
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 29
ZESZYT 6
1978

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ

Prof. dr BOHDAN KARCZEWSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik

Doc. dr ADAM KUJAWSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr AUGUST CHEŁKOWSKI

Prof. dr JERZY CZERWONKO

Prof. dr JAN STANKOWSKI

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — „Postępy Fizyki”

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — „Acta Physica Polonica”

Doc. dr TOMASZ HOFMOKL — „Delta”

Prof. dr ROMAN INGARDEN — „Reports on Mathematical Physics”

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr hab. EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)

Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (*Bydgoszcz*)

Doc. dr STEFAN SZYMURA (*Częstochowa*)

Doc. dr BRONISŁAW JACHYM (*Gdańsk*)

Dr ANDRZEJ SYCZ (*Głównice*)

Dr JÓZEF KUŹMIŃSKI (*Katowice*)

Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (*Koszalin*)

Doc. dr KAROL KROP (*Kraków*)

Prof. dr hab. STANISŁAW SZPIKOWSKI (*Lublin*)

Doc. dr JERZY JATCZAK (*Łódź*)

Prof. dr hab. APOLONIA WRZESIŃSKA (*Opole*)

Doc. dr hab. JERZY PIETRZAK (*Poznań*)

Doc. dr hab. ALEKSANDER SZYMAŃSKI (*Rzeszów*)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Szczecin*)

Doc. dr hab. STANISŁAW ŁĘGOWSKI (*Toruń*)

Prof. dr MACIEJ SUFFCZYŃSKI (*Warszawa*)

Prof. dr hab. KAZIMIERZ WOJCIECHOWSKI (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

P O Ł 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 29, ZESZYT 6

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1978

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Adam Sobiczewski
Członkowie Redakcji — Barbara Wojtowicz, Marek Szczekowski

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

Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Irena Lasocka* (Białystok)
doc. dr hab. *Witold Waclawek* (Częstochowa)
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)
doc. dr hab. *Józef Szpilecki* (Gliwice)
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)
dr *Anna Kapuściak* (Kraków)
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)
doc. dr hab. *Leszek Wojtczak* (Łódź)
doc. dr *Mieczysław Piróg* (Opole)
doc. dr hab. *Andrzej Graja* (Poznań)
mgr *Alina Lakner-Malowicz* (Szczecin)
dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)
doc. dr hab. *Aniela Wolska* (Warszawa)
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

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

Nakład 2903 + 97 egz. Ark. wyd. 7,75. Ark. druk. 6¹¹/₁₆ + 3wkl. Papier druk. sat. kl. III. 70 × 110, 70 g. Oddano do składania we wrześniu 1978. Podpisano do druku w grudniu 1978. Druk ukończono w grudniu 1978.

Zam. 674/78. E-24. Cena zł 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Łępcowego 13

Nevill Mott

Cavendish Laboratory,
Cambridge, Anglia

Elektrony w szkle*

Electrons in Glass

(Nobel Lecture, Stockholm, 8 December 1977)

Wytwarzanie szkła, podobnie jak obróbka metali, jest sztuką, której początki sięgają czasów przedhistorycznych. Zawsze było dla mnie zadziwiające, że nasze zrozumienie ciągliwości metali i wyjaśnienie jej poprzez ruchy atomów nastąpiło *po* odkryciu neutronu. Należy tu przede wszystkim wymienić Geofreya Taylora [1], natomiast Nabarro [2] i ja uczyniliśmy jako pierwsi wysiłek wyjaśnienia, dlaczego stopy metaliczne są twarde. Jeszcze bardziej zadziwia mnie ogrom czasu, jaki upłynął, zanim ktokolwiek pokusił się o zrozumienie i podanie teoretycznego opisu zachowania się elektronów w szkle. Ostatecznie, najbardziej uderzającym faktem związanym ze szkłem jest jego przezroczystość i nie trzeba nawet używać bardzo czystych materiałów, aby wytworzyć przezroczyste szkło. Ale co oznacza pojęcie „przezroczysty” w języku współczesnej teorii ciała stałego? Oznacza ono, że w widmie energetycznym elektronów w materiale istnieje obszar wzbroniony energii, leżący pomiędzy stanami zajętymi (pasmo walencyjne) i stanami pustymi (pasmo przewodnictwa); kwanty światła odpowiadające długości światła widzialnego nie posiadają dostatecznej energii, aby spowodować przeskoki elektronów poprzez obszar wzbronionych energii (przerwę wzbronioną). Przerwa wzbroniona jest pojęciem wyrafinowanym, całkowicie wywodzącym się z mechaniki kwantowej, które do fizyki ciała stałego wprowadzili w 1930 roku swą pionierską pracą Bloch, Peierls i A. H. Wilson. Teoria ta opierała się na założeniu, że materiał jest krystaliczny. Przerwa wzbroniona, w większości opracowań, była powią-

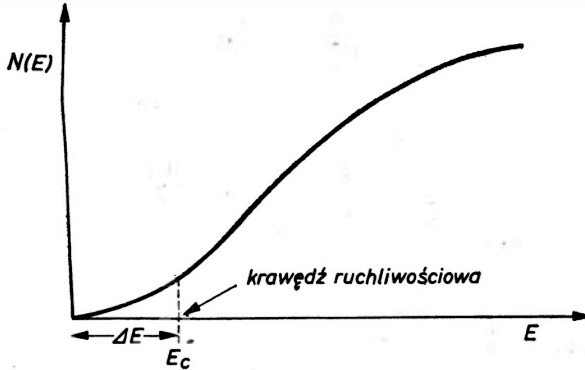
* Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1977 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla (Translated with permission. Copyright © 1978 by the Nobel Foundation). Wersja angielska wykładu ukazała się także w *Rev. Mod. Phys.* 50, 203 (1978). (Przyp. Red.)

zana z odbiciem braggowskim fal elektronowych przez sieć krystaliczną i matematyczna analiza opierała się na założeniu, że kryształ jest idealny. Szkło, a ogólniej materiał amorficzny, nie daje ostrego odbicia braggowskiego; ciekawe zatem, że nikt i to o wiele wcześniej niż to zrobili moi współpracownicy i ja [3] w Cambridge (niespełna dziesięć lat temu), nie zadał sobie pytania „jak w ogóle może szkło być przezroczyste?”.

Bodźcem dla naszych zainteresowań tym problemem były badania leningradzkiej szkoły fizyki materiałów amorficznych Kołomiejca [4], która od 1950 r. prowadziła studia elektrycznych raczej niż optycznych, własności szklistych półprzewodników. Materiały te są czarnymi szklami, zawierającymi, między innymi pierwiastkami, arsen i tellur i ich przerwa energetyczna leży w podczerwieni. Przerwa ta jest zatem dostatecznie wąska, aby w temperaturze pokojowej elektron mógł być wzbudzony termicznie z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. Eksperymenty leningradzkie pokazały, jak mi się wydaje, że pojęcia pasma przewodnictwa i pasma walencyjnego mogą być z powodzeniem stosowane do szkieł, i co więcej, że przerwa energetyczna, a zatem przewodnictwo, nie zależą w wyraźny sposób od składu materiału. Zjawisko to jest powiązane ze znanym faktem, że szkła tlenkowe są normalnie przezroczyste i tylko dają się barwić, tak jak szkła średniowiecznych witraży, poprzez dodatek metali przejściowych. Atomy tych metali absorbują światło poprzez przejścia w powłokach wewnętrznych i proces ten jest prawie niezależny od ich otoczenia. Te własności szkieł ostro kontrastują z własnościami ciał krystalicznych, gdzie cała technologia krzemu opiera się na fakcie, że jeżeli np. fosfor jest dodany do kryształu jako domieszka, cztery z jego pięciu elektronów walencyjnych wchodzi w wiązania z siecią, a piąty jest luźno związany z jądrem. Odkrycie tych własności szkieł z pewnością czyni Kołomiejca jednym z ojców nauki, którą opisuję, wraz z innymi naukowcami z Europy Wschodniej, na czele z Grigorowici z Bukaresztu i Taucem z Pragi. Wyjaśnienie opisywanych tu własności szkieł w języku chemii [5] jest, zdaje się, takie, że w szklach każdy atom może znaleźć sobie taką ilość sąsiadów, aby jego wszystkie elektrony walencyjne zużyte były na uformowanie wiązań. Istnieją ważne wyjątki od tej reguły, zwłaszcza w przypadku cienkich nakładanych warstw, o czym będzie jeszcze mowa; jednak dla większości szkieł otrzymywanych przez ochładzanie stopionej masy, reguła jest prawdziwa.

Jeżeli zatem tak jest, to jaka jest natura tego „pasma przewodnictwa” w materiałach amorficznych? Czy jest tutaj niezbędny „ogon stanów” wnikaający w przerwę wzbronioną, jak to założyli, w jednej z pierwszych i ważnych po dzień dzisiejszy prac, Cohen, Fritzsche i Ovshinsky [6]? Fakt, że większość szkieł jest przezroczysta, wydaje się temu przeczyć. Klucza do rozwiązania tego problemu dostarczył inny pomysł z Leningradu, który zawdzięczamy Ioffemu i Regelowi [7], polegający na tym, że średnia droga swobodna nie może być krótsza niż długość fali elektronu, oraz niezmiernie ważna praca Andersona [8] opublikowana w 1958 r. *O nieobecności dyfuzji w pewnych sieciach losowych*, opisana w jego tegorocznym wykładzie noblowskim. Rozumiemy

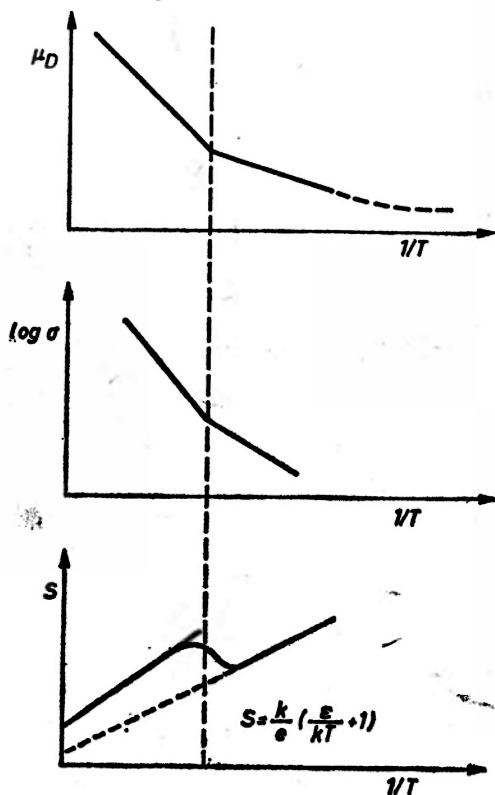
teraz, że w jakimkolwiek niekryształicznym układzie najniższe stany pasma przewodnictwa są „zlokalizowane” i tworzą pułapki o ciągłym widmie energii. począwszy od dna pasm, aż do pewnej energii krytycznej [9] E_c (zwanej krawędzią ruchliwościową [6], gdzie stany stają się z powrotem niezlokalizowane (rozciągle). Ilustruje to rys. 1, pokazujący gęstość stanów. Literatura opisu-



Rys. 1. Gęstość stanów w pasmie przewodnictwa materiału niekryształicznego. Krawędź ruchliwościowa E_c jest odległa o ΔE od krawędzi pasma

jąca położenie krawędzi ruchliwościowej poprzez różnorakie proste modele jest ogromna [10], ale okazało się niemożliwe jak dotąd, wyznaczenie położenia krawędzi dla „ciągłej sieci losowej”, jaką się postuluje dla SiO_2 , As_2Se_3 , amorficznego Si, czy dla jakiegokolwiek materiału amorficznego o liczbie koordynacyjnej takiej, jaką ma kryształ. Problem ten będzie z pewnością wyzwaniem dla teoretyków, ale jak dotąd odpowiedzi nań dostarcza tylko eksperyment, w szczególności dotyczący wstrzykiwania elektronów do materiału niekryształicznego i pomiaru ich ruchliwości dryfowej. Oczekuje się, że w niższych temperaturach transport odbywa się poprzez tunelowanie (*hopping*) z jednego stanu zlokalizowanego na inny, i że w procesie tym uczestniczą fonony o małych energiach — w wyższych zaś temperaturach prąd płynie dzięki elektronom wzbudzonym do energii przewyższającej energię krawędzi ruchliwościowej. Ich ruchliwość opisana jest wyrażeniem $\mu_0 \exp[-\Delta E/kT]$. W tym modelu ruchliwość dryfowa, przewodnictwo i siła termoelektryczna zachowują się tak, jak to przedstawia rysunek 2; również (używając teorii Friedmana [11]) możemy otrzymać ruchliwość hallowską. Dzięki znakomitej pracy Speara, Le Combera [12] i ich współpracowników stało się teraz dla nas oczywiste, że taki jest właśnie obraz transportu, przynajmniej w jednym materiale; krzemie otrzymanym przez rozkład SiH_4 w procesie niskociśnieniowego rozładowania elektrycznego. Jeżeli chodzi o inne materiały, istnieją poważne podstawy, aby uważać [13], że „dziury” w tellurku arsenu zachowują się podobnie, chociaż istnieją tu też inne interpretacje [14]. Natomiast dla innych materiałów niekryształicznych, a w szczególności odnosi się to do elektronów w ciek-

łych gazach szlachetnych [15], w amorficznym SiO_2 [16] oraz w kilku innych materiałach, nie mamy żadnych danych wskazujących na istnienie krawędzi ruchliwościowej, ponieważ obserwuje się spadek ruchliwości dryfowej z pod-

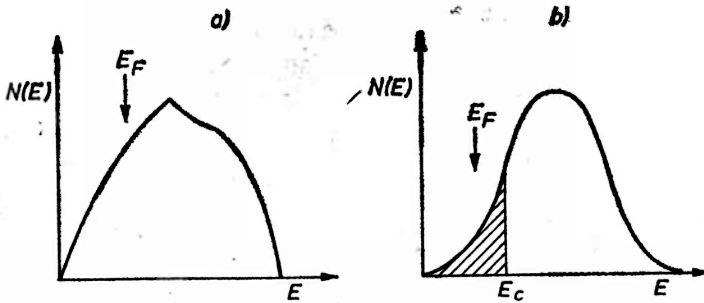


Rys. 2. Wykres pokazuje schematycznie, w funkcji odwrotności temperatury, $1/T$, idąc od góry: ruchliwość dryfową, μ_D ; przewodnictwo, σ ; oraz siłę termoelektryczną, S , materiału o strukturze pasma przewodnictwa jak na rys. 1; ϵ jest równe $E_c - E_F$.

wyższeniu temperatury. W pewnych materiałach zatem, zakres, w którym stany są zlokalizowane (ΔE na rys. 1), musi być mniejszy niż kT w temperaturze pokojowej. Teoria powinna nam dać odpowiedź, kiedy tak właśnie powinno być.

Dla półprzewodników, wreszcie, dane są raczej skąpe i moglibyśmy właściwie zadać sobie pytanie, jak dalece ugruntowana jest faktami idea stanów zlokalizowanych i istnienia krawędzi ruchliwościowej dla elektronów w nieuporządkowanych układach. Poza wspomnianym wyżej amorficznym krzemem, niewątpliwie najsilniejszych argumentów wspierających tę ideę, w moim mniemaniu, dostarczają układy, które Anderson nazwał „szkłami Fermiego”. Tutaj jednak musimy wrócić na chwilę do modelu metalu wprowadzonego w pierwszych dniach istnienia mechaniki kwantowej przez Sommerfelda: Stany elektronowe w krystalicznym metalu są zajęte aż do pewnej energii

granicznej, E_F , zwanej energią Fermiego, jak to pokazuje rysunek 3. Gęstość stanów na powierzchni Fermiego, którą oznaczam tu przez $N[E_F]$, pozwala na określenie elektronowego ciepła właściwego oraz paramagnetyzmu Pauliego. Stwierdzenia te pozostają w mocy, nawet jeżeli ośrodek nie jest krystaliczny, lub też jeżeli istnieje w nim jakieś nieuporządkowane pole jakiegokolwiek typu, jak to ma np. miejsce w stopie; w tym jednak przypadku stany na dnie pasma, lub może nawet nieco poza nim, są zlokalizowane. Mogą one również być zlokalizowane na poziomie energii Fermiego. Jeżeli tak jest,



Rys. 3. Gęstość stanów w pasmie przewodnictwa metalicznego ze stanami wypełnionymi do energii granicznej Fermiego, E_F : (a) w przypadku kryształu, (b) w przypadku materiału amorficznego lub ciekłego. Obszar zaciemniony odpowiada stanom zlokalizowanym, a E_c oznacza krawędź ruchliwości

to układ nazywamy szkłem Fermiego. Chociaż elektronowe ciepło właściwe i magnetyzm Pauliego zachowują się tak jak w przypadku metalu, to przewodnictwo zachowuje się inaczej; dąży ono do zera przy obniżaniu temperatury.

Zastanówmy się nad układem, w którym koncentracja elektronów lub stopień nieuporządkowania mogą być regulowane poprzez zmianę składu lub w jakiś inny sposób. W takim układzie, kiedy energia Fermiego przechodzi poprzez krawędź ruchliwości, mamy „przejście metal-izolator” typu, jaki nazwałem przejściem Andersona [17]. Rozważę teraz własności elektryczne takiego układu. Jeżeli energia Fermiego leży dostatecznie wysoko ponad krawędzią ruchliwości, oczekujemy zachowania się podobnego do znanych nam dobrze ciekłych metali i przewodnictwo elektryczne może być opisane teorią sformułowaną przez Zimana w roku 1961. Teoria ta była jedną z pierwszych udanych prób opisu przewodnictwa w niekrystalicznych materiałach, i która pokazała nam wszystkim, że problemy tego typu można rozwiązywać w sposób ścisły, tym samym zachęcając nas do spróbowania naszych sił. Teoria Zimana jest teorią „słabego rozpraszania”, gdzie średnia droga swobodna (L) jest duża w porównaniu z odległościami międzyatomowymi (a). W miarę wzrostu efektywności rozpraszania przechodzimy do warunku Joffego-Regela (w tym przypadku $L \sim a$) i przewodnictwo jest wtedy w przybliżeniu równe

$$\frac{1}{3} e^2 / \hbar a \sim 3000 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1},$$

jeżeli $a \sim 3\text{Å}$. W miarę jak stopień nieuporządkowania wzrasta, rozpoczyna się proces lokalizacji Andersona. Przewodnictwo, tuż przed progiem lokalizacji, jest dane wyrażeniem

$$\text{const } e^2/\hbar a,$$

gdzie stała proporcjonalności zależy od kryterium lokalizacji Andersona i leży prawdopodobnie w zakresie 0,1—0,025. Wielkość opisaną powyższym wzorem nazwałem „minimalnym przewodnictwem metalicznym” [9, 19] i ozna- czyłem ją symbolem σ_{\min} . Jego wartość, dla $a \sim 3\text{Å}$, leży w przedziale 250—1000 $\Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$, chociaż w układach o większym a , jak np. w pasmach domiesz- kowych, jest ono mniejsze. Przez kilka lat usilnie trzymałem się twierdzenia, że kiedy przewodnictwo jest skończone w zakresie małych temperatur, nie może ono osiągnąć wartości mniejszej niż podana ostatnim wzorem. Wydaje się, że istotnie tak jest, mamy też zresztą sporo faktów o tym świadczących, z których kilka postaram się tu przytoczyć. Tym niemniej pojęcie σ_{\min} oka- zało się co najmniej kontrowersyjne [20] i tylko dzięki zupełnie niedawnym pracom numerycznym Licciardella i Thoulessa [21] i innym pracom anali- tycznym, zostało przyjęte przez teoretyków.

Zadajmy sobie teraz pytanie, co się dzieje, jeżeli energia Fermiego leży poniżej krawędzi ruchliwościowej, tak że stany o energii E_F są zlokalizowane i materiał jest „szkłem Fermiego”. Istnieją wtedy dwa mechanizmy przewod- nictwa; w temperaturach wysokich elektrony są aktywowane do krawędzi ruchliwościowej, zatem,

$$\sigma = \sigma_{\min} \exp \{ -[E_c - E_F]/kT \}, \quad (1)$$

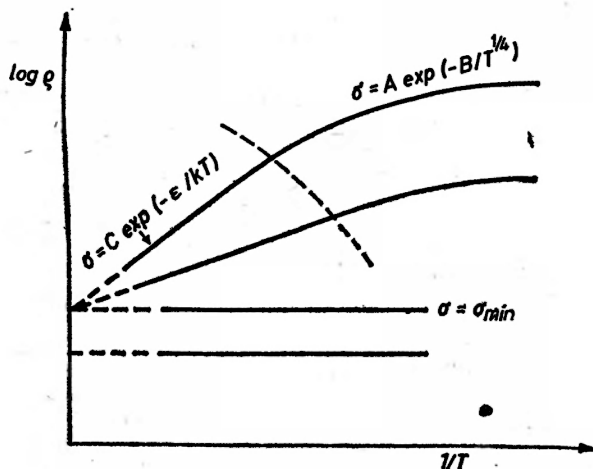
a w temperaturach niskich przewodnictwo odbywa się poprzez termicznie aktywowane przeskoiki z jednego stanu na drugi (*hopping*). W roku 1969 udało mi się pokazać [5], że proces *hoppingu* powinien dawać przewodnictwo opisane prawem

$$\sigma = A \exp [-B/T^{1/4}], \quad (2)$$

przy czym B zależy od zasięgu radialnego funkcji falowych oraz od gęstości stanów. W dwu wymiarach $T^{1/4}$ przechodzi do $T^{1/3}$. Od czasu mojego elemen- tarnego wywodu tego prawa, zgromadziła się duża literatura mu poświęcona [22]. Być może nie rozumiemy jeszcze dobrze efektu korelacji, ale jestem prze- konany [23], że zależność $T^{1/4}$ zawsze powinna występować przy niskich tem- peraturach.

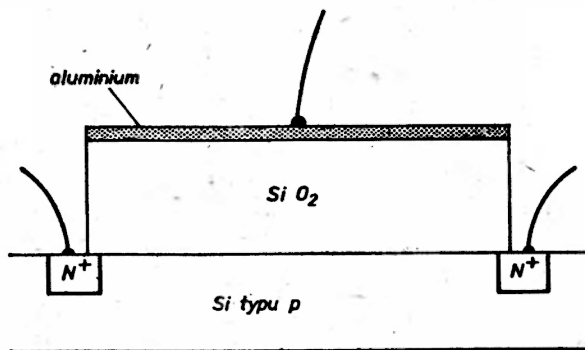
A zatem, dla układu, w którym można zmieniać koncentrację elektronów, wykres oporności w funkcji $1/T$ będzie miał taką postać, jak na rys. 4. Przy wysokiej koncentracji elektronów, kiedy F_F leży powyżej E_c , przewodnictwo powinno być prawie niezależne od temperatury. Kiedy koncentracja elektro- nów spada, poziom Fermiego obniża się, aż wreszcie osiąga wartość E_c i wtedy $\sigma = \sigma_{\min}$. Jeżeli koncentracja spada dalej, stany stają się zlokalizowane i prze- wodnictwo w zakresie wysokich i niskich temperatur wyraża się, odpowiednio, wzorami (1) i (2).

Jeśli chodzi o układy, do których można zastosować to ujęcie, to jest ich wiele. Jednym z nich jest stop $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{VO}_3$, którego syntezę zawdzięczamy moim kolegom [24] z laboratorium prof. Hagenmullera w Bordeaux. W stopie



Rys. 4. Wykres oporności (skala logarymiczna) w funkcji $1/T$ dla układu, w którym gęstość elektronów może być zmieniana tak, że $\epsilon(-E_c - E_F)$ może zmieniać znak, dając przejście metal-izolator typu Andersona

tym pasmo d wanadu zawiera ilość elektronów zmieniającą się z x , a zatem ze składem stopu. Jednak najprostszym układem jest MOSFET (Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistor) przedstawiony na rys. 5. W tym układzie

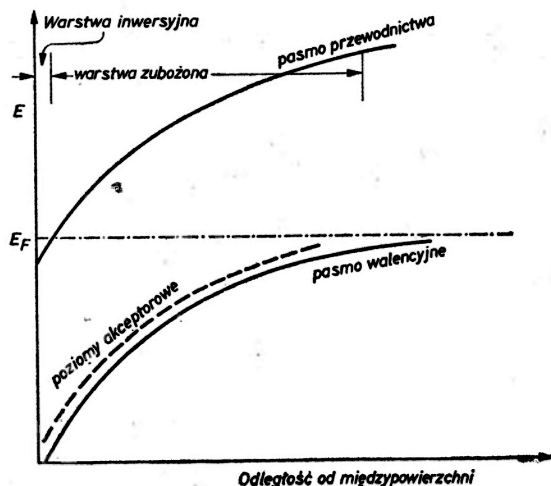


Rys. 5. Schemat tranzystora MOSFET, dla demonstracji dwuwymiarowego przewodnictwa wzdłuż powierzchni rozdzielającej SiO_2 i Si typu p

mamy dwuwymiarowe przewodnictwo w warstwie inwersyjnej na międzypowierzchni Si-SiO_2 ; ważne tutaj zakrzywienie pasm jest przedstawione na rys. 6. Gaz elektronowy w warstwie inwersyjnej jest zdegenerowany w temperaturach helowych, i, na czym polega szczególna atrakcyjność układu, gęstość tego gazu może być zmieniana po prostu przez zmianę napięcia bramki. Brak

uporządkowania pojawia się tu dlatego, że w tlenku tkwią losowo rozrzucone ładunki, które umieszcza się tam podczas odpowiedniego zabiegu technologicznego. Badania Peppera i jego współpracowników [25, 15] pokazały, że układ taki zachowuje się dokładnie tak, jak to sugeruje rys. 4 i że otrzymuje się również rozsądną wartość σ_{\min} (która w dwu wymiarach powinna wynosić $0,1 e^2/h$).

Zależność $T^{1/4}$ występuje w wielu amorficznych półprzewodnikach takich jak Si i Ge; w amorficznym krzemie zaobserwował ją po raz pierwszy Walley [26], zaś zależność $T^{1/3}$ w cienkich warstwach zaobserwował po raz pierwszy Knotek



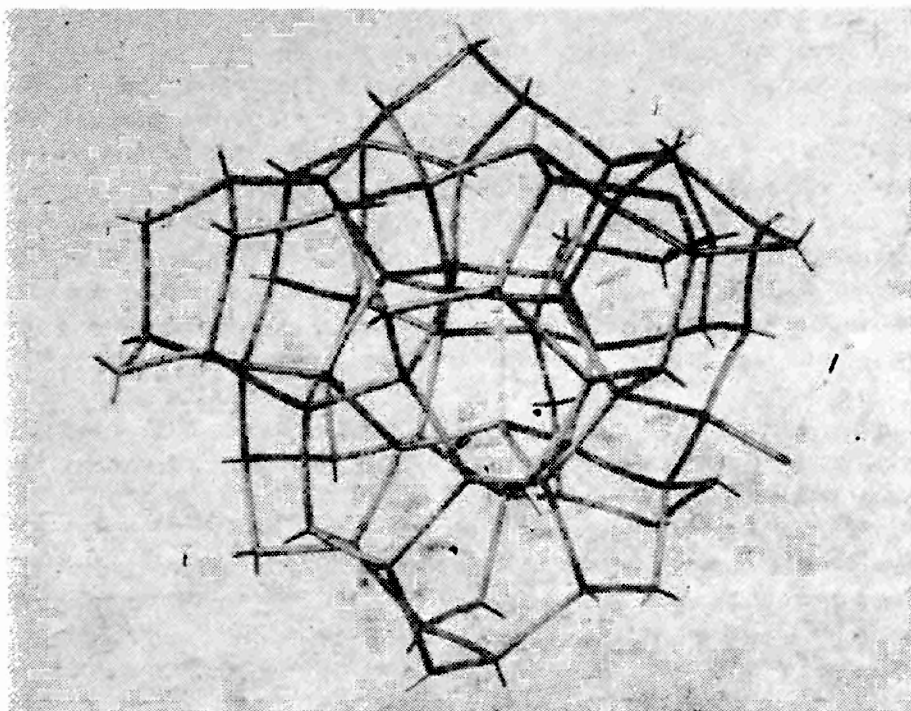
Rys. 6. Przyłożenie pola elektrycznego do powierzchni półprzewodnika typu *p* z wytworzeniem powierzchniowej warstwy typu *n*

i współpracownicy [28]. Grupa z Marburga, pracująca pod kierownictwem prof. Stuke [27] badała bardzo dogłębnie to zjawisko i jego związki z elektronowym rezonansem spinowym. Problem leży w tym, że w wielu amorficznych materiałach istnieją „głębokie poziomy” związane z defektami takimi, jak np. niewysyczone wiązania; fotografia (rys. 7) pokazuje, co się przez to rozumie. Niektóre z tych wiązań mogą być naładowane, niektóre zaś nie, jeżeli tak, to wtedy gęstość stanów na poziomie Fermiego jest skończona i możemy mieć *hopping* z jednego poziomu na drugi, przy czym przewodnictwo jest wyrażone równaniem (2).

Chciałbym teraz, w zakończeniu bardziej naukowej części tego wykładu, wspomnieć o dwóch starych i dwóch nowych faktach.

Pierwszym z nowych faktów jest ważne odkrycie, dokonane przez Speara i jego współpracowników [29], polegające na zaobserwowaniu, że cienkie nakładane warstwy krzemu mogą być domieszkowane, poprzez, aby podać przykład, strącanie PH_3 za pomocą SiH_4 . Większa część atomów fosforu wchodzi do materiału wiążąc się z trzema najbliższymi sąsiadami, nie dając więc luzno

związanych elektronów. Pozostała jednak ich część przyjmuje liczbę koordynacyjną równą cztery i staje się donorami. Donory tracą swoje elektrony na korzyść stanów w przerwie, jednak poziom Fermiego może zostać przesunięty w bezpośrednie pobliże pasma przewodnictwa lub pasmą walencyjnego. Tym sposobem możemy wytwarzać stosunkowo niedrogie złącza *p-n*, co ma duże znaczenie dla ekonomii produkcji baterii słonecznych.



Rys. 7. Przykład niewysyconego wiązania w nieskończonej, nieuporządkowanej sieci z liczbą koordynacyjną 4. Niewysycone wiązanie znajduje się w pobliżu środka sieci i wygląda jak papieros (wg E. A. Davisa)

Drugim nowym faktem jest wprowadzenie „ujemnej hubbardowskiej energii U ” przez Andersona [30] i zastosowanie tego konceptu do pewnej klasy defektów, przez Streeta i Motta [31], oraz przez Motta, Davisa i Streeta [32], wraz z dalszym rozwinięciem problemu przez Kastnera, Adlera i Fritzschego [33]. Autorzy tej ostatniej pracy stoją na stanowisku, że defekty oraz fluktuacje gęstości, są istotnie różne w szklach i dają odrębne wkłady do entropii całego układu [34].

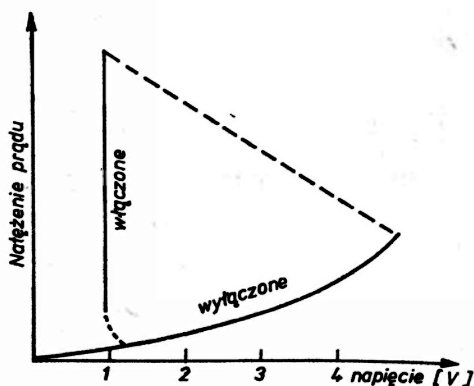
Uważam, że model ten daje się zastosować do materiałów, w których wierzchołek pasma walencyjnego zbudowany jest ze stanów będących niestowarzyszonymi parami orbitali [35], tak jak to ma np. miejsce w selenie, gdzie orbitale *p* nie wchodzą w wiązania. Jeżeli taki pogląd jest słuszny, należy sądzić, że „niesparowane wiązania”, jak to pokazuje rys. 7, mogą zawierać albo dwa

elektrony, albo nie zawierać żadnego, a zatem muszą mieć zerowy spin i ładunek albo dodatni, albo ujemny. Energia odpychania („hubbardowska”) związana z obecnością dwóch elektronów na jednym centrum jest zrównoważona, ponieważ dodatnie centrum może wytworzyć silne wiązanie, jeżeli zbliży się do innego atomu selenu, który ma wtedy liczbę koordynacyjną równą trzy. Tak stworzone centra dodatnie i ujemne nazwane zostały przez Kastnera i współpracowników parami o przemiennej walencyjności. Ważnym elementem tej pracy było pokazanie, że można zbudować parę bez rozerwania wiązania, podczas gdy dla stworzenia neutralnego centrum (niesparowane wiązanie) potrzebujemy o wiele więcej energii. Dowodów istnienia naładowanych centrów w tych materiałach dostarczyła praca Streeta, Searle'a i Austina [36] dotycząca fotoluminescencji. Uważa się obecnie, że model tu przedstawiony może wyjaśnić wiele własności szkieł chalkogenkowych, a może nawet szkieł tlenkowych. W szczególności, pokazuje on jak energia Fermiego może zostać ustalona bez konieczności istnienia swobodnych spinów; dalej, model daje wyjaśnienie stratności dielektrycznej materiału oraz wprowadza stany pułapkowe, które dają ograniczenie ruchliwości dryfowej. W moim odczuciu, praca ta, zwłaszcza w sformułowaniu Andersona, jest jeszcze jednym przykładem stosowalności zasady Kołomieja, głoszącej, że szkła nie mogą być domieszkowane; tworzą się w nich kompletne wiązania, gdziekolwiek jest to możliwe, nawet jeżeli ma się to odbyć kosztem utworzenia dodatnich i ujemnych centrów.

Tak, jak obiecałem, zakończę mówiąc o dwóch starych faktach. Jednym, oczywiście, jest stosowanie amorficznego selenu w maszynach powielających budowanych przez firmę Xerox. Ten wielomiliardowy przemysł rozwinął się, jak to często bywa, zanim ktokolwiek w ogóle pokusił się o stworzenie teorii wyjaśniającej proces leżący u podstaw działania kserografu. Kiedy tematyka ta stała się modna jak świat długi i szeroki, okazało się naturalnie, że naukowcy z laboratoriów Xeroxa wiedzą bardzo dużo o swoim procesie; ich ostatnie badania, dotyczące w szczególności transportu dyspersyjnego [37] zasługują na najwyższą uwagę.

Drugim, względnie „starym” zjawiskiem jest przełącznik progowy wynaleziony przez S. R. Ovshinsky'ego [38]. Przełącznik ten, w swojej najprostszej postaci jest warstewką naporowanego szkła chalkogenkowego, o grubości około mikrona, z elektrodami z molibdenu lub węgla na obu brzegach. Układ tego rodzaju przechodzi w stan wysokiego przewodnictwa, kiedy różnica potencjałów na elektrodach przekroczy pewną wartość, a powraca do stanu niskiego przewodnictwa, kiedy prąd obniży się do pewnej wartości (patrz rys. 8). Roszczenia w stosunku do tego urządzenia wyzwoliły istną burzę kontrowersji, między innymi sugerowano, że zjawisko tłumaczy się termiczną niestabilnością i że podobne zjawiska obserwowano już wiele lat wcześniej. Nie uważam, żeby to była prawda i zasugerowałem [39] w r. 1969, wkrótce po tym, kiedy dowiedziałem się o tym zjawisku, że jest ono przykładem podwójnego wstrzykiwania, z dziurami wchodzącymi poprzez jedną z elektrod i elektronami poprzez

drugą. Pozostaje to dalej moją opinią. Prace doświadczalne, w szczególności Petersona i Adlera [40] oraz Henischa [41] pokazały, w sposób właściwie nie podlegający dyskusji, że kanał przewodzący ma temperaturę zbyt niską, aby to mogło w sposób znaczący odbić się na przewodnictwie. Praca Petersona i Adlera pokazała, że w warunkach wysokiej przewodności materiału prąd płynie w kanale, w którym gęstość elektronów i gęstość dziur oraz gęstość prądu nie zależą od jego natężenia; kanał staje się po prostu szerszy przy wzroście



Rys. 8. Charakterystyka prądowo-napięciowa przełącznika progowego, będącego cienką warstwą szkła chalkogenkowego umieszczoną pomiędzy elektrodami

prądu i może mieć szerokość znacznie większą od grubości warstwy. Jestem przekonany [42], że kanał jest tworem o własnościach niezwykle podobnych do własności kropelek elektronowo-dziurowych w krystalicznym germanie, tak że nawet w temperaturach pokojowych mamy do czynienia ze zdegenerowaną plazmą elektronów i dziur, przy czym gęstość nośników jest tu taka, że energie Fermiego dla obu gazów leżą powyżej odpowiednich krawędzi ruchliwościowych. Tylko w ten sposób możemy bowiem wyjaśnić obserwowane ruchliwości ($\sim 1 \text{ cm}^2/\text{Vs}$). Tym niemniej, jesteśmy jeszcze daleko od pełnego zrozumienia zachowania się tego fascynującego urządzenia.

Jak sądzę, moja nagroda Nobla jest pierwszą, która została przyznana całkowicie za pracę w dziedzinie materiałów amorficznych. Chciałbym więc, w zakończeniu, wyrazić nadzieję, że nie będzie to bez wpływu na prestiż tej nowej, dynamicznie się rozwijającej i czasami kontrowersyjnej gałęzi fizyki. W osiągnięciu, które zostało nagrodzone, należy uznać udział innych, rozsianych po całym świecie ludzi, z którymi korespondowałem i rozmawiałem. Ja sam nie jestem ani fizykiem doświadczalnym, ani też prawdziwym matematykiem; równanie Schrödingera jest kresem moich możliwości teoretycznych. Wszystko, co zrobiłem, ograniczało się do przejrzenia dostępnego materiału i zrobienia kilku rachunków na odwrocie koperty. Powiedziałem następnie teoretykom: „jeżeli użyjecie swojej techniki dla rozwiązania problemu, to wynik powinien być mniej więcej taki”, to samo też zrobiłem z doświadczalnikami.

