

---

PTF

DWUMIĘSIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

# POSTĘPY FIZYKI

TOM 35  
ZESZYT 1  
1984

---

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ  
Prof. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr JANUSZ KONOPKA

Skarbnik

Dr hab. ALEKSANDRA KOPYSTYŃSKA

Członkowie Zarządu

Dr JERZY B. BROJAN  
Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK  
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI  
Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

Zastępcy członków Zarządu

Doc. dr ERYK INFELD  
Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI  
Doc. dr IZABELA SOSNOWSKA

oraz redaktorzy czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*  
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*  
Mgr MACIEJ JĘDRZEJCZAK — *Delta*  
Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr EUDOKIA OSTASZEWICZ (Białystok)  
Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (Bydgoszcz)  
Dr RYSZARD HRABAŃSKI (Częstochowa)  
Prof. dr JÓZEF HELDT (Gdańsk)  
Doc. dr ANDRZEJ ZASTAWNY (Gliwice)  
Dr MAREK ZRAŁEK (Katowice)  
Doc. dr MARIAN KARGOL (Kielce)  
Doc. dr WITOLD PRECHT (Koszalin)  
Prof. dr ANDRZEJ FULIŃSKI (Kraków)  
Dr BARBARA GŁADYSZEWSKA (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHALAK (Łódź)  
Dr DANUTA TOKAR (Opole)  
Doc. dr TADEUSZ HILCZER (Poznań)  
Dr ADAM DRZYMAŁA (Rzeszów)  
Dr HENRYK WREMBEL (Stupsk)  
Dr JERZY MAJSZCZYK (Szczecin)  
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI (Toruń)  
Doc. dr ŁUKASZ A. TURSKI (Warszawa)  
Prof. dr JAN MOZRZYMAS (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. HOŻA 69



POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 35, ZESZYT 1

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1984

## RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, Leonard Sosnowski, Przemysław Zieliński

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Adam Sobiczewski

*Członkowie Redakcji* — Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

*Adres redakcji:* ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

### Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Irena Lasocka* (Białystok)  
dr *Wojciech Lenkow* (Częstochowa)  
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)  
doc. dr *Józef Szpilecki* (Gliwice)  
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)  
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)  
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)  
prof. dr *Leszek Wojtczak* (Łódź)  
dr *Wojciech Wojtanowski* (Opole)  
prof. dr *Andrzej Graja* (Poznań)  
mgr *Ewa Wehnert-Rączka* (Szczecin)  
dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)  
doc. dr *Aniela Wolska* (Warszawa)  
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

---

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

Nakład 2120+100 egz. Ark. wyd. 9,5. Ark. druk. 7<sup>12</sup>/<sub>16</sub>+4 wkł. Papier piśmienny kl. IV, 70×100, 71 g. Oddano do składania we wrześniu 1983. Podpisano do druku w lutym 1984. Druk ukończono w lutym 1984. Zam. 543/83. Cena zł 60.—

---

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków; Manifestu Lipcowego 13

*Kazimierz Rosiński*

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## Stany atomowe rydbergowskie \*

### Atomic Rydberg States

*Abstract:* The recent problems and results of investigation of atomic Rydberg states are reviewed.

#### 1. Wstęp

Stany rydbergowskie określimy wstępnie jako stany wzbudzone atomów odpowiadające znaczniejszym wartościom głównej liczby kwantowej  $n$  (np.  $n = 30$ ). Można mówić także o stanach rydbergowskich cząsteczek. Badanie stanów rydbergowskich, czyli atomów rydbergowskich, stało się w ostatnich latach jednym z ważniejszych nurtów badawczych w fizyce atomowej [1]. Rozważanie stanów rydbergowskich, wbrew ich nazwie, nie oznacza zasadniczo powrotu do tematyki nieomal sprzed wieku. Powstaje pytanie, jaka mogła być motywacja intensywnego zajęcia się stanami rydbergowskimi obecnie.

Otóż do niedawna przedmiotem zainteresowania były stany odpowiadające małym wartościom  $n$ , a zwłaszcza tzw. stan rezonansowy odpowiadający najniższemu poziomowi wzbudzonemu obsadzanemu optycznie. Okazało się, że nawet w przypadku atomów o jednym elektronie optycznym (walencyjnym) — metale alkaliczne — dla których można by spodziewać się znacznego podobieństwa do najprostszego atomu, jakim jest atom wodoru, wyjaśnienie teoretyczne położenia i struktury poziomów jest niezwykle utrudnione ze względu na złożony i silny wpływ na ruch elektronu optycznego pozostałych elektronów. Doświadczenie wykazało występowanie w strukturze poziomów alkaliów zasadniczych różnic, a nawet anomalii, w porównaniu z wodorem. Dotyczą one np. odstępów poziomów budowy subtelnej (dublety) i stosunku natężeń składowych subtelnych widm fluorescencji. Można oczekiwać, że wspomniane trudności w opisie teoretycznym i różnice w strukturze poziomów w porównaniu z wodorem zanikną przy przejściu do poziomów o znacznym  $n$ . To oczekiwanie można oprzeć na zasadzie korespondencji, w myśl której dla  $n \rightarrow \infty$  powinniśmy spodziewać się klasycznego zachowania się elektronu.

Zainteresowanie stanami rydbergowskimi wiąże się również z wykryciem w promieniowaniu galaktycznych obłoków wodorowych promieniowania mikrofalowego wynikającego

\* Na podstawie wykładu wygłoszonego na X Letniej Szkole Optyki Kwantowej, Bachotek, 7—13 czerwca 1982 r.

z przejść spontanicznych pomiędzy wysokimi, bliskimi poziomami. Rekord bije przejście z  $n = 301$  do  $n = 300$  w atomach wodoru. Nie do pominięcia jest też np. rola atomów rydbergowskich w plazmie kosmicznej i laboratoryjnej.

Można wreszcie mówić o jakiejś odrębności atomów w stanie rydbergowskim. Są one źródłem nowej klasy zjawisk charakteryzujących się pewną egzotycznością. Czyż nie jest egzotyczne to, że może istnieć trwale w warunkach laboratoryjnych atom o średnicy np. ok.  $1,5 \mu\text{m}$  (atom rubidu w stanie o  $n = 125$ ), a więc twór prawie makroskopowy. Jakże słabo jest związany jego elektron (energia wiązania ok.  $5 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$ ), jak kruchym tworem wydaje się taki atom, jak podatny musi być na działanie pól zewnętrznych.

Te i inne motywacje badania stanów rydbergowskich, wysuwane częściowo i dawniej, nie miałyby znaczenia, gdyby współczesny rozwój optyki nie stworzył warsztatu niezbędego do przeprowadzenia tych badań, a mianowicie spektroskopii laserowej [2], a zwłaszcza lasera barwnikowego [3].

## 2. Okres przedlaserowy

Pierwszym krokiem ku związaniu linii widmowych ze strukturą poziomów wzbudzonych atomów było odkrycie przez Balmera (1889 r.) [4] słynnej formuły wiążącej linie widma wodoru w serie:  $1/\lambda = C - R/n^2$ , gdzie  $\lambda$  oznacza długość fali,  $C$  — stałą dla danej serii,  $R$  — stałą uniwersalną Rydberga, a  $n$  — główną liczbę kwantową. Rydberg [5], niezależnie od Balmera a w oparciu o pomiary Liveinga i Dewara (1879 r.) [6] przeprowadzone dla sodu i potasu, podał (1890 r.) uogólnienie formuły Balmera:  $1/\lambda = C - R/(n - \delta_L)^2$ , gdzie  $\delta_L$  jest poprawką charakterystyczną dla poszczególnych serii.

Do ostatnich lat atomy w stanach o znacznym  $n$  nie budziły żywszego zainteresowania. Jedyny rozwiązywany problem dotyczył zderzeniowego rozszerzenia i przesunięcia linii widmowych wyżej wzbudzonych atomów (1934 r.) Na ( $n \leq 28$ ) [7] oraz wpływu na ich absorpcję optyczną silnych pól magnetycznych o natężeniu do 27 kGs (1939 r.) [8]. Dopiero w ostatnich latach, dzięki spektroskopii laserowej, można było podjąć systematyczne badania atomów silnie wzbudzonych (obecnie do  $n \leq 124$ ). Już nieco wcześniej stało się możliwe „dotknięcie” atomów bardzo silnie wzbudzonych dzięki radioastronomicznej penetracji kosmosu. Na przykład Höglund i Mezger [9] donieśli w 1965 r. o wykryciu w promieniowaniu gazowych obłoków galaktycznych promieniowania odpowiadającego przejściu:  $n = 156 \rightarrow n = 153$  w helu. W Jodrell Bank wykryto promieniowanie odpowiadające nawet przejściu:  $n = 301 \rightarrow n = 300$  w wodorze.

## 3. Wstępne informacje o atomach rydbergowskich

Osobliwe właściwości atomów silnie wzbudzonych można ocenić na podstawie tablicy 1, przedstawiającej zestawienie porównawcze ważniejszych właściwości atomu wodoru w zależności od stopnia wzbudzenia ( $n = 1$  i  $n = 30$ ). Zwraca uwagę przede wszystkim bardzo mała, dla  $n = 30$ , energia wiązania elektronu mniejsza od  $kT$  w temperaturze pokojowej i ogromne rozmiary  $0,1 \mu\text{m}$ , na podstawie czego bylibyśmy skłonni, podobnie jak

Tablica 1. Wybrane wielkości charakteryzujące atom wodoru i jego podatność na działanie pól zewnętrznych oraz ich zależność od głównej liczby kwantowej  $n$

Wielkość fizyczna	Zmiennosc z $n$	Rząd wielkości	
		$n \approx 1$	$n \approx 30$
Energia wiązania elektronu	$1/n^2$	10 eV	10 MeV
Odstęp sąsiednich poziomów mierzony długością fali promieniowania wysyłanego	$1/n^3$	600 nm	3 mm
Promień orbity	$n^2$	0,0001 $\mu\text{m}$	0,1 $\mu\text{m}$
Prawdopodobieństwo przejścia wymuszonego pomiędzy sąsiednimi poziomami	$n^4$		
Czas życia	$1/n^3$	1 ns	30 $\mu\text{s}$
Prawdopodobieństwo emisji z poziomu $n$ na najniższy	$1/n^3$		
Polaryzowalność w słabym polu elektrycznym	$n$	0,3 kHz/(kV/cm) <sup>2</sup>	10 MHz/(V/cm) <sup>2</sup>
Pole elektryczne jonizujące	$1/n^4$	10 <sup>8</sup> V/cm	100 V/cm
Podatność diamagnetyczna	$n^4$	10 <sup>-4</sup> Hz/Gs	100 Hz/Gs
Przekrój czynny na oddziaływanie w zderzeniach	$n^4$ — umiarkowane $n$ ; $1/n^3$ — większe $n$	1 $\text{\AA}^2$	10 <sup>4</sup> $\text{\AA}^2$

Bohr, przewidywać niezwykle małą odporność tych atomów na wpływy środowiska. Okazuje się jednak, że wprawdzie początkowo (wzrost  $n$  do ok. 10) przekrój czynny na oddziaływanie ze środowiskiem szybko rośnie z przekrojem atomu (por. tab. 1), ale później szybko maleje ( $\sim n^{-3}$ ), a więc np. atomy o  $n = 100$  okazują się niespodziewanie trwałe nawet w warunkach ziemskiego laboratorium. Atomy te są trwałe także i ze względu na proces samorzutnej emisji, jak to jest widoczne na podstawie tablicy 1. Czas życia atomu umiarkowanie wzbudzonego ( $n = 30$ ) sięga 30  $\mu\text{s}$  i szybko wydłuża się z  $n$ . Zatem stany te są stanami metatrwałymi. Zdziwiająca jest także niezwykle podatność takich atomów na działanie pól zewnętrznych. W wyniku bardzo silnej zależności polaryzowalności atomu od  $n$  ( $\sim n^7$ ), związanej z ich znacznymi rozmiarami, atomy wysoko wzbudzone już w nader słabych polach (kilka V/cm) wykazują potężny efekt Starka, a także nadzwyczaj łatwo ulegają jonizacji. Podobne spostrzeżenie dotyczy podatności na działanie pola magnetycznego (efekt diamagnetyczny). Na wyróżnienie zasługuje ponadto znaczna wartość elektrycznego momentu dipolowego przejścia pomiędzy bliskimi poziomami dla wysokich  $n$ . Wynika z tego, że w silnie wzbudzonych atomach powinny szczególnie łatwo zachodzić przejścia wymuszone pomiędzy sąsiednimi poziomami. Ponieważ zaś odstęp sąsiednich poziomów szybko maleje z  $n$  ( $\sim n^{-3}$ ), należy przewidywać silne działanie na atomy rydbergowskie promieniowania długofalowego. I rzeczywiście, stwierdzono bardzo efektywne przejścia wymuszone spowodowane przez promieniowanie termiczne już w temperaturze pokojowej. Ckazuje się wręcz, że przejścia samorzutne (fluorescencja) z wysokich poziomów na niskie silnie słabną ze wzrostem  $n$ , tak że praktycznie dla  $n \geq 20$  fluorescencja zanika i trzeba szukać innych metod badania tych poziomów.

Z dokonanego przeglądu właściwości atomów wzbudzonych w zależności od  $n$  wynika, że odrębność tych właściwości zaznacza się dopiero dla  $n$  dostatecznie wielkich, przy tym

nie ma jakiejś ostrej granicy podziału. Wspomniana odrębność właściwości uzasadnia wprowadzony wcześniej termin: atomy rydbergowskie. Obszerniejszy przegląd zagadnienia atomów rydbergowskich wraz z literaturą przedmiotu dają prace [10, 11].

#### 4. Wzbudzenie i detekcja stanów rydbergowskich

Pisząc o stanach rydbergowskich nie sposób pominąć problemy ich wzbudzenia i detekcji stanowiące nie tylko odrębne i zarazem poważne zagadnienie eksperymentalne ale równocześnie element egzotyki tych stanów. Na swoistość tego zagadnienia składają się rozmaite czynniki takie jak np. 1) znaczna energia wzbudzenia bliska energii jonizacji większa od ok. 4 eV, co odpowiada długości fali mniejszej od ok. 300 nm; 2) bardzo mały odstęp poziomów ( $n = 100 \rightarrow \Delta W = 2,7 \cdot 10^{-5}$  eV, co odpowiada różnicy długości fali promieniowań wzbudzających zaledwie  $2,5 \cdot 10^{-2}$  nm); 3) wielka ostrość poziomów, czyli bardzo mała szerokość (dla  $n = 40$  szerokość  $\sim 1$  kHz); 4) malenie prawdopodobieństwa przejść absorpcyjnych  $\sim n^{-3}$ .

Istotne znaczenie ma także szybkie malenie ( $\sim n^{-3}$ ) prawdopodobieństwa emisji spontanicznej (slabnięcie fluorescencji) a równocześnie wzrost czasu życia atomów ( $\sim n^3$ ) sprzyjający zachodzeniu procesów bezpromienistych. Czynniki 2), 3) i 4) wskazują, że źródło światła potrzebne do wzbudzenia stanów rydbergowskich powinno być wysoce monochromatyczne, przestrajalne i powinno wykazywać znaczną widmową gęstość mocy. Należy jeszcze zauważyć, że wysoka monochromatyczność może nie wystarczać dla zapewnienia wzbudzenia selektywnego. Dla wysokich poziomów odstępów ich mogą stawać się rzędu dopplerowskiej szerokości linii, wówczas atomy o dostatecznie różniących się prędkościach będą „widzieć” dane promieniowanie monochromatyczne jako promieniowanie odpowiadające różnym poziomom. Z tego powodu, a także i z innych względów, w badaniu atomów rydbergowskich jest często konieczne stosowanie metod spektroskopii bezdopplerowskiej [13]. Jest widoczne, że źródła światła dostępne w spektroskopii przedlaserowej i jej metody zupełnie nie spełniały wyżej wymienionych wymagań.

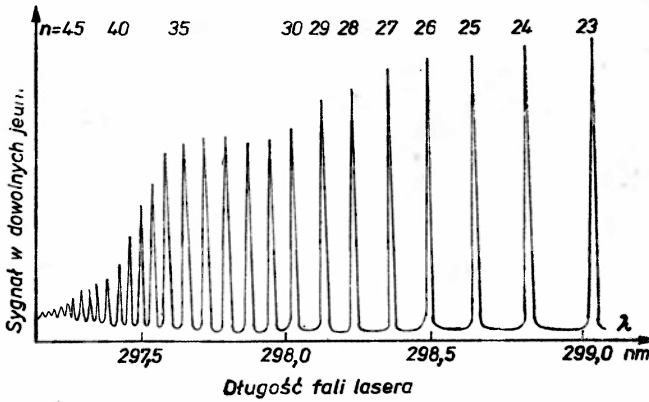
Dopiero przestrajalne lasery barwnikowe [3] i techniki laserowe wysokiej zdolności rozdzielczej [12], a w szczególności bezdopplerowska spektroskopia, umożliwiły badanie stanów rydbergowskich.

Najczęściej są stosowane: 1) jednomodowe lasery barwnikowe pracy ciągłej o szerokości widmowej promieniowania  $\geq 1$  MHz, a w nielicznych przypadkach nawet kilka kHz, a mocy wielu watów, w wykonaniu pierścieniowym, 2) pompowane laserem azotowym impulsowe lasery barwnikowe o czasie trwania impulsu 3—10 ns, mocy szczytowej kilka kW.

W tym ostatnim przypadku w wielu zagadnieniach wystarcza łatwo osiągalna szerokość widmowa promieniowania 5—10 GHz. Wszystkie wymienione lasery są przestrajane zazwyczaj w zakresie widmowym widzialnym, a tymczasem, jak widzieliśmy, dla wzbudzenia typowych poziomów rydbergowskich potrzebny jest przynajmniej nadfiolet ( $\lambda \leq 300$  nm), toteż wzbudzenie uzyskuje się bądź podwajając częstość promieniowania laserowego w oparciu o zjawiska nieliniowe [14] bądź wykorzystując absorpcję dwufotową [15].

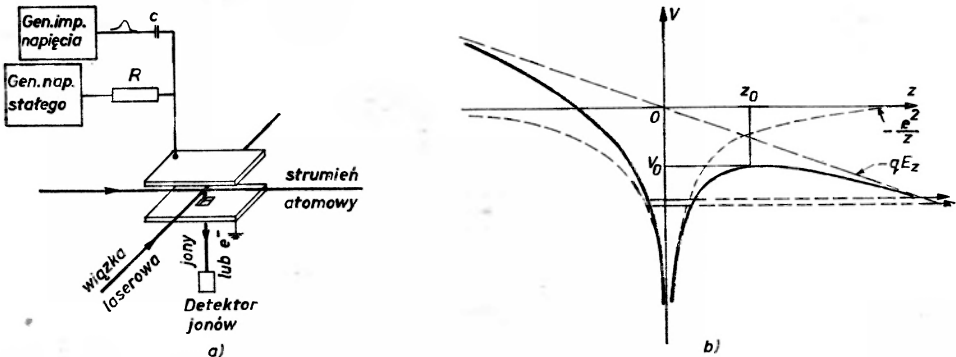


czułość i efektywność; efektywność jonizacji jest bliska jedności, każdy jon jest rejestrowany z wielką wydajnością. Jedną z niedogodności metody to poddanie atomów działaniu pola elektrycznego, na które atomy rydbergowskie są niezwykle podatne. Rozwiązanie przynosi trioda z ładunkiem przestrzennym, w której atomy są wzbudzone w bezpolowym obszarze pomiędzy siatką i anodą [23]. Przykład widma otrzymanego tą metodą daje rys. 2.



Rys. 2. Widmo absorpcyjne Rb ( $n = 23 \div 50$ ) otrzymane z pomocą triody termojonowej we wzbudzeniu jednostopniowym [25]

W drugiej metodzie [24] wykorzystano jonizację polową w układzie doświadczalnym przedstawionym schematycznie na rys. 3a. Elektron atomu znajduje się wówczas w polu, którego potencjał przedstawia rys. 3b. Jest widoczne, że jeżeli w wyniku wzbudzenia elektron znajdzie się powyżej powstałej bariery potencjału, nastąpi jonizacja atomu. Detekcja polega na liczeniu powstałych jonów lub elektronów. Łatwo można oszacować dla danego  $n$  natężenie krytyczne pola odpowiadające zrównaniu się energii bariery i elektronu:  $E_k = \pi \epsilon_0 z^2 e^{-3} n^{-4} = 3 \cdot 10^8 n^{-4}$  V/cm, co dla umiarkowanego  $n = 30$  daje zaledwie 300 V/cm. Przedstawiony model jonizacji polowej jest bardzo uproszczony. Nie bierze pod uwagę np. efektu tunelowego. Okazuje się jednak, że przyczynek od tunelowania jest bardzo mały. Rośnie on bardzo szybko dopiero tuż przy wierzchołku bariery. Na wykresie zależ-



Rys. 3. Detekcja metodą jonizacji polowej: a) doświadczenie, b) przebieg potencjału pola wypadkowego działającego na elektron w atomie

czego dowodzi np. doświadczenie [19]. Efekt ten można wyjaśnić poglądowo biorąc pod uwagę odsprężenie spinu jądrowego  $I$  od całkowitego momentu pędu elektronu  $J$  w momentalnym akcie absorpcji promieniowania a następnie odbudowę tego sprężenia. Efekt drugiego impulsu zależy od tego, czy przychodzi on przed czy po odbudowaniu sprężenia.

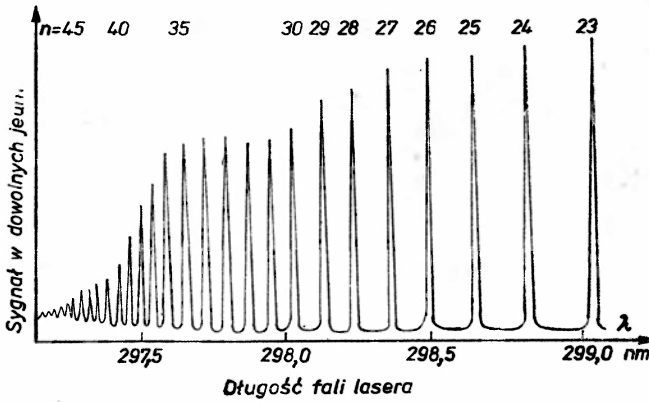
Względnie łatwe okazuje się wzbudzenie w drodze absorpcji dwufotonowej. Wynika to z tego, że w przypadku wysokich poziomów, inaczej niż dla niskich, zawsze znajdzie się w atomie poziom pośredni o energii dostatecznie bliskiej energii jednego fotonu (rys. 1b). Jak wiadomo, prawdopodobieństwo wzbudzenia dwufotonowego jest odwrotnie proporcjonalne do  $(\Delta\omega)^2$ . Wzbudzenie to staje się szczególnie efektywne w wersji bezdopplerowskiej (rys. 1c). I w ten sposób Stoicheff i Weinberger [20] przemierzali położenia poziomów Rb aż do  $n = 124$  stosując jednomodowy laser pracy ciągłej o mocy 50 mW zestrajany do długości fali w otoczeniu 595 nm i o szerokości linii 10—15 MHz. Na wyróżnienie zasługuje bardzo interesujący eksperyment [21], w którym do wzbudzenia stanów  $n^2D$  ( $n \approx 30$ ) rubidu zastosowano technikę strumienia atomowego w połączeniu z techniką prążków Ramsey'a uzyskując w absorpcji rozdzielczość aż 2 kHz.

Pewnego komentarza wymaga już wspomniany warunek wysokiego natężenia wiązki światła wzbudzającego. Warunek ten nie wynika, jak można by sądzić, z małości prawdopodobieństwa przejścia absorpcyjnego do stanu o wielkim  $n$ , gdyż ten czynnik powinien być kompensowany w zasadzie (w przypadku wzbudzenia jednofotonowego) przez wydłużenie, w tym samym stosunku, czasu życia atomu w stanie wzbudzonym. Powinien być, ale pod warunkiem stacjonarności wzbudzenia. Tak jednak nie jest. Czas oddziaływania fotonów z atomami jest krótki w porównaniu z czasem życia atomu w stanie wzbudzonym, gdyż jest to czas przelotu atomu w rzadkim środowisku gazowym poprzez zwykle skupioną wiązkę światła. Potrzeba znacznej mocy promieniowania wynika głównie ze znacznej jego szerokości widmowej (typowo co najmniej 1 MHz) w porównaniu z szerokością poziomu (dla  $n = 30$ ,  $\sim 10$  kHz).

Pozostaje obecnie przeprowadzenie detekcji wytworzonych atomów rydbergowskich. W przypadku niższych poziomów informację o nich daje bezpośrednio fluorescencja. Jednak w miarę wzrostu  $n$  staje się ona coraz słabsza i dla  $n \geq 20$  jest już tak słaba, że wymaga stosowania zaawansowanych technik zliczania fotonów. Dla  $n$  jeszcze większych metody optyczne zawodzą. Wykorzystuje się tu wcześniej wspomnianą łatwość jonizacji atomów silnie wzbudzonych. Stosowane są głównie dwie metody.

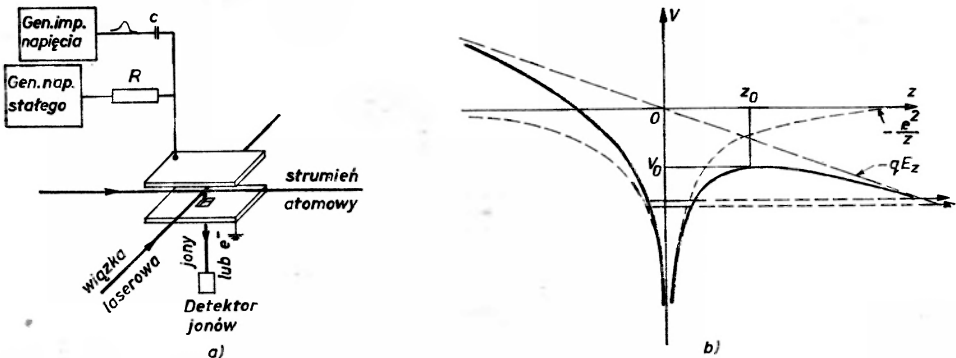
W jednej z nich (metoda termojonowa) [22] wykorzystuje się opisaną już w 1926 r. jonizację zderzeniową atomów wprowadzonych do diody z ładunkiem przestrzennym, tzn. działającej poniżej nasycenia prądu anodowego. Atomy wzbudzone w obszarze ładunku przestrzennego lub dostatecznie blisko i wnikaające do niego ulegają jonizacji w wyniku jednego z procesów:  $A^{**} + A \rightarrow A_2^+ + e^-$  lub  $A^{**} + A \rightarrow A^+ + A^-$ . Powstały jon dodatni przebywając w obszarze ładunku przestrzennego działa podobnie jak działałaby siatka spolaryzowana dodatnio i w czasie życia rzędu niewiele milisekund daje impuls prądowy rzędu  $10^5 - 10^6$  ładunków elementarnych. W typowym rozwiązaniu odległość katody od anody wynosi ok. 0,5 cm, napięcie ok. 0,5 V, a optymalne ciśnienie ok. 1 Tr. Jest widoczne, że opisaną metodę detekcji cechuje brak selektywności — jonizacja zderzeniowa praktycznie nie zależy od  $n$  i  $L$  w dość szerokich granicach. Pierwsze zastosowanie tej metody w optyce atomowej zaproponowali Popescu i in. [22]. Jak widać metodę cechuje skrajnie wysoka

czułość i efektywność; efektywność jonizacji jest bliska jedności, każdy jon jest rejestrowany z wielką wydajnością. Jedną z niedogodności metody to poddanie atomów działaniu pola elektrycznego, na które atomy rydbergowskie są niezwykle podatne. Rozwiązanie przynosi trioda z ładunkiem przestrzennym, w której atomy są wzbudzone w bezpolowym obszarze pomiędzy siatką i anodą [23]. Przykład widma otrzymanego tą metodą daje rys. 2.



Rys. 2. Widmo absorpcyjne Rb ( $n = 23 \div 50$ ) otrzymane z pomocą triody termojonowej we wzbudzeniu jednostopniowym [25]

W drugiej metodzie [24] wykorzystano jonizację polową w układzie doświadczalnym przedstawionym schematycznie na rys. 3a. Elektron atomu znajduje się wówczas w polu, którego potencjał przedstawia rys. 3b. Jest widoczne, że jeżeli w wyniku wzbudzenia elektron znajdzie się powyżej powstałej bariery potencjału, nastąpi jonizacja atomu. Detekcja polega na liczeniu powstałych jonów lub elektronów. Łatwo można oszacować dla danego  $n$  natężenie krytyczne pola odpowiadające zrównaniu się energii bariery i elektronu:  $E_k = \pi \epsilon_0 z^2 e^{-3} n^{-4} = 3 \cdot 10^8 n^{-4}$  V/cm, co dla umiarkowanego  $n = 30$  daje zaledwie 300 V/cm. Przedstawiony model jonizacji polowej jest bardzo uproszczony. Nie bierze pod uwagę np. efektu tunelowego. Okazuje się jednak, że przyczynek od tunelowania jest bardzo mały. Rośnie on bardzo szybko dopiero tuż przy wierzchołku bariery. Na wykresie zależ-



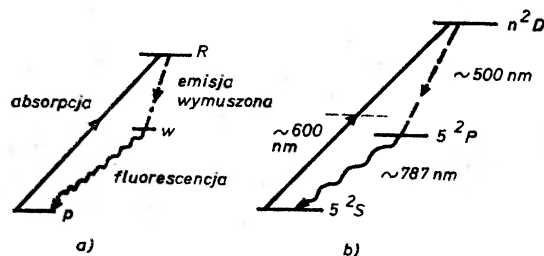
Rys. 3. Detekcja metodą jonizacji polowej: a) doświadczenie, b) przebieg potencjału pola wypadkowego działającego na elektron w atomie

ności natężenia prądu jonowego od natężenia pola bardzo wyraźnie zarysowuje się próg jonizacji związany z wierzchołkiem bariery [24, 26].

Inne uproszczenie modelu polega na pominięciu rozszczepienia starkowskiego w polu elektrycznym. Wydawało by się, że jonizacja będzie zachodzić łatwiej z górnego poziomu. Jednak w ocenie wyniku należy jeszcze uwzględnić przestrzenny rozkład potencjału i przestrzenny rozkład gęstości elektronowej w atomie. Wówczas okazuje się to, co pięknie wyrazili Condon i Shortley [27] w swej klasycznej już monografii na temat teorii widm atomowych: „w stanie odpowiadającym górnemu poziomowi elektron jest ostrożny i konserwatywny unikając dziurawej bariery, w stanie odpowiadającym niższemu poziomowi elektron jest brawurowy miotając się koło dziurawej bariery dostatecznie często, by pozbawić się szansy świecenia”. Metodę jonizacji polowej można uważać za równie czułą jak jonizacji zderzeniowej. Jest ona ogólnie biorąc równie nieselektywna, gdyż jonizacji podlega każdy elektron obsadzający poziom powyżej bariery. Można jednak zapewnić metodzie selektywność nakładając na stałe wolno narastające pole  $E_c$ , małe pole zmienne  $a \cos \omega t$  z  $a \ll E_c$  [28]. Wówczas, ilekroć  $E_c$  będzie przechodzić przez wartość odpowiadającą energii określonego poziomu  $W_n$ , pojawi się prąd jonowy. Pewną modyfikację opisaną metody wykorzystuje się w rydbergowskim spektrometrze jonizacyjnym [29]. Stosuje się w nim pole impulsowe i śledzi sygnały jonizacyjne w trakcie narastania impulsu.

W ostatnich czasach rozpowszechniła się bardzo metoda optogalwaniczna ograniczona jednak do przypadku, kiedy atomy rydbergowskie występują w wyładowaniu elektrycznym. Wykorzystuje się w niej efekt optogalwaniczny odkryty w 1953 r., a polegający na zmianie charakterystyki wyładowania  $U=f(I)$  w wyniku zmiany obsadzeń w ośrodku, np. wtedy, kiedy wzbudzone są stany rydbergowskie. Przejawia się to w zmianie napięcia na odporze upływowym dla prądu wyładowania sięgającej nawet 10 V. Metodę cechuje prostota, dobry stosunek sygnału do szumu. Nie jest ona jednak selektywna. Pierwszy zastosował ją do stanów rydbergowskich czu Bridges w 1978 r. [30]. Należy jeszcze wspomnieć o detekcji stanów rydbergowskich w drodze fotojonizacji atomów. Wobec bardzo małego przekroju czynnego trzeba stosować potężne pola promieniowania długofalowego — niska energia jonizacji, np. lasery  $\text{CO}_2$  (10,6  $\mu\text{m}$ ) wielkiej mocy.

Ostatnio zaproponowana metoda optyczna [31] lepiej odpowiada badaniom stanów rydbergowskich mających charakter optyczny. Zdaje się ona nie mieć ujemnych stron nieoptycznych metod i stwarza, jak się wydaje, szerokie możliwości badawcze. W omawianej metodzie detekcja poziomu rydbergowskiego  $R$  polega na wymuszeniu przez pomocniczą wiązkę laserową przejścia z tego poziomu na poziom znacznie niższy, najlepiej rezonan-

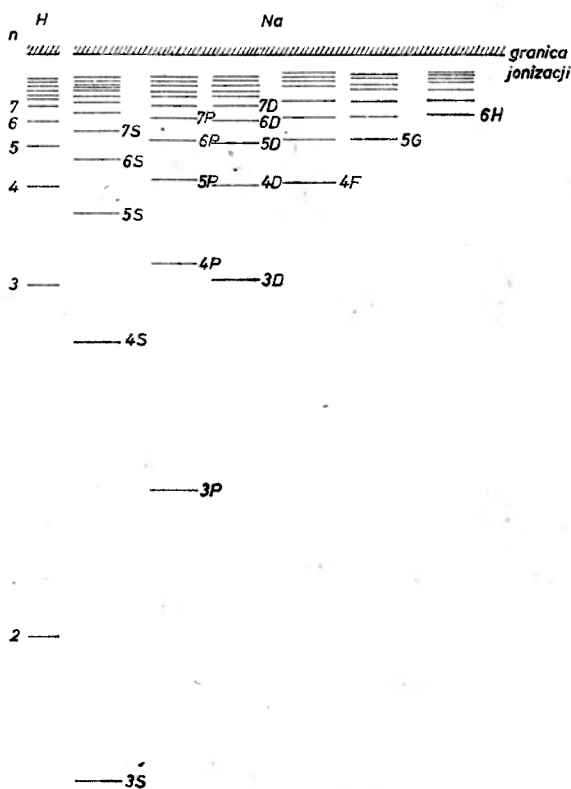


Rys. 4a) Informację o stanie rydbergowskim  $R$  daje fluorescencja ze stanu  $W$  obsadzonego dzięki przejściom wymuszonym  $R \rightarrow W$ ; b) przykład rubidu

sowy (rys. 4), skąd następuje silna fluorescencja niosąca informację o poziomie  $R$ . W przypadku np. rubidu poziom  $R$  można osiągnąć w drodze absorpcji dwufotonowej promieniowania o długości fali 600 nm. Wiązka pomocnicza o długości fali 500 nm powoduje przejście na poziom rezonansowy  $5^2P$ , skąd następuje fluorescencja o dł. fali 787 nm. Oba potrzebne tu lasery barwnikowe mogą być pompowane przez jeden i ten sam laser azotowy.

## 5. Struktura poziomów rydbergowskich

Jednym z celów badania atomów rydbergowskich jest doświadczalne wyznaczenie struktury poziomów energetycznych i jej wyjaśnienie. Jak już wspomniano można spodziewać się podobieństwa struktury wysokich poziomów atomów złożonych do struktury poziomów wodoru. Ruch elektronu w atomie wodoru w polu kulombowskim protonu przedstawia zagadnienie elementarne [32]. Charakterystyczną cechą rozwiązania tego zagadnienia jest zależność energii od głównej liczby kwantowej  $n$  poprzez radialną część  $R$  funkcji falowej. Energia nie zależy zasadniczo od orbitalnego momentu pędu (degeneracja ze względu na  $L$ ), który wpływa jedynie na przestrzenny rozkład gęstości elektronowej poprzez część ką-



Rys. 5. Poziomy sodu leżą tym niżej, w porównaniu z poziomami wodoru, im  $L$  jest mniejsze.  $L$  nie wpływa zauważalnie na położenie poziomów wodoru

ową  $Y$  funkcji falowej, zgodnie z postacią funkcji falowej:  $\psi(r, \theta, \phi) = R_{nL}(r)Y_{LM}(\theta, \phi)$ . Dopiero poprawki relatywistyczne wprowadzają niezwykle słabą zależność energii od całkowitego momentu pędu elektronowego  $J$ , a poprawki promieniste, także niezwykle słabą, zależność od  $L$  (zależność od  $J$  i  $L$  zwie się strukturą subtelną). Jak już wspomnieliśmy, w przypadku najprostszycy atomów złożonych (metale alkaliczne) dla małych  $n$  zaznaczają się różnice w strukturze subtelnej istotne w porównaniu z wodorem. Powstaje pytanie czy dla wielkich  $n$  struktura ta upodobni się do struktury wodoru.

Odpowiedź na postawione pytanie opiera się na doświadczalnie wyznaczonych położeniach poziomów, odpowiadających rozmaitym  $n$  i  $L$  oraz odstępach poziomów struktury subtelnej (dublety) i natężeniach składowych subtelnych fluorescencji, np.  $D_1$  i  $D_2$ . Rys. 5 daje porównanie struktury poziomów wodoru i sodu. Dla wodoru nie wyróżniono  $L$  ze względu na degenerację. Jak widać, podobieństwo obu struktur jest tym większe im większe jest  $n$  (zanika zależność od  $L$ , wyrównuje się położenie poziomów). Położenia poziomów wyrażają wzory:

$$W_H = -R/n^2 \quad (1)$$

$$W_{Na} = -R/(n - \delta_L)^2 = -R/(n^*)^2, \quad (2)$$

przy czym, jak wykazuje doświadczenie, defekt kwantowy  $\delta_L$  słabo zależy od  $n$  a silnie od  $L$ . W tablicy 2 [33] zestawiono przykładowo wartości  $\delta_L$  dla sodu.  $n^*$  zwie się efektywną

Tablica 2. Defekt kwantowy  $\delta_L$  dla sodu

$L$	0	1	2	3
stan	$S$	$P$	$D$	$F$
$\delta_L$	1,35	0,85	0,014	0,0015

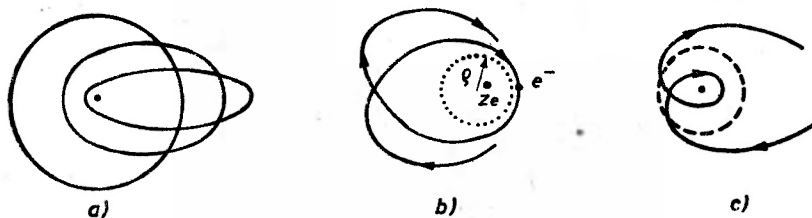
główną liczbą kwantową. We wszelkie zależności od głównej liczby kwantowej powinno wchodzić właśnie  $n^*$ , a nie  $n$ . Jednak dla uproszczenia będziemy zwykle pisać po prostu  $n$ . Wobec tego, że w interesującym nas przypadku wielkich  $n$   $\delta_L$  jest, jak widać, małe względem  $n$ , można zapisać  $W_{Na}$  w postaci

$$W_{Na} = -R/n^2 - 2R\delta_L n^{-3}. \quad (3)$$

Jaką treść fizyczną wyraża poprawka  $-2R\delta_L n^{-3}$ , zdająca sprawę z różnicy położenia wysokich poziomów sodu i wodoru?

