i.}^E$  i  $S_{.j}^E$  nie są niezależne, i możemy rozważać jedną lub drugą. Entropia  $S^E$  spełnia nierówność

$$S \leq S^E \leq S_0 = k \log n, \quad (68)$$

gdzie pierwsza nierówność była udowodniona przez Kleina [29], a druga jest dobrze znaną własnością dowolnej entropii, jeśli wymiar  $n$  przestrzeni Hilberta jest skończony (jak np. dla przestrzeni spinowych, p. (56)). Entropie przejść można wykorzystać do systematycznego wprowadzenia wielkości komplementarnych kanonicznie sprzężonych jako wielkości niezależnych z punktu widzenia informacji (*informationsfremde Grössen* [30]).

Fazy elementów macierzowych  $U_{ij}^E$  lub  $\varrho_{ij}^E$  nie wchodzą do definicji entropii wspomnianych wyżej. Mogą one być wyznaczone przez warunki dodatkowe przy maksymalizowaniu entropii, w podobny sposób, jak to miało miejsce dla  $p_{ij}^E$  (przy maksymalizacji  $S$ ). Z drugiej strony możemy także wprowadzić *entropie względne fazowe*,

$$S_{ij}^E = -k \int_0^{2\pi} p(\varphi_{ij}^E) \log p(\varphi_{ij}^E) d\varphi_{ij}^E, \quad (69)$$

gdzie  $p(\varphi_{ij}^E)$  jest gęstością prawdopodobieństwa dla różnic faz  $\varphi_{ij}^E$  elementów macierzowych  $U_{ij}^E$  (lub  $\varrho_{ij}^E$ ), które mają znaczenie fizyczne. Oczywiście z definicji mamy

$$p(\varphi_{ij}^E) > 0 \text{ dla } 0 \leq \varphi_{ij}^E \leq 2\pi, \\ \int_0^{2\pi} p(\varphi_{ij}^E) d\varphi_{ij}^E = 1. \quad (70)$$

Entropie  $S_{ij}^E$  mogą być użyte do obliczenia średnich po fazach tych wielkości fizycznych, na które fazy te mają wpływ.

Jeśli maksymalizujemy entropie zdefiniowane jak wyżej dla zadanej wartości pewnego momentu statystycznego wielkości fizycznej  $E$ , to możemy określić odwrotną temperaturę zgodnie z naszą ogólną metodą,

$$\beta^{M(E)} = \frac{\partial S^E}{\partial M(E)}, \quad \beta_i^{M(E)} = \frac{\partial S_i^E}{\partial M(E)}, \quad \beta_{ij}^{M(E)} = \frac{\partial S_{ij}^E}{\partial M(E)}. \quad (71)$$

Według terminologii wprowadzonej przy końcu rozdz. 4 maksymalizacja  $S$  i  $S^E$  należy do termodynamiki niższej, podczas gdy maksymalizacja  $S_i^E$  i  $S_{ij}^E$  jest częścią termodynamiki wyższej.

## 8. Zakończenie

Doszlśmy do końca naszych rozważań. Patrząc „z lotu ptaka“ na dokonane w nich uogólnienie pojęcia temperatury możemy je obecnie porównać z przedstawioną we wstępie dawniejszą historią tego pojęcia. Widzieliśmy, że pod wpływem wynalezienia i rozpowszechnienia termometru starożytne, bardzo szerokie pojęcie temperatury, zostało silnie zawężone. Obecnie możemy powiedzieć, że pod wpływem wynalezienia pompowania optycznego i laserów nasze pojęcie temperatury ulega ponownemu rozszerzeniu. Nowy zakres jest równie szeroki jak dawny i, jeżeli abstrahujemy od szczegółów matematycznych, które precyzują to pojęcie znacznie dokładniej niż w starożytności, trzeba powiedzieć, że sens intuicyjny obu pojęć jest bardzo bliski. Istotnie, w ściśle określonym wyżej sensie możemy mówić o temperaturze chemicznej wina zmieszanego z wodą i o temperaturze (strukturalnej) budowy ciała ludzkiego.

To co przedstawiliśmy powyżej nie jest jednak czymś zamkniętym i zakończonym. Pozostaje jeszcze bardzo wiele do zrobienia zanim będziemy mierzyć

temperatury uogólnione z równą łatwością jak zwyczajną temperaturę cieplną. Nowa termodynamika wymaga dalszej rozbudowy i ugruntowania. Na razie jedynie przypadek gazów idealnych bozonów i fermionów został w niej w zarysie przedyskutowany [23], trudniejsze przypadki, jak właśnie termodynamiczna teoria pompowania optycznego i laserów, wymagają opracowania. Szczególne ważne wydaje się przy tym dokładniejsze zbadanie i zastosowanie pojęcia ciepła właściwego, które w nowej termodynamice rozszczepia się równie silnie jak pojęcie temperatury. Celem niniejszego odczytu było właśnie przedstawienie tych problemów w środowisku wybitnych fizyków francuskich, z którego wyszedł pierwszy zasadniczy impuls do pracy w tym kierunku, mianowicie wynalezienie pompowania optycznego.

*Abstract:* After a short presentation of the history of the concept of temperature a far reaching generalization of this concept is presented and explained. Temperature of order  $n$  with respect to any physical quantity is expressed by the derivative of entropy with respect to the  $n$ -th statistical moment of this quantity. It is shown how this generalized concept may be applied to optical pumping. The paper will be published in French in *Annales de l'Institut Henri Poincaré*.

#### Literatura

- [1] A. Danzat, J. Dubois, H. Mitterand, *Nouveau dictionnaire étymologique et historique* Larousse, Paris 1964.
- [2] A. Kappos, *Strukturtheorie der Wahrscheinlichkeitsfelder und-räume*, Springer, Berlin 1960.
- [3] R. S. Ingarden, K. Urbanik, *Acta Phys. Polon.*, **21**, 281 (1962).
- [4] E. T. Jaynes, *Phys. Rev.*, **106**, 620 (1957).
- [5] R. S. Ingarden, *Bull. Acad. Polon. Sci. Sér. math. astron. phys.*, **11**, 541 (1963).
- [6] R. S. Ingarden, *Fortschr. Phys.*, **13**, 755 (1965).
- [7] E. T. Jaynes, *Brandeis Summer Institute* 1962, vol. 3, Benjamin, New York 1963.
- [8] J. W. Gibbs, *Elementary Principles in Statistical Mechanics*, Dover, New York 1960.
- [9] T. N. Thiele, *Theory of Observations*, Methuen, London 1903.
- [10] A. Kastler, *J. Phys. Radium*, **11**, 255 (1950).
- [11] J. Brossel, *Les Houches* 1964, Gordon and Beach, New York 1965, str. 189.
- [12] J. P. Barrat, C. Cohen-Tannoudji, *J. Phys. Radium*, **22**, 329, 443 (1961).
- [13] C. Cohen-Tannoudji, *Ann. Phys. (France)*, (13) **7**, 423 (1962).
- [14] C. Cohen-Tannoudji, A. Kastler, *Progress in Optics*, **5**, 1 (1966).
- [15] H. Risken, *Zur Statistik des Laserlichtes*, Habilitations schrift, Techn. Hochschule, Stuttgart 1967.
- [16] W. H. Louisell, A. Yariv, A. E. Siegman, *Phys. Rev.*, **124**, 1646 (1961).
- [17] W. H. Louisell, *Radiation and Noise in Quantum Electronics* McGraw Hill, New York 1964.
- [18] L. Szilard, *Z. Phys.*, **53**, 840 (1929).
- [19] C. E. Shannon, *Bell Syst. Techn. J.*, **27**, 379, 625 (1948).
- [20] L. Brillouin, *La Science et la théorie de l'information*, Masson, Paris 1959.
- [21] R. S. Ingarden, *Fortschr. Phys.*, **12**, 567 (1964).

- [22] R. S. Ingarden, *Congrès optique* (CIO7) Paris 1966, Résumés des conférences et communications, str. 5.
- [23] R. S. Ingarden, A. Kossakowski, *Acta Phys. Polon.*, **28**, 499 (1965).
- [24] L. Mandel, E. Wolf, *Rev. Mod. Phys.*, **37**, 231 (1965).
- [25] R. J. Glauber, *Les Houches* 1964, Gordon and Beach, New York 1965, str. 63.
- [26] C. Cohen-Tannoudji, *Rendiconti S. I. F.*, XVII Corso, s. 240.
- [27] R. S. Ingarden, K. Urbanik, *Acta Phys. Polon.* **21**, 281 (1962).
- [28] A. I. Khinchin, *Mathematical Foundations of Informations Theory*, Dover, New York 1962.
- [29] O. Klein, *Z. Phys.*, **72**, 767 (1931).
- [30] F. Schlögl, *Z. Phys.*, **159**, 411 (1960).

W. Arsoba, A. Wrzesińska

Katedra Fizyki Technicznej  
Politechniki Łódzkiej, Łódź

## Mechanizm elektroluminescencji w świetle nowszych badań

Recent Studies on the Mechanism of Electroluminescence

### Wstęp

W roku 1962 w tomie XIII (Zeszyt 2) Postępów Fizyki ukazał się artykuł Łożykowskiego i Męczyńskiej pt. *Elektroluminescencja i jej zastosowania* [1]. Od tego czasu badania prowadzone w wielu ośrodkach naukowych wniosły nowe elementy do skomplikowanego i ciągle jeszcze nie całkowicie rozwiązanego problemu mechanizmu wzbudzania elektroluminescencji. Odkryto również szereg nowych materiałów elektroluminescencyjnych, ale sprawa ta nie będzie tu omawiana.

Celem niniejszego artykułu jest skrótowe przedstawienie tych ważnych dla teorii badań, które nie zostały zreferowane w cytowanym artykule Łożykowskiego i Męczyńskiej. W części I przedstawione zostaną wyniki i problemy nasuwające się przy badaniu stosunkowo dużych obszarów elektroluminescencyjnych, a w części II badania dotyczące świecenia obszarów mikroskopowych.

W artykule niniejszym będzie omawiana elektroluminescencja w montażu izolującym — elektroluminescencja „wewnętrzna“, odkryta przez Destriau w 1936 roku.

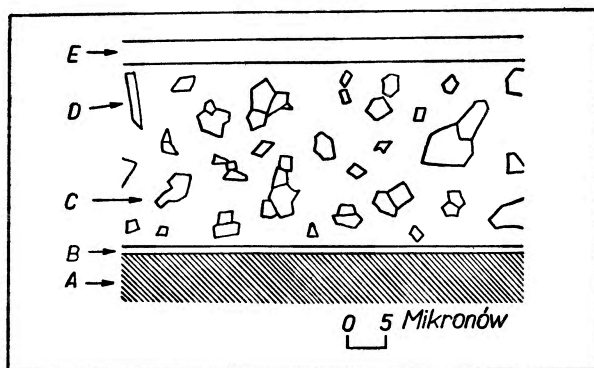
### Część I

Do badania elektroluminescencji „wewnętrznej“ — efektu Destriau, stosuje się tak zwaną komórkę *El*; między dwiema elektrodami, z których przynajmniej jedna jest przezroczysta, (szkło lub mika przewodząca) znajduje się elektroluminoфор zawieszony w substancji przezroczystej, najczęściej o dużej stałej dielektrycznej, dla wzmocnienia natężenia pola w elektroluminoфорze.

Jeśli dielektryk jest ciekły (np. olej stosowany przez Destriau) konieczna jest jeszcze dodatkowa izolacja (np. płatkami miki) od elektrod, aby uniknąć możliwości zetknięcia fosforu z elektrodami i wymiany nośników prądu między

nimi. Obecnie jednak stosuje się raczej dielektryki plastyczne jak araldit, polistyren, żywice epoksydowe, a nawet dielektryki ceramiczne (rys. 1).

Trwałe świecenie w montażu izolującym występuje tylko przy napięciu zmiennym. Jeśli do komórki przyłoży się napięcie stałe, to wystąpi krótkotrwały rozblysłk. Fakt szybkiego zaniku świecenia po włączeniu napięcia tłumaczy się efektem polaryzacji. Gdy kryształki fosforu zawieszono są w innym ośrodku, to elektrony wyzwolane w fosforze mogą się poruszać tylko w obrębie poszczególnych ziaren i zostają odsunięte w kierunku anody. W ten sposób powstaje ładunek przestrzenny, którego pole kompensuje pole zewnętrzne. Rozblysłk występuje i przy włączaniu pola. Jest on związany z polem polaryzacji, którego zanik wykazuje pewne opóźnienie. Dla niektórych przypadków obserwowano bardzo długi (rzędu minut) czas zaniku polaryzacji po wyłączeniu



Rys. 1. Typowa komórka elektroluminescencji. *A* — płytka szklana, *B* — przezroczysta, przewodząca warstwa, *C* — przezroczysty dielektryk, *D* — kryształek fosforu, *E* — druga elektroda

pola. Dotyczy to szczególnie przypadku, gdy fosfor ZnS-Cu zawieszony został w fosforanie trójkrezylu [2].

Natężenie elektroluminescencji wewnętrznej *B* rośnie szybko z napięciem. Destriau na podstawie swych doświadczeń zaproponował wzór:

$$B = B_0 \exp(-bV^{-1}). \quad (1)$$

Zgodność doświadczenia z tą formułą była dobra w zakresie kilku rzędów zmian natężenia. Następnie Destriau, poprawiając formułę (1), używał bardziej skomplikowanej:

$$B = B_0 V^n \exp(-bV^{-1}). \quad (2)$$

Natomiast począwszy od badań Zalma, Diemera i Klasensa przekonano się, że dla elektroluminoforów dobrze świecących przy niewielkim natężeniu pola lepiej do doświadczenia pasują następujące formuły:

$$B = B_0 \exp(-bV^{-1/2}), \quad (3)$$

$$B = B_0 V^n \exp(-bV^{-1/2}) \quad (4)$$



(we wzorach (1), (2), (3), (4)  $V$  oznacza napięcie przyłożone do komórki,  $b$  — jest energią aktywacji,  $n$  — waha się między 1 a 2). Na ogół doświadczenie zgadza się lepiej z formułami (3), (4) przy niskich napięciach, a z formułą (1) lub (2) przy wysokich. Oba wzory dadzą się uzasadnić zderzeniową teorią wzbudzenia. Wzory (3) i (4) otrzymuje się po uwzględnieniu występowania barier potencjału, których szerokość rośnie proporcjonalnie do pierwiastka kwadratowego z napięcia, a więc pole w barierach  $E \sim V^{1/2}$ . Przy stosunkowo niskich napięciach elektroluminescencja występuje w obszarach wąskich barier, przy wysokich rozciąga się na cały kryształ. Proporcjonalność natężenia pola w barierze do pierwiastka kwadratowego z napięcia stosuje się zresztą tylko w przypadku barier powierzchniowych typu Motta-Schodky'ego.

Istnienie barier potencjału, w których natężenie pola jest przynajmniej o dwa rzędy wyższe od średniego pola, jest konieczne dla wyjaśnienia wzbudzenia elektroluminescencji przy stosunkowo niskich średnich polach (rzędu  $10^4$  V/cm). Istnienie barier zostało poza tym potwierdzone szeregiem innych faktów. Np. dowodzi tego, stwierdzony już przez Destriau [3] i potwierdzony następnie przez A. N. Ince (przy użyciu silniejszych pól) [4], brak gaszącego wpływu pola magnetycznego (rzędu  $10^5$  Oe) na natężenie elektroluminescencji.

Należy również przypomnieć, że na widmo luminescencji określonego fosforu nie ma zasadniczego wpływu to czy jest on wzbudzony optycznie, czy zmiennym polem elektrycznym. W obu przypadkach występują te same pasma emisji (np. w ZnS-Cu pasmo zielone i niebieskie) o maksimach przy tych samych długościach fali. Występujące pewne różnice w barwie świecenia foto- i elektroluminescencji (elektroluminescencja jest „bardziej niebieska“) wynikają z różnicy w stosunku natężeń obu pasm. Stosunek ten zmienia się nieco z temperaturą, a mianowicie z obniżeniem temperatury rośnie natężenie pasma niebieskiego przy obydwu rodzajach wzbudzenia, a w przypadku elektroluminescencji natężenie tego pasma rośnie ponadto ze wzrostem częstości przyłożonego do komórki napięcia.

Te wyniki doświadczalne dowodzą, że zarówno w elektro-, jak i w fotoluminescencji „czynne“ są te same centra emisji, a zmiany stosunku natężeń obu pasm świecenia w ZnS-Cu ze zmianą temperatury i częstości dadzą się łatwo wyjaśnić, jeśli się założy, że poziom normalny centrum niebieskiego leży bliżej pasma walencyjnego niż poziom normalny centrum zielonego (schemat Schöna i Klasensa, rys. 2), oraz że w przekazywaniu energii od centrum niebieskiego do centrum zielonego uczestniczą dziury wyswobodzone termicznie z pasma walencyjnego (5). Prawdopodobieństwo takiego wyswobodzenia (dezaktywacji centrum niebieskiego i aktywacji centrum zielonego) maleje z obniżeniem temperatury i ze wzrostem częstości.

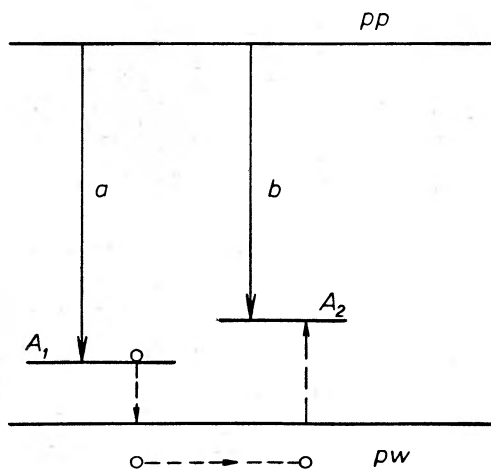
Badania dotyczące zależności natężenia elektroluminescencji od przyłożonego napięcia prowadzone osobno dla każdego z pasm emisji (zielonego i niebieskiego) skłoniły D. Curie do zaproponowania innego schematu poziomów centrów w fosforze ZnS-Cu. Przedstawione to zostanie w dalszej części artykułu, ponieważ wymaga przypomnienia zderzeniowej teorii wzbudzenia.

Piper i Williams, a niezależnie od nich D. Curie [6] zaproponowali tzw. zderzeniową teorię wzbudzenia centrów w elektroluminoforach. Centrum luminescencji może być wzbudzone lub zjonizowane przy zderzeniu z elektronem rozprędzonym przez pole, ale aby to mogło nastąpić:

a) elektrony muszą być dostarczone do pasma przewodnictwa. Piper i Williams oraz D. Curie zakładają, że elektrony te pochodzą z poziomów donorowych i z pułapek elektronowych. Prawdopodobieństwo tego, że elektron przejdzie do pasma przewodnictwa, oznaczmy przez  $n(E)$ ;

b) część elektronów przewodnictwa musi osiągnąć w polu elektrycznym takie prędkości, aby ich energia kinetyczna była nie mniejsza niż energia jonizacji centrów świecenia w elektroluminoforze.

Energia kinetyczna uzyskana przez ładunek  $e$  w polu o natężeniu  $E$  na drodze swobodnej  $x$ ,  $E_k = eEx$ . Jeśli energię jonizacji oznaczmy przez  $W$



Rys. 2. Schemat energetyczny Rhiela, Schöna, Klasensa.  $A_1$  — poziom podstawowy centrum „niebieskiego“,  $A_2$  — poziom podstawowy centrum „zielonego“,  $pw$  — pasmo walencyjne,  $pp$  — pasmo przewodnictwa

i przedstawimy ją jako  $eEl$ , to warunkiem wzbudzenia centrum przez elektron jest:  $x > l$ .

Długość drogi swobodnej uwarunkowana jest rozproszeniami na fononach (zostało to omówione w art. 1). Na tę część elektronów  $a$ , których drogi są dłuższe niż  $l$  (statystyka Boltzmanna), mamy wyrażenie:

$$a = \exp(-l/\bar{x}),$$

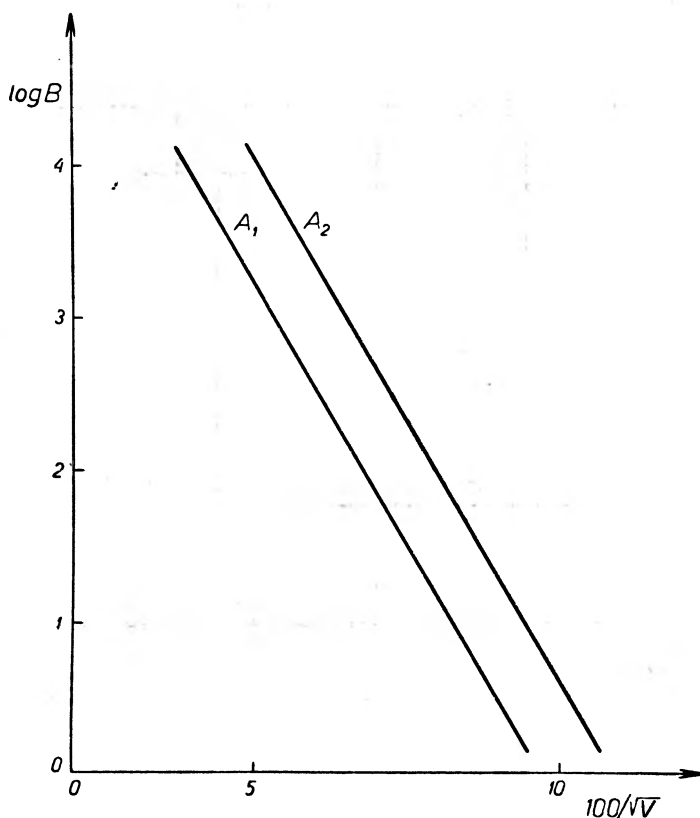
gdzie  $\bar{x}$  oznacza średnią drogę swobodną.

Natężenie emisji zależy jeszcze od prawdopodobieństwa  $p$  tego, że „dostatecznie“ przyspieszony elektron zderzy się z centrum i wreszcie od wydajności emisji luminescencji. Wobec tego natężenie luminescencji będzie proporcjonalne do iloczynu wszystkich tych prawdopodobieństw:

$$B(E) \sim n(E) a(E) p$$

Prawdopodobieństwo  $a(E)$  osiągnięcia przez elektron energii nie mniejszej niż energia potrzebna do wzbudzenia centrum, jest najszybciej rosnącą funkcją natężenia pola. Jeśli się założy, że zmiana innych prawdopodobieństw ze zmianą pola jest do pominięcia, to otrzymuje się natężenie emisji  $B \sim \exp(-b/E)$ , gdzie  $b = W/e\bar{x}$ , co przy założeniu  $E \sim V$  daje pierwotny wzór Destriau. Gdy założy się istnienie barier potencjałów, w których  $E \sim V^{1/2}$ , to otrzymuje się wzór Zalma, Diemera i Klasensa [7].

Emisja zależy jednak i od stężenia elektronów w pasmie przewodnictwa, a więc od prawdopodobieństwa  $n(E)$ , które na pewno zależy od natężenia pola.



Rys. 3. Wyniki J. Mattlera i T. Cevy dotyczące zależności jasności (poszczególnych pasm) elektroluminescencji ZnS-Cu od napięcia na komórce:  $A_1$  — dla pasma zielonego,  $A_2$  — dla pasma niebieskiego

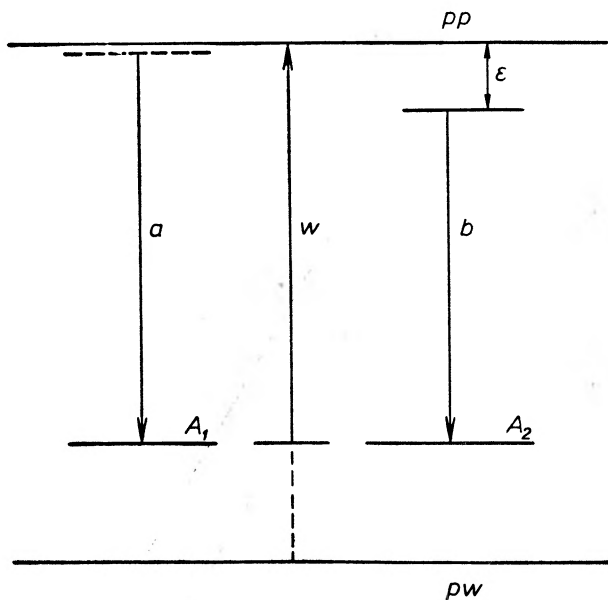
Problem źródła tych elektronów oraz energii, na koszt której przechodzą one ze stanów związanych do pasma przewodnictwa, jest obecnie najbardziej dyskusyjny. Pole może mieć wpływ również i na prawdopodobieństwo  $p$  efektywnego zderzenia elektronu z centrum.

Z porównania wzorów empirycznych z teorią zderzeniową wynika, że energia aktywacji (wielkość  $b$  we wzorach 1—4) wg schematu Schöna, Klasensa musiałaby być różna dla pasma zielonego i niebieskiego, ze względu na różną

odległość poziomów podstawowych centrum niebieskiego i centrum zielonego od pasma przewodnictwa (przejścia „a” i „b” na rys. 2).

Rys. 3 przedstawia wykres wyników Mattlera i Cevy [8]. Widać z niego, że w skali  $\log B - 100/V^{1/2}$  proste dla pasma zielonego i pasma niebieskiego w elektroluminescencji ZnS-Cu są do siebie równoległe, a więc energia aktywacji dla obu pasm jest jednakowa. To skłoniło G. i D. Curie [8] do zaproponowania schematu, w którym poziomy podstawowe centrum niebieskiego i zielonego są jednakowo odległe od pasma przewodnictwa (rys. 4).

Przyjęcie schematu poziomów D. Curie nie jest konieczne dla wyjaśnienia wyników Mattlera i Cevy, jeśli się założy, że rozprędzone polem elektrony



Rys. 4. Schemat energetyczny G. i D. Curie.  $A_1$  i  $A_2$  — poziomy podstawowe centrow zielonego i niebieskiego,  $W$  — wzbudzenie,  $a$  — przejście odpowiadające emisji niebieskiej,  $b$  — przejście odpowiadające emisji zielonej

w zderzeniach jonizują najpierw siatkę podstawową ZnS, a centra świecenia są wzbudzone pośrednio przez wychwyty dziury z pasma walencyjnego.

Są jednak i inne obserwacje dotyczące elektroluminescencji ZnS-Cu przemawiające za schematem D. Curie [9].

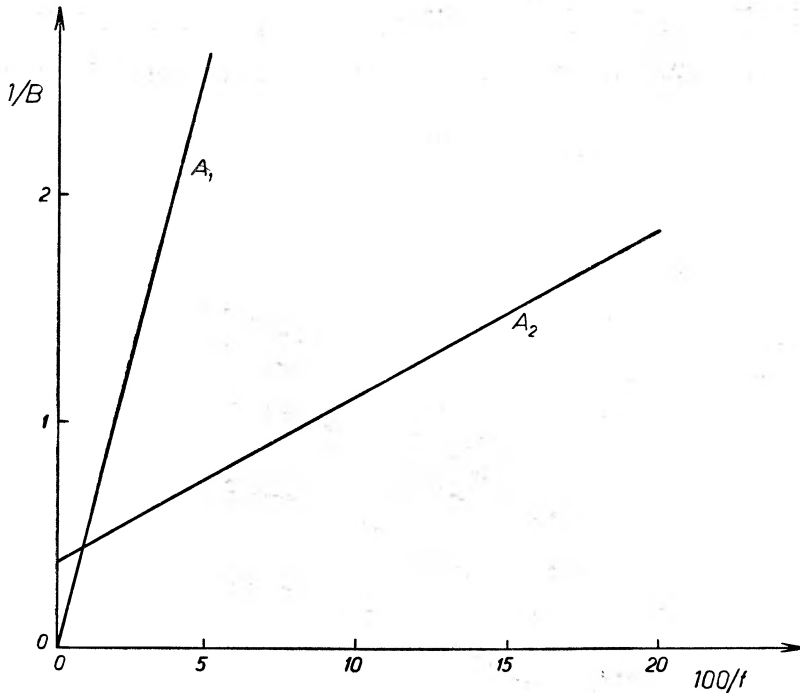
### Wpływ częstotliwości na elektroluminescencję

Zderzeniowy mechanizm wzbudzenia dobrze również wyjaśnia zależność elektroluminescencji od częstotliwości. Podczas każdego cyklu napięcia procesy: jonizacji donorów, przyspieszania elektronów, jonizacji centrów, a następnie rekombinacji w drugiej połowie cyklu powtarzają się od nowa. Suma światła

emitowanego podczas każdego cyklu jest w szerokich granicach częstości stała, a więc suma światła emitowanego w jednostce czasu proporcjonalna do częstości.

Poniżej podane będą rachunki D. Curie [10], które, choć bardzo uproszczone<sup>1</sup>, prowadzą do wzoru dobrze zgadzającego się z doświadczeniem.

Ponieważ elektrony przewodnictwa po wzbudzeniu centrum są od niego odsuwane przez pole, należy w rachunkach przyjąć hiperboliczne prawo rekombinacji



Rys. 5. Zmiany z częstością natężenia ( $B$ ) pasma niebieskiego ( $A_1$ ) i pasma zielonego ( $A_2$ ) przy elektroluminescencji ZnS-Cu. Zakres częstości średnich

binacji (kinetyka bimolekularna). Jeżeli przez  $n(t)$  oznaczymy liczbę elektronów w pasmie przewodnictwa w chwili  $t$ , to:

$$n(t) = \frac{n_0}{1 + n_0 a t}; \quad (a = \text{const.});$$

$n_0$  — liczba elektronów oderwanych początkowo od centrów przy wzbudzeniu. W czasie  $t = 1/2f$  ( $f$ -częstość) suma emitowanego światła  $S$  jest proporcjonalna do:

$$n_0 - n(1/2f),$$

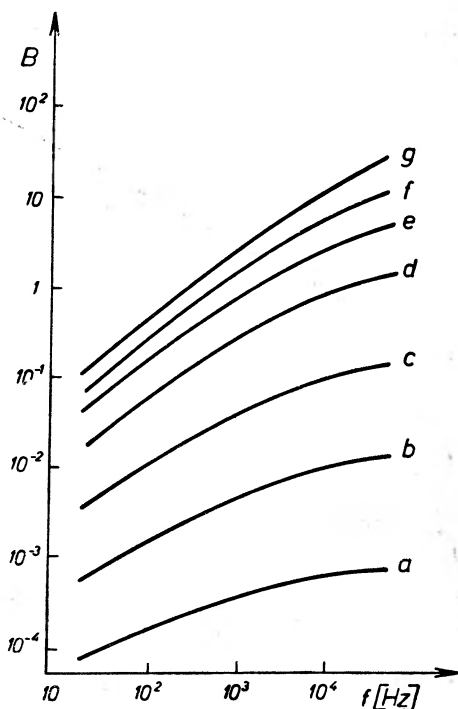
<sup>1</sup> Uproszczenie polega przede wszystkim na tym, że rachunki przeprowadza się tak, jakby wszystkie elektrony w tej samej chwili zostały przeniesione do pasma przewodnictwa, co w rzeczywistości nie zachodzi.

a jasność  $B = 2fS$  wyraża się wzorem:

$$B \sim \frac{-n_0^2 a}{1 + \frac{n_0 a}{2f}},$$

$$\frac{1}{B} \sim \frac{1}{n_0^2 a} \left( 1 + \frac{n_0 a}{2f} \right),$$

$\frac{1}{B}$  jest więc liniową funkcją  $\frac{1}{f}$ . Jeżeli  $a$  jest duże, to znaczy, jeśli czas życia elektronu poza centrum jest krótki w stosunku do okresu zmian napięcia, to



Rys. 6. Zależność natężenia ( $B$ ) elektroluminescencji ZnS-Cu od częstości przy różnych napięciach na komórce:  $a, b, c, d, e, f, g$  odpowiednio 100 V, 140 V, 200 V, 300 V, 400 V, 500 V i 600 V

prosta  $\left( \frac{1}{B}, \frac{1}{f} \right)$  przecina oś  $\frac{1}{B}$  blisko początku współrzędnych i  $B$  jest w przybliżeniu proporcjonalne do  $f$  (rys. 5).

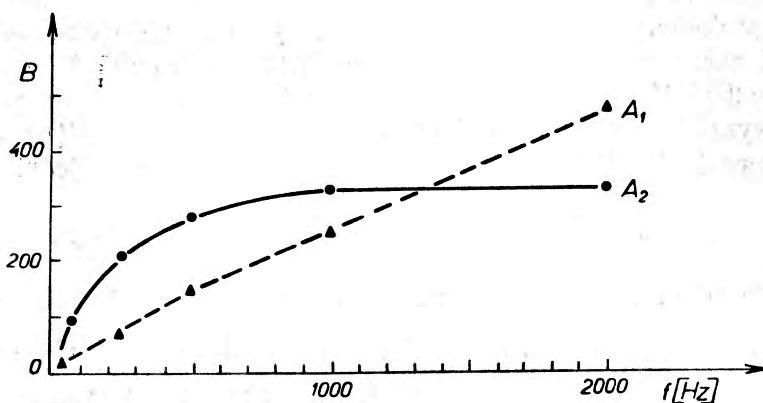
Przy małych częstościach (na ogół poniżej 50 Hz) występuje odchylenie od wyprowadzonego przez D. Curie wzoru. Jest to wywołane zjawiskiem polaryzacji, wpływającym najsilniej na pole wewnątrz fosforu przy małych częstościach.

Wzór D. Curie zawodzi również przy wielkich częstościach. Przy częstościach dużych natężenie elektroluminescencji rośnie wolniej z częstością niż

liniowo; występuje nasycenie. Zakres liniowego wzrostu jasności z częstotliwością zależy od napięcia i jest tym większy im wyższe jest napięcie (rys. 6). Od napięcia zależy również nachylenie tego odcinka na wykresie  $B-f$ . Ponadto zakres liniowej zależności luminescencji od częstotliwości jest większy dla pasma niebieskiego niż dla zielonego — rys. 7.

Szybsze nasycenie (przy wzroście częstotliwości) pasma zielonego niż niebieskiego sugeruje, że podobnie jak w fotoluminescencji elektrony wyzwalamy z pułapek płytszych z większym prawdopodobieństwem rekombinują z centrami niebieskimi, a z pułapek głębszych z zielonymi. Prawdopodobieństwo wyzwolenia elektronu z pułapki o danej głębokości zależy od częstotliwości i temperatury.