Dokładnie tak było z prawem $T^{1/4}$ w *hoppingu* i z minimalnym przewodnictwem metalicznym. Tym niemniej bez pomocy i tej i tamtej strony nie bym nie zdziałał. Kieruję moje podziękowania w szczególności do mojego bliskiego współpracownika Teda Davisa, który jest również współautorem naszej książki, poświęconej materiałom amorficznym [43], do Waltera Speara i Mike'a Peppera w Zjednoczonym Królestwie, do Josefa Stukego z Marburga, Karla Berggrena w Szwecji, Hiroshi Kamimura w Japonii, do Mike'a Pollaka, Helmuta Fritzsche i wielu innych w Stanach Zjednoczonych i naturalnie do Phila Andersona.

Thumaczył Jan Chroboczek

Literatura

- [1] G. I. Taylor, *Proc. Roy. Soc. A* **145**, 362 (1934).
- [2] N. F. Mott, F. R. N. Nabarro, *Proc. Phys. Soc.* **52**, 86 (1946); *Strength of Solids*, The Physical Society, London, p. 1.
- [3] Patrz prace w *Amorphous and Liquid Semiconductors*, III Międzynarodowa Konferencja, Red. N. F. Mott, North Holland 1970.
- [4] Dla przeglądu, p. B. T. Kolomiets, *Phys. Stat. Solidi* **7**, 359 (1964).
- [5] N. F. Mott, *Phys. Mag.* **19**, 835 (1969).
- [6] M. H. Cohen, H. Fritzsche, S. R. Ovshinsky, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 1065 (1969).
- [7] A. F. Ioffe, A. R. Regel, *Prog. Semicond.* **4**, 237 (1960).
- [8] P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **109**, 1492 (1958).
- [9] N. F. Mott, *Adv. Phys.* **16**, 49 (1967).
- [10] J. T. Edwards, D. J. Thouless, *J. Phys. C (Solid St. Phys.)* **5**, 807 (1972).
- [11] L. Friedman, *J. Non-Cryst. Solids* **6**, 329 (1971).
- [12] Dla przeglądu, p. W. E. Spear, *Adv. Phys.* **23**, 523 (1974).
- [13] P. Nagels, R. Callaerts, M. Denayer, *Amorphous and Liquid Semiconductors* (5th Int. Conf.), Red. J. Stuke W. Brenig, Taylor and Francis, London 1974, p. 867.
- [14] D. Emin, C. H. Seager, R. K. Quinn, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 813 (1972).
- [15] L. S. Miller, S. Howe, W. E. Spear, *Phys. Rev.* **166**, 871 (1968).
- [16] R. C. Hughes, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1333 (1973); *Appl. Phys. Lett.* **26**, 436 (1975), *Phys. Rev. B* **15**, 2012 (1977).
- [17] N. F. Mott, M. Pepper, S. Pollitt, R. H. Wallis, C. J. Adkins, *Proc. R. Soc. A* **345**, 169 (1975).
- [18] J. M. Ziman, *Phil. Mag.* **6**, 1013 (1961).
- [19] N. F. Mott, *Phil. Mag.* **26**, 1015 (1972).
- [20] M. H. Cohen, J. Jortner, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 699 (1973).
- [21] D. C. Licciardello, D. J. Thouless, *J. Phys. C: Solid St. Phys.* **8**, 4157 (1975).
- [22] B. I. Shklovskii, A. L. Efros, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **61**, 816 (1971); V. Ambegaokar, B. I. Halperin, J. S. Langer, *Phys. Rev. B* **4**, 2612 [1971]; M. Pollak, *J. Non-Cryst. Solids* **11**, 1 (1972).
- [23] N. F. Mott, *Phil. Mag.* **34**, 643 (1976).
- [24] P. Dougier, A. Casalot, *J. Solid St. Chem.* **2**, 396 (1970).
- [25] M. Pepper, S. Pollitt, C. J. Adkins, R. E. Oakley, *Phys. Lett.* **A47**, 71 (1974).
- [26] P. A. Walley, *Thin Solid Films* **2**, 327 (1968).
- [27] J. Stuke, 6th Int. Conference on Amorphous and Liquid Semiconductors. Red. B. T. Kolomiets. Nauka, Leningrad 1976, s. 193.

- [28] M. L. Knotek, M. Pollak, H. Kurtzman, H. Glick, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 856 (1973).
- [29] W. E. Spear, P. G. Le Comber, *Solid St. Commun.* **17**, 1193 (1975); W. E. Spear, *Adv. Phys.* (w druku) (1978).
- [30] P. W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 953 (1975).
- [31] R. A. Street, N. F. Mott, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1293 (1975).
- [32] N. F. Mott, E. A. Davis, R. A. Street, *Phil. Mag.* **32**, 961 (1975).
- [33] M. Kastner, D. Adler, H. Fritzsche, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1504 (1976).
- [34] R. J. Bell, P. Dean, *Physics and Chemistry of Glasses* **9**, 125 (1968).
- [35] M. Kastner, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 355 (1972).
- [36] Dla przeglądu, p. R. A. Street, *Adv. Phys.* **25**, 397 (1976).
- [37] H. Scher, E. W. Montroll, *Phys. Rev.* **B12**, 2455 (1975).
- [38] S. R. Ovshinsky, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1450 (1968).
- [39] N. F. Mott, *Contemporary Phys.* **10**, 125 (1969).
- [40] K. E. Petersen, D. Adler, *J. Appl. Phys.* **47**, 256 (1976).
- [41] H. K. Henisch, R. W. Pryor, *Solid State Electr.* **14**, 765 (1971).
- [42] D. Adler, H. K. Henisch, N. F. Mott, *Rev. Mod. Phys.* (w druku).
- [43] N. F. Mott, E. A. Davis, *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*, Oxford University Press, 1 wyd. 1971, 2 wyd. 1978.

John H. Van Vleck

Uniwersytet Harvarda
Cambridge, Massachusetts, USA

Mechanika kwantowa — klucz do zrozumienia magnetyzmu *

Quantum Mechanics — The Key to Understanding Magnetism

[Nobel Lecture held on 8 December 1977 in Stockholm]

Materiały magnetyczne znane są prawie od czasów prehistorycznych, ale dopiero w dwudziestym stuleciu rozumiano jak i dlaczego ich podatność magnetyczna zależy od składu chemicznego struktury krystalograficznej. W dziewiętnastym stuleciu pionierskie prace Oersteda, Ampère'a, Faradaya i Josepha Henry'ego wykazały ścisły związek między elektrycznością i magnetyzmem. Klasyczne równania pola Maxwella uitorowały drogę dla telegrafu bez drutu i dla radia. Na początku obecnego stulecia Zeeman i Lorentz otrzymali drugą Nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki za zaobserwowanie i wytłumaczenie w ramach teorii klasycznej tak zwanego normalnego efektu Zeemana. Inną, doniosłą próbą zrozumienia magnetyzmu na poziomie atomowym była półempiryczna teoria Langevina i Weissa. Aby wytłumaczyć zjawisko paramagnetyzmu, Langevin [1] w 1905 roku założył, całkowicie *ad hoc*, że atomowy bądź molekularny magnetyk posiada moment magnetyczny μ , którego rozkład przestrzenny określony jest przez czynnik boltzmannowski. Wydaje się dzisiaj prawie nie do uwierzenia, że ta elegancko prosta idea nie zaświtała wcześniej jakiemuś innemu fizykowi, zważywszy, że Boltzmann rozwinął swoją sławną statystykę ponad ćwierć wieku wcześniej. W modelu Langevina średnia magnetyzacja wytworzona przez N elementarnych dipoli magnetycznych, o wartości μ , w polu H dana jest przez wyrażenie

$$M = \frac{N\mu \iint \cos \theta e^{H\cos\theta/kT} d\omega}{\iint e^{\mu H\cos\theta/kT} d\omega} = NL \left(\frac{\mu H}{kT} \right), \quad (1)$$

* Wykład noblowski wygłoszony 8 grudnia 1977 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. [Translated with permission Copyright © 1978 by the Nobel Foundation]. Wersja angielska wykładu ukazała się także w *Rev. Mod. Phys.* 50, 181 (1978). (Przyp. Red.).

gdzie $L(x) = \coth x - \frac{1}{x}$. W zakresie zwykłych temperatur i natężeń pola, argument x funkcji Langevina może być traktowany jako mały w porównaniu z jednością. Wówczas $L(x) = \frac{1}{3}x$ i równanie (1) przyjmuje postać

$$M = N \frac{\mu^2}{3kT} H, \quad (2)$$

tak że podatność magnetyczna $\chi = \frac{M}{H}$ jest odwrotnie proporcjonalna do temperatury. Związek taki zaobserwowany został doświadczalnie, dla tlenu, dziesięć lat wcześniej przez Piotra Curie [2] i nazywa się go prawem Curie.

Aby wyjaśnić diamagnetyzm, Langevin wziął pod uwagę precesję Larmora elektronów w polu magnetycznym i wynikający stąd wzór na podatność diamagnetyczną jest

$$\chi = - \frac{Ne^2}{6mc^2} \sum_i \langle r_i \rangle^2, \quad (3)$$

gdzie $\langle r_i \rangle^2$ jest kwadratem średniego promienia orbity elektronowej, a sumowanie rozciąga się po wszystkich elektronach w atomie. Ważnym wnioskiem z równania (3) jest to, że w daleko idącej zgodności z doświadczeniem, podatność diamagnetyczna nie zależy od temperatury, pod warunkiem, że rozmiar orbit nie ulega zmianie.

Dwa lata później, w 1907 roku, inny francuski fizyk, Pierre Weiss [3], wprowadził efektywne pole magnetyczne, działające na atom lub molekułę, równe polu przyłożonemu, powiększonemu o „tajemnicze” pole wewnętrzne albo molekularne, proporcjonalne do natężenia magnetyzacji. Argumentem funkcji Langevina staje się wówczas $\frac{\mu(H + qM)}{kT}$ zamiast $\frac{\mu H}{kT}$, i w miejsce równania (2) mamy:

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{N\mu^2}{3k(T - T_c)}, \quad \text{gdzie } T_c = \frac{Nq\mu^2}{3k}. \quad (4)$$

Ponieważ prawa strona równania (4) staje się nieskończona dla $T = T_c$, model Weissa przewiduje istnienie punktu Curie, poniżej którego układ staje się ferromagnetyczny. Model ten opisuje także, zupełnie dobrze jakościowo, wiele zjawisk ferromagnetycznych. Mimo wielu sukcesów z modelem związane były pewne trudności nie do pokonania na gruncie elektrodynamiki klasycznej.

Mianowicie, współczynnik q pola molekularnego qM był rzędu $\frac{4\pi}{3}$, podczas gdy powinien być rzędu 10^3 , aby opisywać obserwowane wartości T_c .

Co gorsza, jeśli zastosuje się konsystentnie dynamikę klasyczną i mechanikę statystyczną, to bardzo prosty rachunek, który można zrobić w kilku liniijkach, ale którego tutaj nie przedstawię, pokazuje, że diamagnetyczne i paramagne-

tyczne przyczynki do podatności dokładnie się znoszą. Tak więc, nie powinno w ogóle być magnetyzmu. Zdaje się, że po raz pierwszy było to pokazane przez Nielsa Bohra [4], w jego rozprawie doktorskiej w 1911 roku, być może najbardziej deflacyjnej publikacji wszystkich czasów w fizyce. Mogła to być jedna z przyczyn, dla których Bohr zerwał z tradycją i wystąpił w 1913 r. ze swoją niezwykłą teorią widma wodoru *. Rok ten można uważać za początek tego, co nazywa się starą teorią kwantów struktury atomowej, teorii, która używała mechaniki klasycznej uzupełnionej warunkami kwantowymi. W szczególności w teorii tej kwantowano moment pędu, a więc i moment magnetyczny atomu, co zostało potwierdzone doświadczalnie w eksperymentach Sterna i Gerlacha [5] z wiązkami molekularnymi. Tak więc nie było już dłużej ciągłego rozkładu statystycznego wartości momentu dipolowego, który był istotny dla udowodnienia zerowego magnetyzmu w teorii klasycznej. Kiedy Langevin założył, że moment magnetyczny atomu lub cząsteczki posiada ustaloną wartość μ , kwantował układ nie wiedząc o tym — tak jak Pan Jourdain w molierowskim „Mieszczanin szlachcicem” dowiedziawszy się, że pisał był prozą całe życie, nie zdając sobie z tego sprawy, nie posiadał się z radości — że czynił coś tak doniosłego. Magnetyzm mógł być teraz rozumiany jakościowo w kategoriach niekompletnych powłok orbit elektronowych. Zacytuję tu zdanie Bohra: „Krótko mówiąc, badając własności magnetyczne i długie okresy układu periodycznego pierwiastków, uzyskujemy obraz tego, jak w zasadniczo symetrycznej strukturze atomu najpierw powstaje rana i jak następnie zostaje zagojona”. Jednak wraz z upływem czasu stawało się oczywiste, że stara teoria kwantów daje jakościowo poprawne rezultaty tylko dla poziomów energetycznych i częstości widmowych wodoru. Jeden z historyków nauki uznał wczesne lata dwudzieste jako kryzys teorii kwantów, ja zaś scharakteryzowałbym tę epokę jako okres wzrastającego rozczarowania i zawodu, kontrastujących z nadziejami, które były tak wielkie w latach następujących bezpośrednio po r. 1913.

Pojawienie się mechaniki kwantowej w 1926 r. dostarczyło nareszcie klucza do ilościowego zrozumienia magnetyzmu. Nie muszę opisywać szczegółowo cudownej wręcz koincydencji trzech wydarzeń; odkrycia macierzowego sformułowania mechaniki kwantowej przez Heisenberga i Borna, alternatywnego ale równoważnego sformułowania mechaniki falowej przez de Broglie'a i Schrödingera i wprowadzenia spinu elektronu przez Uhlenbecka i Goudsmita. Mechanika kwantowa bez spinu i bez zakazu Pauliego nie byłaby wystarczająca, nie byłaby w stanie podać receptury chociażby zrozumienia struktury układu okresowego lub większości zjawisk magnetycznych. Początkowo spin był czymś w rodzaju dodatku do matematycznej struktury, ale Dirac w 1928 r. dał syntezę wszystkiego w swoich świetnych czterech jednoczesnych równaniach pierwszego rzędu. Aby podkreślić ważność rewolucji kwantowo-mechanicznej, nie mogę zrobić nic lepszego jak przytoczyć często cytowany fragment jednej

* Zob. artykuł J. Mehry, *Postępy Fizyki* 29, 275 (1978). (Przyp. Red.).

z prac Diraca: „Ogólna teoria mechaniki kwantowej jest teraz prawie kompletna. Najbardziej fundamentalne prawa fizyczne niezbędne dla matematycznej teorii dużej części fizyki i dla całej chemii są więc całkowicie znane”.

Było całkiem naturalne, że mając nareszcie klucz niezbędny do właściwej analizy tego co się dzieje we wnętrzu atomu, niejedni fizyk spróbuje zastosować go do konkretnych problemów. Nic dziwnego, że czterech różnych naukowców, niezależnie, obliczyło i opublikowało praktycznie jednocześnie [6], podatność rotującej dwuatomowej cząsteczki posiadającej stały moment dipolowy, który może być elektryczny bądź magnetyczny, w zależności od tego czy interesuje nas podatność elektryczna, czy magnetyczna. (Ja byłem jednym z tej czwórki). Pozostalymi byli Kronig, Mannebach i pani Mensing pracująca we współpracy z Paulim. Nowa mechanika szczęśliwie odtworzyła współczynnik $\frac{1}{3}$ we wzorze Langevina (lub odpowiednim wyrażeniu Debye'a dla przypadku elektrycznego), tak jak to pokazano w tablicy 1. Tak się zakończył zamęt starej teorii kwantów, gdzie „półkwanty” pracowały lepiej w widmach pasmowych, pomimo tego, że liczby całkowite były potrzebne do rozsądnego zastosowania idei Bohra z 1913 roku.

Tablica 1

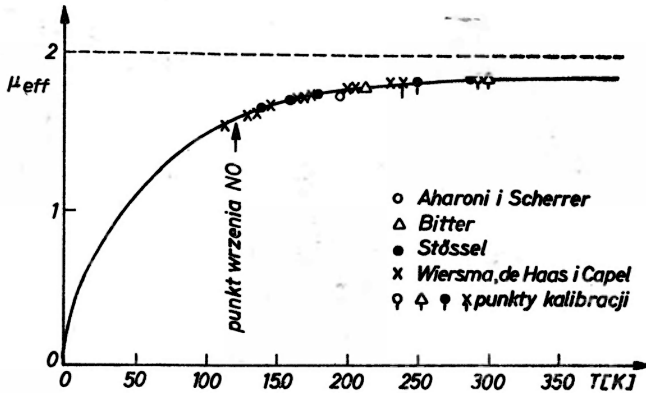
Wartości C w związku $\chi = CN \mu^2/kT$

Wartość C	Forma i rok teorii
$\frac{1}{3}$	klasyczna, 1905
1,54	całe kwanty, 1921
4,57	półkwanty, 1924
$\frac{1}{3}$	mechanika kwantowa, 1926

Istnieją trzy pospolite gazy paramagnetyczne, mianowicie O_2 , NO_2 i NO . Rozpatrzę najpierw NO , jako że jego własności są najbardziej interesujące. W 1926 roku Robert Mulliken, który posiadał szósty zmysł do odczytywania molekularnych poziomów energetycznych na podstawie widm pasmowych, zdecydował, że stan podstawowy molekuly NO był stanem ${}^2\Pi$, którego dwie składowe były oddzielone o około 122 cm^{-1} , ale nie był pewny czy dublet ten był regularny, czy odwrócony. Usiłowałem obliczyć podatność NO z położenia poziomów energetycznych Mullikena i odkryłem [7], że obserwowana podatność w temperaturach pokojowych może być wytłumaczona przez to, że dublet, o którym mowa, był regularny, tzn., że składowa ${}^2\Pi_{1/2}$ leży niżej niż ${}^2\Pi_{3/2}$. Nie byłem całkowicie przekonany czy ta zgodność jest prawdziwa, czy jest raczej przypadkowa, jako że molekularna mechanika kwantowa była wówczas w swoim okresie niemowlęctwa. Jeżeli teoria ta byłaby poprawna, powinniśmy obserwować odstępstwa od prawa Curie i dlatego pomiar podatności w funkcji temperatury powinien być tu rozstrzygający. Ku mojemu zdziwieniu doświadczenia sprawdzające to przewidywanie zostały wykonane w 1929 roku w trzech

różnych laboratoriach w różnych częściach świata, każde z nich obejmujące zakres coraz niższych temperatur [8]. Rysunek 1 pokazuje zgodność z teorią, mogącą budzić zadowolenie. Rzędna na rys. 1 nie jest magnetyzacją, ale raczej efektywną liczbą magnetonów μ_{eff} zdefiniowaną jako $\chi = N\mu_{\text{eff}}^2\beta^2/3kT$, gdzie β jest magnetonem Bohra ($he/4\pi mc$). Odstępstwo od stałej wartości μ_{eff} jest miarą odstępstwa od prawa Curie.

Moje obliczenia dla NO spowodowały, że zacząłem myśleć o ogólnych warunkach, przy których prawo Curie byłoby słuszne bądź niesłuszne. Spozstrzegłem fakt, na który w owych czasach często nie zwracano uwagi, że aby



Rys. 1. Efektywna liczba magnetonów (mierzona w wielokrotnościach jednostki Bohra $\beta = he/4\pi mc$) tlenku azotowego w funkcji temperatury. Gdyby prawo Curie było słuszne, krzywa byłaby prostą poziomą.

wykonać właściwe obliczenia podatności, nawet w słabych polach, niezbędna jest znajomość energii stanów stacjonarnych, albo alternatywnie sumy statystycznej, do drugiego rzędu w natężeniu pola H , co odpowiada uwzględnieniu efektów Zeemana zarówno pierwszego, jak i drugiego rzędu. Jeśli energia stanu stacjonarnego jest następująca

$$E_i = E_i^{(0)} + E_i^{(1)}H + E_i^{(2)}H^2 + \dots,$$

to właściwe wyrażenie na podatność przyjmuje postać

$$\chi = \frac{N}{\sum_i Q_i} \sum_i \left(\frac{E_i^{(1)2}}{kT} - 2E_i^{(2)} \right) Q_i,$$

gdzie

$$Q_i = \exp\left(\frac{-E_i^{(0)}}{kT}\right). \quad (5)$$

Teoria zaburzeń mówi nam, że

$$E_i^{(1)} = \langle i | \mu_H | i \rangle, \quad E_i^{(2)} = \sum_j \frac{|\langle i | \mu_H | j \rangle|^2}{h\nu_{ij}} \quad (j \neq i), \quad (6)$$

gdzie $h\nu_{ij}$ jest różnicą energii $E_i^{(0)} - E_j^{(0)}$ związaną z elementem macierzowym $\langle i | \mu_H | j \rangle$ momentu magnetycznego w kierunku pola H . Z (5) i (6) otrzymuje się wyniki przedstawione w tablicy 2. W związku z powyższym należy rozumieć, że istotnymi $h\nu_{ij}$ są tylko te, które odnoszą się do różnic energetycznych związanych przez $\langle i | \mu | j \rangle$, które z powodu zasad wyboru mogą być często mniejsze niż całkowita szerokość obsadzonych poziomów energetycznych.

Tablica 2

Zachowanie się podatności w różnych sytuacjach

- | |
|--|
| <p>a) χ jest proporcjonalne do $\frac{1}{T}$, jeśli wszystkie $h\nu_{ij} \ll kT$</p> <p>b) χ jest niezależne od T, jeśli wszystkie $h\nu_{ij} \gg kT$</p> <p>c) $\chi = A + \frac{B}{T}$, jeśli wszystkie $h\nu_{ij}$ są albo $\gg kT$ albo $\ll kT$</p> <p>d) nie ma prostej zależności χ od T, jeśli $h\nu_{ij}$ jest porównywalne z kT</p> |
|--|

Ze zbyt pobieżnej analizy równ. (5) można by wyciągnąć wniosek, że przypadek a) nie realizuje się, gdy istnieje efekt Zeemana drugiego rzędu; nie jest to prawda. Ponieważ $h\nu_{ij} = -h\nu_{ji}$, $|\langle i | \mu_H | j \rangle|^2 = |\langle j | \mu_H | i \rangle|^2$ różne wyrażenia w (4) można tak połączyć, aby wprowadzić czynnik $(\rho_j - \rho_i)/h\nu_{ij}$, który jest w przybliżeniu równy $\frac{1}{2}(\rho_i + \rho_j)/kT$, jeśli $|h\nu_{ij}| \ll kT$. Fakt, że czynnik $h\nu_{ij}$ wówczas znika, pokazuje, że nie ma katastrofy w wyrażeniu na podatność nawet wówczas, kiedy mianowniki w wyrażeniu (6) dla energii w drugim rzędzie teorii zaburzeń są bardzo małe.

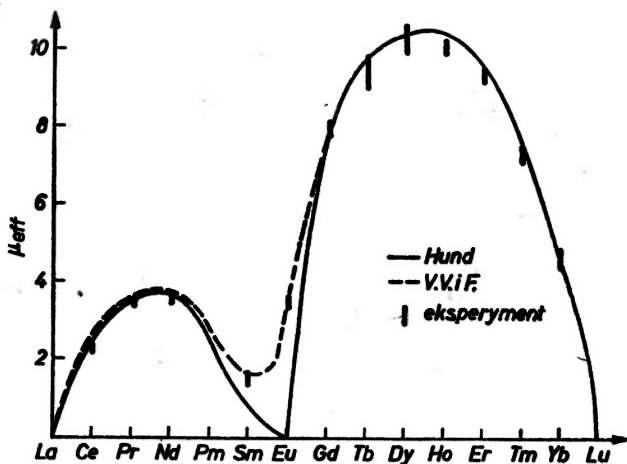
Cząsteczka NO, jak widzieliśmy, jest zobrazowaniem sytuacji (d). Z drugiej strony cząsteczki O_2 i NO_2 są przykładami typu (a), a więc podlegają prawu Curie. Cząsteczki tlenu wykazują taką samą podatność, jak gdyby ich jednostkowy spin ($S = 1$) był całkowicie niesprzężony z cząsteczką. W rzeczywistości spin jest sprzężony z cząsteczką, tak że większa część energii Zeemana jest raczej drugiego niż pierwszego rzędu, ale ta komplikacja jest nieistotna, jeżeli chodzi o podatność, ponieważ energia wiązania jest jedynie rzędu 2 cm^{-1} , tzn. jest mała w stosunku do kT . Trzeci gaz paramagnetyczny NO powinien mieć podatność odpowiadającą spinowi swobodnemu $\frac{1}{2}$, ponieważ jest to cząsteczka nieparzysta. Istniejące dane doświadczalne były w sprzeczności z tym przewidywaniem wówczas kiedy je zrobiłem, ale nowe pomiary magnetyczne wykonane z mojej sugestii przez Havensa w Wisconsin usunęły tę niezgodność [9].

W 1925 Hund [10] napisał pracę na temat podatności magnetycznych związków chemicznych ziem rzadkich, co było koronnym osiągnięciem empiryzmu starej teorii kwantów. Używał on wówczas fenomenologicznego czynnika g Landégo i zasady Hunda, mówiącej, że stan o najniższej energii jest stanem z maksymalnym spinem S i z maksymalnym L zgodnym z S . Wówczas

zasada ta była intuicyjną hipotezą, którą jednak dziś fizycy uzasadnili poprzez badanie węzłów w funkcji falowej. Hund otrzymał więc

$$\chi = \frac{N\beta^2 J(J+1)g_J^2}{3kT}$$

na podatność i stwierdził, że wyrażenie to zgadza się nadzwyczaj dobrze z doświadczeniami dla wszystkich trójwartościowych związków ziem rzadkich z wyjątkiem tych, które zawierają Sm albo Eu. W 1928 r. Laporte [11] wykazał, że dla tych szczególnych dwóch jonów struktura multipletowa jest taka, że odstęp energetyczny pomiędzy najniższą składową multipletu i następną wyższą składową jest nieduży w porównaniu do kT . Laporte zsumował wyrażenie Hunda dla χ po różnych wartościach multipletu J z boltzmannowskim czynnikiem wagowym. Ale nawet wówczas nie był w stanie zwiększyć podatności do wartości otrzymywanej doświadczalnie. Kiedy czytałem jego pracę, przyszło mi na myśl, że być może przyczyną tej niezgodności był fakt, że pominięto poprawki do energii drugiego rzędu. Tak więc pani Frank i ja wykonaliśmy potrzebne rachunki [12] i wówczas pojawiła się zgodność z do-



Rys. 2. Efektywna liczba magnetonów (mierzonych w β) w temperaturze pokojowej dla szeregu jonów trójwartościowych w konfiguracji $4f^0, 4f, 4f^2 \dots 4f^{14}$

świadczeniem; pokazano to na rys. 2. Powodem, dla którego Hund był w stanie otrzymać zgodność z doświadczeniem dla innych ziem rzadkich, było to, że jego empiryczne wyrażenie dla energii pierwszego rzędu było takie same jak prawdziwe wyrażenie kwantowo-mechaniczne i że poprawki do energii drugiego rzędu mogły być pominięte bez popełnienia zbyt dużego błędu. To ostatnie było spowodowane tym, że odstęp energetyczny między najniższą multipletową składową a następną leżącą wyżej, jest duży, z wyjątkiem Sm^{3+} , Eu^{3+} , a poprawka do drugiego rzędu energii zawiera ten odstęp w mianowniku. Ponieważ Sm^{3+} i Eu^{3+} , w przeciwieństwie do innych jonów ziem rzadkich, odpowiadają

przypadkowi (d) w tablicy 2, należy oczekiwać odstępstw od prawa Curie dla soli zawierających te jony. Zostało to potwierdzone przy ograniczonej ilości danych doświadczalnych dostępnych w tamtych czasach.

W 1930 i 1931 r. większą część czasu poświęciłem na pisanie mojej książki *Teoria elektrycznej i magnetycznej podatności*, która ukazała się w 1932 r. [13]. Chciałem zawrzeć w tym tomie główne osiągnięcia teoretyczne poczynione do czasu napisania książki. Oprócz spraw, o których wspomniałem, były inne poważne osiągnięcia w teorii magnetyzmu w tych wczesnych dniach mechaniki kwantowej. Heisenberg [14] rozstrzygnął zagadkę istniejącego już wówczas 20 lat pola molekularnego Weissa. Pokazał, że powstaje ono z efektów wymiany pomiędzy poszczególnymi atomami magnetycznymi, co daje efekt wprowadzenia silnego sprzężenia między spinami. Do innych, godnych zanotowania osiągnięć teoretycznych sprzed 1932 r. należała praca Landaua [15] na temat diamagnetyzmu swobodnych elektronów, w której pokazał on, że pozbawione spinu swobodne elektrony mają pewną małą podatność znaku diamagnetyzmu w przeciwieństwie do zerowego rezultatu mechaniki klasycznej. Pauli [16] pokazał, że moment spinowy elektronów przewodnictwa powoduje tylko małą podatność paramagnetyczną, praktycznie niezależną od temperatury. Praca ta była godna uwagi, ponieważ było to pierwsze zastosowanie statystyki Fermiego-Diraca w ciele stałym. Gdyby użyć statystyki Boltzmannna, otrzymałoby się dużą podatność podlegającą prawu Curie. Z drugiej strony, były pewne ważne osiągnięcia, które pojawiły się zbyt późno, abym je mógł zawrzeć w mojej książce. Pierwsza praca Néela o antyferromagnetyzmie ukazała się w 1932, a w późniejszych latach wprowadził on ważny wariant zwany ferrimagnetyzmem, w którym dipole antyrównoległe są nierówne, tak że nie kompensują się, rezultatem czego mogą być właściwości ferromagnetyczne [17]. Pojawiło się także wytłumaczenie teoretyczne Peierlsa [18] efektu de Haasa-van Alphen a i praca Blocha [19] z 1932 r. o szerokości granic (teraz zwanych ścianami Blocha) oddzielających domeny elementarne w materiałach ferromagnetycznych. Dwa lata później Landau i Lifszyc [20] wytłumaczyli i szczegółowo opisali odpowiednią strukturę domenową.

W 1930 r. otrzymałem stypendium Guggenheima na studia i podróż po Europie. Większość czasu spędziłem w Niemczech, ale bez porównania najbardziej owocną naukowo częścią podróży był spacer, który odbyłem z Kramersem wzdłuż jednego z kanałów w pobliżu Utrechtu. Opowiedział mi on o swoim własnym twierdzeniu [21] o degeneracji w cząsteczkach o nieparzystej liczbie elektronów i także o długiej pracy Bethego [22] dotyczącej zastosowania teorii grup do określenia kwantowo-mechanicznych poziomów energetycznych atomów lub jonów poddanych krystalicznemu polu elektrycznemu. W swojej książce wspomniałem o roli pola krystalicznego tylko w sposób jakościowy, podkreślając fakt, że mogłoby ono w znacznej mierze wytłumić część orbitalną momentu magnetycznego w solach grupy żelaza. Podczas procesu pisania nie miałem czasu ani energii do wykonania ilościowych rachunków. Tak więc miałem dużo szczęścia kiedy na początku jesieni 1931 dostałem dwóch stu-

dentów po doktoracie z Anglii, mianowicie Williama (teraz Lorda) Penney i Roberta Schlappa. Zasugerowałem, aby jeden z nich wykonał obliczenia dla soli ziem rzadkich, a drugi dla soli grupy żelaza. Podstawowa idea potencjału pola krystalicznego jest wyjątkowo prosta, mianowicie jon magnetyczny poddany jest nie tylko zewnętrznemu polu magnetycznemu ale także dodatkowemu statycznemu polu, które uważa się za przybliżoną reprezentację sił wywieranych przez inne atomy w kryształach na tenże jon. Forma potencjału krystalicznego zależy od typu symetrii kryształu. Dla pewnych najbardziej pospolitych typów symetrii człony najniższego rzędu w x , y , z są odpowiednio

$$\text{osiowa, tetragonalna lub heksagonalna } A(x^2 + y^2 - 2z^2) \quad (7a)$$

$$\text{rombowa } Ax^2 + By^2 - (A + B)z^2 \quad (7b)$$

$$\text{kubiczna } D(x^4 + y^4 + z^4 - \frac{3}{5}r^4) \quad (7c)$$

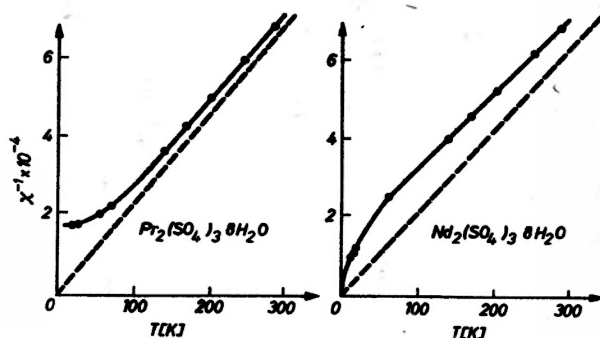
Jeśli potencjał spełnia równanie Laplace'a, współczynniki A , B , D są stałymi, ale z powodu przekrycia się ładunków mogą być również funkcjami promienia.

Elektrony 4f odpowiedzialne za magnetyzm w ziemiach rzadkich skryte są we wnętrzu atomu, tak więc odczuwają tylko małe pole krystaliczne. Uogólniony formalizm, który rozwinąłem w 1927 r. i który jest uwidoczniiony w tablicy 2 pokazuje, że całkiem dobrym przybliżeniem jest potraktowanie atomu jako swobodnego, pod warunkiem, że rozszczepienie poziomów energetycznych spowodowane przez pole krystaliczne jest małe w porównaniu z kT . Warunek ten jest spełniony całkiem dobrze dla ziem rzadkich w temperaturach pokojowych i wyjaśnia sukces teorii Hunda. W niskich temperaturach włączenie pola krystalicznego jest zazwyczaj konieczne, tak więc Penney używał tego do wytłumaczenia istniejących danych doświadczalnych, uzyskanych głównie przez Cabrere i Becquerela. Rys. 3 wzięty jest z oryginalnej pracy Penneya i Schlappa [23]. Rzędną jest tu odwrotność podatności. Tak więc dla Nd^{3+} oczekuje się, że będzie się ona zbliżała do zera wraz z $T \rightarrow 0$, zważywszy, że Nd^{3+} jest jonom o nieparzystej liczbie elektronów i nawet w $T = 0$ istnieje ciągle degeneracja Kramersa, która implikuje efekt Zeemana pierwszego rzędu i człon $\sim 1/T$ w podatności. Z drugiej strony dla parzystego jonu Pr^{3+} wystarczająco asymetryczne pole powinno całkowicie usunąć degenerację (przypadek (b) w tablicy 2) i podatność powinna pozostać skończona, gdy $T \rightarrow 0$. Ta różnica jest wyraźnie przedstawiona na dwóch częściach rys. 3.

Rezultaty teorii pola krystalicznego, zastosowanej do grupy żelaza, są szczególnie uderzające i tworzą podstawę większości tego, co może być nazywane współczesną magnetochemią. Potencjał krystaliczny jest tutaj o wiele większy niż dla ziem rzadkich i tak potężny, że wytłumia dużą część orbitalnej części momentu magnetycznego nawet w temperaturach pokojowych. Schlapp odkrył, że właściwości magnetyczne w grupie żelaza wymagają dużego pola krystalicznego o prawie (ale zazwyczaj nie całkowicie) kubicznej symetrii.

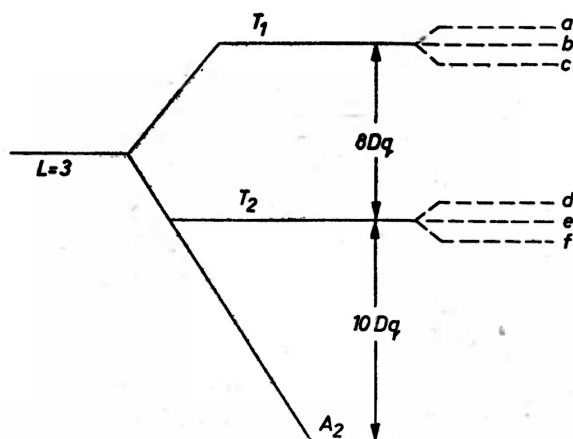
Za każdym razem kiedy czytam pracę Schlappa i Penneya [24], pozostaję pod wrażeniem tego, że zawiera ona wszystkie istotne składniki nowoczesnej

teorii pola krystalicznego, chociaż nastąpiły zmiany w najlepszym ilościowym oszacowaniu wielkości D w równaniu (7c). Na przykład tłumaczyła ona fakt, że większość soli niklu jest prawie izotropowa magnetycznie i podlega prawu Curie w zakresie aż do całkiem niskich temperatur, podczas gdy odpowiednie sole kobaltu są wysoce anizotropowe i dalece odступują od prawa Curie. Jednak



Rys. 3. Odwrotność podatności w funkcji temperatury dla dwóch związków ziem rzadkich zawierających parzystą i nieparzystą liczbę elektronów

przez pewien czas myśleliśmy, że istnieje tu pewna trudność i niekonsystencja. Zwróćmy naszą uwagę na jony, które są w stanach F . W prawie kubicznym polu stan F będzie się rozszczepiał w sposób pokazany na rys. 4. Jeśli poziom



Rys. 4. Energie orbitalne stanu F w prawie kubicznym polu. Rozszczepienie ($a-b-c$) i ($d-e-f$) następuje tylko z powodu odchyżeń od symetrii kubicznej. Wielkość Dq jest związana ze stałą D ze wzoru (7c) poprzez związek $Dq = 2D \langle r^4 \rangle / 105$

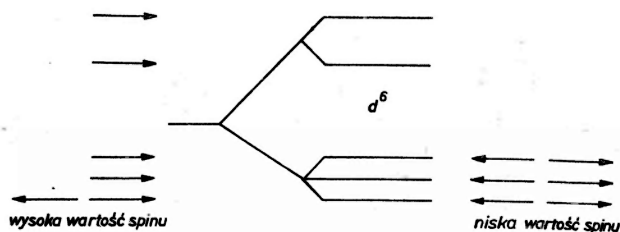
niezdegenerowany jest najniższy, jak na rys. 4, wówczas moment orbitalny jest całkowicie wytłumiony, a więc powinna być prawie całkowita izotropia. Z drugiej strony jeśli rys. 4 jest odwrócony do góry nogami, i jeśli składowe a , b , c poziomu podstawowego nie są zbieżne z powodu odchyżeń od symetrii

kubicznej, a więc posiadają różne czynniki Boltzmann, anizotropia będzie znaczna. Całkowicie różne zachowanie się niklu i kobaltu może być wówczas wytłumaczone, jeśli założy się, że rysunek 4 jest prawidłowo ułożony dla Ni^{++} , natomiast odwrócony do góry nogami dla Co^{++} . Tak więc wyliczenia Schlappa pracowały bardzo dobrze. Jednak wydawało to nam się wówczas całkowicie nieuczciwą procedurą jako że wymagało to zmiany znaku w D . Wtenczas pewnego dnia zaświtało mi, że prosty rachunek opierający się na niezmienności śladu może wykazać, że widmo rozszczepienia rzeczywiście odwraca się przy przejściu od niklu do kobaltu, chociaż stała D jest prawie taka sama. Artykuł, w którym opublikowałem ten wynik [25], jest moim ulubionym wśród rozlicznych prac, które napisałem, ponieważ zawierał tylko całkiem prosty rachunek, a jednak dawał konsystencję i rację bytu dla jawnie nieregularnych zmian we własnościach magnetycznych przy przejściu od jonu do jonu.