Aby wyjaśnić to zagadnienie, uprzytomnijmy sobie, że w atomie wodoru ruch elektronu odbywa się po prostu w polu kulombowskim protonu. Natomiast w atomie metalu alkalicznego elektron porusza się w polu reszty atomowej-kałtuba- np.  $Na^+$ . Gdyby elektron w swym ruchu stałe znajdował się poza kałtubem, dostatecznie daleko od niego, to poruszałyby się w polu kulombowskim ładunku  $Ze - (Z-1)e = e$ , a więc tak jak elektron w wodorze i to byłby przypadek najmniejszego  $\delta_L \approx 0$ , czyli stanów o największym, dla danego  $n$ ,  $L$ . I rzeczywiście, stanom o największym  $L$  odpowiada w modelu wodoru





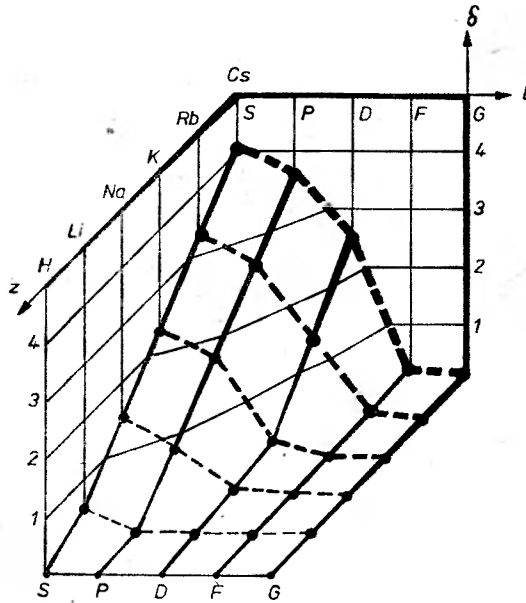
Rys. 6. Klasyczne tory elektronu walencyjnego: w wodorze eliptyczne (a), a w sodzie (b, c) zmodyfikowane przez oddziaływanie kadłuba

Bohra-Sommerfelda orbita kołowa (rys. 6a), która w sodzie byłaby zewnętrzną względem kadłuba (rys. 6b). W miarę malenia  $L$  orbita, stając się eliptyczną, coraz silniej wnika w głąb kadłuba atomowego (rys. 6c). Na odcinku toru w pobliżu, a zwłaszcza wewnątrz niego, przebieg potencjału odchyła się silnie od kulombowskiego, zmienia się on szybciej, co doskonale tłumaczy obniżenie się poziomów w porównaniu z wodorowymi. Energia elektronu zależy jednak nie tylko od rozkładu potencjału pola. Należy zauważyć pojawienie się efektu nowego w porównaniu z przypadkiem wodoru. Elektron znajdujący się na zewnątrz kadłuba polaryzuje go (rys. 6b). Oddziaływanie elektronu z powstałym w ten sposób dipolem daje dodatkowy przyczynek do energii atomu, dający się łatwo oszacować [33]. Uwzględniając zależność elektrycznego momentu dipolowego  $p_{\text{dip}}$  od odległości ładunku indukującego go  $P_{\text{dip}} \sim E_e \sim r^{-2}$  i uwzględniając  $E_{\text{dip}} \sim p_{\text{dip}}/r^3$  otrzymujemy na potencjał oddziaływania  $V_{\text{dip}} = \beta/(2r^4)$ , gdzie  $\beta$  jest polaryzowalnością kadłuba. Wychodząc z wodorowych funkcji własnych otrzymujemy z rachunku zaburzeń

$$\Delta W_{\text{dip}} = \frac{\beta(3n^2 - L(L+1))}{4n^5(L+3/2)(L+1)(L+1/2)(L-1/2)}.$$

Dla przypadków przebadanych doświadczalnie i torów zewnętrznych można położyć  $1 \ll L < n$  otrzymując  $\Delta W_{\text{dip}} \approx [3\beta/(4L^5)]n^{-3}$  w bardzo dobrej zgodności z wynikiem doświadczalnym (3), a przy tym okazuje się, że  $\delta_L \sim L^{-5}$ . Polaryzowalność  $\beta$  wyznaczoną doświadczalnie można porównać z oszacowaną teoretycznie. Omówione przybliżenie dipolowe przy dokładniejszym traktowaniu zagadnienia powinno być uzupełnione przez uwzględnienie wyższych składowych multipolowych wynikających z niejednorodności pola elektronu w obrębie kadłuba atomowego oraz efektów dynamicznych. Dla  $L \geq 0$  przeważa efekt oddziaływania w fazie ruchu odpowiadającej wnikaniu elektronu do kadłuba. W przypadku  $L \approx n \geq 1$ , nie zbadanym jeszcze doświadczalnie, należałoby oczekiwać  $W_{\text{dip}} \sim n^{-8}$ . Rys. 7 przedstawia zestawienie zależności defektu kwantowego od  $L$  i od wielkości kadłuba scharakteryzowanej przez  $Z$  wg danych doświadczalnych ( $\delta$  maleje ze wzrostem  $L$ , a rośnie w miarę zwiększenia się kadłuba).

W teoretycznym rozwiązaniu zagadnienia [10, 11] należy uwzględnić wiele rozmaitych efektów, których waga zależy od wartości  $L$ . Ilustruje to zestawienie dla stanu  $D$  helu, podane w tablicy 3 [34]. Jest interesujące, że już proste przybliżenie półklasyczne WKB z klasycznymi orbitami i kulistym rozkładem ładunku kadłuba prowadzi do dobrej zgod-



Rys. 7. Defekt kwantowy  $\delta_L$  dla atomów metali alkalicznych [11]: — zależność od  $Z$ , - - - - - zależność od  $L$

ności z doświadczeniem. Przyjmując zaś dokładniejszy rozkład potencjału — potencjał Hartree-Focka- i uwzględniając wymianę elektronów, otrzymano nawet doskonałą zgodność z doświadczeniem także dla  $L = 0$ .

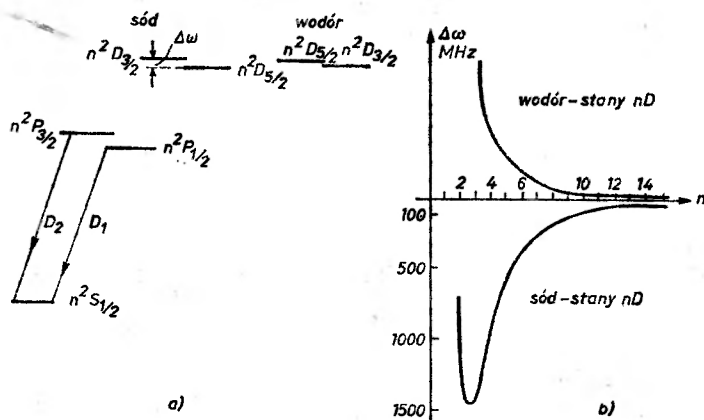
Tablica 3. Wkład do defektu kwantowego stanów  $D$  helu ze strony rozmaitych mechanizmów

Polaryzacja kadłuba atomowego	$24 \cdot 10^{-4}$
Oddziaływanie wymienne elektronów	$7 \cdot 10^{-4}$
Ekranowanie elektronu wewnętrznego przez zewnętrzny	$2 \cdot 10^{-4}$
Oddziaływanie spin-spin i spin-orbita	$1 \cdot 10^{-4}$
Inne oddziaływania	$0,2 \cdot 10^{-4}$
Razem	$34 \cdot 10^{-4}$

Kwantowe wyliczenia  $\delta_L$  w przypadku alkaliów były prowadzone z powodzeniem w oparciu o rachunek zaburzeń do I rzędu z uwzględnieniem niekulombowskiego charakteru potencjału i efektu polaryzacyjnego oraz przy wykorzystaniu funkcji falowych problemu wodorowego. Dla helu próbowano nawet prowadzić uproszczone rachunki *ab initio*. To, co mogłoby być tu interesujące, to wyznaczenie potencjału na podstawie pomiarów  $\delta_L$ . Wobec tego jednak, że niezłą zgodność z doświadczeniem dają dość różne modele, można mieć wątpliwości co do sensowności uzyskiwanych rozkładów potencjału na obecnym etapie rozwiązywania problemu.

Cechą atomu bardziej czułą na oddziaływanie elektronu optycznego z kadłubem okazuje się jego struktura subtelna. W przypadku alkaliów jest to rozszczepienie dubletu  $n^2L$  na  $n^2L_{L+S}$  i  $n^2L_{L-S}$ . Zaznaczają się zasadnicze różnice w zestawieniu wodoru z alkaliarni. W skrajnym przypadku jest to inwersja:  $W_{n^2L_{L+S}} < W_{n^2L_{L-S}}$ . Przypadek stanów  $nD$  sodu ilustrują rys. 8a i 8b oraz wzory liczbowe:

$$(\Delta\omega)_{\text{Na}}(\text{MHz}) = -965,600/(n + \delta_D)^3 + 498,500/(n + \delta_D)^5 \quad \text{i} \quad (\Delta\omega)_{\text{H}}(\text{MHz}) = 29,200/n^3.$$



Rys. 8a) Struktura subtelna (dublety) poziomów oraz składowe subtelne fluorescencji  $D_1$  i  $D_2$ ; b) odstęp struktury subtelnej sodu i wodoru jako funkcja  $n$ [35]

Tablica 4 podaje zestawienie wartości rozszczepienia subtelnego dla rozmaitych wartości  $L$  i  $Z$  w odniesieniu do wodoru [11]. Dalsze dane podaje praca [35a]. Także stosunek natężeń składowych multipletów subtelnych wykazuje anomalie. Na przykład stosunek natężeń

Tablica 4. Wartości  $(\Delta\omega)_{\text{alk}}/(\Delta\omega)_{\text{H}}$  dla alkaliów

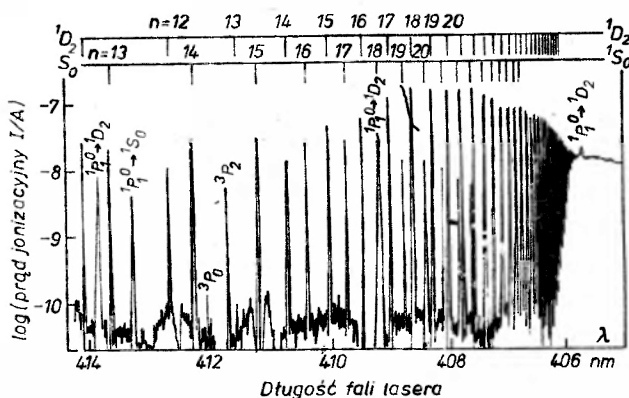
	$P$	$D$	$F$
Li	+0,87	+1,01	
Na	+61	-3,3	+0,95
K	+233	-38,8	
Rb	+1011	+410	-2,5
Cs	+2404	+2370	-48

też linii  $D_1$  i  $D_2$  sodu (rys. 8a) jest podawany powszechnie jako równy  $1/2$ , tzn. równy stosunkowi wag statystycznych stanów wyjściowych  $n^2P_{1/2}$  i  $n^2P_{3/2}$ , tymczasem doświadczenie wykazuje istotne odchylenie od tej wartości i w przypadku np. sodu dla  $n = 30$  stosunek ten wynosi aż 1100.

Tablica 4 pozwala wyróżnić trzy rodzaje torów (stanów) elektronowych. Tory wnikaające odpowiadające stanom  $P$  (także  $D$  w przypadku Li, Rb i Cs), tory zewnętrzne odpo-

wiadające stanowi  $F$  w przypadku sodu i tory „styczne” odpowiadające stanowi  $D$  w sodzie i potasie i  $F$  w rubidzie i cezie. Tory wnikaające i zewnętrzne poznaliśmy już w związku z dyskusją defektu kwantowego. Tory styczne nie wyróżniały się wówczas specjalnie.

Wyjaśnienie teoretyczne [11] dla przypadku orbit wnikaających, silnie niewodoropodobnych uzyskuje się uwzględniając głównie sprzężenie spin-orbita w ruchu elektronu walencyjnego. Rachunek zaburzeń w I rzędzie dla operatora oddziaływania spin-orbita  $r^{-1}dV/dr$  z potencjałem  $V$  i funkcją falową z rachunku typu Hartree-Focka daje np. dla sodu i dla  $n = 36$ :  $(\Delta\omega)_{\text{teor.}} = 0,75(\Delta\omega)_{\text{dośw.}}$ . Po uwzględnieniu efektów korelacyjnych i wymiennych z elektronami kałłuba otrzymuje się dobrą zgodność z doświadczeniem.



Rys. 9. Serie wapnia zbieżne do granicy jonizacji wyznaczone metodą jonizacji połowej po wzbudzeniu dwufotonowym. Widoczne są nieregularności w rozkładzie natężeń wynikiem z oddziaływania konfiguracyjnego [36]

W przypadku orbit stycznych także silnie niewodoropodobnych charakteryzujących się inwersją poziomów można wskazać trzy sposoby podejścia: a) opis w pełni relatywistyczny z potencjałem centralnym i uwzględniający polaryzację kałłuba zdaje sprawę z wynikami doświadczalnych dla stanu  $nD$  sodu i  $nF$  cezu, jednak jest słabo czytelny z punktu widzenia treści fizycznej, b) związanie efektu z oddziaływaniami konfiguracji elektronowych  $n$  — ciąłowych daje dobrą zgodność dla stanu  $nD$  sodu, c) prosty i efektywny rachunkowo opis zjawiska jako wyniku oddziaływania mieszanego: wymiana elektronu walencyjnego z elektronami kałłuba i oddziaływanie spin-orbita, daje wyniki niezbyt dokładne. Jest charakterystyczny brak formuły analitycznej wyrażającej zależność od  $n$  i  $L$ . Rachunki, zresztą niezwykle uciążliwe, są prowadzone dla określonych wartości  $n$  i  $L$ . Brak jest prób rachunku *ab initio*. I w tym przypadku bardzo różne podejścia prowadzą do niezłej zgodności. Jak widać potrzebne są dalsze badania.

Jednak już w granicach sprawdzonych przybliżeń można próbować poszukiwać nowych efektów [11]. Można np. pokazać, że w przypadku sodu dla wysokich  $n$  i  $L$  [14] powinno wystąpić odwrócenie poziomów ze względu na  $L$ , tzn.  $W_{n,L,J=L+1/2} < W_{n,L-1,J=L+1/2}$ . Efekt ten jeszcze nie może być potwierdzony doświadczalnie.

Znacznie trudniejsza jest interpretacja widma atomów rydbergowskich bardziej złożonych niż atomy metali alkalicznych (rys. 9) [10].

## 6. Wpływ pól zewnętrznych

Wobec tego że elektron rydbergowski jest bardzo słabo związany, oczekujemy znacznej podatności atomów rydbergowskich na działanie pola elektrycznego i magnetycznego. Zajmijmy się najpierw przypadkiem pola elektrostatycznego. W przypadku wodoru dobrze jest znany efekt Starka polegający na liniowym, w funkcji natężenia pola, przesunięciu poziomów scharakteryzowanych przez magnetyczną liczbę kwantową. Wiadomo także, że w przypadku metali alkalicznych efekt jest nieliniowy (przesunięcie  $\sim E^2$ ). Różnica efektów w wodorze i w metalach alkalicznych wiąże się z degeneracją względem  $L$  w wodorze i brakiem jej w metalach alkalicznych. Powstaje pytanie czy dla wysokich  $n$  efekt stanie się w alkaliach podobny do efektu w wodorze. Będzie więc interesujące prześledzenie ewolucji efektu Starka w alkaliach dla wysokich  $n$  w miarę wzrastania natężenia pola  $E$  [37].

Traktując potencjał pola elektrycznego  $V_S = -qEr$  ( $q = (4\pi\epsilon_0)^{1/2}e$ ) przy  $E \rightarrow 0$  jako zaburzenie otrzymujemy w II rzędzie rachunku zaburzeń na przesunięcie poziomu o liczbach kwantowych  $n, L, J, M_J$

$$\Delta W_{nLJM_J} = -\frac{1}{2}(\alpha_{nLJ})_0 E^2 - \frac{1}{2}(\alpha_{nLJ})_2 E^2 \frac{3M_J - J(J+1)}{J(2J-1)}, \quad (4)$$

gdzie

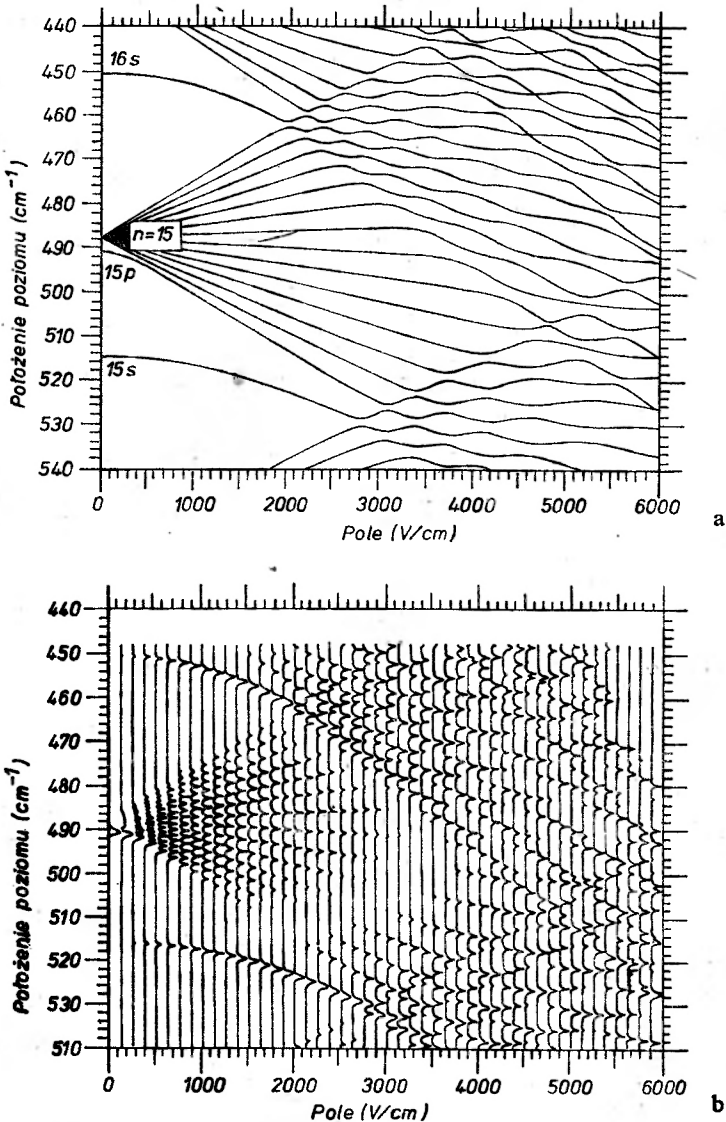
$$(\alpha_{nLJ})_i = -q^2 \Sigma a_{LL'J}^{(i)} \frac{|R_{nL}^{n'L'}|^2}{W_{nL} - W_{nL'}}, \quad (5)$$

a  $R_{nL}^{n'L'}$  jest elementem macierzym przejścia  $nL \rightarrow n'L'$ , przy tym polaryzowalność skalarowa  $(\alpha_{nLJ})_0$  okazuje się niezależna od  $J$ , wobec czego pierwszy wyraz w (4) oznacza jednokowe przesunięcie podpoziomów starkowskich w obrębie dubletu subtelnego. Drugi wyraz w (4) jest zależny od polaryzowalności tensorowej  $(\alpha_{nLJ})_2$  oraz  $J$  i  $M_J$ . Różnicuje więc on zachowanie się różnych podpoziomów. Jak widać efekt Starka jest kwadratowy. Widać poza tym<sup>1</sup>, że polaryzowalności są proporcjonalne do  $n^7$ . Polaryzowalność w danym stanie  $nL$  może być przy tym liczbowo bardzo znaczna, jeżeli w pobliżu poziomu  $nL$  znajdzie się poziom  $n_0L_0$  dostatecznie bliski, gdyż wartość wyrażenia (5) zależy od różnic energii poziomów. Jako przykład może posłużyć stan 30P sodu, dla którego rozszczepienie starkowskie wynosi aż 16 MHz w polu 1 V/cm, dzięki występowaniu bliskiego poziomu 29D. Polaryzowalność zależy też od  $L$ :  $\alpha \sim L^6$ .

Zwiększając następnie natężenie pola dochodzimy do takich jego wartości, dla których należy uwzględnić odsprężenie  $S$  i  $L$  w wyniku działania pola. Okazuje się, że efekt Starka pozostaje nadal kwadratowy. Gdy przesunięcie starkowskie spełnia warunek  $1/2\alpha E^2 \approx \approx W_{nL} - W_{nL\pm 1} \approx n^{-5}$ , czyli  $W_{nL} \rightarrow W_{nL\pm 1}$ , efekt Starka staje się liniowy, czyli wodoropodobny. Dla stanu 30P w sodzie ma to miejsce poczynając już od pól  $E \approx 50$  V/cm. Tak jak w przypadku wodoru dla każdego  $n$  otrzymuje się  $2n+1$  równoodległych podpoziomów.

<sup>1</sup> We wzorze (5) odstęp bliskich poziomów  $W_{nL} - W_{nL'}$  jest  $\sim n^{-3}$ , a element macierzy przejścia  $R_{nL}^{n'L'}$  dla tych poziomów jest  $\sim n^2$  (por. tabl. 1).

Z dalszym wzrostem natężenia pola przesunięcie starkowskie doprowadza do nakładania się podpoziomów należących do różnych  $n$ :  $\Delta W_{St} \approx W_{n\pm 1} - W_n \sim n^{-3}$ . W przypadku potencjału kulombowskiego w wodrze podpoziomy te po prostu przecinają się. Okazuje się, że w przypadku alkaliów, w wyniku oddziaływania kadłuba, następuje interferencja stanów, czemu odpowiada odpychanie się podpoziomów — podpoziomy nie przecinają się. Następuje to w przypadku sodu i stanu  $30P$  dla  $E \approx 30$  V/cm. Opisaną ewolucję zjawiska Starka wg teorii ilustruje wykres na rys. 10a [38]. Potwierdzenie doświadczalne daje rys. 10b.



Rys. 10. Ewolucja zjawiska Starka w Li i dla  $M = 0$  ze wzrostem natężenia pola wg przewidywań teorii (a) potwierdzonych przez doświadczenie (b) [38]



Wreszcie przy dalszym wzroście natężenia pola dochodzi do jonizacji atomu, o której była mowa w związku z detekcją polową. Podany tam uproszczony opis zjawiska obecnie uzupełnimy. Poprzednia dyskusja była oparta na przebiegu potencjału właściwie tylko w prawej półpłaszczyźnie VOz (rys. 3b), zatem nie uwzględniała nie tylko rozkładu w całej przestrzeni, ale nawet w drugiej półpłaszczyźnie, gdzie potencjał jest dodatni i odpowiada stanom związanym. A więc mamy sytuację analogiczną do występującej w zjawisku autojonizacji, kiedy dana energia elektronu odpowiada jednocześnie energii z widma ciągłego i energii poziomów dyskretnych<sup>2</sup>. W związku z tym elektron o energii powyżej bariery potencjału charakteryzuje określony czas życia  $\tau(n, L, E)$ .

Poza tym należy zauważyć, że w problemie jonizacji należy uwzględnić, z aspektu doświadczenia, element dynamiki procesu związanej ze sposobem wytwarzania pola elektrycznego. Gdyby narastanie pola do wartości odpowiadającej jonizacji przebiegało adiabaticznie, wówczas elektron pozostawałby cały czas na tym samym poziomie, którego energia mimo efektu Starka, a w wyniku zjawiska odpychania się poziomów, pozostawałaby względnie stała aż do fazy jonizacji, jak to widać na rys. 10a. Z tego rysunku wynika równocześnie, że poziomy wyraźnie rozdzielone w polu zerowym mogą zbliżyć się znacznie do siebie w obszarze jonizacji. Wobec tego, gdy natężenie pola rośnie nieadiabaticznie, mogą nastąpić przejścia na inne poziomy — może wystąpić kilka progów jonizacji. Komplikuje to znacznie ocenę wyników doświadczeń, ponieważ warunki adiabaticzności często nie są spełnione.

Jak wiadomo, wpływ pola magnetycznego na atomy przejawia się zwykle w szerzej znanym i bardziej dostępnym doświadczalnie efekcie paramagnetycznym, czyli Zeemana i w efekcie diamagnetycznym mało dotychczas badanym. Odnośnie do właściwości paramagnetycznych nie należy oczekiwać dla dużych  $n$  jakichś osobliwości w porównaniu z sytuacją dla małych  $n$ , kiedy charakter efektu jest wyznaczony przez liczby kwantowe opisujące stan atomu, a wielkość przez stałą Landego.

Inaczej przedstawia się sprawa w odniesieniu do efektu diamagnetycznego [10, 39], którego wielkość można związać szacunkowo z polem przekroju atomu. Ponieważ przekrój atomu rośnie szybko z  $n$  ( $\sim n^4$ ), można spodziewać się niezwykle silnych efektów dla wielkich wartości  $n$ .

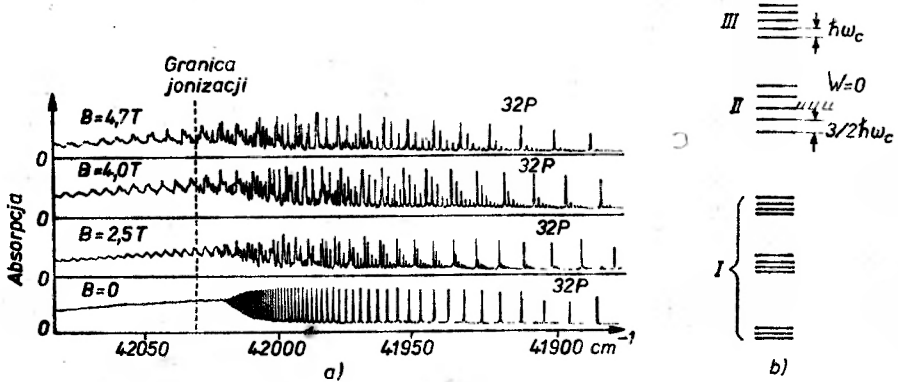
Dla dostatecznie małej wartości indukcji  $B_0$  można zastosować rachunek zaburzeń, który daje następującą zmianę energii poziomu  $nLM$ :

$$\Delta W_{nLM} = \frac{q^2}{4m} \frac{L(L+1) - 1 + M^2}{(2L-1)(2L+3)} \langle nL|r^2|nL \rangle B_0^2.$$

Dla wodoru mamy:  $\langle nL|r^2|nL \rangle \sim a_0^2 n^4 \sim S_{at}$  — a więc proporcjonalność do pola przekroju atomu. Wielkość efektu zależy także od magnetycznej liczby kwantowej  $M$ , co oznacza rozszczepienie poziomów analogiczne do rozszczepienia zeemanowskiego, jednak nieliniowe ( $\sim B_0^0$ ). Dla stanu  $30S$  ( $n = 30$ ) wodoru przesunięcie podpoziomów wynosi 200 Hz/Gs.

<sup>2</sup> Jeżeli w atomie zostają wzbudzone równocześnie dwa elektrony, to na ogół energia wzbudzenia jest większa od energii jonizacji tego samego atomu wzbudzonego jednoelektronowo, a to oznacza właśnie, że poziomy dyskretny dla wzbudzenia dwuelektronowego występują „na tle” pasma ciągłego odpowiadającego jonizacji atomu wzbudzonego jednoelektronowo.

Nie jest łatwe doświadczalne badanie efektów magnetycznych dla wielkich  $n$ , bowiem atomy poruszające się w polu magnetycznym „widzą”, relatywistycznie biorąc, pole elektryczne  $\sim v \times B$ . Dlatego badane atomy trzeba uformować w strumień „płynący” w kierunku zgodnym z polem. Widmo absorpcji atomów w polu magnetycznym [40] widoczne na rysunku 11a wykazuje bogatą i nieregularną strukturę, której ewolucja ze wzrostem indukcji pola zdaje się nie wykazywać określonej prawidłowości z wyjątkiem obszaru widma odpowiadającego granicy jonizacji i poza nią, gdzie występuje wyraźna periodyczna struktura, tzn. linie widma stają się równoodległe. W obszarze granicy jonizacji, tzn.  $W \approx 0$  odstęp linii =  $3/2 \hbar \omega_c$  (widmo quasi-landauowskie), gdzie  $\omega_c$  jest częstością cyklotronową, natomiast w ob-



Rys. 11a) Widmo absorpcyjne baru w zależności od indukcji pola magnetycznego. W pobliżu i powyżej granicy jonizacji są widoczne regularne układy linii [40]; b) poziomy w polu magnetycznym: I struktura rydbergowska — pole kulombowskie zaburzone przez pole magnetyczne, II  $W \approx 0$  — struktura quasi-landauowska — jednakowy udział obu pól, III  $W \gg 0$  — widmo landauowskie z substrukturą kulombowską [40]

szarze  $W \gg 0$  otrzymuje się typową strukturę landauowską o odstępach  $\hbar \omega_c$ . Teoretyczne wyjaśnienie tych struktur oznacza rozwiązanie złożonego problemu nieperturbacyjnego (ruch elektronu w dwu polach: kulombowskim i zewnętrznym o nie dających się rozseparować potencjałach) [14]. Strukturę poziomów w całym zakresie energii elektronu można wyjaśnić wykorzystując funkcje falowe zlokalizowane w płaszczyźnie prostopadłej do pola i stosując rachunek WKB [42]. Dla słabych pól otrzymuje się strukturę scharakteryzowaną przez liczby kwantowe  $n$ ,  $L$ ,  $M_L$  a rozszczepienie  $\sim B^2$ . W silniejszych polach występuje mieszanie stanów o różnych wartościach  $n$ , a rozszczepienie jest  $\sim B$ , jest to właśnie periodyczna struktura quasi-landauowska. To podejście nie wyjaśnia rozkładu natężeń linii i ich szerokości. Wyżej wspomniany brak prawidłowości dostrzegalnej w ewolucji widma wraz z polem zdaje się wynikać z tego, że ze wzrostem indukcji pola ulega istotnej zmianie rozkład natężeń w widmie.

W innym podejściu diagonalizuje się hamiltonian zagadnienia stosując funkcje falowe problemu wodorowego w polu zerowym. Także i na tej drodze uzyskuje się wyjaśnienie tylko struktury widma. Dodajmy, że w przypadku silnych pól elektrycznych sytuacja w obszarze granicy jonizacji jest podobna [40].

Warto podkreślić na zakończenie, że dzięki wykorzystaniu atomów rydbergowskich można było przebadać doświadczalnie przypadek pól zewnętrznych silnych i bardzo sil-

nych w porównaniu z polem wiążącym elektron w atomie. W przypadku atomów słabo wzbudzonych potrzebne do tego natężenie czy indukcja pola byłyby w warunkach ziemskich nieosiągalne, chociaż są one osiągalne w warunkach kosmicznych. Dzięki atomom rydbergowskim stało się możliwe przewidywanie przebiegu zjawisk zachodzących w takich właśnie warunkach. Warto zauważyć, że problem rozważany tu w odniesieniu do atomów jest również aktualny w odniesieniu do ekscytonów. Inne jeszcze interesujące aspekty zagadnienia znajdzie czytelnik w pracy [43].

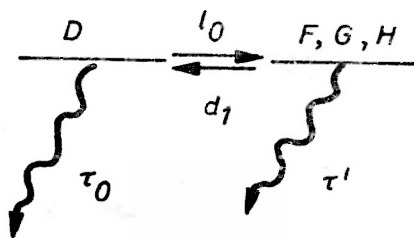
## 7. Wpływ zderzeń

Warunki wzbudzenia, a także detekcji, sprawiają, że koncentracja atomów środowiska, w którym są wytwarzane atomy rydbergowskie jest dość znaczna. Jeżeli weźmiemy jeszcze pod uwagę to, że odstęp poziomów i energia jonizacji atomów rydbergowskich są mniejsze (zwykle znacznie) od energii ruchu cieplnego atomów, to łatwo zrozumiemy znaczenie zderzeń w badaniach atomów rydbergowskich.

Zderzenia przebiegają najczęściej wg schematów [44]:

- 1)  $A(nL) + BC \rightarrow A(nL') + BC$ ,
- 2)  $A(nL) + BC \rightarrow A^+ + BC + e^-$ .

gdzie  $A(nL)$  oznacza atom rydbergowski, a  $BC$  atom lub cząsteczkę zaburzającą (zaburzacz). Interesuje nas zależność przekroju czynnego  $\sigma$  od  $n$ . Nie analizując bliżej zagadnienia moglibyśmy spodziewać się zależności od  $n^4$ , czyli proporcjonalności do pola przekroju atomu. Jednak nieco bardziej wnikliwe rozważenie zagadnienia prowadzi do wniosku, że postać funkcji  $\sigma(n)$  zależy od tego czy oddziaływanie zaburzacza na atom jest w porów-



Rys. 12. Procesy odpowiedzialne za obserwowany zanik fluorescencji [44]

naniu z rozmiarami atomu oddziaływaniem bliskiego, czy dalekiego zasięgu. W drugim przypadku zaburzacz działa na atom jako całość i mamy  $\sigma \sim n^4$ . W pierwszym przypadku należy spodziewać się oddziaływania nie z atomem jako całością, lecz osobno z jego kadłubem i osobno z elektronem walencyjnym. Kadłub w przypadku atomu metalu alkalicznego ma charakter atomu gazu szlachetnego, wobec czego oddziaływanie z nim można pominąć w porównaniu z oddziaływaniem z elektronem. Tak więc zaburzacz może przejść przez obszar atomu praktycznie nie oddziałując z nim. Ze wzrostem  $n$ , czyli ze wzrostem rozmiarów atomu, powinna rosnąć przezroczystość, a więc maleć — nie rosnąć — prze-

krój czynny. Jeden z rachunków, półklasyczny [45], daje dla tego rodzaju sytuacji zależność:  $\sigma_{nL \rightarrow nL'} = (2\pi l^2)/(n^3 v^2)$ , gdzie  $v$  — prędkość względna,  $l$  — droga dyfuzji właściwa dla danego oddziaływania. Doświadczenie potwierdza powyższe przewidywania.

Do chwili obecnej narósł już ogromny materiał doświadczalny i teoretyczny [44, 46, 47]. Ograniczymy się do jednego, dość typowego, klasycznego już doświadczenia, które dotyczy efektów zderzeniowych w sodzie, w stanie stosunkowo słabego wzbudzenia do stanu  $nD$  ( $n \leq 20$ ), wywołanych przez atomy gazów szlachetnych. Zderzenia ujawniają się poprzez wpływ na obsadzenie poziomu  $nD$  stwierdzany w drodze obserwacji zaniku fluorescencji z tego poziomu. W nieobecności zderzeń zanik był wykładniczy, a czas życia naturalny  $\tau_0$ . Przy ciśnieniu gazu obcego  $1 \div 10$  mTr zanik był dwuwkładniczy, a oba cząstkowe czasy zaniku spełniały relację  $\tau_1 < \tau_0$ ,  $\tau_2 > \tau_0$  i były zależne od ciśnienia gazu obcego. Przy dalszym zwiększaniu ciśnienia od 10 mTr do 1 Tr obserwowano ponownie jeden czas zaniku znacznie dłuższy od  $\tau_0$  i niezależny od ciśnienia.

Wynik doświadczenia można wyjaśnić przyjmując, że zderzenia przeprowadzają atomy w stanie  $nD$  do stanów  $nF$ ,  $nG$  i  $nH$ , przy tym efektywny (średni) czas życia dla zbioru atomów w tych stanach wynosi  $\tau'$ . Oczywiście zachodzą też przejścia w przeciwnym kierunku, lecz z innym prawdopodobieństwem  $d_1 \neq l_0$ . Krótszy czas życia  $\tau_1$ , mierzony w pierwszej części doświadczenia, jest czasem życia w stanie  $nD$  skróconym wskutek przejść do stanów  $nF$ ,  $G$ ,  $H$  w wyniku zderzeń. Mamy więc:  $\tau_1^{-1} = \tau_0^{-1} + \tau_{zd}^{-1}$ , gdzie  $\tau_{zd} = Nl_0$ , przy czym  $N$  oznacza koncentrację atomów zaburzacza. Drugi czas  $\tau_2$  utożsamiamy ze wspomnianym wyżej czasem  $\tau'$ . Jest on dłuższy od  $\tau_0$  w związku z zależnością czasu życia od  $L$ . W drugiej części doświadczenia szybkość procesu zderzeniowego opisywanego przez  $l_0$  jest znacznie większa od szybkości przejść promienistych. Obserwowany długi zanik jest właściwy dla statystycznego rozkładu obsadzeń wszystkich możliwych stanów z  $L \geq 2$ , uwarunkowanego przez zderzenia. Mierzac w pierwszej części doświadczenia zależność  $\tau_1$  od ciśnienia gazu obcego wyznaczamy przekrój czynny  $\sigma$ . Okazuje się, że do  $n \approx 10$  przekrój czynny szybko rośnie, a następnie maleje zgodnie z przewidywaniami.

## 8. Właściwości promieniste atomów rydbergowskich

Dla wodoru czas życia  $\tau_{nL}$  i prawdopodobieństwo przejść spontanicznych  $\gamma_{nL \rightarrow n'L'}$  można dokładnie wyliczyć, przy czym  $\tau_{nL} = \Sigma(\gamma_{nL \rightarrow n'L'})^{-1}$ . Dla  $n$  bliskiego  $n'$  jest  $\gamma_{nL \rightarrow n'L'} \approx [2,22 \cdot 10^9 \max(L, L')/(2L+1)]n^{-5}$ . Dla  $n' \approx 1$  jest  $\gamma_{nL \rightarrow n'L'} \sim n^{-3}$ . Jak się okazuje także  $\tau_{nL}^{-1} \sim n^{-3}$ , przy tym zależność ta jest spełniona tym dokładniej im  $n$  jest większe. Wynika to z tego, że w sumie, która wyznacza  $\tau_{nL}^{-1}$ , największą wagę ma przejście z  $n$  do poziomu o najniższym  $n'$  zgodne z regułami wyboru, np. przejście  $nP \rightarrow 1S$  daje aż 79% wkładu do  $\tau$ . Dla  $n = 80$  jest  $\tau = 1$  s. Jest widoczne, że ze wzrostem  $L$  wydłuża się czas życia.

Atomy metali alkalicznych w wyższych stanach wzbudzonych nie różnią się od wodoru jakościowo, lecz tylko ilościowo [11]. Na przykład dla sodu  $\gamma_{28S \rightarrow nP}$  jest dla  $n \approx 3$  dwa razy większe aniżeli dla wodoru, ale ze wzrostem  $n$  staje się takie jak dla wodoru. Dla poziomów  $nP$  alkaliów mamy:  $\tau_{nP}^{\text{alk}} > \tau_{nP}^H$ , co jest zrozumiałe, ponieważ w przypadku alkaliów

najniższy poziom znaczący w wyrażeniu na  $\tau_{nL}^{-1}$  jest wyższy niż w wodorze. Czasy życia pomierzone na ogół dość systematycznie [10] dla Na, Rb, Cs w stanach  $nS$ ,  $nD$  i dla Na i Rb w stanie  $nF$  dały zasadniczo potwierdzenie zależności  $\sim n^3$ , ale dla cezu otrzymano  $\tau_{nS} \sim n^{2,5 \pm 0,06}$  ( $8 < n_{Cs} < 14$ ). Wartości  $\tau$  zmierzone dla sodu są częściowo zgodne z obliczonymi w przybliżeniu kulombowskim. Różnice występujące dla stanów  $nS$  i  $nP$  potwierdzają poprzednio już podkreślane szczególnie wybitne odchylenie się właściwości tych stanów od właściwości stanów wodoropodobnych.

Dla przejść absorpcyjnych (wymuszonych)  $|nL\rangle \rightarrow |n'L \pm 1\rangle$  mamy:

$$W_{nL \rightarrow n'L} = \frac{4\pi^2\alpha}{h} \cdot \frac{1}{2L+1} \sum_M |\langle nLM | z | n'L'M \rangle|^2 \frac{d\phi}{dv},$$

gdzie  $d\phi/dv$  jest gęstością widmową strumienia promieniowania. Gdy  $n \approx n' \gg 1$ , to  $W_{nL \rightarrow n'L} \sim n^4$ . Jeżeli zauważymy teraz, że dla dostatecznie wielkich  $n$  odstępów poziomów  $n$  i  $n'$  odpowiadają rezonansom z promieniowaniem mikrofalowym a nawet radiowym, to łatwo wywnioskujemy, że atomy rydbergowskie stanowią interesujący obiekt spektroskopii mikrofalowej i radiowej. Z racji wysokich prawdopodobieństw przejść wymuszonych  $W$  wystarczą słabe pola do uzyskania rezonansu magnetycznego i przejść wielokwantowych. Najlepiej zilustrują to liczby. Dla nasycenia przejścia  $2S \rightarrow 30P$  ( $\lambda = 366$  nm) trzeba mocy promieniowania  $15$  W/cm<sup>2</sup>, gdy tymczasem dla nasycenia przejścia  $29S \rightarrow 30P$  ( $\lambda = 1,17$  mm) wystarcza moc zaledwie  $300$  nW/cm<sup>2</sup> [11]. Przedstawia to bardzo zachęcające perspektywy przeprowadzania z wielką dokładnością pomiarów odstępów struktury subtelnej i nadsubtelnej, defektu kwantowego, stałej Rydberga i in. Równocześnie jednak ta właściwość stanów rydbergowskich stanowi poważne „zagrożenie” eksperymentów z tymi stanami ze strony różnych promieniowań istniejących w otoczeniu jak np. promieniowania termicznego. Okazuje się, że promieniowanie ciepłe otoczenia o temperaturze  $300$  K może wywołać termalizację stanów w otoczeniu  $n = 100$  już w kilka milisekund [37]. Inny przykład: z obliczeń wynika, że to promieniowanie działając na atomy w stanie o  $n = 18$  wywołuje przejścia z prawdopodobieństwem  $W = 4 \cdot 10^4$  s<sup>-1</sup>, co dla  $L = 18$  stanowi 20% prawdopodobieństwa przejść promienistych. Dla wysokich  $n$  ( $> 30$ ) czas życia stanów  $P$  jest uzależniony głównie od przejść wywołanych przez promieniowanie termiczne. Sprawa jest tym bardziej poważna, że oddziaływanie promieniowania termicznego powoduje nie tylko zmiany obsadzeń poziomów, ale również przesunięcia poziomów. Na przykład strumień promieniowania  $10^{-7}$  W/cm<sup>2</sup> quasi-rezonansowego względem przejść  $n \rightarrow n \pm 1$  w oddziaływaniu dwukwantowym powoduje przesunięcie poziomu rzędu kHz, co ma już duże znaczenie w dokładniejszych pomiarach.