Alfrey i Taylor [11], Thornton [12], Haake [13] oraz Johnson [14] podkreślają konieczność rozważania wpływu częstotliwości i temperatury jedno-



Rys. 7. Zależność natężenia elektroluminescencji ( $B$ ) od częstotliwości.  $A_1$  — pasmo niebieskie,  $A_2$  — pasmo zielone (widać początkowy szybszy wzrost pasma zielonego z napięciem, ale i szybsze nasycenie niż dla pasma niebieskiego)

cznie. Pokazali oni, że każda kombinacja  $f$  i  $T$  spełniająca równanie  $f = e \exp\left(\frac{-\epsilon}{kT}\right)$  stwarza te same warunki wyzwolenia elektronów; duża częstotliwość jest równoważna niskiej temperaturze, a więc zwiększenie częstotliwości może być „zniwelowane“ przez podwyższenie temperatury.

Fakt, że barwa emisji może zmieniać się z każdą z tych zmiennych, zmusza do skrupulatnego brania pod uwagę selektywności detektora.

W przypadku fosforu w dielektryku zmiana przenikalności dielektrycznej fosforu i dielektryka przy dużych częstotliwościach może również wpływać na natężenie elektroluminescencji ze względu na zmianę „rozdziadu“ przyłożonego napięcia między fosfor i dielektryk.

### Elektrony inicjujące

Zderzeniowy mechanizm zdaje się być na ogół przyjęty, jeśli chodzi o wzbudzenie elektroluminescencji w montażu izolującym, choć istnieje również teoria (Fischer, cz. II art.) zakładająca inny mechanizm wzbudzenia.

Najwięcej trudności i sprzecznych poglądów przedstawia problem źródła elektronów inicjujących elektroluminescencję, roli pułapek, oraz sprawa rodzaju energii wyzwalaającej elektrony ze stanów związanych. Wg Pipera i Williamsa źródłem elektronów inicjujących, które następnie przyspieszane i „powielane“ wzbudzają centra lub siatkę krystaliczną, są głębokie poziomy donorowe (1-1, 2) eV. W dalszych etapach rolę tę mogą przejąć pułapki. Wg Zalma elektrony inicjujące pochodzą z warstwy  $\text{Cu}_2\text{S}$  osadzającej się na powierzchni ziaren  $\text{ZnS-Cu}$ . Piper i Williams wykazali, że do „polowego“ wyzwalaania elektronów z poziomów donorowych o głębokości około 1 eV potrzebne jest pole rzędu  $2 \times 10^6$  V/cm. Średnie pole wewnątrz kryształu nie sięga tych wartości, ale tak silne pola istnieją prawdopodobnie w barierach potencjału typu Motta-Schotky'ego lub w barierach wewnętrznych.

Wg Frenkla pole elektryczne i fonony działając jednocześnie wywołują jonizację poziomu. Można to interpretować jako zmniejszenie „głębokości“ poziomu donorowego, lub pułapki w polu elektrycznym. Jeśli głębokość danego poziomu (odległość od „dna“ pasma przewodnictwa na schemacie pasmowym) bez pola wynosiła  $\varepsilon$ , to w polu elektrycznym wynosi  $\varepsilon^* = \varepsilon - f(E)$ , a prawdopodobieństwa jonizacji tych poziomów energią cieplną odpowiednio:

$$p = S \exp\left(\frac{-\varepsilon}{kT}\right) \text{ i } p^* = S \exp\left(\frac{-\varepsilon^*}{kT}\right), \text{ więc } p^* > p.$$

Ideę Frenkla rozwinął Thornton [10] przyjmując jako funkcję  $f(E)$  następujące wyrażenie:  $\frac{ea_0}{l} V \sin \omega t$ ; (przy napięciu sinusoidalnie zmiennym).  $e$  — ładunek elektronu,  $a_0$  — połówka szerokości pułapki,  $l$  — „rozciągłość“ pola elektrycznego.

Wyniki doświadczeń Patka [15] wykazują jednak, że choć pewna część doświadczeń przemawia za tym, że pole elektryczne zmniejsza głębokość pułapek, to zmniejszenie to nie jest tak duże jak wynikałoby ze wzoru Thorntona. Być może, że bardzo silne pole istniejące w barierach potencjału może wpłynąć na zmniejszenie tej głębokości.

Badania Neumark [16] wykazały brak wpływu stałego pola elektrycznego na położenie (na osi temperatur) maksimum termoluminescencji. Analogiczne badania przeprowadzone przez autorów niniejszego artykułu przy użyciu pola zmiennego wykazały również brak przesunięcia maksimum termoluminescencji, co świadczy o tym, że w warunkach cytowanych doświadczeń zmniejszenie głębokości pułapek przez pole elektryczne nie było obserwowalne.

Badania Neumark wykazały jednak, że silne stałe pole elektryczne wzmacnia wysokotemperaturowe maksimum termoluminescencji. Podobne wyniki otrzymali Arbell i Halperin [17]. Wzmocnienie polem wysokotemperaturowego maksimum termoluminescencji, a również fotoprądu świadczy jedynie o tym, że elektrony wyzwolone termicznie z pułapek głębszych („związanych“ z centrum zielonym) mogą być w polu elektrycznym przyspieszane do energii wystarczających do wzbudzania centrów luminescencyjnych.

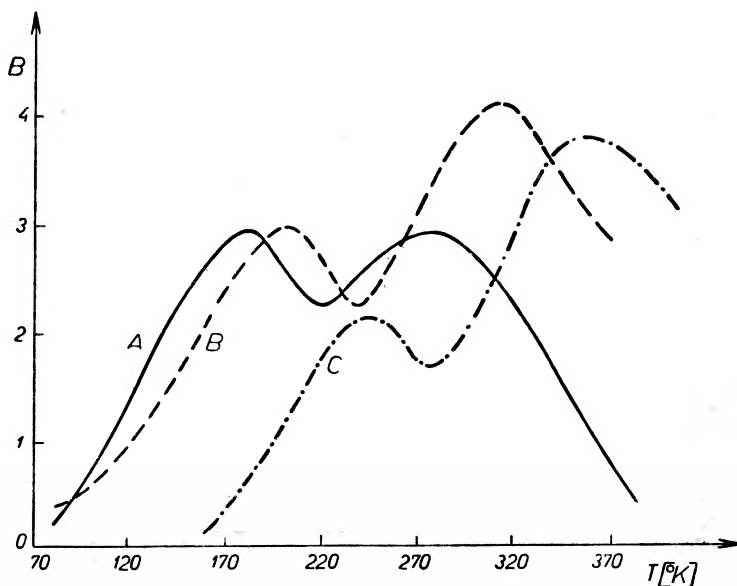


W elektroluminescencji rola energii termicznej może być dwojaka:

a) bezpośrednia, polegająca na jonizacji poziomów lokalnych, zanim pole elektryczne osiągnie wartość potrzebną do jonizacji polowej,

b) pośrednia, polegająca na wpływie na napięcie w barierze potencjału, a więc i na prawdopodobieństwo przyspieszenia elektronu do energii optycznej.

Alferey i Taylor w pierwszych swych pracach zakładali termiczne wyzwala-  
lanie elektronów z poziomów donorowych, ale w nowszej pracy [11] zakładają „polowe“ wyzwala-  
nianie elektronów stwierdzając, że takie założenie daje wyniki zgodne z doświadczeniem na zależność natężenia elektroluminescencji od częstotliwości i temperatury w szerszym zakresie zmian.



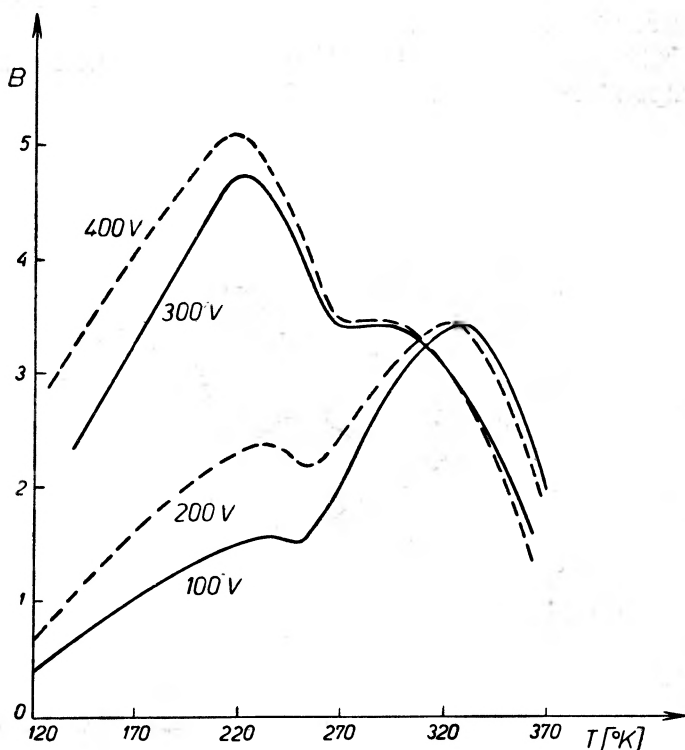
Rys. 8. Zależność natężenia  $EL$  od temperatury przy różnych częstotliwościach A — 60 Hz, B — 1 kHz, C — 10 kHz. Widać przesuwanie się maksimum ku temperaturom wyższym przy wzroście częstotliwości (skala na osi pionowej nie jest jednakowa dla różnych krzywych)

Na rys. 8 przedstawiono wyniki badań natężenia elektroluminescencji ( $B$ ) ZnS-Cu w zależności od temperatury ( $T$ ) przy różnych częstotliwościach i stałym napięciu. Przesuwanie się maksimum krzywych ze wzrostem częstotliwości ku wyższym temperaturom da się uzasadnić zarówno przy założeniu termicznego wyzwala-  
niania elektronów z poziomów lokalnych, jak również wpływem tempera-  
tury na napięcie w barierach.

Na rys. 9 przedstawiono wyniki uzyskane przez autorów [45] niniejszego artykułu na zależność  $B-T$  przy różnych napięciach, a stałej częstotliwości.

Wyniki badań zależności elektroluminescencji od napięcia, częstotliwości i tempe-  
ratury różni autorzy różnie interpretują. Jedni przypisują energii termicznej

pewną (większą lub mniejszą) rolę w wyzwaniu elektronów z poziomów lokalnych [12, 13, 14 i 18], inni interpretują zmianę natężenia elektroluminescencji z temperaturą jedynie wpływem temperatury na natężenie pola w barierach potencjału [19]. Wobec tego, że sprawa ta w obecnej chwili jest jeszcze „daleka“ od rozstrzygnięcia, poprzestaniemy na tych uwagach.



Rys. 9. Zależność elektroluminescencji od temperatury przy różnych napięciach i stałej częstotliwości. Widać niewielkie przesunięcia maksimum ku temperaturom niższym ze wzrostem napięcia, oraz wzrost gaszenia temperaturowego. (Krzywe unormowane do maksimum wysokotemperaturowego.)

## Część II

### Mechanizm wzbudzenia wg Zalma [20]

W rozważaniach części I jako podstawę przyjęto hipotezę Williamsa i Pipera [21], że elektrony inicjujące pochodzą z głębokich poziomów donorych, z których są wyzwolane w obszarach wysokiego natężenia pola, czyli w barierach. Wg innych autorów, a w szczególności wg Zalma, źródłem tych elektronów jest warstewka  $\text{Cu}_2\text{S}$  pokrywająca ziarenka fosforu  $\text{ZnS-Cu}$ .

Omówiona zostanie teoria Zalma, która jednak nie wystarcza do wyjaśnienia obserwacji mikroskopowych obszarów w elektroluminescencji i zmian świecenia tych obszarów z napięciem i częstością. Skłoniło to Fischera do proponowania własnej teorii.

Rozważania prowadzone będą na przykładzie siarczku cynku z wprowadzonymi w siatkę krystaliczną domieszkami: miedzią i chlorem (ZnS-Cu, Cl). Reprezentuje on grupę luminoforów fotoprzewodzących, jest przy tym najwzzechstronniej zbadany.

Jak wiadomo, miedź wprowadza do strefy energii wzbronionej siarczku cynku poziomy akceptorowe, natomiast chlor poziomy donorowe. W wypróżnionym luminoforze ma miejsce kompensacja ładunku donorów i akceptorów. Wskazuje na to wynik poniżej przedstawionego doświadczenia.

Przy jednakowych stężeniach Cu oraz Cl, straty dielektryczne ( $\text{tg } \delta$ ) tego luminoforu wymieszanego z dielektrykiem i umieszczonego między okładkami kondensatora są bardzo małe, podobnie jak w izolatorach. Gdy stężenie miedzi przekracza stężenie chloru, lokalne ciemne strącenia na powierzchni kryształków (ziaren) stają się widoczne, a straty dielektryczne wzrastają. Z analiz chemicznych wiadomo, że ciemne strącenia na powierzchni ziaren to siarczek miedzi ( $\text{Cu}_2\text{S}$ ). Występuje on, gdy Cu dodane jest do ZnS w „nadmiarze“. Taki nadmiar miedzi „wymagany“ jest dla otrzymania elektrolumineszującego ZnS-Cu, Cl.

Najczęściej bada się elektroluminescencję w warunkach, gdy kryształki zawieszone są w dielektryku. Dla uniknięcia efektów związanych z odbiciem światła luminescencyjnego na granicach ziaren najlepiej wziąć dielektryk o tym samym współczynniku załamania światła co ZnS (może być nim odpowiednia mieszanina Br-As-S [34, 35]).

Zalm rozważa przypadek, gdy w izolowanych kryształkach występują jednakowe stężenia donorów i akceptorów, oraz gdy na zewnętrznej powierzchni występuje przewodząca warstwa  $\text{Cu}_2\text{S}$ , służąca jako „zbiornik“ elektronów.

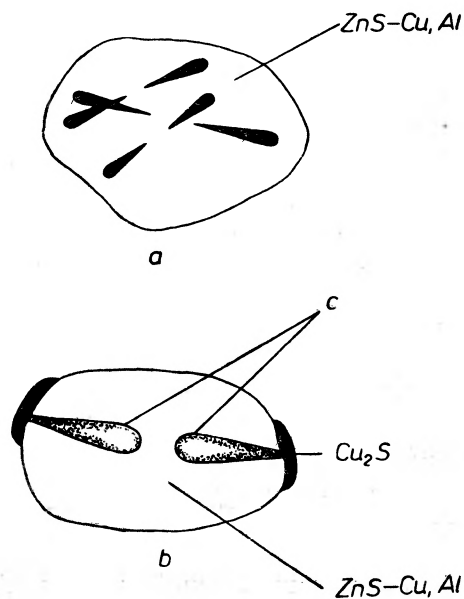
Na granicy kontaktu  $\text{Cu}_2\text{S}$ -ZnS wytwarza się bariera typu Motta-Schotky'ego, gdy ujemny potencjał jest od strony  $\text{Cu}_2\text{S}$ . Zaczynając na drobnych chropowatościach powierzchni styku, elektrony przejściem tunelowym z „przewodzącego“ osadu  $\text{Cu}_2\text{S}$  dostają się do wnętrza siarczku cynku.

Po wejściu w obszar wysokiego natężenia pola w barierze, elektrony są przyspieszane i mogą w zderzeniach niesprężystych jonizować domieszki lub jony siatki podstawowej.

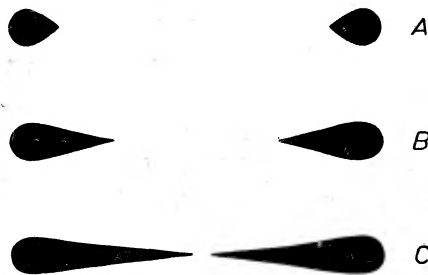
Powstałe w ten sposób elektrony przyciągane są w kierunku elektrody dodatniej, dziury zaś przesuwają się w kierunku elektrody ujemnej, przy czym istnieje duże prawdopodobieństwo wychwytu dziur na poziomy aktywatora, co zwiększa ładunek przestrzenny bariery, a to z kolei zwiększa prawdopodobieństwo tunelowego przejścia następných elektronów do ZnS-Cu, oraz jonizacji zderzeniowej aktywatora.

Opisany powyżej proces spolaryzowałby zawieszony w dielektryku ziarno luminoforu wytwarzając w nim natężenie pola elektrycznego skierowane prze-

ciwnie do pola zewnętrznego. Zmiana kierunku natężenia pola zewnętrznego zapobiega temu powodując, że elektrony gromadzone przy końcu ziarna znajdującego się bliżej anody wracając w głąb kryształka rekombinują promieniście



Rys. 10. (a) Obserwowany doświadczalnie układ „komet“ w ziarnie ZnS-Cu, Cl; (b) Spodziewany wygląd obszarów świecących wg modelu Zalma

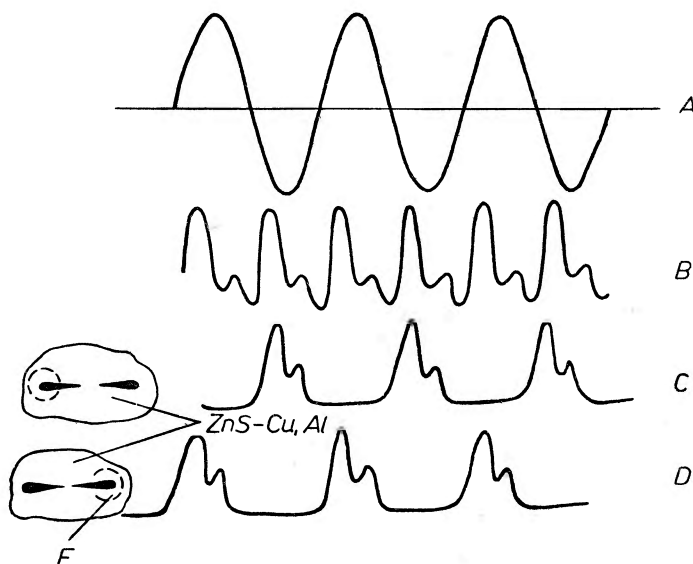


Rys. 11. Zmiana kształtu „komet“ ze wzrostem przyłożonego napięcia zewnętrznego: A — napięcie niskie, B — napięcie średnie, C — napięcie wysokie. Głowy komet mają stałe położenie w kryształce, ze wzrostem napięcia wydłużają się ogony

ze zjonizowanymi centrami. Następny cykl pola zewnętrznego powtórzy zjawisko. Świecenie wystąpi przy obydwu końcach ziarna (rys. 10b), a maksima jasności przesunięte są w fazie o  $180^\circ$ .

Oscylogramy fal jasności (impulsy emitowanego światła) są w zgodności z przedstawionym mechanizmem. Po włączeniu napięcia słabe świecenie pojawia się dopiero w drugiej połowie okresu przyłożonego zmiennego napięcia

zewnętrznego, oraz w jednym okresie przyłożonego napięcia obserwuje się dwa impulsy światła (rys. 12B). Jednak spodziewany przy przyjęciu mechanizmu Zalma kształt obszarów najjaśniejszych świecących przedstawionych na rys. 10 nie jest w zgodności z obserwacjami.



Rys. 12. Fale jasności elektroluminescującego ZnS-Cu, Al. *A* — przyłożone do elektrod sinusoidalne napięcie, *B* — fale jasności dla komórki elektroluminescencyjnej jako całości, *C* i *D* — fale jasności pojedynczych obszarów świecących (rozbłysk następuje jeden raz w ciągu okresu przyłożonego napięcia zewnętrznego); *F* — pole widzenia mikroskopu

### Elektroluminescencja jako skutek zakłócenia uporządkowania w sieci krystalicznej ZnS

Lumineszujące proszki krystaliczne, jak i monokryształy ZnS-Cu, Cl wzbudzone ultrafioletem (UV) świecą jednorodnie w całej objętości, natomiast świecenie tych luminoforów w elektroluminescencji nie jest jednorodne, występuje głównie w postaci linii równoległych do warstw struktury mieszanej. Jednorodne świecenie w fotoluminescencji wskazuje na to, że centra aktywatora (na nich następuje promienista rekombinacja) rozmieszczone są równomiernie w objętości kryształu, natomiast rozkład natężenia pola elektrycznego wewnątrz kryształu nie jest równomierny.

W ZnS wyprażonym w temperaturze poniżej około 1020°C przeważa struktura regularna, a powyżej tej temperatury — struktura heksagonalna. Na strukturę wyprażonego luminoforu wywiera wpływ również i szybkość chłodzenia, oraz stężenie domieszek. Badania z użyciem promieni rentgenowskich, a w przypadku monokryształów także z użyciem mikroskopu polaryzacyjnego wykazują, że aktywowany miedzią ZnS wyprażany w temperaturach poniżej

i powyżej temperatury 1020°C wykazuje strukturę mieszaną (heksagonalną i regularną).

Warstwy struktury regularnej i heksagonalnej układają się prostopadłe do osi *C* struktury heksagonalnej. Wstępne obserwacje mikroskopowe [23, 25] wskazały, że świecenie w elektroluminescencji występuje przede wszystkim w postaci „linii” (wydłużonych obszarów) równoległych do warstw zetknięcia się struktur, a więc prostopadłych do osi *C* struktury heksagonalnej.

Jeśli czysty ZnS o strukturze heksagonalnej wyprażony w temperaturze 1200°C ponownie wypraży się z dodatkiem Cu i koaktywatora w temperaturze poniżej 1020°C, to otrzymamy luminofor o strukturze mieszanej. Okazuje się przy tym, że wzrost stężenia Cu „sprzyja” wytwarzaniu się struktury regularnej. Prawdopodobnie faza Cu<sub>2</sub>S służy jako zarodek przy tworzeniu się struktury regularnej [27, 28]. (Struktura Cu<sub>2</sub>S jest również regularna).

Inne doświadczenia wskazują, że wzrost stężenia wbudowanego aktywatora i koaktywatora w ZnS o strukturze regularnej nie jest spowodowany ich większą rozpuszczalnością w strukturze regularnej. Jednak, gdy istnieje struktura mieszana (heksagonalna i regularna), to ilość wbudowanego aktywatora i koaktywatora wzrasta. Można przypuszczać, że jest to spowodowane wzrostem dyfuzji domieszek w obszary przejścia od struktury heksagonalnej do regularnej, lub wzrostem ich dyfuzji na dyslokacjach liniowych.

Stwierdzono [29], że ze wzrostem stopnia „wymieszania” struktur wzrasta natężenie elektroluminescencji. Istniały nawet opinie [30], że występowanie struktury mieszanej jest warunkiem koniecznym do wystąpienia elektroluminescencji. Późniejsze badania nie potwierdziły jednak takich opinii.

Goldberg [31] obserwując pod mikroskopem elektronowym powierzchnie aktywowanego miedzią ZnS trawione nadtleniem wodoru znajduje trójkątne wgłębienia układające się często w linie biegnące prostopadłe do osi *C*. Te „dziury” występują dużo gęściej w kryształach elektroluminescujących niż nieelektroluminescujących i są prawdopodobnie skutkiem wytrawienia zanieczyszczeń, lub mogą być zakończeniami dyslokacji liniowych.

Prowadzone równoległe z powyższymi badania tych kryształów z użyciem promieni rentgenowskich potwierdzają, że kryształy z dużą ilością wytrawionych wgłębień na powierzchni (10<sup>6</sup>—10<sup>8</sup>/cm<sup>2</sup>) zawierają także znaczny procent (około 1%) płaszczyzn krystalicznych (gęstego upakowania) z naruszonym porządkiem ułożenia (*stacking faults*).

Z badań przedstawionych w niniejszym paragrafie można wnioskować, że niejednorodne świecenie w elektroluminescencji wiąże się:

- 1) z dyslokacjami liniowymi, jeśli wystąpiło na nich wytrącenie siarczku miedzi.
- 2) z barierami wytworzonymi na zetknięciach struktur regularnej i heksagonalnej, na których nastąpiło wytrącenie fazy przewodzącej.

Systematyczne badania niejednorodnie świecących obszarów w elektroluminescencji podjęto w roku 1962, gdy stało się możliwe mierzenie słabych natężeń świecenia bardzo małych obszarów ziaren proszku krystalicznego.

## Obserwacje mikroskopowe

W roku 1962 Gillson i Darnell [32] oraz niezależnie od nich Fischer [33, 34] przeprowadzili systematyczne badania świecących obszarów w izolowanych od siebie pojedynczych kryształkach luminoforu, zawieszonych w dielektryku (rys. 10a). Pewne obserwacje poczynione były już wcześniej [22—26].

Jeśli obserwować przez mikroskop wewnątrz pojedynczego świecącego kryształu przy zastosowaniu napięcia zmiennego, to widoczne są zbiory świecących obszarów pojawiające się na przemian, każdy jeden raz podczas okresu przyłożonego napięcia.

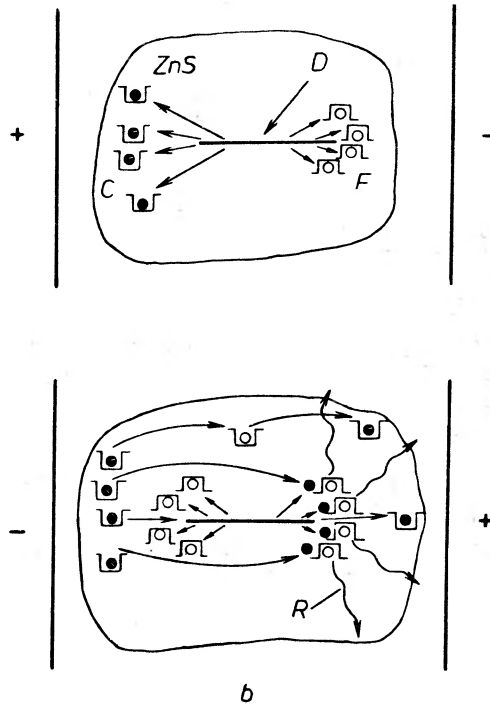
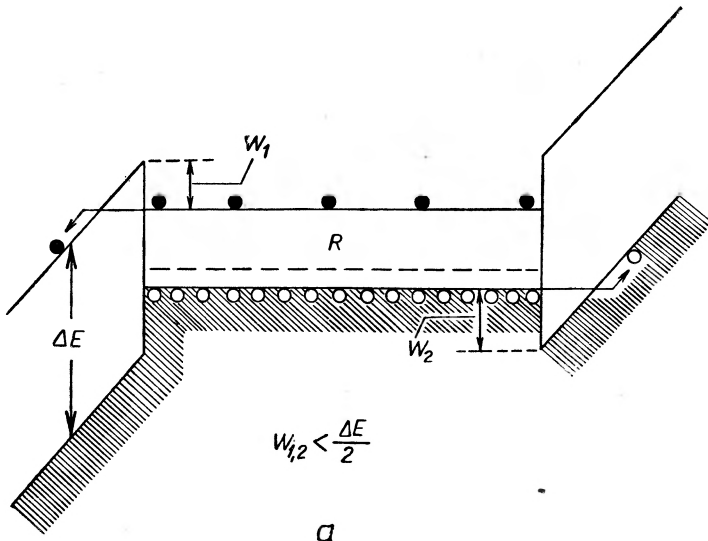
Świecące obszary wg oszacowania zajmują tylko około  $10^{-6}$  objętości kryształu i są rozłożone wewnątrz ziaren na ogół nie osiagając ich powierzchni. Kształty obserwowanych świecących obszarów są różne. Obserwowane są linie proste, świecące jednorodnie na całej swej długości, ale także linie łamane, zygzakowate (rys. 11) i o kształcie  $V$ , oraz świecące obszary o kształcie cętek i plamek. Bardzo często widoczne są świecące obszary przypominające swoim kształtem komety (z głową i warkoczem), często występujące parami, ułożone wzdłuż jednej prostej „głowami“ w kierunku na zewnątrz (rys. 10a). Grubość świecących linii wynosi na ogół kilka mikronów, ich długość w większych kryształach może przekroczyć nawet sto mikronów. Obserwowane czasami przy małych napięciach szeregi plamek w odległości około jednego mikrona od siebie przy dużych napięciach sprawiają wrażenie linii świecących jednorodnie.

Świecące, wydłużone obszary mają ustalone położenie we wnętrzu kryształu, są przy tym najjaśniejsze, gdy kierunek pola zewnętrznego jest do nich równoległy, lub gdy tworzy mały kąt z tym kierunkiem. W miarę zwiększania kąta między kierunkiem linii i kierunkiem nateżenia pola zewnętrznego, jasność linii maleje. Jeśli pole skierowane jest prostopadle do kierunku poprzednio obserwowanej linii, to linia nie jest widoczna — nie lumineszuje.

W miarę wzrostu nateżenia pola zewnętrznego istniejące linie wydłużają się i pojawiają się nowe linie. W przypadku komet ustalone położenia w kryształach mają głowy komet, wydłużają się natomiast ich warkocze (rys. 12).

Globalna jasność świecenia pojedynczych komet rośnie wykładniczo ze wzrostem przyłożonego napięcia. Okazało się, że i zsumowana jasność dla około 100 komet rośnie również wykładniczo, zgodnie z równaniem (3).

Zwiększenie częstości przyłożonego napięcia (w zakresie częstości akustycznych) powoduje skrócenie warkoczy komet, natomiast brzegi komet stają się bardziej „ostre“. Przy częstościach dostatecznie dużych pozostają jedynie świecące plamki w miejscu, gdzie były głowy komet. Dalsze zwiększanie częstości powoduje znikanie i tych świecących plamek. Przy użyciu fotopowielacza, na którym ogniskowano świecenie jednej tylko komety, można było sprawdzić (używając oscyloskopu dwustrumieniowego), że tak przy napięciu zmiennym sinusoidalnie, jak i przy napięciu „prostokątnie“ zmiennym każda z dwóch komet wchodzących w skład komety podwójnej (rys. 13) świeci jedynie w jednej



Rys. 13. (a) Emisja polem elektronów i dziur z półprzewodnika  $R$  do izolatora  $ZnS$ .  $E$  — szerokość strefy energii wzbronionych w  $ZnS$ . Przejście tunelowe odbywa się przez bariery  $W_{1,2}$  o wysokości mniejszej niż  $\frac{E}{2}$ . (b) Model emisji polowej nośników ładunku: Wyżej, po przyłożeniu pola elektrony i dziury są emitowane z przeciwnych końców przewodzącej linii  $D$  do izolatora. Dziury są pułapkowane na centrach ( $F$ ) tuż przy końcu linii.  $C$  — pułapki elektronowe. Niżej, przy odwróconej biegunowości pola zapuławkowane poprzednio elektrony poruszają się ku zapuławkowanym dziurom i rekombinują z nimi (emisja światła)



połowce cyklu. Z dwóch komet świeci ta, która wskazuje „głową“ elektrodę stającą się w danej chwili mniej ujemną, lub bardziej dodatnią.

Przedstawione w niniejszym paragrafie wybrane wyniki doświadczalne posłużyły Fischerowi do opracowania nowego modelu mechanizmu elektroluminescencji.

### Dalsze wyniki doświadczalne oraz model Fischera

Badania Fischera z użyciem promieni rentgenowskich wskazują, że elektroluminescencja występuje równie w ziarnach, w których brak mieszanej struktury: stężenie miedzi w tych przypadkach winno być jednak „wystarczająco“ duże. Roztworzenie powierzchni ziaren luminoforu w roztworze cyjanku potasu (KCN) nawet do 0,1 ich objętości pierwotnej nie niszczy elektroluminescencji. Doświadczenia tego rodzaju zapoczątkowane już przez Destriau (3) dowodzą, że świecących obszarów o kształcie komet nie można objaśniać wytwarzaniem się barier powierzchniowych typu Motta-Schotky'ego. Poza tym „kometry“ najczęściej wcale nie sięgają powierzchni ziaren. Stwierdzono przy tym, że obserwowane ułożenie się podwójnych komet (rys. 10 a) jest odwrotne do spodziewanego wg modelu Zalma i in. (rys. 10 b).

Bariery typu Motta-Schotky'ego mogą jednak występować w przypadku bezpośrednich kontaktów metalu z kryształami ZnS, ZnSe, ZnO i innymi.

W badanych przez Fischera kryształkach [33] występuje pewna ilość okrągłych i wydłużonych pęcherzyków powietrza obserwowalnych pod mikroskopem optycznym o zdolności rozdzielczej około  $10^{-7}$  m. Te puste pęcherzyki i kanaliki powstają prawdopodobnie w wysokiej temperaturze wyprażania, w czasie rośnięcia kryształu, w obecności lotnego topnika (np.  $ZnCl_2$ ).

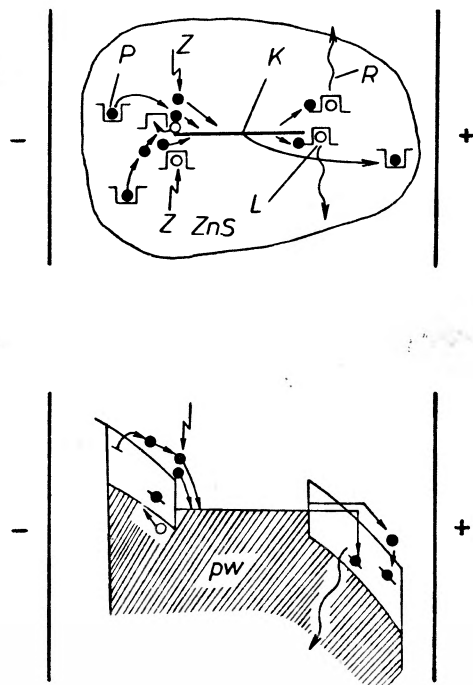
Najprawdopodobniej ścianki pęcherzyków wewnątrz ziaren pokryte są również warstewką strąconego  $Cu_2S$  tak jednak cienką, że jest przezroczysta. Następujący po wyprażeniu proces płukania luminoforu roztworem KCN usuwa nadmiar  $Cu_2S$  z powierzchni ziaren, ale działanie KCN nie sięga „powierzchni“ wewnętrznych.

Widzialnych pod mikroskopem optycznym pęcherzyków lub kanalików nie udało się powiązać z obserwowanymi świecącymi obszarami w elektroluminescencji, jednak Fischer przypuszcza, że istnieją kanaliki (z osadem  $Cu_2S$  na ściankach) o wielkości submikroskopowej i że takie defekty „wiążą się“ z obserwowanymi świecącymi obszarami np. kometami.