Sole grupy żelaza, które dyskutowałem, mają liczbę koordynacyjną równą 6, np. $Co(NH_4)_2(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$. Prostny rachunek elektrostatyczny wykonany przez Gortera [26] pokazuje, że stała D w (7c) powinna zmieniać znak kiedy liczba koordynacyjna jest 4, a nie 6 i wówczas rys. 4 powinien być „do góry” dla Co^{++} , a odwrócony dla Ni^{++} . Krishnan i Mookherji [27] w 1937 r. zweryfikowali doświadczalnie to teoretyczne przewidywanie. Przygotowali oni pewne związki kobaltu o liczbie koordynacyjnej 4 pięknego kobaltowo-niebieskiego koloru i znaleźli, że rzeczywiście wykazywały one o wiele mniejszą anizotropię niż związki różowe z liczbą koordynacyjną 6.

W 1935 r. opublikowałem pracę [28], w której rozszerzyłem i uogólniłem pod dwoma względami prymitywną teorię pola krystalicznego, zastosowaną kilka lat wcześniej przez Penneya, Schlappa i przeze mnie. Przede wszystkim pokazałem, że grupowanie Bethego poziomów energetycznych w zależności od typu symetrii pozostaje słuszne, nawet jeśli dopuszcza się, że elektrony w niezamkniętych powłokach wędrują czasem od centralnych jonów paramagnetycznych i zbliżają się do diamagnetycznych atomów zgrupowanych wokół nich. W języku bardziej technicznym do funkcji falowej elektronu mieszają się małe poprawki, co odpowiada takim wycieczkom. To uogólnienie odpowiada użyciu raczej molekularnych niż atomowych orbit. Idąc za Ballhausenem [29], wygodniej jest nazwać ten bardziej uogólniony model teorią ligandów raczej niż teorią pola krystalicznego, jako że chemicy czasami nazywają otaczające atomy skupiające się wokół centralnego jonu ligandami. Używanie ligandów w odróżnieniu od teorii pola krystalicznego można scharakteryzować jako uwzględnianie rodzącej się kowalencji. Inną modyfikacją, którą poczyniłem w konwencjonalnej teorii, było zauważenie, że przy pewnych warunkach poziomy mogą być tak silnie rozszczepione przez pole krystaliczne, że łamie się reguła Hunda, mówiąca, że najniższy stan jest stanem największej spinowej krotkości dozwolonej przez zasadę Pauliego. Ta sytuacja jest pokazana schematycznie na rys. 5, który jest narysowany dla konfiguracji d^6 . Zgodnie z zasadą Hunda najniższy stan jest stanem 6S ($S = 2$) i to sprawia, że wszystkie, z wyjątkiem jednej, z pięciu składowych Starka są pojedynczo obsadzone,

tak jak widać po prawej stronie rys. 5. Ale w sposób oczywisty, energia pola krystalicznego lub pola ligandów jest niższa jeśli trzy składowe Starka są podwójnie obsadzone, ze spinami antyrównoległymi ze względu na zakaz Pauliego. Wówczas całkowity spin jest równy zeru, sprzężenie Russela-Saundersa jest złamane i część energii niezwiązana z polem krystalicznym jest zwiększona. Dwa przypadki reprezentowane przez obie strony rysunku 5 czasami nazywane są przypadkami wysokiego i niskiego spinu. Kiedy podatność związku odpowiada sytuacji o wysokim bądź niskim spinie, to już raczej sprawa chemików. Pokazuje to, że wiązanie międzyatomowe jest silne, ponieważ jest wystarczająco duże do złamania zasady Hunda. Począwszy od Paulinga i Coryella [30] w 1936 r. to kryterium magnetyczne było nawet stosowane do badania che-



Rys. 5. Centralny diagram rysunku pokazuje rozszczepienie pojedynczego poziomu $3d$ w polu o głównie kubicznej symetrii. Strzałki wskazują jak różne składowe pola krystalicznego są wypełnione w przypadku, gdy jon zawiera sześć elektronów $3d$, a także kierunek ułożenia każdego spinu. Sytuacja po lewej stronie rysunku reprezentuje zgodność z regułą Hunda, podczas gdy prawa strona obrazuje, co staje się, gdy minimalizacja energii w polu krystalicznym jest tak istotna, że łamie tę zasadę

micznych własności żelaza we krwi. Na przykład jon ferro-hemoglobiny wykazuje wysoko i niskospinowe wartości 2 i 0 w obecności cząsteczek H_2O i O_2 . Chciałbym przypomnieć tutaj, że przed moją własną pracą Pauling [31] także podkreślał rolę efektów kowalencji w magnetyzmie i fakt, że czasami może być realizowany raczej przypadek niskiego niż wysokiego spinu. W moim mniemaniu, bez pewnych modyfikacji metoda wiązań i par elektronowych, której Pauling używał, jest mniej giętka i realistyczna niż metoda molekularnych orbitali, której ja używałem.

W 1937 r. Jahn i Teller [32] podali ważne twierdzenie o tym, że kiedy w kryształach istnieje degeneracja albo koincydencja poziomów ze względu na symetrię, na ligandy oddziałują siły, które zniekształcają układ krystaliczny obniżając w ten sposób jednocześnie symetrię i energię. Zdałem sobie sprawę, że efekt Jahna-Tellera mógłby mieć ważny wpływ na podatności magnetyczne i w 1939 r. opublikowałem pracę na ten temat [33]. Efekt energetyczny zniekształcenia Jahna-Tellera jest bardzo podobny do efektu drgań molekularnych. W konsekwencji byłem w stanie wykonać rachunki, które posłużyły mi podwójnie, ponieważ użyłem ich także w związku z teorią relaksacji paramagnetycznej spowodowanej sprzężeniem spin-sieć krystaliczna.

Prace, o których mówiłem do tej pory, odnosiły się głównie do podatności statycznych, ale kiedy odwiedziłem Lejdę w 1938 r., Gorter zainteresował mnie zachowaniem się podatności przy częstościach odpowiadających częstościom fal radiowych i związanymi z tym problemami relaksacji [34]. W pionierskiej pracy, będącej punktem zwrotnym, napisanej w 1932 r., Waller [35] pokazał, że istnieje możliwość przekazu energii między układem magnetycznym i fononowym, spowodowana modulacją energii dipolowej poprzez drgania sieci, a trochę później Heitler i Teller, Fierz i Kronig [36] wykazali, że może nastąpić podobny efekt relaksacji, zazwyczaj dużo większy, spowodowany częstościowymi modulacjami energii, związanymi z potencjałem krystalicznym. Wykonałem bardziej szczegółowo całe obliczenie wartości liczbowych czasów relaksacji, jakich należałoby oczekiwać dla jonów tytanu, chromu i jonów żelazowych [37]. Ogólnie rzecz biorąc, zgodność z doświadczeniem była raczej słaba. Przy próbie wytłumaczenia części tej niezgodności, zasugerowałem w innej swojej pracy [38], że mogło tu zaistnieć coś, co zazwyczaj zwane jest „fononowym zakorkowaniem” (*phonon bottle-neck*). Sprawa jest następująca: z powodu zachowania energii tylko część wszystkich fononów, tych w wąskim zakresie częstości, może wymieniać energię z układem magnetycznym bądź spinowym. Z powodu ich ograniczonej pojemności cieplnej, fonony te są łatwo nasycane i sprowadzane do tej samej temperatury co układ spinowy, z wyjątkiem sytuacji, kiedy wymieniają energię w anharmonicznych procesach sprzęgających je z innymi oscylatorami, albo kiedy przenoszą nadmiar energii do otaczającej kąpieli, która służy jako termostat. W konsekwencji proces relaksacji może być znacznie wolniejszy, niż by się to inaczej obliczyło.

Doprowadziło mnie to do lat drugiej wojny światowej, podczas której zrobiono bardzo mało w dziedzinie czystych badań naukowych. Nawet przed wojną liczba fizyków zainteresowana magnetyzmem była bardzo ograniczona z dwóch powodów: w tym czasie było mało fizyków teoretyków na świecie i było wiele dziedzin, w których można było zastosować mechanikę kwantową. Tak więc rzadko spotykałem się z problemem powtarzania pracy innego fizyka, z wyjątkiem obliczeń z rotującym dipolem, o których wspominałem na początku swojego wykładu i pewnych powtórzeń prac Kroniga na temat relaksacji paramagnetycznej.

Jako przykład raczej ospałego tempa rozwoju mógłbym wspomnieć, że kiedy pierwsze uwieńczone sukcesem doświadczenia z adiabatyczną magnetyzacją zostały wykonane przez Giauque [39] w Kalifornii w 1935 r., pierwsze próby interpretacji tych doświadczeń w świetle teorii pola krystalicznego pojawiły się dopiero kiedy Hebb i Purcell [40] opublikowali artykuł w 1937 r., który w istocie był pracą zadaną na moim kursie magnetyzmu, na którym było tylko dwóch studentów. Krótco po wojnie, całe tempo poszukiwań naukowych w magnetyzmie gwałtownie się zmieniło. Rozwój radaru podczas wojny stworzył aparat i narzędzia do spektroskopii mikrofalowej, pozwalającej na przebadanie obszaru widmowego niskiej częstości, poprzednio praktycznie nietkniętego. Także spektroskopia ciał stałych w obszarze widzialnym i pod-

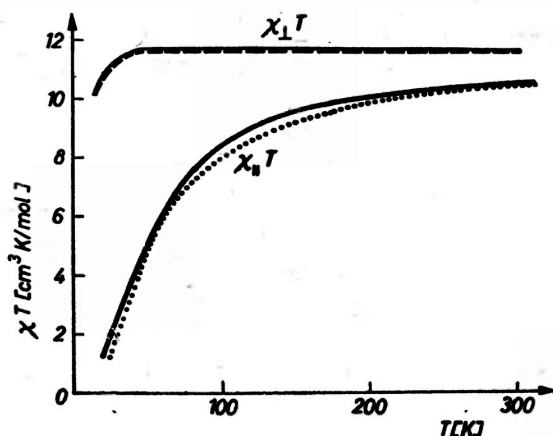
czzerwonym była żywiej rozwijana przy ulepszonych narzędziach badawczych. Jeżeli chodzi o stronę teoretyczną, rachunki pól krystalicznych i pól ligandów wykonano w rozlicznych ośrodkach, szczególnie w Japonii, wdając się w bardziej szczegółowe wyliczenia, niż robiła to moja grupa w Wisconsin w latach trzydziestych.

Dla ziem rzadkich okres przedwojenny może być opisany jako era ośmiowodździanów siarczanów ziem rzadkich, jako że pomiary w tych czasach były wykonywane głównie na tych związkach. Materiały te są szczególnie kłopotliwe, ponieważ mają bardzo skomplikowaną strukturę krystalograficzną z ośmioną jonami ziem rzadkich w komórce podstawowej. Ale analiza rentgenowska [41], która dostarczyła tej niepokojącej informacji, nie była jeszcze wykonana za czasów pracy Penneya i Schlappa, tak że otrzymali oni krzywą teoretyczną pokazaną na rys. 3, w braku czegoś lepszego, upraszczając zakładając, że lokalne pole krystaliczne posiada symetrię kubiczną i jest takie samo dla wszystkich jonów paramagnetycznych. Niewątpliwie potencjał lokalny jest bardziej skomplikowany. Nawet do dzisiaj nie było żadnych prób oszacowania parametrów pola krystalicznego dla ośmiowodździanów siarczanów, z powodu teoretycznej złożoności i ubóstwa nowych danych doświadczalnych. Najbardziej wyczerpująca analiza pola krystalicznego dla soli ziem rzadkich w dzisiejszych czasach istnieje dla siarczanów etylu ($\text{Re}(\text{C}_2\text{H}_5\text{SO}_4)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$), które mają tylko jeden jon na komórkę podstawową i są magnetycznie rozrzedzone. Jednym z ważnych rezultatów jest to, że harmoniki wyższego rzędu w rozwinięciu w szereg potencjału krystalicznego są o wiele ważniejsze niż myśłano dawniej. Siarczany etylu, o których mowa, mają symetrię heksagonalną. Gdyby tylko człony drugiego rzędu były istotne, wówczas potencjał krystaliczny byłby prostego typu (7a), w rzeczywistości jednak istnieją także ważne człony zawierające harmoniki czwartego i szóstego rzędu, zawierające wyrażenia typu $(x \pm iy)^6$. Czasami można się obawiać, na ile znaczące i godne zaufania są parametry pola krystalicznego określone z danych spektroskopowych, ale bardzo uspokajające wyniki pomiarów magnetycznych zostały opublikowane przez Cooke'a i współpracowników [42]. Mierzyli oni podatność równoległe i prostopadle do osi heksagonalnej i tak, jak pokazano na rys. 6, znaleźli, że wyniki doświadczalne zgadzają się wyjątkowo dobrze z krzywą teoretyczną obliczoną przy użyciu parametrów pola krystalicznego określonych spektroskopowo [43].

Jednym z najbardziej błyskotliwych osiągnięć związanych ze spektroskopią ciała stałego był pierwszy laser optyczny skonstruowany przez Maimana [44] w 1960 r. Przez czysty przypadek wykorzystane zostały przejścia między tymi samymi poziomami energetycznymi rubinu, które były interpretowane w ramach teorii pola krystalicznego przez Finkelsteina i przeze mnie [45] w 1940 r. Cynicy mogą twierdzić, że nasze teoretyczne oznakowanie poziomów energetycznych było nie więcej związane z udaną konstrukcją lasera niż fakt wcześniejszego nadania imienia gwiazdzie jest związany z jej astrofizycznymi badaniami. Tym niemniej jest pewnie nie pozbawione prawdy stwierdzenie, że teoretyczne

zrozumienie procesów relaksacji w ciele stałym może coś pomóc doświadczalnikom.

Szczególnie zadowolające dla mnie były dokładniejsze określenia czasów relaksacji spin-sieć, wykonane w różnych laboratoriach [46]. Potwierdziły one realność efektu „zakorkowania”. Zweryfikowały one także proporcjonalność czasów relaksacji w pewnym zakresie temperatury, do T^{-9} , co przewidziałem uprzednio dla soli z degeneracją Kramersa i to, że dla odpowiedniego magnetycznego rozrzedzenia nie ma „zakorkowania”. Rok 1946 przyniósł odkrycie magnetycznego rezonansu jądrowego, dokonane niezależnie przez Purcella, Torreya i Pounda, oraz przez Blocha, Hansena i Packarda [47]. Nie muszę chyba mówić, jak ogromnie ważna stała się fizyka magnetyzmu jądrowego,



Rys. 6. Iloczyn podatności i temperatury dla siarczanu etylowego ceru w funkcji temperatury dla kierunku równoległego i prostopadłego do osi heksagonalnej. Linie przerywane przedstawiają doświadczalne pomiary podatności wykonane przez Cooke'a, Lazemby i Leaska [42], linie ciągłe są obliczone teoretycznie dla parametrów pola krystalicznego wg Eratha [43]

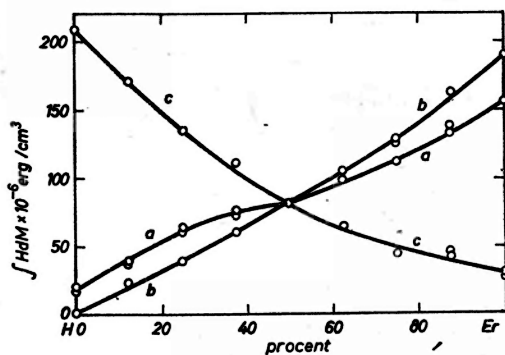
ze względu na swoją podstawową wartość naukową i swoje zaskakujące technologiczne zastosowania. Spektrometr magnetycznego rezonansu jądrowego stał się standardowym narzędziem każdego laboratorium zajmującego się chemią analityczną, usurpując sobie miejsce palnika Bunsena z dawniejszych czasów. Pomiary nadształtej struktury wynikającej z oddziaływania z najbliższymi sąsiadami dały ilościową miarę początkowej kowalencji w teorii orbitali molekularnych bądź w teorii ligandów. Niewiele moich badań naukowych było poświęcone magnetyzmowi jądrowemu, ale w 1948 r. Purcell zapytał mnie czy mógłbym wyjaśnić teoretycznie wielkość szerokości linii widmowych, które on i Pake [48] obserwowali w rezonansie jądra F w CaF_2 . Przyszło mi na myśl, że można to zrobić stosując metodę momentów, którą Waller [35] rozwinął w 1932 r. Przewidywana wielkość średniej kwadratowej szerokości linii i jej zależność od kierunku zgadzała się ogólnie bardzo dobrze z doświadczeniem. Jedyna różnica w tych rachunkach [49] średniego kwadratowego poszerzenia

dipolowego w porównaniu z rachunkami wykonanymi przez Wallera jest taka, że zajmował się on szerokościami w polu magnetycznym słabym, podczas gdy w doświadczeniach Pake'a i Purcella energia dipolowa jest mała w porównaniu z energią Zeemana, a to wymaga obciążenia pewnych członów w hamiltonianie.

Rok przedtem używałem także metody momentów Wallera dla wytłumaczenia pewnych wyraźnie anomalnych kształtów linii w doświadczeniach z Lejdy dotyczących dyspersji paramagnetycznej. W 1947 r. profesorem wizytującym w Harvardzie był Gorter. Pewnego ranka przyszliśmy do laboratorium, gdzie okazało się, że w ciągu ostatniego wieczora obaj doszliśmy do wniosku, że wytłumaczenia wyników tych doświadczeń należy szukać w zjawisku znanym teraz ogólnie jako zwięźenie linii poprzez efekt wymiany. Gorter doszedł do tego wniosku na bazie intuicyjnego obrazu, w którym fale spinowe związane z wymianą niszczyły koherencję sprzężenia dipolowego, analogicznie do zwięźenia spowodowanego ruchem, dyskutowanego przez Bloembergena, Purcella i Pounda w związku z jądrowym magnetycznym rezonansem w cieczach [50]. Ja natomiast używałem bardziej matematycznego podejścia, wykazując, że wymiana zwiększała czwarty a nie drugi moment, zwiężając przez to linię. Rezultatem tego była wspólna praca, Gortera i moja [51]. Jak do tej pory nie powiedziałem wiele o ferromagnetyzmie, częściowo dlatego, że większość z moich prac była poświęcona paramagnetyzmowi, ale głównie dlatego, że większość metali ferromagnetycznych jest bardzo skomplikowana, z racji tego, że są to przewodniki. Przez lata podawano w nieskończoność argumenty na to, który model jest najlepszy w użyciu, a każdy z naukowców często forsował swoje poglądy z żarliwością religijnego fanatyka [52]. Oryginalny model Heisenberga [14] był jednym z tych, w którym spiny odpowiedzialne za ferromagnetyzm nie wędrowały od atomu do atomu, podczas gdy w obrazie pasmowym, rozwiniętym przez Stonera [53], elektrony niosące swobodny spin mogły wędrować swobodnie poprzez metal bez żadnych korelacji ich względnych położeń, ponieważ efekty wymiany były przybliżane przez nieskorelowane pole molekularne. Niewątpliwie prawda leży pomiędzy tymi dwoma skrajnymi podejściami i ja zawsze faworyzowałem jako pierwsze przybliżenie rodzaj modelu, będącego kompromisem, który można by nazwać modelem minimalnej polaryzacji [54]. Na przykład, dla niklu w modelu tym istnieje ciągła wymiana elektronów między konfiguracjami d^{10} i d^9 , ale nie ma domieszek d^8 , d^7 etc., i wówczas energia korelacji zwiększa się.

Dyfrakcja neutronów jest nowym, bardzo potężnym narzędziem dla poznania jak atomowe momenty magnetyczne są usytuowane względem siebie. Doprowadziło to do zaskakującego i spektakularnego odkrycia, że w pewnych materiałach, szczególnie w metalach ziem rzadkich, elementarne momenty magnetyczne są ułożone w spiralno-stożkowy albo falowy sposób raczej, niż skierowane wszystkie w tym samym kierunku w obrębie elementarnej domeny [55]. Mogą one być ferromagnetykami w jednym obszarze temperatur a antyferromagnetykami w drugim. Ten przedziwny rodzaj magnetyzmu cza-

sami zwie się magnetyzmem spiralnym (helikalnym). Większość metali ziem rzadkich należy do tej kategorii i matematyczna interpretacja wyników doświadczalnych jest bardzo skomplikowana, pomimo, że elektrony 4f w niewielkim stopniu uczestniczą w przewodnictwie elektrycznym, w przeciwieństwie do elektronów 3d w niklu lub żelazie. Nie zajmowałem się tu żadną analizą teoretyczną, z wyjątkiem sprawy związanej z anizotropią magnetyczną. Kiedy uczestniczyłem w konferencji chemii kwantowej urządzonej przez profesora



Rys. 7. Energia magnetyzacji dla różnych zawartości Ho względem Er. Trzy krzywe odpowiadają trzem różnym kierunkom i pokrywałyby się, gdyby nie było anizotropii magnetycznej. Anizotropię wyznacza się z różnic między rzędnymi tych trzech krzywych

Lowdina na Florydzie w 1971 r., Bozorth przedstawił tam pewne pomiary anizotropii ferromagnetycznej stopów Ho-Er. Odkrył on, że anizotropia czystego holmu była w przybliżeniu przeciwna do anizotropii erbu i zniknęła, kiedy ilość Ho i Er była jednakowa, jak pokazano na rys. 7. W końcu przyszło mi na myśl, że dokładnie ta sama własność harmonik sferycznych, która wyjaśniała odwrócenie rys. 4 przy przejściu od Co^{++} do Ni^{++} wyjaśniała także odwrócenie anizotropii Ho w porównaniu do Er, z oczywistym wnioskiem, że przyczynki od Ho i Er powinny znosić się nawzajem dla mieszaniny 50%. Tak więc czasem nawet prymitywna teoria może być pomocna, ale ogólnie rzecz biorąc wyższy stopień matematycznego wyrafinowania jest coraz bardziej konieczny w miarę upływu czasu i odkrywania coraz bardziej egzotycznych zjawisk magnetycznych przez doświadczalników. Tego dowiedzą się Państwo z wykładów Andersona i Sir Neville'a Motta, ale wciąż można powiedzieć, że mechanika kwantowa jest kluczem do zrozumienia magnetyzmu. Kiedy otwiera się tym kluczem drzwi do pierwszego pokoju, odkrywa się dalej nieoczekiwane następne pokoje, ale zawsze ten sam klucz otwiera każde drzwi.

Źródło: *Krystyna Szumilin*

- [1] P. Langevin, *J. Phys. (France)* 4, 678 (1905), *Ann. Chim. Phys.* 5, 70 (1905).
- [2] P. Curie, *Ann. Chim. Phys.* 5, 289 (1895), *Oeuvres*, p. 232.
- [3] P. Weiss, *J. Phys. (France)* 6, 667 (1907).
- [4] N. Bohr, Praca doktorska, 1911, przedruk w *Collected Works*, Vol. I, ed. J. R. Nielsen, North Holland, Amsterdam 1972. Znikanie przenikalności w statystyce klasycznej zostało również niezależnie udowodnione nieco inną metodą przez panią J. H. van Loeuwen, Praca doktorska, Leiden 1919, *J. Phys. (France)* 2, 361 (1921); obie metody dowodu przedstawiono na stronie 24 pracy [13].
- [5] W. Gerlach, *O. Stern, Z. Phys.* 9, 349 (1922).
- [6] L. Mensing, W. Pauli, *Phys. Zeit.* 27, 509 (1926); R. de L. Kronig, *Proc. Nat. Acad. Sci.* 12, 488 (1926); C. Mannebach, *Phys. Z.* 27, 563 (1926); J. H. Van Vleck, *Nature* 118, 226 (1926).
- [7] J. Van Vleck, *Nature*, May 7, 1927; *Phys. Rev.* 29, 727 (1927); 31, 587 (1928).
- [8] F. Bitter, *Proc. Nat. Acad.* 15, 632 (1929); Aharoni, Schørrer, *Z. Phys.* 58, 749 (1929); Wiersma, de Haas, Capel, Leiden Communications 212b.
- [9] G. G. Havens, *Phys. Rev.* 43, 992 (1932).
- [10] F. Hund, *Z. Phys.* 33, 855 (1925).
- [11] O. Laporte, *Z. Phys.* 47, 761 (1928).
- [12] J. H. Van Vleck, A. Frank, *Phys. Rev.* 34, 1494 i 1625 (1929); A. Frank, *Phys. Rev.* 39, 119 (1932); 48 (1935).
- [13] J. H. Van Vleck, *The Theory of Electric and Magnetic Susceptibilities*, Oxford University Press, 1932.
- [14] W. Heisenberg, *Z. Phys.* 49, 619 (1928).
- [15] L. Landau, *Z. Phys.* 64, 629 (1930); E. Teller, *Z. Phys.* 67, 311 (1931).
- [16] W. Pauli, *Z. Phys.* 41, 81 (1927).
- [17] L. Néel, *Ann. Phys. (France)* 17, 64 (1932); 5, 256 (1926).
- [18] R. Peirls, *Z. Phys.* 81, 186 (1933).
- [19] F. Bloch, *Z. Phys.* 74, 295 (1932).
- [20] L. Landau, E. Lifshitz, *Phys. Z. Sowjetunion* 8, 153 (1935).
- [21] H. A. Kramers, *Proc. Amsterdam Acad.* 33, 959 (1930) albo *Collected Scientific Papers*, Nort Holland, Amsterdam 1956, p. 522.
- [22] H. Bethe, *Ann. Phys. (Germany)* 3, 133 (1929).
- [23] W. G. Penney, R. Schalpp, *Phys. Rev.* 41, 194 (1932).
- [24] R. Schlapp, W. G. Penney, *Phys. Rev.* 42, 666 (1932).
- [25] J. H. Van Vleck, *Phys. Rev.* 41, 208 (1932).
- [26] C. J. Gorter, *Phys. Rev.* 42, 487 (1932).
- [27] K. S. Krishnan, A. Mookherji, *Phys. Rev.* 51, 428, 774 (1937).
- [28] J. H. Van Vleck, *J. Chem. Phys.* 3, 807 (1925).
- [29] C. J. Ballhausen, *Introduction to Ligand Field Theory*, McGraw-Hill 1962. Książkę tę polecamy jako doskonały przegląd tych zagadnień zawierający porównania z eksperymentem.
- [30] L. Pauling, C. D. Coryell, *Proc. Nat. Acad.* 22, 159 and 210 (1936).
- [31] L. Pauling, *J. Amer. Chem. Soc.* 53, 1367 (1931).
- [32] H. A. Jahn, E. Teller, *Proc. Roy. Soc.* 161, 220 (1937).
- [33] J. H. Van Vleck, *J. Chem. Phys.* 7, 61, 72 (1939).
- [34] C. J. Gorter, *Physica* 3, 503 (1936) oraz inne późniejsze prace w tym czasopiśmie, także *Paramagnetic Relaxation*, Elsevier 1947.
- [35] I. Waller, *Z. Phys.* 79, 370 (1932).
- [36] W. Heitler, E. Teller, *Proc. Roy. Soc.* 155, 629 (1936); M. Fierz, *Physica* 5, 433 (1938); R. de L. Kronig, *Physica* 6, 33 (1939).

- [37] J. H. Van Vleck, *Phys. Rev.* **57**, 426, 1052 (1940).
- [38] J. H. Van Vleck, *Phys. Rev.* **59**, 724, 730 (1940).
- [39] W. F. Giaque, D. P. MacDougall, *Phys. Rev.* **47**, 885 (1935); F. Simon, *Nature* **135**, 763 (1935).
- [40] E. M. Purcell, M. H. Hebb, *J. Chem. Phys.* **5**, 338 (1937).
- [41] W. H. Zachariasen, *J. Chem. Phys.* **3**, 197 (1935).
- [42] A. H. Cooke, R. Lazenby, M. J. Leask, *Proc. Phys. Soc. London* **85**, 767 (1965).
- [43] E. H. Erath, *J. Chem. Phys.* **34**, 1985 (1961).
- [44] T. H. Maiman, *Nature* **187**, 493 (1960).
- [45] R. Finkelstein, J. H. Van Vleck, *J. Chem. Phys.* **8**, 790 (1940); J. H. Van Vleck, *J. Chem. Phys.* **8**, 787 (1940). Prace te odnoszą się do alunu chromowego, podczas gdy Maiman używa chromu jako domieszki w Al_2O_3 , jednak własności spektroskopowe jonu chromu są w obu przypadkach jednakowe (p. str. 238 w pracy Ballhausena [29]).
- [46] Patrz w szczególności P. L. Scott, C. D. Jeffries, *Phys. Rev.* **127**, 32 (1962); R. R. Ruby, H. Benoit, C. D. Jeffries, *Phys. Rev.* **127**, 51 (1962).
- [47] E. M. Purcell, H. C. Torrey, R. V. Pound, *Phys. Rev.* **69**, 37 (1946); F. Bloch, W. W. Hansen, M. Packard, *Phys. Rev.* **69**, 127 (1946).
- [48] J. E. Pake, E. M. Purcell, *Phys. Rev.* **74**, 1184 oraz **75**, 534 (1948); patrz także [50].
- [49] J. H. Van Vleck, *Phys. Rev.* **74**, 1168 (1948).
- [50] N. Bloembergen, E. M. Purcell, R. V. Pound, *Phys. Rev.* **73**, 679 (1948).
- [51] C. J. Gorter, J. H. Van Vleck, *Phys. Rev.* **72**, 1128 (1947); także [49].
- [52] Kompletny przegląd wszystkich modeli i ich ograniczeń daje praca C. Herring w Vol. IV książki *Magnetism*, Red. J. E. Rado i H. Suhl, Academic Press 1966.
- [53] E. C. Stoner, *Phil. Mag.* **21**, 145 (1936); *Proc. Roy. Soc. A* **165**, 372 (1938); **A169**, 339 (1939).
- [54] J. H. Van Vleck, *Rev. Mod. Phys.* **25**, 220 (1953), także strony 475-484 w *Quantum Theory of Atoms, Molecules and the Solid State*, Red. P. Lowdin, Academic Press 1966.
- [55] Doskonały przegląd teorii magnetycznego porządkowania w metalach ziem rzadkich zawarty jest w rozdziale R. J. Elliotta w Vol. IIa książki *Magnetism*, Red. J. E. Rado i H. Suhl, Academic Press 1966.
- [56] R. M. Bozorth, A. E. Clark, J. H. Van Vleck, *Int. J. Magn.* **2**, 19 (1972).

Ignacy Malecki

Instytut Podstawowych Problemów Techniki
Warszawa

Współczesne zastosowania akustyki fizycznej*

Recent Applications of Physical Acoustics

Abstract: Relations between research and the practical applications of acoustics are analyzed. Several trends of research are discussed in turn and ordered according to their objects. A systematic review of the problems of physical acoustics is presented based on a classification system which differs however from the commonly used. Recent developments concerning each particular application are included as well as its perspectives for the future and the research problems involved.

Wstęp

Akustyka jest dziś nauką interdyscyplinarną wchodzącą w zakres fizyki, chemii, biologii, psychologii, architektury, muzykologii. Równie rozgałęzione są zastosowania akustyki w przemyśle, budownictwie, nawigacji, medycynie, górnictwie, energetyce. W niniejszej pracy przy rozpatrywaniu tych zastosowań zrobimy dwa ograniczenia:

1) Pominiemy tradycyjne już dziś rutynowe zastosowania akustyki, np. przy budowie sal gromadnego słuchania, koncentrując się na nowych zastosowaniach, które nabrały praktycznego znaczenia w ostatnich dziesięcioleciach.

2) Zajmiemy się głównie tymi zastosowaniami, których rozwój opiera się na badaniach z fizyki lub dziedzin pokrewnych.

Opierając się na tych założeniach, interesujące nas zastosowania akustyki podzielimy na pięć grup wedle rodzaju działania fal akustycznych. Dalszy podział wynika z obiektu lub procesu będącego przedmiotem badania (tabl. 1).

Z drugiej strony patrząc na zagadnienia od strony badań podstawowych, za kryterium podziału przyjąć można zjawiska fizyczne stanowiące przedmiot badań. Podział jest tu bardzo trudny i może być przeprowadzony różnymi sposobami. Podział pokazany w tablicy 2 został przyjęty jako dogodny dla

* Rozszerzony tekst referatu przeglądowego, wygłoszonego na XXV Zjeździe Fizyków Polskich we Wrocławiu.

Główne kierunki zastosowania badań akustycznych

Działanie	Obiekt lub proces
1. Informatyczne wykorzystanie sygnałów akustycznych	1.1. Mowa 1.2. Hałasy maszynowe 1.3. Emisja akustyczna 1.4. Dźwięki w atmosferze i morzu
2. Badanie makrostruktury i jej nieprawidłowości	2.1. Akweny morskie 2.2. Urządzenia techniczne 2.3. Układy geologiczne i kopalnie 2.4. Organizm ludzki
3. Badanie właściwości fizycznych i mikrostruktury	3.1. Ciecze 3.2. Polimery 3.3. Polikryształy 3.4. Monokryształy
4. Zwalczanie niepożądanych efektów akustycznych	4.1. Drgania mechaniczne 4.2. Infradźwięki 4.3. Hałasy
5. Oddziaływanie silnymi polami akustycznymi	5.1. Związki chemiczne 5.2. Układy mechaniczne
6. Przetwarzanie energii	6.1. Instrumenty muzyczne 6.2. Mikrofony i głośniki 6.3. Przetworniki ultra- i hiperdźwiękowe

Tablica 2

Zjawiska fizyczne stanowiące przedmiot badań w akustyce

- a. Pole akustyczne wytwarzane przez obiekt drgający.
- b. Pole akustyczne wokół przeszkody.
- c. Rozchodzenie się fal akustycznych w układzie o niejednorodnej strukturze.
- d. Pole akustyczne wywołane zmianami mikrostruktury.
- e. Pochłanianie energii akustycznej przez układy przestrzenne.
- f. Oddziaływanie fononów z siatką krystaliczną.
- g. Molekularne pochłanianie energii akustycznej.
- h. Oddziaływanie wzajemne strumienia elektronów z falą akustyczną.
- i. Oddziaływanie wzajemne pola akustycznego z koherentnym światłem.
- j. Pola sprzężone akustyczne, elektro-magnetyczne i termiczne.
- k. Zjawiska nieliniowe w polu akustycznym.
- l. Wpływ pola akustycznego na procesy fizyko-chemiczne.

pokazania powiązań między badaniami i ich zastosowaniami. Powiązania te zestawiono w formie tablicy macierzowej (tabl. 3). Wydaje się, że ten sposób przedstawienia daje dobrą orientację w znaczeniu badań podstawowych z akustyki dla poszczególnych dziedzin zastosowań.

Tablica 3

Powiązanie zjawisk fizycznych z ich zastosowaniami

	a	b	c	d	e	f	g	h	i	j	k	l
1.1	×											
1.2	×											
1.3				×								
1.4			×									
2.1		×	×									
2.2		×										
2.3		×	×									
2.4		×	×									
3.1							×		×			
3.2							×					
3.3						×						
3.4						×			×			
4.1	×				×							
4.2	×										×	
4.3	×	×			×							
5.1				×							×	×
5.2				×							×	×
6.1	×	×										
6.2	×	×										
6.3								×	×	×		



Rys. 1. Mapa ośrodków zajmujących się w Polsce badaniami akustycznymi

Po II wojnie światowej rozwój akustyki polskiej zaczynał się niemal od zera. Nieliczna kadra akustyków pracujących w okresie międzywojennym doznała poważnych strat, a niemal wszystkie laboratoria zostały zniszczone. W ciągu trzydziestolecia nastąpił rozwój niemal wszystkich gałęzi akustyki [1]. Obecnie w dziedzinie akustyki i jej zastosowań pracuje około 300 pracowników naukowych. Ośrodki badawcze znajdują się w wielu miastach Polski, bardzo pozytywnym objawem jest specjalizacja ośrodków (rys. 1).