Omawiana tu właściwość stanów rydbergowskich predestynuje je szczególnie do badania nadpromienistości i wykorzystania w maserach [10]. Interesujące cechy wykazuje efekt maserowy w zbiorze atomów rydbergowskich. Charakteryzuje go np. bardzo niski próg. Interesujące jest także to, że akcję maserową inicjuje promieniowanie termiczne. Bardzo obiecujące są perspektywy zastosowania tych maserów jako detektorów promieniowania długofalowego o wysokiej efektywności, niskich szumach i możliwości płynnego przestrajania dzięki efektowi Starka. Przewiduje się zastosowania w kriogenice, astrofizyce i telekomunikacji.

## Literatura

- [1] S. Feneuille, *Europhysics News* **10**, 1 (1979).
- [2] W. Demtröder, *Laser Spectroscopy*, Springer-Verlag, Berlin 1980; K. Rosiński, *Postępy Fizyki* **29**, 419 (1978).
- [3] *Dye Lasers*, red. F. Schäfer, Springer-Verlag, Berlin 1977.
- [4] J. J. Balmer, *Ann. Phys. Chem. N. F.* **25**, 80 (1885).
- [5] J. R. Rydberg, *Acad. Sci. (Paris)* **110**, 394 (1890), *Z. Phys. Chem. (Leipzig)* **5**, 227 (1890).
- [6] G. D. Liveing, J. Dewar, *Proc. R. Soc. London* **29**, 398 (1879).
- [7] E. Amaldi, E. Segré, *Nuovo Cimento* **11**, 145 (1934).
- [8] J. A. Jenkins, E. Segré, *Phys. Rev.* **55**, 52 (1939).
- [9] B. Höglund, P. B. Mezger, *Science* **150**, 339 (1965).
- [10] S. Feneuille, P. Jacquinet, *Adv. At. Mol. Phys.* t. 17, Academic Press 1980, str. 99.
- [11] C. Fabre, *Ann. Phys. (France)* **7**, 5 (1982).
- [12] *High Resolution Laser Spectroscopy*, red. K. Shimoda, Springer-Verlag, Berlin 1976.
- [13] W. S. Letochow, W. P. Czebotajew, *Nieliniowa spektroskopia laserowa*, PWN, Warszawa-Poznań 1982.
- [14] S. Kielich, *Molekularna optyka nieliniowa*, PWN, Warszawa-Poznań 1977.
- [15] E. Giacobino, B. Cagnac, *Progress in Optics*, t. 17, red. E. Wolf, North-Holland, 1980, str. 87.
- [15a] J. E. Bayfield, P. M. Koch, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 258 (1974).
- [16] K. B. McAdam, W. L. Wing, *Phys. Rev.* **A15**, 678 (1977).
- [17] F. G. Keller, T. H. Jeys, G. B. McMillian, K. A. Smith, F. B. Dunning, R. F. Stebbings, *Phys. Rev.* **A23**, 1127 (1981).
- [18] G. W. Foltz, E. J. Beiting, T. H. Jeys, K. A. Smith, F. B. Dunning, R. F. Stebbings, *Phys. Rev.* **A25**, 187 (1981).
- [19] T. W. Ducas, M. G. Littman, R. R. Freeman, D. Kleppner, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 366 (1975).
- [20] B. P. Stoicheff, E. Weinberger, *Canad. J. Phys.* **57**, 2143 (1979).
- [21] S. A. Lee, J. Helmke, J. L. Hall, *Laser Spectroscopy IV*, red. H. Walther, K. W. Rothe, Springer-Verlag, Berlin 1979, str. 130.
- [22] I. Popescu, C. Ghita, D. Popescu, G. Musa, *Ann. Phys. (Germany)* **18**, 103 (1966).
- [23] A. J. Ferguson, M. H. Dunn, *Opt. Commun.* **23**, 177 (1977).
- [24] R. F. Stebbings, C. J. Latimer, W. P. West, F. B. Dunning, T. B. Cook, *Phys. Rev.* **A12**, 1453 (1975); T. W. Ducas, M. G. Littman, R. R. Freeman, D. Kleppner, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 366 (1975).
- [25] C. J. Latimer, *Contemp. Phys.* **20**, 631 (1979).
- [26] D. Kleppner, *The spectroscopy of highly excited atoms w: Progress in Atomic Spectroscopy B*, red. W. Hanle, H. Kleinpoppen, Plenum, New York 1979.
- [27] E. U. Condon, G. H. Shortley, *The Theory of Atomic Spectra*, Cambridge University Press 1935.
- [28] A. C. Rivière, D. R. Sweetman, *Proc. Int. Conf. Phys. Electron. Atom Coll.* 3rd, red. M. R. C. McDowell, North-Holland, Amsterdam 1963, str. 734.
- [29] T. F. Gallagher, L. M. Humphrey, W. E. Cooke, R. M. Hill, S. A. Edelstein, *Phys. Rev.* **A16**, 1098 (1977).
- [30] W. V. Bridges, *J. Opt. Soc. Am.* **68**, 352 (1978).
- [31] K. Rosiński, *Acta Phys. Pol.* **A60**, 599 (1981).
- [32] G. K. Woodgate, *Struktura atomu*, PWN, Warszawa 1974.
- [33] H. J. Metcalf, *Nature* **284**, 127 (1980).
- [34] W. H. Wing, K. R. Lea, W. E. Lamb, *Atomic Physics* **3**, red. S. J. Smith, G. K. Walters, Plenum, New York 1973, str. 119.
- [35] M. P. Silverman, *Am. J. Phys.* **48**, 244 (1980).
- [35a] T. N. Chang, F. Larjani, *J. Phys.* **B13**, 1807 (1980).
- [36] P. E. Sherick, J. J. Wynne, *Comments At. Mol. Phys.* **7**, 43 (1977).



- [37] C. Fabre, *Etude théorique et expérimentale de l'interaction d'un atome très excité avec le rayonnement. Application à la spectroscopie des états Rydberg du sodium*, teza hab. Paryż 1980.
- [38] M. L. Zimmerman, M. G. Littman, M. M. Kash, D. Kleppner, *Phys. Rev. A* **20**, 2251 (1979).
- [39] R. H. Garstang, *Rep. Prog. Phys.* **40**, 105 (1977).
- [40] A. R. P. Rau, *Comments At. Mol. Phys.* **10**, 19 (1980).
- [40a] K. T. Lu, F. S. Tomkins, W. R. S. Garton, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **362**, 421 (1978).
- [41] R. L. Freeman, *Excited states of atoms in strong external fields w: Atomic Physics 6*, Plenum, New York 1979.
- [42] J. C. Castro, M. L. Zimmerman, R. G. Hulet, D. Kleppner, R. R. Freeman, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1780 (1980).
- [43] J. C. Gay, *Comments At. Mol. Phys.* **9**, 97 (1980).
- [44] R. F. Stebbings, *Adv. At. Mol. Phys.*, t. 15, red. D. R. Bates, B. Bederson, Academic Press, New York 1979, str. 77.
- [45] A. Omont, *J. Phys. (France)* **38**, 1343 (1977).
- [46] T. F. Gallagher, *Proc. Int. Conf. Phys. Electron. Atom. Coll.* red. N. Oda, K. Takonayagi, North-Holland, Amsterdam 1980, str. 473.
- [47] B. M. Smirnow, *Usp. Fiz. Nauk* **131**, 577 (1980).

Jan Przyłuski  
Piotr Ostaszewski

Instytut Chemii Ogólnej i Technologii Nieorganicznej  
Politechnika Warszawska  
Warszawa

## Wybrane właściwości fizykochemiczne półprzewodników amorficznych

### Some Physico-Chemical Properties of Amorphous Semiconductors

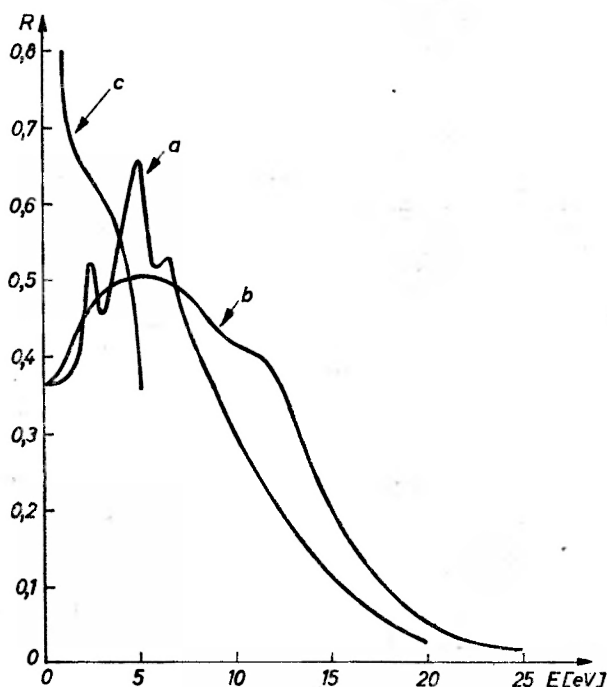
*Abstract:* The influence of visible and ultraviolet irradiation on optical properties of amorphous semiconductors is discussed. As a result of VIS or UV illumination, absorption edge is shifted, energy gap, index of refraction, dimensions of sample and its chemical properties are changed and rapid diffusion of metals into amorphous semiconductors is observed. The paper deals also with the stability of amorphous phase.

#### 1. Wstęp

Stan amorficzny (bezpостaciowy) jest osobliwym stanem materii. Z punktu widzenia podstawowych własności fizycznych, materiały amorficzne zaliczyć należy do ciał stałych. Z drugiej strony brak uporządkowania dalekiego zasięgu upodabnia je do cieczy. Najczęściej stosowanym doświadczalnym kryterium „amorficzności” badanego materiału jest wystąpienie na rentgenogramie lub elektronogramie charakterystycznego rozmycia pierścieni dyfrakcyjnych (rys. 1). Rozmycie to świadczy o braku symetrii translacyjnej w badanym materiale, a więc o braku uporządkowania dalekiego zasięgu charakterystycznego dla materiałów krystalicznych. Na podstawie badań dyfrakcyjnych można stwierdzić, czy substancja jest krystaliczna czy niekrystaliczna, przy czym ta ostatnia jest utożsamiana z amorficzną. Brak uporządkowania dalekiego zasięgu nie oznacza jednak całkowitej przypadkowości rozkładu atomów w materiałach amorficznych. Krzywe rozkładu radialnego atomów (RDF) tych materiałów wykazują zbieżność z krzywymi RDF materiałów krystalicznych (o takim samym składzie chemicznym) na niewielkim obszarze o promieniu rzędu kilku nanometrów. Świadczy to o zachowaniu uporządkowania bliskiego zasięgu atomów.

Zainteresowanie półprzewodnikowymi materiałami amorficznymi pojawiło się pod koniec lat 60., w związku z opublikowaniem w 1968 r. przez S. R. Ovshinsky'ego artykułu dotyczącego tzw. zjawiska przełączania elektrycznego [2]. Obserwowany od tej pory wzrost zainteresowania tą klasą materiałów inspirowany był ich atrakcyjnością zarówno ze względu na badania podstawowe, jak też potencjalną możliwość ich praktycznego zastosowania.

Sam fakt istnienia materiałów amorficznych mających właściwości półprzewodnikowe wzbudzał przez dłuższy czas zdziwienie. Sądzone, że właściwości swoje półprzewodniki krystaliczne zawdzięczają doskonałemu uporządkowaniu dalekiego zasięgu. Otrzymane na drodze doświadczalnej materiały bezpostaciowe mające przerwy energetyczne o wartościach od części do kilku elektronowoltów, potwierdziły wcześniejsze sugestie Joffego i Regela [3] na temat roli uporządkowania bliskiego zasięgu. Po raz pierwszy założyli oni, że materiały w stanie stopionym lub amorficznym mogą zachować właściwości półprzewodnikowe (jeżeli w stanie krystalicznym je posiadają) pomimo utraty doskonałego periodycznego uporządkowania, jeżeli tylko faza niekrystaliczna zachowa analogiczne do występującego w materiale krystalicznym uporządkowanie bliskiego zasięgu.



Rys 2. Krzywe współczynników odbicia światła  $R$  od germanu: krystalicznego (a), amorficznego (b), ciekłego (c) w funkcji energii promieniowania elektromagnetycznego  $E$  [4]

Na rys. 2 przedstawiono krzywe współczynników odbicia światła od germanu krystalicznego, amorficznego i ciekłego.

Ogólny kształt krzywej współczynnika odbicia germanu amorficznego jest podobny do krzywej pochodzącej od germanu krystalicznego. Podobieństwo to wynika z analogicznego uporządkowania atomów w najbliższych strefach koordynacyjnych w tych materiałach (liczba koordynacyjna równa 4). Zmiana otoczenia koordynacyjnego atomów w ciekłym germanie (liczba koordynacyjna równa 8) prowadzi do drastycznej zmiany kształtu krzywej współczynnika odbicia i właściwości — ciekły german jest metalem.

Brak uporządkowania dalekiego zasięgu powoduje, że półprzewodniki amorficzne mogą posiadać szereg niespotykanych w układach krystalicznych właściwości fizykochemicznych.

Między innymi jest to związane z większą „elastycznością” sieci amorficznej wynikającą z dużej swobody w dopasowywaniu się otoczeń koordynacyjnych.

W związku z powyższym należy spodziewać się, że właściwości półprzewodników bezpostaciowych będą podatne na wpływ czynników zewnętrznych takich jak: pole elektryczne, ciśnienie, temperatura, promieniowanie elektromagnetyczne itp.

Szczególnie wrażliwe na bodźce zewnętrzne będą chalcogenki: siarka, selen, tellur (i ich stopy z innymi pierwiastkami) ze względu na ich małą liczbę koordynacyjną i występowanie wolnej pary elektronów *p*.

Opracowanie metod otrzymywania i kontrolowania właściwości fizykochemicznych półprzewodników niekryształicznych uczyniłoby z nich klasę materiałów o rozległych możliwościach zastosowań. Fakt ten stanowił jedną z głównych przyczyn obserwowanego w ostatnich latach wzrostu zainteresowania materiałami amorficznymi.

Niniejszy artykuł poświęcony jest przeglądowi wybranych właściwości fizykochemicznych amorficznych materiałów półprzewodnikowych. Opisane niżej właściwości i zjawiska są charakterystyczne dla układów bezpostaciowych, nie były one obserwowane w materiałach krystalicznych o analogicznym składzie chemicznym.

W pierwszej części artykułu opisano w sposób skondensowany właściwości optyczne półprzewodników bezpostaciowych. W dalszych częściach przedstawiono wpływ promieniowania elektromagnetycznego na wartości stałych optycznych tych materiałów i zjawisko stymulowanej światłem dyfuzji metali w głąb materiałów amorficznych.

Artykuł niniejszy pomija wiele podstawowych wiadomości dotyczących podziału, metod otrzymywania, budowy strukturalnej, budowy elektronowej i właściwości elektrycznych półprzewodników amorficznych. Zainteresowany czytelnik znajdzie je np. w pracach [5—8].

## 2. Właściwości optyczne półprzewodników amorficznych. Krawędź absorpcji

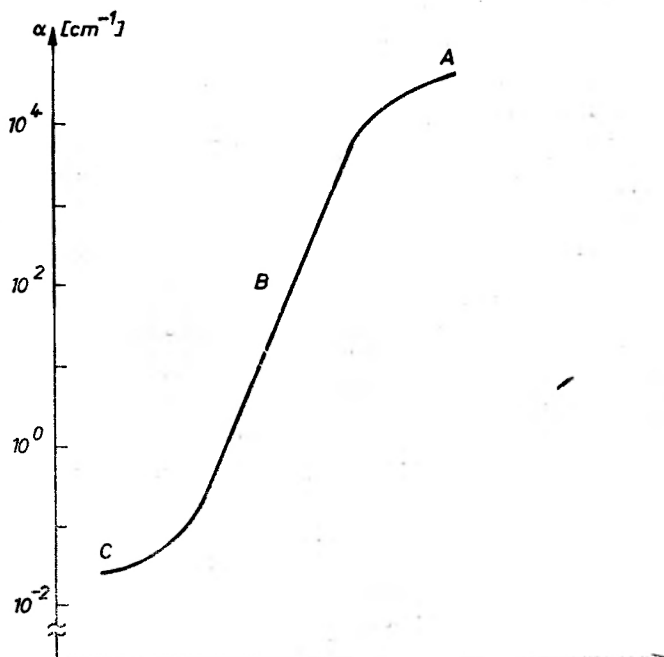
Podstawowa krawędź absorpcji półprzewodników amorficznych ma kształt pokazany na rys. 3.

Położenie krawędzi absorpcji zwykle nie pokrywa się z położeniem krawędzi absorpcji półprzewodników krystalicznych o tym samym składzie chemicznym. Charakter zmian nie jest jednakowy, tzn. może wystąpić przesunięcie zarówno w stronę wyższych, jak też niższych wartości energii. Zróżnicowane zmiany występują również w wartościach współczynników załamania światła. Wartości te porównano w tab. 1. W przebiegu krzywej krawędzi absorpcji można wyróżnić trzy części: — zakres silnej absorpcji (*A*) rozciąga się dla wartości współczynnika absorpcji wyższych niż  $10^4 \text{ cm}^{-1}$ .

$$\alpha(\nu) \cdot h \cdot \nu = B(h \cdot \nu - E_g)^r,$$

gdzie  $\nu$  — częstość fali świetlnej,  $\alpha$  — współczynnik absorpcji materiału,  $E$  — wartość przerwy energetycznej (tzw. optycznej),  $B$ ,  $r$  — stałe.

Wartość stałej  $r$  związana jest z rozkładem gęstości stanów elektronowych w pobliżu krawędzi ruchliwości półprzewodnika amorficznego. Dla większości materiałów  $r = 2$ . Wartość stałej  $B$  wynosi około  $5 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1} \text{ eV}^{-1}$  ( $5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1} \text{ eV}^{-1}$ ). Zależność (1) jest



Rys. 3. Schematyczny przebieg krawędzi absorpcji półprzewodników amorficznych;  $\alpha$  — współczynnik absorpcji,  $E$  — energia

Tabela 1. Porównanie położenia krawędzi absorpcji i wartości współczynnika załamania światła dla materiałów w stanie krystalicznym i amorficznym w temp. 300 K, wg [4]

Materiał	$E(\alpha = 100 \text{ cm}^{-1})$ [eV]		$n$	
	$c$	$a$	$c$	$a$
Ge	0,76	0,59	4,01	4,05
Si	1,23	0,69	3,42	3,5
GaAs	1,38	0,59	3,28	3,6
InSb	0,17	0,3	3,94	4,5
GaP	2,19	0,4	2,93	3,2
Se	1,74	1,75	2,64	2,50
Te	0,37	0,62	5,3	3,4
$\text{As}_2\text{S}_3$	2,50	2,26	2,64	2,41
$\text{As}_2\text{Se}_3$	1,78	1,62		3,5
GeS		1,41	3,5	2,3
GeTe		0,52	6	3,8

$c$  — stan krystaliczny,  $a$  — stan amorficzny,  $E$  — odpowiada energii fotonów, dla której  $\alpha = 100 \text{ cm}^{-1}$

wykorzystywana do wyznaczania wartości przerwy energetycznej półprzewodników bezpostaciowych na podstawie doświadczalnie zmierzonych wartości współczynnika absorpcji  $\alpha(\nu)$  w funkcji częstości fali świetlnej  $\nu$ . Wyznaczone tą metodą wartości przerwy energetycznej  $E_g$  i stałej  $B$ , niektórych półprzewodników amorficznych zestawiono w tab. 2;

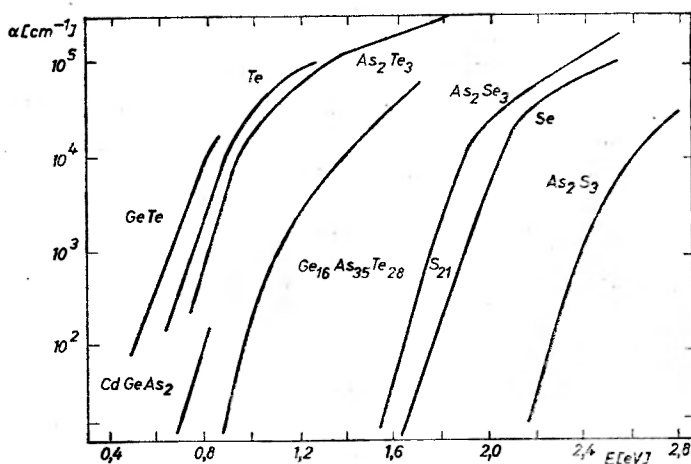
Tabela 2. Wartości szerokości przerwy energetycznej  $E_g$  i stałej  $B$  w temp. 300 K, wg [9]

Materiał	$E_g$ [eV]	$B$ [ $m^{-1} eV^{-1}$ ]
GeTe	0,70	$2,1 \cdot 10^7$
As <sub>2</sub> Te <sub>3</sub>	0,83	$4,7 \cdot 10^7$
Si	1,26	$5,2 \cdot 10^7$
As <sub>2</sub> Se <sub>3</sub>	1,76	$8,3 \cdot 10^7$
As <sub>2</sub> S <sub>3</sub>	2,32	$4,0 \cdot 10^7$

— zakres wykładniczy (B) odpowiada wartościom  $\alpha$  z przedziału od ok.  $1 \text{ cm}^{-1}$  do ok.  $10^4 \text{ cm}^{-1}$ . W przedziale tym występuje wykładnicza zależność wartości współczynnika absorpcji światła  $\alpha$  od energii promieniowania  $h \cdot \nu$  [4]

$$\alpha(\nu) \sim \exp(h \cdot \nu / E_g). \quad (2)$$

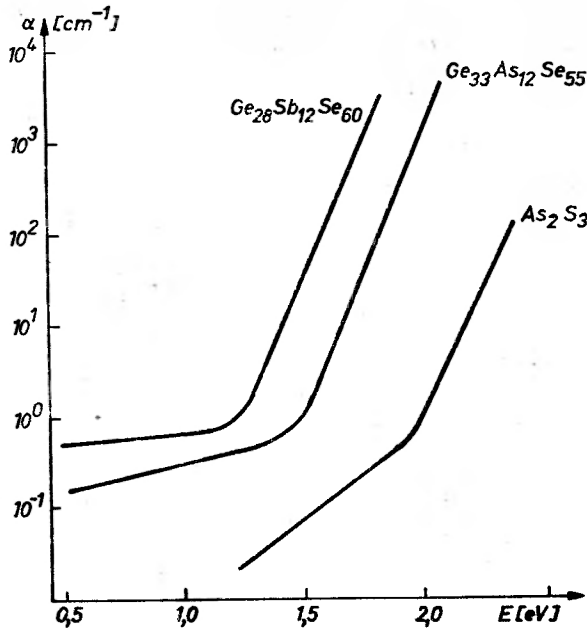
Wartość energii  $E_g$  dla większości materiałów jest stała w temperaturach  $T \leq 300 \text{ K}$  i równa ok. 50 meV (rys. 4);



Rys. 4. Wykładniczy charakter krawędzi absorpcji typowych półprzewodników amorficznych [10];  $\alpha$  — współczynnik absorpcji,  $E$  — energia

— zakres niskich wartości współczynnika absorpcji (C) odpowiada wartościom niższym od  $1 \text{ cm}^{-1}$  (rys. 5). W zakresie tym ze względu na rozpraszanie światła przez materiał, pomiar współczynnika absorpcji jest obciążony znacznym błędem. Absorbpcję światła przypisuje się przejściom nośników między stanami zlokalizowanymi.

Dla energii fotonów większych od energii odpowiadającej części A krawędzi absorpcji, półprzewodniki amorficzne nadal absorbują światło bardzo silnie w zakresie energii nazywanym podstawowym pasmem absorpcji. Dla wyższych wartości energii silna absorpcja światła ( $\alpha \approx 10^5 \text{ cm}^{-1}$ ) występuje w zakresie energii kwantów 50—70 eV i związana jest z przejściami elektronów z głębiej położonych orbitali do pasma przewodnictwa.



Rys. 5. „Ogony” krawędzi absorpcji półprzewodników amorficznych [4];  $\alpha$  — współczynnik absorpcji,  $E$  — energia

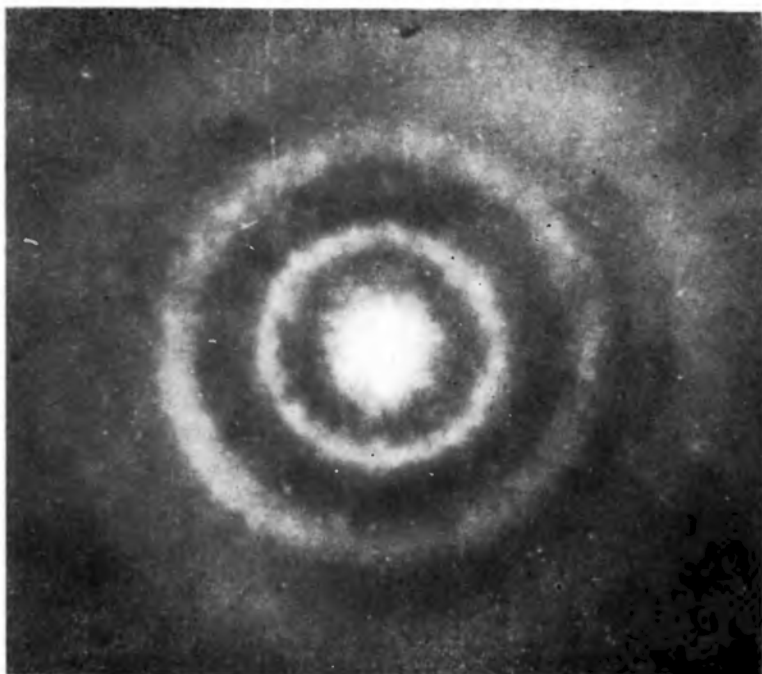
Dla energii fotonów mniejszych od energii odpowiadającej „ogonowi” krawędzi absorpcji (rys. 5), materiały amorficzne absorbują promieniowanie elektromagnetyczne w zakresie średniej i dalekiej podczerwieni. W zakresach tych, promieniowanie może oddziaływać z fononami sieci amorficznej. Maksymalne współczynniki absorpcji, występujące w tym obszarze, wynoszą  $10^2 \text{ cm}^{-1}$  dla materiałów jednopierwiastkowych i  $10^4 \text{ cm}^{-1}$  dla stopów wielopierwiastkowych. W przeciwieństwie do materiałów krystalicznych, materiały amorficzne absorbują promieniowanie w obszarze podczerwieni w sposób ciągły. Cechą charakterystyczną jest również absorbowanie promieniowania przez materiały jednopierwiastkowe, np. amorficzny krzem lub german.

### 3. Odwracalne zmiany właściwości optycznych półprzewodników amorficznych

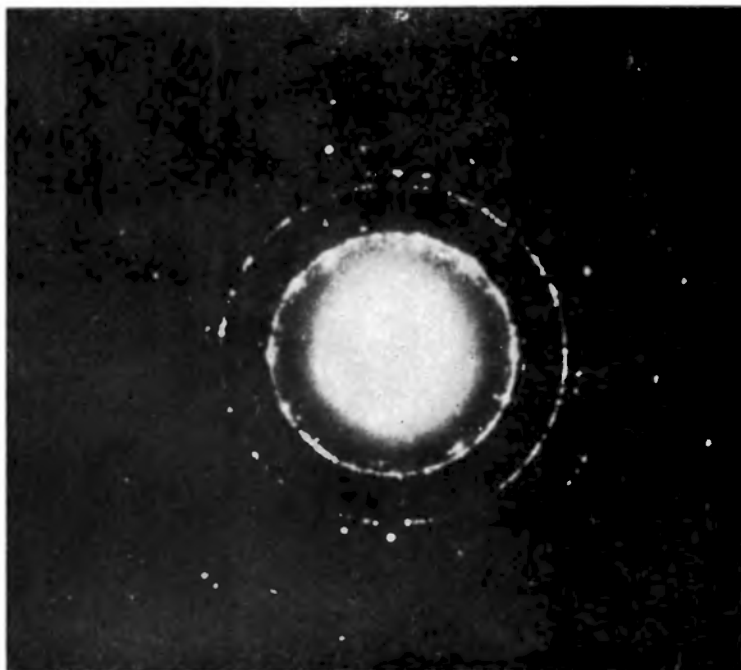
Cienkie warstwy półprzewodników niekrystalicznych wykazują niespotykaną w układach krystalicznych właściwość odwracalnej<sup>1</sup> zmiany położenia krawędzi absorpcji, szerokości przerwy energetycznej, współczynnika załamania światła i innych parametrów pod wpływem naświetlenia ich promieniowaniem elektromagnetycznym o energii nieco wyższej od  $E_g$ .

Krawędź absorpcji półprzewodników amorficznych wstępnie wygrzanych w pobliżu temperatury przejścia szklistego  $T_g$ , a następnie naświetlonych, ulega równoległemu prze-

<sup>1</sup> Według Neufville [11] zmiany odwracalne występują w przypadku, gdy wygrzanie materiału o zmienionych pod wpływem naświetlenia parametrach w pobliżu temperatury przejścia szklistego  $T_g$  przywraca ich początkowe wartości.



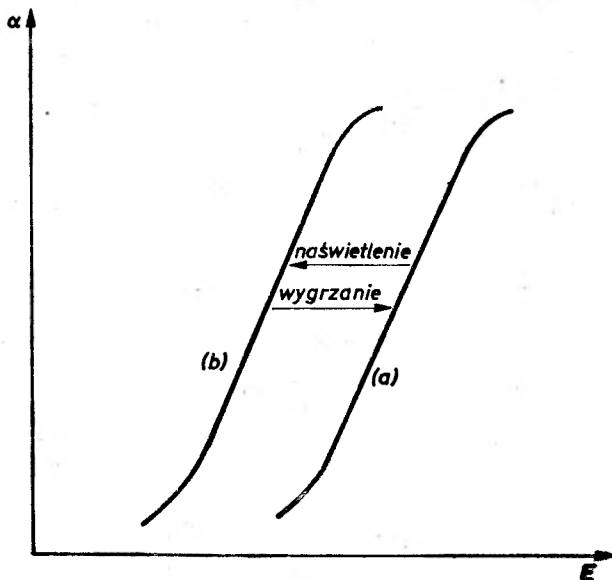
a



b

Rys. 1. Elektronogram cienkiej warstwy o składzie  $\text{Ge}_{0,4}\text{Se}_{0,6}$ : charakterystyczny dla materiału amorficznego (a) i polikrystalicznego (b) [1]





Rys. 6. Schemat odwracalnych przesunięć kręwej absorpcji cienkiej warstwy półprzewodnika amorficznego pod wpływem naświetlenia i wygrzania. Krzywe odpowiadają kręwej absorpcji materiału; po wygrzaniu (a), po naświetleniu (b). Strzałki wskazują kierunki przesunięć krzywych;  $\alpha$  — współczynnik absorpcji,  $E$  — energia

sunięciu w stronę niższych wartości energii. Efekt ten nazwano w literaturze anglosaskiej fotociemnieniem (*photodarkening*) ze względu na wywołane przesunięciem kręwej absorpcji ciemnienie próbek. Przesunięcie jest proporcjonalne do czasu trwania i mocy oświetlenia i jest stabilne w temperaturze pokojowej i niższych temperaturach, rys. 6.

Odwracalne zmiany stwierdzono doświadczalnie w następujących układach półprzewodników amorficznych: As-S [11—18], As-Se [11, 19, 20, 27], Ge-S [21], Ge-Se [22, 23], Ge-As-Se [24—26], Ge-P-Se [22], Ge-As-S-Se [22]. Wartości liczbowe zestawiono w tab. 3.

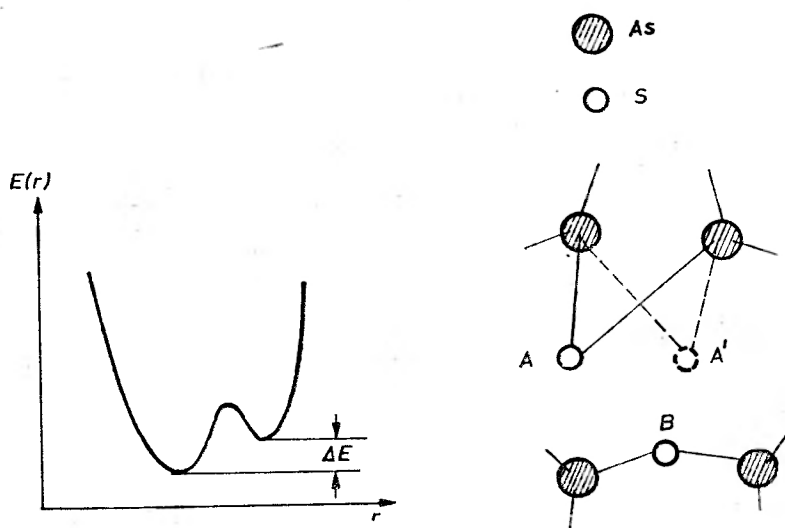
Tabela 3. Odwracalne zmiany szerokości przerwy energetycznej  $E_g$  i współczynnika załamania światła  $n$  w cienkich warstwach amorficznych w temp. 300 K

Material	$E_g$ [eV]	$\Delta E_g$ [eV]	$n$	$\Delta n$
As <sub>2</sub> S <sub>3</sub>	2,32	-0,04	2,40	0,01
As <sub>2</sub> Se <sub>3</sub>	1,905	-0,01	2,80	0,01
As <sub>0,6</sub> Se <sub>0,8</sub> Cu <sub>0,1</sub>	1,86	-0,096		
GeS <sub>2</sub>	3,15	-0,075		
GeSe <sub>2</sub>	2,20	-0,032		
Ge <sub>0,2</sub> Se <sub>0,8</sub>	2,03	-0,04	2,50	0,005
Ge <sub>0,1</sub> Se <sub>0,5</sub> As <sub>0,4</sub>	1,83	-0,12		0,033
Ge <sub>0,2</sub> Se <sub>0,6</sub> P <sub>0,2</sub>	2,10	-0,09		
Ge <sub>0,1</sub> As <sub>0,4</sub> S <sub>0,25</sub> Se <sub>0,25</sub>	2,07	-0,18	2,40	0,05

Naświetlenie próbek powoduje ponadto wzrost współczynnika załamania światła dochodzący do 2% [28] i zmiany właściwości chemicznych materiału np. wzrost szybkości rozpuszczania w roztworach alkalicznych [29].

Mechanizm odwracalnych zmian właściwości optycznych materiałów amorficznych nie został dotychczas w pełni wyjaśniony. K. Tanaka w modelu swoim z potencjałem o podwójnej jamie (*double well potential model*) [30] główną rolę przypisał atomom pierwiastków chalcogenkowych, które zmieniały położenie w sieci amorficznej.

Możliwe dwa położenia jednego atomu siarki względem drugiego atomu siarki w amorficznym siarczku arsenawym ( $a\text{-As}_2\text{S}_3$ ) przedstawiono na rys. 7. Początkowo atom siarki znajduje się w położeniu A. Naświetlenie powoduje wzbudzenie elektronu z wolnej pary

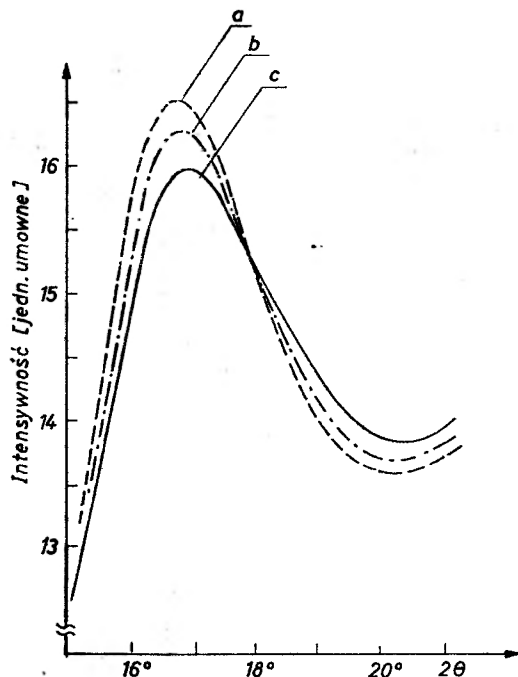


Rys. 7. Dwa możliwe położenia A i A' atomu siarki względem atomu B w  $a\text{-As}_2\text{S}_3$  i odpowiadająca im energia wolnych elektronów  $3p^2$  siarki [30];  $r$  — odległość międzyatomowa.  $E(r)$  — energia

elektronowej  $3p^2$  tego atomu. Pojawia się silne oddziaływanie między atomem siarki (ładunek +) a wolną parą elektronową  $3p^2$  atomu sąsiedniego B, wymuszające przejście  $A \rightarrow A'$ . W położeniu A' energia wolnej pary elektronowej jest wyższa o  $\Delta E$ . Wzrost energii wolnych par elektronowych powoduje zmniejszenie szerokości przerwy energetycznej, ponieważ elektrony te tworzą pasmo walencyjne w półprzewodnikach chalcogenkowych [31]. Położenie A' atomu siarki jest metastabilne, może nastąpić powrót do położenia wyjściowego A, jeżeli bariera energetyczna jest porównywalna z wartością  $kT$ .

Powyższą hipotezę potwierdziły badania widm fotoelektronowych amorficznego siarczku i selenku germanu,  $a\text{-GeS}_2$  i  $a\text{-GeSe}_2$  [32, 33]. Stwierdzono, że w tych związkach na skutek naświetlenia wzrasta energia wolnych par elektronowych siarki ( $3p^2$ ) i selenu ( $4p^2$ ) o okło 0,07 eV. Wzrost energii wolnych par elektronowych był odwracalny.

Istnieją również inne przesłanki wskazujące, że odwracalne zmiany właściwości półprzewodników amorficznych związane są ze zmianami strukturalnymi w uporządkowaniu bliskiego zasięgu tych materiałów.



Rys. 8. Dyfraktogramy rentgenowskie warstwy  $\alpha\text{-As}_2\text{S}_3$  o grubości  $8\ \mu\text{m}$  [13]. (a) warstwa wygrzana w temp. 440 K, (b) warstwa naświetlona w temp. 290 K (500 W lampa rtęciowa, 1 godz.), (c) warstwa naświetlona w temp. 77 K (500 W lampa rtęciowa, 1 godz.) Krzywa (a) przechodzi w (b) i (c) skutkiem naświetlenia, krzywe (b) i (c) przechodzą w (a) skutkiem nagrzania

Zmianami strukturalnymi tłumaczone są zmiany w intensywności i położeniu pasm absorpcyjnych w zakresie podczerwieni [34—38], jak również zmiany położenia ekstremów na dyfraktogramach rentgenowskich (rys. 8).

Tabela 4. Zmiana grubości warstw  $\alpha\text{-As}_2\text{S}_3$  pod wpływem naświetlenia, wg [16, 17]

Grubość warstwy $d$ [nm]	Zmiana grubości $\Delta d$ [nm]	$\frac{\Delta d}{d}$ [%]
960	$+4,0 \pm 0,5$	+0,42
2100	$+8,0 \pm 0,8$	+0,38
4200	$+16,0 \pm 1,5$	+0,38
16700	$+85,0 \pm 5,0$	+0,50

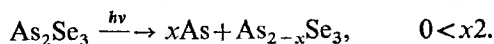
Interesujące wyniki dostarczyły badania dylatometryczne.

Stwierdzono, że warstwy  $\alpha\text{-As}_2\text{S}_3$  pod wpływem naświetlenia zwiększają swoje wymiary liniowe o ok. 0,40% (tab. 4) [16, 17, 39, 40].