Aby wyjaśnić wyżej przedstawione wyniki doświadczalne Fischer zakłada istnienie wydłużonego kryształu wewnętrznych „wtrąceń“ przewodzącej fazy  $Cu_2S$  w izolującym ZnS ( $\rho \approx 10^{14} \Omega \text{ cm}$ ). Gdy do komórki lub kryształu elektrolumineszującego przyłożone jest napięcie, to rozkład wewnątrz jest taki, że w środku linii przewodzącej natężenie pola wynosi zero, natomiast osiąga ono wartości maksymalne przy jej krańcach.

Maeda [37] zakładając kształt wydłużonej elipsoidy dla takiej przewo-

dzącej „linii“ oblicza, że natężenie pola przy ostrzach jest proporcjonalne do  $\left(\frac{L}{d}\right)^2$ , gdzie  $L$  jest długością, a  $d$  — średnicą linii. Natężenie to może być około 100 razy większe niż pole średnie. Ponieważ przewodzące „wtrącenia“ są wynikiem dyfuzji miedzi wewnątrz ZnS, jest bardzo prawdopodobne, że „strącenia“ są „szorstkie“ z dużą liczbą ostrzy na bokach linii.



Rys. 14. Odwrócony model Maedy. Wyżej — model geometryczny, a niżej — pasmowy. Na rysunku przedstawiono tylko kilka pułapek elektronowych  $P$  i dziurowych  $L$ . W rzeczywistości rozkład pułapek w objętości ziarna jest jednorodny. Elektronów wyzwalane polem z pułapek  $P$  przed osiągnięciem linii przewodzącej  $K$ , drogę jonizacji zderzeniowej wytwarzają elektrony wtórne i dziury.  $Z$  oznacza miejsce zderzenia. Na drugim końcu przewodzącej linii elektrony emitowane polem rekombinują na dziurach, które zostały wytworzone tam w poprzedniej połowie cyklu

Fischer postuluje, że elektrony i dziury mogą być emitowane (wstrzykiwane) polem z końców przewodzących „linii“ do wnętrza kryształu ZnS (rys. 14a). Zasadniczą więc różnicę między teorią Fischera i Zalma stanowi to, że pierwszy z nich zakłada wstrzykiwanie zarówno dziur, jak i elektronów, podczas gdy wg Zalma „przewodzący“  $\text{Cu}_2\text{S}$  jest jedynie źródłem elektronów, ponadto wg Fischera centra nie są wzbudzone przez jonizację zderzeniową, ale przez wychwyt dziury pochodzącej z  $\text{Cu}_2\text{S}$ . Nowe pary ładunków są generowane termicznie wewnątrz przewodzącej linii. Ponieważ wstrzykiwane elektrony i dziury są polem „separowane“, rekombinacja, a więc emisja następuje dopiero po zmianie kierunku natężenia pola [38, 39]. Wstrzykiwane dziury zostają

pułapkowane (po czasie przebywania w stanie swobodnym  $10^{-10}$ — $10^{-12}$  sek) na luminescencyjnych centrach (wzbudzenie centrów), podczas gdy część wstrzykiwanych elektronów pozostaje w pasmie przewodnictwa, część chwyтана jest przez pułapki.

Natura kontaktu między przewodzącą linią i luminezującym kryształem jest jak dotąd nieznaną. Fischer zakłada, że emisja elektronów odbywa się drogą przejścia tunelowego od  $\text{Cu}_2\text{S}$  do  $\text{ZnS}$ , natomiast wstrzykiwanie dziur następuje przez kontakt omowy. Ponieważ „oporność“  $\text{Cu}_2\text{S}$  dla emisji elektronów<sup>2</sup> jest dużo większa niż dla emisji dziur, więc „prąd“ elektronowy ogranicza również „prąd“ dziurowy; w przeciwnym razie przewodząca linia ładowałaby się.

Prąd wywołany wstrzykiwaniem ładunku spełnia równanie Fowlera-Nordheima:  $J = AE^2 \exp\left(\frac{-B}{E}\right)$  [40] ( $J$  — natężenie prądu,  $A$  i  $B$  — stałe,  $E$  — natężenie pola elektrycznego). Równanie to jest podobne do równań (3) i (4) dla zależności jasności elektroluminescencji od napięcia, jeśli przyjąć, że  $E = V^{1/2}$ .

Poniżej podane będą przykłady niektórych obserwacji mikroskopowych i ich wyjaśnienie za pomocą modelu Fischera.

Przy małych częstościach przyłożonego napięcia emitowane polem dziury z  $\text{Cu}_2\text{S}$  do  $\text{ZnS}$  (w ciągu połówki okresu) mogą „przeskakując“ od centrum do centrum przebyć znaczną drogę, dając w wyniku dość znaczne przesunięcie „dodatniej otoczki“ od końca linii przewodzącej. Dyfuzja na boki powoduje, że obserwowane komety przy małych częstościach są rozmyte. Wzrost częstości ogranicza świecący obszar tylko do okolic bardzo bliskich końca przewodzącej linii i przy bardzo dużych częstościach proces może nie zdążyć się rozwinąć w pełni [33, 41]. Takie rozumowanie wyjaśnia dlaczego doświadczalna krzywa zależności elektroluminescencji od częstości dąży do nasycenia.

Wydłużanie się warkoczy komet ze wzrostem przyłożonego napięcia można wyjaśnić „hamującym“ działaniem przestrzennego ładunku dziur. Proces ten zaczyna się na końcu linii, gdzie gęstość dziur jest największa, wówczas jednak emisja dziur może zachodzić z ostrzy bocznych odległych coraz bardziej od końców linii ku środkowi. A więc w miarę wzrostu przyłożonego napięcia zewnętrznego, emisja dziur może zachodzić z ostrzy położonych bliżej środka linii przewodzącej. Obserwowane jest to jako wydłużenie warkocza „komety“. Można przyjąć, że kształt obserwowanej komety odzwierciedla przestrzenny rozkład dziur zapułapkowanych na centrach, bo na nich następuje promienista rekombinacja.

Wzrost liczby emitowanych polem dziur z  $\text{Cu}_2\text{S}$  do  $\text{ZnS}$  powoduje wzrost jasności świecenia. Aby uzyskać zależność wykładniczą (równanie 1—4) należy przyjąć, że wzrost liczby tych dziur jest również wykładniczy.

Obecność licznych komet pojedynczych uzasadnić można przyjmując, że przewodząca linia kończy się z jednej strony pustym pęcherzykiem. Jeśli

<sup>2</sup>  $\text{Cu}_2\text{S}$  jest półprzewodnikiem dziurowym.

pęcherzyk ma ścianki gładkie a sam jest dostatecznie duży, to emisja dziur nie nastąpi z braku dostatecznie dużego natężenia pola elektrycznego przy powierzchni takiego pęcherzyka. Linia świecąca „jednorodnie“ na swej długości może składać się z serii „wtrąceń“  $\text{Cu}_2\text{S}$  o submikroskopowej długości, ułożonych współliniowo i oddzielonych od siebie bardzo cienkimi warstwami izolującego  $\text{ZnS}$ .

Do wyjaśnienia wyników tych obserwacji „adoptować“ można również model podany przez Maedę [37], oparty na jonizacji zderzeniowej, a uwzględniający również wewnętrzne „wtrącenia“  $\text{Cu}_2\text{S}$ . Maeda zakładał wstrzykiwanie polem elektronów z wydłużonych „wtrąceń“  $\text{Cu}_2\text{S}$ , z jednego i drugiego końca na przemian. Jonizacja zderzeniowa oraz rekombinacja elektronów na wzbudzonych centrach zachodzi podobnie jak w modelu Zalma. Świecenie następowaloby przy obydwu końcach przewodzącego  $\text{Cu}_2\text{S}$ , jednak, jak się okazuje, przesunięte w fazie o  $180^\circ$  względem obserwowanego w doświadczeniu pojawienia się komet. Aby dostosować model Maedy do obserwacji doświadczalnych, należy przyjąć, że elektrony wyzwalone z pułapek wewnątrz  $\text{ZnS}$  poruszają się ku linii przewodzącej, przy końcach której natężenie pola jest największe i tam następowałaby jonizacja zderzeniowa. Wytwarzane w zderzeniach z siatką podstawową dziury byłyby pułapowane na centrach aktywatora. Elektrony powielone w jednej połowie okresu dążą do linii przewodzącej, na drugim końcu której są emitowane polem do luminezującego kryształu, tam rekombinują promieniście na wzbudzonych w poprzedniej połowie okresu centrach. W ten sposób wyjaśniona została możliwość występowania świecenia przy dowolnym końcu linii przewodzącej.

Model taki tłumaczy również dobrze kształt świecących obszarów w elektroluminescencji, oraz ich zachowanie się przy zmianach napięcia lub częstości. W porównaniu z modelem Fischera „dwubiegunowej“ emisji polem, wymaga on wyższych natężeń pola elektrycznego na ostrzach linii przewodzących. Być może mechanizm ten współdziała z mechanizmem Fischera w elektroluminescencji przy wyższych napięciach przyłożonych do elektrod. Modele Fischera i Maedy mają tę wspólną cechę, że zakładają istnienie wydłużonego kształtu „wtrąceń“ fazy przewodzącej w izolującym materiale. Za pomocą obydwu modeli można wyjaśnić również wiele innych nie przedstawionych w niniejszym artykule właściwości mikroskopowych obszarów świecących.

### Zakończenie

Z materiału przedstawionego w części II wynika, że niejednorodnie świecące obszary w elektroluminescencji wiążą się z obecnością fazy przewodzącej w izolującym kryształ  $\text{ZnS}$ . Te przewodzące obszary może w przypadku  $\text{ZnS-Cu}$  tworzyć miedź wytrącona jako  $\text{Cu}_2\text{S}$ :

- 1) na ściankach pustych kanalików lub pęcherzyków wewnątrz ziaren,
- 2) wzdłuż dyslokacji liniowych lub warstw utworzonych w wyniku przyciągania się takich dyslokacji liniowych,

3) na granicy obszarów struktury heksagonalnej i regularnej dając w wyniku barierę potencjału.

Przedstawione przez Fischera i Maedę modele elektroluminescencji dla izolowanych ziaren luminoforu w zasadzie tłumaczą większość obserwowanych wyników doświadczalnych. Istnieją jednak pewne obserwacje i badania (np. „elektroluminescencja elektrodowa“ [32]), których interpretacja za pomocą wyżej wymienionych modeli jest trudna. Niektórzy autorzy wyrażają pogląd, że zachowania się wszystkich świecących obszarów w danym kryształcie nie da się zinterpretować za pomocą jednego modelu [39].

Wielu autorów próbuje wyniki doświadczeń interpretować na innej drodze niż to przedstawiono w niniejszym artykule [32, 41, 42] (np. świecenie na przejściach  $p-n$  w kierunku prostym).

W przypadku kontaktujących się ze sobą ziaren proszku krystalicznego ZnS-Cu silne jest świecenie pojawiające się na granicy kontaktujących ze sobą kryształów [42].

Należy zaznaczyć, że proponowany przez Fischera model przedstawia zjawiska jakościowo, a podejmowane próby ujęcia ilościowego nie dały jak dotąd zadowalających wyników [43].

Tak więc mechanizm wzbudzenia elektroluminescencji, mimo wielostronnych badań i poszukiwań w kilku ośrodkach naukowych, nie został jeszcze definitywnie rozstrzygnięty i być może jest różny w różnych warunkach i przypadkach.

*Abstract:* The paper gives a survey of current state of views on the mechanism of excitation of internal luminescence (Destriau effect). Part II contains some results of investigations of microscopic luminescent regions as well as some attempts of explaining the behaviour of these regions in terms of the theories of Zalm, Fischer and Maeda.

#### Literatura

- [1] H. Łożykowski, H. Męczyńska, *Postępy Fizyki*, **13**, 177 (1962).
- [2] H. Kallmann, B. Kramer, E. Weissman, *Luminescence of Organic and Inorganic Materials* — International Conference, New York 1962.
- [3] G. Destriau, *Phil. Mag.*, **37**, 700, 774, 800 (1947).
- [4] A. N. Ince, *Proc. Phys. Soc. London*, **67B**, 870 (1954).
- [5] M. Schön, *Z. für Phys.*, **119**, 463 (1942); H. A. Klasens, *Nature*, **158**, 483 (1946); N. Riehl, M. Schön, *Z. Phys.*, **114**, 683 (1939).
- [6] D. Curie, *Progress in Semiconductors*, **25**1, 1956 lub *Luminescencja Fosforów Krystalicznych*, PWN, 1965.
- [7] P. Zalm, G. Dremer, H. A. Klasens, *Philips Res. Rep.*, **9**, 81 (1954).
- [8] G. Curie, D. Curie, *J. Phys. Radium*, **21**, 127 (1960).
- [9] J. Mattler, T. Ceva, *Luminescence of Organic and Inorganic Materials*, New York 1962.
- [10] D. Curie, *Luminescencja Fosforów Organicznych*, PWN, 1965.
- [11] G. F. Alfrey, J. B. Taylor, *Proc. Phys. Soc.*, **B 68**, 775 (1955).
- [12] W. A. Thornton, *Phys. Rev.*, **102**, 38 (1956), **103**, 1585 (1956).

- [13] C. H. Haake, *Phys. Rev.*, **101**, 490 (1956).
- [14] P. D. Johnson, W. W. Piper, F. E. Williams, *J. Electrochem. Soc.*, **103**, 221 (1956).
- [15] K. Patek, *Czech. J. Phys.*, **7**, 584 (1957).
- [16] G. F. Neumark, *Phys. Rev.*, **103**, 41 (1956).
- [17] Arbell I. Halperin, *Phys. Rev.*, **117**, 45 (1960).
- [18] C. H. Haake, *J. Opt. Soc. Amer.*, **47**, 881 (1957).
- [19] U. K. Vereszczagin, *Optika i Spektrosk.*, **16**, 651 (1964).
- [20] P. Zalm, *Philips Res. Repts.*, **11**, 353, 417 (1956).
- [21] W. Piper, F. Williams, *Brit. J. Appl. Phys. Suppl.*, **539**, 4 (1955).
- [22] J. F. Waymouth, F. Bitter, *Phys. Rev.*, **95**, 941 (1954).
- [23] M. A. Short, E. G. Steward, T. B. Tomlison, *Nature*, **177**, 240 (1956).
- [24] E. F. Loebner, H. Freund, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **30**, 22 (1955).
- [25] P. Zalm, G. Diemer, H. Klasens, *Philips Res. Repts.*, **10**, 205 (1955).
- [26] W. Oranovskij, B. Chmelinin, *Optika i spektrosk.*, **7**, 542 (1959).
- [27] J. Nicherson, P. Goldberg, D. Baird, *J. Electrochem. Soc.*, **110**, 1228 (1963).
- [28] N. Morimoto, G. Kullerund, *Am. Mineralogist*, **48**, 110 (1963).
- [29] A. H. McKeag, E. G. Steward, *J. Electrochem. Soc.*, **104**, 41 (1957).
- [30] D. W. Ballentyne, *J. Electrochem. Soc.*, **107**, 807 (1960).
- [31] P. Goldberg, *J. Appl. Phys.*, **32**, 1520 (1961).
- [32] G. Gillson, F. Darnell, *Phys. Rev.*, **125**, 149 (1962).
- [33] A. G. Fischer, *J. Electrochem. Soc.*, **109**, 1043 (1962).
- [34] A. G. Fischer, *J. Electrochem. Soc.*, **110**, 733 (1963).
- [35] A. G. Fischer, A. S. Mason, *J. Opt. Soc. Amer.*, **52**, 721 (1962).
- [36] S. S. Flaschen, A. D. Pearson, W. R. Northover, *J. Appl. Phys.*, **31**, 219 (1960).
- [37] K. Maeda, *J. Phys. Soc. (Japan)*, **13**, 1351 (1958); **15**, 2051 (1960).
- [38] J. Kubatova, K. Patek, *Czech. J. Phys.*, **B 13**, 157 (1963).
- [39] J. Schanda, *Acta Phys. Polon.*, **26**, 785 (1964).
- [40] *Handbuch der Physik*, Vol. 21, p. 184, Springer Verlag, Berlin 1956.
- [41] A. M. Boncz-Brujewicz, J. E. Karis, W. A. Mołczanow, *Optika i Spektrosk.*, **11**, 87 (1961).
- [42] U. K. Vereszczagin, *Optika i shektrosk.*, **20**, 1066 (1966).
- [43] F. Kołomojcew, W. Korsuń, *Optika i spektrosk.*, **20**, 859 (1966).
- [44] J. Kubatova, *Acta Phys. Polon.*, **26**, 683 (1964).
- [45] A. Wrzesińska, W. Arsoba, *International Conference on Luminescence*, Budapest 1966.

*J. Golczewski*

Institut Fizyki Jądrowej  
Kraków

## Badania oddziaływania struktury nadsubtelnej wzbudzonych poziomów jądrowych w pomiarach korelacji kierunkowej promieniowania gamma

On the Hyperfine Structure Interaction in Directional Correlation Measurements of Gamma Rays

### Wprowadzenie

Nadsubtelna struktura poziomów jądrowych (sprzężenie *hfs*) jest określona przez oddziaływanie pomiędzy jądrem znajdującym się w stanie kwantowym opisanym przez wartość spinu  $\vec{I}$  a kwantowo-mechanicznym układem elektronów powłokowych, opisanym przez wartość całkowitego spinu  $\vec{J}$ .

Fizycznym efektem takiego oddziaływania jest rozszczepienie poziomów jądrowych. Dany poziom określony przez liczbę kwantową  $I$  rozszczepia się na  $(2I+1)$  podpoziomów dla  $I < J$  lub na  $2(J+1)$  podpoziomów, gdy  $I > J$ . Podpoziomy te są określone przez liczby kwantowe  $f_i$  odpowiadające różnym możliwym złożeniom wektorów  $\vec{I}$  i  $\vec{J}$  zgodnie z następującą regułą:  $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$ ;  $|I - J| \leq F \leq I + J$ .

Różnice energii rozszczepionych podpoziomów są rzędu  $10^{-7}$ — $10^{-8}$  eV. Dlatego bezpośredni pomiar rozszczepienia *hfs* jest bardzo trudny. Bezpośrednie wykonanie takiego pomiaru jest możliwe tylko przy wykorzystaniu efektu Mösbauera lub metod spektroskopii optycznej.

Można jednak badać oddziaływanie *hfs* w sposób pośredni, wykorzystując w tym celu pomiar zaburzenia korelacji kierunkowej promieniowania  $\gamma$  wywołanego przez to oddziaływanie.

### Korelacja kierunkowa $\gamma$ — $\gamma$

Pomiar korelacji kierunkowej gamma polega na badaniu rozkładu kąтового kwantów gamma emitowanych w kaskadzie. Przykład kaskadowego rozpadu gamma i schemat pomiaru tego typu przedstawia rys. 1.

Badany rozkład kątowy promieniowania  $\gamma_2$  względem ustalonego kierunku emisji kwantu  $\gamma_1$  dla kaskady  $\gamma$ — $\gamma$  jest określony przez funkcję korelacji kierun-

kowej  $W(\theta)$ . Kształt tej funkcji zależy od spinu stanu pośredniego kaskady oraz od połowosci przejść  $\gamma_1$  i  $\gamma_2$ .

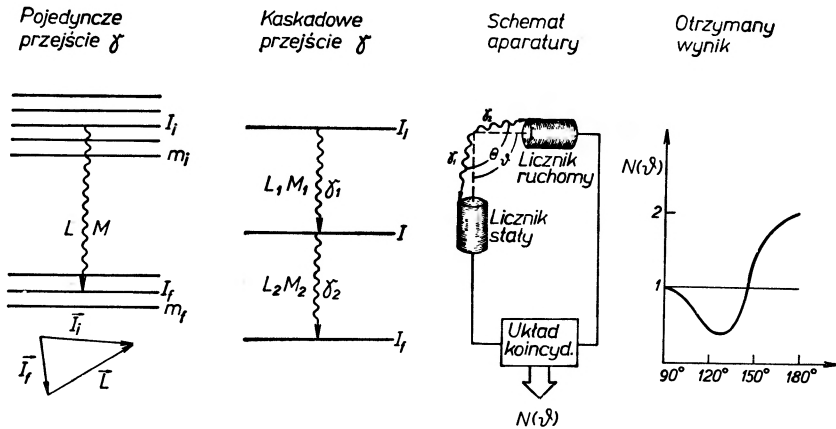
$$W(\theta) = \sum_k A_k P_k(\cos \theta). \quad (1)$$

Wskaźnik sumowania  $k$  jest liczbą parzystą i spełnia warunek:

$$k = \min(2I, L_1 + L_1', L_2 + L_2'). \quad (2)$$

Zapis ten jest słuszny, gdy badamy niezaburzoną korelację. W takim przypadku zaniedbujemy efekty oddziaływania pomiędzy jądrem a zewnątrzjądrowymi polami elektromagnetycznymi.

Uwzględnienie tego typu oddziaływań powoduje zmianę obserwowanej korelacji kierunkowej. Zmiana ta może być opisana ogólnie przez wprowadzenie



Rys. 1. Ogólny schemat rozpadu kaskadowego gamma i pomiaru korelacji kierunkowej

do funkcji korelacji czynnika  $G_k(t)$  związanego z występującym oddziaływaniem zaburzającym. Otrzymujemy w ten sposób postać zależnej od czasu zaburzonej korelacji kierunkowej

$$W(\theta, t) = \sum_k A_k G_k(t) P_k(\cos \theta). \quad (3)$$

Do pomiaru korelacji kierunkowej używa się aparatury koincydencyjnej o skończonej wartości czasu rozdzielczego  $2\tau_0$ . Dlatego w rzeczywistości obserwujemy wyśredniowaną po czasie rozdzielczym korelację kierunkową  $\overline{W(\theta, T)^{2\tau_0}}$ .

$$\overline{W(\theta, T)^{2\tau_0}} = \frac{\int_{T-\tau_0}^{T+\tau_0} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \cdot W(\theta, t) dt}{\int_{T-\tau_0}^{T+\tau_0} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) dt}, \quad (4)$$

gdzie  $\tau$  oznacza czas życia poziomu pośredniego kaskady.



Z tego powodu czasową zależność funkcji korelacji, tzw. korelację różniczkową, można badać tylko wtedy, gdy spełniony jest warunek  $2\tau_0 < \tau$ . Natomiast dla  $2\tau_0 \geq \tau$  obserwujemy w rzeczywistości niezależną od czasu korelację całkową  $\overline{W(\theta, \infty)}$

$$\overline{W(\theta, \infty)} = \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) W(\theta, t) dt. \quad (5)$$

Podobnie możemy badać różniczkowy i całkowity czynnik zaburzający.

$$\overline{G_k(\infty)} = \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^{-\infty} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) G_k(t) dt. \quad (6)$$

W obu wypadkach czynniki zaburzające  $G_k(t)$  i  $\overline{G_k(\infty)}$  są ściśle związane z charakterem oddziaływania powodującego obserwowane zaburzenie korelacji kierunkowej gamma. Dlatego pomiar czynnika zaburzającego dla danej kaskady pozwala na określenia parametrów oddziaływania pomiędzy jądrem znajdującym się w stanie pośrednim kaskady a zewnątrzjądrowymi polami elektromagnetycznymi.

### Oddziaływanie struktury nadsubtelnej w atomach izolowanych

Jak było już powiedziane w Wprowadzeniu, oddziaływanie *hfs* powoduje rozszczepienie poziomów jądrowych. Podpoziomy rozszczepienia *hfs* odpowiadają stanom własnym hamiltonianu oddziaływania pomiędzy jądrem a powłoką elektronową. Może to być oddziaływanie pomiędzy dipolowym momentem magnetycznym jądra a polem magnetycznym wytwarzanym przez elektrony powłokowe w miejscu jądra (magnetyczne sprzężenie *hfs*), lub też oddziaływanie pomiędzy kwadrupolowym elektrycznym momentem jądra a gradientem pola elektrostatycznego elektronów powłokowych działającym na jądro (sprzężenie kwadrupolowe *hfs*). W bardziej skomplikowanych wypadkach możemy mieć do czynienia z równoczesnym występowaniem obu tych sprzężeń.

Stany własne hamiltonianu oddziaływania są określone przez liczby kwantowe  $F$  i  $f$ . Można je zapisać jako superpozycję stanów jądra i powłoki elektronowej:

$$|Ff\rangle = \sum_{mM} \langle ImJM | Ff \rangle |Im\rangle |JM\rangle, \quad (7)$$

gdzie  $f, m, M$  odpowiadają rzutom wektorów  $\vec{F}, \vec{I}, \vec{J}$  na wybraną oś kwantyzacji, a  $\langle ImJM | Ff \rangle$  jest odpowiednim współczynnikiem Clebscha opisującym złożenie wielkości  $I$  i  $J$  na wielkość  $F$ . Energie rozszczepionych podpoziomów odpowiadają energiom własnym hamiltonianu oddziaływania  $K$  do stanów własnych  $|Ff\rangle$ .

$$K|Ff\rangle = E_F|Ff\rangle. \quad (8)$$

Oddziaływanie  $hfs$  może spowodować zaburzenie korelacji kierunkowej  $\gamma-\gamma$ . Zgodnie z ogólną teorią korelacji zaburzonych [1], [2], występujący w tym wypadku czynnik zaburzający jest zależny od energii rozszczepionych podpoziomów oraz od wielkości  $I$  i  $J$ .

$$G_k(t) = \sum_{FF'} (2F+1)(2F'+1) \left\{ \begin{matrix} FF' k \\ II J \end{matrix} \right\}^2 \exp - \left[ \left( \frac{i}{\hbar} \right) (E_F - E_{F'}) \right] \quad (9)$$

$$G_k(\infty) = (2F+1)^2 \left\{ \begin{matrix} FF' k \\ II J \end{matrix} \right\}^2 + \sum_{FF'} \frac{(2F'+1)(2F+1) \left\{ \begin{matrix} FF' k \\ II J \end{matrix} \right\}^2}{1 + \left[ \left( \frac{E_F - E_{F'}}{\hbar} \right) \tau \right]^2}. \quad (10)$$

Wyrażenia w nawiasach  $\{ \}$  są to symbole 6- $j$  Wignera.

W ogólnym wypadku pomiar czynnika zaburzającego może pozwolić na obliczenie wielkości rozszczepienia  $hfs$   $(E_F - E_{F'}) = \Delta E_{FF'}$ . Z równania (10) wynika, że w wypadku silnych oddziaływań, gdy  $\Delta E_{FF'} \gg \Gamma$ , ( $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$  oznacza naturalną szerokość poziomu jądrowego), istnieje graniczna, różna od zera wartość czynnika  $\overline{G_k(\infty)}$

$$\overline{G_k(\infty)}_{\text{lim}} = (2F+1)^2 \left\{ \begin{matrix} FF' k \\ II J \end{matrix} \right\}^2. \quad (11)$$

Wielkość ta jest niezależna od typu oddziaływania.

Dla atomów izolowanych hamiltonian oddziaływania  $hfs$  można zapisać jako superpozycję oddziaływania magnetycznego i elektrycznego.

$$K = K_M + K_E, \quad (12)$$

gdzie hamiltonian oddziaływania magnetycznego ma postać:

$$K_M = AI \cdot J \quad (13)$$

a hamiltonian oddziaływania elektrycznego:

$$K_E = \frac{1}{2} B \frac{3(\vec{I} \cdot \vec{J})^2 + \frac{2}{3} \vec{I} \cdot \vec{J} - I^2 J^2}{2J(2J-1)2I(2I-1)}. \quad (14)$$

$A$  oznacza stałą magnetycznego sprzężenia  $hfs$

$$A = \mu_I \frac{H(O)_J}{I \cdot J}, \quad (15)$$

gdzie  $H(O)_J$  jest wielkością pola magnetycznego indukowanego przez elektrony powłoki w miejscu jądra, a  $\mu_I$  jest momentem magnetycznym jądra.

$B$  oznacza stałą kwadrupolowego elektrycznego sprzężenia  $hfs$

$$B = eQV_{zz}(O)_J, \quad (16)$$

gdzie  $V_{zz}(O)_J$  jest wielkością gradientu pola elektrostatycznego wytworzonego w miejscu jądra przez elektrony orbitalne o symetrii osiowej wokół osi  $z$ , a  $Q$  jest momentem kwadrupolowym jądra. Wartości własne hamiltonianu oddziaływania  $K$ , czyli energie rozszczepionych podpoziomów, są określone przez równanie:

$$E_F = \frac{1}{2}AC + \frac{3}{4}B \frac{C(C+1) - \frac{4}{3}I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)}, \quad (17)$$

gdzie  $C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$ .

Ponieważ zwykle  $A \gg B$ , więc w oddziaływaniu  $hfs$  zasadniczą rolę gra oddziaływanie magnetyczne. Dlatego badanie sprzężenia  $hfs$  ma zwykle na celu wyznaczenie stałej  $A$ .

### Wpływ zewnętrznego pola magnetycznego na oddziaływania $hfs$

Przy badaniu wpływu zewnętrznego pola magnetycznego na sprzężenie  $hfs$  należy rozpatrzyć osobno dwa przypadki w zależności od przyłożonego pola magnetycznego.

#### 1. Słabe pole magnetyczne

Gdy pole zewnętrzne jest tak słabe, że nie powoduje zerwania wiązania  $\vec{I} \cdot \vec{J}$ , to znaczy jest spełniony warunek  $H\mu_B \ll A$ , gdzie  $\mu_B$  oznacza magneton Bohra; wówczas  $F$  pozostaje nadal dobrą liczbą kwantową. Pod działaniem takiego pola poziomy struktury nadsubtelnej określone liczbami kwantowymi  $F_i$  rozszczepiają się na  $(2F_i+1)$  podpoziomów określonych przez magnetyczne liczby kwantowe odpowiadające rzutom wektora  $F$  na kierunek przyłożonego pola magnetycznego. Odpowiada to efektowi Zeemana znanemu z optyki atomowej.

Dla tego przypadku czynnik zaburzający korelacji kierunkowej ma postać: [2]

$$G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}(t) = \sum_{FF'} [(2k_1+1)(2k_2+1)]^{1/2} (2F+1)(2F'+1) \times \left\{ \begin{matrix} FF' k_1 \\ II J \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} FF' k_2 \\ II J \end{matrix} \right\} \times \\ \times \sum_{ff'} \left( \begin{matrix} FF' k_1 \\ -ff' N_1 \end{matrix} \right) \left( \begin{matrix} FF' k_2 \\ -ff' N_2 \end{matrix} \right) \times \exp \left[ \left( -\frac{i}{\hbar} \right) (E_{Ff} - E_{F'f'}) t \right], \quad (18)$$

gdzie  $f$  i  $f'$  oznaczają rzuty wektorów  $\vec{F}$  i  $\vec{F}'$  na kierunek pola magnetycznego, wyrażenia w nawiasach  $()$  są odpowiednimi symbolami 3-j Wignera.  $(E_{Ff} - E_{F'f'}) = \Delta E_{Ff}$  odpowiada różnicy energii kolejnych podpoziomów struktury nadsubtelnej rozszczepionych w zewnętrznym polu magnetycznym. Energie te można obliczyć podobnie jak w optyce atomowej [3].

## 2. Silne pole magnetyczne

Rozpatrzmy teraz wypadek, gdy przyłożone pole magnetyczne jest tak silne, że powoduje zerwanie wiązania  $\vec{I} \cdot \vec{J}$ , to znaczy jest spełniony warunek  $H\mu_B \gg A$ . W takim wypadku  $I$  i  $J$  stają się dobrymi liczbami kwantowymi, co oznacza, że wektory  $\vec{I}$  i  $\vec{J}$  precesują niezależnie wokół kierunku przyłożonego pola magnetycznego. Odpowiada to efektowi Paschena-Backa znanemu z optyki atomowej.

Przy badaniu zaburzenia korelacji kierunkowej dla tego przypadku konieczne jest osobne rozważenie działania prostopadłego i równoległego pola magnetycznego; to znaczy pola przyłożonego prostopadle do płaszczyzny detekcji wyznaczonej przez kierunki emisji kwantów kaskady oraz pola przyłożonego wzdłuż kierunku emisji jednego z kwantów kaskady.

Dla pola prostopadłego  $H_{\perp}$  otrzymujemy następującą postać czynnika zaburzającego:

$$G^{NN}(t) = \frac{\exp(-i\omega_N N t)}{2J+1} \sum_{M=-J}^J \cos\left(\frac{A M N t}{\hbar}\right) \quad (19)$$

i dla przypadku całkowego pomiaru korelacji

$$G^{NN}(\infty) = \frac{1}{2J+1} \sum_M \frac{1}{1 + \left[\frac{A M N \tau}{\hbar}\right]^2}, \quad (20)$$

gdzie  $\omega_H$  oznacza częstość precesji Larmora  $\omega_H = \mu_I H / I \hbar$ . Ponieważ w większości wypadków przyłożone pole magnetyczne jest dużo mniejsze od występującego w jądrze wewnętrznego pola  $H(O)_J$ , więc  $\hbar\omega_H \ll \hbar\omega \ll A$  i dlatego czynnik exponencjalny występujący w równaniu (19) można zwykle zastąpić przez jedność.

Dla równoległego pola magnetycznego  $H$  otrzymujemy:

$$G^{00} \equiv 1. \quad (21)$$

Oznacza to, że silne pole magnetyczne przyłożone równoległe usuwa zaburzenie wywołane przez oddziaływanie  $hfs$  i w pomiarze obserwujemy niezaburzoną funkcję korelacji kierunkowej.

Tego typu wpływ zewnętrznego pola magnetycznego na korelację kierunkową zaburzoną przez oddziaływania  $hfs$  jest charakterystyczny dla izotropowego sprzężenia  $hfs$  występującego w atomach izolowanych.

### Oddziaływanie $hfs$ dla atomów w cieczech i ciałach stałych

#### 1. Zależne od czasu zaburzenie korelacji kierunkowej

Przeprowadzone dotychczas rozważania dotyczyły swobodnych, izolowanych atomów lub jonów. W rzeczywistości stan taki jest realizowany tylko w przypadku gazów lub cieczy o niewielkich lepkościach.

W ogólnym wypadku badania oddziaływania  $hfs$  należy rozważyć wpływ sąsiednich atomów występujących w źródle, które w istotny sposób będą zmieniały obserwowane oddziaływanie.