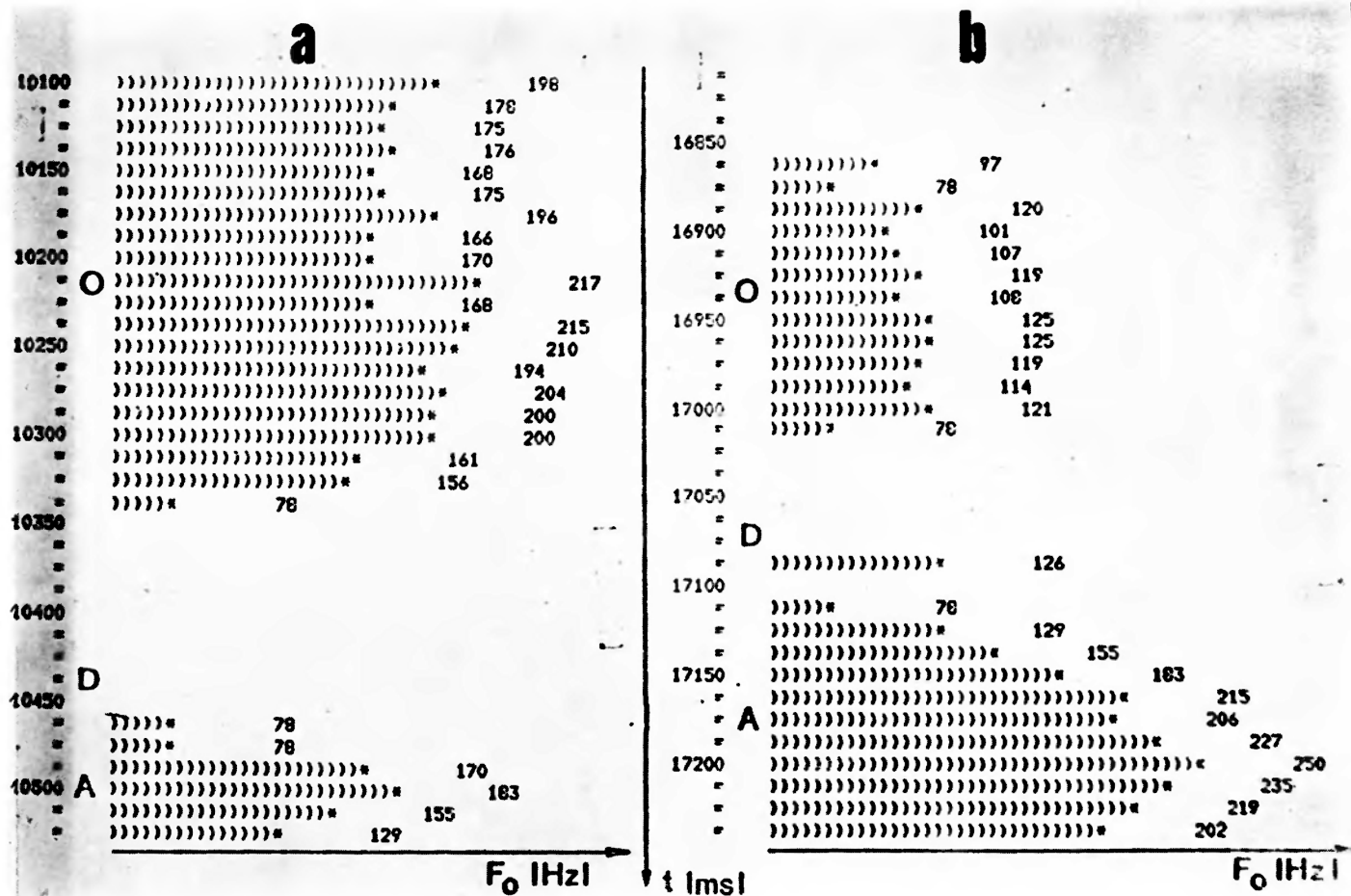
Dowodem znaczenia, jakie przywiązuje się do badań z dziedziny akustyki, jest jej wejście do wielu problemów priorytetowych, zwłaszcza dotyczy to programów rządowych (PR3 — Podzespoły i materiały elektroniki, PR5 — budownictwo mieszkaniowe) oraz problemu międzyresortowego I-24 — „Zastosowania akustyki w technice i medycynie”. Miejsce akustyki w polskich pracach badawczych zostało między innymi określone w referacie na II Kongresie Nauki Polskiej [2]. Obecnie przejdziemy do przeglądu prac badawczych z akustyki wedle wyżej omówionego podziału jej zastosowań.

1. Informatyczne sygnały akustyczne

1.1. Akustyka mowy

W życiu codziennym sygnały akustyczne, przede wszystkim mowa, są najważniejszym sposobem komunikowania się między ludźmi [3]. Akustyka mowy była od dawna przedmiotem kompleksowych badań [4] z punktu widzenia fonetyki i lingwistyki. W ostatnim dziesięcioleciu nastąpiła jednak zasadnicza zmiana w podejściu do tych badań, a to w związku z rozwojem elektronicznej techniki obliczeniowej i próbami wprowadzenia komunikacji człowiek—maszyna w języku naturalnym. Zagadnienie polega przede wszystkim na wyselekcjonowaniu cech wyróżniających poszczególnych fonemów i ich przekazaniu maszynie, inaczej mówiąc wejście maszyny powinno otrzymać w języku naturalnym treść zamierzoną przez mówiącego. Otrzymane tą drogą rozkazy mogą mieć różne następstwa, na przykład służyć do prowadzenia programu obliczeniowego maszyny, lub też do sterowania bezpośredniego ruchami różnych urządzeń technicznych jak manipulatory, dźwigi, obrabiarki.

Główna trudność polega na tym, że potrzebna jest bardzo wysoka niezawodność przekazania informacji, a więc bezbłędna identyfikacja danego fonemu, niezależnie od sposobu wymawiania i indywidualnych cech mówiącego [5]. Obecnie dochodzi się stosunkowo łatwo do niezawodności rzędu 97%, ale każde dalsze niewielkie podwyższenie niezawodności wymaga złożonej, bardzo precyzyjnej analizy akustycznej struktury mowy i uwzględniania wyników tej analizy w budowie wejściowych urządzeń elektronicznych maszyny. Dla nawiązania prawdziwego dialogu z maszyną potrzebne jest także otrzymanie na jej wyjściu sygnałów w postaci zrozumiałej mowy, dlatego obok analizy kładzie się duży nacisk na syntezę mowy — uzyskano już użytkowe urządzenia „mówiące” o dużej niezawodności i bardzo dobrej zrozumiałości [6].



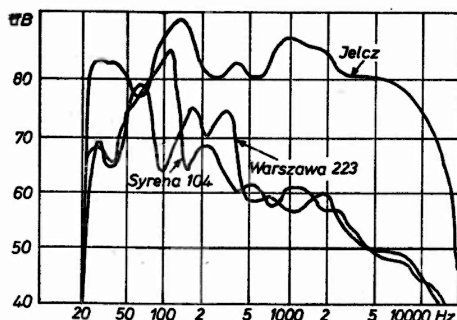
Rys. 3. Rozkład częstości w funkcji czasu przy wymawianiu wyrazu „oda” przez osobę o wrodzonej wadze mowy: a) przed rehabilitacją, b) po rehabilitacji

Urządzenia analizujące i syntetyzujące mowę znajdują również ważne zastosowania w telekomunikacji; mowa sztucznie syntetyzowana ma bowiem znacznie mniejszą redundancję niż mowa naturalna, a więc do jej przekazywania potrzebny jest węższy kanał przesyłowy.

1.2. Diagnostyka akustyczna

Terminem diagnostyka akustyczna określamy wnioskowanie o wewnętrznej strukturze i właściwościach źródła dźwięku na podstawie analizy tych dźwięków. Obecnie zakres zastosowań znacznie się rozszerzył, głównie w dwóch kierunkach: diagnostyki technicznej wykrywającej usterki w działaniu maszyn i diagnostyki medycznej wad organu mowy i postępu w ich usuwaniu.

Dźwięki wydawane przez poruszające się urządzenia mechaniczne są zazwyczaj tak złożone, że trzeba z nich wyselekcjonować charakterystyczne sygnały i na ich podstawie osądzić prawidłowość działania pewnego elementu maszyny (rys. 2). Metoda ta znalazła najszersze zastosowanie w przemyśle



Rys. 2. Widma hałasów samochodów różnych typów

motoryzacyjnym i eksploatacji środków transportów, na przykład służy do okresowej kontroli stanu pojazdów [7]. To praktyczne zastosowanie nasuwa szereg ciekawych zagadnień badawczych, dotyczą one głównie korelacji między odbieranymi sygnałami a sposobem ich powstawania.

Przykładem drugiego kierunku jest badanie stanu patologicznego strun głosowych na podstawie zmiany składowej podstawowej mowy [8]. Badanie to pozwala na ocenę rezultatów interwencji chirurgicznej, a także postępów rehabilitacji chorego. Różnice w widmie tego samego wyrazu wymawianego przez tę samą osobę przed i po leczeniu są bardzo wyraźne (rys. 3). Na ogół następuje obniżenie częstości podstawowej. Metoda oceny akustycznej została w pełni uznana i przyswojona przez lekarzy.

1.3. Emisja akustyczna

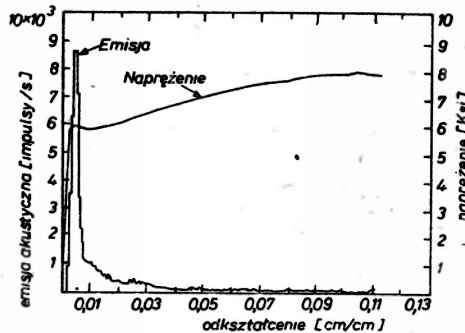
Terminem emisja akustyczna określa się dźwięki powstające na skutek nagłego wyzwolenia energii przy przemieszczeniach powstających pod działaniem zewnętrznych pól naprężeń (rys. 4). Pierwsze prace nad wykorzystaniem

tego efektu datują się z 1950 roku [9]. Dopiero jednak w końcu lat sześćdziesiątych zaczęto wykorzystywać emisję akustyczną dla badania zjawisk zachodzących w materiale. Dotychczas zresztą mechanizm emisji akustycznej w polikryształach nie jest całkowicie wyjaśniony. Prawdopodobnie obok przesuwania się kryształów, źródłem emisji jest ruch dyslokacji przy odkształceniach plastycznych. Praktyczny zakres omawianej metody stale się rozszerza. Jako główne dziedziny zastosowań wymienić należy:

a) wykrywanie początkowego stadium tworzenia się mikropęknięć [10] przy zmęczeniu materiału,

b) badania właściwości mechanicznych kompozytów różnych typów. Okazuje się, że emisja akustyczna daje syntetyczne pojęcie o złożonych ruchach występujących w kompozycie poddanym obciążeniu [11],

c) wykrywanie wad wewnętrznych w elementach poddanych obciążeniu, chodzi tu przede wszystkim o zbiorniki dla przemysłu naftowego i elektrowni atomowych [12], konstrukcje mostowe i głowice raketowe.



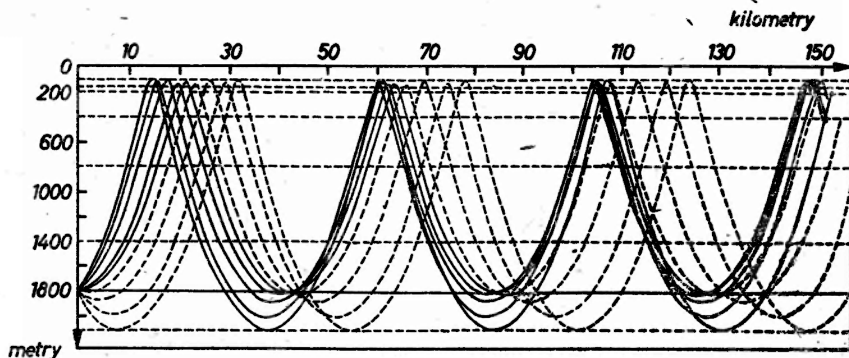
Rys. 4. Emisja akustyczna przy zmianie naprężenia dla miękkiej stali

Odrębną dziedziną zastosowań jest obserwacja działalności sejsmiczno-akustycznej, która występuje przy przesuwanie się układów geologicznych [13]. Zjawiska te występują przed katastrofami w rodzaju usuwania się skał, pęknięcia tam, tąpnięcia w kopalniach, trzęsień ziemi pochodzenia tektonicznego. Jest oczywiste, jak wielkie znaczenie może mieć wcześniejsze uprzedzenie o tych katastrofach. Na razie badania zjawisk akustyczno-sejsmicznych znajdują się w początkowej fazie, pierwsze rezultaty są jednak bardzo obiecujące. Emisja akustyczna może też służyć jako metoda badania mechanizmu procesów w pełzania i ruchów dyslokacji, a więc znaleźć swoje ważne miejsce w laboratoriach naukowych — przykładem jest obserwacja emisji akustycznej przy zmianie fazy ciekłego kryształu.

1.4. Źródła w układach otwartych

Odrębnym zagadnieniem jest uzyskanie informacji o położeniu i naturze źródła znajdującego się w obszarze o dużej rozciągłości, na wolnym powietrzu, w morzu lub oceanie. Informacje tego typu mają przede wszystkim znaczenie

dla celów eksploatacji oceanów i uzyskiwania informacji o wybuchach podwodnych. Doskonalone są podwodne aparaty podsluchowe jako niezastąpione pod względem zasięgu i precyzji odbioru [14]. Przykładem jest fakt, że wybuch 25 kg trotylu na głębokości 700 m w Oceanie Atlantyckim był odbierany w odległości 1800 km. Jest to możliwe dzięki tworzeniu się falowodów akustycznych (rys. 5) między warstwami wody o różnych prędkościach przenoszenia dźwięku, zwykle na głębokości 200-300 m [15]. Promień akustyczny ulega refrakcji, a jednocześnie jego natężenie zmienia się w skomplikowany sposób na skutek lokalnych różnic w tłumieniu [16].



Rys. 5. Falowód akustyczny powstający w oceanie na skutek różnic prędkości rozchodzenia się dźwięku. Źródło znajduje się na głębokości 1800 m

Do uzyskania informacji o położeniu i mocy źródła potrzebna jest gruntowna znajomość akustyki oceanu, w szczególności rozkładu prędkości dźwięku w funkcji głębokości, tłumienia fali przez lokalne niejednorodności (np. plankton), sposobu odbicia od powierzchni i dna. Wymagało to ogromnego nakładu na badania eksperymentalne na morzach i oceanach całego świata [17]; badania trwają nadal, choć zaledwie część ich jest publikowana. Uogólnienie wyników pomiarów pociągnęło za sobą rozwój prac teoretycznych na temat rozchodzenia się fal akustycznych w układach otwartych [18], szczególnie trudne jest uwzględnienie przypadkowych niejednorodności o nieregularnym rozkładzie [19], zagadnienie komplikuje jeszcze obecność szumu morza.

2. Badanie makrostruktury

2.1. Akweny morskie

Właściwy rozwój akustyki podwodnej przypada na lata drugiej wojny światowej. Ultradźwiękowe urządzenie wykrywające łodzie podwodne „Sonar” w dużej mierze przyczyniło się do zwycięstwa aliantów. Wymagania stawiane

przez praktykę urządzeniom do sondażu ultradźwiękowego stale wzrastają, stąd konieczność prowadzenia intensywnych badań akustyki mórz i oceanów, o których była wyżej mowa. Zagadnienie określenia profilu dna morskiego jest stosunkowo proste, natomiast identyfikacja obiektu podwodnego, na przykład określenie gatunku i wielkości ławicy ryb, jest stale przedmiotem badań teoretycznych i doświadczalnych.

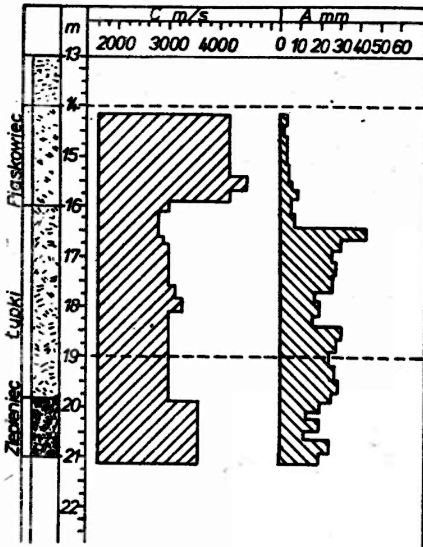
W nowej dziedzinie techniki, jaką jest eksploatacja dna morskiego, wymagana jest bardzo wysoka precyzja pomiarów. Geodezja podwodna mająca podstawowe znaczenie przy ustawianiu obiektów inżynierii podwodnej, np. stacji wiertniczych, opiera się wyłącznie na technice ultradźwiękowej.

2.2. Urządzenia techniczne

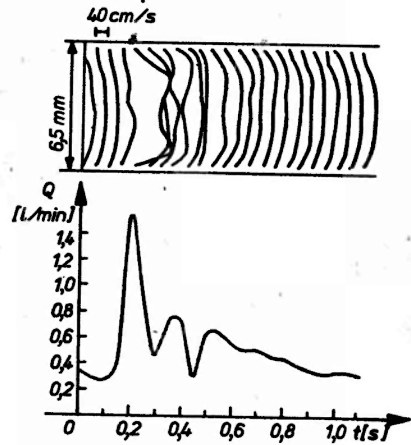
Badania makrostruktury w celach przemysłowych dotyczą przede wszystkim wykrywania wewnętrznych wad materiałów (defektoskopia) i kontroli wymiarów, głównie grubości ścianek jednostronnie dostępnych (zbiorniki). Tego typu badania nie niszczące mają długą tradycję. Obecnie około 30% przemysłowej kontroli nie niszczącej odbywa się metodami ultradźwiękowymi. W ostatnich latach nastąpiło znaczne udoskonalenie aparatury, głównie w kierunku automatyzacji pomiarów i zastosowaniu odczytów cyfrowych [20]. Postawiło to przed defektoskopią ultradźwiękową nowe zagadnienia natury teoretycznej. Głównie chodzi tu o ustalenie korelacji między parametrami wad wewnętrznych materiału a wskazaniem defektoskopu, co łączy się z rozwiązywaniem złożonych zagadnień dyfrakcyjnych dla pola akustycznego w ośrodku stałym. Do tego działu zastosowań zaliczyć trzeba badanie układów w ruchu. Szczególnie rozpowszechniona w przemyśle chemicznym jest kontrola ultradźwiękowa szybkości przepływu cieczy i gazów w rurociągach [21].

3.3. Układy geologiczne

W związku z rozwojem górnictwa zaczęto przed 25 laty prowadzić w Polsce badania nad zastosowaniem ultradźwięków do prospekcji geologicznej i kontroli robót górniczych. Zwłaszcza ten drugi kierunek badań uwieńczony został znacznym sukcesem. Specjalnie dostosowana do trudnych warunków górniczych aparatura ultradźwiękowa jest coraz szerzej stosowana do kontroli zabudowy otworów wiertniczych i do sprawdzania jednorodności mrozenia górotworów, zwłaszcza w kopalniach zagłębia miedziowego [22]. Dzięki kontroli ultradźwiękowej wzrosła znacznie bezawaryjność niektórych typów robót górniczych. Różnice w tłumieniu i prędkości rozchodzenia się fal ultradźwiękowych (rys. 6) dają informacje o strukturze górotworu. Występują tu podobne zagadnienia teoretyczne jak w defektoskopii przemysłowej, dotyczące głównie określenia rozkładu pola akustycznego w układach niejednorodnych i zdeformowanych.



Rys. 6. Prędkość c fali ultradźwiękowej o częstotliwości 60 kHz i jej tłumienie względne A wyrażone w mm na skali przyrządu. Fala rozchodzi się pionowo przez warstwy geologiczne o zaznaczonej na rysunku strukturze



Rys. 7. Pomiary ultradźwiękowe przepływu krwi w aorcie. Na rysunku górnym uwidocznił rozkład prędkości przepływu w szeregu przekrojów poprzecznych aorty. Na rysunku dolnym — sumaryczny przepływ krwi przez aortę w litrach na minutę w funkcji czasu

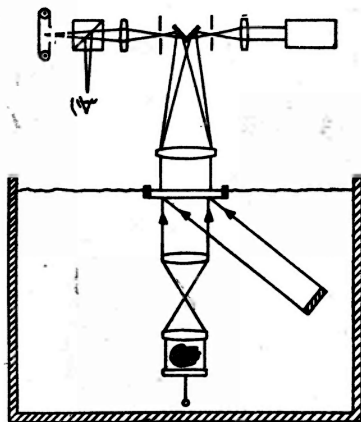
3.4. Diagnostyka medyczna

Najmłodsza, ale rozwijająca się ostatnio bardzo intensywnie dziedziną badań makrostruktury, jest ultradźwiękowa diagnostyka medyczna. Metoda ta oddaje cenne usługi przy rozpoznawaniu nowotworów w diagnostyce ginekologicznej [23] łącznie z badaniem ciąży, w okulistyce i kardiologii. W porównaniu z aparaturą rentgenowską aparatura ultradźwiękowa jest bezpieczniejsza i prostsza w użyciu i pozwala na ustalenie struktury tkanek miękkich, co jest bardzo trudne innymi metodami [24]. Interpretacja wskazań przyrządów ultradźwiękowych napotyka trudności, do przewyciężenia których potrzebne są rozległe prace badawcze. Na przykład rozkład prędkości przepływu krwi w tętnicy jest złożonym problemem hydrodynamicznym, weryfikowanym doświadczalnie metodami ultradźwiękowymi (rys. 7), zaś korelacja między tłumieniem fali ultradźwiękowej a patologicznymi zmianami tkanki stanowi przedmiot licznych badań teoretycznych i doświadczalnych [25].

Nowe perspektywy w tym zakresie otworzyła przed dziesięciu laty [26] holografia ultradźwiękowa. Trudność polega jednak na tym, że dotychczas nie wynaleziono odpowiednika płyty fotograficznej czułego na fale ultradźwiękowe [27], potrzebne jest więc użycie skomplikowanych przetworników optoakustycznych.

Wobec ogromnych zalet holografii ultradźwiękowej, pozwalającej na „prześwietlenie” nieprzezroczystych przedmiotów, zainteresowanie nią ze strony

przyszłych użytkowników jest bardzo duże i intensywne prace badawcze i techniczne prowadzone są w wielu ośrodkach [28]. Przykład układu do holografii ultradźwiękowej podano na rys. 8.



Rys. 8. Aparatura do holografii ultradźwiękowej. Wiązka światła odbija się od powierzchni cieczy, na którą działają fale ultradźwiękowe

3. Badanie właściwości fizycznych i mikrostruktury

3.1. Ciecze

Badania zależności między prędkością i tłumieniem fal ultradźwiękowych a właściwościami cieczy stanowią przedmiot obszernej gałęzi akustyki, jaką jest akustyka molekularna [29]. Zainteresowanie właściwościami akustycznymi cieczy wynikało głównie ze znaczenia, jakie te właściwości mają dla poznania struktury molekularnej i zjawisk relaksacyjnych zachodzących na poziomie molekularnym. Badania doświadczalne wykazały ścisłą współzależność między prędkością rozchodzenia się fal akustycznych a właściwościami termicznymi i budową molekularną cieczy (rys. 9). Metody ultradźwiękowe pozwalają na pośredni pomiar niektórych wielkości molekularnych, jak średnice cząsteczek, odległości międzycząsteczkowe, objętość swobodna. Inny przykład to wyznaczenie wykładnika odpychania w równaniu Lennarda-Jonesa [30].

Coraz większe znaczenie jako narzędzie badawcze zdobywa spektroskopia ultradźwiękowa, tj. pomiary tłumienia i prędkości fal ultradźwiękowych w szerokim zakresie częstości. Tą drogą bada się procesy relaksacyjne w cieczach, wyznacza energię swobodną, entalpię i entropię cząsteczek. Szczególnie interesujące są badania metodami ultradźwiękowymi mikrostruktury ciekłych kryształów. Równie bogaty jest zakres zastosowań akustyki molekularnej. Pomiary ultradźwiękowe pozwalają określić wiele parametrów ważnych dla techniki. Należy tu wyznaczenie:

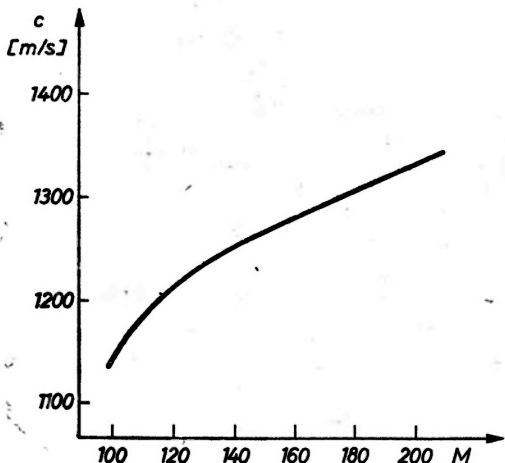
a) ściśliwości adiabatycznej cieczy, wielkości istotnej dla projektowania hydraulicznych układów sterowania,

b) ciepła właściwego przy stałej objętości, znajomość którego jest potrzebna dla obliczeń termodynamicznych,

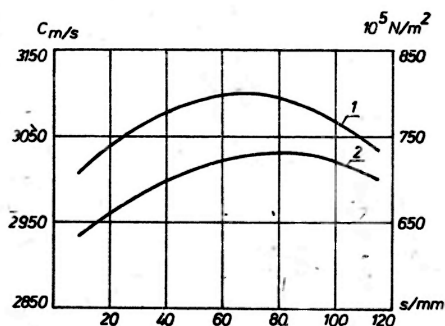
c) stężenia roztworów i elektrolitów, co stanowi podstawowy wskaźnik kontrolny w procesach inżynierii chemicznej,

d) współczynników lepkości wewnętrznej cieczy, bardzo istotnych dla oceny olejów smarnych i cieczy do urządzeń hydraulicznych [31].

Metody ultradźwiękowe badania cieczy rozpowszechniają się ostatnio w laboratoriach przyfabrycznych ze względu na prostotę aparatury i samej techniki pomiarowej.



Rys. 9. Zależność prędkości fali c od ciężaru molowego M dla 1-olefinów



Rys. 10. Zmiany prędkości fali w m/sek (krzywa 1) i wytrzymałości na zginanie w N/m^2 (krzywa 2) przy procesie utwardzania fenolformaldehydu mierzonym w sekundach czasu ściskania potrzebnego do zgniotu o 1 mm

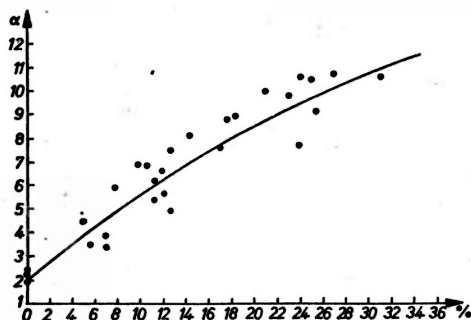
3.2. Polimery

Metody ultradźwiękowe oddają szczególnie cenne usługi przy badaniu właściwości ośrodków makromolekularnych. Istnieją na przykład związki między długością łańcucha makrocząsteczki a prędkością rozchodzenia się fali ultradźwiękowej. Metoda ultradźwiękowa dostarcza też informacji o strukturze sieci wiązań molekularnych polimerów, o ruchliwości makrocząsteczek i przebiegach relaksacyjnych. Najistotniejsza z punktu widzenia zastosowań zaleta metod ultradźwiękowych, to możliwość ciągłej kontroli procesów polimeryzacji. Prędkość fali ultradźwiękowej zmienia się wyraźnie przy postępie procesu polimeryzacji (rys. 10) [32].

3.3. Polikryształy

Metody ultradźwiękowe pozwalają badać prawidłowości krystalizacji, dokładność przygotowania betonu, lub stopień porowatości porcelany [33]. Zwłaszcza te ostatnie pomiary okazały się bardzo użyteczne w technologii

(rys. 11). Druga dziedzina zastosowań, to ustalenie mechanicznej wytrzymałości konstrukcji, głównie żelbetowych, na podstawie prędkości rozchodzenia się fal ultradźwiękowych [34]. W pracach laboratoryjnych niezastąpione są pomiary metodami ultradźwiękowymi dynamicznych stałych sprężystości [35] łącznie ze stałymi trzeciego rzędu.



Rys. 11. Współczynnik tłumienia α w jednostkach względnych w funkcji procentowego udziału materiału o zaburzonej strukturze. Dane dla porcelany technicznej

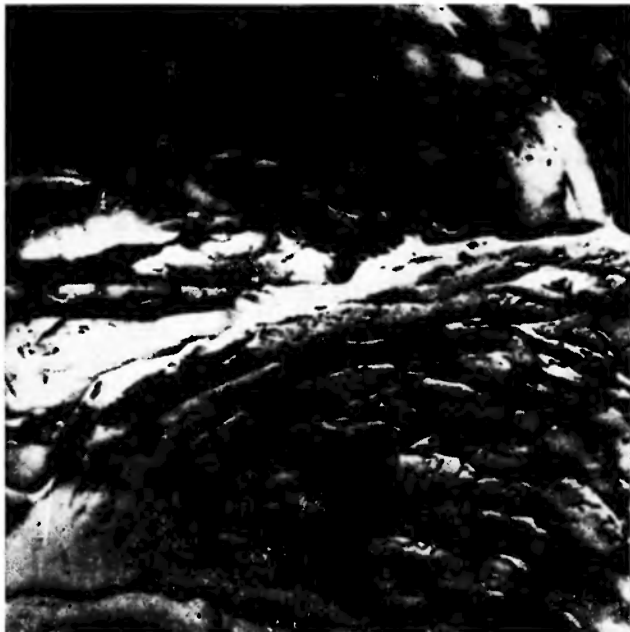
Metody ultradźwiękowe są też przydatne do wyznaczenia tarcia wewnętrznego metali. W metalach bardzo czystych niewielkie ilości domieszki powodują wyraźne zmiany widma tłumienia fal ultradźwiękowych, co wykorzystywane jest w metalurgii.

Rozwój tych zastosowań wymaga bliższego zbadania mechanizmu rozchodzenia się fal ultradźwiękowych w strukturach o przypadkowych niejednorodnościach i uwzględnienia różnic właściwości termicznych i elektromagnetycznych powierzchni i wnętrza domen krystalicznych [36].

3.4. Monokryształy

Zjawiska zachodzące przy rozchodzeniu się fal ultra- i hiperdźwiękowych w monokryształach stanowią główny przedmiot badań akustyki kwantowej [37]. Współpraca fizyków i techników jest tu szczególnie bliska [38]. Głównym zagadnieniem jest określenie wzajemnego oddziaływania fononów z fotonami, elektronami i magnonami, a także oddziaływań między fononami termicznymi i akustycznymi [39]. Ze względów praktycznych najważniejsze są badania ultradźwiękowe półprzewodników, pozwalające między innymi na ustalenie szerokości przerwy energetycznej, [10] (rys. 12), wyznaczenie kształtu powierzchni Fermiego na podstawie anizotropii rozchodzenia się fal hiperdźwiękowych i ich oddziaływania ze skwantowanym polem magnetycznym.

Badania oddziaływania fal akustycznych i świetlnych, między innymi wyznaczanie tą drogą współczynników elasto-optycznych mają duże znaczenie dla opanowania techniki laserowej. Badania właściwości monokryształów półprzewodnikowych stanowią podstawę budowy przetworników hiperdźwiękowych omówionych w 6.3.



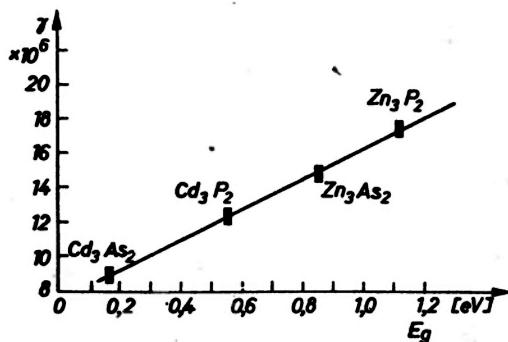
a



b

Rys. 13. Zmiana struktury polimeru poddanego zgrzewaniu: a) materiał pierwotny, b) materiał po procesie zgrzewania. Widać stapianie się włóknistej struktury materiału

Zjawiska fizyczne w niskich temperaturach stanowią obecnie jeden z najważniejszych przedmiotów badań fizycznych, znajdując jednocześnie coraz szersze zastosowania techniczne. Główne problemy techniczne to: a) konstrukcja urządzeń do transportu i wykorzystania skroplonych gazów oraz b) budowa urządzeń energetycznych pracujących w stanie nadprzewodnictwa.



Rys. 12. Funkcja $\gamma = \left(\frac{c_1^2}{c_t^2} - \frac{4}{3} \frac{c_1^2}{c_t^2} \right) 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{sek}^2$ (gdzie c_1 — prędkość fali podłużnej, c_t — prędkość fali poprzecznej) w zależności od szerokości przerwy energetycznej

Hiperdźwięki o częstotliwości powyżej 5 GHz stały się dziś niezbędnym narzędziem badania zjawisk w niskich temperaturach [40], gdzie średnia droga swobodna fononu jest tego samego rzędu co długość fali hiperdźwiękowej. W tych warunkach wyraźnie występuje kwantowy charakter fali, co pozwala na badanie zjawisk kwantowych przy zderzeniach strumienia fononów z siatką krystaliczną. Między innymi możliwe staje się określenie rezonansu elektronowo-akustycznego, i wyjaśnienie subatomowego mechanizmu zmian przewodności cieplnej i ciepła właściwego.

4. Zwalczanie niepożądanych efektów akustycznych

4.1. Drgania mechaniczne

Drgania układów mechanicznych stanowią jedną z najlepiej opanowanych pogranicznych dziedzin akustyki. Mimo to współczesne wymagania budowy i eksploatacji maszyn nasuwają nowe zagadnienia badawcze. Przy dużych amplitudach drgań występują zjawiska nieliniowe, wymagające złożonej analizy matematycznej [41]. Inna sprawa, to badanie złożonych układów tłumiących drgania i ustalanie modeli odwzorowujących układy drgające.

Nowe problemy drganiowe wynikają głównie ze zwiększenia parametrów eksploatacyjnych maszyn i urządzeń. Występują złożone drgania kadłubów szybkich statków, przy przepływach turbulentnych w rurociągach pojawiają się niebezpieczne wibracje. Przy konstrukcji samolotu ponaddźwiękowego usunięcie drgań pasożytniczych stanowi jeden z najtrudniejszych problemów.

Rozpowszechnienie zastosowania maszyn matematycznych odbiło się również na omawianej tematyce, zamiast formuł zamkniętych dąży się często do rozwiązań w postaci algorytmów. Druga tendencja, to posługiwanie się teorią systemów, pozwalającą w przejrzysty sposób przedstawić zachowanie się złożonych układów mechanicznych [42].

4.2. Infradźwięki

Na szkodliwe efekty działania infradźwięków na organizm ludzki zwrócono większą uwagę dopiero w ostatnim dziesięcioleciu [43]. Stąd wzrost zainteresowania generacją i rozchodzeniem się fal infradźwiękowych. Szczególnie silnie występują pola infradźwiękowe przy odpalaniu rakiet kosmicznych [44] i przelotach samolotów ponaddźwiękowych. Przy niekorzystnym układzie wiatrów mogą powstawać ogniska fal infradźwiękowych mające działanie niszczące. Okazało się również, że długotrwałe działanie nawet słabego pola infradźwiękowego wywołuje zaburzenia fizjologiczne i psychiczne. Dlatego zwraca się obecnie większą uwagę na wytłumienie fal infradźwiękowych w pojazdach mechanicznych.

Fale infradźwiękowe posiadają w wielu praktycznych przypadkach dużą amplitudę, stąd przy ich badaniu uwzględnić trzeba zjawiska nieliniowe, a ponieważ chodzi zwykle o rozchodzenie się fal na otwartym powietrzu, dochodzą jeszcze dodatkowe komplikacje związane z niejednorodnością i ruchami atmosfery.

4.3. Hałasy

Zwalczanie hałasów stanowi jeden z zasadniczych kierunków ochrony środowiska człowieka. Realizacja zmniejszenia poziomu hałasów przemysłowych, komunikacyjnych i mieszkaniowych wymaga kompleksowego działania technicznego, ekonomicznego, legislacyjnego i propagandowego [45]. Tutaj ograniczymy się do zwrócenia uwagi na zagadnienia wymagające prac badawczych z fizyki i nauk pokrewnych, choć najwięcej zwraca się obecnie uwagi na fizjologiczne i psychologiczne badania szkodliwości hałasu [46]. Mimo pozornej prostoty zjawisk zachodzących przy rozchodzeniu się fali dźwiękowej, ilościowe wyznaczenie rozkładu pola, nawet przy pomocy maszyn matematycznych, napotyka znaczne trudności. Zarówno metody statystyczne, jak geometryczne stanowią grube przybliżenie, a stosowanie metody falowej nawet w najprostszych układach wymaga bardzo skomplikowanych obliczeń. Tak na przykład teoria ugięcia fali nie jest do końca dopracowana, mimo wielu prac teoretycznych z tej dziedziny stanowiących znaczny postęp [47]; to samo dotyczy tak wydawałoby się prostego układu jak rezonator znajdujący się w rozproszonym polu akustycznym.

Bardzo trudne jest teoretyczne wyznaczenie właściwości izolacyjnych przegród, zwłaszcza ich izolacyjności na dźwięki przenoszące się przez konstrukcję budynku. Obliczenie akustyczne obiektów urbanistycznych nasuwa

trudności związane z wyznaczeniem rozkładu pola w ośrodkach akustycznie niejednorodnych i uproszczonym przedstawieniem poruszających się źródeł dźwięków (pojazdów) [48].

5. Oddziaływanie silnych pól akustycznych

5.1. Działania chemiczne

W ostatnim dwudziestoleciu rozwinęła się cała gałąź akustyki — sonochemia zajmująca się procesami chemicznymi w polu akustycznym. Mimo setek prac badawczych, mechanizm działania sonochemicznego, któremu towarzyszy często luminescencja, nie jest do końca wyjaśniony [49]. Wprawdzie stwierdzono bezspornie, że działanie ultradźwięku na reakcje chemiczne jest pośrednie i powstaje na skutek tworzenia się kawitacji, ale to stanowi tylko część problemu. Pierwotnie [50] sądzono, że reakcja chemiczna następuje dzięki dużemu skokowi ciśnienia i podniesieniu temperatury przy ściśnięciu kawitacji. Oceniano teoretycznie skok ciśnienia na 10^4 atm., a temperaturę na 10^4 K. W rzeczywistości zmiany te są dwa rzędy wielkości mniejsze i trudno przypuszczać, by były przyczyną zjawisk sonochemicznych. Te same zastrzeżenia budzi teoria rezonansu mechanicznego kawitacji. Lepiej tłumaczą zjawiska teorie elektro-mechaniczne, np. [51], wedle których w kawitacji następuje jonizacja względnie tworzenie się wolnych rodników. I w tym ujęciu pewne fakty nie dają się jednak wytłumaczyć. Wydaje się, że pewnym postępem jest teoria [52], wedle której absorpcja molekuł gazu na powierzchni kawitacji powoduje polaryzację i powstawanie pola elektrycznego, z kolei wyładowania w polu powodują luminescencję.