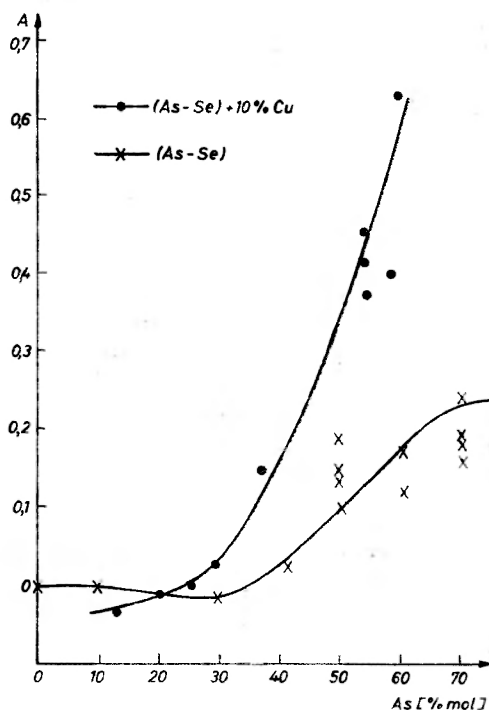
Odmienną interpretację odwracalnych zmian właściwości optycznych półprzewodników amorficznych podali Berkes i inni [19].

Według nich zmiany stałych optycznych amorficznego siarczku i selenku arsenawego

( $\alpha$ - $\text{As}_2\text{S}_3$  i  $\alpha$ - $\text{As}_2\text{Se}_3$ ) wynikają z częściowego rozkładu tych związków zachodzącego pod



wplywem naświetlenia. Tworzące się skupiska arsenu byłyby odpowiedzialne za ciemnienie materiału (krawędź absorpcji arsenu leży poza obszarem widzialnym promieniowania elektromagnetycznego — w podczerwieni). Podobna reakcja dotyczyłaby  $\alpha$ - $\text{As}_2\text{S}_3$  [43].



Rys. 9. Gęstość optyczna  $A$  warstw  $\text{As-Se}$  w funkcji stężenia molowego arsenu. Pomiarów współczynników transmisji wykonano dla długości fali  $\lambda = 650 \text{ nm}$  [42]

Asahara i inni [41, 42] jako potwierdzenie tej koncepcji przytaczają fakt wzrostu gęstości optycznej warstw amorficznych  $\text{As-Se}$  wraz ze wzrostem stężenia arsenu (rys. 9). Gęstość optyczną warstwy  $A$  zdefiniowali oni jako:

$$A = \log(T_0/T_1),$$

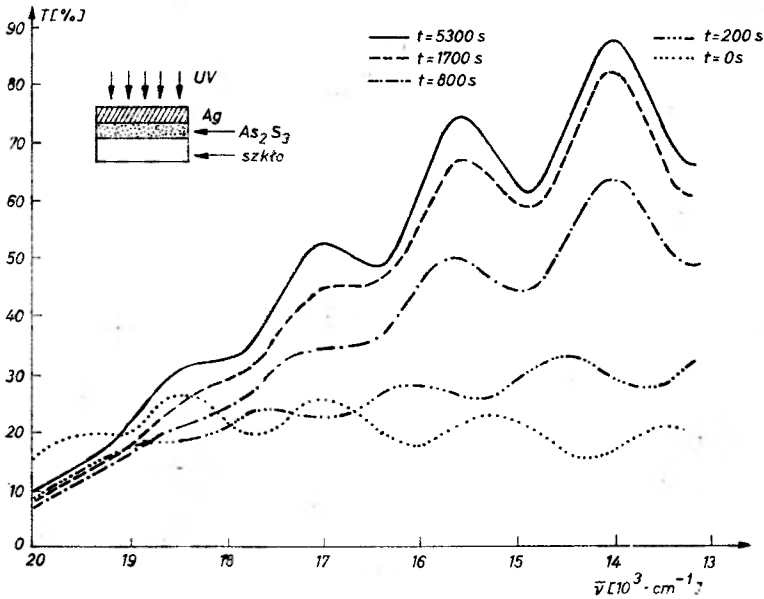
gdzie  $A$  — gęstość optyczna,  $T_0$ ,  $T_1$  — współczynniki transmisji warstwy nienaświetlonej i naświetlonej. Obserwowany jest też wzrost gęstości optycznej warstw zawierających dodatek metalu (względem warstw bez tego dodatku), którego jony wg autorów powinny ułatwiać tworzenie się skupisk  $\text{As}_n$ .

#### 4. Zjawisko fotodyfuzji

Zjawisko zwane fotodyfuzją, a polegające na wnikaniu metalu w głąb amorficznego półprzewodnika pod wpływem oświetlenia, zostało zaobserwowane przez Kostyszyna i współpracowników [44]. Późniejsze badania doświadczalne wykazały, że zjawisko to

występuje między innymi w następujących układach:  $\text{As}_2\text{S}_3\text{-Ag}$  [45],  $\text{As}_2\text{S}_3\text{-Cu}$  [46],  $\text{Ge}_x\text{Se}_{1-x}\text{-Ag}$  [47],  $\text{GeS}_2\text{-Ag}$  [46],  $\text{As}_2\text{Se}_3\text{-Ag}$  [48]. Stwierdzono także, że proces fotodyfuzji w różnych układach ma wiele cech wspólnych, do których należą:

- duża szybkość procesu, znacznie przewyższająca szybkość dyfuzji termicznej w kryształach (warstwa srebra o grubości  $0,1 \mu\text{m}$  po naświetleniu lampą rtęciową o mocy  $200 \text{ W}$  wdyfundowuje do warstwy amorficznej w ciągu kilku sekund [48]);
- Występowanie określonego czasu indukcji, po którym dopiero proces biegnie z pełną szybkością. Czas indukcji w niektórych przypadkach zanika po wstępnym (przed naniesieniem warstwy metalicznej) naświetleniu warstwy półprzewodnika amorficznego,



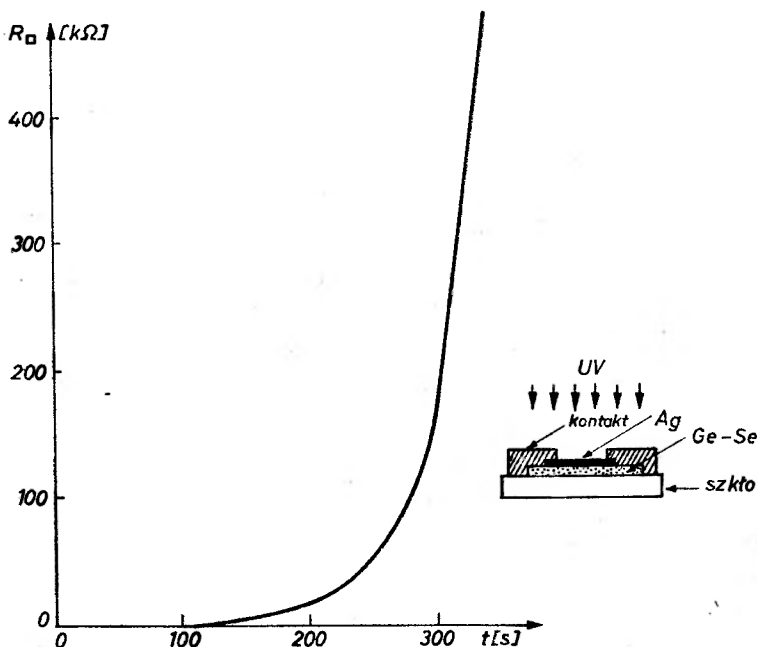
Rys. 10. Krzywe transmisji układu a- $\text{As}_2\text{S}_3\text{-Ag}$  dla różnych czasów naświetlania  $t$  lampą rtęciową o mocy  $125 \text{ W}$  [45];  $T$  — współczynnik transmisji,  $\bar{\nu}$  — liczba falowa

- niewystępowanie zjawiska w układzie materiał krystaliczny — metal,
- uzyskiwane rozkłady domieszki metalicznej wewnątrz warstwy półprzewodnika są zwykle niezgodne z rozkładami typu Gaussa lub erfc charakterystycznymi dla dyfuzji termicznej,
- obserwuje się silną zależność szybkości procesu fotodyfuzji od długości fali promieniowania oświetlającego próbkę. Największą szybkość procesu obserwuje się dla długości fali równej lub nieco mniejszej od wartości progu absorpcji półprzewodnika amorficznego.

Najbardziej rozpowszechnione metody obserwacji procesu fotodyfuzji to: pomiar współczynnika transmisji osadzonego na przezroczystym podłożu układu amorficzny półprzewodnik–metal i pomiar rezystancji warstwy metalicznego srebra osadzonej na półprzewodniku. Przykładowe zależności tego typu przedstawiono na rys. 10 i 11. Na rys. 10 można zaobserwować wzrost transmisji próbki z czasem naświetlania na skutek stopniowego wnikania warstwy srebra o początkowej grubości ok.  $30 \text{ nm}$  do warstwy amorficznego siarczku arsenawego o grubości ok.  $800 \text{ nm}$ .

Rysunek 11 obrazuje rezystancji układu amorficzny półprzewodnik — warstwa srebra związana z wnikaniem srebra.

Można wyróżnić kilka etapów przebiegu procesu fotodomieszkowania. W pierwszym, początkowym etapie grubość warstwy srebra maleje wolno, bądź wcale (tzw. okres indukcji), następnie szybkość wnikania wzrasta i jest względnie stała w pewnym okresie czasu. W trzecim końcowym stadium procesu, następuje wysycenie związane ze zniknięciem całej warstwy metalicznej.



Rys. 11. Rezystancja powierzchniowa układu  $a\text{-Ge}_{0.4}\text{Se}_{0.6}\text{-Ag}$  w funkcji czasu naświetlania lampą rtęciową o mocy 125 W [47];  $R_{\square}$  — rezystancja powierzchniowa,  $t$  — czas

Zjawisko fotodyfuzji mimo wielu prób wynikających tak z zainteresowania tym dość niezwykłym procesem, jak i ze względu na potencjalne możliwości zastosowań, niedoczekano się jednak ostatecznego wyjaśnienia. Na podstawie dotychczasowych prac poświęconych wyjaśnianiu mechanizmu zjawiska można stwierdzić, że oświetlenie układu półprzewodnik amorficzny-metal wywołuje reakcję chemiczną (gwałtownie zwiększa jej szybkość), w wyniku której tworzy się nowa faza amorficzna złożona z półprzewodnika i metalu mająca współczynnik dyfuzji domieszki metalicznej znacznie większy od czystego półprzewodnika. W przypadku układu  $\text{As}_2\text{S}_3\text{-Ag}$  tworząca się faza zawiera ok. 40% molowych srebra. Szybkość tworzenia się nowej fazy jest proporcjonalna do natężenia oświetlenia warstwy.

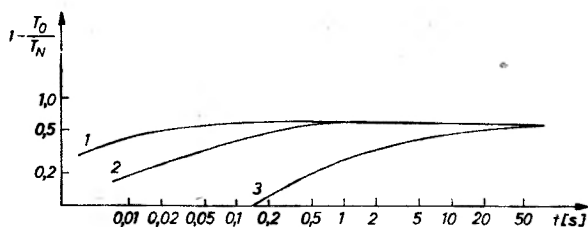
## 5. Wpływ promieniowania na stabilność fazy amorficznej

Materiały amorficzne z termodynamicznego punktu widzenia są metatrwałe. Mogą one istnieć w temperaturach niższych od tzw. temperatury krystalizacji  $T_x$ , w której ilość energii dostarczonej substancji bezpostaciowej jest wystarczająca do wywołania przejścia fazowego:

faza amorficzna — faza krystaliczna. Jednak i w temperaturach niższych od  $T_x$  może zająć przemiana fazowa na skutek działania bodźców zewnętrznych.

Jednym z takich bodźców jest promieniowanie elektromagnetyczne. Stwierdzono, że niektóre stopy półprzewodników amorficznych pod wpływem długotrwałego naświetlenia światłem widzialnym lub bliskim nadfioletem ulegają dewitryfikacji. Proces ten zaobserwowano między innymi w cienkich warstwach amorficznego selenu pod wpływem naświetlenia światłem białym [49, 50]. Dresner i Stringfellow [49] badali kinetykę procesu krystalizacji. Stwierdzili, że szybkość wzrostu kryształów selenu jest nieznaczna, poniżej 310 K, natomiast w zakresie temp. 310—370 K gwałtownie wzrasta. Zaobserwowali oni znaczny wzrost szybkości krystalizacji selenu w polu elektrycznym w przypadku, gdy faza amorficzna była spolaryzowana dodatkowo w stosunku do krystalicznej. Obserwowano, że w przypadku przeciwnej polaryzacji proces był hamowany. Spadek szybkości krystalizacji obserwowano w selenie o mniejszym stopniu czystości niż 99,999% mol i w stopach selenu z kilkuprocentową zawartością arsenu lub telluru [50].

Szczególnie łatwo dewitryfikacji ulegają stopy amorficzne zawierające duże stężenie atomowe siarki. Spadek wartości współczynnika transmisji warstw As-S i As-S-Br związany z dewitryfikacją obserwowali Brandes i współpracownicy [51], oraz Pearson i Bagley [52]. Jako źródło światła używali oni lasera argonowego (długość fali  $\lambda = 488$  nm). Stwierdzili, że stopy zawierające ok. 30% molowych siarki i poniżej, nie ulegają żadnym zmianom. Dewitryfikacja występowała przy wyższych stężeniach siarki z szybkością proporcjonalną do jej stężenia. Uważa się, że było to spowodowane wydzielaniem się krystalicznej siarki z fazy amorficznej. Potwierdziły to skaningowe badania kalorymetryczne (endotermiczne maksimum odpowiadające temperaturze topnienia siarki rombowej) i badania elektronowego rezonansu paramagnetycznego (EPR) [52]. Obecność krystalicznej siarki stwierdzono też na powierzchni warstwy stechiometrycznego siarczku arsenowego  $As_2S_3$  po kilkumiesięcznym okresie naświetlania [19].



Rys. 12. Zmiana współczynnika transmisji warstwy amorficznej  $Te_{0,77}As_{0,03}Ge_{0,20}$  o grubości  $0,15 \mu m$  w funkcji czasu i mocy światła laserowego ( $\lambda = 647,1$  nm) [53]. Moc lasera: 1) 6,2 mW, 2) 5,3 mW, 3) 4,2 mW, średnica obszarów oświetlonych  $12 \mu m$ ;  $T_0$ ,  $T_N$  — współczynniki transmisji miejsc oświetlonych i nieoświetlonych,  $t$  — czas oświetlania

Krystalizację wywołaną promieniowaniem obserwuje się również w stopach zawierających tellur. Skłonność do krystalizacji tych stopów jest znana, wykorzystuje się je w elektrycznych układach przełączających [6]. Weiser i inni [53] badali kinetykę procesów krystalizacji warstw zawierających 75% molowych telluru i różne stosunki germanu i arsenu. Warstwy o grubości ok.  $0,15 \mu m$  były naświetlane światłem z lasera kryptonowego ( $\lambda = 647,1$  nm). Współczynnik transmisji  $T$  miejsc naświetlonych malował do pewnej granicznej

wartości (rys. 12). Efekt ten jest powodowany wydzielaniem się z fazy amorficznej krystalicznego telluru i telurku germanu [53].

Niektóre z niekrystalizowanych układów można przez stopienie ponownie przeprowadzić w stan amorficzny. Uzyskuje się wówczas odwracalne przejście faza amorficzna — faza krystaliczna. Zmiany właściwości optycznych materiału towarzyszące przejściu fazowemu (dwa stany optyczne) umożliwiają wykorzystanie tych materiałów jako np. nośniki informacji.

## 7. Uwagi końcowe

Obserwowany w ostatnich latach szczególny wzrost zainteresowania półprzewodnikowymi materiałami amorficznymi związany jest z dwoma aspektami: poznawczym i zastosowań.

Dotychczasowe publikacje [6—8] nie uwypukliły kierunku zastosowań półprzewodników amorficznych w technice. W związku z tym w oparciu o analizę danych literaturowych i prace własne autorzy przedstawiają poniżej główne kierunki możliwych zastosowań:

*Układy pamięciowe* wykorzystujące elektryczny efekt przełączania lub zmiany właściwości optycznych indukowane promieniowaniem laserowym,

*optyka zintegrowana* (wykorzystanie izotropowych i przezroczystych dla bliskiej podczerwieni szkieł chalkogenkowych),

*optyka w zakresie podczerwieni* (elementy optyczne wykonane z półprzewodników amorficznych),

*holografia* (rejestracja hologramów w materiałach amorficznych wykazujących odwracalne zmiany stałych optycznych),

*fotolitografia* (wykorzystanie efektu fotodyfuzji i odwracalnych zmian właściwości chemicznych półprzewodników amorficznych),

*konwersja energii słonecznej* (baterie słoneczne wykonane z amorficznego krzemu),

*inne* (np. kserografia, przemysł fotograficzny).

Wyżej wymienione kierunki zastosowań jeszcze raz wskazują, że w obecnym etapie należy rozwijać nie tylko opracowywanie zastosowań, lecz też badania podstawowe, które staną się podstawą do opracowania konkretnych technologii, równocześnie stwarzając możliwości poznania nowych właściwości w tej grupie materiałów.

## Literatura

- [1] J. Przyłuski, J. Plocharski, J. Rolińska-Sęk, *Badania nad otrzymywaniem materiałów amorficznych wybranymi metodami*. Sprawozdanie IChOITN PW, 1977.
- [2] S. R. Ovshinsky, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1450 (1968).
- [3] A. F. Joffe, A. R. Regel, *Prog. Semicond.* **4**, 237 (1960).
- [4] J. Tauc, *Amorphous and Liquid Semiconductors*, red. J. Tauc, Plenum Press, London and New York 1974, str. 159.
- [5] J. Przyłuski, P. Ostaszewski, J. Plocharski, *Amorficzne półprzewodniki*, Wyd. PW, w druku.
- [6] M. Lasota, H. Matyja, *Postępy Fizyki* **25**, 373 (1974).



- [7] A. Zareba, *Postępy Fizyki* **26**, 597 (1975).
- [8] T. Dietl, *Postępy Fizyki* **32**, 111 (1981).
- [9] N. F. Mott, E. A. Davis, *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*, Clarendon Press, Oxford 1979, str. 272.
- [10] N. F. Mott, E. A. Davis, *ibid*, str. 279.
- [11] J. P. De Neufville, S. C. Moss, S. R. Ovshinsky, *J. Non-Cryst. Solids* **13**, 191 (1973/74).
- [12] K. Tanaka, *Solid State Commun.* **15**, 1541 (1974).
- [13] K. Tanaka, *Appl. Phys. Lett.* **26**, 243 (1975).
- [14] E. Ruske, *Phys. Status Solidi* (a) **28**, K 151 (1975).
- [15] E. Ruske, *ibid.* (a) **35**, K 113 (1976).
- [16] H. Hamanaka, K. Tanaka, A. Matsuda, S. Jizima, *Solid State Commun.* **19**, 499 (1976).
- [17] H. Hamanaka, K. Tanaka, S. Jizima *ibid.*, **23**, 63 (1977).
- [18] K. Tanaka, *Thin Solid Films* **57**, 59 (1979).
- [19] J. S. Berkes, S. W. Ing, J. Hillega, W. Hillega, *J. Appl. Phys.* **42**, 4908 (1971).
- [20] Y. Asahara, T. Izumitani, *ibid.* **47**, 4882 (1976).
- [21] T. Shimizu, M. Kumeda, I. Watanabe, Y. Nakagaki, *Solid State Commun.* **27**, 223 (1978).
- [22] K. Oe, Y. Toyoshima, H. Nagai, *J. Non-Cryst. Solids* **20**, 405 (1976).
- [23] S. Rajagopalan, *J. Appl. Phys.* **50**, 489 (1979).
- [24] A. Hamada, M. Saito, M. Kikuchi, *Solid State Commun.* **11**, 1409 (1972).
- [25] T. Igo, Y. Toyoshima, *Japan. J. Appl. Phys.* **11**, 117 (1972).
- [26] T. Igo, Y. Toyoshima, *J. Non-Cryst. Solids* **11**, 304 (1973).
- [27] B. T. Kolomiets, V. M. Lyubin, *Mat. Res. Bull.* **13**, 1343 (1978).
- [28] S. Zembutsu, Y. Toyoshima, T. Igo, H. Nagai, *Appl. Optics* **14**, 3074 (1975).
- [29] Y. Utsugi, S. Zembutsu, *Appl. Phys. Lett.* **27**, 508 (1975).
- [30] K. Tanaka, *J. Non-Cryst. Solids* **35** i **36**, 1023 (1980).
- [31] M. Kastner, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 355 (1972).
- [32] T. Takahashi, Y. Harada, S. Hino, *Solid State Commun.* **30**, 635 (1979).
- [33] T. Takahashi, Y. Harada, *J. Non-Cryst. Solids* **35** i **36**, 1041 (1980)
- [34] M. Jijima, Y. Mita, *Solid State Commun.* **24**, 665 (1977).
- [35] Y. Utsugi, Y. Mizushima, *J. Appl. Phys.* **50**, 1494 (1979).
- [36] P. Doubrava, M. Zavetova, *Phys. Status Solidi.* (a), K 211 (1979).
- [37] U. Strom, T. P. Martin, *Solid State Commun.* **29**, 527 (1979).
- [38] Y. Utsugi, Y. Mizushima, *J. Appl. Phys.* **49**, 3470 (1978).
- [39] T. Igo, Y. Noguchi, H. Nagai, *Appl. Phys. Lett.* **25**, 193 (1974).
- [40] E. Ruske, *Phys. Status Solidi* (a) **35**, 477 (1976).
- [41] Y. Asahara, T. Izumitani, *Jpn. J. Appl. Phys.* **11**, 1748 (1972).
- [42] Y. Asahara, T. Izumitani, *J. Non-Cryst. Solids* **16**, 407 (1974).
- [43] S. A. Keneman, J. Bordogna, J. N. Zemel, *J. Appl. Phys.* **49**, 4663 (1978).
- [44] M. T. Kostyshin, E. V. Mikhailovskaya, P. F. Romanenko, *Fiz. Tverd. Tela* **8**, 571 (1966).
- [45] J. Przytuski, J. Plocharski, P. Ostaszewski, *Badania nad otrzymywaniem materiałów amorficznych wybranymi metodami*. Sprawozd. IChOITN PW, 1981.
- [46] P. Süptitz, *Amorphous Semiconductors* 76, Proceedings of the Internat. Confer. Balatonfüred, Hungary, September 1976, str. 95.
- [47] J. Przytuski, J. Plocharski, J. Rolińska-Sęk, P. Ostaszewski, *Badania nad otrzymywaniem materiałów amorficznych wybranymi metodami*. Sprawozd. IChOITN PW, 1978.
- [48] I. Shimizu, H. Sakuma, H. Kokado, E. Inoue, *Bull. Chem. Soc. Japan* **44**, 1173 (1971).
- [49] J. Dresner, G. B. Stringfellow, *J. Phys. Chem. Solids* **29**, 303 (1968).
- [50] K. S. Kim, D. Turnbull, *J. Appl. Phys.* **45**, 3447 (1974).
- [51] R. G. Brandes, F. P. Laming, A. D. Pearson, *Appl. Optics* **9**, 1712 (1970).
- [52] A. D. Pearson, B. G. Bagley, *Mat. Res. Bull.* **6**, 1041 (1971).
- [53] K. Weiser, R. J. Gambino, *Appl. Phys. Lett.* **22**, 48 (1973).

## WSPOMNIENIA — ROCZNICE

Rajmund Trykozko

Instytut Fizyki  
Politechnika Warszawska  
WarszawaWłodzimierz Marek Ścisłowski  
(1902—1982)

W dniu 21 września 1982 r. zmarł w Warszawie prof. Włodzimierz Marek Ścisłowski. Odszedł jeszcze jeden człowiek, który pracę, działalność i całe swoje życie poświęcił fizyce. Fizyka była treścią jego życia zarówno w dobrych jak i złych okresach.

W. M. Ścisłowski urodził się 7 października 1902 r. w Śmile w guberni kijowskiej. W latach 1911—17 uczęszczał do rosyjskiego gimnazjum państwowego. Od r. 1917 do 1920 pracował zarobkowo jako urzędnik w Państwowym Zarządzie Przemysłu Cukrowniczego jednocześnie ucząc się w wieczorowej średniej Szkole Przemysłu Cukrowniczego. W r. 1921 wstąpił na Wydział Chemiczny Politechniki Kijowskiej. W styczniu 1922 r. uzyskał zgodę na wyjazd do Polski w ramach repatriacji. W lutym tegoż roku przybył wraz z matką do Warszawy i podjął pracę w Wydziale Handlu Urzędu Statystycznego. Jesienią wstąpił na Wydział Filozoficzny Uniwersytetu Warszawskiego rozpoczynając studia w zakresie matematyki. Jednakże studiów tych nie kontynuował. Zainteresowania Ścisłowskiego zwróciły się do fizyki teoretycznej. W latach 1924—25 uczestniczył w seminarium fizyki teoretycznej prof. Czesława Białobrzeskiego. Studia w zakresie fizyki ukończył w r. 1929. Dyplom magistra fizyki, na podstawie pracy „O teoriach ruchliwości jonów gazowych” i egzaminów zdanych z wynikiem bardzo dobrym, uzyskał w r. 1932 na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym Uniwersytetu Warszawskiego. Już od roku 1927 Ścisłowski pracował na stanowisku asystenta w Pracowni Fizycznej Zakładu Fizyki Teoretycznej, kierowanego przez prof. Białobrzeskiego. Od r. 1932 pracował również jako asystent w Politechnice Warszawskiej prowadząc ćwiczenia rachunkowe na I i II roku oraz wykłady z teorii elektryczności i magnetyzmu na Wydziałach Mechanicznym\* i Elektrycznym.

Praca naukowa Ścisłowskiego w latach 1932—39 dotyczyła badań własności elektrycznych półprzewodników oraz badań prądów elektrycznych anomalii dielektrycznych w parafinie. Pracę doktorską dotyczącą powyższych badań parafiny ukończył w lipcu 1939 r., publikując główne jej rezultaty w czterech artykułach w *Acta Physica Polonica*. Egzamin doktorskie zdawał już w czasie wojny w tajnym Uniwersytecie Warszawskim.

W okresie okupacji Ścisłowski pozostawał w Warszawie włączając się aktywnie i z pełnym poświęceniem do pracy w tajnym nauczaniu akademickim w Uniwersytecie i Politechnice.

W latach 1942—44 pracował jako asystent u prof. Mieczysława Wolfkego w Zakładzie Fizyki Państwowej Wyższej Szkoły Techniczno-Zawodowej w gmachu Politechniki. Po upadku powstania warszawskiego Ścisłowski opuścił Warszawę zatrzymując się w Częstochowie, gdzie również zajmował się tajną działalnością dydaktyczną i pracował w wytwórni baterii elektrycznych.

Po wyzwoleniu wrócił do Warszawy i włączył się w nurt odbudowy szkolnictwa wyższego. Podjął ulubione przez niego prace dydaktyczne z młodzieżą oraz pracę naukową pracując w latach 1945—52 na stanowisku adiunkta w Zakładzie Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego. W roku 1947 uzyskał stopień doktora nauk fizycznych na Wydziale Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Warszawskiego na podstawie pracy „Badania prądów elektrycznych i anomalii dielektrycznych w parafinie”, wspomnianej wyżej. W latach 1947—50 Ścisłowski pracował również jako pracownik naukowy w Pracowni Półprzewodników Głównego Instytutu Fizyki Technicznej w Warszawie pod kierunkiem prof. Leonarda Sosnowskiego. W roku 1950 uzyskał stypendium naukowe i wyjechał na jednoroczny staż naukowy do Uniwersytetu w Bristolu w Wielkiej Brytanii. Studiował tam pod bezpośrednim kierunkiem prof. Nevilla Francisca Motta, późniejszego laureata nagrody Nobla. Od tego czasu Ścisłowski poświęcił się fizyce kryształów jonowych.

Po powrocie do kraju pracował nadal w Uniwersytecie Warszawskim. Prowadził w latach 1951—54 na Wydziale Matematyki, Fizyki i Chemii wykład monograficzny z teorii zjawisk elektronowych w ciałach stałych dla studentów fizyki.

W roku 1952 rozpoczął pracę na Wydziale Fizyki i Matematyki Wyższej Szkoły Pedagogicznej w Warszawie, gdzie oprócz prowadzonych wykładów z fizyki teoretycznej włączył się aktywnie w pracę organizacyjną jednostek dydaktyczno-naukowych Wydziału, w tym pracowni fizycznej II i magisterskiej. Pełnił funkcję kierownika Katedry Fizyki, a także dziekana tego Wydziału. Tytuł naukowy profesor otrzymał w roku 1954.

W roku 1956, na propozycję prof. Szczepana Szczeniowskiego, Ścisłowski przeniósł się do Politechniki Warszawskiej, gdzie powierzono mu organizację Katedry Fizyki Ogólnej D. A więc już po raz trzeci od czasu wyzwolenia otrzymał on poważne zadanie organizacyjne. I chociaż tym razem w działalności organizacyjnej współdziałała z nim grupa młodych dotychczasowych i nowych współpracowników, zadanie było ogromne. Znowu prace organizacyjne i dydaktyczne musiały być na pierwszym miejscu. Katedra była duża. Jej zadania dydaktyczne to nauczanie podstaw fizyki na wszystkich wydziałach mechanicznych PW, a także prowadzenie specjalnych wykładów na niektórych specjalnościach zarówno na studiach dziennych, jak i wieczorowych. Jednocześnie organizowana była praca naukowa. Ścisłowski prowadził cotygodniowe seminaria Katedry i organizował pracownię naukową. W zakresie prac eksperymentalnych trudności były ogromne z uwagi na braki aparatury. Ale i w tym względzie szybko osiągnany był postęp, dzięki zapobiegliwości i wysiłkom Profesora. Powstały pracownie kryształów jonowych i półprzewodników tlenkowych. Wykonywano prace doktorskie pod kierunkiem Ścisłowskiego, a później prace habilitacyjne.

Po reorganizacji Politechniki i utworzeniu Instytutu Fizyki PW prof. Ścisłowski stał na czele utworzonego Zakładu Kryształów Jonowych, którym kierował do czasu przejścia na emeryturę w roku 1973. Potem w dalszym ciągu, w miarę swoich sił, uczestniczył w pracach Instytutu służąc swoim ogromnym doświadczeniem i radą. Brał aktywny udział



Włodzimierz Marek Ścisłowski

zwłaszcza w pracach Rady Naukowej Instytutu Fizyki, gdzie pełnił przez szereg lat funkcję przewodniczącego Komisji ds. Przewodów Doktorskich z zakresu półprzewodników.

Prof. Ścisłowski w okresie swojej działalności akademickiej pełnił szereg funkcji redakcyjnych. Był redaktorem naczelnym czasopism: *Fizyka i Chemia* (1954), *Fizyka w Szkole* (1955—56), *Nukleonika* (1956—59), *Prace Instytutu Fizyki Politechniki Warszawskiej* (1971—1982).

Obok działalności naukowej pasją prof. Ścisłowskiego było nauczanie fizyki. Czynił to przez wszystkie lata swojej działalności. Był autorem dużej liczby programów nauczania zarówno podstaw fizyki, jak i wykładów specjalistycznych i monograficznych, realizowanych na wielu wydziałach kilku uczelni warszawskich. Duża wiedza, zdolności dydaktyczne i umiłowanie fizyki sprawiły, że Ścisłowski był wielokrotnie zapraszany do wygłaszania różnego rodzaju wykładów w wielu ośrodkach naukowych. Między innymi w latach 1954—56 wygłosił cykl wykładów z teorii kwantowej ciała stałego dla pracowników naukowych Zakładu Elektroniki Instytutu Podstawowych Problemów Techniki PAN. W r. 1959 prowadził wykład monograficzny z teorii metali i półprzewodników na Wydziale Łączności Politechniki Gdańskiej. W latach 1957—59 był konsultantem naukowym w Instytucie Łączności w Warszawie.

Prof. Ścisłowski był recenzentem kilkudziesięciu prac naukowych, rozpraw doktorskich i habilitacyjnych oraz monografii książkowych, a także wielu wniosków awansowych.

Ścisłowski wysoko sobie cenił współpracę z nauczycielami fizyki, a także działalność popularyzatorską. Dorobek w tym zakresie obejmuje szereg prac dotyczących nauczania fizyki, a także prac popularno-naukowych, z których wiele opublikował zwłaszcza we wczesnych latach powojennych. W latach 1954—56 był kierownikiem Olimpiady Fizycznej.

Prof. Ścisłowski ogłosił drukiem około 50 prac, włączając w to publikacje naukowe, dydaktyczno-metodyczne i popularno-naukowe. Wszystkie one odznaczały się wysokim poziomem merytorycznym, jasnością i ładnym językiem.

Ostatnim poważnym dziełem Ścisłowskiego była monografia o prof. Czesławie Biało-brzeskim w serii *Polish Men of Science*, nad którą pracował w ostatnim okresie swego życia, którą ukończył, lecz jej wydania już nie doczekał.

Ścisłowski brał też czynny udział w życiu publicznym, społecznym i stowarzyszeniowym. W latach pięćdziesiątych był radnym Rady Narodowej Warszawa-Śródmieście. Był nieprzerwanie od r. 1930 członkiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego, w którym pełnił wiele odpowiedzialnych i absorbujących funkcji: w latach 1947—49 członek Zarządu Oddziału Warszawskiego, 1949—52 Sekretarz Zarządu Głównego, 1952—54 Przewodniczący Zarządu Oddziału Warszawskiego, 1961—63 Sekretarz Zarządu Głównego. Był też członkiem Europejskiego Towarzystwa Fizycznego. Był także członkiem Związku Bojowników o Wolność i Demokrację.

Tak rozległa i owocna działalność naukowa, dydaktyczna i społeczna spotykała się z wysoką oceną. Ścisłowski był odznaczony Złotym Krzyżem Zasługi, Krzyżem Kawalerskim Orderu Odrodzenia Polski, Medalem Komisji Edukacji Narodowej, Medalem X-lecia PRL, a także Złotą Odznaką „Zasłużony dla Politechniki Warszawskiej” oraz Złotą Odznaką Towarzystwa Przyjaźni Polsko-Radzieckiej. Był też laureatem Nagrody Indywidualnej I stopnia Ministra Nauki Szkolnictwa Wyższego i Techniki przyznanej mu w r. 1973 za działalność w zakresie kształcenia kadry naukowej.

Podsumowując działalność naukową, dydaktyczną, organizacyjną, wydawniczą i społeczną prof. W. M. Ścisłowskiego, uświadamiamy sobie jak wielkiego dzieła dokonał, ile zdziałał dla szkolnictwa wyższego w Polsce, jak wiele przekazał swoim współpracownikom, uczniom i młodzieży studenckiej. Wzbudzał on szacunek i uznanie nie tylko jako profesor o ogromnej wiedzy, doświadczeniu i pasji twórczego działania, lecz również jako człowiek wielce uczciwy, prawy i szlachetny, wymagający i skromny. Zaskarbił sobie szacunek, wdzięczność i serce wielu ludzi.

## ROZMÓWY

## Rozmowa z Marianem Mięśowiczem

## Conversation with Marian Mięśowicz

*Abstract:* This is an interview of January 14th, 1983. Professor Mięśowicz talks about the old days and about prospects for the future, but the central theme is the development of particle physics in Cracow.

Redakcja *Postępów Fizyki* zwróciła się do mnie z propozycją, żeby dwóch czy trzech fizyków krakowskich przeprowadziło wywiad z prof. Mięśowiczem. Ten wywiad został następnie opublikowany w dziale *Rozmowy*. Wywiad przeprowadziliśmy wspólnie z prof. Andrzejem Białasem w dniu 14 stycznia 1983 w mieszkaniu Profesora. Rozmawialiśmy o tym, co pytających najbardziej interesowało: o fizyce wysokich energii, o dawnych czasach, które znamy już tylko z tradycji, o widokach i naukach na przyszłość. Pominęliśmy wiele tematów, które równie dobrze mogłyby być przedmiotem wywiadu, gdyby go prowadził ktoś inny. Profesor zawsze podkreśla, że jest profesorem uczelni technicznej. Jego wkład do zastosowań fizyki, do organizacji kształcenia fizyków technicznych, do organizacji atomistyki w Polsce, to są wszystko obszernie tematy, które tu prawie lub nawet zupełnie pominęliśmy.

*Kacper Zalewski*

Kacper Zalewski [KZ] — Wiemy, że Pan Profesor rozpoczął pracę naukową od ciekłych kryształów... Jak Pan trafił na tę tematykę? Dzisiaj to jest wielki temat i wielu fizyków wie o eksperymentach i współczynnikach Mięśowicza, ale w latach trzydziestych ten kierunek musiał być trudny do zauważenia.

Marian Mięśowicz [MM] — Ta tematyka wyniknęła z ogólnego kierunku badań prowadzonych w owym czasie w Krakowie. Można to objąć ogólną nazwą fizyki molekularnej. Głównym krakowskim kierunkiem stworzonym przez prof. Konstantego Zakrzewskiego były badania nad dielektrycznymi własnościami fazy skondensowanej, w szczególności na bazie teorii Debye'a. Zakrzewski zaproponował prof. Jeżewskiemu badania orientacji drobin polem magnetycznym, względnie elektrycznym w cieczech, które, jak to było już wtedy dobrze wiadomo, wykazują anizotropię optyczną, tj. w ciekłych kryształach. Początkowo pracowałem wspólnie z Jeżewskim, ale ok. 1933 r. zacząłem się samodzielnie zajmować hydrodynamiką tych cieczy, w szczególności anizotropią lepkości. Efekt wpływu pola

magnetycznego na lepkość ciekłych kryształów badany był już wcześniej i nie stwierdzono żadnego wpływu. Wynikało to stąd, że doświadczenia robione były metodą kapilar, gdzie ciekłe kryształy orientowały się same przez przepływ i to tak silnie, że pole magnetyczne nie mogło zmienić tej orientacji. Natomiast ja wprowadziłem metodę, w której gradient prędkości, zaburzający orientację wytworzoną przez pole magnetyczne, był bardzo mały. Wprowadziłem metodę bardzo powoli wahającej się płytki i znalazłem od razu duży efekt anizotropii lepkości, przy jasno sprecyzowanej prostokątnej geometrii przepływu. Opublikowałem kilka prac w tej dziedzinie.

Zagadnienie ciekłych kryształów niezwykle później się rozrosło, jak wiecie po prostu z dzisiejszej praktyki. Dla mnie ostatnim aktem tej sprawy było zaproszenie mnie w ub. roku na wielką międzynarodową konferencję ciekłych kryształów w Bangalore (Indie) dla wygłoszenia referatu historycznego. Na tej konferencji była też sekcja przemysłowo-handlowa. Wiecie, że w świecie robi się miliony różnego rodzaju urządzeń z ciekłymi kryształami. W owych czasach, kiedy ja pracowałem w tej dziedzinie, były to wyłącznie badania poznawcze. Jest to jeszcze jeden przykład, kiedy prace poznawcze w późniejszym etapie przechodzą w wielkie zastosowania przemysłowe.

Andrzej Białas [AB] — Czy mógłby nam Pan Profesor opowiedzieć, jak to było z wyjazdem na stypendium do Holandii? Dlaczego tam właśnie?

MM — Kiedy w roku 1936 dostałem stypendium Funduszu Kultury Narodowej, zdecydowałem się skorzystać z zaproszenia prof. Ornsteina i wyjechać do niego do Utrechtu, gdzie było właściwie centrum badań nad ciekłymi kryształami. Tam się jednak okazało, że prof. Ornstein i jego współpracownicy bardzo się zapalili do fizyki jądrowej. To był przecież wspaniały okres rozwoju fizyki jądrowej. Było to kilka lat po odkryciu neutronu, kiedy świat zadziwiały prace Diraca i niedawno został odkryty pozyton. Profesorem fizyki teoretycznej w Utrechcie był wówczas Uhlenbeck, słynny z odkrycia z Goudsmitem spinu elektronu. To było już chyba ok. 10 lat wcześniej, a później Uhlenbeck zaczął się zajmować rozpadem beta, chyba wkrótce po pracach Fermiego. Głównie Uhlenbeck nastawił ośrodek w Utrechcie na spektroskopię beta. Był to człowiek o wielkim autorytecie naukowym, ale także o dużym uroku osobistym.

Ornstein mi wtedy powiedział, że ciekłymi kryształami nie warto się zajmować, bo to nie ma wielkiej przyszłości. I zaproponował: — Taki energiczny człowiek, jak Pan, mógłby z nami budować spektrometr  $\beta$ . Dałem się łatwo namówić, bo sam poddałem się nastrowiowi wielkiego rozwoju fizyki jądrowej. Zbudowałem w Utrechcie prymitywny spektrometr  $\beta$  i zacząłem budować liczniki.