W cieczech należy wziąć pod uwagę zależne od czasu fluktuacje pola zaburzającego wywołane przez ruchy Browna, a dla przypadku ciał stałych należy rozpatrzeć wpływ termicznych drgań siatki krystalicznej na zmianę pól wewnątrzatomowych. Ponieważ kierunek oddziaływających na jądro pól wewnątrzatomowych ulega na skutek tych procesów ciągłej reorientacji w sposób statystyczny, więc w rezultacie w pierwszym przybliżeniu znika efekt oddziaływania tych pól.

Oczywiście do opisu zaburzenia korelacji kierunkowej w tym przypadku nie będą się stosowały wzory podane poprzednio. Teoria zaburzenia korelacji kierunkowej przez tego typu oddziaływania została opracowana przez Abrahama i Pounda [4]. Otrzymali oni następującą postać czynnika zaburzającego dla korelacji różniczkowej:

$$G_k(t) = \exp[-\lambda_k t], \quad (22)$$

gdzie stała  $\lambda_k$  jest ściśle związana z typem oddziaływania. Dla oddziaływania magnetycznego stała ta zależy od spinu i momentu magnetycznego rozpatrywanego poziomu oraz od wielkości wewnętrznego pola magnetycznego i od czasu korelacji opisującego prędkość zmian kierunku tego pola. Dla oddziaływania kwadrupolowego stała  $\lambda_k$  zależy od spinu i momentu kwadrupolowego badanego poziomu oraz od gradientu pola elektrostatycznego i jego czasu korelacji.

Czas korelacji może być definiowany jako czas, w którym wielkość  $\frac{1}{t} \int_0^t F dt$  spadnie do wartości  $1/e$  dla  $t \rightarrow 0$ .

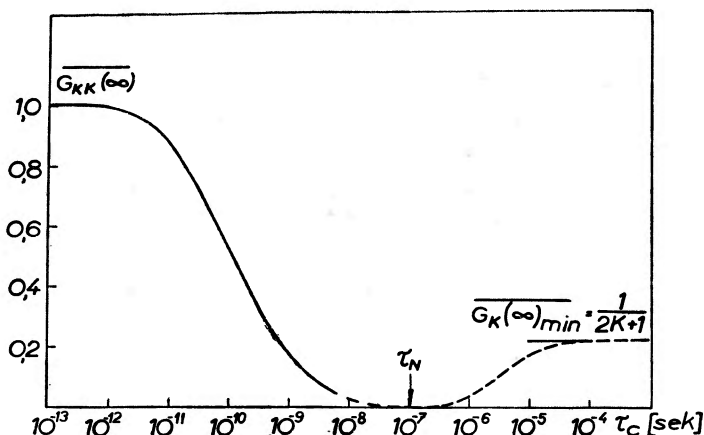
Ponieważ jądra nie pozostają w stanie pośrednim przez jednakowe odcinki czasowe, lecz przechodzą przez ten stan zgodnie z prawem rozpadu radioaktywnego, więc w wypadku korelacji całkowitej otrzymujemy postać czynnika zaburzającego  $G_k(\infty)$ :

$$G_k(\infty) = \frac{\lambda}{\lambda + \lambda_k}, \quad (23)$$

$\lambda$  oznacza stałą rozpadu poziomu pośredniego.

Ze względu na możliwości przeprowadzenia odpowiedniego eksperymentu należy rozważyć zależność obserwowanego zaburzenia od stosunku czasu korelacji i czasu życia poziomu pośredniego.

Jeżeli  $\tau_k \gg \tau_N$  ( $\tau_k$  oznacza czas korelacji, a  $\tau_N$  czas życia poziomu jądrowego), to zmiana pola obserwowana przez jądro w czasie życia jest niewielka i oddziaływanie może być rozpatrywane jako statyczne. Jeżeli natomiast  $\tau_k \ll \tau_N$ , to jądro w czasie życia obserwuje pewną średnią wartość fluktuacji pola i oddziaływanie ma też charakter statyczny. Najlepszą zgodność z podaną teorią otrzymujemy dla  $\tau_k < \tau_N$ , przebieg tej zależności jest przedstawiony na rys. 2.



Rys. 2. Zależność całkowego czynnika zaburzającego od czasu korelacji  $\tau_c$  dla zaburzeń zależnych od czasu

## 2. Anizotropowe sprzężenie $hfs$

Dla przypadku pola indukowanego działającego na jądra w źródłach krystalicznych, symetria tego pola jest ściśle związana z symetrią kryształu. Statyczne oddziaływanie  $hfs$  dla kryształów o symetrii niższej niż kubiczna jest ogólnie opisane przez „anizotropowy“ hamiltonian oddziaływania:

$$K = AJ_z I_z + B(J_x I_x + J_y I_y) + P[I_z^2 - \frac{1}{3}I(I+1)]. \quad (24)$$

Dwa pierwsze człony przedstawiają dipolowe magnetyczne oddziaływanie, a trzeci człon opisuje oddziaływanie kwadrupolowe. Wartości  $A$ ,  $B$  i  $P$  są stałe dla poszczególnych stanów elektronowych. Dla przypadku, gdy jedna ze stałych jest dużo większa od dwóch pozostałych, oddziaływanie  $hfs$  odpowiada sprzężeniu izotropowemu omówionemu poprzednio. Anizotropowe sprzężenia  $hfs$ , ze względu na dużą ilość stałych występujących w hamiltonianie oddziaływania, jest dużo trudniejsze do obserwowania doświadczalnego niż podobny pomiar przeprowadzony w przypadku oddziaływania  $hfs$  dla atomów izolowanych.

Teoria tego typu oddziaływania i związanego z nim zaburzenia korelacji kierunkowej promieniowania kaskadowego gamma została po raz pierwszy poddana przez Abragama i Pounda [4] a dla przypadku  $J = 1/2$  została dokładnie opracowana przez Leisiego [5]

### Doświadczalne badania oddziaływania $hfs$

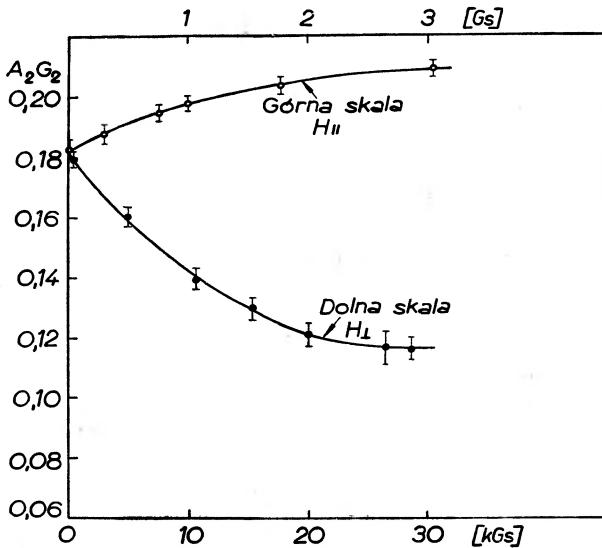
Po raz pierwszy oddziaływanie magnetyczne  $hfs$  zostało stwierdzone przez Deutscha [6] w pomiarze zaburzenia korelacji kierunkowej  $\gamma - \gamma$  1280—123 keV w  $^{154}\text{Gd}$ . W pomiarze badano różniczkową i całkową korelację kierunkową. Pomiary prowadzono dla dwóch kątów  $\theta = \pi$  i  $\theta = \frac{\pi}{2}$ . Jeżeli w rozwinięciu

funkcji korelacji nie występują wyższe współczynniki niż  $A_2$ , można łatwo na podstawie takiego pomiaru obliczyć wartość  $A_2$

$$A_2 G_2 = \frac{2 \left[ N(\pi) - N\left(\frac{\pi}{2}\right) \right]}{N(\pi) + 2N\left(\frac{\pi}{2}\right)}, \quad (25)$$

gdzie  $N(\pi)$  i  $N\left(\frac{\pi}{2}\right)$  oznaczają odpowiednio liczby koincydencji mierzone dla kątów  $\pi$  i  $\frac{\pi}{2}$  pomiędzy licznikami.

W ten sposób obliczono zarówno wartość  $\overline{A_2 G_2(\infty)}$ , jak również  $A_2 G_2(t)$ . Ponieważ pomiary były prowadzone w źródle ciekłym (wodny roztwór  $\text{Gd}(\text{NO}_3)_3$ ),



Rys. 3. Efekt wpływu poprzecznego  $H_{\perp}$  i podłużnego  $H_{\parallel}$  pola magnetycznego na zaburzenie  $hfs$  dla kaskady  $\gamma-\gamma$  w  $^{154}\text{Gd}$  (Stiening i Deutsch [6])

więc zaobserwowano czasową zależność czynnika  $G_2(t)$  (22) co pozwoliło na wyznaczenie czasu korelacji  $\tau_2 = (7,8 \pm 1,0) \times 10^{-9}$  sek.

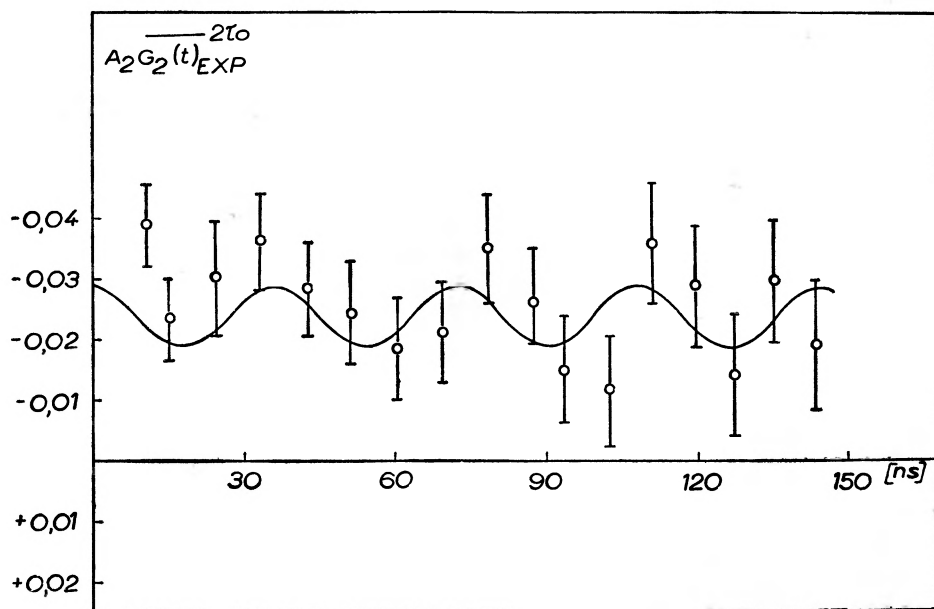
Następnie przeprowadzono pomiar w zewnętrznym polu magnetycznym prostopadłym i równoległym, na podstawie którego wyznaczono zależność atenuacji w zależności od przyłożonego pola. Otrzymane wyniki przedstawia rys. 3.

Zgodnie z podaną poprzednio teorią otrzymano dla pola  $H_{\parallel}$  osłabienie atenuacji, a dla pola  $H_{\perp}$  zwiększenie atenuacji aż do nasycenia odpowiadającego pełnemu rozerwaniu sprzężenia  $hfs$ .

Podobne pomiary zostały przeprowadzone dla  $^{155}\text{Gd}$  w Pracowni Spektroskopii Jądrowej IFJ w Krakowie [7], [8]. Ogólnie tego typu pomiary pozwalają na wyznaczenie stałej sprzężenia  $hfs$  i wielkości pola wewnętrznego występującego w jądrze.

### Wnioski końcowe

Pomiar oddziaływania  $hfs$  przy wykorzystaniu zaburzonych korelacji kierunkowych  $\gamma-\gamma$  może być stosowany dużo szerzej niż pomiar  $hfs$  wykonany przy pomocy efektu Mösbauera [9]. Pomiar tego typu wymaga jednak bardzo



Rys. 4. Czasowa zależność czynnika zaburzającego dla kaskady  $\gamma-\gamma$  w  $^{237}\text{Np}$

szczegółowej analizie wyników, ponieważ obok oddziaływania  $hfs$  mogą występować innego rodzaju oddziaływania jądra z otoczeniem, które również będą miały swój udział w obserwowanym zaburzeniu korelacji kierunkowej.

Pod tym względem najłatwiejszy do analizowania jest pomiar oddziaływania  $hfs$  dla źródeł ciekłych [6], [7], [8] wykonany metodą całkową i różniczkową, oraz badanie wpływu zewnętrznego pola magnetycznego na sprzężenie  $hfs$ .

Interesującym pomiarem mogącym dostarczyć wiele informacji o strukturze pól wewnątrzatomowych byłby pomiar niezależnego od czasu izotropowego sprzężenia  $hfs$ . Zmierzony w takim wypadku czynnik  $G_k$  powinien odpowiadać równaniom (9) i (10).

Tego typu pomiar był przeprowadzony dla  $^{237}\text{Np}$  [10]. Otrzymane wyniki



pomiaru korelacji różniczkowej dopasowano do wyrażenia na  $G_2(t)$  otrzymanego na podstawie równania (9) dla  $I = 5/2$  i  $J = 1/2$

$$G_2(t) = 0.8333 + 0.1667 \cos\left(\frac{3at}{\hbar}\right). \quad (26)$$

Otrzymane wyniki przedstawia rys. 4. Duży błąd pomiaru nie pozwolił na pewne stwierdzenie oddziaływania  $hfs$  oraz na dokładne wyliczenie stałej struktury nadsubtelnej.

W przypadku źródeł krystalicznych pomiar oddziaływania  $hfs$  jest bardzo skomplikowany ze względu na anizotropowy charakter sprzężenia. Z wyjątkiem kryształów o symetrii kubicznej, dla których sprzężenie  $hfs$  powinno mieć charakter izotropowy, badane oddziaływanie jest wtedy określone nie przez jedną stałą, lecz zależy od większej ilości parametrów.

Ogólnie tego typu pomiary pozwalają na wyznaczanie wewnętrznych pól magnetycznych i ewentualnie gradientów pól elektrostatycznych występujących w jądrze bez konieczności używania silnych pól zewnętrznych i stosowania niskich temperatur koniecznych do orientowania jąder.

Pomiary takie można również przeprowadzić dla jąder wdyfundowanych w siatkę krystaliczną ferromagnetyka. Również w tym wypadku nie jest konieczne stosowanie zewnętrznego pola magnetycznego polaryzującego domeny ferromagnetycka [11].

Dalszy rozwój metod pomiarowych zaburzenia korelacji kierunkowej  $\gamma-\gamma$  przez oddziaływanie  $hfs$  powinien przyczynić się do otrzymania interesujących informacji o strukturze wewnątrzatomowych pól elektromagnetycznych działających na jądro.

*Abstract:* A description is given of the directional correlation of gamma-ray cascade perturbed by the interaction of the hyperfine structure ( $hfs$ ) for isolated atoms and for liquids and solids. The perturbation of  $\gamma-\gamma$  directional correlation caused by magnetic  $hfs$  interaction in the presence of an external magnetic field was examined. Possibilities of utilizing measurements of this kind for determining the magnetic moments of excited states of nuclei are presented.

#### Literatura

- [1] K. Siegbahn, *Alpha- Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, North Holland Publishing Company, Amsterdam 1965.
- [2] E. Karlsson, E. Matthias, K. Siegbahn, *Perturbed Angular Correlations*, North Holland Publishing Company, Amsterdam 1964.
- [3] H. Kopfermann, *Nuclear Moments*, Academic Press Inc., New York 1958.
- [4] A. Abragam, R. V. Pound, *Phys. Rev.*, **92**, 943 (1953).
- [5] H. J. Leisi, R. T. Deck, *Phys. Rev.*, **129**, 2117 (1963).
- [6] R. Stiening, M. Deutsch, *Phys. Rev.*, **121**, 1484 (1961).
- [7] E. Bożek *et al.*, *Phys. Lett.*, **11**, 304 (1963).
- [8] A. Z. Hryniewicz *et al.*, *Nucl. Phys.*, **80**, 608 (1966).
- [9] H. Fraunfelder, Referat wygłoszony na konferencji w Uppsali (1963) publikowany w „Perturbed Angular Correlations“.
- [10] J. Golczewski, Praca magisterska wykonana w IFJ w Krakowie.
- [11] E. Matthias *et al.*, *Phys. Rev. Letters*, **14**, 46 (1965).

*Zbigniew Romaszewski*

Zakład Fizyki Fal Ultrakrótkich  
IF PAN, Warszawa

## Fale helikonowe i ich wzmacnianie w plazmie ciała stałego

### Amplification of Helicon Waves in Solid State Plasma

Pod pojęciem plazmy rozumiemy układ swobodnych cząstek naładowanych, których ruch bezładny podlega pewnym prawom o charakterze statystycznym. Własności elektryczne ciała stałego wiążą się z nośnikami prądu, elektronami i dziurami, które mogą się przemieszczać wewnątrz kryształu. Jeżeli będziemy abstrahowali od tego, skąd pojawiły się swobodne nośniki, w jaki sposób oddziałują z siecią, w jaki sposób znikają, to możemy traktować je jako plazmę i opisywać ich ruch przy pomocy metod właściwych badaniom plazmy.

Tak więc przez plazmę ciała stałego będziemy rozumieli układ swobodnych nośników poruszających się na tle sieci krystalicznej.

Tak potraktowana plazma ciała stałego może być jako całość elektrycznie obojętna, jak to ma miejsce w przypadku elektronowo-dziurowej plazmy półmetali typu Bi, Sb, czy plazmy pewnych półprzewodników; może być również naładowana jak w przypadku elektronowej plazmy metali lub elektronowej, czy dziurowej plazmy innych półprzewodników.

Oczywiście, jest to tylko jeden z opisów ciała stałego posiadający, jak każdy model, ograniczone zastosowanie. Jasne jest, że tam, gdzie w grę będą wchodziły oddziaływania z siecią, czy elektronów i dziur między sobą, model ten nie jest dogodny; jednakże wszędzie tam, gdzie zagadnienia te są drugorzędne, model ten oddaje poważne usługi.

Do zagadnień, w których metodą fizyki plazmy wniosły poważny postęp, należy zaliczyć [1—3]:

1. Zagadnienie rozchodzenia się fal elektromagnetycznych w półprzewodnikach, półmetalach i metalach.
2. Zagadnienie niestabilności przepływu. Efekty prowadzące do wzmacniania i generacji drgań elektromagnetycznych w plazmie ciała stałego.
3. Oddziaływanie fal elektromagnetycznych i akustycznych w ciele stałym.
4. Powstawanie stanów oscylacyjnych plazmy jako całości (plazmony).

Zagadnieniem, które zostanie szerzej omówione, jest rozchodzenie się fal elektromagnetycznych w półprzewodnikach. W tym wypadku zupełnie zado-

wałający będzie klasyczny model plazmy z izotropową masą<sup>1</sup> [4, 5]. W literaturze na ten temat spotykamy się z dwoma zasadniczymi metodami opisu:

1. Metodą orbit [6—9], gdzie rozważamy ruch poszczególnych cząstek w polu sił elektromagnetycznych. Oddziaływanie cząstek między sobą oraz z siecią uwzględniamy wprowadzając do sił człon Langeviena. Otrzymane równania ruchu uśredniamy po rozkładzie prędkości i stosując klasyczny model Drudego-Zenera otrzymujemy wzór na zespoloną przenikalność dielektryczną, a stąd związki dyspersyjne dla fal elektromagnetycznych. Metoda ta daje poprawne rezultaty w odniesieniu do fal helikonowych.

2. Metoda plazmy dwupłynowej. W metodzie tej wychodząc z równania Boltzmana dla elektronów i dziur otrzymujemy równania ciągłości i ruchu dla płynu elektronowego i dziurowego w polu sił. Oddziaływanie obydwu płynów między sobą oraz oddziaływanie ich z siecią, podobnie jak poprzednio uwzględniamy, wprowadzając w siłę działającą człon Langeviena. Rozwiązanie układu równań złożonego z równania ciągłości, równania ruchu oraz równań Maxwella pozwala znaleźć dość ogólne związki dyspersyjne dla fal elektromagnetycznych rozchodzących się w plazmie. Metoda ta przeważa w pracach fizyków radzieckich [10—12].

Niech  $f^\pm(x_k v_k t)$  będzie funkcją rozkładu cząstek plazmy odpowiednio dziurowej i elektronowej. Wtedy przez  $f^\pm(x_k v_k t) dx_1 dx_2 dx_3 dv_1 dv_2 dv_3$  będziemy rozumieli ilość cząstek zawartych w elemencie objętości  $dx_1 dx_2 dx_3$  wokół punktu o współrzędnych  $x_k$  i posiadających prędkości w przedziale  $v_k, v_k + dv_k$ , gdzie  $dv_k$  — współrzędne infinitesimalnego wektora w przestrzeni prędkości. Dla tak zdefiniowanej funkcji rozkładu słuszne jest równanie Boltzmana:

$$\frac{\partial f^\pm}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} f^\pm v_i^\pm + \frac{\partial}{\partial v_i^\pm} \mathcal{F}_i^\pm f^\pm = \left( \frac{\partial f^\pm}{\partial t} \right)_{\text{col}} \quad (1)$$

Zarówno tutaj, jak i dalej będzie stosowana konwencja sumowania po powtarzającym się wskaźniku, przebiegającym wartości 1, 2, 3.

Równanie to można zinterpretować w ten sposób, że wszelkie zmiany rozkładu w czasie związane są:

- 1) ze zmianami położenia cząstek plazmy na skutek jej ruchu — człon  $\frac{\partial}{\partial x_i} f^\pm v_i^\pm$ ,
- 2) ze zmianami prędkości, zgodnymi z siłami zewnętrznymi, działającymi na plazmę — człon  $\frac{\partial}{\partial v_i^\pm} \mathcal{F}_i^\pm f^\pm$ ,
- 3) ze zmianami wywołanymi zderzeniami cząstek między sobą — człon  $\left( \frac{\partial f^\pm}{\partial t} \right)_{\text{col}}$ , który przyjmuje różną postać w zależności od tego, jaki charakter mają od-

<sup>1</sup> Ostatnio J. Furdyna [6] zwrócił uwagę na pewne odstępstwa w tłumieniu fal helikonowych od przewidywań teorii klasycznej. Odstępstwa te wiąże on z przejawianiem się kwantowych własności plazmy ciała stałego.

działania międzycząsteczkowe (w przypadku sił krótkiego zasięgu wyraz ten przybiera postać podaną przez Boltzmana dla gazu doskonałego; gdy oddziaływanie cząstek między sobą jest kulombowskie, wpływ zderzeń na zmiany funkcji  $f$  podany jest członem Fockera-Pancka).

W dalszych rozważaniach będziemy traktowali plazmę jako bezzderzeniową i dopiero w ostatecznym wyniku uwzględnimy oddziaływanie cząstek plazmy ze sobą jak również z siecią, uwzględniając w sile działającej na płyn plazmowy człon pochodzenia empirycznego proporcjonalny do  $\frac{-v_i^\pm}{\tau^\pm}$ , gdzie  $\tau^\pm$  — parametr charakteryzujący średni czas między dwoma kolejnymi zderzeniami cząstki. Wyraz ten uwzględnia w pewnym sensie siły tarcia między plazmą i siecią oraz siły lepkości, działające w płynie plazmowym<sup>2</sup>.

Wprowadzając

$$v_i^\pm = u_i^\pm + w_i^\pm, \quad (1a)$$

gdzie  $v_i^\pm$  — bezwzględna prędkość cząstek plazmy,

$$u_i^\pm = \frac{1}{n^\pm} \int v_i^\pm f^\pm d_s v — \text{średnia prędkość danego płynu plazmowego,}$$

$w_i^\pm$  — prędkość bezładnego ruchu cząstek,

dokonyjemy transformacji równania Boltzmana do układu związanego z dryfującym płynem. Jeśli  $\tilde{f}^\pm(x_i w_i t)$  jest nową funkcją rozkładu to:

$$\frac{\partial \tilde{f}^\pm}{\partial t} + \left[ \frac{\partial}{\partial x_i} \tilde{f}^\pm (u_i^\pm + w_i^\pm) + \frac{\partial}{\partial w_k^\pm} \tilde{f}^\pm \left[ \frac{\mathcal{F}_i^\pm}{m_i^\pm} - \frac{d}{dt} u_i^\pm - w_k^\pm \frac{\partial}{\partial x_k} u_i^\pm \right] \right] = 0. \quad (2)$$

Równanie to mnożymy kolejno przez 1,  $w_i^\pm$  i uśredniając je po przestrzeni prędkości ruchów chaotycznych otrzymujemy odpowiednio:

$$\frac{\partial n^\pm}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} u_i^\pm n^\pm = 0 — \text{równanie ciągłości} \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt} u_i^\pm + \frac{1}{3n_i^\pm} \frac{\partial}{\partial x_i} n^\pm w_i^{\pm 2} - \frac{\mathcal{F}_i^\pm}{m_i^\pm} = 0 — \text{równanie ruchu} \quad (4)$$

We wzorach tych  $n^\pm$  — gęstość płynu plazmowego,

$\overline{w_i^{\pm 2}}$  — średnia kwadratowa prędkości ruchu termicznego,

$\mathcal{F}_i^\pm$  — wielkość siły uśrednionej po przestrzeni prędkości.

<sup>2</sup> Procedura ta jest równoważna przyjęciu członu zderzeniowego w postaci  $-\frac{1}{\tau^\pm} (f^\pm - f_0^\pm)$ ,

gdzie  $\tau^\pm$  jest pewnym charakterystycznym parametrem,  $f_0^\pm$  — funkcją rozkładu w stanie równowagi,  $f^\pm$  — funkcją rozkładu w stanie, do którego przeszedł układ wyprowadzony ze stanu równowagi. Przyjmując, że odchylenia od stanu równowagi są niewielkie, prowadząc linearyzację równań ciągłości i ruchu dojdziemy do analogicznego wyniku jak w przedstawionym powyżej rozumowaniu.

Drugi człon w równaniu ruchu otrzymany został przy założeniu izotropowego rozkładu prędkości ruchu chaotycznego.

Rozpatrzmy teraz stan stacjonarny układu, w którym obydwie płyny dziurowy i elektronowy z jednorodnymi gęstościami  $N^+$  i  $N^-$  dryfują z prędkościami  $u^+$  i  $u^-$ . Załóżmy dalej, że płyn ten umieszczony jest w zewnętrznym polu magnetycznym  $H_i^0$  równoległym do kierunku dryfu. Będziemy badali  $n^\pm$ ,  $v_i^\pm$ ,  $H_i$ ,  $E_i$  niewielkie odchylenia od parametrów charakteryzujących stan stacjonarny. Przeprowadzając linearyzację równań ciągłości i równań ruchu otrzymujemy [10]:

$$\frac{\partial n^\pm}{\partial t} + N^\pm \frac{\partial v_i^\pm}{\partial x_i} + u_i^\pm \frac{\partial n^\pm}{\partial x_i} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial v_i^\pm}{\partial t} + u_k^\pm \frac{\partial}{\partial x_k} v_i^\pm + \frac{1}{3N^\pm} \overline{w^{\pm 2}} \frac{\partial}{\partial x_i} n^\pm - \frac{e^\pm}{m^\pm} \left[ E_i + \frac{1}{c} \varepsilon_{ikl} v_k^\pm H_l^0 + \frac{1}{c} \varepsilon_{ikl} u_k^\pm H_l \right] + \frac{v_i^\pm}{\tau^\pm} = 0. \quad (6)$$

Założyliśmy tutaj, że na plazmę działają siły pochodzenia elektromagnetycznego oraz siła tłumiąca zaburzenie proporcjonalna do prędkości. Uwzględniając jeszcze równania Maxwella w postaci:

$$\varepsilon_{klm} \varepsilon_{mpr} E_r \partial_l + \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_k + \frac{4\pi}{c^2} \sum_{\pm} \left( e^\pm N^\pm \frac{\partial}{\partial t} v_k^\pm + e^\pm u_k^\pm \frac{\partial n^\pm}{\partial t} \right) = 0, \quad (7)$$

$$\varepsilon_{klm} E_m \partial_l = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} H_k \quad (8)$$

otrzymujemy pełny układ równań charakteryzujących przebieg zaburzenia w czasie i przestrzeni.

W oparciu o otrzymany układ równań zbadajmy rozchodzenie się fali płaskiej. Załóżmy w tym celu, że wszystkie interesujące nas wielkości są proporcjonalne do  $\exp i(k_i x_i - \omega t)$  przy czym  $k_i$  jest równoległe zarówno do  $H_i^0$ , jak i do  $u_i^\pm$ . Oś  $z$  układu współrzędnych wybieramy również w tym kierunku.

Rozchodzącą się falę elektromagnetyczną rozkładamy na falę podłużną i poprzeczną.

Fala podłużna ma charakter fali elektroakustycznej. Pole magnetyczne w kierunku rozchodzenia się fali znika. Dla fali tej po wyeliminowaniu  $E_i$ ,  $H_i$ ,  $v_i^\pm$  i  $n^\pm$  (patrz przypisy) otrzymujemy następujący związek dyspersyjny:

$$\varepsilon = \sum_{\pm} \frac{\omega_p^{2\pm}}{(\omega - u_i^\pm k_i) \left( \omega - u_i^\pm k_i + \frac{i}{\tau^\pm} \right) - \frac{\overline{\omega^{\pm 2} k^2}}{3}}, \quad (9)$$

gdzie  $\omega_p^{2\pm} = \frac{4\pi^2 e^2 N^\pm}{m^\pm}$  — częstość plazmowa nośników.

Fal takich jak dotychczas w plazmie ciała stałego nie udało się zaobserwować eksperymentalnie.

Wyprowadzając związek dyspersyjny dla fal poprzecznych zakładamy ich kołową polaryzację i wtedy otrzymujemy (10):

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left[ \varepsilon - \sum_{\pm} \frac{\omega_p^{2\pm} (\omega - u_i^{\pm} k_i)}{\omega^2 (\omega - u_i^{\pm} k_i \pm \Omega^{\pm} + \frac{i}{\tau^{\pm}})} \right], \quad (10)$$

gdzie  $\Omega^{\pm} = \frac{e^{\pm} H}{m^{\pm} c}$  — częstość cyklotronowa nośników.

We wzorze (10) znak + przed  $\Omega^{\pm}$  odnosi się do fali spolaryzowanej tak, że  $H = H_x - iH_y$ , znak - przed  $\Omega^{\pm}$  odnosi się do fali spolaryzowanej przeciwnie.

Zakładając, że  $\Omega^{\pm} \gg \omega$ ,  $\Omega^{\pm} \gg 1/\tau^{\pm}$ , jak również  $\Omega^{\pm} > u_i^{\pm} k_i$ , możemy, rozkładając powyższy związek na szereg potęgowy, sprowadzić go do prostszej postaci:

$$k^2 c^2 + \sum_{\pm} \left[ \frac{\omega_p^{2\pm} (\omega - u^{\pm} k)}{\Omega^{\pm}} - \frac{\omega_p^{2\pm} \omega^2}{\Omega^{\pm 2}} \right] - i \sum_{\pm} \frac{1}{\tau^{\pm}} \left[ \frac{\omega_p^{2\pm} (\omega - u^{\pm} k)}{\Omega^{\pm 2}} - \frac{2\omega_p^2 u^{\pm 2} k^2}{\Omega^{\pm 3}} \right] = 0. \quad (11)$$

Jeżeli na początku rozpatrzmy plazmę, która nie dryfowała i w której liczba elektronów i dziur różniła się nieznacznie, tj. gdy  $\left| \frac{N^+ - N^-}{N^{\pm}} \right| \ll \left| \frac{\omega}{\Omega^{\pm}} \right|$ , wtedy drugi z członów w równaniu (11) można zaniedbać w stosunku do trzeciego tak, iż otrzymamy:

$$k^2 c^2 - \sum_{\pm} \frac{\omega_p^{2\pm} \omega^2}{\Omega^{\pm 2}} - i \sum_{\pm} \frac{1}{\tau^{\pm}} \frac{\omega_p^{2\pm} \omega}{\Omega^{\pm 2}} = 0. \quad (12)$$

Jeżeli teraz  $\omega \gg 1/\tau^{\pm}$ , to zaobserwujemy rozchodzącą się w plazmie falę alfvénowską. Fala ta, jak to wynika ze związku dyspersyjnego (12), rozchodzi się z prędkością

$$v_a = \frac{\dot{H}}{\sqrt{4\pi N(m^+ + m^-)}} \quad (13)$$

i jest tłumiona jak  $1/\omega\tau$ . Warunek  $\omega \gg 1/\tau$  ogranicza od dołu częstości rozchodzących się fal alfvénowskich. W wypadku gdy pole  $\dot{H}$  tworzy kąt  $\theta$  z kierunkiem rozchodzącej się fali, fala alfvénowska rozpada się na dwie, z których jedna szybsza rozchodzi się z prędkością  $v_a$ , w fali tej  $\mathbf{E} \perp \dot{\mathbf{H}}$  i  $\mathbf{k}$ ; druga powolna rozprzestrzenia się z prędkością  $v_a \cos \theta$ , dla niej wektor  $\mathbf{E}$  leży w płaszczyźnie wyznaczonej przez wektory  $\dot{\mathbf{H}}$  i  $\mathbf{k}$ . Fale alfvénowskie obserwowano czy to za pomocą metod pomiaru impedancji powierzchniowej, czy to za pomocą metod transmisyjnych (13—15), przede wszystkim w bizmucie. Dla bizmutu spełniony jest warunek  $N^+ = N^-$  pozwalający oddzielić badany efekt od nakładającego się na ogół z nim efektu rozchodzenia się fal spiralnych. Trudny do spełnienia warunek  $\omega \gg 1/\tau$  udało się spełnić dla pasma X w temperaturach helowych, dobierając do eksperymentu kryształy o wysokiej czystości.