Badania sonochemiczne mają ważne znaczenie praktyczne, chodzi między innymi o podniesienie sprawności procesu sonochemicznego, która jest w dotychczasowych urządzeniach znikoma [53].

Mimo wielkich możliwości zastosowania ultradźwięków do przyspieszania reakcji chemicznych, prace nie wyszły przeważnie poza skalę laboratoryjną. Pozytywnym przykładem jest wprowadzenie ultradźwięków w przemyśle tworzyw sztucznych. Pole ultradźwiękowe rozrywa strukturę makromolekuł, a więc wywołuje efekt depolimeryzacji, a jednocześnie może następować polimeryzacja [54]. Te dwa działania zostają wykorzystane dla homogenizacji roztworów polimerów. Szczególnie pożyteczne okazało się zgrzewanie ultradźwiękowe termoplastyków, powszechnie dziś stosowane [55]. W miejscu zgrzewania zachodzą złożone, nie całkowicie do dziś wyjaśnione, procesy fizykochemiczne, powodujące charakterystyczne zmiany w strukturze materiału (rys. 13).

W przemyśle spożywczym ultradźwięki są dość szeroko stosowane np. dla pasteryzacji mleka. Coraz powszechniej stosuje się oddziaływanie ultradźwięków na procesy elektrolityczne, daje to bowiem większą jednorodność i przyczepność warstwy osadzonego metalu i pozwala na stosowanie większej gęstości prądu, a więc na przyspieszenie procesu galwanizacji.

5.2. Działania mechaniczne

W ostatnich latach rozpowszechnia się zastosowanie ultradźwięków do procesów czyszczenia powierzchni. Stosuje się tu bardzo silne pola, co powoduje powstawanie efektów nieliniowych, komplikujące przebieg procesów fizykochemicznych na powierzchni oczyszczanego obiektu.

Główne zastosowania mamy w dwóch skrajnych co do wielkości obiektach przemysłowych: w przemyśle elektronicznym, gdzie czyści się ultradźwiękowo elementy obwodów scalonych przed ich hermetyzacją, i w produkcji rakiet kosmicznych, gdzie wymagana jest prawie absolutna czystość powierzchni. Z innych zastosowań działania bardzo silnych pól akustycznych w ciałach stałych i cieczach, wymienić warto ulepszanie struktury krystalicznej stopów metali używane dotychczas na skalę laboratoryjną oraz sztuczne zmęczenie materiału w polu ultradźwiękowym [56].

Przed dwudziestu kilku laty zaczęto intensywnie zajmować się działaniem silnych pól akustycznych w powietrzu, jednak na skutek pewnych niepowodzeń prace te zostały przejściowo zarzucone, dopiero obecnie zaczynają się z powrotem rozwijać. Wiele zagadnień teoretycznych z zakresu aerodynamiki nasuwa budowa syren używanych do generacji silnych pól akustycznych w powietrzu [57].

6. Przetwarzanie energii

6.1. Instrumenty muzyczne

Instrumenty muzyczne mają wielowiekową tradycję, ale dopiero w ostatnich dziesięcioleciach stopniowo nauczono się uzyskiwać na podstawie badań zadane właściwości instrumentów muzycznych. Dlatego dopiero obecnie można mówić o efektywnej współpracy akustyka i konstruktora instrumentów [58].

To stosunkowo późne rozwinięcie badań stanowiących podstawę budowy instrumentów tłumaczy się złożonością występujących zjawisk. Mamy tu z reguły do czynienia z przebiegami nieliniowymi, w których zmienia się konfiguracja układu i częstość generowanego dźwięku, klasycznym przykładem są zjawiska zachodzące u wlotu instrumentu dętego. Instrumenty smyczkowe i perkusyjne — to z kolei złożone przestrzenne układy mechaniczno-akustyczne.

Równie trudne teoretycznie jest zagadnienie transmisji energii akustycznej od instrumentu do otoczenia, którym zazwyczaj jest pomieszczenie zamknięte. Dochodzimy tu do problematyki akustyki wnętrza, której ze względów metodologicznych nie wyodrębniono w tablicy 1, ale która wiąże się ściśle z działami 1.1, 4.3 i 6.1 [59].

Bardzo istotny dla rozwoju badań fizycznych nad instrumentami muzycznymi i akustyką* wnętrza jest wpływ badań wchodzących w zakres psychoakustyki [60]. Toteż przetłumaczenie tych wrażeń na obiektywne wskaźniki fizyczne stanowi kluczowy problem tego działu zastosowań.

6.2. Mikrofony i głośniki

Mikrofony i głośniki stanowią najbardziej masowy sprzęt elektroakustyczny, nie dziwnego, że od dawna prowadzi się intensywnie prace nad podniesieniem wierności odtwarzania i powiększeniem ich sprawności. Związane z tym problemy mają przeważnie charakter technologiczny [61]. Niemniej pozostają jeszcze do rozwiązania pewne problemy badawcze. Dotyczą one między innymi:

a) przedstawienia przetworników akustycznych przez coraz doskonalsze schematy zastępcze [62],

b) zachowania się przetwornika w stanach nieustalonych i jego sprzężenia z otoczeniem [63],

c) rozwoju metod pomiarowych pozwalających na dokładną ocenę jakości i sprawności przetwornika [64].

Osobne zagadnienie stanowi wprowadzenie do budowy przetworników nowych materiałów typu elektretów i piezoelektryków, co daje znaczne polepszenie parametrów przetwornika. Szczególnie interesujące są zastosowania w rozmaity sposób spolaryzowanych polimerów [63]. Nowe wymagania stawia przetwornikom zastosowanie obwodów scalonych i wciąż postępująca miniaturyzacja.

6.3. Przetworniki ultra i hiperdźwiękowe

Przetworniki te obejmują ogromny zakres częstości od 20 kHz do 200 GHz i są używane we wszystkich dziedzinach, w których fale sprężyste o tych częstościach znajdują zastosowanie. Problemy badawcze związane z konstrukcją tych przetworników są na ogół bardziej skomplikowane niż dla głośników i mikrofonów. Wynika to z następujących powodów: a) długość fali jest na ogół współmierna z wymiarami przetwornika ultradźwiękowego, trzeba go więc traktować jako przestrzenny układ promieniujący o stałych rozłożonych; b) stosowane są różnorodne metody generacji i detekcji fal ultradźwiękowych, oparte o złożone zjawiska fizyczne [65].

Widać stąd, że zależnie od pasma częstości występują inne zagadnienia techniczne i badawcze. Ogólnie można je podzielić na trzy grupy:

a) doskonalenie materiałów przetwornikowych, dla małych częstości chodzi o materiały magnetostrykcyjne, dla wyższych piezoelektryczne, przy czym potrzebne jest często spełnienie skomplikowanych wymagań dotyczących na przykład anizotropii lub powiązania stałych piezoelektrycznych i optycznych,

b) kształtowanie pól akustycznych przetwornika stanowiące poważny problem teoretyczny [66], zwłaszcza o ile chodzi o skojarzone działanie pól,

c) rozwijanie metod pomiarowych pozwalających na dokładne określenie rozkładu pola akustycznego [21].

Jak wyżej wspomniano, efekty akustyczno-optyczne są pomocne dla badania właściwości materiałów. Drugi kierunek zastosowań tych efektów to przetwornik ultradźwiękowy do sterowania położeniem i natężeniem wiązki

światłej [67]. Zakres tych zastosowań stale wzrasta w związku z rozwojem mikroelektroniki.

Przetwornik ten może działać jako modulator częstości rzędu 100 MHz lub linią opóźniająca o zmiennym opóźnieniu w zakresie od dziesiątków nanosekund do kilku mikrosekund. Na tej samej zasadzie działa deflektor optoakustyczny, pozwalający na bardzo szybkie „omiatanie” powierzchni (*scanning*), używany do projekcji na wielkim ekranie i w technice drukarskiej, a ostatnio znajdujący zastosowanie jako czytnik pamięci magnetycznych. Deflektor pozwala także na badanie przezroczystości przedmiotu. Ważnym zastosowaniem w procesach badawczych jest analiza widmowa sygnału świetlnego lub akustycznego. Metody optyczno-akustyczne są podstawą holografii ultradźwiękowej.

Przetworniki optyczno-akustyczne są w stadium burzliwego rozwoju, co wiąże się z intensyfikacją badań naukowych nad mechanizmem ich działania [69].

Zwrócić też trzeba uwagę na przetworniki o częstościach bliskich hiperdźwiękom, które dopiero w ostatnim dwudziestoleciu zostały praktycznie zrealizowane, a mają perspektywy różnorodnych zastosowań.

Największe możliwości teoretyczne daje wzmacniacz względnie generator działający na zasadzie pompowania energii od strumienia elektronów do fali sprężystej rozchodzącej się w ośrodku piezoelektrycznym. W przetwornikach tego typu następuje złożony proces sprzężenia fal sprężystych i elektromagnetycznych, który był przedmiotem wielu prac teoretycznych [69], w przetwornikach tych wykorzystuje się bowiem różne typy fal, między innymi stosunkowo niedawno odkryte fale Gulajewa-Blausteina [70]. Dla fal tych udało się uzyskać wzmocnienia rzędu 80 dB/cm przy częstości rzędu setek MHz. Główne trudności są jednak natury technologicznej związanej ze sprzężeniem toru przewodzenia elektronowego z torem fali sprężystej. Sprawa jest nadal otwarta i stanowi przedmiot wielu prac badawczych. Zastosowania tych układów obejmują między innymi radarowe linie opóźniające, elementy wzmacniające do telewizji kolorowej, elementy pamięci i układów logicznych.

Dla najwyższych częstości rzędu powyżej 10 GHz opracowano już kilka metod generacji i detekcji fal hiperdźwiękowych [71]. Obok złącza Josephsona [72] działającego na zasadzie efektu tunelowego stosuje się również generację drgań sprężystych polem różnicowym dwóch silnych laserów oraz pobudzanie drgań przez fonony termiczne [73]. Urządzenia te są jeszcze przedmiotem badań w laboratoriach fizycznych i zakres ich zastosowań jest na razie trudny do przewidzenia.

Literatura

- [1] I. Malecki, *Ultradźwięki w polskiej nauce i technice*, Materiały Sympozjum Naukowego 25-lecia Wydziału Elektroniki PW, 1976, str. 23.
- [2] L. Filipczyński, J. Kacprowski, H. Ryffert, *Stan i perspektywy rozwojowe akustyki*, II Kongres Nauki Polskiej, tom II, część 2, s. 672, PWN, Warszawa 1974.
- [3] J. Kacprowski, *Arch. Akustyki* 9, 375 (1974).

- [4] H. Fletcher, *Speech and Hearing in Communication*, Van Nostrand, New York 1958.
- [5] J. Kacprowski, *Arch. Akustyki* 7, 201 (1972).
- [6] *Speech Analysis and Syntesis*, red. W. Jassem, t. 1-4, PWN, Warszawa 1968-76.
- [7] J. Kacprowski, J. Motylewski, J. Miazga, *An objective method and measuring equipment for noise control and acoustics of motocars*, IV Konferenta Nationala de Acustica, Bucuresti, 1973.
- [8] R. Gubrynowicz, W. Mikiel, P. Żarnecki, *Evaluation de l'état pathologique des cordes vocales d'après l'analyse de variations du fondamental*, VIII Journées d'étude sur la parole, Aix en Provence 1977.
- [9] J. Kaiser, *Arch. Eischüttenwesen* 24, 43 (1953).
- [10] W. W. Gerberich, C. H. Hartbower, *Intern. Jour. of Fracture Mechanics* 3, 185 (1967).
- [11] Conference on Acoustics as a Diagnostic Tool, Institute of Mech. Eng., London 1970.
- [12] R. E. Bunney, R. R. Goodman, S. W. Marshall, *J. Acoust. Soc. Am.* 76, 1223 (1969).
- [13] H. R. Hardy, *Application of Acoustic Emission Technique to Rock Mechanics*, Acoustic Emission, Ed. Amer. Soc. for Testing and Materials, Philadelphia 1972, p. 41.
- [14] L. Camp, *Underwater acoustics*, Wiley Interscience, New York 1970.
- [15] F. E. Hale, *J. Acoust. Soc. Am.* 31, 588 (1965).
- [16] L. M. Brechowskich, *Rasprastranienije woln w sloistych sredach*, AN SSSR, Moskwa 1957.
- [17] *Akustika okeana*, red. L. M. Brechowskich, Nauka, Moskwa 1974.
- [18] Z. Jagodziński, *Ultradźwiękowe metody badań hydrosfery*. *Studia i materiały oceanologiczne* 7, 205 (1974).
- [19] L. A. Czernow, *Rostranienije woln w sredle so sluczajnymi neodnorodnostjami*, AN SSSR, Moskwa 1958.
- [20] I. Malecki, *Arch. Akustyki* 12, 3 (1977).
- [21] J. Wehr, *Pomiary prędkości i tłumienia fal ultradźwiękowych*, PWN, Warszawa 1973.
- [22] W. Kołtoński, *Przegląd Geologiczny* 1, 5 (1975).
- [23] L. Filipeczyński, I. Roszkowski, *Diagnostyka ultradźwiękowa w polownictwie i chorobach kobiecych*, PZWL, Warszawa 1977.
- [24] F. Dunn, J. K. Brady, *Biofizika* 18, 1063 (1973).
- [25] C. W. Kessler, *J. Acoust. Soc. Am.* 53, 1759 (1973).
- [26] P. Gręauss, *J. Photo Science* 14, 329 (1966).
- [27] J. K. Zieniuk, *Arch. Akustyki* 10, 325 (1975).
- [28] *Acoustical Holography*, ed. P. S. Green, Plenum Press, New York 1974.
- [29] W. Schaafs, *Molekularakustik*, Springer, Berlin 1962.
- [30] N. Michajłow, *Molekularnaja akustika*, Nauka, Moskwa 1974.
- [31] Z. Kloszczewski, *Archiwum Akustyki* 11, 303 (1976).
- [32] E. Drescher, *New developments in non destructive testing of non-metallic materials*, Rilem 11 Symposium, Constanta 1974.
- [33] J. Ranachowski, *Ultrasonic* 13, 203 (1975).
- [34] Z. Pawłowski, VII Inter. Conf. on Nondestructive Testing, Warsaw 1973, Paper J. 07.
- [35] L. D. Crecraft, *Ultrasonics* 6, 117 (1968).
- [36] I. Malecki, *Physical Foundations of Technical Acoustics*, Pergamon Press — PWN, Oxford—Warszawa 1968.
- [37] I. Malecki, *Podstawy teoretyczne akustyki kwantowej*, PWN, Warszawa 1972.
- [38] I. Malecki, *Postępy Fizyki* 27, 536 (1976).
- [39] *Phonon Scattering in Solids*, Plenum Press, New York 1976.
- [40] L. Opilska, A. Opilski, *Phys. Status Solidi* 35, K 183 (1976).
- [41] J. A. Reissland, *The Physics of Phonons*, J. Wiley, London 1973.
- [42] *Zagadnienia Drgań Nieliniowych*, PWN 1976, t. 17.
- [43] *Problemy metodologii badań systemowych*, WNT, Warszawa 1973.
- [44] I. Malecki, *Archiwum Akustyki* 10, 101 (1975).
- [45] L. Pimonow, *Les Infra-sons*, CNRS, Paris 1976.

- [46] Sevilla Symposium on hearing and industrial noise environments, 9 ICA Congress, Sevilla 1977.
- [47] S. Czarnecki, E. Kotarbińska, *Archiwum Akustyki* 11, 339 (1976).
- [48] J. Sadowski, *Akustyka Architektoniczna*, PWN, Warszawa 1976.
- [49] A. Śliwiński, *Acoustics and Vibration Problems* 1, 157 (1976).
- [50] B. E. Noltingk, E. A. Napiras, *Proc. Phys. Soc.* 63B, 674 (1950).
- [51] E. C. Marboe, W. A. Weyl, *J. Appl. Phys.* 21, 937 (1950).
- [52] M. Degrois, P. Baldo, *Acustica* 21, 222 (1969).
- [53] M. A. Margulis, A. N. Malcew, *Prymiewanya Ultrazwuka w isledow. wieszczestw* 25, 378 (1971).
- [54] J. Łoziński, *Tworzywa wielkocząsteczkowe* 3, 310 (1972).
- [55] J. Łoziński, *Tworzywa wielkocząsteczkowe* 6, 294 (1975).
- [56] B. Peńsko, L. Filipczyński, O. Wiszniowski, Z. Kawecki, *Arch. Inż. Łądowej* 19, 713 (1973).
- [57] D. Ensminger, *Ultrasonics. The Low and High-Intensity Application*, New York 1973.
- [58] A. H. Benade, *Fundamentals of Musical Acoustics*, Oxford, University Press 1976.
- [59] W. Straszewicz, *Analiza geometryczna pola akustycznego w obszarze zamkniętym*, Politechnika Warszawska, Warszawa 1974.
- [60] H. Ryffert, E. Ozimek, *Evaluation du changement de la sonie des signaux acoustiques se propagent dans l'interieur*, 4-Conference on Acoustics, Tatranska Lomnica 1976.
- [61] Z. Żyszkowski, *Podstawy Elektroakustyki*, WNT, Warszawa 1965.
- [62] J. Kacprowski, *Czwórnikowa teoria biernych linearnych przetworników elektromechanicznych*, PWN, Warszawa 1958.
- [63] G. M. Gessler, J. E. West, *Modern Polymer transducers*, 9 ICA Congress, Paper Q. 30, Madrid 1977.
- [64] J. R. Lehmann, *Les transducteurs electro- et mecano-acoustiques*, Chiron, Paris 1963.
- [65] Y. Kikuchi, *Ultrasonic Transducers*, Corona, Tokyo 1969.
- [66] M. A. Isakowicz, *Obszczaja akustika*, Nauka, Moskwa 1973.
- [67] R. Torquet, J. M. Bouza, C. Carles, *J. Phys. (France)* 33, 238 (1972).
- [68] R. T. Beger, S. V. Letcher, *Physical Ultrasonics*, Acad. Press, New York 1969.
- [69] Artykuły S. Kaliskiego w *Proceeding of Vibration Problems* z lat 1964-1969.
- [70] J. V. Gulayev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma* 9, 63 (1969).
- [71] M. M. Dobrzański, K. Lenczewska, *Archiwum Akustyki* 10, 205 (1975).
- [72] E. H. Jacobsen, *J. Phys. (France)* 33, 25 (1972).
- [73] J. C. Werley, H. Matthews, *IEEE Trans.* 18, 25 (1971).

Henryk Dymaczewski
Włodzimierz Mischke

Instytut Fizyki Uniwersytetu im. A. Mickiewicza
 Poznań

Mariusz Przybylski

Instytut Fizyki Molekularnej PAN
 Poznań

Ultrafioletowe lasery azotowe

Ultraviolet Nitrogen Lasers

Abstract: Physical principles of the molecular nitrogen laser are briefly described. Also some details on performances of various nitrogen lasers are reviewed. Description of a small model built at the Quantum Electronics Laboratory of A. Mickiewicz University is given and its operating conditions are described.

Wstęp

Lasery azotowe są najsilniejszym źródłem spójnego promieniowania w zakresie ultrafioletu. W chwili obecnej jest on szeroko stosowany w badaniach fizycznych i chemicznych dzięki takim własnościom jak: mała długość fali (337 nm), duża moc promieniowania (kilkadziesiąt megawatów), krótki czas impulsów (rzędu 1 ns), duża częstość repetycji (do 1 kHz), prosta i tania konstrukcja oraz wysoka niezawodność. Lasery azotowe są wykorzystywane jako bardzo efektywne źródło pompujące lasery barwnikowe, w spektroskopii atomowej, molekularnej i ramanowskiej, w pomiarach luminescencji, w badaniach plazmy do wyzwalania ultraszybkich iskierników, a ostatnio — także w badaniach zanieczyszczeń atmosfery.

Pierwszą chronologicznie pracą opisującą uzyskaną akcję laserową w molekułach azotu było doniesienie Hearda w *Nature* z roku 1963 [1]. Heard opisał, otrzymaną w temperaturze pokojowej, spójną emisję promieniowania ze ziden-

tyfikowanymi trzydziestoma liniami w zakresie ultrafioletu od 300 do 400 nm, będących rezultatem inwersji obsadzeń w stanach trypletowych $C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$ molekuly N_2 *. W roku 1965 Leonard [2] skonstruował pierwszy laser azotowy wzbudzany poprzecznie, osiągający moc 200 kW w impulsie o czasie trwania 20 ns.

Procesy uzyskiwania inwersji obsadzeń w azocie zostały wyjaśnione i usprawiedliwione dzięki pracom Gerry'ego [3], Leonarda [2], Shipmana [4], Aliego i Kolba oraz Andersona [5] i innych.

Kolejne etapy rozwoju teorii i technologii laserów azotowych polegały na opracowaniu nowych sposobów wzbudzania gazów oraz na coraz dokładniejszej analizie mechanizmów wzbudzania w molekule N_2 . Doprowadziło to, między innymi, do konstrukcji laserów z falą bieżącą wzbudzenia (linie opóźniające Blumleina [4, 6, 7, 8, 9, 10]) oraz konstrukcji laserów pompowanych strumieniem elektronowym [11, 12, 13]. W układach tych, ze względu na duże wzmocnienie ośrodka czynnego wynoszące około 100 dB/m przy inwersji obsadzeń 10^{12} cm⁻³, można uzyskać dużą moc promieniowania wymuszonego bez użycia wnęki rezonansowej (emisja nadpromienista).

Spektroskopia przejść laserowych w azocie

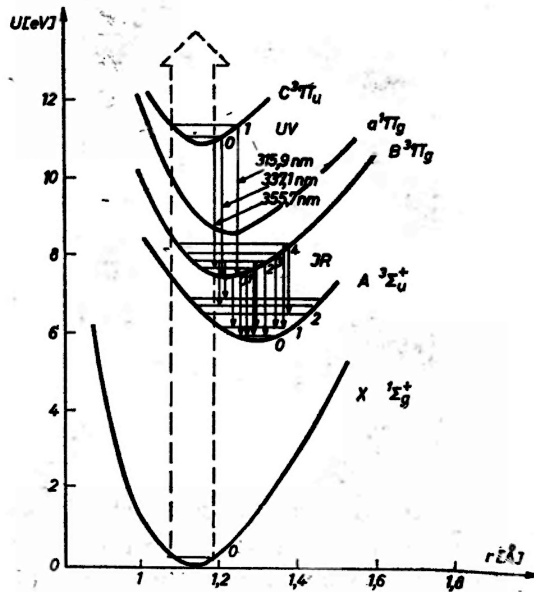
W drobinie azotu drgania składowych atomów odbywają się bez zmiany momentu dipolowego, na którego wartość nie mają wpływu zmiany położenia względem siebie dwóch identycznych jąder. Drobiną N_2 (jako symetryczną) nie może więc posiadać pasmowych widm oscylacyjno-rotacyjnych związanych z drganiami dipoli elektrycznych. Posiada ona jednak pasma elektronowo-rotacyjno-oscylacyjne, a więc takie, które występują w związku z przejściami połączonymi ze zmianą energii elektronowej drobin. Emisja promieniowania w laserze azotowym jest rezultatem inwersji obsadzeń pomiędzy odpowiednimi stanami elektronowymi w molekułach N_2 .

Spośród przejść elektronowych, występujących w molekule N_2 , udało się uzyskać akcję laserową zarówno na przejściach między stanami trypletowymi, jak i singletowymi.

* Stany elektronowe molekuł, jako całości, charakteryzuje się za pomocą rzutów na oś międzyjądrową wypadkowego krętu orbitalnego i wypadkowego krętu samoistnego. Pierwszy z nich oznacza się przez A , przy czym $A = 0, 1, 2$ nazwano odpowiednio Σ, Π, Δ , a drugi przez S . Ilość możliwych rzutów wypadkowego krętu samoistnego S na oś podaje górny wskaźnik liczbowy, określający multipletowość stanu. Przy symbolach stanów elektronowych molekuly używa się jeszcze wskaźników u lub g , $+$ lub $-$, określających symetrię funkcji falowych. Funkcje falowe symetryczne lub antysymetryczne względem operacji inwersji w środku symetrii drobin oznacza się odpowiednio wskaźnikami g i u od niemieckiego „gerade” i „ungerade”, natomiast funkcje falowe symetryczne lub antysymetryczne względem płaszczyzny przechodzącej przez oś drobin oznacza się odpowiadającymi im znakami $+$ i $-$. Symboli A, B, C używa się dla rozróżnienia stanów o tej samej multipletowości. Symbol X oznacza stan podstawowy.

Przejściu elektronowemu $B^3\Pi_g - A^3\Sigma_u^+$ odpowiada emisja promieniowania w zakresie podczerwieni od 745 nm do 1235 nm. Drugiemu przejściu, zachodzącemu między stanami $C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$, odpowiada promieniowanie o długościach fal 337,1 nm, 357,7 nm, 315,9 nm zakres nadfioletowy [1]. Przejścia singletowe leżą w obszarze promieniowania 3000—8000 nm, odpowiadającym dalekiej podczerwieni. Obserwuje się, poza tym, około 80 linii na niezidentyfikowanych przejściach elektronowych o długościach fal pomiędzy 5400 nm i 8070 nm [Willett-14].

Pasma oscylacyjne molekuly N_2 , które mogą wystąpić w obrębie przejść elektronowych, łatwo jest przewidzieć analizując krzywe energii potencjalnej stanów elektronowych, między którymi zachodzi akcja laserowa (rys. 1). Mogą



Rys. 1. Krzywe energii potencjalnej molekuly azotu. Na rysunku zaznaczono wszystko obserwowane pasma oscylacyjne (zakres UV i IR), występujące w promieniowaniu laserowym (Willett [14])

tu wystąpić jedynie te pasma, dla których spełniona jest reguła Francka-Condon [14]. Pociąga to za sobą stwierdzenie, że na takim diagramie jak na rysunku 1, przejścia elektronowe powinno się przedstawić zasadniczo w postaci pionowych linii łączących początkowe i końcowe stany dla pewnej stałej odległości międzyjądrowej. Na rys. 1 zaznaczono wszystkie możliwe przejścia laserowe w zakresie ultrafioletu i podczerwieni widma promieniowania dla molekuly azotu, uwzględniając ich strukturę elektronową i oscylacyjną. W tabelicy 1 zestawiono dodatkowo długości fal pasm oscylacyjnych, które występują w promieniowaniu laserowym.

Ze względów praktycznych największe znaczenie posiada przejście laserowe $C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$; odpowiada mu emisja w ultrafiolecie. W przejściu tym dominuje

Elektronowe przejścia w molekułe N_2 , na których możliwe jest uzyskanie akcji laserowych (Petrasz [19]).

	Przejście	Struktura oscylacyjna	Długość fali λ [nm]
Przejścia trypletowe	Pierwsza dodatnia wstęga $B^3\Pi_g - A^3\Sigma_u^+$	4—2	750,4
		3—1	762,6
		2—0	775,3
		2—1	872,2
		1—0	891,2
		0—0	1048,0
		0—1	1231,2
		3—3	959,9
		1—2	1193,3
		0—2	1498,3
	2—4	1364,6	
	Druga dodatnia wstęga $C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$	1—0	315,9
		0—0	337,1
		0—1	357,7
Przejścia singletowe		2—1	3,3 μm .
		1—0	3,5
		0—0	8,2
		0—0	3,6

pasmo z $v' = 0$ do $v'' = 0$ odpowiadające promieniowaniu o długości fali równej 337,1 nm. Rejestrowane jest także promieniowanie przypisywane pasmom z $v' = 0$ do $v'' = 1$ (357,7 nm) oraz z $v' = 1$ do $v'' = 0$ (315,9 nm).

W każdym przypadku w promieniowaniu laserowym obserwowana jest struktura rotacyjna. Do rozważanego przejścia $C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$ górny i dolny stan elektronowy spełnia regułę (a) Hunda, przy czym strukturę pasma można wyrazić wzorem [15]:

$$\bar{\nu} = \bar{\nu}_0 + \bar{B}_v J'(J'+1) - \bar{B}_{v'} J''(J''-1), \quad (1)$$

gdzie $\bar{\nu}_0$ oznacza częstość określonego pasma oscylacyjnego odpowiadającego przejściu elektronowemu, J' — rotacyjną liczbę kwantową, \bar{B}_v , $\bar{B}_{v'}$ są stałymi rotacyjnymi dla oscylacyjno-elektronowych stanów uczestniczących w przejściu i wynikających z rozwiązania równania ruchu rotatora sztywnego.

$$\bar{B} = \frac{h}{8 \cdot I^2 \cdot I \cdot c}, \quad (2)$$

gdzie I jest momentem bezwładności drobin N_2 .

Dla przejść rotacyjnych obowiązuje reguła wyboru $\Delta J = 0, \pm 1$, która prowadzi do wyodrębnienia w widmie pasmowym drobiny trzech gałęzi P, Q, R:

gałąź P — przejście z $\Delta J = -1$

gałąź Q — przejście z $\Delta J = 0$

gałąź R — przejście z $\Delta J = +1$

Każde z pasm oscylacyjnych promieniowania laserowego (przejścia $C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$) może posiadać 16 gałęzi rotacyjnych, gdyż istnieją trzy poziomy $^3\Pi_0, ^3\Pi_1, ^3\Pi_2$, w obrębie których możliwe są przejścia tworzące gałęzie P, Q, R (niedozwolone jest jednak przejście $\Omega' = 0 \rightarrow \Omega'' = 0$ dla $\Delta J = 0$ [1]). Należy ponadto uwzględnić podwojenie dla poszczególnych poziomów (usunięcie 2-krotnej degradacji drgań prostopadłych do osi drobiny).

Strukturę rotacyjną pasm (0,0), (1,0), (0,1) dla przejścia $C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$ zamieszczono w tablicy 2.

Na zakończenie powyższych rozważań należy zaznaczyć jeszcze, że obserwowana struktura rotacyjna widma N_2 oraz względne natężenie linii zależą od sposobu wzbudzania, a więc także od konstrukcyjnych rozwiązań poszczególnych typów laserów.

Inwersja obsadzeń

W rozważaniach nad inwersją obsadzeń w molekułe azotu stosowany jest klasyczny schemat lasera trójpoziomowego. Jeżeli przez N_1, N_2, N_3 oznaczymy odpowiednio obsadzenia stanów $X^1\Sigma_g^+, B^3\Pi_g, C^3\Pi_u$, to można napisać następujące równania kinetyczne (Girardeau, Montaund [16, 17], Ali [5, 21]):

$$\frac{dN_1}{dt} = -(X_{12} + X_{13})N_1 + (\tau_{21}^{-1} + Y_{21})N_2 + (\tau_{31}^{-1} + Y_{31})N_3, \quad (3)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = X_{12}N_1 + (\tau_{32}^{-1} + Y_{32})N_3 - (\tau_{21}^{-1} + Y_{21} + X_{23})N_2 + R_{32}(N_3 - g_3/g_2 N_2), \quad (4)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = X_{13}N_1 + X_{23}N_2 - (Y_{31} + Y_{32} + \tau_{31}^{-1} + \tau_{32}^{-1})N_3 - R_{32}(N_3 - g_3/g_2 N_2), \quad (5)$$

gdzie: X_{ij}, Y_{ij} — prawdopodobieństwo wzbudzenia i wygaszenia (depopulacji) drobiny azotu z poziomu i na j poprzez zderzenie z elektronem, τ_{ij}^{-1} — prawdopodobieństwo emisji spontanicznej z poziomów i na j , R_{ij} — prawdopodobieństwo emisji wymuszonej z poziomu i na poziom j , g_2, g_3 — wagi statystyczne poziomów 2 i 3.

W przypadku molekuły azotu stałe promienistego zaniku wynoszą odpowiednio:

dla przejścia $C^3\Pi_u \rightarrow X^1\Sigma_g^+$	$\tau_{31} = 1 \text{ ms}$
dla przejścia $B^3\Pi_g \rightarrow X^1\Sigma_g^+$	$\tau_{21} = 10 \text{ } \mu\text{s}$
dla przejścia $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$	$\tau_{32} = 40 \text{ ns}$

Struktura rotacyjna promieniowania lasera azotowego w zakresie ultrafioletowym widma dla pasm oscylacyjnych: (0 — 0), (0 — 1), (1 — 0). W tabeli zaznaczono liczbę kwantową J'' stanu dolnego; P_1, P_2, P_3 oznaczają odpowiednio przejścia: $\Omega' = 0 \rightarrow \Omega'' = 0, \Omega' = 1 \rightarrow \Omega'' = 1, \Omega' = 2 \rightarrow \Omega'' = 2$

	Zmierzone w powietrzu λ [nm]	Obliczone dla powietrza λ [nm]	Struktura rotacyjna	Uwagi
1	336,6912	336,6913	$R_2 - 4, R_3 - 4$	pasmo (0 — 0)
2	337,0438	337,0438	$P_2 - 15, P_3 - 15$	
3	337,0532	337,0537	$P_1 - 14$	
4	562	567	$P_1 - 14, P_2 - 4$	
5	626	623	$P_1 - 7$	
6	668	665	$P_2 - 14$	
7	720	728	$P_1 - 8, P_3 - 14$	
8	763	767	$P_2 - 5, P_3 - 3$	
9	807	807	$P - 9$	
10	822	824	$P_1 - 10, P_1 - 11$	
11	845	841	$P_1 - 11, P_2 - 13$	
12	928	932	$P_2 - 6, P_3 - 13$	
13	943	—		
14	993	997	$P_2 - 12, P_3 - 4$	
15	337,1047	337,1048	$P_2 - 7$	
16	337,1087	337,1088	$P_2 - 11$	
17	138	—		
18	148	151	$P_2 - 9, P_3 - 12$	
19	183	185	$P_2 - 5$	
20	273	278	$P_2 - 11$	
21	319	320	$P_2 - 6$	
22	379	377	$P_2 - 10$	
23	404	403	$P_2 - 7$	
24	417	—		
25	437	437	$P_2 - 9, P_3 - 8$	
26	357,6613	357,6615	$P_2 - 8, 9$	pasmo (0 — 1)
27		7,6612	$P_2 - 11$	
28		7,6611	$P_2 - 9$	
29	357,6112	7,6119	$P_1 - 7$	
30		7,6109	$P_2 - 4$	
31		7,6107	$P_1 - 7, P_2 - 4$	
32	315,919	315,922	$P_2 - 9$	pasmo (1 — 0)
33		5,918	$P_2 - 8$	
34		5,917	$P_2 - 11$	
35		5,902	$P_2 - 13$	
36	315,883	315,884	$P_2 - 8$	
37		5,882	$P_2 - 13$	
38	315,861	5,864	$P_1 - 11$	
39		5,861	$P_1 - 11, 12$	
40		5,859	$P_1 - 13$	

Z rozwiązania układu równań (3, 4, 5), przy uwzględnieniu warunków

$$\tau_{31} \gg \tau_{21} \gg \tau_{32} \quad \text{i} \quad X_{13} > X_{23}$$

i zaniebaniu współczynników Y_{21} , Y_{31} , R_{32} wynika, że inwersja obsadzeń będzie miała miejsce w czasie krótszym niż

$$t < (Y_{32} + \tau_{32}^{-1})^{-1}.$$

Jeżeli dla uproszczenia przyjmiemy, że $t_m < \tau_{32}$ (t_m — czas narastania impulsu pompującego do wartości maksymalnej), wówczas odpowiedź — w postaci impulsu laserowego — będzie jeszcze krótsza od τ_{32} . Odpowiedź ta będzie zależała również od czasu trwania i amplitudy impulsu pompującego. Analiza tego rozwiązania pozwala stwierdzić, że w laserach azotowych skuteczność pompowania zależy od prędkości narastania impulsu, a czas, w którym możliwe jest uzyskanie inwersji obsadzeń, jest ograniczony. Wynika to ze struktury molekuly azotu. W rozwiązaniach konstrukcyjnych nie spotyka się czasu trwania impulsu laserowego większego od 20 ns, a w przeważającej większości układów jest on mniejszy od 10 ns. W praktyce należy dążyć do uzyskania

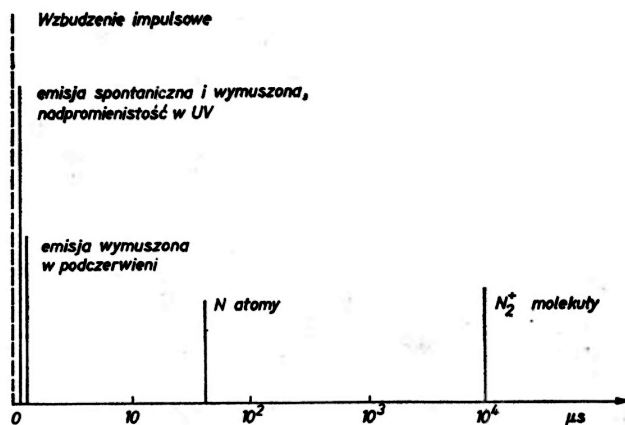
czasu narastania impulsu pompującego poniżej wartości: $\frac{1}{Y_{32} + \tau_{32}^{-1}}$ (warunek inwersji obsadzeń), co wiąże się z zastosowaniem odpowiednich konstrukcji elektrycznych do obwodu wyładowczego lasera azotowego.