KZ — Czy to były liczniki Geigera?

MM — Tak, to były liczniki Geigera. Po powrocie do Polski w jesieni 1937 roku zacząłem w Krakowie budować liczniki, ale w pracy tej wystąpiły przeszkody, które właściwie mogłem przewidzieć. Kończył się okres mojego zatrudnienia na uczelni, co oznaczało konieczność odejścia. Ale miałem jeszcze drugą możliwość, to jest wyhabilitować się. Tu muszę z wdzięcznością wspomnieć ówczesnych krakowskich profesorów fizyki, to jest mojego szefa Jeżewskiego oraz Zakrzewskiego i Weysenhoffa, którzy mi „kazali” napisać pracę habilitacyjną, oczywiście na temat ciekłych kryształów. Wyniki tej pracy wysłałem w 1939 roku jako list do *Nature*, ale praca nie dotarła już przed wojną i ogłosiłem ją w *Nature* dopiero w 1946.



Jak się wyhabilitowałem i miałem już z tym spokój, to bardzo energicznie wziąłem się do budowy aparatury licznikowej, do badań promieni kosmicznych. Wybraliśmy z prof. Jeżewskim promienie kosmiczne, bo stawały się coraz bardziej interesujące. Zresztą zaszły okoliczności po myśli tej decyzji. Chyba w 1936 postanowiono zorganizować w Polsce balonowy lot stratosferyczny.

**AB** — Panie Profesorze, a kto wymyślił ten lot?

**MM** — To wymyślili wojskowi z wojsk balonowych, którzy brali udział w różnych międzynarodowych imprezach balonowych i chcieli zdobyć rekord świata w wysokości lotu. Oni byli bardzo dobrzy i chyba mieli szansę. Rekord świata lotu załogowego wynosił wtedy ok. 22 000 m. Ale inicjatorom wojskowym powiedziano, że byłoby możliwe zorganizowanie takiego lotu, jeżeli byłby jakiś, poza rekordem, cel naukowy. Nawiązali więc kontakt z prof. Mieczysławem Wolfkem z Politechniki Warszawskiej, który pierwszy zasugerował badanie promieni kosmicznych. Do rady naukowej tego lotu należeli z fizyków prof. Wolfke i prof. Szczeniowski, którzy później dokooptowali prof. Jeżewskiego... no i mnie. Wielu innych fizyków polskich współpracowało wtedy z nami. Świetny fizyk prof. Wertenstein, który zrobił na mnie wielkie wrażenie, u siebie w domu zorganizował systematyczne seminaria aparaturowe. Tam spotkałem się z prof. Sołtanem, Ziemeckim i innymi. Jako temat główny ustalony został rozkład wysokościowy promieni kosmicznych dla trzech kątów zenitalnych.

**AB** — Czy był już wtedy znany mion?

**MM** — Tak! I tutaj muszę pochwalić przede wszystkim prof. Szczeniowskiego, no i siebie, ponieważ opracowaliśmy projekt na pomiary składowej „przenikliwej”. Był to wtedy bardzo mało znany problem. Myśmy oczywiście bardzo energicznie pracowali i zbudowaliśmy bardzo, na owe czasy, nowoczesną aparaturę. Aparaturę licznikową ok. 30 liczników kilku układów koincydencyjnych.

**AB** — Panie Profesorze, jak Pan mówi „myśmy”, to kto się pod tym kryje?

**MM** — My dwaj z prof. Jeżewskim i ze wspomniałym mechanikiem Wojtowem. We dwójkę z Wojtowem robiliśmy aparaturę i liczniki. Prócz tego prof. Ziemecki przygotowywał aparaturę komorową, a aparaturę fotograficzną opracował mechanik od prof. Ziemeckiego, Lewandowski. Załogę balonu stanowić mieli pilot kpt. Burzyński i fizyk Jodko-Narkiewicz, współpracownik prof. Ziemeckiego.

Lot miał już dawno ustalone miejsce startu. Była to Dolina Chochołowska. Po licznych odroczeniach z powodów meteorologicznych wreszcie zadecydowano start. Z Wojtowem wmontowaliśmy już całą aparaturę w gondolę. Włączyliśmy zasilanie z akumulatora samochodowego dużej pojemności, tak że pomiar właściwie już się zaczął.

**AB** — Czy liczniki już tykały?

**MM** — Tak, przyszli piloci, przekazaliśmy im aparaturę i poszliśmy na obiad na taras schroniska, podczas gdy balon napełniano wodorem. I teraz przyszło nieszczęście! Nastąpił wybuch wodoru i balon się spalił. To był dramatyczny, ale piękny widok szczytów tatrzańskich oświetlonych niebieskim światłem wybuchu. Nigdy tego nie zapomnę! Na szczęście gondola z aparaturą były w odległości kilkudziesięciu metrów i nie zostały uszkodzone. Na drugi dzień rano wmontowaliśmy troskliwie całą aparaturę i w ten sam dzień sprawdziliśmy jej funkcjonowanie w pracowni w Krakowie. Oczywiście, zacząłem od razu myśleć, co robić.

AB — Słyszałem o powojennej pracy w Wieliczce. Dlaczego nie można było aparatury balonowej od razu tam zawieźć?

MM — Bo przechodząc od lotu balonowego do pracy w kopalni, trzeba było oczywiście przeformułować problem. Eksperyment w Wieliczce wynikał z ważnego kontaktu, jaki przed wojną nawiązał prof. Weyssenhoff ze znakomitym fizykiem, którego nie muszę tutaj przedstawiać, z Piotrem Augerem. Pomysł polegał na rejestrowaniu wielkich pęków promieniowania kosmicznego z odfiltrowaniem składowej elektronowej. Na dużych głębokościach pod ziemią takie pomiary dostarczyłyby bardzo ważnych informacji dla zrozumienia aktu pierwotnego oddziaływania. Zwiedzając kopalnię w Wieliczce, Auger powiedział mi, że tutaj byłoby warto zrobić te pomiary. Zachęciło to mnie oraz Jana Wesołowskiego z Uniwersytetu Jagiellońskiego do przygotowania badań, ale wszystkie plany zepsuła wojna. W czasie wojny przygotowywałem się jednak do tego eksperymentu. Tutaj warto zwrócić uwagę, że przecież nie mieliśmy żadnego kontaktu ze światem. Pomógł mi mój „tajny” student, który był gościem w niemieckiej księgarni i który wykraść dla mnie stamtąd znakomitą książkę Heisenberga *Kosmische Strahlung*. Powoli dojrzewał projekt eksperymentu. Książkę tę referowałem na inauguracyjnym naszym czwartkowym powojennym konwersatorium już chyba w lutym 1945 r.

W 1947 miało miejsce ważne zdarzenie dla rozwoju badań promieni kosmicznych w naszym ośrodku. Dzięki inicjatywie prof. Weyssenhoffa odbyła się w Krakowie I Międzynarodowa Konferencja Promieni Kosmicznych, zorganizowana przez IUPAP, której przewodniczącym lokalnego Komitetu Organizacyjnego był prof. Weyssenhoff, a ja byłem jego sekretarzem. W konferencji wzięli udział tacy fizycy jak C. F. Powell, Piotr Auger, W. Heitler, L. Leprince Ringuet, J. Wheeler, L. Janossy, G. Bernardini i inni. Można powiedzieć, że krakowska konferencja miała miejsce w historycznym okresie, kiedy w fizyce promieni kosmicznych zaczął się wyodrębniać nowy fundamentalny dział nauki — fizyka cząstek elementarnych. Nigdy nie zapomnę, jak, wyobraźcie sobie — tu, w Krakowie — Powell referował odkrycie mezonu  $\pi$ .

Na konferencji dowiedzieliśmy się o wykonywanych w czasie wojny pracach L. Janossy’ego nad pękami przenikliwymi, czyli że w realizacji naszych pierwotnych planów wielickich zostaliśmy wyprzedzeni. W konferencji brali też udział fizycy węgierscy: prof. Barnothy i jego żona M. Forro, którzy na jednym z posiedzeń konferencji, które odbywało się w wielkiej komorze w kopalni wielickiej, referowali swą pracę pt. „Neutralne produkty rozpadu mezonów na dużych głębokościach”. Ze względu na atrakcyjność tematu postanowiliśmy badania te powtórzyć w Wieliczce.

W konferencji brał udział Gilberto Bernardini, nasz późniejszy długoletni przyjaciel, który 10 lat później pomógł nam w nawiązaniu współpracy z CERN-em. Przedtem był u nas prof. E. Amaldi. Rezultatem tych kontaktów był mój kilkumiesięczny pobyt w Rzymie, gdzie doksztalałem się w promieniach kosmicznych oraz w elektronice, tak że po powrocie skończyliśmy budowę aparatury do wielickiego eksperymentu. We Włoszech spędziłem też tydzień w laboratorium alpejskim na pięknym szczycie Monte Rosa, blisko Matterhornu. Tam spotkałem się z Pancinim i Conversim. Pamiętacie taką słynną pracę, która była tam właśnie wykonana: Conversi, Pancini, Piccioni. Nie wiem, czy wam to coś mówi. To była słynna praca, w której oni wykazali, że miony nie oddziałują jądrowo, nie mogą zatem być cząstkami Yukawy.

Od przyjaciół czeskich otrzymałem po drodze z Włoch butlę argonu do napełniania liczników, ale jej transport do Krakowa odbywał się z przygodami. Celnikom w Zebrzydowicach ta butla z argonem wydała się podejrzana. Jechałem przecież jako „fizyk atomowy”. W pociągu rozeszła się wieść, że jeden z pasażerów wiezie bombę atomową!

**KZ** — Duża była ta butla?

**MM** — To była chyba dwulitrowa butla pod ciśnieniem, o ile pamiętam, ok. 100 atmosfer. Zatrzymano mnie z bagażem, a pociąg odjechał. Kilka godzin wyjaśnień i telefonów do różnych instytucji... wreszcie poskutkowało. Po powrocie, po skonstruowaniu kilkudziesięciu liczników około metrowej długości i po skompletowaniu aparatury rejestrującej...

**KZ** — A skąd był ten podstawowy sprzęt? Czy sprzed wojny zostały jakieś resztki?

**MM** — Niewiele. W szkole na Krzemionkach przechowywała się aparatura „balonowa”. Przede wszystkim zdobywaliśmy sprzęt elektroniczny z różnych poniemieckich urządzeń wojskowych, które nam udostępniano lub które kupowało się „na tandecie”. Bardzo wielką akcję zorganizowali profesorowie Niewodniczański i Weysenhoff, którzy jeździli samochodem do Niemiec (prof. Weysenhoff był kierowcą), mieli do dyspozycji dużo marek niemieckich i zakupili mnóstwo różnej aparatury. Według naszej oceny przywozili wprost „skarby”. Była to akcja wspólna Uniwersytetu i Akademii Górniczej. Dzieliłiśmy się sprawnie.

**AB** — Prof. Weysenhoff mówił mi, że były takie czasy, kiedy to na Uniwersytecie tylko Instytut Fizyki miał samochód. Nawet rektor nie miał samochodu, ale w końcu się zdenerwował i zabrał go Instytutowi.

**KZ** — A co wynikło z pomiarów wielkich?

**MM** — Bernoth i Forro twierdzili, że obserwują niezwykle słabo jonizujące promieniowanie kosmiczne (może neutrino? — Nikt nie miał wtedy pojęcia o „słabości” oddziaływania neutrin). Promieniowanie to dawało znacznie więcej koincydencji podwójnych w stosunku do potrójnych, w układzie trzech równoległych liczników tworzących teleskop licznikowy. Z Jurkiewiczem i Massalskim potwierdziliśmy istnienie tego zjawiska, lecz podaliśmy całkiem inną interpretację. Stwierdziliśmy mianowicie, że efekt pochodzi od naturalnej promieniotwórczości otoczenia, a podwójne koincydencje są spowodowane przez podwójnie rejestrowany efekt Comptona. Został on później szczegółowo opracowany w pracy doktorskiej Jerzego Gieruli i potwierdzony przez innych autorów. W czasie pomiarów w Wieliczce mieliśmy kłopoty z docieklivością Urzędu Bezpieczeństwa, któremu nie umieliśmy wytłumaczyć, co my tam właściwie robimy. Musiałem kilkakrotnie interweniować w tym urzędzie. Pomagał mi rektor Goetel.

Praca w Wieliczce skończyła się sukcesem. Ja sam wystukałem na maszynie dziesięć egzemplarzy artykułu, w którym przedstawiliśmy wyniki i rozesłałem do dziesięciu laboratoriów pracujących w tej dziedzinie w różnych krajach. Kenneth Greisen z Cornell University napisał mi, że w Cornell mieli właśnie rozpocząć analogiczne pomiary, lecz po naszej pracy wycofali się, uważając problem za rozwiązany. Zaproponowali mi wydrukowanie naszej pracy w *Physical Review*. Mimo różnych sprzeciwów wyraziłem zgodę i praca ukazała się w 1950 r. Uważałem to za sukces. Zresztą możecie sobie wyobrazić. Była to jedna z pierwszych polskich prac po wojnie i to zrobiona aparaturą całkowicie własnej konstrukcji.

**AB** — Czy mógłby nam Pan Profesor opowiedzieć, czym następnie Panowie się zajęli?

**MM** — W tym miejscu muszę zrobić jedną ważną uwagę. Umówiliśmy się, że nasza rozmowa dotyczy rozwoju fizyki cząstek, ale tutaj muszę wspomnieć o zainicjowaniu prac z zakresu technicznej fizyki jądrowej, bo dla nich praca w Wieliczce miała zasadnicze znaczenie. W oparciu o pewne obserwacje naturalnego promieniowania skał, rozpoczęliśmy wkrótce prace nad profilowaniem promieniotwórczości naturalnej w odwiertach poszukiwawczych i eksploatacyjnych. Te prace doprowadziły do późniejszego powstania i rozwoju dzisiejszego Międzyresortowego Instytutu Fizyki i Techniki Jądrowej AGH.

Po ukończeniu pracy w Wieliczce, zaczęliśmy wstępne prace nad wielkimi pękami promieniowania kosmicznego. Wkrótce zorientowaliśmy się, że w tej dziedzinie nie mamy wielkich szans. Rosjanie robili wówczas olbrzymie aparatury, które umieszczali w laboratoriach wysokogórskich. Byłem w kontakcie z Łodzią, gdzie nad wielkimi pękami pracował Aleksander Zawadzki. Wykonaliśmy kilka prac w tej dziedzinie, ale widziałem, że on robi to lepiej niż my. Zdecydowaliśmy przejść na pracę techniką emulsji fotograficznych, która po pracach Powella stała się w świecie wielką metodą badania oddziaływań cząstek wysokich energii. Były to czasy (1952), kiedy w Warszawie Marian Danysz i Jerzy Pniewski, stosując tę metodę, dokonali wielkiego odkrycia hiperfragmentu. Dzięki Danyszowi i moim stosunkom z Powellem otrzymaliśmy mały bloczek emulsji i szybko zorganizowaliśmy pracę. Zaczęliśmy się zajmować oryginalną, jak na ten czas, tematyką, a mianowicie badaniem kaskad elektronowych bardzo wysokich energii, które mnie wówczas bardzo interesowały. Powstała w ten sposób nowa grupa. Wszystko to było w AGH, ale zaczęli coraz liczniej przychodzić do mnie młodzi, zdolni ludzie z UJ.

**KZ** — Czy pracy z emulsjami można się było nauczyć samemu metodą prób i błędów, czy gdzieś panowie jeździli na praktykę?

**MM** — Nie, nikt nie jeździł, ale korzystaliśmy bardzo wiele z doświadczeń grupy warszawskiej. Współpracowaliśmy blisko z panią Ciok, która do nas przyjeżdżała. Zresztą jest to naprawdę prosta technika — skanowanie i pomiary pod mikroskopem. Powstała u nas wówczas, w Katedrze Fizyki II AGH pracownia emulsyjna. Pierwszymi jej pracownikami byli Włodek Wolter i Olena Błatonowa, a później Mirek Coghen i Alina Jurakówna. Chyba około roku 1957 kierownictwo tej grupy objął Jerzy Gierula. Tu dochodzimy do punktu organizacyjnie ważnego, to jest do chwili, kiedy powstał Instytut Badań Jądrowych i nasz mały zespół wszedł do niego jako Krakowski Oddział Zakładu Fizyki Wysokich Energii, którego kierownikiem był Marian Danysz.

**AB** — Czy mógłby nam Pan Profesor opowiedzieć o wynikach badania kaskad elektromagnetycznych?

**MM** — W kaskadach bardzo wysokich energii (rzędu  $10^{12}$  eV) zaobserwowaliśmy niezgodność rozkładu energii par elektronowych z widmem Bethgo-Heitlera. Rozwiązanie zagadki znalazłem w pracach Landaua, Feinberga i Pomeranczuka. Jest to efekt koherencji, którym później zajmowaliśmy się i w innych zagadnieniach, właściwie przez wiele lat. Jeżeli elektron wysokiej energii przechodzi przez gęsty ośrodek i wypromieniowuje foton, to na skutek często małego przekazu pędu podłużnego, droga oddziaływania (później nazywano ją drogą formacji), na której jest określone oddziaływanie, może być bardzo długa i dodatkowo proces rozpraszania kulombowskiego zmienia widmo wypromieniowa-



Marian Mięśowicz w okresie rozpoczęcia asystentury w Akademii Górniczej (1931)



Przygotowanie aparatury do lotu balonowego (1937). Stoi mechanik S. Wojtow



Międzynarodowa Konferencja Promieni Kosmicznych w Jaipur, Indie (1963). Przemawia J. Nehru. Na lewo prof. C. F. Powell (Bristol) i M. Mięśowicz



Marian Mięśowicz — wykład na uroczystości 70-lecia urodzin (1977)



nych fotonów. Ten ciekawy efekt potwierdzający teorię Landaua-Feinberga został u nas po raz pierwszy obserwowany doświadczalnie.

**KZ** — Interpretacja tych wyników wymagała orientowania się w teorii. Czy to znaczy, że prace teoretyczne były w grupie Pana Profesora stale czytane i dyskutowane, czy też był jakiś kontakt z teoretykami z zewnątrz?

**MM** — Formalnie nie współpracowaliśmy z teoretykami, ale przy tym właśnie zagadnieniu koherencji współpracował z nami Zygmunt Chyliński. Bardzo dobrze wspominam tę współpracę. Chyliński był współautorem jednej z prac na ten temat.

Po raz pierwszy został tu zaobserwowany jeszcze jeden ciekawy efekt elektromagnetyczny, przewidziany przez radzieckiego fizyka Czudakowa. Efekt ten polega na zmniejszeniu jonizacji na początku torów pary  $e^+e^-$ , wytworzonej przez „materializację” fotonu bardzo wysokiej energii. To zmniejszenie jonizacji następuje na skutek pewnej kompensacji ładunków pary. Przy energiach  $10^{12}$  eV jest to efekt mierzalny. W. Wolter zaobserwował go po raz pierwszy. Jak i poprzednie wzmiankowane tutaj prace z kaskad elektronowych, pracę na temat odkrycia tego efektu (efektu Czudakowa) opublikowaliśmy w *Nuovo Cimento*.

**KZ** — Spotkał Pan Profesor kiedyś samego Czudakowa?

**MM** — Tak, później nawiązaliśmy bliskie stosunki z Feinbergiem, Czudakowem i Czerniawskim oraz z wieloma innymi, głównie z Instytutu im. Lebediewa w Moskwie. Wtedy jednak oni znali nasze prace tylko z publikacji.

**AB** — Czy równocześnie prowadziło się prace nad *jetami*, te, które my już znamy?

**MM** — Chyba można tak powiedzieć. Szukając w emulsjach kaskad, rejestrowaliśmy też *jety*. Zaczęliśmy się zajmować badaniem produkcji wielu cząstek w zderzeniach hadronów z nukleonami i jądrami, z tym że prace nad kaskadami elektronowymi prowadziliśmy tylko w naszym laboratorium, podczas gdy prace nad wielorodną produkcją cząstek robione były w wielkich międzynarodowych zespołach. Należeliśmy do największej takiej współpracy, zorganizowanej przez prof. Marcela Scheina z Chicago chyba ok. 1963 r. Brało w niej udział kilkanaście laboratoriów skupiających ok. stu fizyków. Scheina poznałem na konferencji wysokich energii w Rochester, gdzie referowałem prace o efektach koherencyjnych w kaskadach. Pochodził on z Polski czy z Węgier i miał wielki sentyment do ludzi z tych okolic Europy. Nasza grupa emulsyjna była już wtedy dobrze prosperującą grupą. Tworzyli ją: Gierula, Wolter, Coghén, Babecki, Jurakówna, Hołyński i Czachowska.

W latach pięćdziesiątych proces tworzenia wielu cząstek w jednym zderzeniu opisywany był powszechnie uznanymi wtedy teoriami Fermiego, Heisenberga i najwięcej chyba przewidującą teorią Landaua. Wszystkie one miały statystyczny charakter, zakładając niezależność wytworzonych cząstek wtórnych. Tymczasem na konferencji w Rochester dowiedziałem się o zaobserwowaniu w zderzeniach  $p-p$  wzbudzonych nukleonów. Dane pochodziły z niedawno uruchomionego w Brookhaven kosmotronu — akceleratora przyspieszającego protony do energii 3 GeV. Zreferowałem to w Krakowie po powrocie z konferencji i zaczęliśmy się zastanawiać, czy w naszych *jetach* nie da się wyróżnić grup cząstek skorelowanych. Znaleźliśmy je. G. Cocconi, którego rozważania szły w podobnym kierunku, nazwał je „fire-balls”. Obecnie nazwałoby się je klastrami. Według naszych ocen



klastry-fireballe miały masę 2—4 GeV, pozostawały w układzie środka masy zderzenia w tyle za nukleonami wiodącymi i rozpadały się we własnym układzie spoczynkowym izotropowo. Efekt, który niewątpliwie został stwierdzony, to odstępstwo rozkładu kąтового cząstek od rozkładu gaussowskiego przewidywanego przez wszystkie trzy teorie. We współrzędnych *rapidity* rozkład doświadczalny był bardziej spłaszczony niż rozkład gaussowski.

Dla dyskusji tego problemu warto wspomnieć, że w 1963 r., pracujący już u nas Oleg Czyżewski napisał z Krzywickim pracę, w której pokazali, że przewidywany wtedy na podstawie modelu multiperyferyjnego quasi-prostokątny rozkład kątowy daje w tych współrzędnych efekty analogiczne do modelu dwu-fireballowego.

**KZ** — Ile wtedy było tych *jetów*, na których się pracowało? O ile pamiętam, jak przyszedłem w 1963 r. to ten zbiór wynosił niewiele ponad sto.

**MM** — Tak, statystyki *jetów* były skromne. Pierwsze wnioski odnośnie do modelu fireballowego wyprowadziliśmy z ok. 20 *jetów* o energiach powyżej 1 TeV.

**AB** — To były prace, które w jakiś sposób podważały teorię Landaua. Jak to było przyjęte w jego instytucie?

**MM** — Nasze prace ogłaszane były w *Nuovo Cimento* i w ten sposób tam dochodziły. Mówił mi jeden z moich przyjaciół, bliski współpracownik Landaua, że Landau zainteresował się nimi. Nie spotkałem się jednak nigdy osobiście z Landauem. W jakiś czas potem sam referowałem nasze prace w Instytucie im. Lebediewa w Moskwie. Pamiętam, że napisałem sobie ten referat łańciskimi literami, bo miałem kłopot z czytaniem rosyjskich. Wywiązała się po nim interesująca dyskusja. Byli przeciwnicy, którzy obawiali się w naszych eksperymentach różnych obciążeń statystycznych — chyba nie bez racji. Ale byli też gorący zwolennicy, jak np. Feinberg i drugi nasz serdeczny przyjaciel Dima Czernawski. W eksperymentach wysokogórskich z kalorymetrami licznikowymi jako detektorami grupa pod kierunkiem N. A. Dobrotina obserwowała zjawiska, opisywane też modelem fireballowym.

**AB** — Jak Pan Profesor dzisiaj patrzy na ten model?

**MM** — No cóż, była to pierwsza próba wydzielenia z wielkiej grupy wytworzonych cząstek, jakichś grup cząstek skorelowanych — klastrów, fireballi. Oczywiście dzisiaj, po dwudziestu kilku latach od powstania tego modelu, patrzymy na to inaczej niż wtedy to sobie wyobrażaliśmy. Ale była to pożyteczna koncepcja do opisu wielkiej liczby wytwarzanych cząstek przy użyciu małej liczby parametrów. Wynikło stąd przecież dużo ważnych zagadnień, które szeroko dyskutowano. Ale dzisiaj pracuje się nad zderzeniami hadronów przy znacznie wyższych energiach. Interesują mnie bardzo twarde zderzenia parton-parton z dużym przekazem pędu transwersalnego. Obserwujemy tu wiele przypadków o dwu-jetowej strukturze. Mamy więc tutaj dwie grupy cząstek wydzielonych z produktów jednego oddziaływania.

**KZ** — Jak interpretowano wtedy w Krakowie efekty jądrowe w zderzeniach hadronów z emulsją?

**MM** — A właśnie, prace jądrowe. Wyobraźcie sobie, że chyba jeszcze przed 1960 r. zaobserwowaliśmy istnienie znaczącego niedoboru liczby cząstek wtórnych przy zderzeniach z jądrami w porównaniu z modelem kaskady wewnątrzjądrowej. Na konferencji w Weimarze w 1960 r. proponowałem ocenić nieokreśloność lokalizacji emisji mezonów przy przechodzeniu nukleonu pierwotnego przez jądro. Według tej koncepcji prędkości fire-

ball mógłby się rozpaść poza jądrem. Zjawisko to opisywaliśmy później modelem „nieoddziałującego fireballu” albo wyjaśnialiśmy pojęciem strefy produkcji. No i jak wiecie, te koncepcje odżyły po kilkunastu latach.

**AB** — Panie Profesorze, jak tak patrzę na tematykę tych pierwszych prac emulsyjnych z wielorodnej produkcji, to widzę, że cała nasza późniejsza działalność była ich kontynuacją. Wszystko jakoś tkwi korzeniami w tych pierwszych pracach. Chociażby wielorodna produkcja — tu przecież cały czas badało się wielorodną produkcję.

**MM** — Tak, ja zdaję sobie z tego sprawę. Zaczęliśmy od badania zderzeń cząstek kosmicznych w emulsjach, a potem przeszliśmy do badania wielorodnej produkcji głównie w zderzeniach cząstek przyspieszonych w akceleratorach, posługując się coraz to nowszymi technikami pomiarowymi.

**KZ** — Albo te pojedyncze fireballe, które zostały tu zaobserwowane. Jest taka praca Gieruli i Mięśowicza o asymetrycznych *jetach*. To przecież znacznie później zrozumiano jako dyfrakcyjną produkcję przy wysokich energiach.

**AB** — Albo tradycja badania oddziaływań z jądrami.

**MM** — Muszę się tu przyznać do jednego wspomnienia, które się z tym wiąże. W 1968 byłem z Olegiem Czyżewskim i z Andrzejem Białasem na konferencji w CERN-ie i tam był referat o koherentnej produkcji na jądrami. Ja wręcz się zdumiałem i zachwyciłem, doznałem jednego z licznych wzruszeń naukowych, jak się dowiedziałem, że te produkowane koherentnie grupy trzech pionów i pięciu pionów słabo oddziałują w jądrze. Ja to wtedy związałem myślowo z naszymi słabo oddziałującymi firebellami z końca lat pięćdziesiątych.

Później, bo w latach 1969—70, w ramach wielkiej współpracy z kilkoma laboratoriami radzieckimi, grupa emulsyjna zajmowała się badaniem dyfrakcyjnej produkcji w zderzeniach mezonów  $\pi$ , przyspieszanych w Sierpuchowie do pędu 45 GeV/c i 60 GeV/c. Z tym znów wiąże się inne moje wspomnienie z 1971 r. Leżałem od kilku miesięcy ciężko chory w szpitalu. Odwiedził mnie pan Andrzej. Ja miałem wysoką gorączkę, a on tam opowiadał różne rzeczy i powiedział też, że mam mieć referat na Szkole Zakopiańskiej. W gorączce się zgodziłem, ale byłem Panu bardzo wdzięczny, bo świadomość, że mam przygotować referat, postawiła mnie szybciej na nogi. W Zakopanem mówiłem o pracach emulsyjnych z efektów elektromagnetycznych i o tych naszych wynikach z dyfrakcji.

**KZ** — Wróćmy może do przełomu lat pięćdziesiątych i sześćdziesiątych. Pan Profesor wspominał Olega Czyżewskiego. Jak to było z jego przyjściem do Pana Profesora i początkiem grupy komór pęcherzykowych?

**MM** — To był okres, który wyraźnie zaważył na dalszym rozwoju naszego zespołu. Z jednej strony przejście do mnie z UJ Olega Czyżewskiego, co było kolosalnym wzmocnieniem grupy, z drugiej strony nawiązanie stałego kontaktu z teoretykami z Uniwersytetu czyli z Wami. Wcześniej mieliśmy już pewien kontakt z Wiesławem Czyżem.

Stałą zasadą w mojej pracy w dziedzinie wielkich energii było pilne śledzenie rozwijającej się techniki pomiarowej. Pod koniec lat pięćdziesiątych ja już ciągle czułem, że musimy wejść do komór pęcherzykowych. Jak to teraz oceniam, grupa pęcherzykowa powstała w 1959 r. Postawiłem na Olega jako organizatora tej grupy. Pamiętam, jak przyjechał do nas do Bukowiny na narty. Byłem tam z rodziną od kilku dni. Był marzec, piękna, słoneczna wiosna. Siedzieliśmy pod jakimś szalasek, grzejąc się w słońcu i tam zrobiłem mu wykład

o *jetach*. Cieszyła mnie ta dyskusja, bo Oleg wyprzedzał uwagami moje gadanie. W lot chwycił wszystko i zapalił się od razu do tematyki wielociałowej. Olega nie muszą Wam przecież opisywać, znaliście go dobrze. Chciałem go wysłać do CERN-u, żeby się uczył techniki komór pęcherzykowych. Miałem to już omówione z Gilberto Bernardinim, ale z jakichś nienaukowych powodów Czyżewskiego do CERN-u nie wypuszczono. Jako pierwszy pojechał do CERN-u Jerzy Bartke, który dobrze się tam spisał, pracując z komorami pęcherzykowymi. Czyżewski natomiast budował w Krakowie razem z inż. Kubicą stoły pomiarowe. Wyjechał do Dubnej, gdzie z Jankiem Danyszem pracował z proponowaną komorą pęcherzykową, badając zderzenia 7 GeV-owych mezonów z jądrami węgla. Ta praca była przedmiotem jego doktoratu. Była to jedna z pierwszych, zrobionych w oparciu o dane z akceleratora, prac naszego zespołu. Przedstawione w niej było zagadnienie właściwego opisu zderzeń z jądrami.

Zaraz po powrocie z Dubnej nawiązał współpracę z CERN-em, dokąd po raz pierwszy pojechał w 1963 r. Kierowana przez niego grupa, blisko współpracując z warszawską grupą komór pęcherzykowych, nawiązała szeroką współpracę międzynarodową. Przygotowała się też aparaturowo. Dzięki przyjaznym kontaktom międzynarodowym uzyskała dość dobre wyposażenie w urządzenia skaningowe i pomiarowe oprócz tych, które zostały zbudowane w naszym warsztacie. W 1974 r. jej możliwości pomiarowe znacznie jeszcze wzrosły dzięki zakupieniu półautomatycznego, laserowego urządzenia „Sweepnik”. Co do początkowej tematyki, to była to, podobnie jak w Warszawie, tematyka zderzeń wielociałowych.

**KZ** — To były problemy wielociałowe z dosyć prostej przyczyny. Musieliśmy dostawać od kogoś film. Film z niskokrotnymi przypadkami był rozchwytywany, bo tam się szukało rezonansów, a film z wysokimi krotnościami bardzo chętnie nam dawano, bo to się trudno mierzy, a niczego nadzwyczajnego w tym nie widziano.

**AB** — Oleg to zaakceptował. To, co dla innych było nieinteresujące, tutaj było interesujące. Jak już mówiliśmy, tu była tradycja badania wielorodnej produkcji.

**MM** — Badania wielociałowe dały temu zespołowi, Szanownych Panów włączając, pewną pozycję.

**AB** — Nie ma żadnej wątpliwości, że to się zrobiła polska problematyka. Polska, bo i warszawska, i krakowska.

**KZ** — Referat Olega w Wiedniu w 1968 r. to chyba pierwszy referat z wysokich krotności na konferencji rochesterskiej. Właściwie on to wniósł na to forum.

**MM** — Chyba równocześnie z powstaniem grupy pęcherzykowej miało miejsce przystąpienie do współpracy teoretyków z Uniwersytetu Jagiellońskiego. Mam tu zapisane: Białas, Zalewski, Namysłowski. Kiedy to było? Chyba w sześćdziesiątym roku?

**AB** — To było w zimie w 1963 r. Wyraźnie widać, że przyszliśmy na gotowe. Nie jestem pewien, czy nie powzięliśmy tej decyzji na imieninach Kacpra. Postanowiliśmy, że my jednak pójdziemy do Mięrowicza. Przepraszam, że tak mówię.

**KZ** — Bo wiedzieliśmy już od Namysłowskiego, który był wcześniej, że u Mięrowicza jest ciekawie.

**AB** — Moje wspomnienia z tego okresu zaczynają się od seminarium na AGH. W pokoju Pana Profesora, gdzie było gęsto od ludzi. Była jakaś niepowtarzalna atmosfera tych

seminariów, trudna do zdefiniowania. Ten Oleg Czyżewski, to specjalne urządzenie do podnoszenia tablicy, żeby światło się nie odbijało i ten tłum... Dyskutowaliśmy kiedyś, jak to się robi, żeby było tak fantastycznie. Uświadomiłem sobie wtedy, że tam było coś z atmosfery generalnej życzliwości. Pamiętam, jak pierwszy raz mi Pan Profesor zadał tam referat. Nie pamiętam już, o czym była referowana praca. Mam wspomnienie, że bredziłem jak Piekarski na mękach, bo to była dla mnie zupełnie nowa tematyka, a później wszyscy mnie zapewniali, że referat był świetny.

**MM** — To fatalne.

**AB** — Wcale nie. Dla młodego człowieka, który startuje, to wcale nie jest takie fatalne.

**KZ** — Była tam zasada, że się przyjmowało, że autor referowanej pracy nie robi idiotycznych błędów. Dyskusje, że to w ogóle nie ma sensu, były z reguły ucinane.

Następnym krokiem było chyba powstanie grupy pracującej technikami elektronicznymi. Czy mógłby nam Pan Profesor opowiedzieć, jak się to zaczęło?

**MM** — Jak już Wam mówiłem, zawsze starałem się śledzić rozwój techniki pomiarowej i kiedy było widoczne, że techniką przyszłości jest technika oparta na wielkich komorach drutowych (iskrowych, proporcjonalnych itd. i na elektronice), zaczęliśmy o tym myśleć. Od razu też było widoczne, że aparaty instalowane przy akceleratorach są tak liczne i skomplikowane, że jeżeli by się chciało tą techniką pracować, to trzeba będzie podjąć się konstrukcji części tych aparatów samemu. Stworzenie grupy elektronicznej było możliwe, ponieważ zapalił się do tej pracy Krzysztof Rybicki ze swoim przyjacielem Michałem Turałą, znakomitym elektronikiem. W organizacji grupy dużą rolę odegrał, popierający ideę silnie i z wielkim autorytetem, Oleg Czyżewski. Początkiem działalności grupy elektronicznej był udział w eksperymencie współpracy Sierpuchow — Los Angeles — Kraków. Eksperyment dotyczył pomiaru formfaktora mezonu  $\pi$  i wykonany był w Sierpuchowie. Pracowały tam komory iskrowe — pierwsze, w których konstrukcji Michał uczestniczył.

**AB** — Panie Profesorze, ja tu chcę się upomnieć o to, żeby mnie wymienić. Jak powstała grupa elektroniczna, to ja miałem swój wkład, mianowicie byłem bardzo przeciwny. Uważałem, że tego po prostu się nie da zrobić.

**MM** — A to ja tego nie pamiętam Panu.

**AB** — Uważałem, że to jest szaleństwo, żeby w Polsce robić tego rodzaju plany, które nie mają szans, bo technicznie jesteśmy zbyt zacofani. I ja teraz widzę, skąd to wynikło. Kiedy ja tu przyszedłem w sześćdziesiątym trzecim roku, wszystkie prace były oparte na technice, która gdzieś była robiona, a do nas przychodziły gotowe klisze lub filmy z komór pęcherzykowych. Tutaj robiło się tylko analizę. Uważam, że to jest idealna sytuacja. Ja w ogóle nie rozumiałem, jak Pan Profesor może się w ten sposób angażować.

**KZ** — Profesor nie miał takiego obciążenia.

**AB** — Właśnie, Pan Profesor kiedyś budował aparaturę, a ja tego nie widziałem.

**MM** — Przyznam się, że mnie to trochę bolało, że zajmujemy się fizyką, w której tak mało bierze się udziału we właściwym eksperymencie. Od samego początku cieszyłem się, patrząc jak Rybicki i Turała przygotowywali eksperyment w Sierpuchowie. Po eksperymencie w Sierpuchowie przysły eksperymenty w CERN-ie: najpierw na akceleratorze PS we współpracy z CERN-em i Instytutem im. Maxa Plancka w Monachium, a później na akceleratorze SPS w dużej międzynarodowej współpracy. Rok 1978 zapoczątkował

udział w eksperymentach dotyczących oddziaływań  $e^+e^-$  na akceleratorze DORIS w DESY. W 1982 r. grupa elektroniczna przystąpiła do współpracy DELPHI, przygotowującej eksperymenty na akcelerator LEP w CERN-ie.

**AB** — Ja może tutaj wtrącę, że ważnym etapem było nawiązanie współpracy z Instytutem Plancka w Monachium. Grupa Krzysztofa Rybickiego i Michała Turały stanęła na nogi po tym kontakcie.

**MM** — Tak, to prawda. Nie byłoby nas stać na tak silne obsadzenie CERN-u czy DESY bez udziału Instytutu Plancka.

**AB** — Współpraca z Monachium od strony doświadczenia to zasługa Pana Profesora. Może Pan Profesor nie może tego powiedzieć, ale my możemy. Po rozmowach w tej sprawie, Van Hove, który przewodniczył im ze strony monachijskiej, przyszedł do mnie i powiedział: — Wasz szef to jest mądry człowiek — uzyskał wszystko.

**MM** — No dobrze, dziękuję Panu. Ale nie zapominajmy, że stosunki z Monachium zaczęły się od współpracy teoretyków, w szczególności Pana, Panie Andrzeju, z Van Hovem. Potem przyszła kolej na bliską współpracę eksperymentalną grupy Rybickiego i następnie grupy komór pęcherzykowych, kierowanej już przez Andrzeja Eskreysa, który przebywał w Instytucie Plancka chyba w 1974 r. Nasi fizycy wykonali we współpracy z Monachium szereg eksperymentów w CERN-ie, a później w Hamburgu w DESY.

Ta współpraca z Monachium jest tak systematyczna, że co roku urządza się dla dyskusji spotkanie Kraków—Monachium na przemian w Krakowie i w Monachium. Bardzo lubię te spotkania.

Wracając jeszcze do grupy elektronicznej, chciałbym powiedzieć, że wprowadziła ona istotną metodę pracy, a mianowicie wkład do eksperymentu w postaci budowy części aparatury. Jest to obecnie bardzo istotny czynnik w dostaniu się do jakiejś współpracy.

**AB** — Panie Profesorze, doszliśmy w ten sposób do chwili obecnej.

**MM** — Tutaj chciałbym zrobić jeszcze kilka uwag. Przede wszystkim, od samego początku było dla mnie zrozumiałe, że dla prowadzenia badań w tak awangardowej dziedzinie, jaką jest fizyka cząstek elementarnych warunkiem koniecznym jest rozwijanie możliwie bliskiej współpracy międzynarodowej. Wydaje się, że w tej chwili stoimy bardzo dobrze, bo jesteśmy we współpracy ze wszystkimi prawie akceleratorami, które teraz wchodzi w grę. Bierzymy udział w eksperymentach na akceleratorze SPS (CERN- protony 450 GeV), na akceleratorze w laboratorium im. Fermiego, na akceleratorach przeciwbieżnych wiązek  $e^+e^-$  DORIS i PETRA (DESY, Hamburg), pracowaliśmy na akceleratorze w Sierpuchowie. Weszliśmy do współpracy DELPHI, przygotowującej eksperymenty na LEP-ie, wielkim akceleratorze wiązek  $e^+e^-$ . Nasza współpraca z Dubną idzie wieloma drogami. Wymienię np. współpracę prowadzoną z naszej strony przez doc. Jerzego Bartke z naszej grupy pęcherzykowej, który badając zderzenia ciężkich jąder, zajmuje się bardzo dziś ważnym zagadnieniem próby odkrycia przejść fazowych zgęszczonej materii jądrowej.