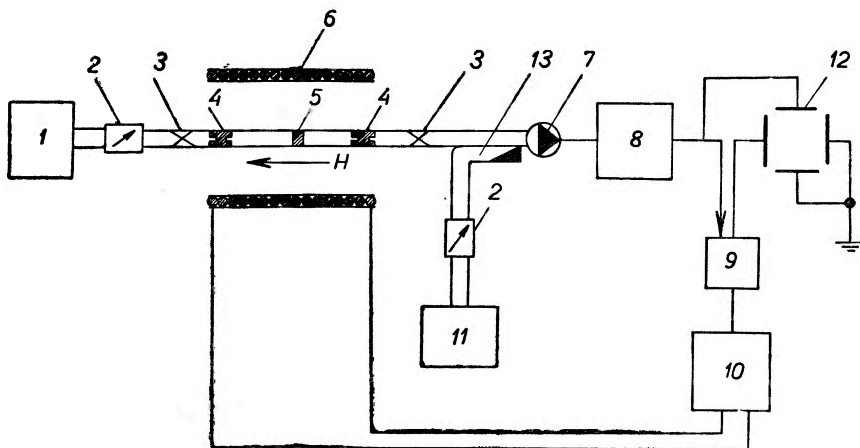
Gdy  $\left| \frac{N^- - N^+}{N^\pm} \right| \gg \left| \frac{\omega}{\Omega^\pm} \right|$ , to odwrotnie trzeci człon związku dyspersyjnego (11) można zaniedbać w porównaniu z drugim i wtedy

$$k^2 c^2 + \sum_{\pm} \frac{\omega_p^{2\pm} \omega}{\Omega^\pm} - i \sum_{\pm} \frac{1}{\tau^\pm} \frac{\omega_p^{2\pm} \omega}{\Omega^{2\pm}} = 0. \quad (14)$$

Jest to związek dyspersyjny dla fali helikonowej — spiralnej. Fala ta rozchodzi się z prędkością

$$v_f = \sqrt{\frac{\dot{H} \omega c}{4\pi e |N^- - N^+|}} \quad (15)$$

i jest tłumiona jak  $1/\Omega^\pm \tau^\pm$ . Tak więc przy danym kierunku pola w plazmie o przewodze nośników określonego typu może rozchodzić się tylko fala o jednym typie polaryzacji. Fala o drugim typie polaryzacji jest wtedy tłumiona. W roz-



Rys. 1. Schemat metody transmisyjnej badania rozchodzenia się fal helikonowych w plazmie ciała stałego. 1 — klistron, 2 — tłumik, 3 — przejście z falowodu prostokątnego na kołowy, 4 — płytki ówiercalfalowe, 5 — próbka, 6 — uzwojenie cewki, 7 — detektor, 8 — wzmacniacz pośredniej częstotliwości, 9 — synchronizator, 10 — generator napięcia piłowego, 11 — klistron heterodyny, 12 — oscylograf, 13 — sprzęgacz kierunkowy

ważnym przypadku  $\dot{H} \parallel k$  fala o polaryzacji prawoskrętnej rozchodzić się może tylko w ośrodku, w którym  $N^- \rightarrow N^+$ . Zmiana kierunku pola  $\dot{H}$  zmienia typ polaryzacji przepuszczanej fali. Oczywiście w ośrodku, w którym  $N^+ > N^-$  sytuacja jest odwrotna. Ponieważ tłumienie nie zależy od częstości rozchodzącej się fali, to rozchodzenie się fal helikonowych można zaobserwować przy dowolnych częstościach. Fale takie obserwowano w metalach [17, 18] oraz w półprzewodnikach PbTe [16] i InSb [6—10].

Warunkiem obserwowania fal helikonowych w plazmie jest  $\Omega^\pm \gg \omega$  oraz  $\Omega^\pm \tau^\pm \gg 1$ . Obydwa te warunki nie są trudne do spełnienia. I tak dla półrzędu 3 kGs warunek  $\Omega^\pm \gg \omega$  udaje się spełnić dla swobodnych elektronów

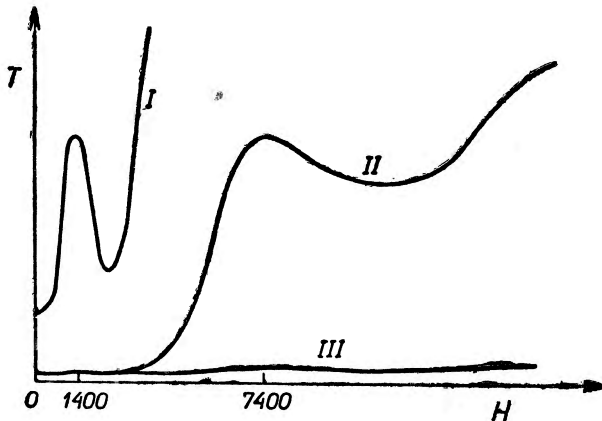
nawet przy częstościach  $10^{10}$  Hz, a uwzględnienie, że  $\delta$  w InSb  $m_{ej} = 0,013 m_e$  pozwala jeszcze bardziej ponieść częstotliwość rozchodzących się fal. Warunki wiążące się z  $\tau$  są już trudniejsze do spełnienia i wymagają czystych kryształów oraz niskich temperatur; jednakże dla InSb falę spiralną obserwowano w pasmie X już w temperaturze pokojowej przy  $B = 2$  kGs.

Większość prac dotyczących badania fal helikonowych w plazmie opiera się na metodach transmisyjnych (rys. 1).

Próbka przegradzająca falowód stanowi swego rodzaju interferometr Fabry-Perot. Zmiany pola magnetycznego zgodnie z wzorem

$$\lambda = \sqrt{\frac{\pi \hbar c}{e \omega |N^- - N^+|}} \quad (16)$$

wpływają na długość rozchodzącej się w próbce fali helikonowej i doprowadzają do powstania fali stojącej, a tym samym rezonansowego pochłaniania mocy mikrofalowej.



Rys. 2. Wykres mocy mikrofalowej przechodzącej przez próbkę w funkcji natężenia pola magnetycznego wg [9]. Krzywa II reprezentuje wykres mocy przechodzącej w funkcji pola o kierunku sprzyjającym rozchodzeniu się fal helikonowych. Krzywa III odpowiada przeciwnemu kierunkowi pola. Krzywa I stanowi fragment krzywej II powiększony o 12 dB, pokazuje ona występowanie interferencji przy niewielkich polach magnetycznych

Z okresowości interferencji możemy wyciągnąć wnioski dotyczące koncentracji czy ruchliwości nośników.

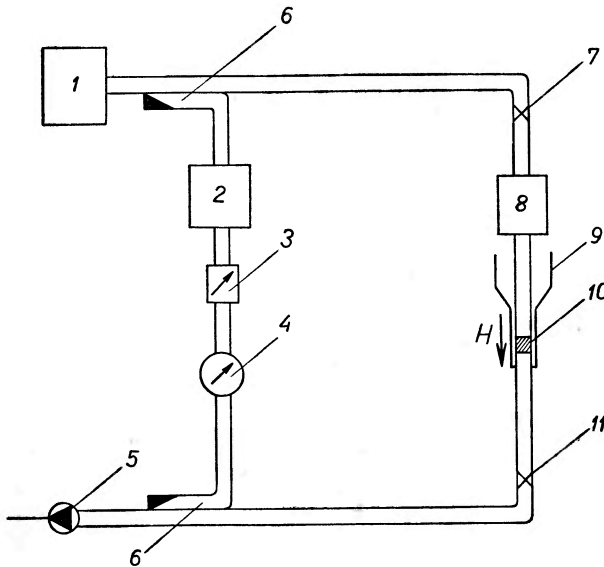
Pewną odmianą tego eksperymentu były również prace Furdyny [6—8], który zastosował interferometr typu Rayleigha i uwolniwszy się w ten sposób od trudności związanych z wielokrotnym odbiciem uzyskał ostrzejsze interferencje (rys. 3).

Rezultaty uzyskane przez Furdynę miały już charakter ilościowy. W eksperymentach tego typu poważne trudności wylaniają się przy wytworzeniu dostatecznie silnych pól magnetycznych podłużnych. W obydwu pracach [8, 9] do wytwarzania pola stosowano cewki nadprzewodzące, co pozwoliło na możliwie



proste wyprowadzenie układu mikrofalowego, a co za tym idzie, pozwoliło uniknąć wielokrotnych odbić na zgięciach falowodowych. W obydwu też pracach używano fali spolaryzowanej, biegnącej w falowodzie kołowym.

Takie własności fal helikonowych jak: polaryzacja fali, zależność długości fali oraz współczynnika tłumienia od przyłożonego pola  $\vec{H}$  pozwalają na konstrukcję elementów mikrofalowych w oparciu o własności plazmy ciała stałego.



Rys. 3. Schemat interferometru Rayleigha wg J. Furdyny [8]. 1 — klistron, 2 — falomierz, 3 — tłumik regulowany, 4 — regulowany przesuwnik fazy, 5 — detektor, 6 — sprzęgacz kierunkowy, 7 — przejście z falowodu prostokątnego na kołowy, 8 — polaryzator kołowy, 9 — dewar, 10 — próbka

Z prostszych zastosowań nasuwa się tu tłumik oraz przesuwnik fazy, regulowane natężeniem pola  $\vec{H}$ , a także analizator oparty na zależności tłumienia od kierunku polaryzacji.

Osobnym, ostatnio bardzo intensywnie badanym zagadnieniem, jest możliwość wzmacniania mikrofal w oparciu o plazmę ciała stałego. W tym celu powróćmy do związku dyspersyjnego (11) dla fali w dryfującej plazmie. Biorąc pod uwagę, że rozwiązania naszych równań różniczkowych założyliśmy w postaci  $\exp i(k_i x_i - \omega t)$  widzimy, że drgania będą narastały, gdy  $\text{Im} \omega = \gamma > 0$ . Chcąc dalej zachować ich periodyczny w czasie charakter musimy położyć  $\text{Re} \omega \cong \omega \gg \text{Im} \omega$ . Okazuje się, że warunek  $\gamma > 0$  możemy spełnić wyłącznie przyjmując dwa rodzaje dryfujących nośników. Przy założeniu, że  $\text{Re} \omega^2 \cong \omega^2 \gg \gamma^2$  oraz, że  $\left| \frac{N^+ - N^-}{N^\pm} \right| \gg \left| \frac{\omega}{\Omega^\pm} \right|$  ze związku dyspersyjnego otrzymujemy (10):

$$k^2 c^2 - 4\pi c k \frac{\vec{E}}{\vec{H}} \sum_{\pm} e^{\pm} \mu^{\pm} N^{\pm} - 4\pi c \frac{\omega}{\vec{H}} \sum_{\pm} e^{\pm} N^{\pm} - \omega^2 \sum_{\pm} \frac{\omega_p^{2\pm}}{\Omega^{2\pm}} = 0 \quad (17)$$

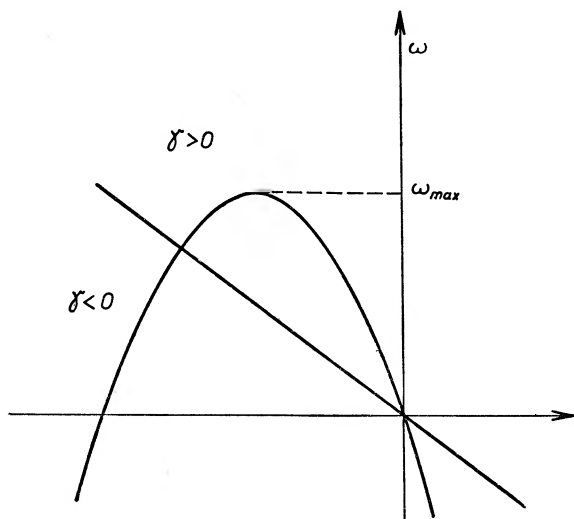
oraz

$$\gamma = \frac{\omega \sum_{\pm} \frac{e^{\pm} N^{\pm}}{\mu^{\pm}} - k \dot{E} \sum e^{\pm} N^{\pm}}{c \dot{H} \sum e^{\pm} N^{\pm}}, \quad (18)$$

gdzie  $\dot{E} \mu^{\pm} = \mu^{\pm}$ ,  $\dot{E}$  — pole elektryczne równoległe do  $H^{\circ}$  wywołujące dryf nośników. Wybierając

$$\frac{\sum e^{\pm} N^{\pm}}{\dot{H}} > 0 \text{ i } \frac{\dot{E}}{\dot{H}} < 0$$

wykreślamy parabolę odpowiadającą zależności  $\omega(k)$  (17) oraz prostą  $\gamma = 0$  (18).



Rys. 4. Wykres paraboli odpowiadającej równaniu (17) i prostej z równania (18) wg pracy [10]

Z rysunku widać, że w obszarze powyżej prostej powinniśmy zaobserwować wzmacnianie drgań aż do pewnej częstotliwości granicznej

$$\omega_{\max} = \frac{\pi \dot{E}^2 (\sum e^{\pm} \mu^{\pm} N^{\pm})^2}{c \dot{H} \sum e^{\pm} N^{\pm}}. \quad (19)$$

Tak więc w plazmie ciała stałego możliwe jest wzmacnianie fal helikonowych. Jak wynika z obliczeń [10] najdogodniejszym materiałem byłyby w tym wypadku półmetale typu antymonu z zachwianą, poprzez domieszkowanie, równowagą nośników. I tak przy koncentracji nośników  $N = 10^{19}$ , prędkości dryfu  $u = 10^7$  cm/sek, masie efektywnej  $m_{\text{ef}} = 0,1 m_e$  oraz częstotliwości cyklotronowej  $\Omega^{\pm} = 10 \omega$  można uzyskać wzmocnienie dla częstości dochodzącej do  $10^{11}$ — $10^{12}$  sek<sup>-1</sup>. Wzmocnienia uzyskiwane w przypadku  $\Omega \tau = 10$  powinny być rzędu wielkości  $10^4$  na cm próbki. Największą przeszkodę stanowi tu ciepło Joule'a-Lentza wydzielające się w próbce, ilość którego  $Q \cong m u^2 N / \tau$  jest rzędu  $10^6$  W/cm<sup>3</sup>. Tak więc wzmacniacze tego typu mogłyby pracować tylko impulsowo.

**Abstract:** In this paper the problem of electromagnetic wave propagation in solid state plasma is discussed.

The main problem is that of the propagation and amplification of helicon waves in a semiconductor placed in a longitudinal magnetic field.

It is shown how, on the basis of the Boltzmann equation and the two-stream model of plasma, the dispersion relations for solid state plasma can be obtained.

Interpretation of these relations leads to the conclusion that in semiconductors the propagation of weakly damped emg. waves is possible, and in some conditions their amplification is also possible.

The theoretical calculations were compared with experimental results.

### Literatura

- [1] Betsy Ancker-Johnson, *Plasmas in Semiconductors and Semimetals — A Review* BOEING SRL 1964.
- [2] A. A. Wiedienow, *Usp. Fiz. Nauk.*, **84**, 533 (1964).
- [3] *Plasmas Effects in Solids*, Dunod Cie., Paris 1964.
- [4] R. Gajewski, A. Skorupski, *Wstęp do teorii plazmy*; R. Gajewski, *Fale w plazmie* (w zbiorze *Zagadnienia magnetogazodynamiki*, cz. I) PAN, 1963.
- [5] Pai Shih-I, *Magnetogasodynamics and Plasma Dynamics*, Wien 1962.
- [6] J. K. Furdyna, *Phys. Rev. Letters*, **14**, 635 (1965).
- [7] J. K. Furdyna, *Phys. Rev. Letters*, **16**, 646 (1966).
- [8] J. K. Furdyna, *Rev. Sci. Instrum.*, **37**, 462 (1966).
- [9] A. Libchaber, R. Veilex, *Phys. Rev.*, **127**, 3 (1962).
- [10] W. G. Wiesiełago, M. W. Głuszkov, A. A. Ruchadze, *Fiz. Twardogo Tiela*, **8**, 24 (1966).
- [11] W. G. Wiesiełago, E. G. Rudaszewskij, *Fiz. Twardogo Tiela*, **8**, 2862 (1966).
- [12] W. G. Wiesiełago, M. W. Głuszkov, A. M. Prochorow, w druku, Moskwa 1966.
- [13] M. S. Chajkin, W. S. Eldman, R. T. Mina, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **44**, 2190 (1963).
- [14] M. S. Chajkin, L. A. Falkowskij, W. S. Eldman, R. T. Mina, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **45**, 1704 (1963).
- [15] J. S. Buchsbaum, J. K. Galt, *Phys. Fluids*, **4**, 1514 (1961).
- [16] Y. Kanai, *Japan J. Appl. Phys.*, **1**, 132 (1962).
- [17] R. Bowers, C. Legendy, F. Rose, *Phys. Rev. Letters*, **7**, 339 (1961).
- [18] A. W. Overhauser, S. Rodrigues, *Phys. Rev.*, **141**, 141 (1961).
- [19] A. G. Chynoweth, S. J. Buchsbaum, *Phys. Today*, **11**, 26 (1965); przedruk w *Usp. Fiz. Nauk*, **90**, 179 (1966).

### PRZYPISY

**Wprowadzenie związków dyspersyjnych dla fal poprzecznych i podłużnych, rozchodzących się w dryfującej plazmie ciała stałego**

Równania (5—8) stanowią pełny układ równań charakteryzujących ruch plazmy. Przepiszmy je jeszcze raz w notacji wektorowej:

$$\frac{\partial n^{\pm}}{\partial t} + N^{\pm} \operatorname{div} v^{\pm} + u^{\pm} \operatorname{grad} n^{\pm} = 0, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}^{\pm}}{\partial t} + (\mathbf{u}^{\pm} \text{grad}) \mathbf{v}^{\pm} \mp \frac{\overline{w}^{\pm 2}}{3N^{\pm}} \text{grad} n^{\pm} - \frac{e^{\pm}}{m^{\pm}} \left[ \mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{v}^{\pm} \times \dot{\mathbf{H}}^{\circ}) + \frac{1}{c} (\mathbf{u}^{\pm} \times \mathbf{H}) \right] + \frac{\mathbf{v}^{\pm}}{\tau^{\pm}} = 0, \quad (2a)$$

$$\text{rot rot } \mathbf{E} + \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} + \frac{4\pi}{e^2} \sum_{\pm} \left( e^{\pm} N^{\pm} \frac{\partial \mathbf{v}^{\pm}}{\partial t} + e^{\pm} \mathbf{u}^{\pm} \frac{\partial n^{\pm}}{\partial t} \right) = 0, \quad (3a)$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{H}, \quad (4a)$$

Pamiętając, że  $k||\dot{\mathbf{H}}||\mathbf{u}^{\pm}$  oraz zakładając rozwiązanie w postaci  $\exp i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)$ , po wstawieniu do równań otrzymujemy:

$$-i\omega n^{\pm} + iN^{\pm} \mathbf{k}\mathbf{v} + i n^{\pm} \mathbf{k}\mathbf{u}^{\pm} = 0, \quad (5a)$$

$$-i\omega \mathbf{v}^{\pm} + i(\mathbf{u}^{\pm} \mathbf{k}) \mathbf{v}^{\pm} + \frac{\overline{w}^{\pm 2}}{3N^{\pm}} i \mathbf{k} n^{\pm} - \frac{e^{\pm}}{m^{\pm}} \left[ \mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{v}^{\pm} \times \dot{\mathbf{H}}) + \frac{1}{c} (\mathbf{u}^{\pm} \times \mathbf{H}) \right] + \frac{\mathbf{v}^{\pm}}{\tau^{\pm}} = 0, \quad (6a)$$

$$\mathbf{k}(\mathbf{E}\mathbf{k}) - \mathbf{E}(\mathbf{k}\mathbf{k}) + \frac{\varepsilon}{c^2} \omega^2 \mathbf{E} - \frac{4\pi}{e^2} \sum_{\pm} [e^{\pm} N^{\pm} (-i\omega \mathbf{v}^{\pm}) + e^{\pm} \mathbf{u}^{\pm} (-i\omega n^{\pm})] = 0, \quad (7a)$$

$$i(\mathbf{k} \times \mathbf{E}) = \frac{1}{c} i\omega \mathbf{H}. \quad (8a)$$

Chcąc otrzymać związki dyspersyjne dla fali podłużnej pomnożmy równania (6a) i (7a) przez  $\mathbf{k}$ . W wyniku otrzymamy:

$$-i\omega \mathbf{v}^{\pm} \mathbf{k} + i(\mathbf{u}^{\pm} \mathbf{k}) \mathbf{v}^{\pm} \mathbf{k} + \frac{\overline{w}^{\pm 2}}{3N^{\pm}} i k^2 n^{\pm} - \frac{e^{\pm}}{m^{\pm}} \mathbf{E} \mathbf{k} + \frac{\mathbf{v}^{\pm} \mathbf{k}}{\tau^{\pm}} = 0, \quad (9a)$$

$$\frac{\varepsilon}{c^2} \omega^2 \mathbf{E} \mathbf{k} + \frac{4\pi i \omega}{e^2} \sum_{\pm} (e^{\pm} N^{\pm} \mathbf{v}^{\pm} \mathbf{k} + e^{\pm} \mathbf{u}^{\pm} \mathbf{k} n^{\pm}) = 0. \quad (10a)$$

Podstawiając z równania (5a)

$$\mathbf{k}\mathbf{v}^{\pm} = \frac{n^{\pm}(\omega - \mathbf{u}^{\pm} \mathbf{k})}{N^{\pm}} \quad (11a)$$

do równania (9a) otrzymujemy:

$$-i \frac{n^{\pm}}{N^{\pm}} (\omega - \mathbf{u}^{\pm} \mathbf{k}) (\omega - \mathbf{u}^{\pm} \mathbf{k}) + \frac{\overline{w}^{\pm 2}}{3N^{\pm}} i k^2 n^{\pm} - \frac{e^{\pm}}{m^{\pm}} (\mathbf{E} \mathbf{k}) + \frac{n^{\pm}}{N^{\pm}} \frac{(\omega - \mathbf{u}^{\pm} \mathbf{k})}{\tau^{\pm}} = 0. \quad (12a)$$

Wstawiając z (10a) wyrażenie na  $\mathbf{E} \mathbf{k}$  mamy:

$$-i \frac{n^{\pm}}{N^{\pm}} (\omega - \mathbf{u}^{\pm} \mathbf{k})^2 + i \frac{\overline{w}^{\pm 2}}{3N^{\pm}} k^2 n^{\pm} + \frac{e^{\pm}}{m^{\pm}} \frac{4\pi i}{\varepsilon} \sum_{\pm} e^{\pm} n^{\pm} + \frac{n^{\pm}}{N^{\pm}} \frac{(\omega - \mathbf{u}^{\pm} \mathbf{k})}{\tau^{\pm}} = 0. \quad (13a)$$

Rozpisując to równanie oddzielnie dla elektronów i dziur otrzymamy:

$$-\frac{n^+}{N^+} (\omega - \mathbf{u}^+ \mathbf{k})^2 + \frac{n^+}{N^+} \frac{\overline{w}^{+2}}{3} k^2 + \frac{4\pi}{\varepsilon} \frac{e}{m^+} \sum_{\pm} e^{\pm} n^{\pm} - i \frac{n^+}{N^+} \frac{(\omega - \mathbf{u}^+ \mathbf{k})}{\tau^+} = 0, \quad (14a)$$

$$-\frac{n^-}{N^-} (\omega - \mathbf{u}^- \mathbf{k})^2 + \frac{n^-}{N^-} \frac{\overline{w}^{-2}}{3} k^2 - \frac{4\pi}{\varepsilon} \frac{e}{m^-} \sum_{\pm} e^{\pm} n^{\pm} - i \frac{n^-}{N^-} \frac{\omega - \mathbf{u}^- \mathbf{k}}{\tau^-} = 0 \quad (15a)$$

i po przekształceniu

$$-(\omega - \mathbf{u}^+ \mathbf{k})^2 + \frac{\overline{w}^{+2} k^2}{3} + \frac{\omega_p^{+2}}{\varepsilon} - i \frac{\omega - \mathbf{u}^+ \mathbf{k}}{\tau^+} = \frac{\omega_p^{+2}}{\varepsilon} \frac{n^-}{n^+}, \quad (16a)$$

$$-(\omega - \mathbf{u}^- \mathbf{k})^2 + \frac{\overline{w}^{-2} k^2}{3} + \frac{\omega_p^{-2}}{\varepsilon} - i \frac{\omega - \mathbf{u}^- \mathbf{k}}{\tau^-} = \frac{\omega_p^{-2}}{\varepsilon} \frac{n^+}{n^-} \quad (17a)$$

czyli

$$- (\omega - \mathbf{u} + \mathbf{k}) \left( (\omega - \mathbf{u} + \mathbf{k} + \frac{i}{\tau^+}) + \frac{\overline{w^{+2}k^2}}{3} = \frac{\omega_p^{+2}}{\varepsilon} \left( \frac{n^-}{n^+} - 1 \right) \right), \quad (18a)$$

$$- (\omega - \mathbf{u} - \mathbf{k}) \left( (\omega - \mathbf{u} - \mathbf{k} + \frac{i}{\tau^-}) + \frac{\overline{w^{-2}k^2}}{3} = \frac{\omega_p^{-2}}{\varepsilon} \left( \frac{n^+}{n^-} - 1 \right) \right) \quad (19a)$$

i dalej

$$\frac{\omega_p^{+2}}{-\varepsilon \left[ (\omega - \mathbf{u} + \mathbf{k}) \left( (\omega - \mathbf{u} + \mathbf{k} + \frac{i}{\tau^+}) + \frac{\overline{w^{+2}k^2}}{3} \right) \right]} = \frac{n^+}{n^- - n^+}, \quad (20a)$$

$$\frac{\omega_p^{-2}}{-\varepsilon (\omega - \mathbf{u} - \mathbf{k}) \left( (\omega - \mathbf{u} - \mathbf{k} + \frac{i}{\tau^-}) + \frac{\overline{w^{-2}k^2}}{3} \right)} = \frac{n^+}{n^+ - n^-}, \quad (21a)$$

Dodając równania stronami otrzymujemy ostateczny związek dyspersyjny:

$$\varepsilon = \sum \frac{\omega_p^{\pm 2}}{(\omega - \mathbf{u}^{\pm} \mathbf{k}) \left( (\omega - \mathbf{u}^{\pm} \mathbf{k} + \frac{i}{\tau^{\pm}}) - \frac{\overline{w^{\pm 2}k^2}}{3} \right)}. \quad (22a)$$

Związek ten odnosi się do fal podłużnych typu elektro-akustycznego. Z falami tymi nie wiąże się żadne pole magnetyczne.

Wyprowadzając związek dyspersyjny dla fal poprzecznych, założmy ich polaryzację kołową. Niech  $E = E_x + iE_y$ , oraz  $H = H_x + iH_y$ ,  $v = v_x + iv_y$ . Rozpisując równania (6a), (7a), (8a) na składowe dla równania (6a) otrzymamy:

$$-i\omega v_x^{\pm} + i(\mathbf{u}^{\pm} \mathbf{k}) v_x^{\pm} - \frac{e^{\pm}}{m^{\pm}} \left[ E_x + \frac{1}{c} v_y^{\pm} \dot{H} - \frac{1}{c} u^{\pm} H_y \right] + \frac{v_x^{\pm}}{\tau^{\pm}} = 0, \quad (23a)$$

$$-i\omega v_y^{\pm} + i(\mathbf{u}^{\pm} \mathbf{k}) v_y^{\pm} - \frac{e^{\pm}}{m^{\pm}} \left[ E_y - \frac{1}{c} v_x^{\pm} \dot{H} + \frac{1}{c} u^{\pm} H_x \right] + \frac{v_y^{\pm}}{\tau^{\pm}} = 0. \quad (24a)$$

Mnożąc drugie z równań przez  $i$  i dodając do pierwszego mamy:

$$-i(\omega - \mathbf{u} \mathbf{k}^{\pm}) v^{\pm} - \frac{e^{\pm}}{m^{\pm}} \left[ E - \frac{i}{c} v^{\pm} \dot{H} + \frac{i}{c} u^{\pm} H \right] + \frac{v^{\pm}}{\tau^{\pm}} = 0. \quad (25a)$$

Z równania (7a) otrzymujemy:

$$-E \left( k^2 - \frac{\varepsilon \omega^2}{c^2} \right) - \frac{4\pi}{c^2} \sum e^{\pm} N^{\pm} (-i\omega v^{\pm}) = 0 \quad (26a)$$

i wreszcie z (8a)

$$E = -\frac{i\omega}{ck} H. \quad (27a)$$

Korzystając z równań (26a) i (27a) rugujemy z równań ruchu (25a) wielkości  $E$  i  $H$ :

$$(\omega - \mathbf{u}^{\pm} \mathbf{k}) v^{\pm} - \frac{e^{\pm}}{m^{\pm}} \left[ -\frac{(\omega - \mathbf{u}^{\pm} \mathbf{k}) 4\pi}{k^2 c^2 - \varepsilon \omega^2} \omega \sum e^{\pm} N^{\pm} v^{\pm} + \frac{1}{c} v^{\pm} \dot{H} \right] + \frac{iv^{\pm}}{\tau^{\pm}} = 0 \quad (28a)$$

Pisząc oddzielne równania ruchu dla plazmy elektronowej i oddzielnie dla dziurowej otrzymujemy:

$$(\omega - u + k)v^+ + \frac{\omega - u + k}{k^2 c^2 - \varepsilon \omega^2} \left( \frac{4\pi e^2 N^+}{m^+} v^+ - \frac{4\pi e^2 N^-}{m^+} v^- \right) - \Omega^+ v^+ + \frac{iv^+}{\tau^+} = 0, \quad (29a)$$

$$(\omega - u - k)v^- + \frac{\omega - u - k}{k^2 c^2 - \varepsilon \omega^2} \left( \frac{4\pi e^2 N^-}{m^-} v^- - \frac{4\pi e^2 N^+}{m^-} v^+ \right) - \Omega^- v^- + \frac{iv^-}{\tau^-} = 0, \quad (30a)$$

gdzie  $\Omega^\pm = \frac{e^\pm B}{m^\pm c}$  częstość cyklotronowa nośników.

Pamiętając, że

$$\omega_p^{\pm 2} = \frac{4\pi N^\pm e^2}{m^\pm}$$

i rugując odpowiednie wyrazy z  $\omega_p^{+2}$  i  $\omega_p^{-2}$  otrzymamy:

$$v^+ \left( \omega - u + k - \Omega^+ + \frac{i}{\tau^+} \right) = - \frac{\omega - u + k}{k^2 c^2 - \varepsilon \omega^2} \omega_p^{+2} \left( v^+ - \frac{N^-}{N^+} v^- \right), \quad (31a)$$

$$v^- \left( \omega - u - k - \Omega^- + \frac{i}{\tau^-} \right) = - \frac{\omega - u - k}{k^2 c^2 - \varepsilon \omega^2} \omega_p^{-2} \left( v^- - \frac{N^+}{N^-} v^+ \right). \quad (32a)$$

Dzieląc równania odpowiednio przez  $v^+(\omega - u + k)\omega_p^{+2}$  oraz  $v^-(\omega - u - k)\omega_p^{-2}$  i dodając stronami odwrotności mamy:

$$\sum_{\pm} - \frac{(\omega - u^\pm k)\omega_p^{\pm 2}}{\left( \omega - u^\pm k - \Omega^\pm + \frac{i}{\tau^\pm} \right)} = k^2 c^2 - \varepsilon \omega^2 \quad (33a)$$

skąd prosto ostateczny wynik

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left[ \varepsilon - \sum_{\pm} \frac{\omega_p^{\pm 2} (\omega - u^\pm k)}{\omega^2 \left( \omega - u^\pm k - \Omega^\pm + \frac{i}{\tau^\pm} \right)} \right]. \quad (34a)$$

Jest to związek dyspersyjny dla fal poprzecznych spolaryzowanych kołowo i rozchodzących się w kierunku przyłożonego pola magnetycznego.

*Stanisław Urban*

Institut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego  
Kraków

## Własności dielektryczne fazy rotacyjnej ciał stałych

Dielectric Properties of Rotational Phase of Solids

### 1. Wstęp

Wiele związków chemicznych, nieorganicznych i organicznych, posiada w stanie stałym kilka faz krystalicznych, charakterystycznych dla pewnych zakresów temperatur. Na ogół fazy te różnią się między sobą szeregiem własności fizycznych, co uwidacznia się np. w postaci anomalii ciepła właściwego  $c_p$ , stałej dielektrycznej, własności mechanicznych i innych. Niektóre z anomalii tłumaczy się zmianami dynamiki molekuł, mianowicie przejściem z rotacji zahamowanej do swobodnej molekuł jako całości, bądź też ich elementów składowych — grup molekularnych. Przedział temperatur, w którym molekuły mogą w stanie stałym swobodnie rotować, przyjęto nazywać *fazą rotacyjną* ciał stałych [7].

Zastosowanie pomiarów dielektrycznych do badania własności substancji datuje się od początku lat trzydziestych. Początkowo jednak badano głównie dielektryki ciekłe, a dopiero po wojnie, dzięki szybkiemu rozwojowi techniki wytwarzania zmiennych pól elektrycznych o bardzo dużej częstotliwości (rzędu dziesiątków GHz [3]), można było skutecznie włączyć metody dielektryczne do badania własności ciał stałych.

Zadaniem niniejszego artykułu jest krótkie przedstawienie niektórych zagadnień związanych z własnościami dielektrycznymi ciał stałych, zbudowanych z molekuł o trwałych momentach dipolowych.

### 2. Wprowadzenie

Przenikalność dielektryczną ośrodka można określić jako stosunek pojemności kondensatora, między okładkami którego umieszczono badaną substancję, do pojemności tego samego kondensatora w próżni. Na ogół energia pola elektrycznego przyłożonego do okładek kondensatora z dielektrykiem ulega osłabieniu na skutek różnego rodzaju efektów zależnych od temperatury i częstotliwości pola. Ogólnie, wpływ dielektryka na pole elektryczne opisuje się przy pomocy zespolonej przenikalności dielektrycznej:

$$\varepsilon^* = \varepsilon' - j\varepsilon'' \quad (1)$$

gdzie  $\epsilon'$  nosi nazwę stałej dielektrycznej, a  $\epsilon''$  jest współczynnikiem stratności.

Zewnętrzne pole elektryczne powoduje deformację powłoki elektronowej atomów oraz zmianę odległości międzyatomowych w cząsteczce. W efekcie powstaje indukowany moment dipolowy dielektryka. Ponadto, jeśli cząsteczki dielektryka są trwałymi dipolami i mają swobodę ruchu, następuje orientowanie się ich w kierunku pola. Na moment dipolowy jednostki objętości  $\mathbf{P}$  (czyli tzw. polaryzacji) składają się więc przyczynki pochodzące od niezależnych od temperatury polaryzacji elektronowej  $\mathbf{P}_e$  i atomowej  $\mathbf{P}_a$  oraz zależnej od temperatury polaryzacji orientacji  $\mathbf{P}_d$ .