Inwersję obsadzeń w molekule N_2 osiąga się poprzez zderzenia z elektronami pochodzącymi najczęściej z wyładowania elektrycznego w gazie. Jednym z możliwych mechanizmów wzbudzenia N_2 ze stanu podstawowego $X^1\Sigma_g^+$ do stanu $C^3\Pi_u$ (górnny poziom laserowy) drogą zderzeń z elektronami jest utworzenie pary molekula—elektron o energii 11,2 eV, a następnie bardzo szybki rozpad tego układu z jednoczesnym powstaniem wzbudzonej molekuly azotu w stanie $C^3\Pi_u$ oraz swobodnego elektronu.

Czasową ewolucję wzbudzania azotu intensywnym, bardzo krótkim impulsem wyładowania elektrycznego, przedstawiono na rys. 2. Emisja spontaniczna ze stanu C zaczyna się równocześnie z początkiem wzbudzenia impulsem prądu, a superradiacyjna emisja promieniowania laserowego po około 10 ns od chwili rozpoczęcia wzbudzenia [Willett 14]. W zakresie podczerwieni akcja laserowa pojawia się z opóźnieniem rzędu 50—100 ns. Po upływie czasu około 100 μ s w plazmie można zaobserwować obecność wolnych atomów, które następnie rekombinują tworząc molekuly w metastabilnych stanach elektrycznych takich jak $^1\Sigma_u$, $A^3\Sigma_u$, $^3\Delta_u$. Po czasie kilku ms w układzie pojawiają się zjonizowane molekuly azotu N_2^+ .

Z powyższego zestawienia wynika, że procesy rekombinacji zdysocjowanych atomów i rekombinacji N_2^+ molekuł nie mogą być odpowiedzialne za wzbudzenie stanu C. Możemy także pominąć wpływ procesu jonizacji górnego poziomu laserowego, jeżeli założymy odpowiednio długi odstęp pomiędzy kolejnymi impulsami wyładowania.

Wzbudzenie drobin N_2 azotu drogą nieelastycznych zderzeń molekuł w stanie podstawowym $X^1\Sigma_g^+$ z elektronami o wysokiej energii przebiega zgodnie z regułą Francka-Condon.



Rys. 2. Ewolucja czasowa molekuł azotu wzbudzonych bardzo krótkim impulsem wyładowania elektrycznego

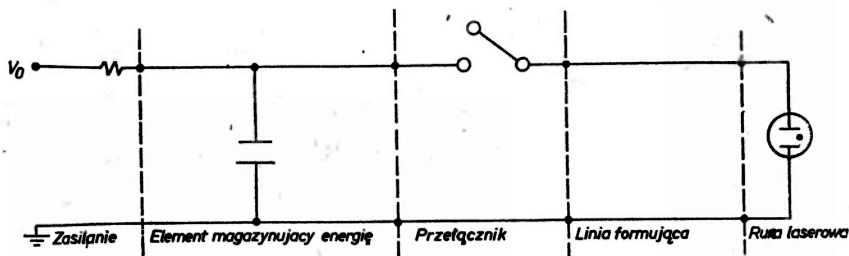
Na rys. 1, gdzie przedstawiono krzywe energii potencjalnej, wzbudzeniu odpowiadają przejścia zaznaczone przerywanymi liniami pionowymi, zaczynającymi się z zerowego poziomu oscylacyjnego, a kończącymi się na odpowiednich poziomach oscylacyjnych wzbudzonych stanów elektronowych.

Typowe rozwiązania konstrukcyjne

Celem uzyskania progu generacji światła laserowego w azocie niezbędne jest wytworzenie plazmy o dużej gęstości, zawierającej znaczną liczbę wysokotemperaturowych elektronów. Jak wynika bowiem z rozważań Aliego [21], gęstość mocy lasera jest w pierwszym rzędzie proporcjonalna do szybkości wzbudzenia górnego poziomu laserowego, ta z kolei jest funkcją temperatury elektronowej. Ponadto, jak na to wskazują poprzednie rozważania, inwersja obsadzeń musi być osiągnięta w czasie krótszym niż czas życia górnego poziomu laserowego $C^3\Pi_u$ (40 ns). Spełnienie wymienionych warunków realizuje się w praktyce za pomocą wyładowania o dużej gęstości prądu rzędu 10^4 A/cm², przy szybkości jego narastania około 10^{12} As⁻¹, Geller [6]. Wymagania takie wprowadzają szereg ograniczeń co do indukcyjności i rezystancji obwodu wyładowczego.

Najważniejszą rolę w konstrukcji lasera azotowego odgrywają zatem układy umożliwiające maksymalnie szybkie przekazywanie do ośrodka czynnego energii elektrycznej zmagazynowanej w kondensatorze. Sprowadza się to do zastosowania bezindukcyjnych, niskooporowych systemów połączeń, bezindukcyj-

nych kondensatorów oraz odpowiednich układów przełączających o maksymalnie krótkich czasach przełączania, decydujących o szybkości przekazania energii do kanału laserowego. W najnowszych rozwiązaniach, w celu minimalizacji indukcyjności i rezystancji obwodu elektrycznego, stosuje się niskoimpedancyjne linie transmisyjne, które użyte są jednocześnie jako element magazynujący energię i jako połączenie zasilania do rury wyładowczej lasera. Na rys. 3 przedstawiono typowy schemat obwodu elektrycznego lasera azotowego.



Rys. 3. Schemat impulsowego obwodu wyładowczego lasera azotowego

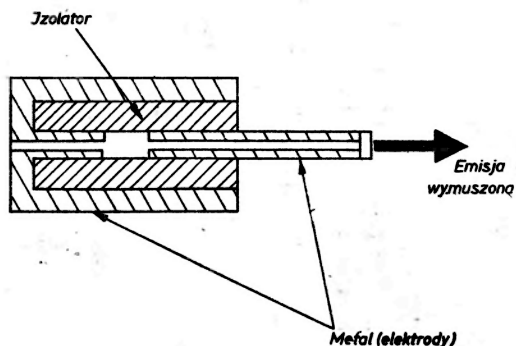
Konstruowane obecnie lasery azotowe ze względu na sposób wzbudzenia można podzielić następująco:

1. Lasery wzbudzone podłużnie,
 - a) przez wyładowanie elektryczne wzdłuż kanału lasera,
 - b) przez wiązkę elektronów z działa elektronowego.
2. Lasery wzbudzone poprzecznie,
 - a) przez wyładowanie jednoczesne wzdłuż całej długości kanału,
 - b) przez falę bieżącą wzbudzenia (*travelling wave excitation*).

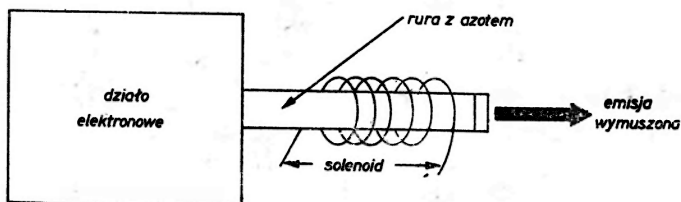
Lasery wzbudzone podłużnie są konstrukcjami stosunkowo rzadkimi, ponieważ wydajność tych układów jest mała i wymagają one stosowania bardzo wysokich napięć rzędu kilkuset kV. Nie uzyskuje się z nich dużych mocy promieniowania laserowego. Lasery wzbudzone poprzecznie natomiast osiągają moce światła rzędu kilku do kilkunastu megawatów, a stosowane w nich zazwyczaj napięcia nie przekraczają 30 kV.

Do układów pierwszej grupy, czyli laserów azotowych wzbudzanych wyładowaniem elektrycznym wzdłuż osi kanału, należą pierwsze chronologicznie urządzenia wykonane przez Hearda oraz Pietrasza i jego współpracowników [22, 23]. Dalsze prace Gellera [6], Ericssona [24], Svedberga [25] i Phillipsa [26] doprowadziły do powstania prostych, niezawodnych i zwartych konstrukcji tzw. laserów koaksjalnych o małej mocy poniżej 100 kW oraz krótkim czasie impulsu (0,4—5 ns). Na rys. 4 przedstawiono schematycznie budowę układu tego rodzaju. Linie formującą tworzy, w tym przypadku kondensator koncentryczny, który jest uformowany przez jedną z elektrod i metalową obudowę połączoną elektrycznie z drugą elektrodą.

Ostatnio obserwuje się wzrost zainteresowania impulsowymi laserami azotowymi wzbudzonymi podłużnie strumieniem elektronów. Pierwszymi autorami takiego lasera byli Paterson [11] oraz Dreyfus i Hodgson [12, 13] (rys. 5). Użyte działo elektronowe wytwarza impulsy o natężeniu rzędu 10^5 A i czasie trwania od 3 do 30 ns. Elektrony są następnie kierowane przez cienką folię aluminiową (oddzielającą część próżniową działła od objętości czynnej lasera)



Rys. 4. Laser azotowy z wyładowaniem podłużnym



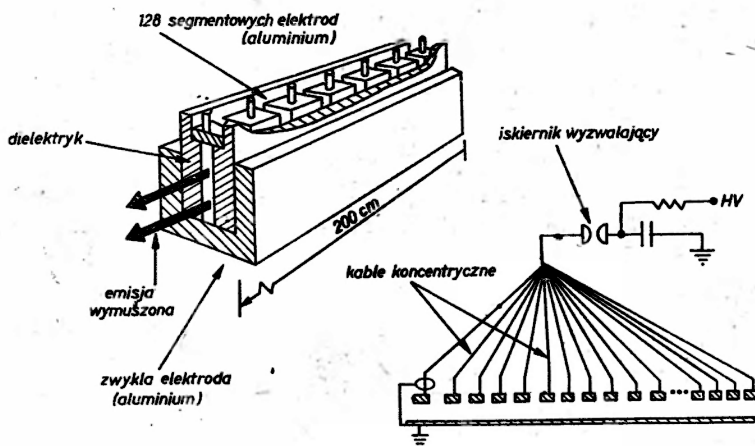
Rys. 5. Schemat lasera azotowego pompowanego wiązką elektronów z działła elektronowego

do wnętrza cylindra zawierającego azot pod ciśnieniem 10 do 50 Tr. Wokół cylindra znajduje się solenoid wytwarzający podłużne pole magnetyczne rzędu kGs, które zapewnia osiową koncentrację elektronów na całej długości przelotu przez kanał (około 1—2 m). Energia elektronów osiąga wartości 400 eV. Powoduje to tworzenie się elektronów wtórnych oraz powstanie zjawiska jonizacji kaskadowej. Pozwala to osiągnąć w praktyce gęstość strumienia elektronów rzędu 10^{13} cm⁻³. W czasie kilku nanosekund uzyskuje się gęstość wzbudzenia molekuł N₂ rzędu 10^{12} cm⁻³. Technika tą, pomimo małej wydajności, wytwarza się impulsy promieniowania laserowego o mocy szczytowej do kilkudziesięciu megawatów. W chwili obecnej nie ma silniejszych źródeł światła spójnego w zakresie ultrafioletu.

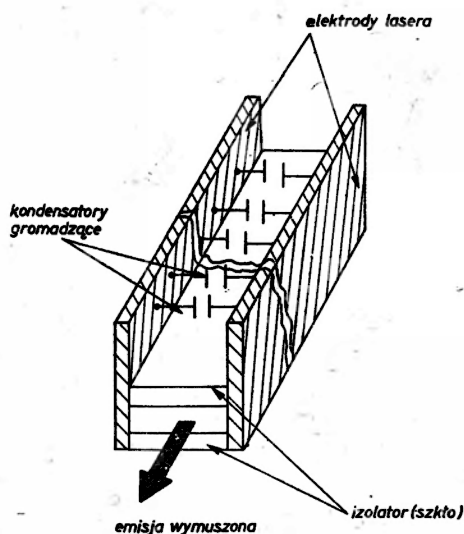
Autorem pierwszej konstrukcji lasera azotowego z wyładowaniem poprzecznym był Leonard [2]. Schemat lasera Leonarda przedstawiono na rys. 6. Zastosowano tutaj segmentowe elektrody zapewniające jednolitą gęstość prądu wzdłuż całej długości kanału wyładowczego oraz umożliwiające zmiany długości

czynnej lasera. Elektrody połączono kablami koncentrycznymi (linia formująca) z niskoindukcyjnym kondensatorem. Stwierdzono, że moc lasera wzrastała liniowo z długością czynną, osiągając maksimum przy długości kanału równej dwa metry. Moc impulsu promieniowania wynosiła 200 kW, a czas trwania — około 20 ns, przy optymalnym ciśnieniu azotu w laserze około 20 Tr. Lasery tego typu produkowane są obecnie przez firmę Avco-Everett (USA).

Nieco inną konstrukcję opracował Schenck [27] — rys. 7. Linia formująca jest tu utworzona przez kondensatory rozłożone równomiernie wzdłuż kanału



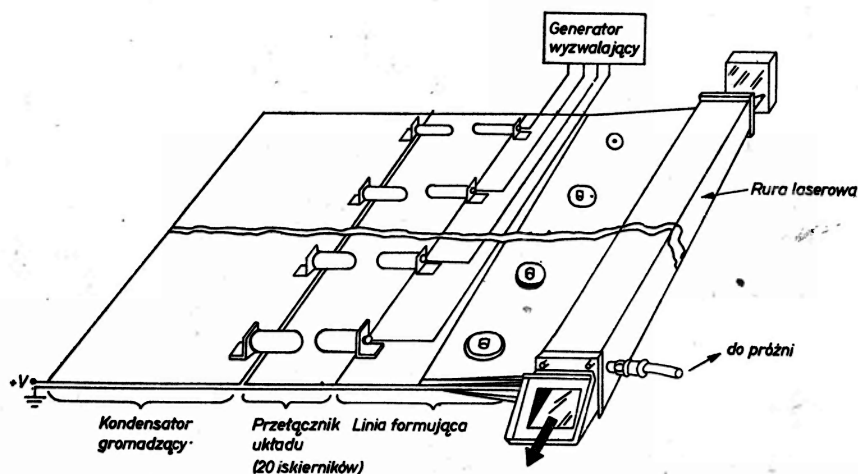
Rys. 6. Schemat lasera Leonarda [2] ze wzbudzeniem poprzecznym. Parametry obwodu elektrycznego: $L = 100$ nH, $C = 0,03$ μ F, napięcie zasilania 15-25 kV. Przekrój poprzeczny kanału lasera $2,5 \times 0,3$ cm



Rys. 7. Laser konstrukcji Schenka [27] ze wzbudzeniem jednoczesnym całego kanału. Parametry układu są zbliżone do wartości podanych dla lasera Leonarda

wyładowczego. Na indukcyjność linii formującej składają się indukcyjności kondensatorów i elektrod. Parametry lasera zbliżone są do opisanego wyżej układu Leonarda. Podobne urządzenie opracowane zostało przez R. K. Bauera i jego współpracowników w Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu [28]. Ostatnio R. K. Bauer i A. Kowalczyk [29] poprzez umieszczenie w komorze wyładowczej izolowanego przewodnika, równoległego do krawędzi elektrod, uzyskali stabilne wyładowanie impulsowe w azocie przy ciśnieniu atmosferycznym skracając czas trwania impulsu do wartości poniżej nanosekundy.

Nowym pomysłem w konstrukcji laserów azotowych była zastosowanie tzw. płaskich nisko-impedancyjnych linii transmisyjnych (*low-impedance flat-plate transmission line*), użytych jednocześnie jako element magazynujący energię i linia formowania impulsu. Linia taka posiada najmniejszą indukcyjność i stosunkowo dużą pojemność, co pozwala na uzyskanie impulsów prądowych o krótkim czasie narastania rzędu 10^{12} A s⁻¹. Jest to wartość 2—3 razy większa niż w przypadku linii formującej złożonej z kondensatorów. Do grupy tej należy model skonstruowany przez Gellera [6] — rys. 8, który z jednometrowej



Rys. 8. Konstrukcja lasera azotowego opracowanego przez Gellera [6] ze wzbudzeniem jednoczesnym wzdłuż całego kanału wyładowczego. Parametry układu: kondensator gromadzący — długość 170 cm, szerokość 106 cm, impedancja 0,10 Ω ; linia formująca — impedancja 0,08 Ω , czas przejścia impulsu przez linię 3,5 ns; przełącznik układu — 20 iskierników pod podwyższonym ciśnieniem, indukcyjność 20 nH

rury laserowej osiągnął szczytową moc promieniowania ultrafioletowego rzędu kilku megawatów. Laser Gellera zasilany jest z płaskiego kondensatora działającego jednocześnie jako linia formująca. Okładki kondensatora doprowadzone są bezpośrednio do elektrod lasera. Jedną z elektrod była aluminiowa obudowa ośrodka czynnego. Układ przełączający tej konstrukcji składał się z 20 iskierników połączonych równoległe, pracujących pod zwiększonym ciśnieniem.

W laserach azotowych wzbudzanych poprzecznie, jednocześnie wzdłuż całego kanału wyładowczego, stwierdzono, że zwiększając długość ośrodka czynnego powyżej 2 m nie obserwuje się dalszego wzrostu mocy promieniowania [3]. Powodem tego jest szybka depopulacja poziomu C^3II_u o bardzo krótkim czasie życia. Laserowe promieniowanie ultrafioletowe przechodząc przez kanał natrafia, w dalszych jego częściach, na drobiny azotu znajdującego się już w stanie B^3II_g i część energii padającej światła jest zużywana na ponowne obsadzenie poziomu C^3II_u . Trudność tę udało się pokonać stosując do pobudzenia gazu tzw. bieżącą falę wzbudzenia. Generalna zasada takiej konstrukcji polega na zsynchronizowaniu wyładowania wzdłuż elektrod z czasem przelotu światła przez kanał. Układy wytwarzające bieżącą falę wzbudzenia z jednoczesnym podwojeniem jej amplitudy nazywane są generatorami Blumleina (Blumlein pulse generator). W praktyce realizuje się to poprzez wielosekcyjne układy zasilania elektrod wyładowczych z kabli koncentrycznych, albo kształtuje się rozkład przestrzenny czoła impulsu tak, aby wyładowanie wzdłuż kanału zsynchronizować z przelotem światła. W tym pierwszym przypadku, różnica czasu przejścia fali wyładowczej przez sąsiednie linie opóźniające powinna być równa czasowi przelotu światła przez odcinek L kanału:

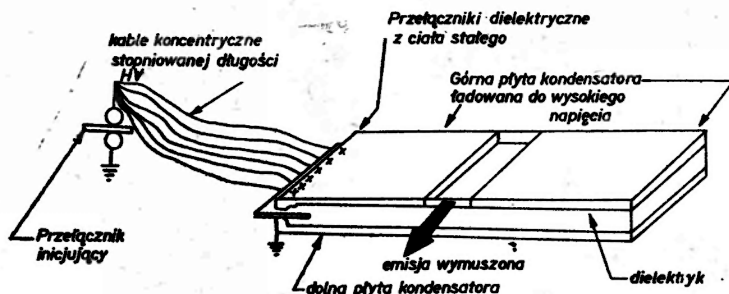
$$\frac{L}{c} = \frac{l_n}{v} - \frac{l_{n-1}}{v}, \quad (6)$$

stąd

$$L = \sqrt{\varepsilon_r}(l_n - l_{n-1}), \quad (7)$$

gdzie: v — prędkość fali wyładowczej w linii formującej (długiej), zależna od względnej przenikalności dielektrycznej ε_r dielektryka, L — długość jednej sekcji kanału wyładowczego, l_n — długość n -tego odcinka linii doprowadzającej zasilający impuls napięcia, c — prędkość światła. W ten sposób promieniowanie, uzyskane w pierwszej sekcji kanału, w każdej następnej sekcji napotyka ośrodek znajdujący się w odpowiedniej fazie wzbudzenia, a więc w przypadku azotu posiadający największą inwersję obsadzeń między poziomami C^3II_u i B^3II_g .

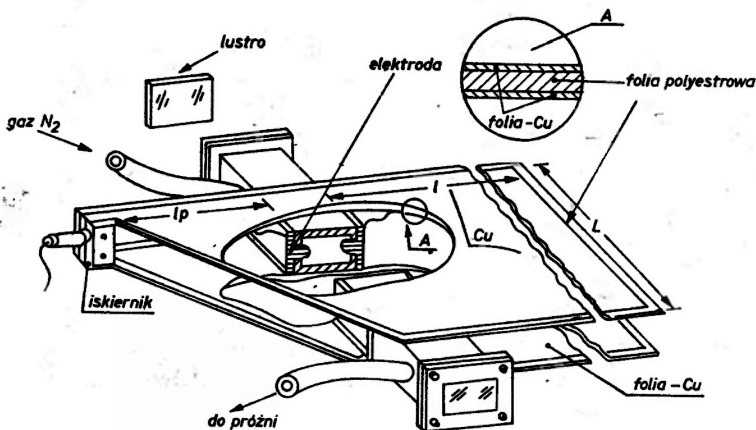
Modyfikacja lasera Leonarda, przez zastosowanie kabli koncentrycznych stopniowanej długości zgodnie z wzorem (7), prowadzi właśnie do konstrukcji z bieżącą falą wzbudzenia. Podane warunki spełnia także laser zbudowany przez Shipmana [4], który wzbudzany był impulsowym generatorem Blumleina składającym się z płaskiej linii transmisyjnej (linia paskowa) oraz 6 przełączników dielektrycznych (rys. 9). W układzie tym kondensator gromadzący i linia formująca utworzone były z dwuczęściowego płaskiego kondensatora. Obudowana przerwa w kondensatorze pełniła rolę kanału wyładowczego. Bieżącą falę wzbudzenia zrealizowano przez zastosowanie 6 kabli koncentrycznych o odpowiednio dobranych długościach, łączących przełączniki dielektryczne z głównym iskiernikiem wyzwalającym. W układzie takim rozładowanie linii formującej powoduje powstanie impulsu napięciowego dwukrotnie wyższego od napięcia ładowania. Laser Shipmana osiągał moc szczytową promieniowania



Rys. 9. Schemat lasera azotowego, pompowanego za pomocą generatora impulsowego Blumleina, zbudowanego z płaskiej linii transmisyjnej (Shipman [4]) Parametry linii transmisyjnej: szerokość 180 cm, długość 366 cm, grubość dielektryka (Mylar) 0,15 cm, impedancja $0,3 \Omega$, napięcie ładowania 75 kV

(mierzoną w kierunku fali wzbudzenia) 2,5 MW w impulsie o czasie trwania 4 ns. W kierunku przeciwnym rejestrowano moc dziesięć razy mniejszą. Pracował on jednak tylko w układzie jednoimpulsowym, z powodu użycia iskierników z dielektrykiem z ciała stałego.

Ciekawym układem z falą bieżącą wzbudzenia jest przedstawiony na rys. 10 laser Bastinga, Schafera i Steyera [7]. Linia formująca w tym przypadku ma kształt trójkąta prostokątnego zapewniając, poprzez odpowiednie uformowanie czoła impulsu, wytworzenie bieżącej fali wzbudzenia. Aby zsynchronizować



Rys. 10. Laser na liniach paskowych z realizacją fali bieżącej wzbudzenia wg Bastinga [7] Parametry linii transmisyjnej: szerokość 30 cm, długość 50 cm, grubość dielektryka (Hostaphan) 0,04 cm, impedancja $0,14 \Omega$, pojemność 21,6 nF

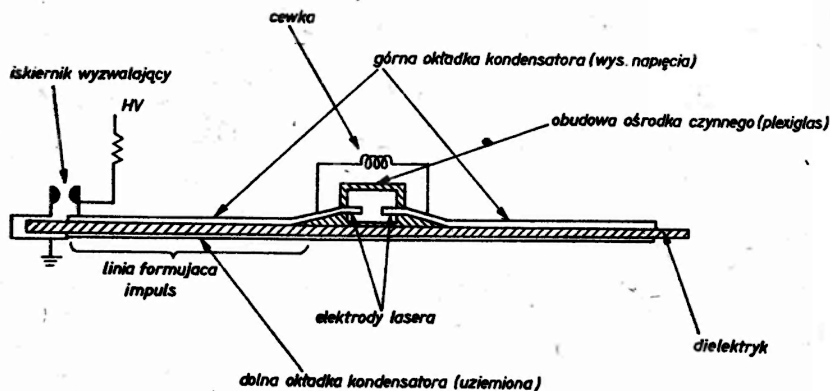
wyładowanie wzdłuż kanału z przelotem światła, między długością linii paskowej l_p a długością ośrodka czynnego L musi zachodzić związek:

$$l_p = \left(\sqrt{\epsilon_r} - \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \right) \frac{L}{2}, \quad (8)$$

gdzie ϵ_r jest względną stałą dielektryczną dielektryka w linii paskowej.

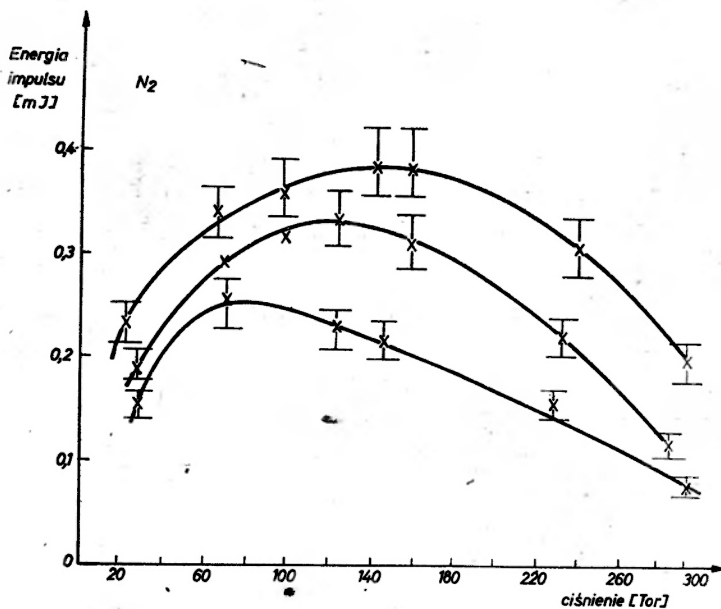
W laserze Bastinga zastosowano podwójną linię transmisyjną, która dwukrotnie zmniejsza jej impedancję w stosunku do linii pojedynczej, a równocześnie zwiększa pojemność. Osiągnięta moc szczytowa wynosiła 1,2 MW, przy długości czynnej układu zaledwie 30 cm i napięciu zasilania 20 kV.

Do grupy laserów wzbudzanych poprzecznie bieżącą falą wzbudzenia należy zaliczyć układ wykonany w Instytucie Fizyki UAM przez autorów tego artykułu (rys. 11). Idea obwodu elektrycznego oparta została na modelach Shipmana i Bastinga. W układzie tym zarówno kondensator, jak i linię formującą tworzył dwuczęściowy symetryczny kondensator płaski. Zasada działania tego układu jest zbliżona do pracy opisanych laserów na liniach paskowych. Prosty iskiernik powietrzny umieszczony w narożniku linii formującej pozwala wytworzyć bieżącą falę wzbudzenia, a samo rozładowanie linii powoduje powstanie



Rys. 11. Schemat generatora Blumleina (przekrój poprzeczny) lasera azotowego zbudowanego w Instytucie Fizyki UAM. Parametry linii transmisyjnej: długość 79 cm, szerokość 20 cm, grubość dielektryka 0,32 mm, impedancja 0,34 Ω , pojemność 13 nF, czas trwania impulsu w linii 3,4 ns, maksymalne napięcie zasilania 15 kV. Przełącznikiem układu jest prosty iskiernik powietrzny

między elektrodami lasera impulsu napięciowego dwukrotnie wyższego od napięcia ładowania. Omawiany model pracował z częstotliwością powtarzania impulsów do 35 Hz, przy ciągłym przepływie gazu w zakresie ciśnień od 10 Tr do 500 Tr i przy napięciach zasilania 5—15 kV. Otrzymywano akcję laserową w molekularnym azocie w ultrafioletowym zakresie widma ($\lambda = 337,1$ nm), o szerokości połówkowej mniejszej od 0,2 nm. Maksymalna energia impulsu lasera wynosi około 0,4 mJ, moc szczytowa powyżej 200 kW (przy ciśnieniu 160 Tr i napięciu zasilania 10 kV). Na rys. 12 przedstawione są wyniki pomiarów energii impulsów w funkcji ciśnienia azotu dla różnych napięć zasilania lasera. Charakter tych krzywych jest typowy dla większości opisanych układów laserów azotowych. Laser ten jest układem o maksymalnie uproszczonej konstrukcji, a wprowadzenie drobnych ulepszeń może znacznie poprawić jego parametry (przewidywana moc szczytowa rzędu MW i energia impulsu promieniowania kilka mJ).



Rys. 12. Energia impulsów laserowych w funkcji ciśnienia azotu dla napięć zasilania: a) 6,9 kV, b) 8,5 kV, c) 10,2 kV

Tablica 3

Parametry azotowych laserów ultrafioletowych

Rodzaj lasera	Połówkowa szerokość impulsu [ns]	Moc szczytowa impulsu [kW]	Typowa częstość powtarzania impulsów [Hz]	Maksymalna moc średnia promieniowania UV [mW]
Svedberg, Högberg, Nilsson	0,6	0,002	—	—
Ericson, Lidholt	0,7	1,2	200	0,1-0,3
Phillips, West	6	1	120	0,7
Dreyfus, Hodgson	2,7	60	—	—
Shipman	4	2500	pojedyncze impulsy	—
Woodward, Ehler, Lineberger	12	1100	10	130
Molelectron Corporation, Model UV-1000	10	1000	30-40	250
Lambda Physik, Model M-2000	4	2000	50	—
Avco-Everett Res. Laboratory, Model C 5000	10	100	500	500
Bauer i in., UMK, Toruń	6	300	5-50	—
J. Grochowski i in., Uniw. Warsz., Warszawa	5	500	33	—
Autorzy, UAM, Poznań	2	> 200	30	16

W Polsce różne konstrukcje laserów azotowych opracowane zostały także przez J. Wojtkowiaka i innych z Uniwersytetu Gdańskiego [32], I. Słomkę i A. Baksika [33] oraz J. Grochowskiego, J. Krasieńskiego i innych [34] z Uniwersytetu Warszawskiego. Zestawienie opublikowanych parametrów podane jest w tabelicy 3.

Zakończenie

Omówione konstrukcje laserów azotowych należą do najbardziej charakterystycznych i rozpowszechnionych. Niektóre z nich są produkowane seryjnie przez takie firmy jak Avco Everett, Lambda Physik, Molecron, Chromatix. Dane zawarte w tabelicy 3 pozwalają porównać parametry kilku z omówionych układów z laserami wytwarzanymi komercyjnie.

W najnowszych rozwiązaniach najszerzej wykorzystuje się generatory z liniami opóźniającymi Blumleina, w których uzyskuje się akcję laserową w dużym zakresie ciśnień — od kilkunastu Tr do ciśnienia atmosferycznego. Usprawnienia wprowadzone przez Salzmann, Bastinga i innych zdają się wskazywać na możliwość szybkiego opracowania i rozpowszechnienia małych prostych układów laserów bez pomp próżniowych i zbiorników z azotem. Równolegle istnieje tendencja budowy laserów emitujących promieniowanie quasi-ciągłe (bardzo duża częstość repetycji, niekiedy większa od 1 kHz) dzięki zastosowaniu szybkiego przepływu gazu [31]. W układach tych osiąga się średnią moc promieniowania rzędu watów.

Literatura

- [1] M. G. Heard, *Nature* **200**, 667 (1963).
- [2] D. A. Leonard, *Appl. Phys. Lett.*, **7**, 4 (1965).
- [3] E. T. Gerry, *Appl. Phys. Lett.*, **7**, 6 (1965).
- [4] J. D. Shipman Jr., *Appl. Phys. Lett.*, **10**, 3 (1967).
- [5] A. W. Ali, A. C. Kolbe, A. D. Anderson, *Appl. Opt.*, **6**, 2115 (1967).
- [6] M. Geller, D. E. Altman, T. A. De Temple, *Appl. Opt.*, **7**, 2232 (1968).
- [7] D. Basting, F. P. Schafer, B. Steyer, *Opto-El.*, **4**, 43 (1972).
- [8] J. P. Girardeau-Montant, C. Girardeau-Montant, *C. R. Acad. Sci. Paris* **274**, 607 (1972).
- [9] H. Salzmann, H. Strohwald, *Opt. Commun.*, **12**, 370 (1974).
- [10] B. Godard, *IEEE J. Quant. Electr.* **QE-10**, 147 (1974).
- [11] E. Paterson, J. B. Gerado, A. Wayne, *Appl. Phys. Lett.*, **21**, 293 (1972).
- [12] R. W. Dreyfus, R. T. Hodgson, *Appl. Phys. Lett.*, **20**, 195 (1972).
- [13] R. W. Dreyfus, R. T. Hodgson, *Bul. Am. Phys. Soc.*, **17**, 19 (1972).
- [14] C. S. Willett, *An introduction to gas lasers: Population, inversion mechanism*, Pergamon Press 1975.
- [15] G. M. Barrow, *Wstęp do spektroskopii molekularnej*, PWN, Warszawa 1968.
- [16] J. P. Girardeau-Montant i in., *C. R. Acad. Sci. Paris* **274**, 740 (1972).
- [17] J. P. Girardeau-Montant, *Now. Rev. Opt.*, **5**, 367 (1974).
- [18] H. Gundel, W. Ross, *Ann. Phys.*, **7**, 263 (1974).

- [19] G. G. Pietrasz, *Uspekhi Fiz. Nauk* 105, 645 (1971).
- [20] M. Gallando, C. A. Massone, M. Garvagalia, *Appl. Opt.* 7, 2418 (1968).
- [21] A. W. Ali, *Appl. Opt.* 8, 993 (1968).
- [22] G. G. Pietrasz, *Zh. Priklad. Spektrosk.* 4, 395 (1966).
- [23] W. M. Kaslin, G. G. Pietrasz, *Trudy FIAN*, tom 81, str. 88, Nauka, Moskwa 1975.
- [24] K. G. Ericsson, L. R. Lidholt, *Appl. Opt.* 7, 211 (1968).
- [25] A. Svedberg, L. Hogberg, R. Nilson, *Appl. Phys. Lett.* 12, 102 (1968).
- [26] D. Phillips, I. West, *Am. J. Phys.* 38, 665 (1970).
- [27] P. Schenck, H. Metcalf, *Bull. Am. Phys. Lett.* 10, 475 (1972).
- [28] R. K. Bauer, A. Balter, H. Cherek, A. Kowalczyk, *Laser azotowy, ARO-5, Rap. Techn. Nr 13* (1976).
- [29] R. K. Bauer, A. Kowalczyk, *Optics Comm.* 23, 169 (1977).
- [30] B. Woodward, V. Ehlers, W. Lineberger, *Rev. Sci. Instrum.* 44, 882 (1973).
- [31] R. Targ, *IEEE J. Quant. Electr.* QE-8, 726 (1972).
- [32] J. Wojtkowiak, L. Kochanowski, J. A. Heldt, *Materiały Konferencji EKON-76*, 1-30, 80 (1976).
- [33] I. Słomka, A. Baksik, *Materiały Konferencji EKON-74, A-43* (1974).
- [34] J. Grochowski, J. Krasieński, Wł. Majewski, W. Majewski, *Materiały Konferencji, EKON-76, A-80*, 118 (1976).

W S P O M N I E N I A — R O C Z N I C E

*Iwo Białynicki-Birula*Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

50 lat równania Diraca

50 Years of the Dirac Equation

Abstract: The discovery by Dirac of his relativistic electron equation is described. Problems of the physical interpretation of the solutions of this equation are reviewed.

W tym roku minęło 50 lat od ukazania się dwóch artykułów Diraca w Proceedings of the Royal Society [1], w których autor ogłosił odkrycie relatywistycznego równania opisującego elektron. Równanie Diraca jest jednym z kilku najbardziej fundamentalnych równań współczesnej fizyki. Tak, samo jak równania Newtona, Eulera, Maxwella, Boltzmann, Einsteina, Heisenberga i Schrödingera, równanie Diraca ma charakter równania ewolucji. Opisuje ono rozwój w czasie funkcji falowej, wyznaczając wartości funkcji falowej w dowolnej chwili t na podstawie wartości funkcji falowej w chwili początkowej t_0 .

Pod względem matematycznym równanie Diraca jest układem czterech liniowych równań różniczkowych pierwszego rzędu w pochodnych cząstkowych na cztery zespolone składowe funkcji falowej. Jest to więc układ ośmiu równań rzeczywistych. W ogólnym przypadku są to równania ze zmiennymi współczynnikami zależnymi od potencjałów skalarnego φ i wektorowego A pola elektromagnetycznego, w którym porusza się elektron. W jawnej postaci równania te można zapisać następująco:

$$\left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{imc}{\hbar} + \frac{ie}{\hbar c} \varphi\right) \psi_1 - \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{ie}{\hbar c} A_z\right) \psi_3 - \left(\frac{\partial}{\partial x} - i \frac{\partial}{\partial y} - \frac{ie}{\hbar c} A_x + \frac{e}{\hbar c} A_y\right) \psi_4 = 0,$$

$$\left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{imc}{\hbar} + \frac{ie}{\hbar c} \varphi\right) \psi_2 + \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{ie}{\hbar c} A_z\right) \psi_4 - \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} - \frac{ie}{\hbar c} A_x - \frac{e}{\hbar c} A_y\right) \psi_3 = 0,$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{imc}{\hbar} + \frac{ie}{\hbar c} \varphi\right) \psi_3 - \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{ie}{\hbar c} A_z\right) \psi_1 - \left(\frac{\partial}{\partial x} - i \frac{\partial}{\partial y} - \frac{ie}{\hbar c} A_x + \frac{e}{\hbar c} A_y\right) \psi_2 &= 0, \\ \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{imc}{\hbar} + \frac{ie}{\hbar c} \varphi\right) \psi_4 - \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{ie}{\hbar c} A_z\right) \psi_2 - \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} - \frac{ie}{\hbar c} A_x - \frac{e}{\hbar c} A_y\right) \psi_1 &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Obecnie używa się najczęściej symbolicznego, skróconego zapisu

$$\gamma \cdot (i\partial - eA) \Psi = m\Psi. \quad (2)$$

Matematyczne własności równania Diraca są dosyć dobrze zbadane. Znamy kilka ścisłych rozwiązań tego równania (dla elektronu swobodnego, w polu kulombowskim, w stałym i jednorodnym polu magnetycznym, w polu płaskiej fali elektromagnetycznej, a nawet w polu cząstki punktowej obdarzonej ładunkiem elektrycznym i magnetycznym) oraz pewne rozwiązania przybliżone, a także umiemy udowodnić różne twierdzenia matematyczne o rozwiązaniach. Natomiast interpretacja fizyczna równania Diraca nie jest do dnia dzisiejszego w pełni wyjaśniona. Pięćdziesiąt lat temu sytuacja była jednak dużo bardziej zmatowana. Podobnie jak równania Heisenberga i Schrödingera, a w przeciwieństwie do pięciu pozostałych równań ewolucji wymienionych poprzednio, równanie Diraca zostało odkryte zanim było wiadomo dokładnie jaki jest sens fizyczny występujących w nim wielkości.