Nad zagadnieniem tego typu pracuje w promieniach kosmicznych nasza dawna grupa emulsyjna we współpracy amerykańsko-japońsko-polskiej „JACEE”. Inna grupa nasza pracowała nad zderzeniami bardzo wysokich energii wspólnie z grupami radzieckimi w górskim laboratorium Pamiru.

Podsumowując sytuację obecną, możemy właściwie ocenić ją bardzo optymistycznie.

Do tego, co powiedziałem tutaj, dochodzi przecież znakomita współpraca doświadczalników i teoretyków. Prace teoretyczne o modelu kwarków, o korelacjach międzycząstkowych, o oddziaływaniach z jądrami, to przecież wszystko było robione w ciągłym kontakcie z fizykami doświadczalnymi.

**KZ** — Ja mam dwa pytania: jedno wstecz, a jedno wprzód. Pytanie wstecz jest takie: — Tu powstała właściwie z niczego znakomita grupa. Czy recepta jest taka, że ma się Mięśowicza, a potem wszystko idzie samo, czy można jakoś konkretniej sformułować, jak to się robi?

**MM** — To kłopotliwe pytanie, ale mnie się zdaje, że najważniejsza jest bardzo atrakcyjna, w danej chwili, tematyka. Fizycy, którzy się w tej grupie znaleźli, nie byli pociągani Mięśowiczem, tylko prawdziwą atrakcyjnością zagadnienia. Oczywiście, kierownik zespołu musi zrozumieć to, że nie może się bać bardzo zdolnych pracowników. Dla mnie zawsze ten był najsympatyczniejszy, kto był najlepszy. I jeszcze życzliwość całego środowiska jest ważna. Atmosfera środowiska krakowskiego z Zakrzewskim, Niewodniczańskim, Weysenhoffem to było dla mnie bardzo wielkie poparcie na początku. Muszę tu jeszcze podkreślić, że ja przecież byłem profesorem szkoły technicznej i uczelnia techniczna pielęgnowała moje badania, bo rozumiano, że to wpływa dobrze na poziom nauczania fizyki i opinię o uczelni, a równocześnie wpływa na rozwój badań technicznych.

**KZ** — Drugie pytanie jest trochę może osobiste, ale jak Pan Profesor zaczynał po wojnie działać w fizyce wysokich energii, to to był okres heroiczny fizyki wysokich energii. Odkrywano po parę cząstek i to cząstek bardzo podstawowych. Gdyby Pan Profesor teraz wybierał problematykę czy dla siebie, czy dla grupy, co by Pan Profesor wybrał?

**MM** — Na to pytanie łatwo mi znaleźć odpowiedź. Przecież w okresie mojej aktywności naukowej — a jest to ok. 50 lat — fizyka najgłębiej pojętej struktury materii znalazła się w apogeum rozwoju. Odszedłem od ciekłych kryształów, które są piękne i bardzo interesujące naukowo, bo właśnie odkryto neutron i pozyton, tzn. fizycy poznali strukturę materii na poziomie jądra atomowego. Przeżyłem dalej przejście na poziom struktury cząstek elementarnych, kiedy to hadrony zostały rozsądnie sklasyfikowane symetrią 8-krotnej ścieżki. Teraz znajdujemy się na głębokim poziomie kwarków związanych gluonami za pośrednictwem koloru (chromodynamika). Siły przenoszone są za pośrednictwem bozonów odpowiednich oddziaływań, które chcemy opisać jednolitą teorią zachowującą niezmienniczość cechowania. Ale trzeba jeszcze bardzo wielu informacji uzyskiwanych w dostępnych nam akceleratorach, aby te poglądy doświadczalnie poprzeć. W ostatnich latach uzyskujemy niezwykle ważne informacje dotyczące spektroskopii stanów kwarkowych badając zderzenia przeciwbieżnych wiązek  $e^+e^-$  i  $\bar{p}p$ . Oddziaływania lepton-hadron, czy ogólnie lepton-jądro, to nowy wielki teren dla badań struktury na poziomie bardzo małych odległości. Ale chyba jesteśmy jeszcze daleko od pełnej unifikacji.

Z tą fizyką elektronową to wiąże się jedno moje miłe wspomnienie. Kiedy w 1931 r. uczyłem się fizyki jądrowej do egzaminu doktorskiego, to, przy okazji przekuwania doświadczenia Rutherforda z rozpraszaniem cząstek  $\alpha$  na jądrami, pomyślałem sobie: — A jakby tak elektronami strzelać w te jądra. Ale mi wtedy powiedzieli: — Młody człowieku, przecież elektrony nie oddziałują z cząstkami jądrowymi.

Jeszcze, jeśli idzie o tematykę na przyszłość, to cieszę się, że się u nas bada oddziaływanie jądro-jądro, bo to byłoby bardzo interesujące tak naprawdę dobrze zrozumieć to

oddziaływanie. Tutaj ciekawa jest koncepcja przejść fazowych plazmy i związek tych badań z kosmologią. Cieszę się tą różnorodną tematyką w Krakowie, bo mogę słuchać bardzo dobrych referatów na interesujące tematy, co mi zapewnia wiele emocjonujących przeżyć.

**AB** — Z tego wynika, że odpowiedź na pierwsze pytanie Kacpra jest taka, że trzeba mieć Mięśowicza, żeby stworzyć grupę. Dlatego, że to się łatwo mówi — ciekawa problematyka — ale problematykę musi ktoś wymyślić i zrozumieć.

Ja mam jeszcze jedno ogólniejsze pytanie. Chciałbym, żeby Pan Profesor spróbował porównać swój start do pracy z dzisiejszym startem młodych ludzi. Bo to jednak jest różnica, czy się pracuje samotnie, czy w zespole cztero-, pięcioosobowym, czy tak jak teraz, kiedy w fizyce cząstek elementarnych pracuje w Krakowie pięćdziesięciu doświadczalników i dwudziestu teoretyków.

**MM** — Tak, to są całkiem inne warunki. Przed wojną to się było jednym tylko w zakładzie. Pomiar anizotropii ciekłych kryształków to ja przeważnie robiłem w nocy; otwierałem okno i słyszałem słowiki, bo Park Krakowski podchodził pod same okna Akademii Górniczej. Teraz do pracy w nocy nikt nie przychodzi.

Ciekawa była też atmosfera startu do fizyki wysokich energii. Aparatura wtedy budowana była prosta i można ją było zrobić własnymi rękami. Po okupacji, tęsknota za pracą w pracowni i za kontaktem z nauką była tak silna, że to było głównym czynnikiem, a nie dążenie do zrobienia tzw. życiowej kariery. Za to znów dzisiaj jest praca w bardzo dobrym zespole, który działa atrakcyjnie. Gdyby jednak teraz ktoś miał doświadczalnie zacząć od samego początku, to byłoby to bardzo trudne. Mnie się zdaje, że jedno jest wspólne dla tamtych i dla obecnych czasów, a mianowicie to, że do prawdziwych zagadnień naukowych to garną się ludzie rzeczywiście zainteresowani nauką. Mnie się bardzo podobają ci wszyscy ludzie, co w soboty przychodzą na nasze spotkania, jacyś tacy prawdziwie zainteresowani czy zapaleni.

**KZ** — Pan Profesor zawsze podkreśla, że jest profesorem szkoły technicznej. Co spowodowało, że Pan Profesor znalazł się na AGH, a nie na Uniwersytecie?

**MM** — Przypadek. Po studiach musiałem odrabiać służbę wojskową i asystentura, którą mi proponował prof. Natanson na Uniwersytecie, przepadła. Potem przez kilka miesięcy uczyłem w szkole, co bardzo dobrze wspominam. Kiedy u prof. Jeżewskiego w Akademii Górniczej otworzył się etat asystenta, i on mi go zaproponował, ja go bez wahania przyjąłem. Wyobraźcie sobie Panowie, że wtedy na Uniwersytecie było pięciu czy sześciu fizyków, a w Akademii Górniczej dwóch. Dostać wtedy asystenturę to było wyróżnienie. Doktorat jednak robiłem na Uniwersytecie u mego znakomitego promotora Konstantego Zakrzewskiego, pracując formalnie u Jeżewskiego.

Miałem wspinałych profesorów. Żeby ich jakoś scharakteryzować to powiem, że oni wszyscy byli humanistami. Olśnienie fizyką u mnie nastąpiło na wykładach Władysława Natansona. Odznaczały się one niezwykle głęboką treścią i przepiękną formą. W ogóle mogę tak powiedzieć — sam przecież jestem starym profesorem — takich profesorów, jak wtedy byli, to teraz nie ma.

**KZ** — My też tak będziemy mówić. Sięgając jeszcze odleglejszych czasów, to jak Pan Profesor trafił na fizykę?

**MM** — To przez mojego nauczyciela gimnazjalnego, Otto Nikodyma, matematyka. On mi zawrócił w głowie matematyką. Naprawdę to on się zajmował tylko czterema,

pięcioma uczniami w klasie, do których, muszę przyznać, należałem. Od reszty wymagał tylko znajomości formuł trygonometrycznych, a nas doprowadził przy pewnej popularyzacji do równań Maxwella.

**KZ** — Cząstkowe równania różniczkowe w gimnazjum. Niesamowite!

**MM** — To był wspaniały człowiek. Uwielbiał Beethovena. Mówił, że najpiękniejsze dzieła ludzkiej twórczości to są IX Symfonia Beethovena i równania Maxwella.

**AB** — Panie Profesorze, ja mam jeszcze jedno pytanie. Słyszałem kiedyś o konspiracyjnej działalności Pana Profesora podczas okupacji. Czy mógłby Pan Profesor coś o tym powiedzieć?

**MM** — W czasie wojny wykładałem przez trzy lata fizykę dla Wydziału Lekarskiego na tajnym Uniwersytecie Jagiellońskim. Oficjalnie byłem nauczycielem w średniej szkole górniczej na Krzemionkach. Na zlecenie dyrektora, prof. Goetla, zajmowałem się ważną sprawą absencji uczniów. Te absencje często były związane z akcjami partyzanckimi w ramach AK. Taka przyczyna była zawsze uznawana jako usprawiedliwienie. Po powstaniu warszawskim prowadziłem u siebie na Mikołajskiej punkt odbioru różnych naukowców, przede wszystkim fizyków. Miałem adresy ludzi, którzy ich przyjmowali na mieszkanie. Wydawałem często fałszywe „kennkarty”, które dostarczał mi mój przyjaciel, świetny chemik Leszek Staronka. Te „kennkarty” trzymałem w tym biurku. Ja je podpisywałem, a pieczętki malował świetny grafik Antoni Chrzanowski. Przyjmowałem tutaj m. in. prof. Wolfkego i prof. Wertensteina. Profesora Wertensteina przetransportowaliśmy wkrótce na Węgry. Tam niosąc pomoc choremu niestety zginął, już w czasie oblężenia Budapesztu przez Armię Radziecką.

Jak widzicie, życie jest interesujące w różnych aspektach.



# ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

*Bernard Jancewicz*

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Wrocławski  
Wrocław

## O niektórych możliwościach użycia wielowektorów w fizyce

### On Some Possibilities of Using Multivectors in Physics

*Abstract:* Certain pedagogical difficulties with presentation of axial vectors are pointed out on the examples of torque, angular momentum, angular velocity and magnetic induction. Their resolution is proposed with a use of bivectors. After introducing a notion of magnetic force surfaces the connection between magnetic field and electric currents as its sources becomes more transparent. Moreover examples of tri-vector physical quantities are given.

#### 1. Zamiast wstępu

Na początek zróbmy uwagę natury terminologicznej. Przy określaniu wektora swobodnego w podręcznikach szkolnych wymienia się trzy jego istotne cechy: *kierunek*, *zwrot* i *wartość*. Kierunek rozumie się wtedy jako prostą, na której leży wektor. Po ustaleniu kierunku można jeszcze wybierać jeden z dwóch możliwych zwrotów. Według tej definicji nie może więc być kierunków przeciwnych, mogą być tylko przeciwne zwroty wektorów o tym samym kierunku. Takie rozumienie słowa „kierunek” jest jednak sprzeczne ze znaczeniem w języku potocznym (zob. np. [1]) i z intuicją kojarzoną z tym słowem. Zresztą i fizycy używają słowa „kierunek” na pojęcie obejmujące również zwrot, co przejawia się w mówieniu o kierunkach przeciwnych. Przykłady na to znalazłem w dwóch

stosunkowo świeżych podręcznikach uniwersyteckich autorów polskich [2, 3]. Wobec tego w niniejszym artykule będą się trzymać definicji, według której wektor ma dwie istotne cechy: kierunek oraz wartość, a kierunek to prosta z przyjętym zwrotem.

## 2. Wielkości opisywane przez wektory osiowe

Przy rozważaniu równowagi na dźwigni posługujemy się momentem siły  $M = r \times F$ . Jako iloczyn wektorowy dwóch wektorów biegunowych:  $r$  — ramienia siły i  $F$  — siły, est to wektor osiowy (pseudowektor). Przymiotnik „osiowy” oznacza matematycznie, że przekształca się on inaczej od zwykłych wektorów biegunowych przy odwracaniu (inwersji) układu współrzędnych. Z definicji iloczynu wektorowego wiemy, że wektor  $M$  jest prostopadły do  $r$  i  $F$ , czyli do płaszczyzny, w której obraca się sama dźwignia. Kto uczył tych zagadnień w szkole — wie, że ten właśnie fakt sprawia pewne kłopoty. Pojawia się bowiem pytanie: czemu warunek równowagi na dźwigni opisuje się przez wektory wychodzące poza płaszczyznę samej dźwigni? Zazwyczaj odpowiada się, że to wiąże się z osią obrotu dźwigni, a oś ta musi być prostopadła do samej dźwigni i płaszczyzny jej obracania. To może jeszcze być przekonujące.

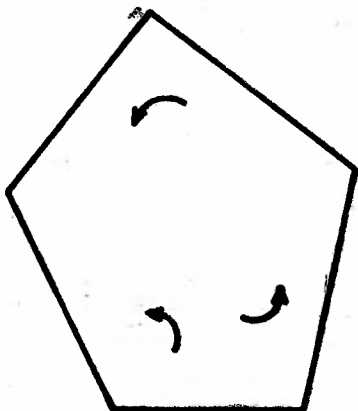
Weźmy jednak inny przykład: wirujące ciało sztywne. Przypisujemy mu pewną prędkość kątową  $\omega$  i moment pędu (kręt)  $L$ . Obie te wielkości są wektorami osiowymi i mają kierunek prostopadły do obrotu płaszczyzny ciała. Natomiast co do zwrotu przyjęło się powoływanie na śrubę prawoskrętną, ale przecież śruba lewoskrętna mogłaby być równie dobra. Dlatego musimy chyba przyznać, że nie ma naturalnego sposobu przypisywania zwrotu wektorom  $\omega$  czy  $L$ .

Jeszcze inny przykład: pole magnetyczne. Dwie wielkości służące do opisu tego pola: natężenie pola magnetycznego  $H$  i indukcja magnetyczna  $B$  są też wektorami osiowymi. Skutkiem tego, analogicznie jak dla pola elektrycznego, posługujemy się pojęciem linii sił pola magnetycznego. Należałoby tu zadać pytanie: jakich sił? Tradycyjna odpowiedź, jaką można spotkać tylko w starszych podręcznikach — dziś się po prostu takiego pytania nie stawia — są to siły działające na bieguny magnetyczne. Taka odpowiedź nie może zadowalać, bo jak dotąd nie odkryto pojedynczych ładunków magnetycznych. A gdyby nawet odkryto — zanosì się na to od ładnych kilku lat — to chyba nie posłużymy się nimi zbyt łatwo do wykrywania przejawów pola magnetycznego. Pole magnetyczne poznajemy raczej badając jego działanie na prądy elektryczne albo ruchome ładunki elektryczne. Siła działająca na prąd elementarny albo pojedynczy ładunek elektryczny dana jest przez wzór Lorentza i jest zawsze prostopadła do wektora indukcji magnetycznej  $B$ , a więc i do tak zwanej „linii sił pola magnetycznego”, która jest styczna do wektora  $B$  w danym punkcie. Zatem pojęcie linii sił pola magnetycznego jest raczej nie na miejscu, gdy odwołujemy się do działania tego pola na ładunki elektryczne.

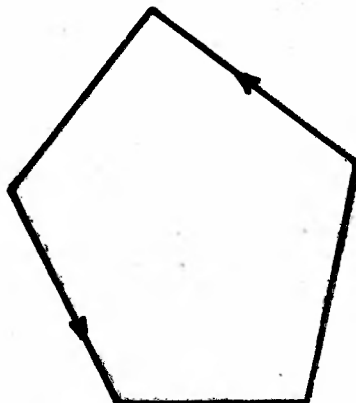
We wszystkich przytoczonych dotąd przykładach występujące wielkości fizyczne są wielkościami skierowanymi, ale przypisywany im dotychczas tak jak wektorom „jednowymiarowy” kierunek sprawia pewne kłopoty, nie jest więc całkiem naturalny. Aby przekonać się o istnieniu innej możliwości, zapoznajmy się z wielkościami, od dawna znanymi matematykom, mającymi kierunek „dwuwymiarowy”.

### 3. Dwuwektory

*Dwuwektor* jest to wielkość mająca dwie istotne cechy: a) *kierunek* określony jako płaszczyzna obdarzona zwrotem (przy czym zwrot rozumie się jako zwrot ruchu obrotowego w danej płaszczyźnie), b) *wartość* określoną jako pole powierzchni. Obrazem graficznym dwuwektora jest figura płaska wraz z umieszczoną na niej wygiętą strzałką symbolizującą zwrot. Przy tym owa strzałka może być dowolnie obrócona lub przesunięta w płaszczyźnie figury (rys. 1). Zwrot dwuwektora można też zilustrować strzałką zaznaczoną na brzegu figury (rys. 2).



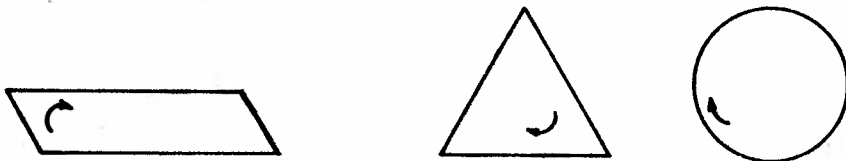
Rys. 1. Obraz graficzny dwuwektora



Rys. 2. Obraz graficzny dwuwektora z innym zaznaczeniem zwrotu

Będziemy przyjmować, podobnie jak dla wektorów, że dwuwektory o przeciwnych zwrotach (więc zarazem i przeciwnych kierunkach) i tej samej wartości mają przeciwny znak.

Dla przedstawienia danego dwuwektora kształt figury nie jest ważny. Dlatego są możliwe różne obszary graficzne tego samego dwuwektora, np. równoległobok, trójkąt, koło — byleby za każdym razem figura miała tę samą powierzchnię (rys. 3).



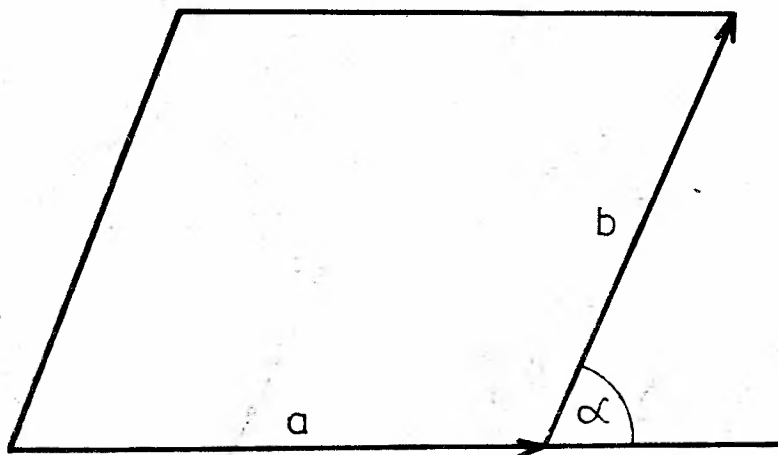
Rys. 3. Różne obrazy graficzne tego samego dwuwektora

W ten sposób przy dwuwektorach słowo „kierunek” zostaje nadany nowy sens: jest to płaszczyzna wraz ze zwrotem jej obrotu (mówimy: płaszczyzna zorientowana). Aby odróżnić ten sens od poprzedniego, można dodawać, że jest to kierunek dwuwymiarowy.

Oczywiście, gdy wiadomo z kontekstu, że jest mowa o kierunku dwuwektora, możemy ten przymiotnik opuszczać.

Dwuwektory będziemy oznaczać przez dodanie kreski nad literą, np.  $\vec{B}$ .

Dwuwektor można otrzymać z dwóch wektorów  $a$  i  $b$  w następujący sposób. Najpierw umawiamy się, który wektor jest pierwszy (powiedzmy  $a$ ) i który drugi (powiedzmy  $b$ ). Potem przykładamy początek wektora  $b$  do końca wektora  $a$  i wykreślamy dwa odcinki równoległe do  $a$  i  $b$ , aby powstał równoległobok, jak na rys. 4. Wektory  $a$  i  $b$  leżące na



Rys. 4. Iloczyn zewnętrzny wektorów  $a$  i  $b$

brzegu tego równoległoboku zadają pewien jego zwrot. Ten właśnie równoległobok jest szukany dwuwektorem  $\vec{B}$ , który nazywamy *iloczynem zewnętrznym* wektorów  $a$  i  $b$  i oznaczamy za pomocą znaku klina:

$$\vec{B} = a \wedge b.$$

Jego wartość dana jest oczywiście wzorem

$$|\vec{B}| = |a \wedge b| = |a| |b| \sin \alpha,$$

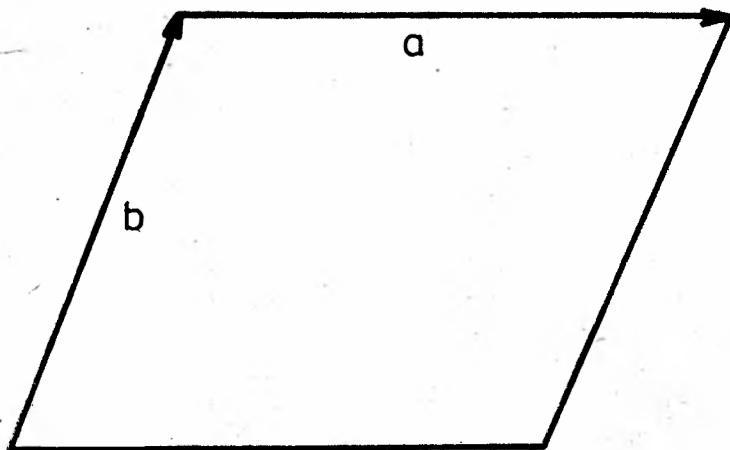
gdzie  $\alpha$  jest kątem między wektorami  $a$  i  $b$ , zaś  $|a|$  oznacza wartość wektora  $a$ . Z konstrukcji tej zauważamy, że zamiana kolejności wektorów  $a$  i  $b$  da dwuwektor o przeciwnym zwrocie, czyli przeciwnym znaku, tzn.

$$a \wedge b = -b \wedge a,$$

patrz rys. 5. Mówimy, że iloczyn zewnętrzny wektorów jest *antyprzemienne*. Skoro kolejność czynników w iloczynie zewnętrznym jest tak ważna, to dla dwuwektorowych wielkości fizycznych wyrażanych przez iloczyn zewnętrzny jedna kolejność czynników powinna być wyróżniona przez samą naturę danej wielkości. I tak jest w istocie, o czym się wkrótce przekonamy.

Przestrzeń trójwymiarowa ma tę szczególną własność, że dla każdej płaszczyzny można wykreślić rodzinę linii prostych prostopadłych do niej i że te wszystkie proste są równoległe do siebie. Ten fakt można wykorzystać do przypisania każdemu dwuwektorowi  $\vec{B}$  pewnego wektora  $B$ , jeśli tylko potrafimy owym prostym prostopadłym do  $\vec{B}$  przy-

pisać zwrot. Tę dowolność w określeniu zwrotu usuwa się konwencjonalnie przez przyjęcie reguły śruby prawoskrętnej. W ten sposób otrzymuje się odwzorowanie dwuwektorów  $\bar{B}$  w wektory  $B$ . Podsumujmy jego definicję. Otóż wektor  $B$  ma wartość dwuwektora  $\bar{B}$ , zaś kierunek zadany przez prostą prostopadłą do płaszczyzny  $\bar{B}$  ze zwrotem wyzna-



Rys. 5. Iloczyn zewnętrzny wektorów  $b$  i  $a$

czony przez regułę śruby prawoskrętnej. Mówimy, że wektor  $B$  jest *dopełniający* (dualny) do dwuwektora  $\bar{B}$ , a samo odwzorowanie  $\bar{B} \rightarrow B$  matematycy nazywają *odwzorowaniem Hodge'a* i oznaczają gwiazdką  $*\bar{B} = B$ . Zauważmy, że przy tym odwzorowaniu iloczyn zewnętrzny przechodzi w iloczyn wektorowy  $*(a \wedge b) = \bar{a} \times \bar{b}$ , zaś dwuwektory w wektory osiowe.

Dwuwektory można mnożyć przez skalary w naturalny sposób (dwuwektor  $\lambda\bar{B}$  ma wartość  $|\lambda| \cdot |\bar{B}|$ , płaszczyznę tę samą co  $\bar{B}$ , zaś zwrot zgodny z  $\bar{B}$ , jeśli  $\lambda > 0$  lub przeciwny do  $\bar{B}$ , jeśli  $\lambda < 0$ ) i dodawać (definicję dodawania pomijam ze względu na zakreślone ramy tego artykułu — odsyłam tu czytelnika do książki [4], w której jest ono przy-  
stępnie opisane).

#### 4. Wielkości fizyczne, które warto opisywać przez dwuwektory

Wielkości, o których mówiliśmy w rozdz. 2, nadają się dobrze do wyrażania przez dwuwektory. Otóż moment siły, prędkość kątowna i moment pędu (kręt) powinny być dwuwektorami  $\bar{M}$ ,  $\bar{\omega}$  i  $\bar{L}$ . Ich wartości zostawiamy bez zmian, a dwuwymiarowy kierunek wręcz narzuca się wprost ze zjawisk opisywanych przez te wielkości. W przypadku momentu siły  $\bar{M}$  i krętu  $\bar{L}$  wystarczy napisać wzory wyrażające je przez zwykłe wektory

$$\bar{M} = \mathbf{r} \wedge \mathbf{F} \quad \text{oraz} \quad \bar{L} = \mathbf{r} \wedge \mathbf{p}.$$

Przy tym kolejność czynników w tych iloczynach zewnętrznych zadana jest przez samo zjawisko. Dla momentu siły wektor siły  $\mathbf{F}$  zaczepiony jest na końcu wektora  $\mathbf{r}$ , bo tak właśnie rozumie się ramię siły (jako wektor od punktu odniesienia do punktu przyłożenia

siły), zaś dla krętu podobnie — wektor pędu  $p$  umiejscowiony jest na końcu wektora wodzącego  $r$  charakteryzującego przecież położenie cząstki materialnej o pędzie  $p$ .

Podobnie w wypadku prędkości kątowej  $\bar{\omega}$  kierunkiem jest płaszczyzna, w której odbywa się obrót, a zwrot też jest naturalnie zadany przez sam obrót.

Ponadto kąt  $\varphi$  również możemy uważać za wielkość dwuwektorową  $\bar{\varphi}$ , bo zawsze wiąże się z pewną płaszczyzną, w której się go mierzy. A zwrot kąta jako dwuwektora weźmiemy z fizycznego obrotu opisywanego przez ten kąt. Wartość dwuwektora  $\bar{\varphi}$  będzie oczywiście równa wartości skalarnej kąta  $\varphi$ . Zauważmy, że jest to przykład dwuwektora, który nie musi być określany jako iloczyn zewnętrzny wektorów.

W szczególnie prostym przypadku obrotów w stałej płaszczyźnie prędkość kątowa i kąt będą związane wzorem  $\bar{\omega} = \frac{d\bar{\varphi}}{dt}$ , analogicznym do związku między wektorem wodzącym położenia a prędkością liniową.

Autor uważa, że w tych przykładach zastąpienie wektorów osiowych przez dwuwektory sprzyja pogłębieniu w przedstawianiu danych wielkości fizycznych. Trzeba tylko uznać, że kierunki owych wielkości wyznaczone są przez płaszczyzny istotne dla rozważanych zjawisk. Są to więc wielkości skierowane, ale o kierunku dwuwymiarowym.

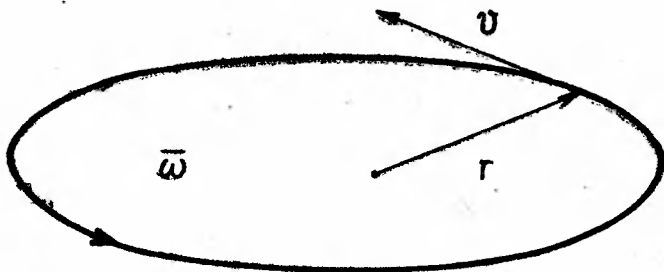
Przypatrzmy się bliżej ruchowi cząstki po okręgu. Jeśli wektor wodzący  $r$  zaczepiony jest w środku tego okręgu, to związek między nim a prędkością liniową  $v$  i kątową  $\omega$  wyrażany w tradycyjnym języku ma postać

$$\omega = \frac{r \times v}{r^2}.$$

W języku dopuszczającym dwuwektory należałoby ten związek zapisać jako

$$\bar{\omega} = \frac{r \wedge v}{r^2}.$$

Zauważmy, że znowu nie ma dowolności w kolejności tych czynników, bo to właśnie wektor  $v$  jest zaczepiony w punkcie  $r$ , a nie na odwrót. Wzór ten zilustrowaliśmy na rys. 6, a poprzedni wzór odpowiada ostatniemu dzięki odwzorowaniu Hodge'a.



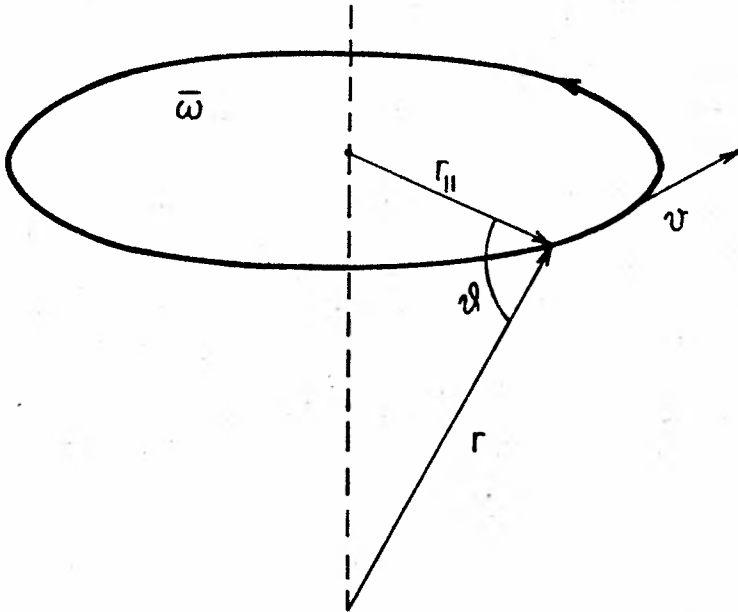
Rys. 6. Prędkość kątowa w ruchu po okręgu

Jednakże w języku tradycyjnym mamy również wzór w pewnym sensie odwrotny do poprzednich, mianowicie

$$v = \omega \times r.$$

Gdybyśmy zechcieli ten wzór zapisać w nowym języku, napotkalibyśmy kłopoty. Tym razem nie możemy iloczynu wektorowego zastąpić zewnętrznym, bo przecież  $v$  nie jest wektorem osiowym i nie powinien być zastępowany przez dwuwektor. Potrzebny jest nowy rodzaj iloczynu, w którym czynnikami są wektor  $r$  i dwuwektor  $\bar{\omega}$ , a wynikiem jest wektor  $v$ .

Taki iloczyn istnieje i matematycy nazwali go *iloczynem wewnętrznym* wektora przez dwuwektor. Zilustrujemy go na naszym przykładzie ruchu po okręgu z prędkością li-



Rys. 7. Ilustracja iloczynu wewnętrznego wektora przez dwuwektor

niową  $v$  i kątową  $\bar{\omega}$ . Tym razem jednak weźmiemy wektor wodzący  $r$  zaczepiony wprawdzie na osi obrotu, ale niekoniecznie w środku okręgu (rys. 7). Otóż ten iloczyn wewnętrzny jest zapisywany jako

$$v = r \cdot \bar{\omega},$$

a przepis jego obliczania jest następujący. Wynik  $v$  iloczynu jest wektorem leżącym w płaszczyźnie dwuwektora  $\bar{\omega}$ , prostopadłym do wektora  $r$ , a jego zwrot jest dany przez zwrot brzegu dwuwektora  $\bar{\omega}$ . Do iloczynu  $r \cdot \bar{\omega}$  daje wkład tylko składowa  $r_{\parallel}$  wektora  $r$  równoległa do  $\bar{\omega}$ , czyli

$$|v| = |r_{\parallel}| |\bar{\omega}| = |r| |\bar{\omega}| \cos \vartheta,$$

gdzie  $\vartheta$  jest kątem między  $r$  a  $\bar{\omega}$ . Obecność cosinusa w tym wzorze upodabnia go do iloczynu skalarnego wektorów. Związek tego iloczynu z tradycyjnym iloczynem wektorowym ma następującą postać

$$r \cdot \bar{\omega} = \omega \times r = -r \times \omega,$$

gdzie  $\omega$  jest wektorem dopełniającym do  $\bar{\omega}$ , czyli  $\omega = * \bar{\omega}$ .

Z ostatnich rozważań widać, że przy zamianie tradycyjnych wzorów na nowe, z użyciem dwuwektorów, trzeba być ostrożnym: nie każdy iloczyn wektorowy zamienia się na iloczyn zewnętrzny. Taką prostą zamianę czynimy tylko wtedy, gdy oba czynniki są wektorami biegunowymi. Natomiast gdy jeden z czynników jest wektorem osiowym — wówczas iloczyn wektorowy zamieniamy na wewnętrzny według ostatniego wzoru.

### 5. Dwuwektorowy opis pola magnetycznego

Wyjdźmy od wzoru Lorentza na siłę  $F$  działającą na pojedynczy ładunek  $q$  poruszający się z prędkością  $v$  w polu magnetycznym o indukcji  $B$ :  $F = qv \times B$ . Jeśli w tym samym polu magnetycznym umieścić różne ładunki o różnych prędkościach, wystąpią różne wektory siły magnetycznej. Ale wszelkie możliwe wektory  $F$  układają się w jednej płaszczyźnie, mianowicie płaszczyźnie prostopadłej do wektora  $B$  — wynika to z własności iloczynu wektorowego. W ten sposób mamy świadectwo, że istotną cechą pola magnetycznego jest płaszczyzna wyznaczona przez siły magnetyczne działające na ładunki próbne. Stąd wyciągamy wniosek, że wielkości  $B$  i  $H$  opisujące pole magnetyczne mogą być w istocie dwuwektorami. A ową płaszczyznę sił magnetycznych wykorzystamy do określenia indukcji magnetycznej jako dwuwektora.

Trzeba jeszcze wybrać zwrot tej płaszczyzny. W tym celu zauważmy, że w polu jednorodnym przy prędkości równoległej do opisanej właśnie płaszczyzny ładunek elektryczny porusza się po okręgu. I ten właśnie ruch kołowy może zadać zwrot szukanego dwuwektora  $\bar{B}$ . Wykorzystując wprowadzony wcześniej iloczyn wewnętrzny i tożsamość  $r \cdot \bar{\omega} = -r \times \omega$  możemy wzór Lorentza zamienić na  $F = -qv \cdot \bar{B}$ . Znak minus występujący po prawej stronie tej równości mówi, że kierunek dwuwektora  $\bar{B}$  jest przeciwny do kierunku obiegu ładunku dodatniego po rzeczonym okręgu.

W ten sposób ze zjawiska fizycznego — działania pola magnetycznego na ruchome ładunki próbne — wyznaczyliśmy wszystkie istotne cechy indukcji magnetycznej jako dwuwektora. W ośrodkach magnetycznie izotropowych, gdzie przenikalność magnetyczna  $\mu$  jest skalarem, ze związku  $H = \frac{1}{\mu} B$  wnosimy, że powinniśmy raczej pisać  $\bar{H} = \frac{1}{\mu} \bar{B}$  i natężenie pola magnetycznego również uważać za dwuwektor.

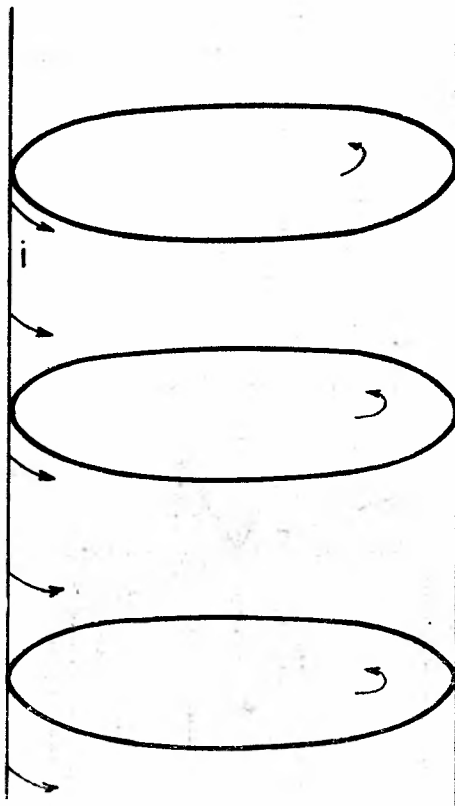
Jeśli już zgodzimy się na dwuwektorowy charakter pola magnetycznego, możemy się zastanowić nad tym, czym zastąpić używane dotąd pojęcie linii sił pola magnetycznego. Otóż zamiast linii należy teraz posługiwać się powierzchniami, które w każdym swoim punkcie będą styczne do dwuwektorów pola magnetycznego. Wprowadzam więc pojęcie tzw. *powierzchni sił pola magnetycznego* według następującej definicji: są to *powierzchnie gładkie, do których w danym punkcie są styczne siły działające na wszelkie możliwe ładunki próbne przechodzące w swoim ruchu przez ten punkt*. Zauważmy, że definicja ta jest analogiczna do określenia linii sił dla pola elektrostatycznego. Powierzchniom tym trzeba jeszcze nadać zwrot zgodny ze zwrotem dwuwektora indukcji magnetycznej w danym punkcie.

Warto podać kilka przykładów powierzchni sił pola magnetycznego dla najprostszych układów wytwarzających pole magnetyczne.



## 5.1. Solenoid

Weźmy solenoid idealny, tzn. nieskończony i o tak ciasno nawiniętych zwojach, że można je uznać za okręgi prostopadłe do osi walca. Wiemy, że w takim przypadku pole magnetyczne jest jednorodne, występuje tylko we wnętrzu walca i wektory  $B$  są równoległe do osi walca. Wiemy już, że przy przejściu do dwuwektorów  $\vec{B}$  dostajemy kierunki

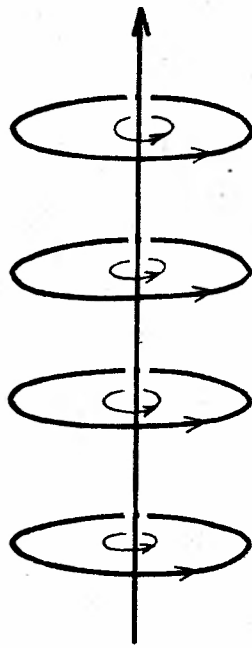


Rys. 8. Powierzchnie sił dla solenoidu

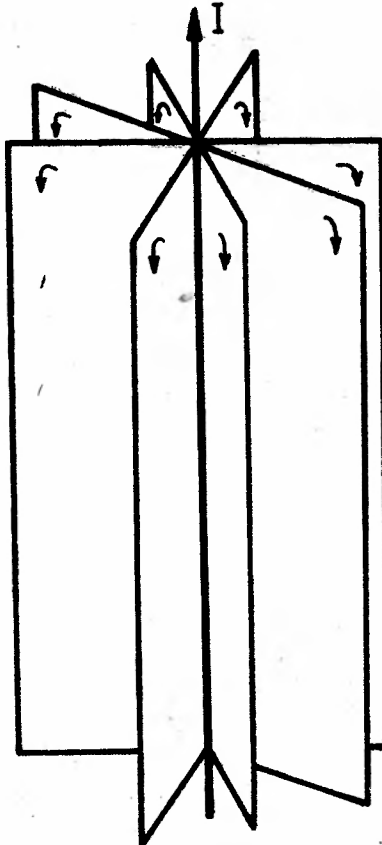
prostopadłe do  $B$ , więc powierzchniami sił są koła równoległe do podstawy walca (rys. 8) i oczywiście równoległe do siebie. Co ciekawsze, zwroty tych kół są zgodne ze zwrotami płynących na powierzchni walca prądów, których gęstość powierzchniową oznaczyliśmy  $i$ .