Wektor  $\mathbf{P}$ , jak wiadomo z elektrostatyki, związany jest ze stałą dielektryczną  $\epsilon'$  i wektorem pola zewnętrznego  $\mathbf{E}$  następującym związkiem:

$$(\epsilon' - 1)\mathbf{E} = 4\pi\mathbf{P}. \quad (2)$$

Przedstawiając wektor polaryzacji jako addytywne działanie  $N$  elementarnych dipoli  $\mu$ , z których każdy powstał pod wpływem działania wewnątrzcząsteczkowego pola elektrycznego  $\mathbf{E}'$ , otrzymujemy równanie

$$(\epsilon' - 1)\mathbf{E} = 4\pi\mathbf{P} = 4\pi N\alpha\mathbf{E}', \quad (3)$$

gdzie  $\alpha$  nosi nazwę polaryzowalności i jest miarą średniego momentu dipoli na jednostkę natężenia pola. (Pole  $\mathbf{E}'$  na ogół różni się od zewnętrznego pola  $\mathbf{E}$  na skutek polaryzacji otaczającego ośrodka.) Powyższe równanie pozwala więc przejść od parametrów mierzalnych makroskopowo ( $\epsilon'$ ,  $\mathbf{E}$ ) do wielkości molekularnych ( $N$ ,  $\alpha$ ,  $\mathbf{E}'$ ).

Przenikalność dielektryczna jest funkcją częstości zewnętrznego pola oraz temperatury. W polu statycznym, a także przy niskich częstościach, molekuly dipolowe orientują się w polu dając w efekcie dużą wartość statycznej stałej dielektrycznej  $\epsilon'_0$ . W miarę wzrostu częstości molekuly nie nadążają za zmianami pola i polaryzacja orientacji maleje. Przy dostatecznie dużych częstościach (najczęściej w zakresie mikrofalowym — GHz) przestają w ogóle reagować na zmiany pola i  $\mathbf{P}_d = 0$ . W wyniku tego następuje spadek stałej dielektrycznej do wartości  $\epsilon'_\infty$ , określonej polaryzacją  $\mathbf{P}_e$  i  $\mathbf{P}_a$ . Jest to tzw. dyspersja dielektryczna (anomalna). (Niekiedy spotyka się więcej obszarów dyspersji, gdy molekula ma np. kilka dużych momentów dipolowych.) Jeśli substancja dielektryczna nie posiada molekuł dipolowych, wtedy statyczna stała dielektryczna  $\epsilon'_0$  jest praktycznie równa stałej dielektrycznej przy nieskończonej dużej częstości  $\epsilon'_\infty$ , która z kolei równa się kwadratowi współczynnika załamania światła  $n$ . Wyjątek stanowią kryształy jonowe (zob. tablica I) [1], [3], [10].

Proces polaryzacji orientacji ma charakter relaksacyjny. Relaksacja może być określona jako opóźnienie reakcji układu na zmianę sił działających na ten układ. Ponieważ polaryzacja orientacji zanika eksponencjalnie po usunięciu zewnętrznego pola elektrycznego, więc za miarę czasu relaksacji  $\tau$  przyjmujemy czas potrzebny na zmniejszenie polaryzacji do  $1/e$  jej wielkości początkowej ( $e$  — podstawa logarytmu naturalnego).



Relaksację dielektryczną opisuje równanie Debye'a [2]:

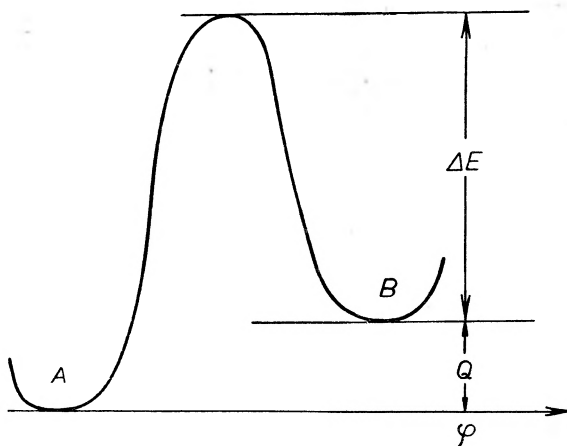
$$\varepsilon^* = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \varepsilon'_{\infty} + \frac{\varepsilon'_0 - \varepsilon'_{\infty}}{1 + j\omega\tau}, \quad (4)$$

które dobrze stosuje się do dielektryków ciekłych, natomiast ciała stałe wykazują z reguły pewne odstępstwa od takiej prostej zależności. Rozdzielając równanie (4) na część rzeczywistą i urojoną otrzymujemy:

$$\varepsilon' = \varepsilon'_{\infty} + \frac{\varepsilon'_0 - \varepsilon'_{\infty}}{1 + (\omega\tau)^2}, \quad (5)$$

$$\varepsilon'' = \frac{(\varepsilon'_0 - \varepsilon'_{\infty})\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2}. \quad (6)$$

Współczynnik strat dielektrycznych  $\varepsilon''$  osiąga maksimum przy częstotliwości  $\omega_m = 1/\tau$ . Pomiar  $\varepsilon''$  w funkcji częstotliwości zewnętrznego pola  $f = \omega/2\pi$  pozwala więc wy-



Rys. 1. Zależność energii potencjalnej od położenia kąowego dla drobiny w sieci krystalicznej

znaczyć czas relaksacji dla danego dielektryka. Należy nadmienić, że dyspersja również zachodzi przy częstotliwości  $\omega_m$ .

Mechanizm relaksacji dielektrycznej w ciałach stałych wyjaśnić można na podstawie następującego uproszczonego modelu [1], [4]: Na skutek oddziaływania molekuly z sąsiadami w kryształach, wraz ze zmianą położenia kąowego zmienia się jej energia potencjalna, co można przedstawić w postaci dwu (lub więcej) jam potencjalnych, odpowiadających różnym położeniom równowagi molekuly, oddzielonym od siebie barierą energetyczną  $\Delta E$  (rys. 1). Położenie równowagi A jest bardziej prawdopodobne od wyższego (na ogół) położenia B. Przejścia z jednej jamy potencjalnej do drugiej odpowiadają więc obrotom molekuł wokół wyróżnionych osi. W zależności od wysokości  $\Delta E$  ruch molekuł może mieć charakter swobodnej rotacji lub — w przypadku wysokiej bariery potencjalnej — wibracji torsyjnych (rotacja silnie hamowana). Proces ustalania

się równowagi (*rate process*) układu uprzednio wzbudzonego (np. po odjęciu zewnętrznego pola elektrycznego) z czasem relaksacji  $\tau$  bardzo dobrze opisuje teoria Eyringa [5]:

$$\tau = h/kT \exp\left(\frac{\Delta F}{kT}\right) = h/kT \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right) \exp\left(-\frac{\Delta S}{R}\right), \quad (7)$$

gdzie:  $h$  — stała Plancka,  $k$  — stała Boltzmanna,  $R$  — stała gazowa,  $\Delta F$  — energia swobodna aktywacji,  $\Delta S$  — entropia aktywacji,  $T$  — temperatura w skali Kelvina.

### 3. Relaksacja dielektryczna w ciałach stałych

W stanie ciekłym molekuly posiadają dużą swobodę ruchu i łatwo orientują się w zewnętrznie przyłożonym polu elektrycznym. Dzięki temu ciecze dipolowe mają dużą stałą dielektryczną. W tabelicy I podane są przykładowo stałe dielektryczne  $\epsilon'_0$  dla kilku cieczy i ciał stałych oraz — dla porównania —  $\epsilon'_{\infty}$  i kwadraty ich współczynnika załamania. Krystalizacja cieczy powoduje znaczne zreduko-

Tablica I

Substancja	$\epsilon'_0$	$\epsilon'_{\infty}$	$n_D^2$	Główny wkład od polaryzacji
Woda (19°C) [13]	81,0	4,5	1,78	$P_a$
Lód (-0,1°C) [13]	91,5	—	1,72	przeskok protonu
Alkohol metylowy [10]	33,2	2,0	1,77	$P_a$
Alkohol etylowy [10]	26,0	1,85	1,85	"
Benzen (ciekły) [10]	2,288	2,29	2,25	$P_e$
Benzen (stały) [10]	2,46	—	—	"
NaCl [1]	5,77	—	2,32	$P_a$
LiBr [1]	12,1	—	3,04	"

wanie swobody ruchu molekuł, wobec czego nie są one na ogół zdolne obracać się pod wpływem zewnętrznego pola. Dlatego też w temperaturze krzepnięcia następuje nagły spadek stałej dielektrycznej do wartości odpowiadającej  $\epsilon'_{\infty}$ . (W przypadku cieczy niedipolowych zamrożenie zaznaczy się niewielkim tylko wzrostem  $\epsilon'_0$  na skutek zwiększenia się liczby molekuł w jednostce objętości.)

Istnieją jednakże substancje dipolowe, które w stanie stałym posiadają podobne — jeśli chodzi zarówno o wielkość, jak i temperaturową zależność — właściwości dielektryczne jak i ciecze. Ponieważ duża stała dielektryczna cieczy wiąże się ze swobodą orientacji drobin w zewnętrznym polu elektrycznym, więc również i w tych ciałach stałych musi istnieć swoboda rotacji drobin. Nie znaczy to oczywiście, że swoboda ich jest taka, jak np. w gazie, ale że bariera potencjalna hamująca rotację jest na tyle niska, że możliwe są przejścia rotacyjne.

Metody dielektryczne nie będą skuteczne w przypadkach, gdy rotacja jest możliwa tylko wokół osi, w której leży dipol. (Sytuacja taka istnieje np. w jodku metylu, nitrometanie i innych [15].)

Rotacja molekuł może zachodzić w niewielkim stosunkowo zakresie temperatur poniżej punktu krzepnięcia. Po obniżeniu temperatury do pewnej, charakterystycznej dla każdej substancji wartości, następuje nagły spadek stałej dielektrycznej, tak jak to ma miejsce dla większości cieczy przy krzepnięciu. Tę charakterystyczną temperaturę nazywamy temperaturą przejścia, a fazę powyżej niej fazą rotacyjną.

Najistotniejsze wiadomości o własnościach molekuł w fazie rotacyjnej otrzymujemy z pomiaru czasu relaksacji w różnych temperaturach. Mianowicie, wykreślając  $\ln \tau$  w funkcji  $(1/T)$  otrzymujemy prostą, z nachylenia której łatwo wyznaczyć na podstawie równania (7) wysokość bariery hamującej rotację. Z kolei znajomość  $\Delta E$  pozwala wyliczyć entropię aktywacji dla relaksacji dielektrycznej  $\Delta S$ . Ponadto z zależności temperaturowej wielkości absorpcji dielektrycznej  $\varepsilon''$  można obliczyć różnicę energii pomiędzy obu położeniami równowagi  $Q$  [4], [21]:

$$\frac{1}{2}(\varepsilon'_0 - \varepsilon'_\infty) = \varepsilon''_m = \frac{C}{T} \exp\left(-\frac{kT}{Q}\right), \quad (8)$$

gdzie  $C$  — stała. Równanie to jest słuszne dla  $Q \gg kT$ , tzn. w niskich temperaturach.

#### 4. Warunki istnienia fazy rotacyjnej

Dla lepszego zorientowania się, jakie czynniki decydują o istnieniu swobody rotacji drobin w stanie krystalicznym, rozpatrzmy najpierw sytuację molekuł w fazie ciekłej.

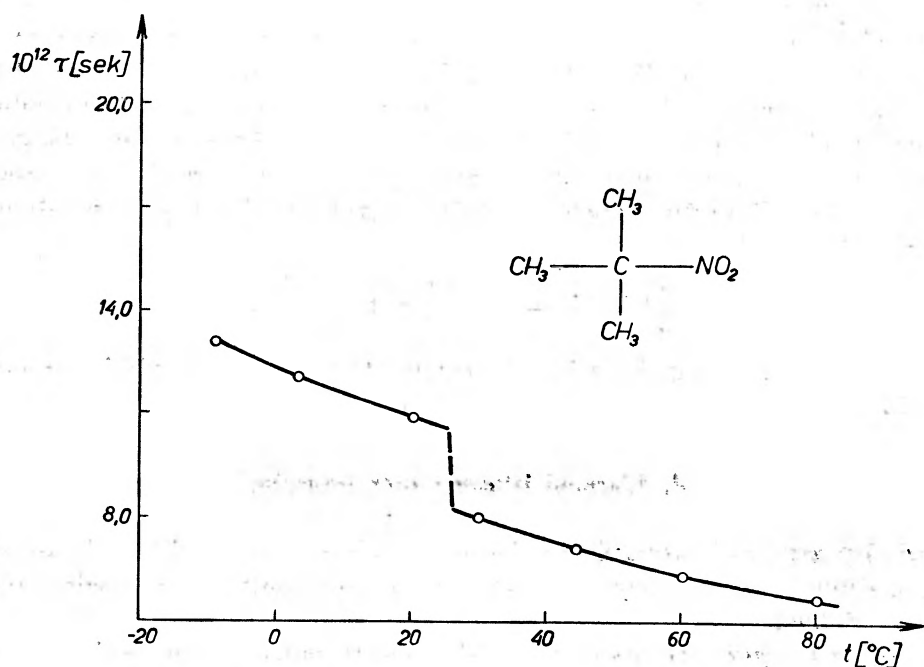
Według klasycznego modelu cząsteczki cieczy mogą wykonywać zasadniczo dwojakiego rodzaju ruchy: translacyjne (dyfuzja, płynięcie) i rotacyjne (wokół wyróżnionych osi). Na ogół oba te ruchy wykonywane są jednocześnie, tj. translacja cząsteczki wywołuje jej rotację i na odwrót. Wobec tego współczynniki tarcia wewnętrznego  $\xi$  i lepkości  $\eta$  będą od siebie wzajemnie zależne. ( $\xi$  jest oporem, jakiego doznaje molekula rotująca z jednostkową prędkością kątową.) Debye w swojej teorii relaksacji dielektrycznej zakłada, że kuliste dipolowe cząsteczki cieczy doznają oporu zgodnego z prawem Stokesa  $\xi = 8\pi\eta a^3$ , gdzie  $a$  jest promieniem cząsteczki, a wewnętrzny czas relaksacji  $\tau_w$

$$\tau_w = \frac{\xi}{2kT} = \frac{4\pi\eta a^3}{kT} \quad (9)$$

wiąże się z obserwowanym makroskopowym czasem relaksacji  $\tau$  następującym związkiem [1]:

$$\tau = \frac{\varepsilon'_0 + 2}{\varepsilon'_\infty + 2} \tau_w. \quad (10)$$

Równanie (9) sugeruje równoważność pomiędzy wartością energii aktywacji wyznaczonej czasem relaksacji  $\Delta E(T\tau)$  i współczynnikiem lepkości  $\Delta E(\eta)$ . Dla większości cieczy warunek ten jest rzeczywiście spełniony. Jednakże dla niektórych cieczy wartość energii  $\Delta E(T\tau)$  jest mniejsza od  $\Delta E(\eta)$ . Np. dla pseudosferycznych pochodnych metanu  $\Delta E(T\tau) \leq 0.5 \Delta E(\eta)$  (tablica II) [6]. Świadczy to o tym, że procesy lepkości i rotacji molekularnej w tych cieczach są zjawiskami całkowicie niezależnymi. Uwidacznia się to szczególnie jasno po zamrożeniu cieczy: współczynnik lepkości  $\eta = \infty$ , a czas relaksacji w ciele



Rys. 2. Czas relaksacji  $(\text{CH}_3)_3\text{C}\cdot\text{NO}_2$  w fazie ciekłej i rotacyjnej fazie stałej

stałym niewiele różni się od wartości dla cieczy (rys. 2, tablica II). Krishnaji i Mansingh [7] ustanowili na tej podstawie kryterium pozwalające ze stosunku  $X = \Delta H(T\tau)/\Delta H(\eta)$  dla fazy ciekłej ustalić, czy dana substancja w stanie

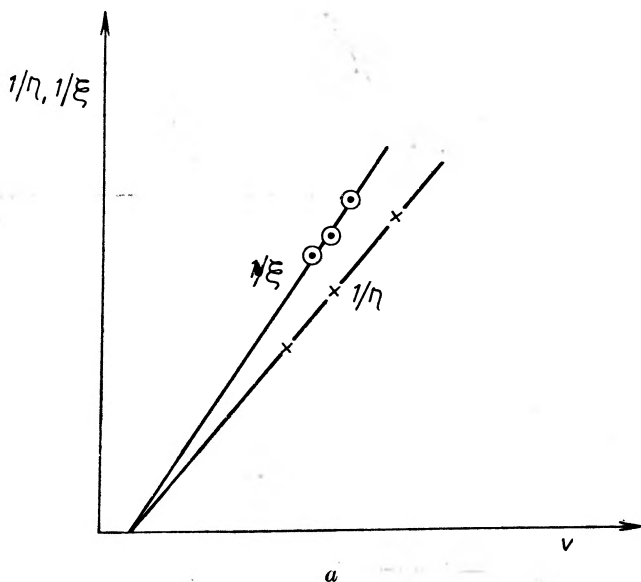
Tablica II

Substancje	$\varepsilon'_0$		$10^{12} \cdot \tau$ (sek)		$\Delta E(T\tau)$ kcal/mol		$\Delta E(\eta)$ kcal/mol
	w temp. topn.		w temp. topn.		ciecz	ciała stałe	ciecz
	ciecz	ciała stałe	ciecz	ciała stałe			
$(\text{CH}_3)_2\text{CCl}_2$	15,3	15,2	12,7	13,6	1,25	1,4	2,50
$\text{CCl}_3 \cdot \text{CH}_3$	9,2	8,8	11,0	12,4	1,12	1,1	2,55
$(\text{CH}_3)_3\text{C} \cdot \text{NO}_2$	24,3	23,3	7,9	10,2	0,81	0,5	3,36
$(\text{CH}_3)_2 \cdot \text{CCINO}_2$	29,0	29,0	20,7	21,5	1,46	1,31	3,25

krystalicznym będzie posiadać fazę rotacyjną, czy nie ( $\Delta H$  — entalpia aktywacji) (zob. tablica III).

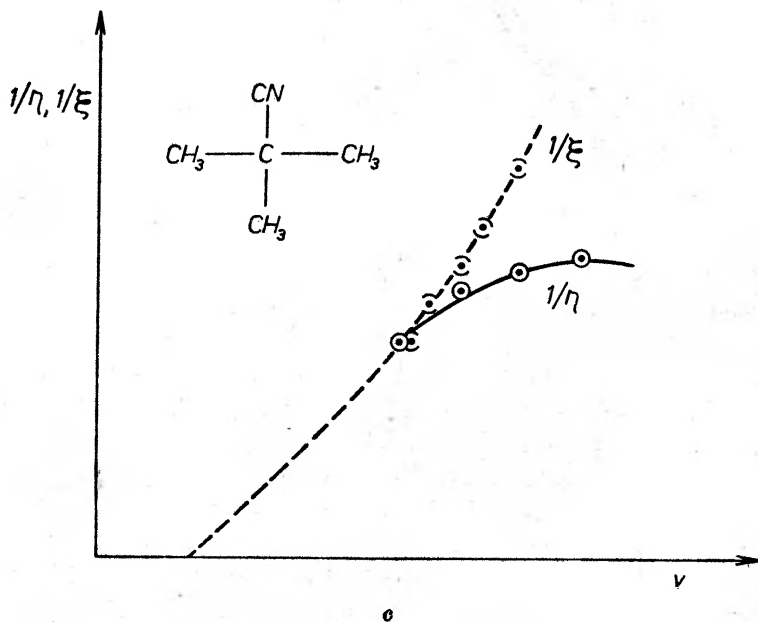
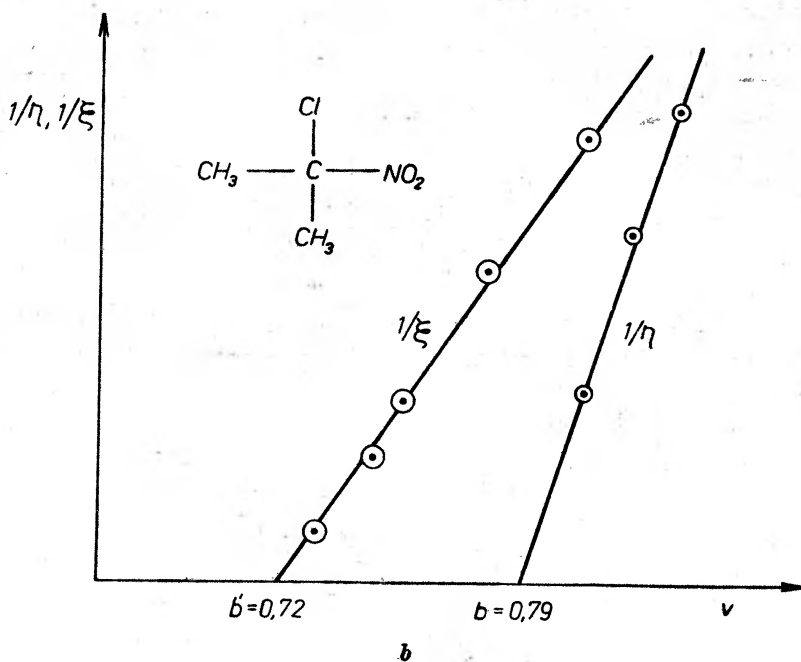
Innego rodzaju kryterium wprowadziła Nora Hill [8]. Wyszła ona w swoich rozważaniach z założenia, że współczynnik tarcia wewnętrznego i współczynnik lepkości dla sferycznych molekuł są od siebie niezależne dzięki temu, iż rotacja tak wysoko symetrycznych cząstek może odbywać się bez znaczniejszego przemieszczania sąsiadów. Wobec tego o swobodzie rotacji decydować będzie różnica pomiędzy objętością właściwą molekuł a minimalną objętością potrzebną dla ich rotacji.

Dla cieczy istnieje relacja Baczyńskiego  $\eta = A/(v-b)$  wyrażająca zależność temperaturową współczynnika lepkości.  $A$  i  $b$  są stałymi,  $v = f(T)$  jest



objętością właściwą;  $b$  może być interpretowane jako minimalna objętość właściwa, w której może zachodzić płynięcie, czyli  $(v-b)$  można rozpatrywać jako objętość swobodną. Hill analogiczną relację wprowadza dla opisu współczynnika tarcia wewnętrznego  $\xi = A'/(v-b')$ , gdzie  $b'$  jest minimalną objętością potrzebną molekuł na wykonanie swobodnej rotacji.

Dla większości cieczy (klasa I wg klasyfikacji wprowadzonej przez Hill) lepkie płynięcie i rotacja dipoli znikają w tej samej temperaturze (krzepnięcia), tj. przy tej samej objętości właściwej. Czyli dla tej grupy substancji  $b = b'$ . Dla grupy substancji, których molekuły mogą swobodnie rotować również po zakrzepnięciu (klasa II)  $b' < b$ , tj.  $b' < v$  (w stanie stałym). Tak więc wykreślając zależność  $1/\eta$  i  $1/\xi$  w funkcji objętości właściwej, można na podstawie własności stanu ciekłego wnioskować o zachowaniu się molekuł w stanie stałym. Jak należało oczekiwać, kryterium to nie jest zbyt precyzyjne: istnieje grupa substancji, których nie można jednoznacznie sklasyfikować na podstawie podanych wyżej zależności. Rysunki 3a, b, c przedstawiają przykładowo zależność  $1/\eta$  i  $1/\xi$



Rys. 3. Zależność  $1/\eta$  i  $1/\epsilon$  od objętości właściwej dla: a) bromobenzenu, b)  $(\text{CH}_3)_3\text{C}-\text{Cl}-\text{NO}_2$ , c)  $(\text{CH}_3)_3\text{C}-\text{CN}$ .

od objętości właściwej dla trzech grup substancji, odpowiednio dla klasy I, klasy II i grupy pośredniej. Do tej ostatniej zaliczyć można  $(\text{CH}_3)_3\text{C}\cdot\text{CN}$ , którego niektóre własności fizyczne wskazują na przynależność do klasy II, ale ani kryterium Hill, ani pomiary dielektryczne nie potwierdzają tego [9]. W przybliżeniu można przyjąć, że substancje, dla których  $100 [(b-b')/b]$  jest równe zero, nie wykazują rotacji w stanie stałym (klasa I), przy wartości powyżej 10 rotacja jest swobodna (klasa II), a od 3—6 rotacja ograniczona.

Smyth [15] badając własności dielektryczne czteropodstawnikowych pochodnych metanu w zależności od tego, w jakim stopniu kształt ich cząsteczek odbiega od kulistego (zob. rozdz. 5), wykazał, że tam, gdzie czynnik asymetrii wynosi 1,09, molekuly wykonują rotację po zestaleniu, czynnik równy 1,20 pozwala rotować z pewną trudnością, a asymetria wynosząca od 1,20 do 1,40 uniemożliwia rotację.

Dla ilustracji przytaczamy tablicę zamieszczoną w pracy [7], zawierającą porównanie wszystkich trzech kryteriów.

Tablica III

a. Substancje należące do klasy II ( $X < 0,45$ ):

Substancje	$X$	$100 [(b-b')/b]$	Czynnik asymetrii	Czy posiada fazę rot.
Nitrobromoform	0,39	6,1	—	Tak
2,2-Dwuchloropropan	0,44	9,0 (10,3)	1,0050	„
2-Metylochloropropan	0,26	(28,0)	1,0050	„
Metylochloroform	0,44 *	(12,2)	1,0050	„
2-Chloro-2-nitropropan	0,44 *	8,9 *	1,1715	„
2-Metylonitropropan	0,24 *	21,0	1,1715	„

b. Substancje należące do klasy I ( $X > 0,55$ ):

Chlorobenzen	0,74	2,3 (0)	—	Nie
Bromobenzen	0,75	(0)	—	„
Chinolina	0,83	(0)	—	„
Izochinolina	0,84	(0)	—	„
Bromek izopropylu	0,60	8,0 (0)	—	„
Aceton	0,60	9,0	—	„

c. Substancje grupy pośredniej ( $0,45 \leq X < 0,55$ ):

2-Metylobromopropan	0,46	9,0 (9,5)	1,0890	Tak
Bromotrójchlorometan	0,50	10,1	1,0842	„
Trójbromochlorometan	0,53	6,6	1,0842	„
Trójmetylacetalddehyd	0,45	4,4	—	„
Trójchlorofluorometan	0,48	1,7	1,2900	Nie
Bromek izobutyli	0,52	7,0	—	„
Nitrochloroform	0,45	16,2	—	„
Czterobutylamina	0,50	9,2	—	„

## d. Substancje o szczególnych własnościach:

Substancje	$X$	$100[(b-c)b/b']$	Czynnik asymetrii	Czy posiada fazę rot.
Cyjanek czterobutyłowy	0,43	21,1	—	Nie
Dwubromodwufuorometan	0,40	30,0	1,3982	„
Dwubromodwuchlorometan	0,72	1,7	1,0842	Tak

Wartości podane w nawiasach pochodzą z pracy [8], a z gwiazdką z [9].

## 5. Własności fazy rotacyjnej niektórych substancji

## a. Molekuły o kształcie sferoidalnym

Z przedstawionych powyżej rozważań wynika, że istnienia fazy rotacyjnej należy oczekiwać przede wszystkim w tych substancjach, których molekuły mają budowę sferyczną lub zbliżoną do sferycznej.

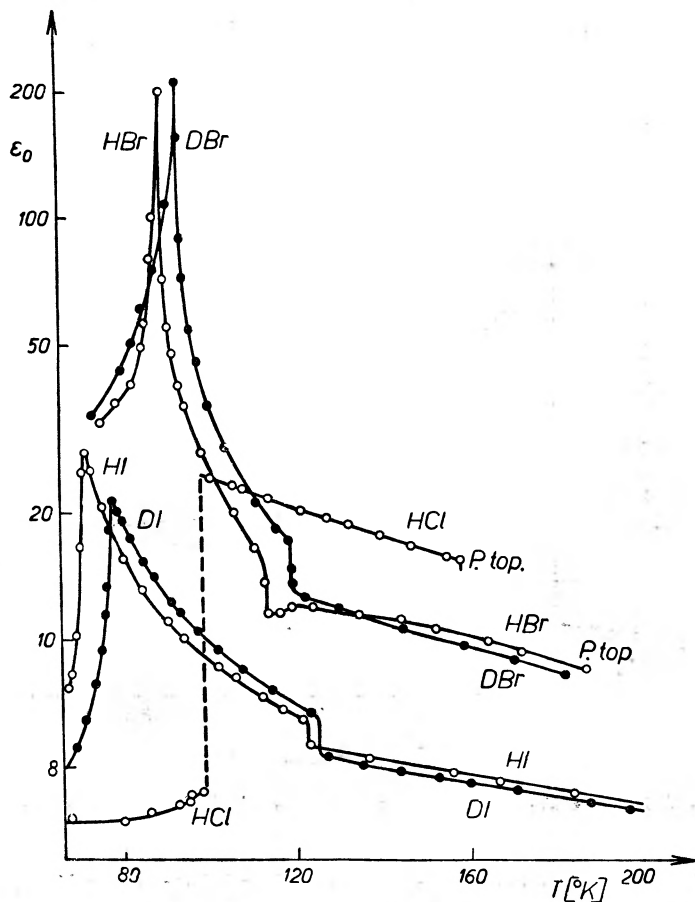
Rzeczywiście, pomiary stałej dielektrycznej prowadzone systematycznie już od początku lat trzydziestych potwierdzają w zupełności ten wniosek. Do grupy tych substancji należą: wodorki halogenów, pochodne metanu i benzenu i inne. Ponadto istnienie fazy rotacyjnej stwierdzono dla wielu związków chemicznych, których molekuły zbudowane są w formie długiego łańcucha atomów i posiadają symetrię cylindryczną.

Z wodorków halogenów swobodę rotacji w stanie stałym stwierdzono w chloro-, bromo- i jodowodorze, natomiast fluorowodor nie posiada fazy rotacyjnej. Każdą molekułę  $HX$  ( $X = Cl, Br, I$ ) można rozpatrywać jako sferę z wyrzuszeniem w miejscu protonu. Podobnie  $H_2S$  i  $H_2Se$  stanowią sfery z dwoma wyrzuszeniami. Tego typu budowa drobin powoduje, że substancje te w stanie stałym posiadają strukturę krystalograficzną o wysokiej symetrii (maksimum upakowania [11]). Tak na przykład badania przy pomocy promieni X wykazały [1], że siatka krystalograficzna  $HCl$  w niskiej temperaturze jest ortorombowa, ale przy wzroście temperatury do  $98,7^\circ K$  przechodzi w kubiczną absorbując ciepło i wykazując skok stałej dielektrycznej podobny do tego, jaki obserwuje się dla typowych substancji dielektrycznych przy topnieniu (rys. 4). Siarkowodor w stanie stałym dwukrotnie zmienia strukturę, przy czym zmiana zachodząca w wyższej temperaturze ( $T = 126,3^\circ K$ ) nie powoduje zahamowania swobody rotacji drobin (rys. 5).

Zupełnie inaczej zachowują się w rotacyjnej fazie stałej wodorki bromu i jodu. Wykazują one mianowicie przy zmianie struktury znaczny wzrost stałej dielektrycznej, połączony z przejściem typu  $\lambda$  w ciepłe właściwym [10]. Pomiary Cole'a i współpracowników [11], [12] pozwoliły stwierdzić podobne zachowanie stałej dielektrycznej w deuterkach bromu i jodu, przy czym temperatury przejść dla deuterków są — jak należało oczekiwać — wyższe niż



dla wodorków. Ponadto dla HBr stwierdzono poniżej temperatury odpowiadającej przejściu  $\lambda$  dwa przedziały czasów relaksacji: przy niskich i wysokich częstotliwościach. Wskazywałyoby to na istnienie w tej niskotemperaturowej fazie rotacyjnej pewnych kooperatywnych ruchów molekuł. (Nie wykluczone, że

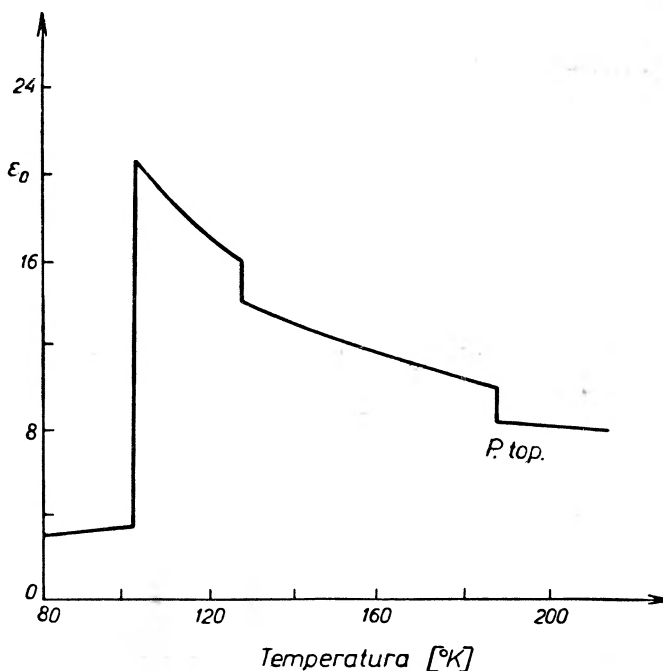


Rys. 4. Zależność statycznej stałej dielektrycznej  $\epsilon$  od temperatury dla wodorków i deuterków halogenów

również w HI ma miejsce podobne zjawisko, o czym świadczyłaby nieciągłość czasów relaksacji przy przechodzeniu temperatury  $\lambda$ .) Być może tego rodzaju efekty wiążą się z istnieniem w tych molekułach dużego momentu kwadrupolowego [12].