Początkowo Dirac sądził, że jego równanie jest bezpośrednim uogólnieniem równania Schrödingera na przypadek relatywistyczny, bez żadnych istotnych zmian w treści fizycznej i z zachowaniem probabilistycznej interpretacji Borna funkcji falowej. Heurystyczne argumenty, których użył on do wyprowadzenia swego równania wykorzystywały w istotny sposób taki właśnie punkt widzenia.

Przed wszystkim Dirac założył, że równanie winno mieć taką samą ogólną postać liniowego równania ewolucji jak równanie Schrödingera

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi = H\Psi. \quad (3)$$

Równanie tego typu umożliwia zastosowanie ogólnej teorii transformacji, która stanowi pomost między mechaniką macierzową i mechaniką falową, jednocząc je w spójną całość — mechanikę kwantową. W tworzeniu tego ogólnego schematu czołową rolę odegrał właśnie Dirac¹. Przy użyciu współczesnej nomenklatury powiedzielibyśmy, że równanie (3) stwarza możliwości przejścia od obrazu Schrödingera do obrazu Heisenberga. Dla równania typu (3) można też łatwo zagwarantować zgodność z interpretacją probabilistyczną teorii. Wystarczy założyć, że hamiltonian H jest operatorem hermitowskim, na to by funkcja falowa unormowana do jedności w chwili początkowej własność tę zachowywała stale.

¹ Porównaj artykuł Jagdish Mehry, *Narodziny mechaniki kwantowej*, Postępy Fizyki 29, 275 (1978).

Po wtóre Dirac zażądał, by jego równanie prowadziło w przypadku swobodnej cząstki do relatywistycznego związku między energią, pędem i masą:

$$E^2/c^2 - p^2 = m^2c^2. \quad (4)$$

W mechanice falowej, w wyniku podstawienia $E \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$, $p \rightarrow \frac{\hbar}{i} \nabla$, związek ten przybiera postać relatywistycznego równania Schrödingera czyli równania Kleina-Gordona

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta + \frac{m^2c^2}{\hbar^2} \right) \Phi = 0. \quad (5)$$

Każde rozwiązanie równania (3) będzie jednocześnie rozwiązaniem równania (5), jeżeli tylko hamiltonian spełnia warunek

$$H^2 = m^2c^4 - c^2\hbar^2\Delta. \quad (6)$$

Dirac uznał, że wyciągnięcie zwykłego pierwiastka z operatora H^2 i przyjęcie H w postaci

$$H = \sqrt{m^2c^4 - c^2\hbar^2\Delta} \quad (7)$$

nie jest zgodne z duchem teorii względności, która wymaga symetrycznego traktowania przestrzeni i czasu. Ze względu na to, iż pochodna względem czasu występuje w równaniu (3) liniowo, pochodne względem współrzędnych przestrzennych też powinny występować liniowo. Związek między równaniem Kleina-Gordona i poszukiwanym przez Diraca nowym równaniem dla funkcji falowej byłby zatem bardzo podobny do związku między równaniem d'Alemberta i równaniami Maxwella w próżni. Analogia między równaniem Diraca i równaniami Maxwella jest nawet tak bliska, iż dziwi mnie trochę to, że nie ma o niej wzmianki w pracach Diraca. Obszerne omówienie owej analogii zamieścił Frenkel w napisanym rok później² zaawansowanym podręczniku mechaniki kwantowej [2].

Trzeci argument heurystyczny wykorzystany przez Diraca do wyprowadzenia równania nasunął mu się, jak twierdził później [3], przez przypadek. Wykonując różne przekształcenia matematyczne nad odkrytymi rok wcześniej przez Pauliego [4] macierzami spinowymi σ_1 , σ_2 i σ_3 Dirac zauważył, że zachodzi związek

$$(\sigma_1 p_1 + \sigma_2 p_2 + \sigma_3 p_3)^2 = p_1^2 + p_2^2 + p_3^2, \quad (8)$$

a zatem przy pomocy macierzy spinowych można „wyciągnąć pierwiastek” z sumy trzech kwadratów otrzymując wyrażenie liniowe

$$(p_1^2 + p_2^2 + p_3^2)^{\frac{1}{2}} = \sigma_1 p_1 + \sigma_2 p_2 + \sigma_3 p_3. \quad (9)$$

² Dirac odkrył swoje równanie pod koniec roku 1927. Jego artykuły ukazały się w styczniowym i lutym numerze *Proceedings* w 1928 r. Książka Frenkla, w której wiele miejsca poświęcono równaniu Diraca, ukazała się w 1929 roku (!). Gdzie są ci autorzy, którzy w swoich dziełach umieszczali odkrycia ostatniego roku? Gdzie są ci wydawcy i drukarze, którzy w ciągu kilku miesięcy wypuszczali w świat książkę?

Do wyciągnięcia pierwiastka z wyrażenia

$$c^2(p_1^2 + p_2^2 + p_3^2) + m^2c^4, \quad (10)$$

będącego sumą czterech kwadratów, nie wystarczają same macierze spinowe. Po kilkutygodniowych próbach Dirac doszedł do wniosku, że nie należy ograniczać się do macierzy 2×2 , jakimi są macierze Pauliego, a użyć macierzy 4×4 . Macierze te oznaczył Dirac przez α_1 , α_2 , α_3 i α_4 i zapisał hamiltonian w postaci

$$H = c(\alpha_1 p_1 + \alpha_2 p_2 + \alpha_3 p_3 + \alpha_4 mc). \quad (11)$$

Z warunku (6) otrzymał on następujące algebraiczne związki dla macierzy α :

$$\begin{aligned} \alpha_i^2 &= 1, & i &= 1, \dots, 4, \\ \alpha_i \alpha_j + \alpha_j \alpha_i &= 0, & i &\neq j. \end{aligned} \quad (12)$$

W ten sposób Dirac doszedł do równania:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi = \left[\frac{\hbar c}{i} \left(\alpha_1 \frac{\partial}{\partial x_1} + \alpha_2 \frac{\partial}{\partial y} + \alpha_3 \frac{\partial}{\partial z} \right) + \alpha_4 mc \right] \psi. \quad (13)$$

Można przypuszczać, że równanie to opisuje cząstkę ze spinem, ze względu na podobieństwo macierzy α do macierzy spinowych Pauliego. Dla wykazania, że tak jest w istocie wygodnie jest wyrazić macierze α_i przez dwa niezależne układy macierzy Pauliego σ_i oraz ϱ_i

$$\alpha_1 = \varrho_1 \sigma_1, \quad \alpha_2 = \varrho_1 \sigma_2, \quad \alpha_3 = \varrho_1 \sigma_3, \quad \alpha_4 = \varrho_3, \quad (14)$$

nie przesądzając na razie sensu fizycznego dodatkowego stopnia swobody opisywanego przez macierze ϱ_i . Hamiltonian Diraca przyjmuje wówczas postać

$$H = c\alpha \cdot p + \alpha_4 mc = c\varrho_1 \sigma \cdot p + \varrho_3 mc. \quad (15)$$

Spin cząstki równy $1/2 \hbar$ „wykrywamy” stwierdzając, że hamiltonian ten nie jest przemienny z operatorem orbitalnego momentu pędu $L = r \times p$, natomiast jest on przemienny z operatorem M ,

$$M = L + 1/2 \hbar \sigma. \quad (16)$$

Tak więc stałą ruchu jest dopiero całkowity moment pędu, będący sumą orbitalnego momentu pędu i spinowego momentu pędu.

Dirac stwierdził także, że opisana jego równaniem cząstka jest obdarzona momentem magnetycznym właściwym dla elektronu, to znaczy jest scharakteryzowana czynnikiem giromagnetycznym równym 2. W tym celu wprowadził do równania potencjały pola elektromagnetycznego w taki sam sposób, jak uczynił to Schrödinger dla swojego równania, to znaczy przez dodanie do pochodnych składowych potencjału

$$\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow \frac{\partial}{\partial t} + \frac{ie}{\hbar} \varphi \quad \nabla \rightarrow \nabla - \frac{ie}{\hbar} A. \quad (17)$$

Okazało się, że energia elektronu umieszczonego w jednorodnym polu magnetycznym zmienia się o wielkość $\pm \frac{e\hbar}{2mc}B$, w zależności od ustawienia spinu, tak jak to zostało stwierdzone doświadczalnie. Rozwiązanie równania Diraca w polu kulombowskim dało poprawne widmo atomu wodoru, włącznie z subtelną strukturą.

Te trzy sukcesy nowej teorii: automatyczne niejako uwzględnienie spinu elektronu, wyznaczenie momentu magnetycznego elektronu i objaśnienie widma atomu wodoru wraz z poprawkami relatywistycznymi sprawiły, iż równanie Diraca zostało szybko zaakceptowane przez ogół fizyków. Wiele pozostawało jednak wciąż do wyjaśnienia.

Przed wszystkim nie było wiadomo czemu odpowiada dodatkowy stopień swobody opisywany przez macierze ρ . W wyniku pojawienia się tego dodatkowego stopnia swobody, który ma podobną naturę jak spin elektronu, liczba stanów ulega podwojeniu. W pracy opublikowanej w 1930 roku [5] Dirac wysunął hipotezę, że dodatkowe rozwiązania jego równania opisują proton, ale interpretacja taka nie dała się utrzymać, gdyż dodatkowe stany odpowiadają cząstce o tej samej masie. Nawet, gdyby istniał jakiś mechanizm prowadzący do zróżnicowania mas, argumentowali Oppenheimer [6] i Tamm [7], to wynikająca z takiej teorii anihilacja elektronów i protonów prowadziłaby do błyskawicznego unicestwienia atomów. Według ich obliczeń czas życia atomu wodoru byłby rzędu 10^{-10} s. Dopiero w cztery lata po odkryciu Diraca, przy badaniu promieniowania kosmicznego otrzymano w komorze Wilsona ślad dodatniego elektronu, którego stany, na równi ze stanami ujemnego elektronu opisywane są przez równanie Diraca. Ciekawe, że w pierwszej pracy Andersona w *Physical Review* donoszącej o odkryciu dodatniego elektronu [8] nie ma żadnej wzmianki o pracach Diraca i nie pojawia się też zaproponowana przez Diraca w 1931 roku, [9], nazwa antyelektron. Wzmianki takie znalazły się dopiero w drugiej pracy Andersona [10].

Warto dokładniej przyrzeć się temu, w jaki sposób równanie Diraca opisuje jednocześnie stany cząstek i antycząstek. W polach statycznych, jak te rozważane w pierwszych pracach Diraca, stacjonarne stany cząstek i antycząstek można rozpatrywać zupełnie niezależnie. Tak właśnie postępował Dirac w swoich pierwszych pracach. Odrzucał on, po prostu, dodatkowe rozwiązania, argumentując, iż odpowiadają one cząstkom o przeciwnym ładunku. Jednakże w polach elektromagnetycznych zależnych od czasu stany cząstek i antycząstek nie dają się rozdzielić. Również w polach statycznych dla stanów niestacjonarnych występuje zjawisko mieszania się stanów znane pod nazwą paradoksu Kleina. Obecnie wiemy, że wiele początkowych problemów interpretacyjnych było wywołanych zjawiskami kreacji i anihilacji par opisywanymi równaniem Diraca. Początkowo Dirac sądził, iż jego równanie ma jakiś defekt i wyraził nawet w pierwszej pracy przypuszczenie, że jego równanie stanowi jedynie przybliżenie prawdziwej teorii wolnej od tych trudności. W cytowanej poprzednio pracy [5] z 1930 roku dał on jednak pełne wyjaśnienie pozornych

sprzeczności tkwiących w jego równaniu przedstawiając bardzo śmiałą hipotezę znaną pod nazwą teorii dziur.

Punktem wyjścia teorii dziur było występowanie w widmie hamiltonianu Diraca (15) ujemnych wartości. Dla każdego stanu o dodatniej energii, interpretowanego przez Diraca jako stan zwykłego elektronu, pojawiał się jego bliźniaczy odpowiednik o ujemnej wartości własnej H . Całkowite zignorowanie stanów o energii ujemnej było niemożliwe ze względu na wspomniane poprzednio mieszanie się tych stanów ze stanami o energii dodatniej w obecności zaleźnych od czasu pól elektromagnetycznych. Wykorzystując zakaz Pauliego, Dirac założył, że każdy stan o energii ujemnej w normalnej sytuacji jest obsadzony przez jeden elektron. W teorii dziur, zatem, stanowi próżni odpowiada ściśle wypełnione morze (bez dna) elektronów o energiach ujemnych. Zakaz Pauliego nie pozwala zwykłym elektronom, zajmującym stany leżące „ponad poziomem morza” przechodzić do stanów „pod poziomem morza”. Co będzie jednak, jeżeli nie wszystkie stany o energii ujemnej są zajęte, jeżeli w morzu pojawiają się dziury? Względem stanu próżni każda dziura będzie miała energię dodatnią, równą modułowi ujemnej energii odpowiedniego stanu, gdyż do zapełnienia dziury trzeba dostarczyć energii ujemnej. Ruch takiej dziury w polu elektromagnetycznym polega na przemieszczaniu się elektronów morza pod działaniem pola. Dziura przemieszcza się, zatem, w kierunku przeciwnym do ruchu morza i dlatego zachowuje się jak cząstka o ładunku dodatnim. Zjawisko kreacji pary złożonej z elektronu ujemnego i elektronu dodatniego tłumaczone jest w teorii dziur jako proces „wybijania dziury”, to znaczy przenoszenia elektronu ze stanu o energii ujemnej do stanu o energii dodatniej. Zjawisko anihilacji pary, natomiast, polega na zapełnianiu dziury. Słabą stroną teorii morza jest brak wyjaśnienia dlaczego wszelkie fizyczne atrybuty elektronów wypełniających morze: ich masa, ładunek oraz ich oddziaływania wzajemne nie są obserwowalne. Teoria dziur nie tłumaczy również zjawisk kreacji i anihilacji par bozonów, dla których nie obowiązuje zakaz Pauliego. Obecnie traktuje się teorię dziur jako wygodny zabieg pozwalający na wyciąganie ilościowych wniosków z teorii, ale pozbawiony głębszego sensu fizycznego. Teoria ta odegrała jednak ogromną rolę w rozwoju relatywistycznej kwantowej teorii, wykazując załamywanie się opisu jednocząstkowego ze wzrostem energii cząstki, gdy produkcja par staje się możliwa. W fizyce cząstek elementarnych teoria dziur została zastąpiona przez teorię Feynmana, ale znalazła ona współcześnie liczne i bardzo płodne zastosowania w teorii układów wielu fermionów: w fizyce ciała stałego i w fizyce jądrowej.

Rozwiązanie problemu interpretacji stanów o energii ujemnej podane przez Feynmana [11, 12] opierało się na odmiennej koncepcji. Feynman argumentował, iż ujemne wartości własne operatora H nie oznaczają wcale ujemnych energii, a jedynie odwrotny bieg czasu własnego cząstki w porównaniu z czasem obserwatora. Koncepcja ta została rozwinięta przez Feynmana w spójny opis procesów elementarnych, znany obecnie pod nazwą techniki diagramów Feyn-



Paul André Maurice Dirac i Richard Phillips Feynman podczas konferencji poświęconej teorii grawitacji w Jablonnie w 1962 r. To piękne zdjęcie dwóch fizyków, którzy odegrali ogromną rolę w opisanym historii równania Diraca, wykonał Marek Holtzman

mana. Dla fermionów teoria Feynmana daje te same wyniki co teoria dziur, można ją jednak także stosować do bozonów.

Problemy interpretacji rozwiązań o ujemnej energii zostały we współczesnej teorii usunięte w cień w wyniku powszechnego stosowania kwantowej teorii pola. Formalny i bardzo odległy od intuicyjnych wyobrażeń charakter postulatów tej teorii dotyczących budowy operatorów pola wręcz uniemożliwia (a szkoda!) stosowanie takich „nainnych wyobrażeń”, jak zapełnione morze lub ruch wstecz w czasie.

Z perspektywy pięćdziesięcioletniej historii możemy dziś jeszcze lepiej docenić fundamentalne znaczenie równania Diraca. Ogromne sukcesy elektrodynamiki kwantowej były możliwe tylko dzięki odkryciu równania Diraca. Relatywistyczna teoria elektronu jest bowiem jednym z dwóch filarów elektrodynamiki kwantowej. Jej drugim filarem jest, odkryta także przez Diraca, kwantowa teoria promieniowania elektromagnetycznego. Nie tylko w elektrodynamice kwantowej, lecz także w całej fizyce cząstek elementarnych równanie Diraca odgrywa pierwszoplanową rolę. Lista znanych cząstek elementarnych opisywanych przez równanie Diraca wydatnie urosła od czasów odkrycia równania. Zawiera dziś ona, oprócz znanych podówczas elektronu i protonu, neutron, neutrino, mion, hyperony lambda, sigma i ksi, niektóre krótkożyjące cząstki-rezonanse, a także ciężkie leptony i inne nowe cząstki odkrywane współcześnie. Również kwarki, będące według współczesnych koncepcji, wraz z leptonami elementarnymi składnikami materii mają spin $\hbar/2$, a zatem opisywane są także przez równanie Diraca.

Równanie Diraca służyło także jako źródło inspiracji w badaniach teoretycznych. Analiza własności transformacyjnych funkcji falowej spełniającej równanie Diraca zapoczątkowała cały nowy dział fizyki teoretycznej — rachunek spinorowy, który dość nieoczekiwanie znalazł bardzo ciekawe zastosowania w ogólnej teorii względności³. Podobnie jak rachunek wektorowy i tensorowy, rachunek spinorowy nie tylko umożliwia bardziej przejrzysty i elegancki zapis równań, lecz także ułatwia zrozumienie ich treści fizycznej.

W ramach rachunku spinorowego przedstawiamy funkcję falową spełniającą równanie Diraca w postaci dwóch dwuskładnikowych spinorów ψ i $\bar{\psi}$. Spinory te są niezależnymi obiektami geometrycznymi względem przestrzennych obrotów i właściwych przekształceń Lorentza. Jedynie przy odbiciach następuje mieszanie się tych dwóch obiektów. Równania spełniane przez ψ i $\bar{\psi}$ mają postać

$$i\sigma^\mu\partial_\mu\psi = m\bar{\psi}, \quad i\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\bar{\psi} = m\psi, \quad (18)$$

gdzie σ^μ i $\bar{\sigma}^\mu$ są układami macierzy Pauliego σ_i oraz $-\sigma_i$ uzupełnionymi o macierz jednostkową⁴.

Zapis równania Diraca w postaci (18) uwypukla podstawowy charakter dwóch spinorów składających się na bispinor, jak często nazywamy funkcję

³ Współautorem pionierskiej pracy z tej dziedziny był Leopold Infeld [13].

⁴ Porównaj na przykład [14] str. 392.

falową spełniającą równanie Diraca. Przy budowaniu współczesnej teorii cząstek elementarnych, jako podstawowych obiektów matematycznych używamy oddzielnie tych właśnie dwóch spinorów. Postać (18) równania Diraca pozwala także lepiej zrozumieć rolę masy cząstki; masa sprzęga w równaniu oba spinory. Dlatego do opisu cząstek obdarzonych masą potrzebny jest bispinor, zaś do opisu neutrin wystarcza jeden spinor.

Równanie Diraca (18) urzeka nas swoją elegancją i symetrią. Jest ono doskonałą ilustracją wygłoszonego kiedyś przez Diraca zdania [15]: „It seems to be one of the fundamental features of nature that fundamental physical laws are described in terms of a mathematical theory of great beauty and power...”⁵

Literatura

- [1] P. A. M. Dirac, The quantum theory of the electron I, II, *Proc. Roy. Soc. A* **117**, 610 (1928); **A118**, 351 (1928).
- [2] J. Frenkel, *Einführung in die Wellenmechanik*, Springer, Berlin 1929.
- [3] P. A. M. Dirac, The relativistic electron wave equation, *Europhysics News* **8**, No. 10 (1977).
- [4] W. Pauli, Z. Zur Quantenmechanik des magnetischen Elektrons, *Phys.* **43**, 601 (1927).
- [5] P. A. M. Dirac, A theory of electrons and protons, *Proc. Roy. Soc. A* **126**, 360 (1930).
- [6] J. R. Oppenheimer, On the theory of electrons and protons, *Phys. Rev.* **35**, 562 (1930).
- [7] I. Tamm, Über die Wechselwirkung der freien Elektronen mit der Strahlung nach der Diracschen Theorie des Elektrons und nach der Quantenelektrodynamik *Z. Phys.* **62**, 545 (1930).
- [8] C. D. Anderson, The positive electron, *Phys. Rev.* **43**, 491 (1933).
- [9] P. A. M. Dirac, Quantised singularities in the electromagnetic field, *Proc. Roy. Soc. A* **133**, 60 (1931).
- [10] C. D. Anderson, Cosmic-ray positive and negative electrons, *Phys. Rev.* **44**, 406 (1933).
- [11] R. P. Feynman, The theory of positrons, *Phys. Rev.* **76**, 749 (1949).
- [12] R. P. Feynman, Space-time approach to quantum electrodynamics, *Phys. Rev.* **76**, 769 (1949).
- [13] L. Infeld und B. L. van der Waerden, *Sitz. Ber. der preuss. Akad. Wiss.* **9**, 380 (1933).
Przedrukowane w książce *Leopold Infeld his Life and Scientific Work*, PWN, Warszawa 1978.
- [14] I. Białynicki-Birula, Z. Białynicka-Birula, *Elektrodynamika Kwantowa*, PWN, Warszawa 1974.
- [15] P. A. M. Dirac, *Sci. American*, Maj 1963.

⁵ „Jedną z fundamentalnych właściwości Natury wydaje się to, że podstawowe prawa fizyczne są opisywane w języku teorii matematycznej o ogromnej piękności i sile...”

Andrzej Zastawny

Institut Fizyki
Politechnika Śląska
Gliwice

Włodzimierz Mościcki
(1911—1977)



W pełni zdrowia i twórczych sił, zaatakowany niespodziewaną, krótkotrwałą chorobą, zmarł w dniu 10 września 1977 roku profesor zwyczajny Politechniki Śląskiej dr Włodzimierz Mościcki.

Urodził się 4. 10. 1911 r. w rodzinie polskiej inteligencji w Kijowie. Dzieciństwo spędził w Omsku na Syberii i tam rozpoczął edukację w Gimnazjum im. Szanina. W 1923 r. wraca z rodzicami do Polski; zamieszkują najpierw w Lublinie, a od 1928 r. w Nakle n/Notecią. W roku 1931 Mościcki zdał maturę w Lublinie i rozpoczął studia na Uniwersytecie im. Stefana Batorego w Wilnie. Od 1937 r. pracuje na Uniwersytecie jako zastępca asystenta, a później —

asystent kontraktowy. Pracował i obracał się wśród znakomitych fizyków i matematyków skupionych w Wilnie. Z rozrzewnieniem wspominał, jak H. Niewodniczański (wtedy doktor) wyznaczył mu pierwszą pracę — budowę zasilacza lampowego. Przyjaźnił się z wybitnie utalentowanym, młodym, wtedy już znanym matematykiem J. Marcinkiewiczem, tragicznie zmarłym w czasie wojny i z młodym fizykiem J. Lubańskim, też już nie żyjącym. Kampanię wrześniową odbył w stopniu podporucznika; 28 września 1939 r. trafił do niewoli.

Lata wojny spędził w obozach jenieckich kolejno w Osterode, Prentzlau, Armswalde, Gross-Born, Sandborstel i Bad Schwartau. W obozach brał aktywny udział w działalności społecznej. W szczególności, prowadził wykłady i odczyty w Kołach Naukowych, a w Gross-Born — wykłady z mechaniki teoretycznej na Wydziale Mechanicznym Studium Politechnicznego. Zaraz po wyzwoleniu pracuje w Komisji Weryfikacyjno-Kwalifikacyjnej dla kandydatów na studia wyższe w Belgii.

W roku 1945 jest już w Poznaniu i podejmuje pracę w Katedrze Fizyki Doświadczalnej UAM na stanowisku asystenta. Otrzymuje dyplom magistra fizyki na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym UAM za pracę zakończoną jeszcze w Wilnie, a nie obronioną tylko z powodu młodzieńczego lekceważenia czasu. Od roku 1946 jest adiunktem. Gdzieś w 1947 r. poznaje prace Libby'ego dotyczące hipotezy generacji radiowęglą C-14 w atmosferze i jego detekcji. Problemem tym został, można powiedzieć, oczarowany, poświęca mu się całkowicie; rozpoczyna się jego wielka przygoda z C-14. Montuje aparaturę do pomiarów naturalnych radioaktywności C-14, której części (a szczególnie elementy elektroniczne) zbiera ze złomowisk sprzętu wojskowego. Opracowuje nową technikę pomiaru polegającą na użyciu licznika Geigera-Müllera wypełnionego CO₂ z badanej próbki. Jest to istotna nowość w stosunku do stosowanej wcześniej metody z węglem w stanie stałym. Zbudowana aparatura była jedną z pierwszych w świecie, a pierwszą w Europie z uwagi na użycie techniki gazowej. W 1951 r. otrzymuje stopień naukowy doktora na UAM za pracę „O pomiarze koncentracji izotopu węgla C-14”, wykonaną pod kierunkiem prof. Sz. Szцениowskiego. W rok później Mościcki wykonuje pierwszy w Polsce pomiar wieku próbki metodą C-14; było nią drewno z Muzeum Ziemi w Warszawie. Prof. Szцениowski powierzał mu w tych latach (1948—52) odpowiedzialne zajęcia dydaktyczne, jak wykłady i prace dyplomowe. Tak się złożyło, że studiowało wtedy w Poznaniu wiele osób, które są obecnie znanymi fizykami. Zmarły zawsze mile wspominał ten okres, bardzo trudny materialnie, ale wspaniały z uwagi na entuzjazm młodych i życzliwą atmosferę; wspominał współpracowników i studentów — dzisiejszych docentów, profesorów i członków PAN.

W latach następnych notuje się szybki ilościowy wzrost laboratoriów C-14, głównie w Europie zachodniej i USA, większość z zastosowaniem techniki gazowej, ale już przy użyciu licznika proporcjonalnego z CO₂ lub innym gazem. W tym okresie Mościcki przenosi się do Torunia (1952), gdzie jest kierownikiem Zakładu Fizyki Doświadczalnej na UMK, a w dwa lata później (już jako

docent) — do Gdańska. Obejmuje kierownictwo I Katedry Fizyki w Politechnice Gdańskiej, a od 1955 r. — Zespołowej Katedry Fizyki. Rozpoczyna się dla niego okres najbardziej intensywnej pracy organizacyjnej, dydaktycznej i wychowawczej. Obok głównej pracy w Politechnice, w latach 1956—58 wykłada w Państwowej Wyższej Szkole Pedagogicznej, a w latach 1958—62 jest kierownikiem Pracowni Geochronologii Bezwzględnej IBJ, zlokalizowanej w Gdańsku. W pracowni tej Mościcki zorganizował Laboratorium C-14. Pomiary rutynowe rozpoczęto w styczniu 1961 roku. W roku akademickim 1956/57 dzięki jego staraniom została powołana na Wydziale Łączności PG Sekcja Fizyki Technicznej jako nowa specjalizacja studiów. Zorganizowanie jej wymagało dużo starań i pracy. Wykłady prowadzili również fizycy z wyższych uczelni innych miast. Do ćwiczeń laboratoryjnych udostępniono studentom stanowiska naukowo-badawcze w całej uczelni. Poziom owych studiów był wysoki; potwierdzeniem tego jest właściwy rozwój naukowy i zawodowy absolwentów. O celowości tego typu studiów dziś nie trzeba w ogóle mówić. Wtedy jednak znaleźli się przeciwnicy tych studiów; w konsekwencji specjalizację zlikwidowano w roku 1966. Dopiero później studia takie rozwinęły się w Polsce. Powstały całe wydziały lub kierunki na politechnikach w Warszawie, Krakowie (AGH), Wrocławiu, Gliwicach, a także (w późniejszym okresie) w Gdańsku.

Mościcki zniechęcony trudnościami przenosi się w 1967 r. do Politechniki Śląskiej w Gliwicach. Jeszcze raz podejmuje trud organizacji Laboratorium C-14. W roku 1971 rozpoczęto rutynowe pomiary. Powoli, ale systematycznie, Laboratorium było rozwijane. Około 1975 r. osiągnęło ono poziom światowy. Liczby wykonywanych rocznie pomiarów wzrastają. Ich wyniki są systematycznie publikowane w *Radiocarbon*, najpierw pod symbolem Gd-Gdańsk, a potem Gd-Gliwice. W roku 1974 Mościcki zorganizował konferencję państw socjalistycznych w Katowicach poświęconą problematyce T-3 i C-14. Zawarto na niej nieformalną umowę o współpracy i kontaktach laboratoriów niskich radioaktywności krajów socjalistycznych w formie okresowych konferencji. Następną konferencja o zasięgu ogólnoswiatowym odbyła się w 1975 r. w Tatrzańskiej Łomnicy.

Mościcki był, można powiedzieć, fanatykiem fizyki, a dzięki swej bogatej i nieprzeciętnej osobowości umiał „zarazić” nią studentów. Doświadczyło tego wielu młodych ludzi, których uczył i którzy zostali fizykami lub adeptami nauk technicznych. Studentów zdolnych wręcz kochał, troszczył się o nich jak o własne dzieci. Sposobem przekazywania wiedzy, który z powodzeniem uprawiał, była popularyzacja fizyki przez odczyty i inne formy. Bezpośrednio po wojnie stanowiło to nawet dodatkowe źródło utrzymania jego rodziny. Społeczeństwo, niezwykle chłonne wtedy, tłumnie wypełniało sale. Mościcki jeździł z odczytami również do mniejszych miast. Odczyty takie były bardzo popularne jeszcze w okresie pracy w Gdańsku. Sam pamiętam taki odczyt z roku 1955 w Auditorium Maximum PG o bombie atomowej, powtórzony kilka razy z uwagi na tłumy zainteresowanych, a uświetniony projekcją kolo-

rowego amerykańskiego filmu o wybuchach doświadczalnych. Jeszcze w Gliwicach Mościcki miał kilka prelekcji z fizyki dla młodzieży szkół średnich, ale szczególnie dużo czasu poświęcał w owym okresie wykładom fizyki w telewizji.

Jego szczególne umiłowanie fizyki było odbiciem ciekawości i podziwu dla przyrody w ogóle, które u ludzi nauki jest często charakterystyczne, a ujawnia się w szeregu ubocznych zainteresowań i pasji. Wynikiem takich zainteresowań był u Mościckiego zbiór motyli z okresu wileńskiego. Tak, w latach studenckich pasjonował się motylami, był współtwórcą pięknego zbioru motyli, który jest obecnie w Lublinie w posiadaniu doc. M. Krzywickiego; łowił rzadkie okazy dla przyrodnika prof. Prüffera. W piśmiennictwie entomologicznym są wzmianki o Mościckim.

Niezwykłe czynny i aktywny, brał udział w pracy społecznej. Poczynając od lat młodzieńczych był: prezesem samopomocy szkolnej i zastępowym ZHP w gimnazjum, skarbnikiem i prezesem Koła Naukowego Fizyków i Astronomów USB (Uniwersytetu Stefana Batorego), skarbnikiem Stowarzyszenia Asystentów USB, członkiem PTF od 1937 r., w tym przewodniczącym Oddziału Gdańskiego (1960—64) i Gliwickiego (1968—74). Był członkiem założycielem Polskiego Towarzystwa Badań Radiacyjnych, członkiem Komisji Badań Czwartorzędu PAN (1954), Komitetu Fizyki PAN (1963—75), Zespołu Przedmiotów Podstawowych M.Sz.W. (1964—66).

Dorobek naukowy Mościckiego obejmuje 43 artykuły i komunikaty naukowe; których był autorem lub współautorem. Jego zainteresowania naukowe, obok głównego nurtu dotyczącego pomiarów naturalnej radioaktywności C-14, skupiały się na zagadnieniach detektorów gazowych i ich nietypowych zastosowań. Opracował 16 artykułów przeglądowych. Był recenzentem 21 prac doktorskich, 4 habilitacyjnych, 14 wniosków awansowych. Był promotorem pięciu prac doktorskich, a dwie następne pozostały na ukończeniu. Jego praca została uhonorowana siedmioma nagrodami ministra, Złotą Odznaką Zasłużonego w Rozwoju Woj. Katowickiego i Krzyżem Kawalerskim Orderu Odrodzenia Polski.

Laboratorium C-14 jest najważniejszym dziełem Mościckiego, tworzonym prawie zawsze w trudnych warunkach technicznych. Życzenie kontynuacji działalności Laboratorium było jego ostatnią wolą. Wykonanie jej będzie najlepszym uszanowaniem jego trudu. Pamięć o nim zachowają wszyscy współpracownicy i uczniowie.

Z E Z J A Z D Ó W I K O N F E R E N C J I

Symposium Fizyki Powierzchni w Trzebiezowicach

Z inicjatywy Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego w dniach 10-12 kwietnia 1978 w Trzebiezowicach na Dolnym Śląsku odbyło się Symposium Fizyki Powierzchni. Celem Symposium było dokonanie przeglądu osiągnięć w dziedzinie fizyki, chemii i technologii powierzchni ciał stałych w Polsce na tle osiągnięć światowych. Wygłoszono 20 referatów przeglądowych. Referaty zostały przygotowane przez osoby reprezentujące większe ośrodki polskie zainteresowane problematyką powierzchni: Instytut Badań Jądrowych w Warszawie, Instytut Fizyki PAN w Warszawie, Instytut Chemii Fizycznej PAN w Warszawie, Instytut Podstawowych Problemów Techniki w Warszawie, Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych we Wrocławiu, Instytut Technologii Elektronowej CEMI w Warszawie, Ośrodek Badawczo-Rozwojowy Techniki Telewizyjnej w Warszawie, Politechnika Poznańska, Politechnika Warszawska, Politechnika Wrocławska, Uniwersytet Poznański, Uniwersytet Wrocławski oraz Zakład Katalizy i Fizykochemii Powierzchni PAN w Krakowie. Dwa referaty były wygłoszone przez gości zagranicznych: prof. J. H. Blocka (Fritz-Haber-Institut, Berlin—Dahlem) i prof. K. H. Bennemanna (Freie Universität, Berlin). Tematem referatów był przegląd aktualnych kierunków badań podstawowych nad powierzchnią, stosowanych metod i uzyskanych najważniejszych wyników. W szeregu referatów przedstawiono przykłady zastosowań praktycznych, między innymi omówiono znaczenie uzyskanych wyników dla elektroniki i katalizy.

Symposium zostało zorganizowane przez pracowników Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego. Konferencje naukowe o podobnej tematyce, Seminaria Fizyki Powierzchni, będą corocznie organizowane przez Uniwersytet Wrocławski. Materiały Seminariów będą publikowane w Acta Universitatis Wratislavis.

R. Męclewski

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Wrocławski

BIOSIGMA 78

Międzynarodowe Symposium Analizy Sygnałów i Obrazów w Medycynie i Biologii w Paryżu

W dniach od 24 do 28 kwietnia 1978 w Paryżu odbyło się międzynarodowe symposium poświęcone zagadnieniom analizy sygnałów i obrazów w medycynie i biologii — BIOSIGMA 78, zorganizowane przez Francuskie Stowarzyszenie Elektryków, Elektroników i Radioelektryków

pod patronatem Międzynarodowej Federacji Informatycznej i Międzynarodowej Federacji Inżynierii Medycznej i Biologicznej. Tematyka konferencji była bardzo szeroka i obejmowała: 1) rejestrację, opracowanie i transmisję sygnałów pochodzenia biologicznego, 2) zbieranie i analizę obrazów w radiologii, medycynie nuklearnej i ultradźwiękowej oraz w termografii, 3) modelowanie i identyfikację systemów biologicznych, 4) metody diagnostyki komputerowej, 5) systemy intensywnego nadzoru. Obrady prowadzone były na trzech równoległych sesjach, odbyły się również cztery sesje plakatowe. Z Polski w konferencji uczestniczyli: prof. J. Keller z Centralnego Ośrodka Techniki Medycznej oraz dr K. Blinowska z Pracowni Fizyki Medycznej Inst. Fiz. Dośw. UW, która przewodniczyła sesji poświęconej Modelom Fizjologicznym i Sympulacji. Z prac wykonanych w kraju przedstawiony został referat *Badanie symulowanego elektromiogramu powierzchniowego przy pomocy analizy częstotliwościowej* (M. Piotrkiwicz, K. Blinowska), a na sesji plakatowej praca *Komputerowa analiza sygnałów fizjologicznych: PTG, EMG, EEG w przestrzeni częstotliwości* (K. Blinowska, L. Czerwosz, M. Czermińska, E. Danielewicz, O. Chomiccki, S. Kasicki).

W obradach brało udział kilkuset delegatów z prawie wszystkich krajów europejskich, Stanów Zjednoczonych i Japonii. Przedyskutowano podstawowe problemy zastosowania fizyki w medycynie i biologii.