## 5.2. Nieskończony przewód prostoliniowy

Skoro wektory  $B$  są prostopadłe do dwuwektorów  $\vec{B}$ , to wobec tego nasze powierzchnie sił są prostopadłe do tradycyjnych linii sił pola magnetycznego. To spostrzeżenie pomoże nam znaleźć powierzchnie sił pola magnetycznego wokół nieskończonego przewodu prostoliniowego, w którym płynie prąd o natężeniu  $I$ . Przypomnijmy, że linie sił są wtedy współśrodkowymi okręgami prostopadłymi do samego przewodu, jak pokazuje rys.9. Po chwili zastanowienia dojdziemy do przekonania, że rodzina powierzchni prostopadłych



Rys. 9. Linie sił pola magnetycznego wokół przewodu prostoliniowego

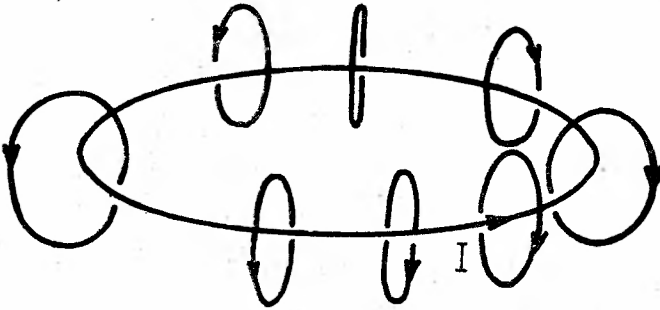


Rys. 10. Powierzchnie sił wokół przewodu prostoliniowego

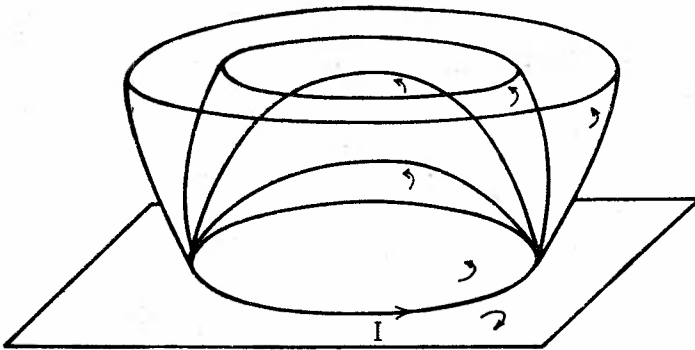
do tych linii to półpłaszczyzny przechodzące przez sam przewód i odchodzące do nieskończoności, jak na rys. 10. Po nadaniu tym półpłaszczyznom zwrotów przekonujemy się, że są to zwroty zgodne ze zwrotem prądu płynącego w przewodzie, jeśli sam przewód uznamy za brzeg każdej takiej półpłaszczyzny. Warto jeszcze zauważyć, że w miarę oddalania od przewodu płaszczyzny te rozchodzą się od siebie na odległość proporcjonalną do  $\varrho$ , gdzie  $\varrho$  jest odległością od przewodu.

### 5.3. Kołowy obwód z prądem

Tym razem znowu wyjdziemy od tradycyjnego obrazu jak na rys. 11 z liniami sił pola magnetycznego. I znowu po chwili zastanowienia dojdziemy do tego, że powierzchniami sił są czasze przechodzące przez obwód prądu — jakby bąble wydmuchane poprzez przewód kołowy (rys. 12). Jedną z takich powierzchni jest również sama płaszczyzna, w której



Rys. 11. Linie sił wokół obwodu kołowego

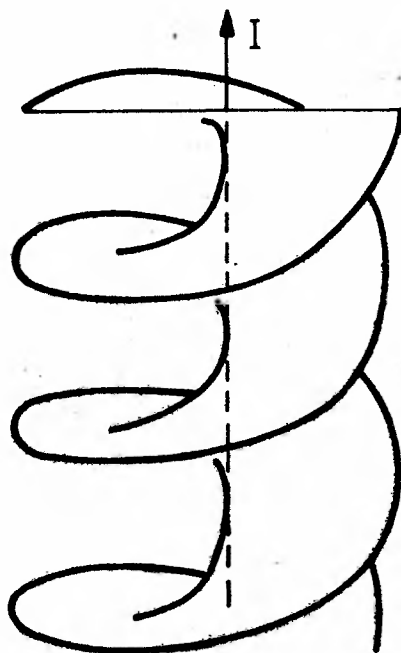


Rys. 12. Powierzchnie sił wokół obwodu kołowego

leży kołowy przewód, ale podzielona na dwie części: zewnątrz koła ma zwrot przeciwny do samego koła objętego obwodem. I znowu zauważamy, że wspólnym brzegiem tych powierzchni „bąblowych” jest sam przewód z prądem, a zwrot tych powierzchni jest zgodny ze zwrotem prądu płynącego w przewodzie.

#### 5.4. Przewód prostoliniowy w zewnętrznym jednorodnym polu magnetycznym

W tym przypadku trzeba znaleźć superpozycję pól odpowiadających przykładom 5.1 i 5.2. Pominiemy tym razem wyprowadzenie i podamy gotowy wynik: powierzchniami sił tym razem są powierzchnie śrubowe, z których jedną pokazaliśmy na rys. 13. Widać



Rys. 13. Powierzchnie sił dla przewodu prostoliniowego w zewnętrznym polu jednorodnym

ją, że im bliżej przewodu, tym powierzchnie sił coraz bardziej zbliżają się do pionu, bo przeważa pole z przykładu 5.2, zaś w miarę oddalania powierzchnie stają się mniej nachylone, czyli dążą do pola z przykładu 5.1.

Po zakończeniu tej listy przykładów postawmy pytanie, czy powierzchnie sił istnieją dla każdego pola magnetycznego, jakie może wystąpić w przyrodzie. Na pierwszy rzut oka wydawałoby się, że powierzchnie sił magnetycznych istnieją zawsze wtedy, gdy istnieją tzw. linie sił pola magnetycznego. Ale niestety tak nie jest, bo tylko lokalnie można przypisywać liniom sił — w każdym punkcie osobno — prostopadłe elementy płaszczyzny. Kwestia ich połączenia w powierzchnie — tzw. zagadnienie całkowalności — może być rozwiązane na podstawie równań Maxwella. Przeprowadzono to w pracy [5] i odpowiedź jest następująca. *Powierzchnie sił pola magnetycznego istnieją m. in. w ośrodkach izotropowych, pozbawionych prądów dla statycznych pól magnetycznych.* Istnieją również dla pól niestatycznych, jeśli  $\partial \mathbf{D} / \partial t$  jest prostopadłe do  $\mathbf{H}$  albo w obecności prądów o gęstości  $\mathbf{j}$ , jeśli  $\mathbf{j} + \partial \mathbf{D} / \partial t$  jest prostopadłe do  $\mathbf{H}$ .

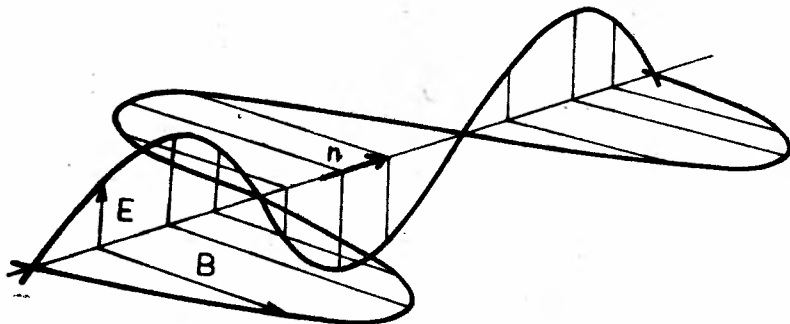
Linie sił pola elektrostatycznego miały tę własność, że zaczynały i kończyły się na ładunkach lub w nieskończoności. Podobnie jest dla powierzchni sił pola magnetosta-

tycznego — mają one swój brzeg na prądach elektrycznych lub sięgają do nieskończoności. Dostrzec to można we wszystkich podanych przykładach. Zauważmy też inną cechę: zwrot tych powierzchni zadany jest przez zwroty prądów na ich brzegach. Poza tym gęstość<sup>1</sup> tych powierzchni jest proporcjonalna do wartości indukcji magnetycznej. W przypadku pola jednorodnego owa gęstość jest stała, a wokół przewodu prostoliniowego — jak już zauważyliśmy — maleje jak  $1/\rho$  w miarę oddalania się od przewodu.

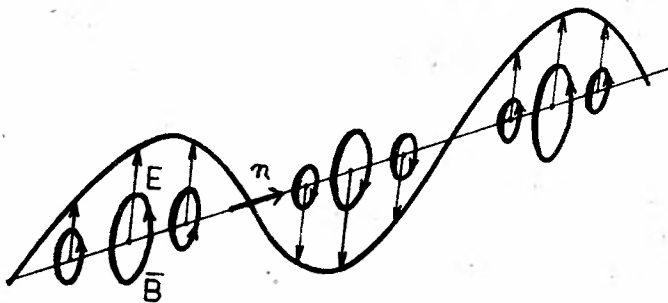
Można więc chyba się zgodzić z tym, że powierzchnie sił pola magnetycznego lepiej niż linie sił oddają własności tego pola, a wśród nich przede wszystkim bliski związek pola magnetycznego z prądami jako jego źródłami.

## 6. Płaskie fale elektromagnetyczne

Przypomnijmy obraz płaskiej fali elektromagnetycznej o polaryzacji liniowej. Wiemy, że jeśli  $n$  jest kierunkiem rozchodzenia się takiej fali, to wektor elektryczny  $E$  i magnetyczny  $B$  drgają prostopadłe do siebie i do wektora  $n$  (rys. 14).



Rys. 14. Obraz drgań płaskiej fali elektromagnetycznej



Rys. 15. Obraz drgań płaskiej fali elektromagnetycznej, gdy  $\vec{B}$  jest dwuwektorem

Jeśli wektory  $B$  w każdym punkcie zastąpimy przez prostopadłe do nich dwuwektory  $\vec{B}$ , to okaże się, iż leżą one w płaszczyźnie wyznaczonej przez  $E$  i  $n$ , co zilustrowaliśmy na rys. 15. Zorientowane kółka o różnej powierzchni odpowiadają na nim dwuwektorom

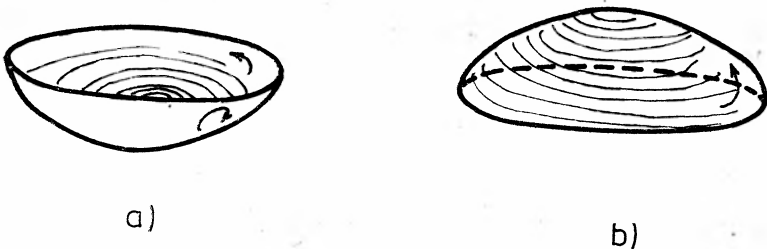
<sup>1</sup> Gęstość powierzchni sił trzeba rozumieć umownie — zresztą podobnie jak w elektrostatyce gęstość linii sił — jako liczbę powierzchni sił przecinających jednostkowy odcinek linii krzywej prostopadłej do nich.

$\vec{B}$  o różnej wartości. Widzimy, że przy stosowaniu dwuwektorów dla wielkości magnetycznych drgania elektryczne i drgania magnetyczne odbywają się w jednej płaszczyźnie wyznaczonej przez wektory  $\vec{E}$  i  $\vec{n}$ . Innymi słowy drgania całego pola elektromagnetycznego odbywają się w jednej płaszczyźnie przechodzącej przez kierunek rozchodzenia się fali!

W tradycyjnym języku płaszczyzna wyznaczona przez  $\vec{E}$  i  $\vec{n}$  jest prostopadła do płaszczyzny wyznaczonej przez  $\vec{B}$  i  $\vec{n}$ . W związku z tym przy wyborze tzw. płaszczyzny drgań świetlnych był element umowności. W nowym języku nie ma takiej umowności, gdyż  $\vec{E}$  i  $\vec{B}$  drgają w jednej płaszczyźnie przechodzącej przez  $\vec{n}$  i ją właśnie wybrano jako płaszczyznę drgań świetlnych. Tutaj mógłby ktoś zastrzec: „ale element umowności jest w samym wyborze dwuwektora  $\vec{B}$  zamiast wektora  $\vec{B}$ ”. Na to można odpowiedzieć, że otrzymana płaszczyzna drgań świetlnych jest wyróżniona fizycznie — to w niej właśnie działają obie siły: elektryczna i magnetyczna na ładunki próbne umieszczone w polu tej fali. A język dwuwektorowy pomaga jedynie ten fakt fizyczny unaocznic.

## 7. Trójwektory

Skoro zgodziliśmy się na posługiwanie się kierunkiem dwuwymiarowym, to łatwo postawić pytanie: czy można wprowadzić również kierunek trójwymiarowy? Odpowiedź na to pytanie jest twierdząca. Otóż kierunkiem jest tu przestrzeń trójwymiarowa z jednym z dwóch możliwych zwrotów tworzonych następująco. Można wziąć płaski krążek z zaznaczoną na nim wygiętą strzałką i wygiąć go jak plastelinę w jedną lub drugą stronę



Rys. 16. Dwa możliwe zwroty trójwektora

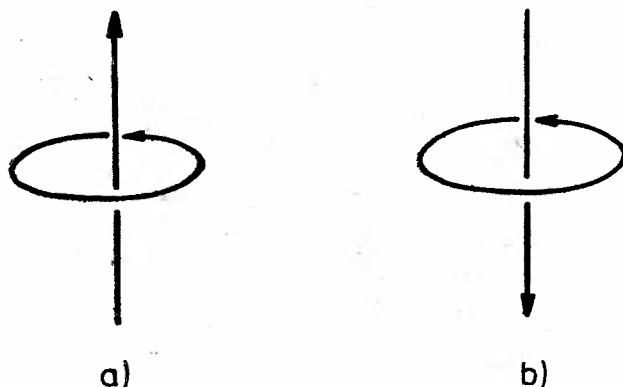
otrzymując coś w rodzaju czaszy (rys. 16). Oczywiście przy dowolnym obracaniu i przesuwaniu takiej czaszy w przestrzeni zwrot uważamy za ten sam, bo i tak czaszy a) z rys. 16 samym obracaniem i przesuwaniem nie przekształcimy w czaszę b).

Trójwektor to bryła z wprowadzonym wyżej trójwymiarowym zwrotom. Dopóki posługujemy się przestrzenią trójwymiarową, możliwe są tylko dwa przeciwne do siebie kierunki czyli kierunek trójwektora sprowadza się do zwrotu. Można więc powiedzieć, że trójwektor ma dwie istotne cechy: wartość (czyli objętość) oraz zwrot. Obrazem graficznym trójwektora jest bryła z umieszczoną w niej czaszą ze strzałką. Jako oznaczenie trójwektora wybierzemy literę z wężykiem, np.  $\vec{T}$ .

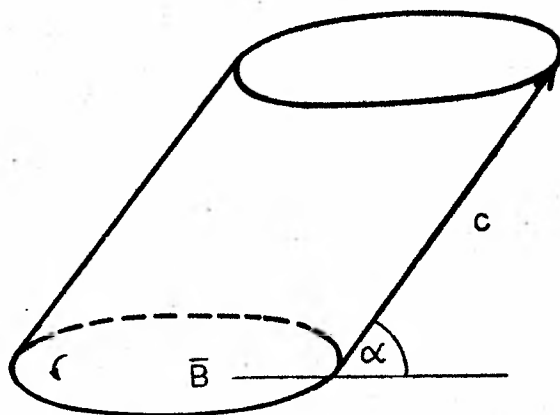
Zwrot trójwektora można też ilustrować wygiętą strzałką umieszczoną jedynie na powierzchni bryły, czyli na jej brzegu. Jest to odpowiednik zwrotu dwuwektora przedstawionego na rys. 2. Jeszcze inaczej na zwrot trójwektora można patrzeć jak na związek

ruchu obrotowego (najpierw płaski zorientowany krążek) z ruchem posuwistym (wygięcie brzegów krążka w jedną czy drugą stronę), czyli jak na skrętność śruby. Dlatego dwóm zwrotom a) i b) z rys. 16 odpowiadają dwa zwroty a) i b) z rys. 17.

Trójwektor można utworzyć z wektora  $c$  i dwuwektora  $\bar{B}$  w następujący sposób. Przykładamy wektor  $c$  do brzegu dwuwektora  $\bar{B}$  i potem przesuwamy go po tym brzegu tak



Rys. 17. Dwa możliwe zwroty trójwektora: a) śruba prawoskrętna, b) śruba lewoskrętna



Rys. 18. Iloczyn zewnętrzny wektora przez dwuwektor

aby powstał ukośnokątny walec o podstawie  $\bar{B}$  (rys. 18). W ten sposób zadane są obie cechy szukanego trójwektora  $\bar{T}$ : zwrot — czaszą jest dwuwektor  $\bar{B}$  wygięty w stronę wektora  $c$ ; wartość to objętość walca, czyli

$$|\bar{T}| = |\bar{B}| |c| \sin \alpha,$$

gdzie  $\alpha$  jest kątem między płaszczyzną  $\bar{B}$  a wektorem  $c$ . Opisane w ten sposób działanie przypisujące wektorowi  $c$  i dwuwektorowi  $\bar{B}$  trójwektor  $\bar{T}$  nazywa się *iloczynem zewnętrznym wektora przez dwuwektor* i oznaczane jest również znakiem klina

$$\bar{T} = c \wedge \bar{B}.$$

Trójwektor można również uważać za iloczyn zewnętrzny trzech wektorów

$$\tilde{T} = c \wedge (a \wedge b).$$

Dzięki łączności iloczynu zewnętrznego (tutaj tego nie wyprowadzamy, można to znaleźć np. w [4]) zapisujemy to opuszczając nawias:

$$\tilde{T} = c \wedge a \wedge b.$$

Ponieważ wszystkie trójwektory można uznać za równoległe (ale tylko w przestrzeni trójwymiarowej), bo oprócz wartości mogą się różnić wyłącznie zwrotami, czyli znakami, to stąd wnosimy, że zbiór trójwektorów w przestrzeni 3-wymiarowej jest izomorficzny ze zbiorem liczb rzeczywistych, czyli skalarów, które też poza wartością mogą się różnić tylko znakiem. Jednakże trójwektory zachowują się inaczej niż skalary przy odwracaniu układu współrzędnych. Otóż zmieniają one wtedy znak na przeciwny, a skalary — jak wiemy — nie zmieniają go. Wobec tego przy konstruowaniu wspomnianego izomorfizmu trójwektorów w liczby rzeczywiste trzeba stwierdzić, że otrzymuje się raczej pseudoskalary.

Pseudoskalar  $T$  odpowiadający trójwektorowi  $\tilde{T} = a \wedge b \wedge c$  ma postać  $T = (a \times b) \cdot c$ , co dowodzi, iż trójwektor ma bliski związek z iloczynem mieszanym trzech wektorów. Przy tym zachodzi następująca zależność między znakami i zwrotami: jeśli  $(a \times b) \cdot c > 0$ , to trójwektor  $\tilde{T}$  ma skrętność prawą, a jeśli  $(a \times b) \cdot c < 0$ , to  $\tilde{T}$  jest lewoskrętny i na odwrót.

Jakie wielkości fizyczne mają charakter trójwektorowy? Oczywiście takie, co zdają sprawę z cech lub procesów, w których istotna jest skrętność prawa lub lewa. A poza tym takie, które dotychczas były znane jako pseudoskalary.

Przykładem trójwektora może być skrętność (*helicity*) cząstki elementarnej obdarzonej krętem wewnętrznym, czyli spinem  $\bar{s}$  (już domyślamy się z wcześniejszych rozważań, że powinien to być dwuwektor). Otóż skrętność to iloczyn zewnętrzny spinu  $\bar{s}$  i wektora jednostkowego  $\hat{p}/|p|$  wzdłuż pędu  $p$  tej cząstki

$$\hat{h} = \frac{p}{|p|} \wedge \bar{s} = \frac{p \wedge \bar{s}}{|p|}.$$

Wiadomo, że możliwe są dwie skrętności: lewa i prawa. Chyba łatwiej nam będzie to ogarnąć, jeśli posłużymy się trójwektorowym obrazem tej wielkości fizycznej.

Innym przykładem trójwektora jest spiralność płaskiej fali elektromagnetycznej o polaryzacji eliptycznej, którą proponuję określić następująco:

$$\tilde{S} = \frac{1}{w} n \wedge E \wedge \frac{\partial E}{\partial z},$$

gdzie  $E$  — natężenie pola elektrycznego,  $n$  — wektor jednostkowy w kierunku rozchodzenia się fali,  $z$  — współrzędna położenia w tym samym kierunku,  $w$  — gęstość energii pola elektromagnetycznego tej fali. Zwrot tego trójwektora to po prostu skrętność linii śrubowej, jaką zakreślają końce wektorów  $E$  wziętych wzdłuż dowolnej prostej równoległej do  $n$ .



## 8. Zakończenie

Omówione w tym artykule dwuwektory i trójwektory, a także znane nam dobrze wektory i skalary obejmuje się łączną nazwą *wielowektorów*. Przy tym skalar to wielowektor zerowego rzędu, wektor — pierwszego, dwuwektor — drugiego, trójwektor — trzeciego rzędu.

Są do pomyślenia również twory czwartego i wyższych rzędów, ale do tego nie wystarczy już przestrzeń trójwymiarowa. W sensie matematycznym istnieją one w przestrzeniach o odpowiednio dużej liczbie wymiarów, a Czytelnik po przeczytaniu niniejszego artykułu mógłby chyba łatwo podać definicję czwórwektora i ogólniej  $n$ -wektora. Czwórwektory przydają się w relatywistycznym ujęciu elektrodynamiki, gdy posługujemy się czterowymiarową czasoprzestrzenią.

Warto tu wspomnieć o jeszcze jednym ciekawym spostrzeżeniu z elektrodynamiki relatywistycznej. Otóż w czterowymiarowej czasoprzestrzeni zarówno pole magnetyczne jak i elektryczne są dwuwektorami i łączą się w jeden dwuwektor pola elektromagnetycznego znany z wykładów elektrodynamiki jako antysymetryczny tensor pola elektromagnetycznego. Wyjaśnione jest to bliżej w rozdz. 5 pracy [6] a także w artykule [7].

Na zakończenie chciałbym wyraźnie zaznaczyć, że nie postuluję całkowitego usunięcia wektorów osiowych z fizyki. Mają one wszak wiele zalet rachunkowych czy graficznych (o wiele trudniej narysować powierzchnie niż linie). Uważam tylko, że w procesie nauczania powinno znaleźć się miejsce na wskazanie istotnej dwuwektorowej natury pewnych wielkości fizycznych. Potem można stwierdzić, że istnieje równoważny opis matematyczny (odwzorowanie Hodge'a) pozwalający zastąpić je przez wektory osiowe, co czasem upraszcza pewne obliczenia czy obrazy graficzne. Ale z pewnością jestem przeciwny takim tworum, jak linie sił pola magnetycznego. Jeśli już koniecznie chcemy się nim posługiwać, to raczej pod inną nazwą, np. „linie osi pola magnetycznego” „linie wektorowe pola magnetycznego” lub jakoś podobnie.

### Literatura

- [1] *Słownik języka polskiego*, red. M. Szymczak, t. 1, PWN, Warszawa 1978.
- [2] A. K. Wróblewski, J. A. Zakrzewski, *Wstęp do fizyki*, t. 1, PWN, Warszawa 1976, str. 64 — 66.
- [3] R. S. Ingarden, A. Jamiolkowski, *Elektrodynamika klasyczna*, PWN, Warszawa 1980, str. 176 i 266.
- [4] N. W. Jefimow, E. R. Rozendorn, *Algebra liniowa wraz z geometrią wielowymiarową*, PWN, Warszawa 1974, rozdz. 10.
- [5] B. Jancewicz, *Eur. J. Phys.* **1**, 179 (1980).
- [6] B. Jancewicz, *Wielowektory w elektrodynamice*, Wydawnictwo Uniwersytetu Wrocławskiego, Wrocław 1981.
- [7] D. Hestenes, *Am. J. Phys.* **39**, 1013 (1971).

*Bogna Frejlik*  
*Włodzimierz Zych*

Instytut Fizyki Politechniki Warszawskiej  
 Warszawa

*Anna Kaczorowska*

XXXV Liceum Ogólnokształcące im. B. Prusa  
 Warszawa

## **Analiza egzaminów wstępnych na politechniki**

### **Analysis of Entrance Examination to Technical Universities**

*Abstract:* Analysis of entrance examinations to the Warsaw Technical University is given. The suggestion is put forward that from such an analysis it is possible to get important information about the conformity of school program of physics with requirements of the university and about methods of physics teaching at schools.

Jest chyba truizmem stwierdzenie, że dla teorii, a tym bardziej dla praktyki kształcenia akademickiego, podstawową rolę odgrywają dobrze przygotowani absolwenci szkół średnich. Dla uczelni technicznych szczególnie ważne jest przygotowanie z fizyki, ponieważ fizyka stanowi podstawę, na której buduje się cały proces kształcenia technicznego. Stąd sprawdzianem przygotowania absolwenta szkoły średniej do studiów technicznych jest wstępny egzamin z fizyki.

Nauczanie fizyki oraz sprawdzian ze znajomości tego przedmiotu ma jeszcze inny, dodatkowy aspekt. Słynny współczesny szwajcarski psycholog i pedagog, prof. J. Piaget (zm. w 1980 r.) uważał, że rola fizyki jest istotna nie tylko z tego powodu, że fizyka wyjaśnia otaczające nas zjawiska natury, ale również dlatego, że metoda „fizycznego” myślenia jest najbardziej adekwatną metodą myślenia człowieka w ogóle. Piaget widzi fizykę jako przedmiot nauczania, który bardziej wpływa na intelektualny rozwój młodego człowieka niż jakakolwiek dziedzina naukowa, której celem jest konfrontacja doświadczenia z teorią i uważa, że umiejętności nabyte w czasie studiowania fizyki pozostają po skończeniu szkoły już na całe życie. Chodzi tu o nabytą umiejętność widzenia powiązań, prawidłowości, umiejętność uogólniania i ilościowego (liczbowego) przedstawiania badanych zjawisk.

Problem nauczania fizyki staje się ważnym elementem dydaktycznym na wszystkich szczeblach nauczania, ale na szczeblu zetknięcia się szkoły średniej ze szkołą wyższą (tj. w czasie egzaminu wstępnego na wyższą uczelnię) można szczególnie wyraźnie ocenić zalety i wady stosowanego systemu dydaktycznego tego przedmiotu w okresie jego nauczania w szkole średniej.

Biorąc zatem pod uwagę rolę fizyki w kształceniu politechnicznym, można uważać, że kandydaci idący na studia do uczelni technicznej powinni mieć w pełni opanowany program fizyki szkoły średniej. Tylko wtedy możliwy jest prawidłowy tok studiów. Nie ma bowiem zbędnego powtarzania materiału, nie ma dodatkowych obciążeń studenta uzupełnianiem wiadomości w ramach pracy własnej. Kto ma dobre wyniki w matematyce i fizyce na pierwszym roku — jest dobrym studentem, ma zapewniony z reguły pomyślny start. Proces adaptacji na uczelni technicznej maturzysty z dobrym przygotowaniem matematyczno-fizycznym jest krótszy i satysfakcjonujący początkowego studenta od pierwszych dni.

O tym, z jakimi studentami będziemy mieli do czynienia, w dużym stopniu możemy zorientować się już bezpośrednio po wynikach egzaminów wstępnych. Samo jednak statystyczne zestawienie ocen nie daje odpowiedzi na pytanie głębsze — dlaczego takie a nie inne oceny występują. Wydaje się, że niedocenionym a niezwykle bogatym materiałem, który może być podstawą uzyskania odpowiedzi na wiele pytań, są prace egzaminacyjne z egzaminów wstępnych na wyższe uczelnie. Wnikliwa analiza tych prac i statystyczne opracowanie ich pozwoliłoby na uzyskanie odpowiedzi na wiele istotnych pytań. Doceniając znaczenie tego, utworzono na Politechnice Warszawskiej zespół, który zajął się pracą nad problemami sformułowanymi następująco:

1) Ocena programu fizyki w szkole średniej z punktu widzenia przydatności do studiów na uczelni technicznej, na podstawie analizy egzaminów wstępnych na Politechnice Warszawskiej; 2) przygotowanie z fizyki w szkole średniej na podstawie analizy wyników egzaminów wstępnych i ocena z fizyki na pierwszym roku studiów.

Jest oczywiste, że praca nad tymi problemami musi być koniecznie prowadzona przez zespół składający się z przedstawicieli szkoły średniej i wyższej uczelni. Jest chyba też dobrze, że ostateczny sprawdzian przygotowania do studiów robiony jest przez nauczycieli akademickich, którzy mając na ogół lepszy kontakt ze współczesnymi zagadnieniami fizyki i jej zastosowaniami, mogą drogą pośrednią wpływać na aktualizację naukową programów szkolnych, nie podważając podstawowej wagi pracy nauczyciela przygotowującego młodzież do matury.

A teraz kilka przykładowych pytań, na które chcemy uzyskać odpowiedzi. W jakim stopniu programy szkoły średniej spełniają oczekiwania uczelni? Czy ewentualne zaniedbania jakiegoś działu nie będą odbijały się wyraźnie na dalszych studiach tego przedmiotu — przynajmniej w trudnym okresie początkowym? Czy winę za zaistniałą sytuację ponosi nauczyciel czy podręcznik, który jest wykładnikiem programu szkolnego? Czy prawdziwe są głosy, że wymagania egzaminacyjne wykraczają poza program szkolny? Jaka dodatkowa — dostępna literatura może uzupełnić na bieżąco braki programowe? Warto też zwrócić uwagę na znalezienie szkół wybitnych, z którymi należałoby współpracować. Byłoby również interesujące, aby prześledzić i dać ocenę statystyczną losów kandydatów, którzy zdali bardzo dobrze i porównać uzyskane przez nich oceny z fizyki na pierwszym roku. Dałoby to odpowiedź na pytanie, czy szkoła wyższa umożliwiła rozwój zainteresowań i umiejętności ucznia w tej tak podstawowej dziedzinie studiów. Te wszystkie analizy powinny mieć dodatkowe znaczenie w dyskusji nad ewentualnymi punktami preferencyjnymi dla kandydatów z tzw. regionalnych szkół.

Ważnym problemem badań będzie prawdopodobnie uchwycenie istotnych luk w przygotowaniu absolwenta szkoły średniej, wynikających z braków merytorycznych i wad

dydaktycznych w nauczaniu fizyki w szkole średniej. Podane będą też sugestie dotyczące modyfikacji programu oraz metody dydaktycznej prowadzących do optymalnego przygotowania absolwentów z punktu widzenia przydatności tego przygotowania do studiów na uczelni technicznej (np. sprawa roli zajęć rachunkowych, aktywnego uczestnictwa w pracowni fizycznej itp.). Prawdopodobnie będzie można porównać sposób prowadzenia egzaminów wstępnych i przygotowanie kandydatów u nas i za granicą.

Na podstawie doświadczeń z pracy ze studentami pierwszego roku wydaje się często, że braki w ich przygotowaniu z fizyki wypływają nie tylko z ich braku wiadomości, ale nieumiejętności ich interpretacji, niewidzenia zjawisk w ich współzależności i spójności. Maturzyści znają wiele faktów, ale ich często nie rozumieją. Trzeba podkreślić zatem konieczność takiej metody procesu dydaktycznego, która zapewni zrozumienie struktury przedmiotu jako całości. Tu właśnie niezwykle kształcące są zadania problemowe wymagające zastosowania kilku działów fizyki.

Przeżywamy obecnie w różnych krajach i w różnym stopniu — ale na pewno na całym świecie — kryzys tradycyjnego modelu szkoły i nauczania szkolnego. To zjawisko szczególnie wiąże się z nauczaniem fizyki. Szybszy niż kiedykolwiek dotąd rozwój techniki i coraz ściślejsze powiązania techniki z naukami przyrodniczymi opiera się na fizyce i wykorzystuje fizykę. Ten rozwój wiedzy przyrodniczej powiązany jest z rolą, jaką odgrywa fizyka w działalności poznawczej, cywilizacyjnej i kulturotwórczej człowieka. Fizyka, stanowiąca podstawę zastosowań technicznych, musi i powinna przygotować społeczeństwo w ramach obowiązkowego poziomu kształcenia do znajomości podstawowych praw fizycznych — w celu zrozumienia działania współczesnego życia, wypełnionego urządzeniami i przyrządami nas otaczającymi.

Wyniki naszej pracy mogłyby być wykorzystane szczególnie obecnie, gdy reforma naszego szkolnictwa ma być zrealizowana nie poprzez reformę struktury, ale poprzez reformę programu i metod dydaktycznych, za pomocą których będzie ten program realizowany. Osoby bliżej zainteresowane poruszoną problematyką odsyłamy do czasopisma *Fizyka w szkole* (1983), gdzie ukażą się dwa początkowe (z cyklu) artykuły pt.:

1) „Analiza egzaminów wstępnych z fizyki na Politechnikę Warszawską w świetle programu nauczania przedmiotu w szkole średniej oraz propozycja modelowego tekstu egzaminacyjnego”;

2) „Uwagi o realizacji wybranych zagadnień programu fizyki liceum ogólnokształcącego na podstawie analizy wyników egzaminu wstępnego na Politechnikę Warszawską w 1979 roku”.

## NOWOŚCI NAUKOWE

*Andrzej Graja*Instytut Fizyki Molekularnej PAN  
Poznań**Nadprzewodniki organiczne — marzenia i rzeczywistość****Organic Superconductors: Dreams and Reality**

*Abstract:* After a brief introduction to superconductivity in organic systems, a new mechanism of superconductivity, the so-called exciton mechanism, is analyzed. Experimental studies of physical properties of the conducting cation radical salts  $(TMTSF)_2X$  are described. Evidence for the existence of a superconducting state in the quasi one-dimensional organic conductors  $(TMTSF)_2X$  is also presented.

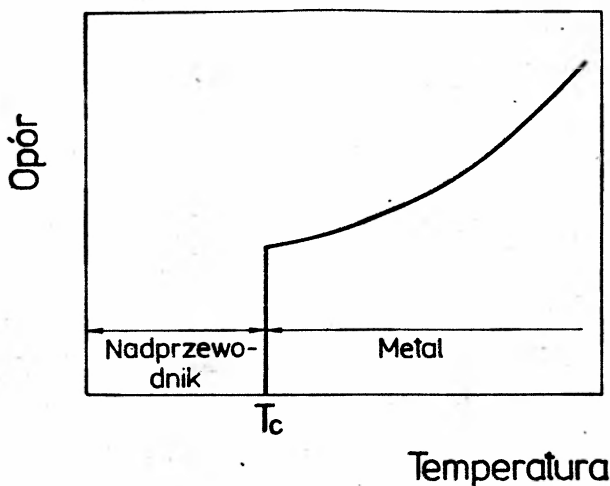
**1. Wstęp**

Publikując trzy lata temu na łamach *Postępów Fizyki* [1] uwagi o jednowymiarowych układach molekularnych podkreślaliśmy ich wyjątkowe własności fizyczne, własności, które w sposób istotny wyróżniają organiczne ciała stałe spośród innych układów krystalicznych. Pokazaliśmy m. in., że organiczne, jednowymiarowe układy jonorodnikowe przypominają metale z powodu częściowego wypełnienia pasma przewodnictwa, przypominają także izolatory magnetyczne przez obecność niesparowanych elektronów, przypominają też kryształy molekularne, ponieważ zbudowane są z cząsteczek organicznych zlokalizowanych w węzłach sieci krystalicznej, przypominają wreszcie nieorganiczne sole jonowe ze względu na znaczny wkład oddziaływań elektrostatycznych do energii wiązania. Te właściwości, w połączeniu z nieograniczonymi wprost możliwościami modyfikowania układu (dzięki osiągnięciom współczesnej chemii organicznej) powodują, że własności fizyczne quasi-jednowymiarowego kryształu molekularnego można zmieniać w niemalże dowolnych granicach.

W końcu lat siedemdziesiątych fizycy intensywnie badali półprzewodniki i metale organiczne [2—8] mając nadzieję zrealizowania hipotezy Little'a [9], mówiącej o możliwości wystąpienia stanu nadprzewodzącego w wysokich temperaturach w specyficznych układach organicznych. Minęło jednak ponad piętnaście lat, zanim ta śmiała i dzięki swej kontrowersyjności stymulująca hipoteza doprowadziła do odkrycia nadprzewodnictwa w kryształach organicznych [10].

## 2. Nadprzewodnictwo „klasyczne” (fononowe) i ekscytonowe

Wbrew pozorom nadprzewodnictwo jest zjawiskiem dość powszechnym w czystych metalach i niektórych stopach. Obecnie znamy blisko 2000 nadprzewodników, wykazujących te własności w temperaturach tzw. helowych, czyli kilka do kilkunastu stopni powyżej zera bezwzględnego. Zupełnie nieliczne układy mają temperaturę krytyczną powyżej 20 K (np. stop  $\text{Nb}_3\text{Ge}$  — 23,2 K), a więc zbliżoną do tej, jaka zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi uważana jest za górną granicę występowania zjawiska.



Rys. 1. Zależność temperaturowa oporu elektrycznego metalu, który w temperaturze  $T_c$  staje się nadprzewodnikiem; w stanie nadprzewodzącym opór materiału jest równy zeru

Nadprzewodnictwo jest zjawiskiem pojawiającym się gwałtownie w określonej temperaturze; widać to wyraźnie na rys. 1, który jest przypomnieniem najbardziej podstawowej cechy efektu. Opór elektryczny metalu (rys. 1) maleje wraz z temperaturą początkowo dość szybko, by następnie, w temperaturze krytycznej  $T_c$ , zniknąć zupełnie. Podkreślić trzeba, że metal, który przeszedł w stan nadprzewodzący, nie ma oporu małego czy bardzo małego — ma po prostu opór zerowy.

Podobnie progowy charakter ma zmiana własności magnetycznych układu po przejściu do stanu nadprzewodzącego. W stosunkowo niskich polach magnetycznych nadprzewodnik wykazuje właściwości diamagnetyczne. Oznacza to, że linie sił pola magnetycznego wyrzucane są z objętości materiału po przekroczeniu temperatury  $T_c$ ; zjawisko to zwane jest efektem Meissnera. W polach o natężeniu przewyższającym  $H_c$  materiał traci własności nadprzewodzące.

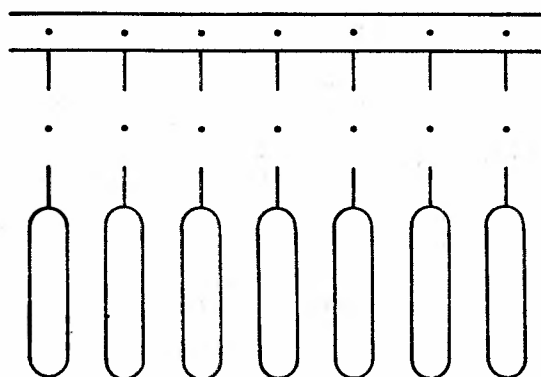
Trzeba również wspomnieć o tzw. nadprzewodnikach drugiego rodzaju, które w polach  $H < H_{c1}$  są doskonale diamagnetyczne, w polach  $H > H_{c2}$  tracą właściwości nadprzewodzące i stają się normalnymi metalami, natomiast w obszarze pośrednim, dla  $H_{c1} < H < H_{c2}$ , obserwuje się narastającą penetrację pola magnetycznego do wnętrza, a materiał znajduje się w stanie przejściowym, w stanie współzawodnictwa między diamagnetyczną fazą nadprzewodzącą a fazą metaliczną.