Do najprostszych związków organicznych posiadających symetrię bliską sferycznej należą metan i niektóre jego pochodne. Metan, którego drobina ma wysokosymetryczną budowę, zachowuje swobodę rotacji do bardzo niskich temperatur (20,4° K). Możliwość istnienia swobody rotacji drobin w stałych pochodnych metanu zależy przede wszystkim od względnych rozmiarów pod-

stawników. Molekuły z czterema atomami lub grupami atomów zastępującymi wodory w metanie, mają kształt tetraedrów z zaokrąglonymi narożami i ściętymi krawędziami o symetrii dostatecznie zbliżonej do sfery, dzięki czemu w pewnym zakresie temperatur mogą się swobodnie obracać. Badania Smytha i współpracowników [14], [15] wykazały, że już niewielka asymetria w budowie molekuł uniemożliwia rotację w stanie stałym. Przeprowadzili oni pomiary stałej dielektrycznej w funkcji temperatury dla dziesięciu różnych pochodnych metanu  $CX_4$ ,



Rys. 5. Zależność statycznej stałej dielektrycznej siarkowodoru od temperatury

z F, Cl i Br jako podstawnikami oraz z co najmniej dwoma różnymi halogenami w molekuł (np.  $CF_2Br_2$ ,  $CF_2BrCl$ ). Własności rotacyjne tych związków badano pod kątem widzenia odległości C—X węgla z halogenami, liczonej jako suma dwóch promieni wiązania plus promień van der Waalsa halogenu, tj. odległości od jądra węgla do hipotetycznej powierzchni halogenu. Tablica IV podaje te odległości wraz z analogicznymi wielkościami dla  $CH_3$  i  $NO_2$ .

Tablica IV

X	F	Cl	Br	I	$CH_3$	$NO_2$
$R_{C-X}$ [Å]	2,76	3,56	3,86	4,25	3,54	nieco większy od $R_{C-Cl}$

Z tablicy widać od razu, jakie podstawniki utworzą molekułę o symetrii zbliżonej do sferycznej. A więc przede wszystkim chlor i grupa metylowa tworzą związki metanopochodne, których molekuły zachowują swobodę rotacji po zakrzepnięciu. Również związki typu  $(\text{CH}_3)_x\text{CBr}_y$  oraz  $\text{Cl}_m\text{CBr}_n$ , dla których stosunek wartości dwóch promieni  $\text{C}-\text{X}$  wynosi 1,09, posiadają fazę rotacyjną. Stosunek 1,20, np. w  $(\text{CH}_3)_3\text{Cl}$ , jeszcze dopuszcza rotację, ale odbywa się ona z pewną trudnością (czas relaksacji czterojodku butylu jest ok.  $10^7$  razy większy od czasu relaksacji czterobromku butylu). Dla asymetrycznych molekuł o stosunku 1,29 i 1,40 (np.  $\text{CFCl}_3$ ,  $\text{CF}_3\text{Br}$ ) stwierdzono całkowity brak rotacji. Związki powstałe z kombinacji grupy nitrowej z chlorem, bromem i grupą metylową także wykazują swobodę rotacji po zakrzepnięciu, mimo iż duży moment dipolowy związany z  $\text{NO}_2$  nieco wzmacnia oddziaływanie międzycząsteczkowe [6].

Ze względu na bardzo symetryczną budowę molekuł benzenu przypuszczano, iż będą one również w stanie stałym swobodnie rotować. Nie można tego stwierdzić metodami dielektrycznymi (brak momentu dipolowego), ale niektóre dane magnetycznego rezonansu jądrowego zdają się na to wskazywać [1]. Podjęto natomiast pomiary dielektryczne dipolowych pochodnych benzenu z atomami chloru i grupami metylowymi jako podstawnikami. Okazało się, że dla mniej niż pięciu podstawników molekuły mogą się w taki sposób upakować w siatce krystalicznej, że rotacja nie jest możliwa. Przy pięciu podstawnikach molekuły rotują powyżej temperatury przejścia, natomiast przy sześciu nie istnieje temperatura przejścia, a rotacja odbywa się z anomalną dyspersją  $\epsilon'$  przy częstościach radiowych, podobnie jak dla polarnych cieczy w obszarze mikrofalowym. Ciekawe wyniki dało podstawienie oprócz atomów Cl i grupy  $\text{CH}_3$  także grup nitrowych. Mianowicie zarówno pięcio-, jak i sześciopodstawnikowe pochodne benzenu z dwoma grupami  $\text{NO}_2$  wykazały rotację powyżej temperatury przejścia, natomiast z jedną grupą nitrową w cząsteczce nie rotują w ogóle.

Smyth [15] podał, że dla heksametylobenzenu średnica van der Waalsa wynosi 9,66 Å. Analiza rentgenograficzna wykazała, że molekuły są ułożone w kryształach następującymi po sobie warstwami, przy czym płaszczyzny ich pierścieni tworzą z płaszczyznami krystalograficznymi (001) w których leżą, kąty nieco większe od  $1^\circ$ . Ponieważ odstęp pomiędzy płaszczyznami wynosi zaledwie 3,66 Å, więc obrót molekuł może nastąpić tylko w tych płaszczyznach lub w ich pobliżu, tj. wokół osi prostopadłej do płaszczyzny pierścienia i przechodzącej przez jego środek. Dla tej grupy substancji nie jest już słuszne kryterium Smytha. Okazuje się bowiem, że w przypadku pięciopodstawnikowych metylochlorenów stosunek radialnych promieni, mierzonych od środka do wanderwaalsowskiej obwiedni w położeniach podstawionym i niepodstawionym, wynosi 1,43, a więc jest większy od tego, który uniemożliwia rotację w czteropodstawnikowych pochodnych metanu. Czyli oba typy molekuł — mimo podobnych, symetrycznych kształtów — na tyle różnią się upakowaniem w sieci krystalicznej, że czynniki określające możliwość i niemożliwość swobody ich obrotów są zupełnie różne.

Oprócz podanych wyżej typów związków chemicznych, kształtem zbliżonym do sferoidalnego odznaczają się molekuly furanu [16] oraz kamfory i jej pochodnych. Dzięki temu posiadają one możliwość rotacji w fazie stałej, co jest szczególnie ciekawe w przypadku kamfory ze względu na znaczną wielkość jej molekuł. (Faza rotacyjna kamfory istnieje w wyjątkowo szerokim zakresie temperatur od  $-35^{\circ}\text{C}$  do  $+176^{\circ}\text{C}$  [13].)

Dzięki badaniom Clemetta i Daviesa [9], [17] okazało się, że kamfora w fazie rotacyjnej posiada szereg własności właściwych cieczom polarnym. A więc podobnie jak ciecze wykazuje wzrost wielkości ( $\epsilon'_0 - \epsilon'_\infty$ ) z obniżeniem temperatury oraz posiada bardzo niską energię aktywacji (ok. 2 kcal/mol) i niemal dokładnie stosuje się do równania Debye'a (równanie (4)). Pozwoliło to obliczyć wielkość pozornego momentu dipolowego molekuł kamfory w stanie stałym. Otrzymane wartości momentu są zależne od temperatury (2,29 D w temperaturze  $-20^{\circ}\text{C}$  i 2,49 D w  $80^{\circ}\text{C}$ ) i mniejsze od momentu dipolowego swobodnej molekuly (2,7 D). Ponadto stwierdzono nieliniową zależność  $\log(T\tau)$  od  $(1/T)$ , a tym samym wyraźną zależność energii aktywacji od temperatury. Obie powyższe zależności sugerują, że rotacja w sieci krystalicznej może być kooperatywnym procesem, w którym swoboda rotacji sukcesywnie maleje ze spadkiem temperatury, aż w temperaturze przejścia następuje całkowite jej zahamowanie.

Substancje, których molekuly zachowują w stanie stałym swobodę rotacji, posiadają szereg charakterystycznych właściwości. Przede wszystkim odznaczają się — co już było podkreślane — wysoką symetrią siatki krystalicznej. Na przykład, z trzynastu przebadanych promieniami X substancji z rotującymi molekułami, dwanaście posiadało strukturę kubiczną lub heksagonalną a jedna tetragonalną. Zanik swobody rotacji związany jest zawsze z obniżeniem symetrii siatki. Również fakt, że przy przejściu od cieczy do rotacyjnej fazy stałej następuje zmniejszenie  $\Delta E(T\tau)$  (tablica II, kolumna 5 i 6) świadczy o wysokiej symetrii siatki tej fazy: pseudosferyczne molekuly są w niej umieszczone w pozycjach wymagających minimum zmiany energii przy rotacji. Proces topnienia wprowadza nieregularności w siatce, powodując wzrost energii aktywacji.

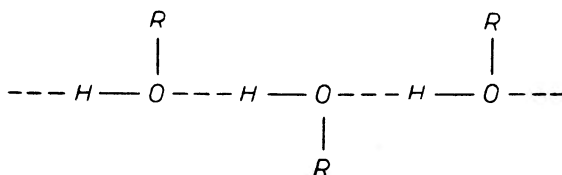
Smyth [18] stwierdził, że — po pierwsze — substancje klasy II mają znacznie wyższe temperatury topnienia niż o podobnej budowie substancje klasy I i — po drugie — ciepła topnienia dla nich są znacznie niższe od ciepła topnienia substancji nierotujących oraz na ogół niższe od energii przejścia z fazy rotacyjnej do nierotacyjnej.

Wielokrotnie zauważono, że faza rotacyjna substancji krystalicznych ma zupełnie odmienne własności mechaniczne niż faza niskotemperaturowa. Tak np. pięciopodstawnikowe pochodne benzenu są kruche poniżej przejścia rotacyjnego a woskowate powyżej. Podobnie związki kamfory posiadające w temperaturze pokojowej swobodę rotacji molekuł są miękkie i woskowate, a w temperaturach niższych twarde i kruche. Woskowatość fazy rotacyjnej tłumaczy się wzrostem objętości zajmowanej przez w pewnym stopniu niesymetryczne molekuly podczas rotacji [18].

## b. Molekuły o kształcie cylindrycznym

Metody dielektryczne okazały się również bardzo przydatne do badania ruchów molekuł o kształcie cylindrycznym [1]. Wiele związków chemicznych o ogólnym wzorze  $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_n\text{X}$ , gdzie za  $\text{X}$  mogą być podstawione  $\text{CH}_3$ ,  $\text{Br}$  lub  $\text{OH}$ , wykazuje w stanie krystalicznym rotację wokół osi cylindrycznej przy  $n$  dostatecznie dużym. Np. dla  $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_n\text{Br}$  faza rotacyjna istnieje przy  $n$  równym 21 i 29, a nie istnieje dla  $n \leq 17$ . Smyth [18] tłumaczy to tym, że dla małego  $n$  topnienie następuje wcześniej, niż molekula uzyska dostateczną energię dla pokonania bariery potencjalnej zahamowanej rotacji.

Liczne długołańcuchowe związki organiczne posiadają dwie lub więcej faz krystalicznych. Po zestaleniu tworzy się zwykle woskowata, półprzezroczysta faza  $\alpha$ , która po obniżeniu temperatury przechodzi w białą, nieprzezroczystą



Rys. 6. Wiązania wodorowe pomiędzy molekułami w alkoholach

fazę  $\beta$ . Faza  $\alpha$  jest z reguły metastabilna. Zachowanie się molekuł w obu fazach jest na ogół bardzo różne.

Pewne związki w fazie  $\beta$  wykazują absorpcję dielektryczną zarówno przy częstościach radiowych jak i mikrofalowych. Pomiarów czasów relaksacji dla trzech długich metylowych estrów [19] wykazały, że dłuższy czas relaksacji rośnie ze wzrostem długości łańcucha, co można tłumaczyć ruchem rotacyjnym całej molekuly, natomiast krótki czas relaksacji jest praktycznie niezmienny. Sugeruje to jego związek z orientacją polarną grupy w wewnątrzcząsteczkowym ruchu. Dla fazy  $\alpha$  trzech grup związków: estrów kwasu octowego, estrów metylowych i eterów metylowych Meakins [19] stwierdził liniowy wzrost energii swobodnej aktywacji  $\Delta F^\ddagger$  ze wzrostem długości łańcucha, przy czym przyrost  $\Delta F^\ddagger$  na jedno „ogniwo“ łańcucha jest w przybliżeniu taki sam dla wszystkich trzech rodzajów związków.

Można przyjąć, że w długołańcuchowych związkach z grupą hydroksylową  $\text{OH}$  na końcu, molekuly są ułożone w warstwach obok siebie w ten sposób, że płaszczyzny warstw tworzą z łańcuchami kąt prawie prosty (rys. 6,  $R$  — rodnik). Molekuly mogą wykonywać przejścia z jednego położenia równowagi w drugie prawdopodobnie dzięki rotacji dookoła podłużnej osi rodnika. Proces ten jest hamowany na skutek:

- 1) oddziaływania z przylegającymi molekułami wzdłuż długości molekularnego łańcucha (poprzeczne oddziaływanie van der Waalsa),
- 2) oddziaływania dipol — dipol,
- 3) oddziaływania „koniec z końcem“ z molekułami w sąsiednich warstwach (mostek wodorowy).

Ażeby ocenić, które z tych oddziaływań odgrywa najistotniejszą rolę, Meakins [19] zbadał własności dielektryczne czystych substancji oraz stałych roztworów tych substancji z węglowodorami jako rozpuszczalnikami. Eksperyment był tak przeprowadzony, że udało się w znacznym stopniu wyeliminować wpływ oddziaływań typu drugiego i trzeciego. Mianowicie dzięki temu, że roztwory były bardzo rozcieńczone (5%), można zaniedbać oddziaływanie między dipolami. Z kolei rozpuszczalnik węglowodorowy składał się z molekuł dłuższych od molekuł polarnych i oddziaływania „koniec z końcem“ były nieistotne. Uzyskane w obu przypadkach różne parametry relaksacji dielektrycznej były do siebie na tyle zbliżone, iż pozwoliły Meakinsowi wysnuć wniosek, że dla tego typu molekuł za zahamowanie rotacji odpowiedzialne jest w głównym stopniu poprzeczne oddziaływanie van der Waalsa. Tym niemniej, późniejsze pomiary absorpcji dielektrycznej w długołańcuchowych drugorzędowych alkoholach w stałych roztworach wykazały [20], że wiązanie wodorowe odgrywa pewną rolę w procesie rotacji grupy OH w ruchu wewnątrzcząsteczkowym. Otóż dla 5% roztworu  $C_{31}H_{63}OH$  w węglowodorze  $C_{32}H_{66}$  zaobserwowano pik absorpcji w obszarze częstości mikrofalowych, który można przypisać rotacji pojedynczej grupy hydroksylowej. Przy wzroście koncentracji roztworu maksimum absorpcji przesunęło się w kierunku niższych częstości, przy czym przesunięcie było

Tablica V

Procentowa zawartość alkoholu w roztworze	20	30	40	100
Średnia liczba grup OH w łańcuchu	40	70	90	210

większe, niż przewiduje teoria. Jest to spowodowane tym, że w dimerze a następnie polimerze rotacja dipoli wymaga najpierw zerwania, a następnie ponownego utworzenia wiązania wodorowego, a tym samym większej energii aktywacji niż rotacja mono-hydroksylowej grupy. Meakins posłużył się częstotliwościową zależnością położenia maksimum absorpcji oraz jej wielkością do obliczenia średniej długości łańcuchów wiązania wodorowego przy różnych koncentracjach (tablica V, dla wymienionego wyżej roztworu).

## 6. Zakończenie

Przedstawione pokrótce wyniki badań dipolowych substancji dielektrycznych w stanie stałym nie wyczerpują oczywiście całości zagadnienia. W większości wypadków jest to jeszcze niemożliwe ze względu na fragmentaryczność uzyskanych wyników i brak — w przeciwieństwie do dielektryków ciekłych — ogólnej teorii relaksacji dielektrycznej w fazie stałej. Niemniej jednak na podstawie dotychczasowych osiągnięć można twierdzić, że metody dielektryczne są cennym uzupełnieniem dla tradycyjnych metod badania mikrodyamiki mo-

lekuł, takich jak: spektroskopia podczerwona, metody termodynamiczne, magnetyczny rezonans jądrowy czy metody neutronowe.

Należy nadmienić, że pomiary dielektryczne są stosunkowo kosztowne, szczególnie w obszarze mikrofalowym, gdzie dla uzyskania jednego punktu doświadczalnego potrzebna jest oddzielna aparatura. Dotychczas niewiele jest na świecie laboratoriów zaopatrzonych w komplet urządzeń pomiarowych, które pozwoliłyby mierzyć w całym interesującym zakresie częstości, od statycznych do częstości odpowiadających fali o długości kilku milimetrów.

*Abstract:* This review paper discusses some problems associated with the application of dielectric measurements to investigations of properties of substances whose molecules have rotational degrees of freedom in a certain temperature range in solid phase.

#### Literatura

- [1] C. P. Smyth, *Dielectric Behavior and Structure*, McGraw-Hill, New York 1955.
- [2] P. Debye, *Physik. Z.*, **13**, 295 (1912).
- [3] A. R. Hippel, *Dielektryki i Fale*, PWN, Warszawa 1963.
- [4] H. Fröhlich, *Theory of Dielectrics*, London 1949.
- [5] H. Eyring, *J. Chem. Phys.*, **4**, 286 (1936).
- [6] M. Davies, *J. Chim. Phys.*, **63**, 67 (1966).
- [7] Krishnaji, A. Mansingh, *J. Chem. Phys.*, **44**, 1590 (1966).
- [8] N. Hill, *Trans. Faraday Soc.*, **55**, 2000 (1959).
- [9] C. Clemett, M. Davies, *Trans. Faraday Soc.*, **58**, 1705 (1962).
- [10] C. J. F. Böttcher, *Theory of Electric Polarisation*, Amsterdam 1952.
- [11] R. H. Cole, S. Havriliak, *Disc. Faraday Soc.*, **23**, 31 (1957).
- [12] P. P. M. Groenewegen, R. H. Cole, *J. Chem. Phys.*, **46**, 1069 (1967).
- [13] M. Davies, *Some Electrical and Optical Aspects of Molecular Behavior*, Pergamon Press, Oxford 1965.
- [14] R. C. Miller, C. P. Smyth, *J. Amer. Chem. Soc.*, **79**, 20 (1957).
- [15] C. P. Smyth, *J. Phys. Chem. Solids*, **18**, 40 (1961).
- [16] F. Fried, B. Lassier, *J. Chim. Phys.*, **63**, 75 (1966).
- [17] C. Clemett, M. Davies, *Trans. Faraday Soc.*, **58**, 1718 (1962).
- [18] C. P. Smyth, *J. Chim. Phys.*, **63**, 59 (1966).
- [19] R. J. Meakins, *Trans. Faraday Soc.*, **55**, 1694 (1959).
- [20] R. J. Meakins, *Trans. Faraday Soc.*, **58**, 1953 (1952).
- [21] R. J. Meakins, *Trans. Faraday Soc.*, **52**, 320 (1956).

Kazimierz Badziąg

Gdańsk

## Rozważania nad realizacją współczesnego podręcznika fizyki \*

Remarks on the Realisation of a Textbook on Modern Physics

### Wstęp

Na XIX Zjeździe Fizyków Polskich w Krakowie prof. dr Michał Halaunbrenner, omawiając prace z zakresu dydaktyki fizyki, zwrócił uwagę na podręcznik jako niezmiernie ważny środek nauczania. Mówił on: „... po ukazaniu się pierwszego sputnika, w Massachusetts Institute of Technology w Bostonie zorganizowano Komitet Studiów Fizyki, zwany Physical Science Study Committee, który stanowi grupę wybitnych profesorów i nauczycieli fizyki. Grupa ta opracowała odpowiednie programy i pomoce naukowe, a wśród nich doskonały podręcznik fizyki dla szkół średnich — *Physics*, który ukazał się w 1960 r., a jego przekład rosyjski w roku 1965. Podręcznik ten jest dostosowany do programu, w którym:

1) większość zdobyczy fizyki aż po czasy dzisiejsze jest przedstawiona i ujęta w jedną logiczną całość,

2) fizyka jest przedstawiona jako dążenie intelektualne i kulturalne, które jest częścią codziennej aktywności człowieka i częścią jego osiągnięć“.

Halaunbrenner stwierdził, iż napisanie dobrego podręcznika przekracza siły jednego czy dwóch autorów wiedząc, że nie tylko tym się oni zajmują. Sugerował, aby nad sprawami podręcznika miało pieczę również Towarzystwo Fizyczne i było ono doradcą, instruktorem oraz inspiratorem nowych idei w nauczaniu. Taką rolę spełniają Towarzystwa Fizyczne w wielu krajach na świecie (Anglia, USA, kraje demokracji ludowych) [1]. Na międzynarodowej konferencji na temat podręczników w Berlinie, w październiku 1965 roku, zajęto podobne stanowisko [2]. Postulowano, aby podręczniki, książki i pomoce naukowe były opracowywane kolektywnie przez specjalistów-naukowców, pracowników pedagogicznych i produkujących praktyków — nauczycieli. Postulowano, aby opracowywaniu książek szkolnych, w tym szczególnie podręczników, patronowały instytucje naukowe, instytuty Akademii Nauk, katedry uniwersytetów i wyższych uczelni, instytutów pedagogicznych oraz ośrodki doskonalenia kadr nauczycielskich. Za pożądane uznano, by zespoły autorskie bądź inne instytucje śledziły użyteczność podręczników w szkole i systematycznie pracowały nad ich doskonaleniem [2].

Na posiedzeniu Zarządu Głównego PTF poświęconego sprawie podręczników fizyki utworzono w dniu 26 listopada 1966 roku Komisję Kontroli Prac nad Podręcznikiem. Komisję tą nazwano Komitetem Redakcyjnym i polecono jej opracowanie koncepcji podręcznika — książki fizyki i utworzenie kolegium redakcyjnego. W skład Komitetu Redakcyjnego weszły

---

\* Artykuł dotyczy zagadnienia realizacji podręcznika fizyki dla szkoły średniej. Rozwiązanie tego problemu wymaga jednak gruntownych studiów i udziału wysoko kwalifikowanych pracowników naukowych o dużym doświadczeniu dydaktycznym. Ponieważ odpowiednio przygotowanie kandydatów do studiów wyższych jest nadzwyczaj ważne, Redakcja pragnie zainteresować czytelników rozważaniami nad realizacją podręcznika fizyki.



następujące osoby: prof. prof. B. Buras, M. Jeżewski, A. Piekara, Staszewski, doc. doc.: Wolska, D. Stachórska, A. Wróblewski, K. Badiąg i mgr W. Dróżdż. Przewodniczącym wybrano prof. M. Jeżewskiego. Komitet zbierał się w dniach 14. stycznia, 6. maja i 13. września (w czasie obrad XX Zjazdu Fizyków Polskich w Lublinie) 1967 roku.

Minęło przeszło 200 lat od wydania pierwszego polskiego podręcznika fizyki (ks. Józef Rogaliński — 1764 rok). Godna uwagi wydaje się inicjatywa PTF, która zmierza do wydania podręcznika fizyki — polskiej książki dla wszystkich, którzy interesują się „czystą fizyką”. U progu tej pracy pożyteczne wydaje się zapoznanie z realizacją podobnych zamierzeń w innych krajach oraz z niektórymi współczesnymi poglądami dydaktycznymi na temat funkcji podręcznika w procesie nauczania i uczenia się. Oczywiście, tak ważnego problemu, jakim jest analiza podręcznika fizyki, krótki i skromny artykuł nie może w pełni rozwiązać.

W części pierwszej pragnę w wielkim skrócie przedstawić prace amerykańskiego „Physical Science Study Committee” i prace angielskiego „The Nuffield Physics Project”, a w części drugiej omówię funkcję podręcznika z dydaktycznego punktu widzenia.

## I

### 1. PSSC [3], [4], [5].

W roku 1956 w Stanach Zjednoczonych Ameryki Północnej powstał komitet złożony z wybitnych naukowców i pedagogów z Instytutu Technologicznego w Massachusetts (MIT) oraz z grupy profesorów uniwersyteckich i nauczycieli fizyki ze szkół średnich. Przyjął on nazwę Komitetu Studiów Nauk Przyrodniczych (Fizyki), w skrócie PSSC.

Zespół ten opracował podręcznik fizyki, stanowiący jednocześnie nowoczesną propozycję programu tego przedmiotu. Równoległe z tym opracowano przewodnik do ćwiczeń laboratoryjnych, zestaw niedrogich przyrządów, filmów, standaryzowanych testów wiadomości, szereg pozycji literatury popularnonaukowej związanej z opracowywanymi problemami oraz przygotowano dla nauczycieli podręcznik źródłowy zagadnień dostosowany do kursu fizyki PSSC.

Program ten wprowadzono do szkół stopniowo: w latach 1958/59, do 300 szkół z 12 500 uczniami, w latach 1959/60 do 600 szkół z 25 000 uczniów. W roku szkolnym 1961/62 — w 2200 szkołach 80 000 uczniów uczyło się już według nowego systemu. Liczby te stale wzrastają.

Nowy program w przeciwieństwie do poprzednich (amerykańskich) zachęca do nauki i nauczania, aczkolwiek nie można go w żadnym razie nazwać łatwym ani z punktu widzenia nauczyciela, ani ucznia.

Program PSSC składa się z czterech części. Część pierwsza obejmuje następującą tematykę:

a) co to jest fizyka? b) czas i jego mierzenie, c) wszechświat i jego wymiary, d) działania, podziały i skale, e) ruch, f) wektory, g) masa, pierwiastki i atomy, h) atomy i cząsteczki, i) struktura gazów, j) mierzenie.

Część druga: optyka i fale. Część trzecia: mechanika. Część czwarta: elektryczność i budowa atomu.

Część pierwsza stanowi ogólne wprowadzenie podstawowych pojęć czasu, przestrzeni i materii oraz sposobu pojmowania tych pojęć i ich pomiaru. Ucząc się o niezmiernie wielkich odległościach i przechodząc następnie do odległości mikroskopijnie małych, od małych odstępów czasu (mikrosekund) do miliardów lat — uczeń sam ma odkryć, w jaki sposób te wielkości można mierzyć; uczy się jednocześnie, że przyrządy stanowią udoskonalenie jego zmysłów. Na ćwiczeniach laboratoryjnych przechodzi od pomiarów bezpośrednich, np. przez przykładanie linijki czy użycie stopera aż do cechowania i używania takich przyrządów jak stroboskop. Przez ćwiczenia w mierzeniu czasu i przestrzeni uczeń ma dojść do zrozumienia pojęć prędkości i przyspieszenia, wielkości wektorowych oraz pojęcia względności ruchu. Następnie przechodzi do obserwacji i studiowania ciał będących w ruchu. To pierwsze zetknięcie ucznia z materią

wykorzystuje się do wprowadzenia pojęcia masy i jej zachowania. Z kolei następuje zapoznanie ucznia z historią odkryć istoty materii oraz z okresowym układem pierwiastków. Bezpośrednie doświadczenia z tego zakresu zdobywa uczeń w pracowni, gdzie mierzy np. rozmiary cząsteczek oliwy. Wiadomości ucznia z zakresu, który pozostaje poza możliwościami pracowni, zostają poszerzone przy pomocy filmów. W trakcie tej nauki uczeń zdaje sobie sprawę z faktu, że pojęć czasu przestrzeni i materii nie można od siebie oddzielić, oraz że fizyka jest nauką rozwijającą się, że proces poznania trwa i nigdy się nie skończy. Doświadczenia laboratoryjne mają uczniowi dać coś w rodzaju emocji towarzyszących odkryciom, gdyż na ćwiczenia nie składają się proste, przewidziane instrukcją czynności, których wynik byłby za każdym razem znany i zawsze jednakowy.

W części drugiej mowa jest o świetle. Uczeń poznaje tu powstawanie cienia i półcienia, odbicie w zwierciadłach i załamanie na granicy różnych ośrodków optycznych. W sposób naturalny dochodzi do korpuskularnego modelu światła i zapoznaje się — poprzez film — z ciśnieniem wywieranym przez światło. W dalszej nauce uczeń odkrywa, że model ten nie wystarcza, i dochodzi do modelu falowej natury światła. Obserwuje zachowanie się fal na wężu gumowym i na powierzchni wody, a przy okazji poznaje zjawiska interferencji i dyfrakcji.

W części trzeciej uczeń bliżej przypatruje się ruchowi z dynamicznego punktu widzenia, odkrywa prawa ruchu Newtona i prawo powszechnej grawitacji. Prawa zachowania pędu i energii wprowadza się przez łączenie drogi teoretycznej z laboratoryjną. Umiejętność stosowania tych praw rozciąga się na takie sytuacje, których obserwacja nie jest możliwa, jak np. odkrycie przez Chadwicka neutronu. Część czwarta obejmuje naukę o elektryczności i fizykę atomu.

Podręcznik PSSC zawiera również tablice funkcji trygonometrycznych oraz tablicę stałych fizycznych, 725 pytań — zadań i problemów — „for home, desk and lab.“ (zawierają one zadania, w których występują interesujące problemy z fizyki statystycznej, ukazujące istotę działań praw probabilistycznych), wymienia 157 pozycji literatury — często odnośników do prac źródłowych.

Wymieniony kurs fizyki jest przeznaczony dla XII klasy Senior High School. Całość ma dać uczniowi obraz fizyki jako kulturalnej oraz intelektualnej dyscypliny, która stanowi integralną część naszego codziennego życia, ma przyzwyczaić ucznia do krytycznego i twórczego myślenia. Nad przygotowaniem tego programu, łącznie z wszystkimi materiałami, pracowali prawie dwieście osób.

## 2. The Nuffield Physics Project [6]

W Anglii poważne prace nad programem nauczania fizyki rozpoczęły się w 1961 roku. Ponad cztery lata mała grupka osób w oparciu o liczne szkoły zajmowała się eksperymentem dydaktycznym, którego celem miało być wypracowanie takiego programu fizyki, którego realizacja na poziomie elementarnym (0 — level) pozwoliłaby na przekazanie uczniom wrażenia tego czym w rzeczywistości jest fizyka. (Dziś Fundacja Nuffield patronuje reformie na wszystkich poziomach nauczania.)

Pierwsze prace nad zmianą programów fizyki zostały zapoczątkowane jeszcze w końcu lat pięćdziesiątych. Sprawą tą zajęli się różni ochotnicy, a szczególnie komitety towarzystw: *Association for Science Education*, *The Institute of Physics* i *The Physical Society*. W owym czasie wielu czynnych nauczycieli, pracowników uniwersytetów i kierowniczy kadry z przemyślu — ludzi zainteresowanych jakością wykształcenia — przeraziło się statycznym charakterem ówczesnych programów nauczania. Zdano sobie sprawę z tego, że za mało uczy się o nowych i interesujących osiągnięciach fizyki, za dużo i to niepotrzebnego materiału przetrwało z ubiegłych lat i wreszcie, co jest najważniejsze, za dużo uwagi poświęcano przedstawianiu faktów a za mało wyrabianiu zrozumienia tego, czym w rzeczywistości jest fizyka. Postawiono diagnozę i zabrano się do leczenia.

W pierwszej fazie komisje *Association for Science Education* opracowały szereg publikacji, w których zwrócili uwagę czynnym nauczycielom na potrzebę pewnego unowocześnienia

programów nauczania i potrzebę zmiany sposobu nauczania ich przedmiotów. Praca ochotniczych komisji była jednak ograniczona. Cóż bowiem można było zrobić zbierając się dorywczo i pracując po przygotowaniu swoich codziennych zajęć?

Zdano sobie sprawę z tego, iż postęp, którego się spodziewano, może być osiągnięty tylko w tym wypadku, gdy zainteresowani ludzie będą mogli cały swój czas poświęcić ciężkiej pracy przygotowawczej pomocy, wypróbowywaniu ich skuteczności i przekazywaniu ich do użytku nauczycielom we wszystkich typach szkół. Fakt ten dostrzegł administratorzy Fundacji Nuffielda. Zauważyli oni również, iż w tym kierunku warto zainwestować pieniądze. Przyspieszenie zmian, które wprowadził pracujący komitet pod kierunkiem D. Mc Gilla, a po jego śmierci — profesora E. M. Rogersa, było tak wielkie, że na innej drodze wprowadzenie takiego postępu nie byłoby możliwe nawet w ciągu kilku dziesięcioleci.

Nowa koncepcja programu polegała na wprowadzeniu do nauczania fizyki tylko takiego materiału, który pozwoli na zrozumienie fizyki a jednocześnie wyłączenie wszystkiego, co bezpośrednio nie jest pomocne w procesie pogłębiania jej rozumienia — aczkolwiek stanowi część fizyki. Program ten jest przeznaczony dla uczniów w wieku od 11 do 16 lat. W celu zapewnienia rozumienia przez uczniów tego czego mają się uczyć, za podstawową metodę przyjęto eksperymentowanie. Samodzielne ćwiczenia uczniowskie objęły materiał, który poprzednio często był przedmiotem demonstracji nauczyciela, a nawet taki, który tylko poznawano z książki. Więcej — ponieważ nie można było przypuszczać, aby uczniowie w tym wieku naukowo „uprawiali“ fizykę i traktowali ją jako dyscyplinę „na całe życie“ — opracowano taki program i metody jego realizacji, aby dla ucznia i nauczyciela uczenie się i nauczanie fizyki stało się wielką i przyjemną zabawą. Próbę strukturalnego ujęcia całej fizyki, która była myślą przewodnią tego programu, znakomicie sformułował Mc Gill na pierwszym organizacyjnym zebraniu omawianego zespołu: (tłumaczenie własne K. B.)

*co się tyczy natury rzeczy: bogactwo i różnorodność naszego świata, ciała stałe, ciecze i gazy, kryształy i proszki, metale i niemetale; fizycznie odróżniające się objętością i gęstością, ściślnością i rozprężalnością (sprężystością i płynięciem), temperaturą i skutkiem ogrzewania, włączając w to rozszerzalność i zmiany stanu skupienia; sposób studiowania tych wszystkich zmian fizycznych winien uwzględniać mechanizm oraz leżącą u podstaw strukturę atomową i molekularną [6].* Dla nauczycieli i uczniów opracowano pięciotomowy przewodnik.

Według tego programu uczniowie zaczynają naukę fizyki od brania do ręki różnych materiałów. W tym działaniu osiąga się coś w rodzaju instynktownego odczucia znaczenia gęstości. Następnie przypatrują się rozlupowanym kryształom, hodują kryształy, opuszczają kroplę oliwy na wodę i obserwują cienką błonkę cząstek rozciągających się na stosunkowo dużej powierzchni; wykonują modele atomów z kul polistyrenowych, obserwują ślady pozostawiane przez cząstki elementarne w małej komorze Wilsona. W ten sposób uzyskują świadomość tego, że materia nie jest tak prosta jak to na pierwszy rzut oka mogłoby się wydawać. Następnym takim oddziaływaniem na uczniów jest ich przygotowanie do zrozumienia zagadnień, które wystąpią w końcu nauki (elektrony, cząstki elementarne itp). Anglicy twierdzą, że jest to doskonały sposób rozpoczynania kursu fizyki. Chłopcom i dziewczętom kurs taki bardzo się podoba, odczuwają coś z podniecenia odkrywcy i czują się dorosłymi badaczami.