Katarzyna Blinowska

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski

XVIII Krakowska Szkoła Fizyki Teoretycznej w Zakopanem

Tegoroczna szkoła odbyła się w Zakopanem w dniach od 26 maja do 7 czerwca 1978 r. Organizatorami byli, jak zwykle, Instytut Fizyki Jądrowej oraz Instytut Fizyki UJ. Głównym tematem Szkoły była struktura hadronów oraz jej wpływ na charakterystykę procesów rozpraszania, produkcji i rozpadów hadronów. Wykłady teoretyczne dotyczyły głównie dyskusji modeli i metod chromodynamiki kwantowej. Omawiano zastosowanie metod grupy renormalizacji do opisu oddziaływań lepton—hadron (D. A. Ross, CERN), wyniki chromodynamiki kwantowej w 2 wymiarach (J. H. Weis, Seattle), równoważność opisu partonowego i teorio-polowego odchylen od skalowania Bjorkena (T. M. Yan, CERN), problem zbędnej symetrii $U(1)$ (R. J. Crewther, CERN), zastosowanie teorii wiązek włóknistych do opisu pól cechowania (S. T. Tsou, Oxford), efekty tzw. kondensacji gluonów (I. O. Wołoszyn, Moskwa), problemy wyboru wygodnego cechowania dla teorii Yanga-Millsa (R. Jackiw, MIT) i zastosowania teorii oktonionów dla opisu wewnętrznych symetrii cząstek (H. Ruegg, Genewa). Bardziej fenomenologicznym dyskusjom zastosowań modeli do szczegółowych problemów doświadczalnych poświęcone były wykłady J. Polkinghorne'a z Cambridge o modelach twardych zderzeń, H.-M. Chana z Rutherford Laboratory o roli koloru w spektroskopii cząstek i T. J. Kobzarewa z Moskwy o pewnych stanach modelu worka MIT, a wykłady S. Smitha z Princeton o produkcji leptonów w zderzeniach hadronów, M. Holdera z CERN-u o oddziaływaniach neutrin oraz M. J. Shocheta z Chicago o dużych pędach poprzecznych stanowiły bardzo interesujące przeglądy aktualnych danych doświadczalnych. Pojedyncze referaty specjalistyczne wygłosili też R. M. Muradian z Dubnej o hadronowym stadium powstawania obiektów kosmicznych, J. Wosiek z Krakowa (obecnie w Rutherford Laboratory) o poprzecznym ruchu kwarków, J. Piśut z Bratysławy o modelu produkcji hadronów i leptonów. Poziom prezentowanych wykładów był w większości przypadków bardzo wysoki.

W szkole uczestniczyło oprócz wykładowców około 20 gości zagranicznych i około 80 fizyków z Warszawy, Wrocławia, Łodzi i Krakowa. Zgodnie z tradycją poziom naukowy uczestników był bardzo zróżnicowany, co zapewniało ożywioną dyskusję podczas większości wykładów i ułatwiało nowicjuszom w omawianej tematyce uzyskanie wielostronnej opinii o poszczególnych problemach.

W pracy Komitetu Organizacyjnego szkoły pod kierunkiem prof. Andrzeja Białasa i prof. Wiesława Czyża brali udział niemal wszyscy pracownicy grupy fizyki wysokich energii Zakładu Fizyki Teoretycznej UJ, przy czym główne prace organizacyjne wykonywały dr Elżbieta Białas i Maria Czyż. Koordynatorem programu szkoły był prof. Kacper Zalewski.

K. Fiałkowski

**Instytut Fizyki
Uniwersytet Jagielloński
Kraków**

R E C E N Z J E

I. I. Olchowski: *Mechanika teoretyczna* (tłumaczył Jerzy Bogdanowicz), PWN, Warszawa, 1978, s. 493, cena zł 64.—

Jest to tłumaczenie II wydania (z 1974 r.) podręcznika *Kurs teoretycznej mechaniki dla fizyków*, napisanego przez autora na podstawie wieloletnich wykładów, jakie prowadził na wydziale fizyki Uniwersytetu Moskiewskiego. Książka składa się z dwóch części, z których pierwsza obejmuje w dziesięciu rozdziałach mechanikę układów punktów materialnych i ciał sztywnych, druga w czterech rozdziałach mechanikę ośrodków ciągłych.

Początkowe rozdziały pierwszej części książki zawierają omówienie podstawowych pojęć i praw mechaniki newtonowskiej, do której autor ogranicza się w całym swoim wykładzie, oraz wyprowadzenie praw zachowania pędu, momentu pędu i energii wraz z przykładami. Szczególną uwagę zwrócono na zastosowania praw mechaniki do zagadnień zderzenia dwóch ciał, co stanowi dobry wstęp do nierelatywistycznej teorii zderzeń w mechanice kwantowej. Część elementarną kończy badanie ruchu względem nieinercjalnych układów współrzędnych. Następnie omówione są rozmaite rodzaje więzów i dynamika układów punktów materialnych nieswobodnych. Wyprowadzone są równania Lagrange'a i zastosowane do teorii drgań liniowych i słabo nieliniowych oraz do dynamiki bryły sztywnej. Ostatni rozdział pierwszej części książki poświęcony jest równaniom kanonicznym Hamiltona, równaniu Hamiltona-Jacobiego, niezmiennikowi Poincarégo-Cartana, przekształceniom kanonicznym i zasadom wariacyjnym.

Drużga część książki, omawiająca podstawy mechaniki ośrodków ciągłych obejmuje zasady hydrodynamiki i teorii sprężystości. Autor nie ogranicza się tu do czysto dynamicznego opisu zjawisk lecz uwzględnia też aspekty termodynamiczne. Wykład rozpoczyna się od przedyskutowania podstawowych pojęć i praw mechaniki ośrodków ciągłych, następnie przedstawiona jest hydrodynamika płynów idealnych i lepkich, a kończy się teorią ciał doskonale sprężystych.

Materiał przedstawiony jest w książce w sposób interesujący, pojęcia podstawowe dobrze wytłumaczone, może jednak byłyby łatwiejsze do przyswojenia, gdyby podać je w sposób bardziej usystematyzowany. Wielką zaletą książki jest duża liczba przykładów i zagadnień szczegółowych przeliczonych do końca. Wiele z tych przykładów z teorii zderzeń, teorii drgań, teorii ruchów satelitów i teorii ruchów cząstek w polach elektromagnetycznych jest bardzo przydatnych jako wstęp do studiowania różnych działów fizyki. Układ materiału różni się jednak dość znacznie od układu obowiązującego w naszych szkołach wyższych, tak że trudno brać go za podstawę dla wykładów mechaniki teoretycznej w naszych uczelniach. Książka Olchowskiego będzie natomiast, przede wszystkim ze względu na dużą liczbę przykładów, pożyteczna jako podręcznik pomocniczy i jako krótki kurs klasycznej teorii ośrodków ciągłych. Może też, przy odpowiednim wyborze materiału przez wykładowcę, być używana w wyższych szkołach pedagogicznych ze względu na szczegółowe przedstawienie materiału.

Przechodząc do uwag szczegółowych pragnąłbym zaznaczyć, że pojęcie ruchu jako zmiany w najbardziej ogólnym znaczeniu tego słowa, jest dla fizyka chyba za szerokie, dla potrzeb mechaniki wystarczy mówić o zmianie położenia ciała względem układu współrzędnych, zachodzącej z biegiem czasu. W rozdziale szóstym najpierw wystawione jest twierdzenie o wirale, a dopiero potem określony sam wiral. We wstępie do rozdziału dziewiątego należałoby

podkreślić, że równania Lagrange'a i Hamiltona są równaniami ruchu, a pod względem matematycznym równaniami różniczkowymi zwyczajnymi. Natomiast (w § 45) zdanie, że równanie Hamiltona-Jacobiego „opisuje ruch układu mechanicznego...” może mylnie sugerować studentowi, że jest to też równanie ruchu. Wydaje się, że zarówno zasada d'Alemberta, jak też i zasada wariacyjna Hamiltona i jej rola w otrzymywaniu równań ruchu są zbyt mało wyeksponowane.

Odnosnie tłumaczenia nasuwają się drobne uwagi. W § 11 chodzi, zgodnie z tekstem oryginału, o przesunięcie elementarne (nieskończenie małe) i pracę elementarną, a nie o jednostkowy przyrost wektora wodzącego i pracę jednostkową. W naszej literaturze więzy *udierżiwajuszczije* nazywają się powszechnie dwustronnymi (a nie utrzymującymi), a *nieudierżiwajuszczije* jednostronnymi (a nie nieutrzymującymi). Sądzę też, że słowo „zmiana”, występujące w książce kilkanaście razy, należy tam, gdzie chodzi o pochodną, przetłumaczyć po prostu jako pochodną, a tam, gdzie chodzi o różniczkę przez „przyrost” (lub gdy chodzi o różniczkę ze znakiem ujemnym przez „ubytek”). „Twierdzenie Noethera” należałoby zastąpić przez „twierdzenie Noether”. W końcu wskutek nieuwagi przedostało się do tekstu parę błędów. Trzecie zdanie pierwszego rozdziału (str. 13) powinno brzmieć: „Każda inna forma ruchu, której towarzyszy pewne przemieszczenie, nie sprowadzająca się do tego przemieszczenia — jest formą ruchu bardziej złożoną”. Na str. 405 powinno być „prawo określające zmianę momentu pędu”, a właściwie „prawo określające pochodną momentu pędu”.

Na koniec uwaga ogólna. Wydaje się, że byłoby dobrze, gdyby tłumacz lub redaktor książki tłumaczonej z obcego języka zamieszczał notatkę o książkach autorów polskich lub tłumaczeniach, jakie ukazały się już w Polsce na ten sam lub podobny temat.

Bronisław Średniawa
Instytut Fizyki
Uniwersytet Jagielloński
Kraków

LIST DO REDAKCJI

Czy zjawisko Comptona jest rozproszeniem nieelastycznym?

W zeszycie 6/1977 *Postępów Fizyki* ukazał się artykuł W. Żurka pt. „Badanie rozkładu pędów elektronów metodą efektu Comptona”. Już w części wstępnej ze zdziwieniem przeczytaliśmy następujące zdanie: „Mówiąc o efekcie Comptona mamy na ogół na myśli nieelastyczne rozpraszanie fotonów na swobodnych elektronach”. W dalszym ciągu artykułu autor wielokrotnie i konsekwentnie pisze o efekcie Comptona jako o procesie nieelastycznym. Ponieważ zawsze byliśmy przekonani, że zjawisko Comptona jest elastycznym rozpraszaniem fotonów, postanowiliśmy sprawdzić, co piszą na ten temat autorzy różnych podręczników.

W niektórych podręcznikach efekt Comptona jest opisywany, lecz autorzy nie używają *explicite* ani terminu rozproszenie „sprężyste”, ani „niesprężyste”. Ma to miejsce np. w podręcznikach fizyki jądrowej R. D. Evansa i H. Engego, w podręcznikach fizyki ogólnej D. Hallidaya i R. Resnicka (t. II) i B. Jaworskiego i A. Dietla (t. III), w podręczniku fizyki teoretycznej A. S. Kompaniejca.

Określenie efektu Comptona jako rozproszenia niesprężystego znaleźliśmy, oprócz wspomnianego artykułu, również w podręczniku A. Januszajtisa *Fizyka dla politechnik* (tom I, str. 272, podpis pod rys. 267), oraz w podręczniku A. Strzałkowskiego *Wstęp do fizyki jądra atomowego* (str. 26 i 27). Wydaje się, że autorzy ci chcą elastycznym rozproszeniem fotonów na elektronach nazywać tylko takie, które nie prowadzi do zmiany długości fali czyli energii fotonu.

Efekt Comptona opisany jest natomiast *explicite* jako rozproszenie „sprężyste” (lub „doskonale sprężyste”) w podręcznikach fizyki jądrowej K. N. Muchina, E. Szpolskiego, I. Kaplana, w podręcznikach fizyki ogólnej S. Szczeniowskiego (t. V), A. K. Wróblewskiego i J. A. Zakrzewskiego (t. I), J. Rossela, S. E. Frisza i A. V. Timoriewej (t. III), w nowej monografii Abramowa i współpracowników *Podstawy metod doświadczalnych fizyki jądrowej*, w Wielkiej Encyklopedii Powszechnej PWN i Encyklopedii Fizyki PWN, a także w szkolnym podręczniku J. i M. Massalskich dla IV klasy liceum oraz w książce J. Blinowskiego i J. Trylskiego *Fizyka dla kandydatów na wyższe uczelnie*.

Pojęcie zderzenia nieelastycznego, dobrze ugruntowane w mechanice klasycznej, powinno zostać rozszerzone na zjawiska w skali atomowej w naturalny sposób, zapewniający spójność pojęć fizyki. Klasyczne kryterium nieelastyczności, to jest zmniejszenie się sumarycznej energii kinetycznej po zderzeniu, komentujemy stwierdzeniem, że w zderzeniu część energii uległa przemianom na inny jej rodzaj — energię wewnętrzną. Taki sam sens powinna mieć — identycznie definiowana — nieelastyczność zderzeń atomowych: w rezultacie zderzenia część całkowitej energii kinetycznej uległa zamianie na inną formę energii, np. wzbudzenie cząstek tarczy lub cząstki padającej, produkcję nowych cząstek, itp. Jeśli w wyniku zderzenia przemiany energii w inną formę nie ma, zderzenie jest elastyczne. Tak więc np. zderzenia nukleonów

z produkcją nowych cząstek to procesy nieelastyczne; podczas spowalniania neutronów w ośrodku, część zderzeń jest nieelastyczna (wzbudzenie jąder), a część — elastyczna; zjawisko Comptona jest przykładem elastycznego rozpraszania fotonów na swobodnych lub prawie swobodnych elektronach.

Jeżeli chcielibyśmy uznać efekt Comptona za rozproszenie niesprężyste tylko dlatego, że foton zmienia energię przekazując jej część elektronowi, to z tej samej racji każde zderzenie idealnych kul bilardowych powinniśmy też nazywać niesprężystym! Rozproszenie fotonu bez zmiany jego energii ma klasyczny odpowiednik w zderzeniu z ciałem o nieskończenie dużej masie. Zawężenie w niektórych zderzeniach jedynie do tego granicznego przypadku terminu „zderzenie elastyczne” mogłoby, przy dalszym upowszechnianiu, prowadzić do niejasności i niepotrzebnego pomieszania pojęć.

Jerzy Barke, Tomasz Płazak

Institut Fizyki
i Techniki Jądrowej AGH
Kraków

PTF

Seminaria „wędrujące” PTF

Od 1975 roku odbywają się wyjazdowe spotkania przedstawicieli Zarządu Głównego PTF połączone z seminariami naukowymi. Ich celem jest zapoznanie zarządów oddziałów PTF z aktywną działalnością Zarządu Głównego pod kierunkiem prof. Z. Wilhelmiego oraz uzyskanie pełnej informacji przez Zarząd Główny PTF o pracy poszczególnych oddziałów. Seminaria wędrujące cieszą się dużym zainteresowaniem, a uczestnictwo w nich dawało satysfakcję członkom ZG, spotykali się bowiem z gorącym przyjęciem przez kierownictwo oddziałów PTF. Do tej pory seminaria wędrujące odbyły się w Opolu, Wrocławiu, Toruniu, Szczecinie, Lublinie, Katowicach i Gdańsku, gdzie profesorowie J. Stankowski i A. Budzanowski gościli jako przedstawiciele Zarządu Głównego PTF. Stałym programem wędrującego seminarium jest zebranie Zarządu Oddziału PTF, na którym przedstawiciel ZG zapoznawał się z pracami oddziału oraz wykład specjalistyczny przygotowany przez zaproszonego gościa dla wszystkich członków oddziału.

W ciągu spotkań zbierano materiały do opracowania na temat stanu fizyki w poszczególnych ośrodkach. W najbliższym czasie przewiduje się przygotowanie takich opracowań dla ośrodków poznańskiego i wrocławskiego, a nieco później — opolskiego i szczecińskiego. Seminaria wędrujące są dobrą formą aktywizacji środowiska fizyków polskich i dlatego Zarząd Główny PTF zwraca się do fizyków z dużych ośrodków naukowych o zgłaszanie swojej gotowości wzięcia udziału w nich, traktując ten udział jako przejaw aktywności członków Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Jan Stankowski

EPS

Zebranie Komitetu Wykonawczego Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS) odbyło się 14 czerwca 1978 w Tallinie. Poza członkami Komitetu Wykonawczego wzięli w nim udział także przewodniczący Komitetów Doradczych. Omówiono następujące problemy:

Program wymiany wykładowców — z inicjatywy przewodniczącego EPS prof. A. Zichichi powstał projekt utworzenia programu wymiany wykładowców fizyki pomiędzy różnymi uniwersytetami. Chodzi o umożliwienie wykładowcom rocznych pobytów na uniwersytetach zagranicznych. Taką wymianę mają już Włochy z kilkoma innymi krajami jednak EPS dąży do opracowania programu opartego nie na układach bilateralnych, lecz na umowie o zasięgu ogólnoeuropejskim.

Współpraca z Amerykańskim Towarzystwem Fizycznym (APS) — dąży się do zacieśnienia przyjaznych kontaktów obu towarzystw i lepszej wymiany informacji. Rozważa się możliwość wspólnego programu wymiany stypendiów i wymiany wykładowców oraz koordynowania planów konferencji urządzanych w Europie i w Stanach Zjednoczonych.

Europhysics Journal — postanowiono nadać ten emblemat czasopismu *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*.

Communications on Physics — wobec braku materiałów do publikacji Komitet Doradczy d/s Publikacji ma przygotować wnioski w sprawie ewentualnej likwidacji tego czasopisma.

B. W.

Mianowanie profesorów

Rada Państwa nadała tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych Kazimierzowi Antonowiczowi, profesorowi nadzwyczajnemu

Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu.

Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymali:

Stanisław Dembiński — doc. w UMK w Toruniu,

Leon Kowalewski — doc. w UAM w Poznaniu, Jerzy Wojciech Moroń — doc. w UŚ w Katowicach,

Aleksander Opilski — doc. w Politechnice Śląskiej,

Aleksander Szymański — doc. w Politechnice Rzeszowskiej.

Nowy przewodniczący Rady CERN-u

Przedstawiciele dwunastu państw członkowskich CERN-u zebrał się 22 czerwca br. w Genewie na sesji Rady tej organizacji. Nowym przewodniczącym Rady (w miejsce zmarłego w grudniu ubiegłego roku B. Gregory'ego) został wybrany Jean Teillac, profesor Uniwersytetu Piotra i Marii Curie w Paryżu i francuski Wysoki Komisarz Energii Atomowej.

Na tej samej sesji dyrektorzy generalni CERN-u J. B. Adams i Léon Van Hove ostrzegli, że realizacja programów technicznych i naukowych napotykać może na pewne trudności ze względu na ograniczenia budżetowe. Wydatki przewidziane na rok 1979 wynieść mają 580 milionów franków szwajcarskich, tj. o 6% mniej niż w roku 1978.

CERN Presse 78/22

Dziesięciolecie MLSPMINT

Międzynarodowe Laboratorium Silnych Pól Magnetycznych i Niskich Temperatur we Wrocławiu obchodziło w maju 1978 dziesięciolecie swego istnienia. Laboratorium jest, jak wiadomo, wspólną inicjatywą akademii nauk Bułgarii, NRD, Polski i ZSRR.

Z tej okazji odbyło się dwudniowe międzynarodowe sympozjum „Własności fizyczne ciał stałych w silnych polach magnetycznych”. Wykład inauguracyjny o współlistnieniu nadprzewodnictwa i ferromagnetyzmu wygłosił S. W. Wonsowski (ZSRR). Dyrektor Centrum Narodowego Silnych Pól Magnetycznych

w Grenoble, H. Pauthenet, przedstawił działalność tego ośrodka. Referaty na temat własności i zachowania się nadprzewodników, magnetyków i metali w silnych polach magnetycznych oraz na temat stosowanej metodyki badawczej wygłosili m. in.: A. S. Borowik-Romanow (ZSRR), E. I. Lejarowski (Bułgaria), K. H. Bethel (NRD), C. Bazan (Polska), K. P. Bielow (ZSRR), L. W. Roeland (Holandia), F. Schneider-Muntau (Francja), K. Trojan (Polska), R. Troć (Polska).

Materiały Informacyjne PAN 6/78

Nagrody brytyjskiego Instytutu Fizyki

Brytyjski Instytut Fizyki przyznał swoje doroczne odznaczenia i nagrody:

Nagrodę Charlesa Vernona Boysa za badania propagacji fononów w ciekłym i stałym helu otrzymali R. A. Sherlock (Univ. of Waikato, Hamilton, Nowa Zelandia) i A. F. G. Wyatt (Univ. of Exeter, W. Brytania),

Medal i Nagrodę Guthrie otrzymał Philip Anderson (Laboratoria Bella) za wybitne prace w dziedzinie teorii ciała stałego,

Medal i Nagrodę Maxwella otrzymał M. V. Berry (Univ. of Bristol, W. Brytania) za podstawowe prace w wielu gałęziach fizyki teoretycznej,

Medal i Nagrodę Duddella za wkład do wyjaśnienia fizycznych podstaw oraz realizacji technicznej przyrządów wykorzystujących powierzchniowe fale akustyczne otrzymał E. G. S. Paige (Oxford).

Physics Today 31, No 7, 1978

Nagroda Einsteina

Nagroda Einsteina, finansowana przez Fundusz Pamięci Lewisa i Rosy Strauss, jest przyznawana nieregularnie i składa się z nagrody pieniężnej w wysokości 15 000 dol. oraz złotego medalu z wizerunkiem Einsteina.

W 1978 r. Nagrodę Einsteina otrzymał S. W. Hawking, astrofizyk i matematyk z Cambridge za wybitne osiągnięcia w badaniu natury czarnych dziur i wyjątkowo silnych pól grawitacyjnych. Hawking kieruje w Cambridge grupą astrofizyków i fizyków

teoretyków zajmujących się badaniami cząstek jądrowych i promieniowania wysyłanego z obszarów wszechświata, w których zapadły się gwiazdy.

Physics Today 31, No 4, 1978

Medal Henryka Arctowskiego

John R. Winckler (Univ. of Minnesota, Minneapolis) został odznaczony przez amerykańską Narodową Akademię Nauk Medalem Henryka Arctowskiego za badania zmian strumienia cząstek o wysokiej energii w polu słonecznym i za odkrycie promieniowania X wysyłanego przez zorze.

Physics Today 31, No 7, 1978

Członkowie zagraniczni NAS

Amerykańska Narodowa Akademia Nauk (NAS) wybrała nowych członków zagranicznych. Wśród nich są m. in.: Johannes Geiss (Uniwersytet w Bernie), Rudolph L. Mössbauer (Politechnika w Monachium), Guiseppa Occhialini (Uniwersytet w Mediolanie), John C. Polanyi (Uniwersytet w Toronto).

Physics Today 31, No 7, 1978

Antyprotony zmagazynowane

W końcu lipca br. udało się po raz pierwszy w historii zmagazynować antymaterię w postaci antyprotonów.

Kilkaset antyprotonów wytworzonych w akceleratorze PS w CERN-ie wpuszczono do pierścienia magazynującego ICE (Initial Cooling Experiment). Antyprotony o pędzie 2,1 GeV/c krążyły w tym pierścieniu pod wpływem pola magnetycznego po orbicie kołowej o średnicy 24 m przez 85 godz. W dotychczasowych eksperymentach czas życia antyprotonów w komorach pęcherzykowych wynosił około 10^{-4} s.

Sukces eksperymentu ICE stał się możliwy dzięki opracowanej w CERN-ie nowej technice „chłodzenia stochastycznego” polegającej na zastosowaniu ultraszybkiej elektroniki do tłumienia statystycznych fluktuacji cząstek w wiązce.

Uzyskany wynik ważny jest jako potwierdzenie zasady niezmienniczości CPT. W myśl tej zasady antyproton izolowany, tj. zabezpieczony od anihilacji w zetknięciu z protonem, powinien być równie trwały jak proton.

CERN Presse 78/24

Niezachowanie parzystości w oddziaływaniach przez prądy neutralne

Fizycy radzieccy w Nowosybirsku wykonali eksperyment optyczny, którego wynik może mieć doniosły wpływ na rozwój teorii fundamentalnych oddziaływań.

Sam eksperyment polegał na stwierdzeniu, że płaszczyzna polaryzacji liniowo spolaryzowanej wiązki światła laserowego ulega skręceniu przy przejściu przez warstwę pary bizmutu. Doświadczenie wymagało niemal niewiarygodnej precyzji, gdyż kąt skręcenia wynosił 7×10^{-8} radianów (tj. mniej więcej kąt widzenia grubości igły obserwowanej z odległości 8 km). Poprzednie eksperymenty tego typu wykonane przez grupy z Oxfordu i Waszyngtonu obciążone były zbyt dużym błędem doświadczalnym, by dać konkluzyjny wynik.

Odkryte zjawisko interpretuje się jako objaw tego, że w oddziaływaniach przez prądy neutralne między jądrami a elektronami orbitalnymi w atomach bizmutu występuje składowa nie zachowująca parzystości. Wielkość obserwowanego efektu zgodna jest z dokładnością 25% z przewidywaniami opartymi na modelu Weinberga-Salama.

Taka interpretacja wyniku otrzymanego w Nowosybirsku otrzymała potwierdzenie w doświadczeniu wykonanym przy pomocy akceleratora SLAC (Uniwersytet Stanforda), gdzie badano rozproszenie podłużne spolaryzowanych elektronów o emisji 16,2-22,2 GeV na tarczy z ciekłego deuteru. Pędy elektronów rozproszonych niesprężycie analizowano spektrometrem magnetycznym.

Obserwowano asymetrię „prawo-lewo” w rozproszeniu. W celu możliwie jak najlepszej eliminacji asymetrii aparaturowej zlokalizowano wiązkę elektronów z dokładnością do 10 μ m. Energia określana była z dokładnością 0,01%, a kąty z dokładnością 0,3 μ rad.

Stwierdzony efekt jest bardzo słaby, ale wydaje się znaczący. Nieco silniej zaznacza się dla elektronów spolaryzowanych, tak że ich wektor spinu skierowany jest antyrównoległe do wektora pędu.

Należy się spodziewać innych wyników przy zastąpieniu tarczy deuteronowej tarczą protonową, gdyż neutron i proton różnią się co do składu tworzących je kwarków. Wstępne wyniki z tarczą protonową przy energii 19,4 GeV zdają się być zgodne z przewidywaniami teorii.

Od wielu lat poszukuje się sposobu unifikacji oddziaływania elektromagnetycznego i oddziaływania słabego, co zredukowałoby liczbę podstawowych oddziaływań z czterech do trzech. Wyżej omówione prace eksperymentalne oraz intensywnie prowadzone prace teoretyków pozwalają przypuszczać, że może to być kwestią niezbyt odległej przyszłości.

CERN Courier 18, No 6 i 7/8, 1978

Promieniowanie synchrotronowe w ZSRR

W ZSRR utworzono Komisję Promieniowania Synchrotronowego pod przewodnictwem W. Goldanskiego (Instytut Fizykochemiczny, Moskwa). Wiceprzewodniczącym jest S. Kapica (Instytut Problemów Fizycznych, Moskwa), a sekretarzem E. Kosarew (Instytut Problemów Fizycznych, Moskwa).

Badania prowadzi się przy użyciu dwóch synchrotronów w Instytucie Fizyki Akademii Nauk ZSRR w Moskwie (1,2 GeV i 680 MeV), synchrotronu w Erewaniu (4,5 GeV) oraz pierścieni magazynujących w Nowosybirsku. W przyszłości wykorzystany będzie także synchrotron elektronowy (1,3 GeV) w Tomsku i akcelerator liniowy (2 GeV) z pierścieniem magazynującym w Charkowie.

CERN Courier 18, No 5, 1978

Satelita telekomunikacyjny STELLA

W dniu 8 maja br. został wystrzelony z Przylądka Kennedy'ego na Florydzie i umieszczony na orbicie okołoziemskiej satelita telekomunikacyjny STELLA — nazwa jest skrótem ułożonym z liter S(atellite) T(ransmission) E(xperiment) L(inking) LA(bora-

tories). Całe przedsięwzięcie jest prowadzone w ramach współpracy Europejskiej Agencji Przestrzennej (ASE), Europejskiej Wspólnoty Gospodarczej, CERN-u, Laboratorium im. Rutherforda w Wielkiej Brytanii, DESY w RFN, Saclay we Francji i Uniwersytetu w Pizie oraz rządów poczt i telegrafów państw uczestniczących.

Cele, którym STELLA ma służyć, obejmują bardzo szeroki zakres. Najbardziej interesujący z punktu widzenia fizyki jest projekt wykorzystania STELLI do szybkiego przekazywania danych eksperymentalnych między ośrodkami prowadzącymi badania w dziedzinie oddziaływania wysokich energii. Umożliwi to realizację wspólnie zaplanowanych i synchronicznie realizowanych eksperymentów z udziałem wielu odległych od siebie laboratoriów. Uzyskane dane będą mogły być niezwłocznie rozdzielane do opracowania laboratoriom uczestniczącym, co pozwoli na wykorzystanie łącznego potencjału komputerowego. Zdolność satelity STELLA przekazywania wielkich ilości materiału informacyjnego na jednostkę czasu jest bardzo wysoka. Doświadczenie uzyskane przy eksploatacji tego urządzenia pozwoli ocenić jego przydatność i wskaże kierunki możliwych przyszłych ulepszeń. Oczekuje się, że doświadczenie to będzie również pożyteczne dla postępu telekomunikacji w ogólności.

CERN Courier 18, No 6, 1978

Konferencja RAMIS 79

W dniach 24-27 kwietnia 1979 roku Instytut Fizyki Molekularnej PAN tradycyjnie organizuje konferencję Radio- and Microwave Spectroscopy RAMIS 79. Będzie ona poświęcona zastosowaniom rezonansów magnetycznych NMR, EPR i APR w śledzeniu sytuacji molekularnej warunkującej przejścia fazowe w fazie skondensowanej. Najbardziej interesujące będą wyniki z prac i studia nad procesami relaksacji złożonych układów molekularnych jak też wielorakie badania ruchów molekularnych w ciele stałym. Zjawiska krytyczne, procesy uporządkowania deformacji (ferroelastyki), efekty polaryzacji spontanicznej (ferroelektryki) i namagnesowania (magnetyki). Obok standardowych metod rezonansów

magnetycznych przedstawiane będą badania wysokociśnieniowe i kalorymetryczne, dostarczające informacji o parametrach termodynamicznych niezbędnych dla interpretacji danych spektroskopowych. W materiałach RAMIS 79 opublikowane będą plenarne referaty, prace sesji posterowych oraz inne nadesłane materiały. Przewiduje się 120 uczestników konferencji.

Jan Stankowski

Przewodniczący Komitetu
Organizacyjnego RAMIS

Fizycy na znaczkach pocztowych

W 1979 r. przypadną setne rocznice urodzin trzech wielkich uczonych, laureatów Nobla: Alberta Einsteina, Otto Hahna i Maxa von Laue. W związku z tym poczta RFN rozpocznie 15 lutego 1979 r. emisję trzech znaczków z wizerunkami tych uczonych.

Phys. Blätt. 34, No 6, 1978

EWA skończyła dwadzieścia lat

Reaktor EWA w Instytucie Badań Jądrowych w Świerku działa już od dwudziestu lat. Z tej okazji urządzono w Świerku wystawę obrazującą dwudziestoletnią historię tego reaktora, a w dniach 4 i 5 września 1978 odbyło się seminarium naukowe, którego pierwsza sesja poświęcona była wybranym pracom naukowym i technicznym z okresu

dwudziestu lat pracy reaktora EWA. Referaty w sesji drugiej przedstawiały wykorzystanie reaktora EWA w nauce i gospodarce narodowej.

Rezonans IBJ 10, No 15, 1978

Sześćdziesięciolecie Uspiechów

Znane radzieckie czasopismo przeglądowe *Uspiechy Fizycznych Nauk* obchodzi w tym roku sześćdziesięciolecie swego istnienia. Jubileuszowy zeszyt (nr 1 tomu 125) zawiera artykuł „Od Redakcji”, w którym naszkicowana jest historia czasopisma. Założycielem i pierwszym redaktorem *Uspiechów* był P. P. Łazarzew, a jego zastępcą — E. W. Szpolski. Od 1924 obaj byli współredaktorami, później stanowisko naczelnego redaktora objął Szpolski i zajmował je aż do końca swego życia, tj. do 1975 r. Obecnie redaktorem naczelnym jest B. B. Kadomciew. W pierwszym okresie redaktorami i autorami wielu artykułów byli fizycy, którzy wyszli ze szkoły P. N. Lebediewa. W ciągu swego istnienia *Uspiechy Fizycznych Nauk* publikowały artykuły niemal wszystkich najwybitniejszych fizyków radzieckich, jak Joffe, Łazarzew, Roźdzestwiński, a później Wawilow Kurczatow, Kapica, Siemienow, Tamm, Frenkiel, Fok i in.

Zeszyt jubileuszowy przynosi również życiorys P. P. Łazarewa, z okazji setnej rocznicy jego urodzin.

B. W.

Informacje dla Autorów

Komitet Redakcyjny w celu skrócenia cyklu wydawniczego prosi autorów o opracowywanie materiałów przeznaczonych do druku w „Postęпах Fizyki” zgodnie z podanymi niżej wytycznymi:

1. Maszynopisy pracy (oryginał i jedną kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja Postępów Fizyki, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres do dalszej korespondencji (do przesyłania korekty i honorarium autorskiego). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

2. Maszynopis winien być napisany na arkuszach formatu A4 jednostronnie, z podwójną interlinią (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3,5 cm z lewej strony.

3. Pierwsza strona maszynopisu winna zawierać imię i nazwisko autora, miejsce pracy z adresem, tytuł pracy w języku polskim i angielskim oraz streszczenie (do 20 wierszy maszynopisu) w języku polskim i angielskim (wymagania te nie odnoszą się do recenzji książek, notatek do kronik i sprawozdań ze zjazdów i konferencji).

4. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych, kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

5. Wzory należy wpisywać czytelnie, a w szczególności bardzo wyraźnie wpisywać wskaźniki i wykładniki potęg. Symbole wielkości wektorowych należy podkreślić czarnym ołówkiem, gdy będą wydrukowane tłustym drukiem (nie rysować strzałek).

6. Rysunki należy wykonać starannie w jednym egzemplarzu na oddzielnych arkuszach w formie 2 do 4 razy większej niż mają być w druku. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tablice (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.

7. Wszelkie przypisy i uwagi, numerowane kolejno cyframi arabskimi, winny być zamieszczone nie w spisie literatury, a u dołu strony, na której są odsyłacze.

8. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

[1] A. Białas, W. Czyż, *Acta Phys. Pol.* B5, 523 (1974).

[2] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, t. 1, Benjamin, New York 1969, str. 100.

[3] N. N. Bogolyubov, D. V. Shirkov, *Vvedenie v teoryu kvantovannykh polei*, Nauka, Moskva 1973, str. 240.

Skróty nazw czasopism i transliteracja z alfabetów nielacińskich według *Physics Abstracts*. Odsyłacze do literatury w tekście pracy powinny być w nawiasach kwadratowych.

9. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Smoleńsk 14, 31-112 Kraków. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

10. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamawiać odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1—16 s. wynosi zł 8.—

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—
rocznie zł 90.—

Prenumeratę na kraj przyjmują Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” oraz urzędy pocztowe i doręczyciele w terminach:

do dnia 25 listopada na styczeń, I kwartał, I półrocze roku następnego i cały rok następny

do dnia 10 każdego miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty na pozostałe okresy roku bieżącego

Jednostki gospodarki społecznej, instytucje i organizacje społeczno-polityczne składają zamówienia w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”.

Zakłady pracy w miejscowościach, w których nie ma Oddziałów RSW oraz prenumeratorzy indywidualni, zamawiają prenumeratę w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę, która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej, przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto PKO nr 1531-71, w terminach podanych dla prenumeraty krajowej.

Bieżące i archiwalne numery można nabywać lub zamówić we Wzorcowni Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter) 00-901 Warszawa oraz w księgarniach naukowych „Domu Książki”.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order stating the period of time, subscriber's name and address can be sent to any subscription agent or directly to Foreign Trade Enterprise ARS POLONA—RUCH, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, P. O. Box 1001, Poland.

Please send payments (annual subscription US \$ 18) to the account of ARS POLONA—RUCH, through Bank Handlowy S. A., Traugutta 7, 00-067 Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

N. Mott — Elektron w szkłe (tłum. J. Chroboczek)	563
J. H. Van Vleck — Mechanika kwantowa — klucz do zrozumienia magnetyzmu (tłum. K. Szumilin)	577
I. Malecki — Współczesne zastosowania akustyki fizycznej	597
H. Dymaczewski, W. Mischke, M. Przybylski — Ultrafioletowe lasery azotowe	617
WSPOMNIENIA, ROCZNICE	
I. Białynicki-Birula — 50 lat równania Diraca	635
A. Zastawny — Włodzimierz Mościcki (1911—1977)	643
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
R. Męclewski — Sympozjum Fizyki Powierzchni w Trzebiezowicach	647
K. Blinowska — BIOSIGMA 78. Międzynarodowe Sympozjum Analizy Sygnałów i Obrazów w Medycynie i Biologii w Paryżu	647
K. Fiałkowski — XVIII Krakowska Szkoła Fizyki Teoretycznej w Zakopanem	648
RECENZJE	
I. I. Olchowski — Mechanika teoretyczna (B. Średniawa)	651
LIST DO REDAKCJI	
J. Bartke T. Płazak — Czy zjawisko Comptona jest rozproszeniem nieelastycznym? nym?	653
KRONIKA	

CONTENTS

N. Mott — Electrons in Glass	563
J. H. Van Vleck — Quantum Mechanics — The Key to Understanding Magnetism netism	577
I. Malecki — Recent Applications of Physical Acoustics	597
H. Dymaczewski, W. Mischke, M. Przybylski — Ultraviolet Nitrogen Lasers	617
RECOLLECTIONS, ANNIVERSARIES	
I. Białynicki-Birula — 50 Years of the Dirac Equation	635
A. Zastawny — Włodzimierz Mościcki (1911—1977)	643
MEETINGS AND CONFERENCES	
REVIEWS	
LETTER TO THE EDITOR	
CHRONICLE	