Inną cechą takiego początku nauczania fizyki jest fakt zachęcania uczniów do myślenia o wielkościach fizycznych według rzędów wielkości, w sposób, w jaki to normalnie robią zawodowi naukowcy. Np.: obliczając powierzchnię zajmowaną przez pojedynczą kroplę oliwy, zamiast powierzchni koła, uczniowie obliczają powierzchnię kwadratu aproksymując ją do powierzchni kolistej zajmowanej przez rozlaną kroplę oliwy; objętość zaś — jako objętość sześcianu zamiast objętości kuli. W ten sposób oszczędza się uczniom trudności w stosowaniu liczby  $\pi$ . Jednocześnie pomija się mogące wystąpić niepotrzebne zera za przecinkiem. Prof. Rogers zapoznał Komisję Programową z zagadnieniem tak zwanych „amerykańskich pytań Fermiego“, aby wskazać rodzaj pierwszych przybliżeń („oceny na oko“), które dana osoba odpowiadająca na pytania Fermiego musi zastosować. Oto przykłady tych pytań: Ile waży Morze Śródziemne? Jaka moc jest wydobywana z trąbki samochodowej?

Naturalnie, jedenastoletni uczniowie nie będą rozwiązywali i odpowiadali na te pytania. Intencją prof. Rogersa było ukazanie twórcom programów i podręczników sposobu przekazania uczniom wartości metod obliczeń przybliżonych do najbliższej potęgi dziesięciu, do podawania rzędu wielkości przy obliczeniach długości, masy, czasu itp.

W pierwszym roku nauczania uczniowie mają zrozumieć również pojęcie ciśnienia. Mierzą oni za pomocą U — rurek ciśnienie gazu, następnie usiłują zgadywać wysokość atmosfery i prowadzą jakościowe rozważania na temat teorii, która by w jakiś sposób wyjaśniała te zjawiska za pomocą ruchu atomów — teorii, która swoje oparcie znajduje w doświadczeniach nad dyfuzją itd. Pierwszy rok kończy się dyskusją na temat energii, pojęcia pracy oraz dróg (oszałamiających), na których może następować zamiana jednej formy energii w inną.

Tematem, który przewija się przez cały kurs pięcioletni, jest energia. Zdaniem autorów program Nuffield różni się od innych programów sposobem podejścia do zagadnienia energii. W innych programach w czasie nauki zasadę zachowania energii rozpatruje się jako rzecz oczywistą. W programie Nuffield, tylko w czwartym roku pojawia się wzmianka, że jest to prawo natury. Przez trzy lata utwierdza się uczniów w przekonaniu, iż wzajemne przemiany różnych form energii stanowią ciągłą troskę i zajęcie fizyków. Odwodzi ich się jednak od nieuzasadnionej wiary w to, że przemiany te dadzą się ująć ściśle liczbowo. Trwa to do chwili, aż uczniowie sami wykonają odpowiednią ilość doświadczeń stanowiących podstawę takiego twierdzenia. W ten sposób pragnie się wytworzyć wśród uczniów właściwy szacunek należny tak wspaniałej teorii.

W drugim roku nauczania pojawia się elektryczność zapoczątkowana oglądaniem śladów strumienia elektronów w próżni. Nie chodzi tu jednak o uczenie się czegokolwiek, lecz o przekształcanie wyobraźni uczniów.

Najtrudniejszy jest prawdopodobnie rok trzeci. W tym roku uczniowie zaczynają traktować fizykę poważniej i zajmują się nią z logiczną dokładnością zawodowców. Warto zauważyć, że to przejście od jakościowej obserwacji zjawisk do ilościowo ścisłego ich traktowania dobrze harmonizuje ze współczesnymi teoriami nauczania. Argumentuje się, iż w tym wieku mniej lub więcej prymitywna ciekawość nagle zostaje zastąpiona przez pragnienie poznania uporządkowanych teorii dotyczących pojęć bardziej abstrakcyjnych. W trzecim roku kursu Nuffield przerabia się ruch falowy i optykę. Następuje również pierwsze ilościowe zapoznanie z ruchem, pierwszą zasadą dynamiki oraz kilka „żywych“ przykładów — aluzji, z których można się domyślać istnienia drugiej zasady. Rozważa się, dlaczego pod wpływem działania tej samej siły ciała ciężkie uzyskują mniejsze przyspieszenie aniżeli ciała lekkie. Wytwarzając fale uczniowie za pomocą stroboskopu obserwują wyniki zachodzącej interferencji. Szczególnie atrakcyjne dla uczniów jest wykonywanie przez nich własnych teleskopów i mikroskopów. Uczniowie zdobywają wtedy odczucie sposobu działania soczewek. W tej samej klasie poznają praktyczną umiejętność pomiaru czasu trwania ruchu. Robią to na przyrządzie (wózku), który ciągnie za sobą taśmę przesuwaną się pod znakującą sprężynką elektrycznego wibratora. Wibrator znakuje taśmę 50 razy na sekundę.

Do programu klasy czwartej wchodzi mechanika klasyczna. Na drodze cierpliwych doświadczeń z poruszającymi się kulkami uczniowie poznają dokładnie prawa Newtona. Dokonuje się pomiaru prędkości kuli wystrelonej z wiatrówki. Uczniowie używają aparatów fotograficznych i lamp błyskowych do rejestrowania położenia kul stalowych toczących się na poduszkach z dwutlenku węgla po szklanych powierzchniach. Ruch ten odbywa się prawie bez tarcia. Właśnie taki sposób absorbowania uczniów prawami Newtona jest charakterystyczny dla tego kursu fizyki i wyciska swoje piętno na uczniach.

Według programu Nuffield fizyki należy uczyć z aktualnego, współczesnego stanu wiedzy mając na uwadze dotychczasowy jej rozwój. Wzmianka o teorii atomowej w pierwszym roku nauczania i zajmowanie się elektronami w ostatnim jest konsekwencją takiego punktu widzenia. Z drugiej strony, podkreślanie ważności klasycznych praw mechaniki (pokazywanie na niej, w jaki sposób tworzy się prawa fizyczne) jest konsekwencją sądu, iż fizyka jest godna uwagi tylko wtedy, gdy jest należycie rozumiana.

Na mechanikę zwraca się uwagę również w piątym — ostatnim roku trwania kursu Nuffield. Tu praw Newtona używa się do wyjaśnienia ruchów planet dookoła Słońca i ruchu Księżyca wokół Ziemi.

Powierzchniowe traktowanie takiego programu mogłoby spowodować, iż dla poznania fizyki byłby on bezużyteczny. Gwarancją jego skuteczności jest metoda, która zakłada, iż każde zjawisko musi doświadczalnie przebiegać przed oczami uczniów i najczęściej powinno być wywołane ich własnymi rękami. Pod tym względem autorzy kursu są bardzo wymagający. Od nauczycieli żąda się, aby kursu nie skracali do lat czterech. Wymaga się również, aby nie zaczynali go na dowolnym poziomie, lecz od pierwszego lub trzeciego roku szkoły średniej. Winni oni dużo czasu poświęcać dobremu przygotowaniu doświadczeń. Wypracowanie tego kursu nie byłoby możliwe bez wcześniejszych prób. Przeprowadzono je w sześćdziesięciu szkołach, przy poparciu władz lokalnych, które postarały się o niezbędne wyposażenie. W czasie opracowywania programu trwała ciągła współpraca z wytwórniami przyrządów fizycznych. Realizacja kursu jest stosunkowo droga. Zdaniem Anglików, taki musi być każdy program, który opiera się na współczesnych, samodzielnych ćwiczeniach uczniowskich. Ewolucja programu następowała przy współpracy z personelem egzaminującym. Zanim wprowadzono eksperyment do szkół, pracownicy *General Certificate of Education Examination* zaakceptowali prowadzenie specjalnego arkusza badawczego (Nuffield paper for pupils from the trial schools). Wypracowano w ten sposób nową metodę egzaminowania. W 1965 roku stwierdzono, że ten sposób nauczania fizyki daje znacznie głębsze jej zrozumienie. Badania nad skutecznością tego programu postanowiono kontynuować aż do roku 1971.

Zatrzymałem się nad tymi dwoma programami fizyki szkoły średniej, gdyż reprezentują one światowe tendencje kierunku, w którym zmierzają obecne reformy programowe. Podobne tendencje dają się zauważyć w Związku Radzieckim i w innych krajach.

Charakterystyczną cechą współcześnie przeprowadzanych reform programu nauczania fizyki jest kompleksowe opracowywanie programu łącznie z wszystkimi pomocami jak: podręcznik dla ucznia, dla nauczyciela, literatura pomocnicza, pomoce naukowe (przyrządy), filmy, zestawy zadań i testowe sprawdziany wiadomości. Zakłada się przy tym ciągłą dynamiczność programów w miarę rozwoju nauki.

Drugą i chyba najważniejszą cechą tych programów, bo dotyczącą ich treści i funkcji, jest przeniesienie punktu ciężkości na zainteresowanie młodzieży fizyką, na wyrabianie zrozumienia tego czym jest fizyka, zamiast na przedstawianie faktów i przykładanie wagi do wiadomości pamięciowych.

Trzecia sprawa dotyczy samych metod nauczania. Czynne zapoznawanie z metodami pracy fizyków, z eksperymentem, obserwacją i kształceniem logicznego, naukowego myślenia i wnioskowania, oto kierunek dokonujących się zmian.

Świadomość tych założeń programowych musi towarzyszyć autorom podręczników.

## II

### Funkcja podręcznika szkolnego

Wincenty Okoń zauważa, że podręcznik spełnia w wykształceniu wieloraką rolę, spełniają ją przez przedstawianie określonych treści kształcących i przez organizowanie czynności nauczyciela i uczniów. Z teorii podręcznika należy rozwiązać dwa zagadnienia: 1) funkcję podręcznika w systemie dydaktyczno-wychowawczym, 2) jego charakterystykę dydaktyczną. Zagadnienie funkcji musi być rozwiązane wcześniej, gdyż od tego zależy charakterystyka zalet i braków podręcznika szkolnego [7].

Uczenie się fizyki jest sztuką, której większość uczniów dotychczas nie nabywa w szkole średniej. Trudności w uczeniu się fizyki z podręcznika polegają na tym, że tekstu fizycznego

nie można interpretować swoimi słowami. Język fizyki cechuje się ogromną precyzyjnością i ścisłością, a wszelkie opuszczenia czy skróty prowadzą najczęściej do błędów rzeczowych [8]. Wynika z tego, iż w nauczaniu fizyki podręcznik spełnia funkcję uzupełniającą nauczyciela. O funkcji podręcznika szkolnego pisze Roman Ingarden, który stwierdza, że funkcja podręcznika wynika z własności żywego nauczania jakie występuje na lekcji [9]. Do własności „żywego nauczania“, które powodują, że musi być ono uzupełniane przez podręcznik, Ingarden zaliczył:

1) swoistą dezorganizację logicznej i rzeczowej strony procesu nauczania, spowodowaną przez występujące w „żywym nauczaniu“ emocjonalne zaangażowanie nauczyciela i uczniów;

2) zakłócenie przebiegu lekcji przez to, że biorą w niej udział osoby o różnych właściwościach psychofizycznych i o różnym tempie pracy, wskutek czego lekcja nie dostarcza uczniom idealnie uporządkowanej, logicznie wykończonej wiedzy o sprawach, które stanowią temat zajęć lekcyjnych;

3) wpływ grupy klasowej zmuszający uczniów do pewnej formy współmyślenia, współspostreżania, współdociekania — jeśli zaś w domu pozostawimy ucznia własnym siłom — będzie on bezradny;

4) niektórym uczniom gromadne myślenie utrudnia pracę — na większy wysiłek intelektualny zdobywają się oni w spokoju i samotności.

Czy można obyć się bez podręcznika, gdyby usunąć powyższe zakłócenia aktywności umysłowej na lekcji? Odpowiedź zależy od przyjętego systemu dydaktycznego, od szczebla nauczania i od przedmiotu. Nasz obecny system trudno sobie byłoby wręcz wyobrazić bez podręczników. Dość często podręcznik nie tylko uzupełnia nauczyciela i „żywe“ nauczanie, ale je zastępuje [10]. Dziś za główną funkcję podręcznika uważa się to, żeby był przewodnikiem ucznia w świecie poznania [7]. Z tego „przewodnictwa“ można wyróżnić funkcje szczegółowe:

a) informacyjna — podaje informacje odpowiednio usystematyzowane pod względem logicznym, rzeczowym i psychologicznym. Pojęcie informacji jest tu rozumiane wg współczesnej cybernetyki. Nie jest to informacja gotowa, lecz informacja, jak zdobywać dalsze informacje czy to ze świata „rzeczy“, czy za pośrednictwem własnego rozumowania, czy z innych źródeł.

b) badawcza — funkcja ta oznacza nie tylko samodzielne dochodzenie ucznia do wiedzy, lecz także prowadzenie dostępnych mu badań i uzyskiwanie przez to pewnego minimum wykształcenia metodologicznego w każdym przedmiocie,

c) transformacyjna — funkcja ta wiąże się z wszystkim, co stanowi w podręczniku materiał do ćwiczeń i zadań wyrabiających rozmaite sprawności oraz dających impulsy do działania praktycznego,

d) samokształceniowa — ma gwarantować, aby posługiwanie się podręcznikiem nie zniechęcało do dalszego samokształcenia, lecz stanowiło naturalną do niego drogę. Tą drogą jest budzenie i rozwijanie zdolności poznawczych, zainteresowań oraz pozytywnej motywacji w procesie uczenia się.

Wszystkich wymienionych funkcji nie można od siebie oddzielić, a powinny one występować łącznie [7]. Wg współczesnej klasyfikacji wyróżnia się następujące typy podręczników: uniwersalny, systematyczny, do ćwiczeń i zajęć praktycznych oraz podręcznik programowany. Ten ostatni, to typ nowy [11], [12]. Podręczniki: systematyczny i programowany wyraźny akcent kładą na funkcję informacyjną.

O tym, jak wielostronny i pełnowartościowy jest podręcznik, decyduje jednak jego treść. Ingarden próbuje treść podręcznika określić następująco: „podręcznik jako książka popularnonaukowa ma zawierać wybór najważniejszych wiadomości, czyli gotowych wyników badań, z tym zastrzeżeniem, że wyniki te uważane są w chwili pisania podręcznika za:

a) zadowalające odpowiedzi na pewne zagadnienia,

b) za praktycznie niewątpliwe, tzn. takie, które zostały przez uczonych wielokrotnie przedyskutowane i ostały się wobec zarzutów i wątpliwości, jakie przeciwko nim wytoczono“ [9].

Przywiązuje się dziś ogromne znaczenie do wychowawczej roli podręczników. Mówiąc o doskonaleniu książek szkolnych, pracę rozpocząć należy od przedstawienia myślenia nauczycieli na nowoczesne rozumienie procesu nauczania, w centrum którego powinien znaleźć się uczeń, jego proces uczenia się i jego samodzielność [13], [14], [15], [16].

*Abstract:* Following the example of other Physical Societies the Polish Physical Society has also begun work on a good textbook on physics. This article, which gives an introduction to the future work of the editorial committee, discusses the reform of teaching physics in the USA (the work of the Physical Science Study Committee), and the reformed English physics course known as the Nuffield Physics Project.

The final part of the article considers the functions of a textbook from the point of view of modern didactics. The author suggests the introduction of a complex approach to the reform of teaching physics. The reform should contain a curriculum, a textbook, a teacher's guidebook, literature on physics, aids, films, and also sets of problems and tests. The programme should allow for expansion, to be up-to-date with the developments in science. The main function of a textbook is that it should be a guide to the student in his approach to physics. It follows from this that it should cover such functions as: information, investigation, transformation and self-instruction.

#### Literatura

- [1] M. Halaunbrenner, Współczesne problemy w dydaktyce fizyki, *Postępy Fizyki*, XVII, 2, (1966).
- [2] T. P. Dwie międzynarodowe konferencje na temat podręczników, *Nowa Szkoła*, 1 (1966).
- [3] K. Badziąg, Nauczanie fizyki w szkołach USA, *Fizyka w Szkole*, 2 (1964).
- [4] A. Lisicki, Kontrola wiadomości z fizyki i astronomii w szkołach amerykańskich, *Fizyka w Szkole*, 3 (1965).
- [5] *Physical Science Study Committee, Physics*, D. C. Heath and Company, Boston 1960.
- [6] J. Maddox, The Nuffield Physics Project, *Physics Education*, 1, 1 (1966).
- [7] W. Okoń, Funkcja i treść podręcznika szkolnego, *Nowa Szkoła*, 4 (1966).
- [8] A. Westfalewicz, Rozważania nad współczesnymi podręcznikami matematyki, *Chowanna*, 10, 4 (1966).
- [9] R. Ingarden, O roli podręcznika w nauczaniu w szkole średniej, *Muzeum*, 2 (1939).
- [10] K. Lech, *System nauczania*, Warszawa 1964, PWN.
- [11] K. Badziąg, W. Weisło, Programowane nauczanie fizyki, *Fizyka w Szkole*, 11, 5 (1965).
- [12] Cz. Kupisiewicz, Podręczniki programowane, *Nowa Szkoła*, 4 (1966).
- [13] M. Kalabińska, Stosunek treści podręczników do stanu wiedzy obiektywnej i do programów nauczania w świetle współczesnej literatury, *Chowanna*, 10, 4 (1966).
- [14] T. Parnowski, Z naszych doświadczeń nad unowocześnieniem podręczników, *Nowa Szkoła*, 4 (1966).
- [15] M. Sawicki, Nowe tendencje dydaktyczne w nauczaniu fizyki, *Nowa Szkoła*, 12 (1966).
- [16] K. Sośnicki, *Ogólne założenia podręczników szkolnych*, Warszawa 1962, PZWS.

David L. Anderson: **Odkrycie elektronu. Rozwój atomistycznej teorii elektryczności.** (The Discovery of the Electron. The Development of the Atomic Concept of Electricity. D. Van Nostrand Company, Inc. Princeton N. J. 1964). Tłum. z jęz. ang. Aleksandra Blinowska. PWN 1966, s. 179, cena zł 15.—

Wiek XIX i pierwsza połowa XX wieku były okresem bardzo intensywnych badań, ścierania się przeciwstawnych koncepcji i burzliwych dyskusji na temat struktury materii, w tym też elektronu. Historia ta jest po mistrzowsku przedstawiona w książeczce D. L. Andersona pt. *Odkrycie elektronu. Rozwój atomistycznej teorii elektryczności.*

Są tu opisane podstawowe doświadczenia związane z odkryciem promieni katodowych, promieni X i promieniotwórczości i jest w sposób pasjonujący przedstawiona praca fizyków eksperymentalnych jak też rozwój koncepcji teoretycznych, które doprowadziły do wyjaśnienia natury tych promieni, identyfikacji elektronu i wyznaczenia jego ładunku i masy oraz ustalenia jego własności falowych.

Książeczka D. L. Andersona nie jest podręcznikiem. Jest napisana popularnie, z pominięciem wszelkich szczegółów doświadczalnych i teoretycznych, zrozumiale dla każdego, kto zna elementy fizyki w zakresie programu szkoły średniej. Na przykładzie historii odkrycia elektronu przedstawia metodę pracy naukowej, wprowadzając czytelnika jako uczestnika tej wielkiej przygody, którą jest odkrywanie tajemnic przyrody.

Książeczka jest wydana starannie. Jednakże na stronie 14 zauważyłam błąd tłumacza we wzorze na siłę.

*Danuta Kunisz*

Szczepan Szczeniowski: **Fizyka doświadczalna Cz. V — Fizyka atomowa.** Wyd. II. PWN, Warszawa 1967 r., s. 407, cena zł 50.—

*Fizyka atomowa* Profesora Szczeniowskiego jest jedną z sześciu części podstawowego polskiego podręcznika fizyki doświadczalnej przeznaczonego dla studentów szkół wyższych. Obejmuje ona opis struktury powłok elektronowych atomu oraz zjawisk w nich zachodzących — w szczególności widma rentgenowskie i optyczne, zagadnienia fizycznych własności drobin wraz z widmami pasmowymi oraz rozdział poświęcony podstawom fizyki ciała stałego po raz pierwszy wprowadzony do obecnego — drugiego wydania książki. Materiał wykładu jest ułożony w ten sposób, że poszczególne prawa mikrofizyki są bezpośrednio objaśniane opisem podstawowych doświadczeń i zjawisk. Tekst jest bogato ilustrowany schematami, a czasem również fotografiami aparatury eksperymentalnej oraz wykresami przedstawiającymi wyniki pomiarów, częściowo zaczerpniętymi z oryginalnych prac.

Książka nie ma układu historycznego, tym niemniej informuje ona czytelnika zarówno o podstawowych pracach posiadających historyczne znaczenie dla tej dziedziny fizyki, jak też o najnowszych zdobyczach kilku ostatnich lat, jak np. o zagadnieniu generacji promieniowania wymuszonego w laserach. Między innymi jest również mowa o osiągnięciach fizyków polskich w zakresie fizyki atomowej.

Jakkolwiek książka jest zarówno napisana, jak wydana bardzo starannie, tym niemniej Wydawca nie ustrzegł się od pewnych błędów drukarskich nie uwidocznionych w erracie.

*Danuta Kunisz*



R. A. Waldron: *Fale i drgania* (Waves and Oscillations. D. Van Nostrand Company Inc., Princeton N. J. 1964) Tłum. Waldemar Gorzkowski. PWN 1967, s. 195, cena zł 15.—

Książeczka Waldrona jest poświęcona omówieniu charakterystycznych właściwości drgań i fal ze szczególnym podkreśleniem tych cech, które są wspólne różnym rodzajom fal. Jest tu mowa o falach rozchodzących się w ośrodkach sprężystych, o falach elektromagnetycznych rozmaitego zakresu długości fali, a także o falach de Broglie'a. Są opisane zjawiska załamania i odbicia fal, rezonansu, interferencji i dyfrakcji dla rozmaitego rodzaju fal. Osobny rozdział jest poświęcony prowadzeniu fal i konstrukcji falowodów, jak również pewnym zagadnieniom teorii obwodów.

Opis podstawowych zjawisk ruchu falowego został ujęty w ramy równań matematycznych, które jednakże Autor ograniczył do koniecznego minimum, rezygnując z precyzji opisu matematycznego na rzecz jasności i łatwości tekstu.

Książeczka Waldrona jest napisana ciekawie. Może ona zainteresować wszystkich interesujących się współczesnym przyrodoznawstwem i techniką.

*Danuta Kunisz*

R. A. Waldron: *Fale i drgania* (Waves and Oscillations. D. Van Nostrand Company Inc., Princeton N. J. 1964) Tłum. Waldemar Gorzkowski. PWN 1967, s. 195, cena zł 15.—

Książeczka Waldrona jest poświęcona omówieniu charakterystycznych właściwości drgań i fal ze szczególnym podkreśleniem tych cech, które są wspólne różnym rodzajom fal. Jest tu mowa o falach rozchodzących się w ośrodkach sprężystych, o falach elektromagnetycznych rozmaitego zakresu długości fali, a także o falach de Broglie'a. Są opisane zjawiska załamania i odbicia fal, rezonansu, interferencji i dyfrakcji dla rozmaitego rodzaju fal. Osobny rozdział jest poświęcony prowadzeniu fal i konstrukcji falowodów, jak również pewnym zagadnieniom teorii obwodów.

Opis podstawowych zjawisk ruchu falowego został ujęty w ramy równań matematycznych, które jednakże Autor ograniczył do koniecznego minimum, rezygnując z precyzji opisu matematycznego na rzecz jasności i łatwości tekstu.

Książeczka Waldrona jest napisana ciekawie. Może ona zainteresować wszystkich interesujących się współczesnym przyrodoznawstwem i techniką.

*Danuta Kunisz*

**Hans A. Bethe laureatem Nagrody Nobla  
w dziedzinie fizyki za rok 1967**

Królewska Szwedzka Akademia Nauk przyznała Hansowi Bethe Nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki za osiągnięcia w dziedzinie teorii procesów jądrowych w materii gwiazdowej.

Ur. w 1906 r. w Strassburgu, studiował fizykę we Frankfurcie i Monachium i tam uzyskał doktorat w 1928 r. W latach 1928—33 był wykładowcą fizyki na uniwersytetach we Frankfurcie, Stuttgartu, Monachium i Tübingen. W r. 1933 musiał opuścić Niemcy. W latach 1933—35 był wykładowcą w uniwersytetach Manchester i Bristol. Od roku 1935 do chwili obecnej kieruje pracami laboratorium fizyki jądrowej w Uniwersytecie Cornell Ithaka w stanie N. York.

Jest autorem książek: *Elementary Nuclear Theory* (1947); współautorem *Mesons and Fields* (1955); współpracownikiem znanej encyklopedii *Handbuch der Physik*, Berlin, 1932—33.

Jest również autorem wielu publikacji, z których bardziej znanymi tematami są: teoria rezonansów neutronowych w materiałach rozszczepialnych oraz teoria lekkich mezonów. Obie prace opublikowane zostały w materiałach I Konferencji Genewskiej (1955).

**Jesienna Szkoła Magnetyzmu  
w Kazimierzu Dolnym nad Wisłą**

W dniach od 18—30 września 1967 r. odbyła się Szkoła Fizyki poświęcona teoretycznym podstawom magnetyzmu i magnetycznej neutronografii. Uczestnikami szkoły było 50 pracowników naukowych z Uniwersytetu Warszawskiego, Politechniki Warszawskiej, Instytutu Badań Jądrowych, Uniwersytetu Poznańskiego, Zakładu Ferro-

magnetyków Instytutu Fizyki PAN z Poznania, Uniwersytetu Jagiellońskiego i Instytutu Fizyki Jądrowej z Krakowa, Uniwersytetów Wrocławskiego i Łódzkiego, oraz magnetochemicy z Instytutu Chemii Nieorganicznej Politechniki Wrocławskiej i Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych z Wrocławia.

Wykłady prowadzone przez 11 specjalistów dotyczyły m. in. takich zagadnień, jak oddziaływanie w magnetykach, fale spinowe, zjawiska relaksacji w ferromagnetykach, teoria pasmowa magnetyzmu, metamagnetyki, magnetyczne rozpraszanie neutronów i neutronograficzne badania struktur magnetycznych.

Fundusze na zorganizowanie szkoły przyznane zostały przez Państwową Radę d/s Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej, a organizatorem była Katedra Metod Jądrowych Fizyki Ciała Stałego Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

**VI Międzynarodowa Konferencja  
„Fizyka i technika niskich temperatur“  
we Wrocławiu**

W dniach od 30 sierpnia do 6 września 1967 r. odbyła się we Wrocławiu VI Międzynarodowa Konferencja Krajów Członkowskich RWPG pod nazwą Fizyka i technika niskich temperatur, zorganizowana przez Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu.

W konferencji wzięło udział ok. 150 uczestników, w tym 109 z zagranicy (ZSRR, Bułgarii, Czechosłowacji, NRD i Węgier).

Wygłoszono 7 referatów plenarnych i 81 komunikatów z prac własnych, w tym 18 komunikatów z Polski.

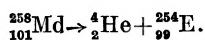
Obrady odbywały się w 5 sekcjach: 1. własności helu, 2. nadprzewodnictwo, 3. elektronowe własności metali, 4. magne-

tyczne własności ciał stałych, 5. technika eksperymentalna.

Na konferencji były reprezentowane najważniejsze ośrodki badań teoretycznych i doświadczalnych krajów socjalistycznych z zakresu fizyki niskich temperatur.

### Nowy długożyciowy izotop mendelevium

A. Ghiorso i K. Hulet z Radiation Laboratory, University of California, Livermore, otrzymali nowy izotop, a mianowicie  $^{258}_{101}\text{Md}$ , przez bombardowanie 40 MeV helionami tarczy zawierającej einsteinium. Zmierzony połowiczny czas życia wynosi ok. 2 miesiące.



Teoretycznie przewidywany czas życia miał wynosić ok. 2 godzin.

### Rekordowo wielka komora pęcherzykowa

W Argonne National Laboratory, Illinois, skonstruowano kosztem 17 milionów dolarów nową komorę pęcherzykową o średnicy 4,15 m i pojemności 26 500 l wodoru lub deuteru. Pole magnetyczne 20 kilogansów wytwarzane będzie przez nadprzewodnikowy magnes.

Próba uruchomienia przewidziana jest na 1969 rok. Komora współpracować będzie z 12,5 GeV zero-gradientowym synchrotronem.

Jest to obecnie największa komora pęcherzykowa na świecie.

### Nowe wyznaczenie masy krytycznej $^{235}\text{U}$

Jak wiadomo,  $^{235}\text{U}$  stosowany jest przy konstrukcji małych reaktorów. W Los Alamos zbudowano zestaw krytyczny w kształcie sześcienu. Jako reflektora użyto 30 cm warstwy berylu.

Prowadzono prace obliczeniowe nad optymalizacją układu składającego się z naprzemian poukładanych folii  $^{235}\text{U}$  o grubości 0,03 mm i folii polietylenowych o grubości 3,2 mm jako moderatora.

Minimalna masa  $^{235}\text{U}$  będąca masą krytyczną tego układu wynosi 242 g. Średnica kuli uranowej o tej masie wynosi tylko 2,8 cm.

Dotychczas znane dane m. in. wartość masy krytycznej 339 g odpowiada innej konfiguracji, składającej się z wodnego roztworu soli azotowych uranu i grubego reflektora z tlenku berylu.

## POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

### Nowi członkowie Oddziału Poznańskiego PTF

124. mgr Z. Przanowski, Poznań, ul. Pogodna 86 B m. 12.

L. Infeld  
(1898—1968)

Dnia 15 stycznia br. zmarł w Warszawie wybitny fizyk polski, Leopold Infeld, uczonej i pisarz, organizator nauki.

Głównym problemem naukowym rozwijanym przez prof. Infelda był ruch mas materialnych pod wpływem sił grawitacyjnych. Wkładem prof. Infelda do tego tematu było wspólne z Einsteinem wyprowadzenie z ogólnej teorii względności równań ruchu.

Prof. Infeld w latach pięćdziesiątych był założycielem i organizatorem Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego, który wychował wielu fizyków teoretyków.

Wyrazem międzynarodowego uznania dla osiągnięć profesora Infelda i Jego szkoły było międzynarodowe sympozjum teorii względności, które odbyło się w 1962 r. w Jabłonie k/Warszawy z udziałem światowych sław w tej dziedzinie

Wspomnienia o życiu i działalności prof. Infelda ukażą się w następnym zeszycie „Postępów Fizyki“.

ZARZĄD

Przewodniczący  
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ  
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący  
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI  
czł. rzecz. PAN

Sekretarz  
Doc. dr ANIELA WOLSKA

Skarbnik  
Dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członek Zarządu  
Prof. dr JULIAN AULEYTNER  
Doc. dr HALINA CHECIŃSKA  
Dr TOMASZ HOFMOKL  
Mgr MIROŚLAWA JASTRZEBSKA

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

*Białystok* — Doc. dr EMANUEL TREMBACZOWSKI  
*Gdańsk* — Doc. dr ALFONS KAWSKI  
*Gliwice* — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI  
*Kraków* — Prof. dr JERZY JANIK  
*Lublin* — Prof. dr WŁODZIMIRZ ŻUK  
*Łódź* — Doc. dr MARIAN KRYSZEWSKI  
*Opole* — Doc. dr CZESŁAW JANKIEWICZ  
*Poznań* — Doc. dr ZDZISŁAW PAJĄK  
*Szczecin* — Dr WIKTOR NOWAK  
*Toruń* — Doc. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI  
*Warszawa* — Dr STEFAN CZARNECKI  
*Wrocław* — Doc. dr STANISŁAW PRZESTALSKI

Warunki prenumeraty czasopisma  
„POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały i Delegatura „Ruch“.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-77, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty:

półrocznie zł 45.—, rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wronia 23, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777.

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.

## TREŚĆ

V. F. Weisskopf — Struktura materii jądrowej i nowoczesne badania (tłum. A. Eskreys) . . . . .	3
S. Michalak — Promieniowanie przejścia . . . . .	13
R. S. Ingarden — Pojęcie temperatury i pompowanie optyczne . . . . .	43
W. Arsoba, A. Wrzesińska — Mechanizm elektroluminescencji w świetle nowszych badań . . . . .	63
J. Golczewski — Badania oddziaływania struktury nadsubtelnej wzbudzonych poziomów jądrowych w pomiarach korelacji kierunkowej promieniowania gamma . . . . .	87
Z. Romaszewski — Fale helikonowe i ich wzmacnianie w plazmie ciała stałego . . . . .	99
S. Urban — Własności dielektryczne fazy rotacyjnej ciał stałych . . . . .	113

## ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

K. Badziąg — Rozważania nad realizacją współczesnego podręcznika fizyki . . . . .	131
---	-----

## RECENZJE

D. L. Anderson — Odkrycie elektronu. Rozwój atomistycznej teorii elektryczności (D. Kunisz) . . . . .	139
Sz. Szczeniowski — Fizyka doświadczalna (D. Kunisz) . . . . .	139
R. A. Waldron — Fale i drgania (D. Kunisz) . . . . .	140

## KRONIKA

## CONTENTS

V. F. Weisskopf — Nuclear Structure and Modern Research (P, SUM) . . . . .	3
S. Michalak — Transition Radiation (P, SUM) . . . . .	13
R. S. Ingarden — The Concept of Temperature and Optical Pumping (P, SUM) . . . . .	43
W. Arsoba, A. Wrzesińska — Recent Studies on the Mechanism of Electroluminescence (P, SUM) . . . . .	63
J. Golczewski — On the Hyperfine Structure Interaction in Directional Correlation Measurements of Gamma Rays (P, SUM) . . . . .	87
Z. Romaszewski — Amplification of Helicon Waves in Solid State Plasma (P, SUM) . . . . .	99
S. Urban — Dielectric Properties of Rotational Phase of Solids (P, SUM) . . . . .	113

## PROBLEM OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS

K. Badziąg — Remarks on the Realisation of a Textbook on Modern Physics (P, SUM) . . . . .	131
--	-----

REVIEWS OF BOOKS . . . . .	139
----------------------------	-----

CHRONICLE . . . . .	141
---------------------	-----