Impulsem dla intensyfikacji poszukiwań nowych materiałów nadprzewodzących było odkrycie przez Jérôme'a i Bechgaarda w 1980 r. nadprzewodnictwa w materiałach organicznych [10]. Odkrycie to poprzedzała długa i głęboka dyskusja nad możliwością wystąpienia stanu nadprzewodzącego w substancjach organicznych. Rozważania na ten temat zapoczątkowane zostały przez Little'a w 1964 r. [9] propozycją nowego mechanizmu nadprzewodnictwa zwanego mechanizmem ekscytonowym.

Istotna różnica między mechanizmem ekscytonowym a fononowym sprowadza się do przyczyny tworzenia się par elektronowych. Little uważa bowiem, że siły przyciągające między dwoma elektronami mogą być wynikiem wymiany ekscytonów, a nie, jak w parach Coopera, fononów. Ta modyfikacja ma pierwszorzędne znaczenie dla określenia temperatury krytycznej czyli temperatury, poniżej której może wystąpić nadprzewodnictwo.

Zgodnie z teorią Bardeena, Coopera i Schrieffera [11] temperatura przemiany  $T_c$

### Polimer organiczny



### Molekuły silnie polaryzowalne

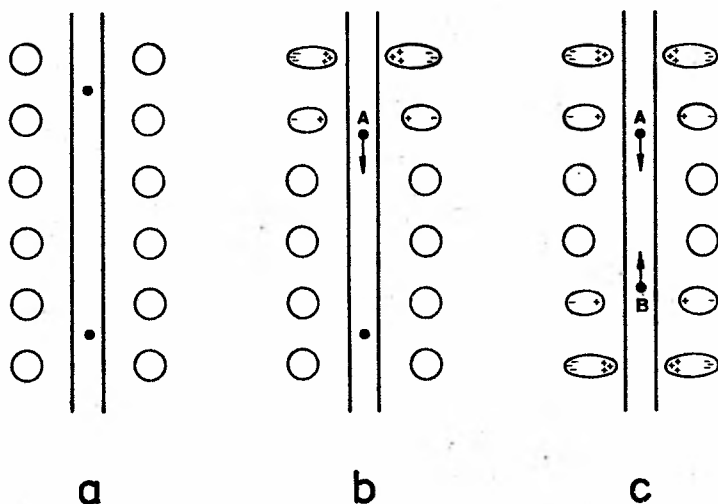
Rys. 2. Hipotetyczny nadprzewodzący układ organiczny zbudowany z liniowego polimeru pełniącego rolę osi przewodzącej i sprzężonych z nim molekuł silnie polaryzowanych (wg Little'a [9])

zależy od energii drgań sieci, albo inaczej od energii fononów, dzięki którym tworzą się pary elektronowe oraz od właściwości samej sieci, wyrażonej przez energię oddziaływań elektron-elektron. Energia fononów sieci krystalicznej jest rzędu  $10^2$  K ( $10^{-2}$  eV), co przy założeniu umiarkowanych oddziaływań elektron-elektron, takich jakie występują w kryształach rzeczywistych, prowadzi do temperatury krytycznej poniżej 25-30 K. I rzeczywiście, znane dotychczas nadprzewodniki mają temperatury przemiany nie przekraczające tej wartości.

Zgodnie z koncepcją Little'a [9], pary elektronowe mogą się również tworzyć dzięki wymianie ekscytonów, a więc kwantów o energiach znacznie wyższych, rzędu  $10^4$ - $10^5$  K. Uproszczone rachunki prowadzą do wniosku, że w układach z dostatecznie silnymi oddziaływaniami elektron-elektron można spodziewać się bardzo wysokich temperatur krytycznych. Taki wniosek, pomimo że wyciągnięty z dość kontrowersyjnych rozważań,

musiał pobudzić fizyków do ścisłego przeanalizowania tego mechanizmu, a chemików do syntezy materiałów, w których wspomniane zjawisko mogłoby wystąpić.

Zgodnie z rozważaniami Little'a materiały takie winny spełniać następujące warunki: 1) powinny być zbudowane z gęsto upakowanych polaryzowalnych molekuł, 2) elektrony przewodnictwa winny być skoncentrowane wzdłuż osi jednowymiarowych kolumn i 3) powinny one mieć możliwość swobodnego przemieszczania się wzdłuż osi kolumn, prostopadłych do płaszczyzn molekuł organicznych. Little proponował pierwotnie [9], by nadprzewodzący układ zbudować z organicznego polimeru spełniającego rolę przewodzącej osi i dołączonych do niego silnie polaryzowalnych molekuł, podobnych do barwników organicznych (rys. 2).



Rys. 3. Ilustracja mechanizmu tworzenia się par elektronowych w wyniku sprzężeń elektronów przewodnictwa z chmurą elektronową polaryzowalnych molekuł. Rysunek a) sytuacja statyczna, chmury elektronowe molekuł są niezaburzone. Jeśli elektron przewodnictwa A porusza się wzdłuż osi przewodzącej (b), powoduje on deformację chmury elektronowej molekuł bocznych. Indukowany w ten sposób ładunek dodatni osiąga wartość maksymalną wtedy, gdy elektron minie rozważaną molekułę. Do indukowanego przez elektron A zgrupowania ładunków dodatnich przyciągany jest elektron B (c), który porusza się w kierunku przeciwnym niż elektron A. Taki zespół dwóch elektronów sprzężonych tym samym wzbudzeniem molekuł bocznych jest analogiczny do par Coopera i zdaniem Little'a [9] powinien pojawić się w odpowiednich układach organicznych dając efekt nadprzewodnictwa

Elektron przemieszczający się wzdłuż osi przewodzącej deformuje chmurę elektronową molekuł bocznych (rys. 3b) albo inaczej, indukuje na nich ładunki dodatnie. Indukowany w ten sposób ładunek osiąga wartość maksymalną nie wtedy gdy elektron przewodnictwa jest naprzeciw rozważanej molekuły, lecz nieco później (ze względu na skończoną częstość oscylacji elektronowych w molekułach bocznych). Tak więc obszar, w którym indukuje się najsilniejszy ładunek dodatni, podąża nieco za stymulującym go elektronem przewodnictwa. Do takiego zgrupowania ładunku dodatniego będzie oczywiście przyciągany elektron (rys. 3c), poruszający się w kierunku przeciwnym niż rozważany. Obydwa elektrony można uważać więc za pewnego rodzaju parę związaną tym samym wzbudzeniem elektronowym,



parę analogiczną do par Coopera, których obecność spowodowana jest, jak wiadomo, wymianą elementarnych wzbudzeń fononowych. Para Coopera jest więc zespołem dwóch elektronów poruszających się w cieple stałym z taką samą prędkością, lecz w przeciwnych kierunkach. Ponieważ para taka jest złożona z dwóch cząstek elementarnych, jej własności są całkowicie odmienne od tych jakie wykazuje pojedynczy elektron. Skorelowany ruch par elektronowych w przewodniku jest zjawiskiem kolektywnym, odbywającym się bez absorbowania energii, a więc jest efektem zwanym nadprzewodnictwem.

Jak już wspominaliśmy, temperatura krytyczna zależy od energii wiążącej parę elektronową. Energia wzbudzeń elektronowych (ekscytonów) jest rzędu kilku elektronowoltów, czyli jest znacznie wyższa od energii drgań sieci (fononów), które charakteryzuje energia rzędu ułamka elektronowolta. Temperatura ta zależy również od własności sprężystych sieci i jest tym wyższa im sieć jest bardziej deformowalna. Dlatego też uzasadnione jest przekonanie, że nadprzewodnictwo „ekscytonowe” powinno być obserwowalne w znacznie wyższych temperaturach niż „klasyczne” nadprzewodnictwo „fononowe”. Rachunki Little'a prowadzą do wniosku, że temperatury krytyczne w kryształach organicznych mogą nawet znacznie przewyższać temperaturę pokojową.

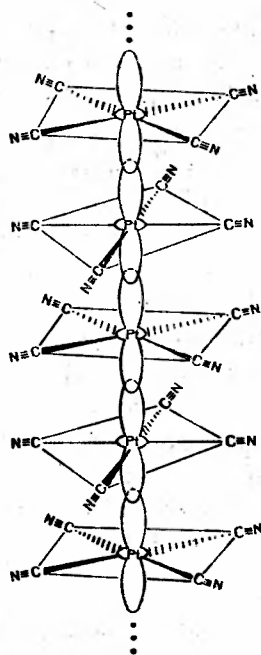
### 3. Jak zbudować nadprzewodzący układ organiczny?

Schemat układu organicznego, w którym może wystąpić nadprzewodnictwo ekscytonowe, zaproponowany przez Little'a [9] (rys. 2) traktować można jedynie jako wskazówkę sugerującą zasadnicze cechy ewentualnego układu rzeczywistego. Idąc za tą sugestią odnajdujemy co najmniej trzy klasy związków quasi-jednowymiarowych, spełniające wymagania stawiane potencjalnym nadprzewodnikom organicznym.

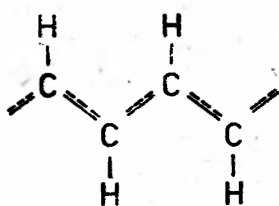
Jedną z możliwości to obszerna klasa częściowo utlenionych związków metalo-organicznych. Typowym przykładem jest układ zbudowany z płaskich anionów czterocyjanoplatyny ułożonych w liniowej kolumnie (rys. 4). Rolę jonu kompensującego ładunek dodatni kolumny spełnia niestechiometryczny brom. Pomimo obecności liniowego łańcucha atomów platyny (lub indu), pełniącego rolę ścieżki elektronicznej i płaskich, kwadratowych ligandów uporządkowanych równoległe do siebie, wzdłuż osi przewodzącej, w układach tego typu nie obserwowano dotychczas zjawiska nadprzewodnictwa.

Wielkie nadzieje pokładano w quasi-jednowymiarowych polimerach, szczególnie w poliacylenie  $(CH)_x$  (rys. 5). Polimer ten w stanie czystym jest izolatorem o przewodnictwie poniżej  $10^{-8} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ , jednakże po wprowadzeniu domieszki, zależnie od jej charakteru, przewodnictwo poliacylenu wzrasta o 10 i więcej rzędów wielkości. Odpowiednio zdomieszkowany poliacylen staje się więc substancją o przewodnictwie metalicznym; jednakże jak dotychczas nie obserwowano przejścia z tej fazy do fazy nadprzewodzącej [12, 13].

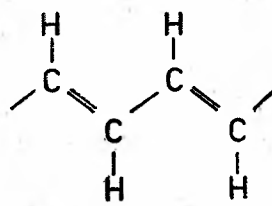
Układem nieorganicznym o podobnej budowie do poliacylenu jest  $(SN)_x$ . Polimer ten wykazuje wysokie przewodnictwo elektryczne, a w temperaturze około 0,3 K przechodzi w stan nadprzewodzący [14]. Pomimo silnej anizotropii tego układu, sugerującej właściwości quasi-jednowymiarowe,  $(SN)_x$  jest anizotropowym metalem trójwymiarowym a występujące w nim nadprzewodnictwo jest klasycznym efektem fononowym, spełniającym założenia teorii Bardeena, Coopera i Schrieffera [11]. Podkreślić jednak trzeba, że układ ten



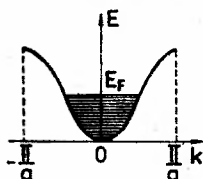
Rys. 4. Kolumna quasi-jednowymiarowa  $[\text{Pt}(\text{CN})_4]^{x-}$



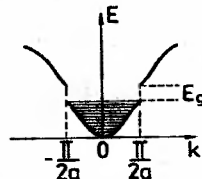
łańcuch regularny



łańcuch zdimerzowany



a

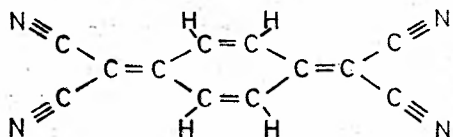


b

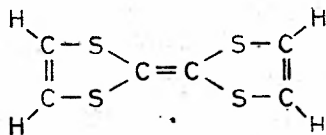
Rys. 5. Łańcuch poliacytenu zbudowany z wielkiej liczby wiązań sprzężonych  $(-\text{C}=\text{C}-\text{C}=\text{C}-)_x$ , determinujących jego własności elektronowe. Gdyby długość wszystkich wiązań była jednakowa (a), pasmo energetyczne byłoby wypełnione w połowie (dolna część rys. a) i łańcuch wykazywałby własności metaliczne. Korzystniejszy energetycznie jest układ zdimerzowany (b), z wiązaniami podwójnymi i pojedynczymi na przemian. Obniżenie symetrii powoduje pojawienie się przerwy energetycznej  $E_g$ , poniżej której pasmo jest całkowicie wypełnione, natomiast powyżej jest puste

jest pierwszym (i jedynym jak dotychczas) polimerem nadprzewodzącym, a oprócz tego jest materiałem zbudowanym z pierwiastków lekkich, dla których nie obserwowano dotąd nadprzewodnictwa.

Trzecia grupa potencjalnych nadprzewodników organicznych wywodzi się z jednowymiarowych kompleksów z przeniesieniem ładunku i soli jono-rodnikowych. Typowymi przedstawicielami tej grupy materiałów są układy zbudowane z płaskich, silnie aktywnych chemicznie molekuł czterocyjano-p-chinodwumetanu czyli TCNQ [1]. Jon rodnikowy



TCNQ<sup>•-</sup> ma jeden elektron na swym najwyższym orbitalu molekularnym typu  $\pi$  i wykazuje tendencję do tworzenia struktury pasmowej. Przy zaniedbaniu innych oddziaływań, materiał zbudowany z uporządkowanych w jednowymiarowych kolumnach jonów TCNQ<sup>•-</sup> powinien być metalem, jako że posiada jeden elektron na molekułę czyli pasmo energetyczne wypełnione w połowie. Pomimo wielkiej liczby metalicznych układów tego typu [6, 7]) mających przewodnictwo elektryczne w temperaturze pokojowej rzędu  $10^2 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ , jedynie kompleksy TCNQ z czterotiofulwalenem (TTF) i niektórymi jego pochodnymi,



wykazują gwałtowny, bardzo silny wzrost przewodnictwa elektrycznego w temperaturach rzędu kilkudziesięciu kelwinów tzn. zbliżonych do temperatury przemiany fazowej. W temperaturze przemiany przewodnictwo osiąga wartość rzędu  $10^5 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$  [15] (a więc skończoną) i jest interpretowane jako fluktuacja związana z przejściem fazowym typu metal-izolator.

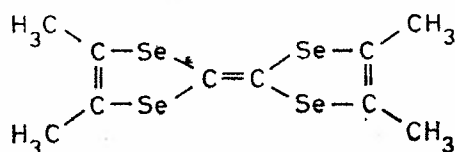
W stanie krystalicznym kompleks TTF-TCNQ zbudowany jest z quasi-jednowymiarowych kolumn zarówno donora elektronów (TTF) jak i akceptora (TCNQ) [1]. W przeciwieństwie do soli prostych TCNQ, w TTF-TCNQ występuje częściowe przeniesienie ładunku od donora do akceptora. Fakt ten umożliwia transport ładunków elektrycznych zarówno wzdłuż kolumn TCNQ<sup>-</sup> jak i TTF<sup>+</sup>; oczywiście płaskie molekuly tworzące układ TTF-TCNQ ułożone są równoległe do siebie i tak blisko, że orbitale molekularne sąsiadów przekrywają się wzajemnie.

Z punktu widzenia modelu Little'a układ TTF-TCNQ wydawał się odpowiedni do zrealizowania warunków niezbędnych, by wystąpiło nadprzewodnictwo. Poszukiwano więc w nim efektu nie tylko w najniższych temperaturach, ale również pod wysokim ciśnieniem. Ten ostatni czynnik zastosowano, by uzyskać określoną modyfikację struktury krystalicznej TTF-TCNQ. Trzeba podkreślić, że materiały organiczne są bardzo ściśliwe i, jak łatwo się przekonać, można uzyskać kilkuprocentowe zmniejszenie parametrów komórki elementarnej przykładając umiarkowane ciśnienia, około 10 kbarów.

#### 4. Dlaczego potrzebne są wysokie ciśnienia?

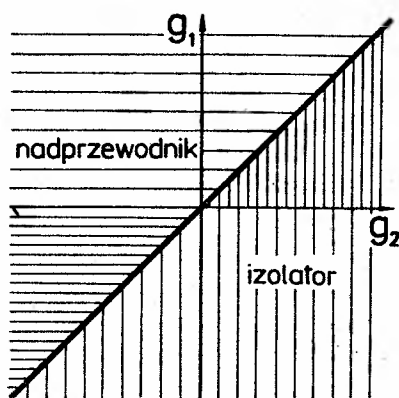
Zastosowanie wysokich ciśnień do metalu organicznego TTF-TCNQ ma na celu nie tylko zmniejszenie odległości między molekułami tworzącymi jednowymiarowe kolumny, ale również zmniejszenie odległości między sąsiednimi kolumnami. Ten ostatni efekt prowadzi do zwiększenia sprzężeń międzykolumnowych, a więc wprowadza oddziaływania trójwymiarowe. Istnieją bowiem wyniki badań teoretycznych, z których wiadomo, że pary Coopera nie mogą się tworzyć w stanie stabilnym przewodnika ściśle jednowymiarowego. Pomimo że TTF-TCNQ, nawet pod ciśnieniem, nie przechodził w stan nadprzewodzący, poszukiwania trwały nadal w układach o zbliżonej budowie.

Znaczny postęp uzyskano zastępując atomy siarki w TTF cięższymi i większymi atomami selenu (TSF); dalej modyfikując tę molekułę, Bechgaard [16] uzyskał również płaską, ale jeszcze odpowiedniejszą — a mianowicie czterometylo-czteroselenofulwalen (TMTSF).



Synteza tego donora elektronów, jak się później okazało [10], miała fundamentalne znaczenie dla odkrycia nadprzewodnictwa w kryształach organicznych. Drugim, podstawowym wynikiem, który w linii prostej prowadził do celu, była hipoteza Wegera i współpracowników [17], że wysokie ciśnienie może wyeliminować fazę izolatora, do której przechodzą wszystkie metale organiczne w niskich temperaturach. Ta eliminacja możliwa jest dzięki wywołaniu periodycznej modulacji gęstości ładunków w materiałach typu TTF-TCNQ.

W wielkim uproszczeniu, quasi-jednowymiarowy układ organiczny można opisać modelem jednowymiarowego gazu elektronowego. Do ilościowego opisu tego układu wystarcza, w pierwszym przybliżeniu, uwzględnić rozpraszanie elektronów do przodu i do tyłu. Taki prosty model teoretyczny pozwala określić fazy, jakie mogą wystąpić w materiale jednowymiarowym oraz umożliwia badanie współistnienia różnych faz. W najprost-

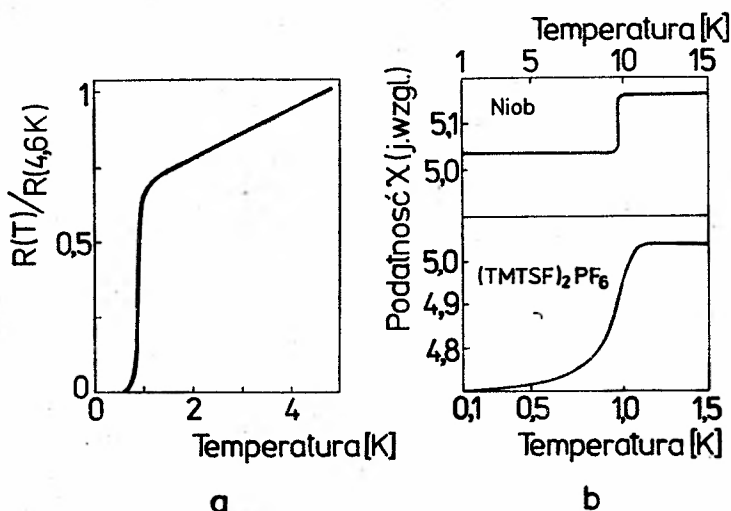


Rys. 6. Uproszczony diagram fazowy metalu jednowymiarowego we współrzędnych  $g_1$  i  $g_2$  opisujących rozpraszanie elektronów

szym przypadku diagram fazowy we współrzędnych  $g_1$  i  $g_2$ , gdzie  $g_{1,2}$  są współczynnikami opisującymi sprzężenia elektronowe, wygląda jak na rys. 6. Widać, że układ jednowymiarowy może znajdować się w jednej z dwóch faz: albo w fazie izolatora (ściślej, w fazie z falami gęstości ładunków lub z falami gęstości spinów), albo też w fazie nadprzewodzącej (ściślej, faza nadprzewodząca, w zależności od wzajemnej orientacji elektronów w parach Coopera, może być albo tripletowa albo singletowa). Przejście układu z jednej fazy do drugiej wywołać można zmianą temperatury lub ciśnienia. To ostatnie przesuwa po prostu równowagę fazową w kierunku fazy nadprzewodzącej w wyniku osłabienia sprzężeń elektronów z siecią i w wyniku powiększenia sprzężeń międzykolumnowych. Przyłożenie ciśnień rzędu kilku kbarów do kryształu jednowymiarowego przesuwa temperaturę przejścia fazowego metal-izolator do coraz to niższych, aż w końcu, po przekroczeniu ciśnienia krytycznego eliminuje zupełnie to przejście na korzyść przejścia metal-nadprzewodnik. Tyle, w wielkim uproszczeniu i skrócie, mówią badania teoretyczne. Trzeba więc przyrzeć się, w jakim zakresie eksperyment je potwierdza.

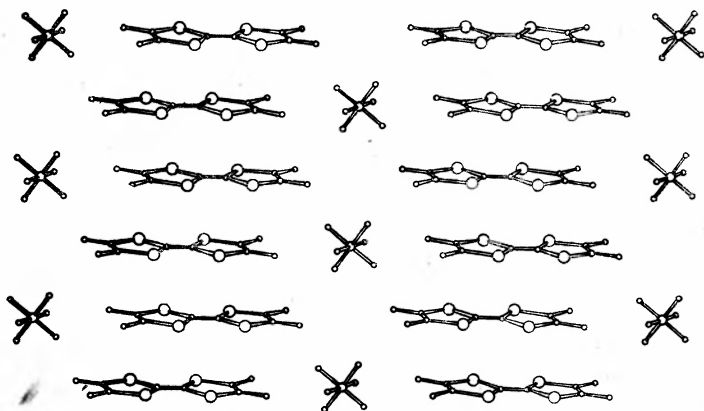
### 5. Wreszcie nadprzewodnik organiczny!

Mozolne i niezwykle trudne badania doprowadziły naukowców francuskich z Orsay, pracujących pod kierunkiem profesora Jérôme'a do odkrycia, na przełomie roku 1979/80, nadprzewodnictwa w pochodnych czterometylo-czteroselenofulwalenu typu  $(TMTSF)_2X$ , gdzie X jest małym anionem nieorganicznym [10, 18]. Wbrew optymistycznym oczekiwaniom efekt występuje jedynie w bardzo niskich temperaturach, w pobliżu 1 K i, zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi, wymaga zastosowania ciśnień od kilku do kilkunastu kbarów.



Rys. 7. Przejście  $(TMTSF)_2PF_6$  do fazy nadprzewodzącej pod ciśnieniem 12 K, w temperaturze  $T_c = 0.9$  K zarejestrowane przez pomiar oporności (a) i podatności magnetycznej (b). Niob ( $T_c \approx 9.5$  K) umieszczony w komorze ciśnieniowej użyto w charakterze próbki odniesienia [10, 18]

Pierwsze obserwacje Jérôme'a i współpracowników [10] dokonane były w układzie  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$  otrzymanym przez Bechgaard. Stan nadprzewodzący jednowymiarowej soli organicznej zarejestrowano w temperaturach poniżej 0,9 K pod ciśnieniem około 12 kbarów (rys. 7). Później, zarówno badacze z Orsay, jak również i z innych laboratoriów donieśli o obserwacji nadprzewodnictwa w kilku solach tej samej rodziny  $(\text{TMTSF})_2\text{X}$  z anionami takimi jak  $\text{TaF}_6^-$ ,  $\text{AsF}_6^-$ ,  $\text{SbF}_6^-$ ,  $\text{ReO}_4^-$ ,  $\text{ClO}_4^-$  i  $\text{FSO}_3^-$  [18—21] oraz w solach izostrukтурalnych  $(\text{TMTTF})_2\text{Br}$  [22] i  $(\text{BEDT-TTF})_4(\text{ReO}_4)_2$  [23].

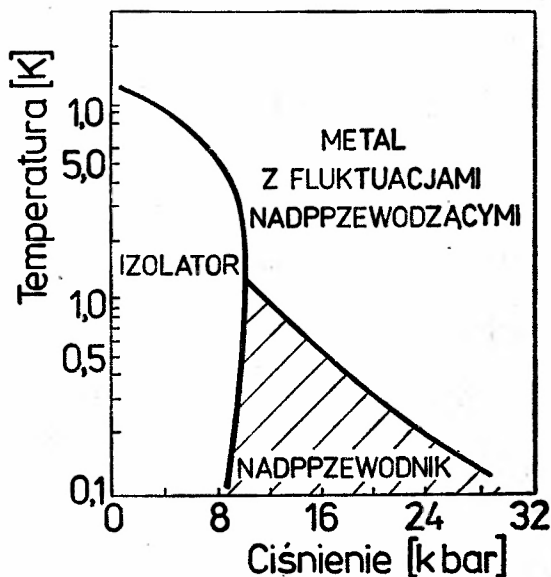


Rys. 8. Struktura krystaliczna  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$  (wg [24]). Kierunek o największym przewodnictwie elektrycznym pokrywa się z osią kolumn TMTSF

Struktura wszystkich tych związków jest niemalże identyczna (rys. 8). Płaskie molekuly TMTSF ułożone w liniowych kolumnach tworzą płaszczyzny rozdzielone warstwami anionów [24]. Odległości pomiędzy atomami selenu z dwóch sąsiednich kationów wynoszą około 3,9 Å, a więc są mniejsze niż suma promieni Van der Waalsa. Zapewnia to przekrywanie się chmur elektronowych, a tym samym stwarza warunki do przewodzenia prądu elektrycznego. Podobnie jak w solach TCNQ, rola drugiego składnika układu ogranicza się niemalże do neutralizacji elektrycznej układu. Podsić nieorganicznych anionów jest współmierna z siecią kationów, ale sposób uporządkowania anionów zależy od ich symetrii.

Zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi przejście z wysokotemperaturowej fazy metalicznej do niskotemperaturowej fazy izolatora jest tłumione przez ciśnienie hydrostatyczne. W przypadku  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$  wystarczy przyłożyć ciśnienie około 8,5 kbarów, by przejście to całkowicie wyeliminować. W warunkach takich materiał może przejść wprost z fazy metalicznej do nadprzewodzącej. Ilustruje to diagram fazowy przedstawiony na rys. 9. Diagram ten, pomimo że odnosi się do soli  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ , ilustruje właściwości całej rodziny nadprzewodników organicznych, pochodnych TMTSF. W obszarze niskich ciśnień i niskich temperatur materiały te są izolatorami o uporządkowaniu antyferromagnetycznym. Magnetyzm tej fazy prowadzi do takiego samego efektu jak modulacja gęstości ładunków, tzn. do wytworzenia pasma wzbronionego rozdzielającego dwa pasma energetyczne: jedno całkowicie wypełnione, a drugie puste. Materiał staje się nadprzewodnikiem pod wysokim ciśnieniem, oczywiście w niskich temperaturach. W temperaturach powyżej przejścia, pomimo przyłożenia ciśnienia, materiał pozostaje w fazie metalicznej, w której,

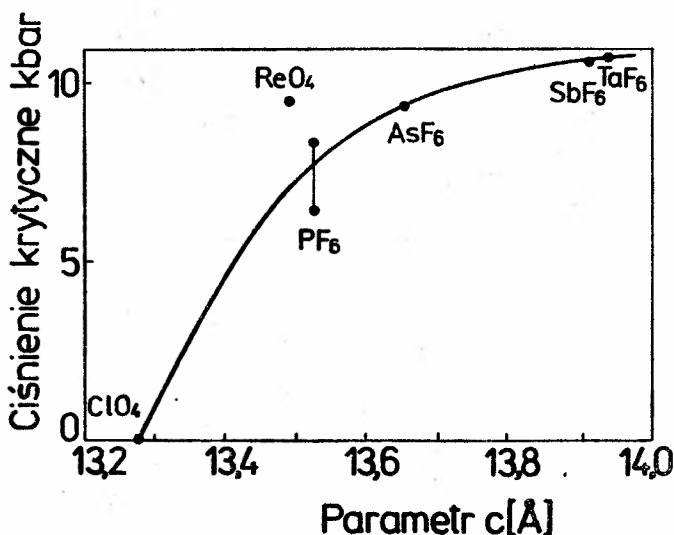
zgodnie z argumentami Jérôme'a [18], występują fluktuacje nadprzewodzące, do temperatur nawet około 30 K powyżej temperatury przejścia metal-nadprzewodnik. Obecność tych fluktuacji objawia się m. in. jako silny wzrost przewodnictwa elektrycznego. Efekt ten, zdaniem grupy z Orsay, spowodowany jest tworzeniem się par Coopera w niewielkich obszarach kolumn jednowymiarowych, par, które żyją jedynie przez krótki czas.



Rys. 9. Diagram fazowy  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$  [18], ilustrujący typowe własności nadprzewodników organicznych we współrzędnych ciśnienia i temperatury

Nadprzewodnictwo w kryształach organicznych  $(\text{TMTSF})_2\text{X}$  ujawnia się nie tylko jako gwałtowny spadek oporności do zera, ale również wykazuje charakterystyczną zależność temperatury przejścia od przyłożonego pola magnetycznego, no i przede wszystkim efekt Meissnera. Przejście do fazy nadprzewodzącej badane jest różnymi metodami. Przykładowo, badania rezonansu elektronowego w bardzo słabych polach magnetycznych pokazały [25], że spadek wartości podatności magnetycznej poniżej temperatury przejścia świadczy o tym, że  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$  jest nadprzewodnikiem singletowym, nato miast powyżej temperatury przejścia widać wyraźną obecność fluktuacji nadprzewodzących.

Dla nadprzewodników typu  $(\text{TMTSF})_2\text{X}$  znaleziono [22] korelację pomiędzy ciśnieniem krytycznym, powyżej którego materiał staje się nadprzewodnikiem, a parametrem  $c$  komórki elementarnej (rys. 10); parametr ten charakteryzuje odległość między dwuwymiarowymi warstwami kolumn TMTSF. Z drugiej strony, odległość ta jest zdeterminowana przez rozmiary małego, nieorganicznego anionu, który ułożony jest między warstwami TMTSF. Korelacja ta pokazuje, że ciśnienie krytyczne maleje wraz z rozmiarami anionu osiągając wartość 1 kbara dla parametru  $c$  równego około 13,2 Å; taka wartość  $c$  występuje dla anionu  $\text{ClO}_4^-$ . Rzeczywiście, Bechgaard i wsp. [26] donieśli o obserwacji nadprzewodnictwa w  $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$  pod ciśnieniem normalnym. Jak dotychczas, jest to jedyny przykład obserwacji nadprzewodnictwa w kryształach organicznych bez przyłożenia dodatkowego ciśnienia.



Rys. 10 Korelacja między ciśnieniem krytycznym a parametrem  $c$  komórki elementarnej dla nadprzewodników organicznych z grupy  $(TMTSF)_2X$  [22]

Zależność temperatury krytycznej od parametru  $c$  jest zrozumiała w świetle badań teoretycznych. Wynika z nich bowiem, że sprężenia międzykolumnowe odgrywają zasadniczą rolę w stabilizacji niestabilności jednowymiarowego gazu elektronowego. Korelacja ta sugeruje oprócz tego, że właściwości nadprzewodzące całej grupy  $(TMTSF)_2X$  związane są przede wszystkim z kolumnami TMTSF; rola anionu nieorganicznego jest drugorzędna. Jest to wniosek zupełnie podobny do tego, jaki wyciągnąć można analizując właściwości soli TCNQ: własności tych układów są bowiem spowodowane głównie jednowymiarowym uporządkowaniem anionów TCNQ<sup>-</sup>; rola kationów jest znikoma.

## 6. Czy koncepcja Little'a została zrealizowana?

Wydaje się, że na odpowiedź na powyższe pytanie trzeba będzie poczekać jeszcze jakiś czas. W tej chwili jest faktem bezspornym, że nadprzewodnictwo może występować w quasi-jednowymiarowych materiałach organicznych. Jest również dobrze udowodnione, że w materiałach tego typu konkurują ze sobą dwa sposoby uporządkowania: magnetyczne o cechach antyferromagnetyzmu i nadprzewodzące. Współistnienie i współzawodnictwo tych dwóch faz decydują o tym, czy materiał doznaje przejścia z fazy metalu do fazy izolatora, czy też do fazy nadprzewodzącej. Na wybór jednej z tych faz można wpływać przez zmianę sprężeń międzykolumnowych, co najłatwiej zrealizować poddając kryształ ciśnieniu hydrostatycznemu.

Wydaje się również pewne, że nadprzewodnictwo w materiałach organicznych możliwe jest dzięki utworzeniu się par Coopera. Niestety, czy te pary powstają przez wymianę fononów, czy też mają charakter czysto elektronowy, nie potrafimy obecnie odpowiedzieć.

Niezależnie od tego, czy mechanizm ekscytonowy nadprzewodnictwa istnieje czy też nie, hipoteza Little'a sprzed blisko 20 lat odegrała i nadal odgrywa istotną rolę w dopingo-



waniu badaczy do poszukiwania nadprzewodnictwa w temperaturach wysokich. Odegrała ona również pozytywną rolę w rozwoju fizyki układów jednowymiarowych.

Obecnie wiemy, że kryształy organiczne mogą, z jednej strony mieć całą różnorodność własności przypisywanych dotychczas metalom czy półprzewodnikom nieorganicznym, lecz poszerzoną odpowiednio o elastyczność wynikającą z użycia cząsteczek organicznych, a z drugiej strony mają unikalne własności spowodowane ich quasi-jednowymiarowością. Mając to na uwadze, oraz zdając sobie sprawę z korzyści wynikających z ich ewentualnego zastosowania w praktyce, rozumiemy wielkie zainteresowanie tą klasą substancji i nadzwyczaj szybki rozwój badań w tej dziedzinie.

#### Literatura

- [1] A. Graja, *Postępy Fizyki* **32**, 3 (1981).
- [2] J. -J. André, A. Bieber, F. Gautier, *Ann. Phys.*, **1**, 145 (1976).
- [3] *Low Dimensional Co-operative Phenomena*, red. H. J. Keller, Plenum Press, New York 1975.
- [4] *Chemistry and Physics of One-Dimensional Metals*, red. H. J. Keller, Plenum Press, New York 1977.
- [5] *Organic Conductors and Semiconductors*, Conference Proceedings, Siofok, Hungary 1976, Lecture Notes in Physics 65, Springer Verlag 1977.
- [6] *Highly Conducting One-Dimensional Solids*, red. J. T. Devreese, R. P. Evrard, V. E. van Doren, Plenum Press, New York 1979.
- [7] *Molecular Metals* red. W. E. Hatfield, Plenum Press, New York 1979.
- [8] *Kryształy Molekularne* — 79, Materiały Konferencji Błazejewko, Poznań 1979.
- [9] W. A. Little, *Phys. Rev.* **134**, A1416 (1964).
- [10] D. Jérôme, A. Mazaud, M. Ribault, K. Bechgaard, *J. Physique Lett.* **41**, L-95, (1980).
- [11] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
- [12] C. K. Chiang, Y. W. Park, A. J. Heeger, H. Shirakawa, E. J. Louis, A. G. MacDiarmid, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1098 (1977).
- [13] A. J. Heeger, A. G. MacDiarmid [w:] *Physics in One Dimension*, red. J. Bernasconi, T. Schneider, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1981.
- [14] R. L. Greene, G. B. Street, L. J. Suter, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 577 (1975).
- [15] L. B. Coleman, M. J. Cohen, D. J. Sandman, F. G. Yamagishi, A. F. Garito, A. J. Heeger, *Solid State Commun.* **12**, 1125 (1973).
- [16] K. Bechgaard, D. O. Cowan, A. N. Bloch, *J. Chem. Soc. Chem. Commun.*, **1974**, 937.
- [17] H. Gutfreund, H. Horovitz, M. Weger, *J. Phys. C* **7**, 383 (1974).
- [18] D. Jérôme, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **79**, 155 (1982).
- [19] R. L. Greene, E. M. Engler, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1587 (1980).
- [20] K. Bechgaard, K. Carneiro, F. B. Rasmussen, M. Olsen, G. Rindorf, C. S. Jacobsen, H. J. Pedersen, J. C. Scott, *J. Am. Chem. Soc.* **103**, 2442 (1981).
- [21] R. C. Lacoé, S. A. Wolf, P. M. Chaikin, F. Wudl, E. Aharon-Shalom, *Phys. Rev.* **27B**, 1947 (1983).
- [22] S. S. P. Parkin, F. Creuzet, M. Ribault, D. Jérôme, K. Bechgaard, J. M. Fabre, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **79**, 249 (1982).
- [23] S. S. P. Parkin, E. M. Engler, R. R. Schumaker, R. Lagier, V. Y. Lee, J. C. Scott, R. L. Greene, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 270 (1983).
- [24] N. Thorup, G. Rindorf, H. Soling, K. Bechgaard, *Acta Cryst.* **B37**, 1236 (1981).
- [25] L. J. Azevedo, J. E. Schirber, R. L. Greene, E. M. Engler, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **79**, 123 (1982).
- [26] K. Bechgaard, K. Carneiro, M. Olsen, F. B. Rasmussen, C. S. Jacobsen, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 852 (1981).

E. Müller-Hartmann

Institut für Theoretische Physik  
Universität zu Köln  
Kolonien, RFN

## Związki ziem rzadkich z mieszaną wartościowością. Fascynująca grupa ciał stałych \*

### Mixed Valence Compounds of the Rare Earths. A Fascinating Class of Solids

**Abstract\*\*:** A characteristic feature of the mixed valence lanthanide compounds: the coexistence of two different valence states corresponding to two distinct atomic configurations is presented. The most common examples of the mixed valence compounds are listed. Elementary processes which are believed to be responsible for the transition from a normal to a mixed valence state are discussed. Magnetic properties and a general lack of superconductivity are considered in relation to the electronic structure of the mixed valence compounds. Finally, a problem of the electron-phonon coupling is described.

Odkrycie niezwykłych materiałów, albo nowej klasy materiałów o niezwykłych własnościach, zawsze ożywiało i dawało nowe uzasadnienie dla istnienia fizyki ciała stałego. Taką klasą niezwykłych substancji są z pewnością związki lantanowców odznaczające się mieszaną wartościowością. Opierając się na nich, w minionej dekadzie rozwinęła się nowa gałąź badań w dziedzinie magnetyzmu, która przynosi interesujące implikacje dla zrozumienia fizyki ciała stałego w ogóle.

Od pewnego czasu było wiadomo, że różne związki ziem rzadkich mają anomalne rozmiary sieci krystalicznej. Ponieważ promień jonowy ziem rzadkich zmienia się znacznie z wartościowością, dla chemików było oczywiste, że coś niezwykłego dzieje się z wartościowością ziem rzadkich w tych związkach. Jednakże nie wcześniej niż w późnych latach sześćdziesiątych fizycy docenili w pełni, że związki te są egzotycznymi substancjami stałymi.

Uważa się, że charakterystyczną cechą wspólną związków z mieszaną wartościowością jest brak stabilnego stanu o dobrze zdefiniowanej wartościowości w tworzących te związki ziemiach rzadkich, oraz współistnienie w ich atomach dwóch różnych stanów wartościowości odpowiadającym dwóm różnym konfiguracjom atomowym powłoki  $4f$ , to jest  $4f^n$  i  $4f^{n-1}$ . Ponadto uważa się, że obie konfiguracje nie są związane z różnymi pozycjami sie-

\* Artykuł opublikowany w *Europhysics News*, Bulletin of the European Physical Society 13, No 7, 9 (1982), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission, Copyright © 1982 by the European Physical Society] (przyp. Red.).

\*\* Streszczenie dodane przez tłumacza (przyp. Red.).

ciowymi — taki przypadek nazywany jest niejednorodną wartościowością mieszaną — ale, że obie konfiguracje znajdują się na każdym atomie ziemi rzadkiej w związku i wtedy wartościowość jest mieszaną jednorodnie.

W tablicy podano reprezentatywny zestaw związków z mieszaną wartościowością: około 30 znanych związków wykazuje taki stan pod normalnym ciśnieniem, inne przechodzą w ten stan pod wysokim ciśnieniem. Tablica nie zawiera licznych stopów o mieszanej wartościowości oraz ziem rzadkich wykazujących ten stan, a występujących w postaci domieszek w różnych otoczeniach.

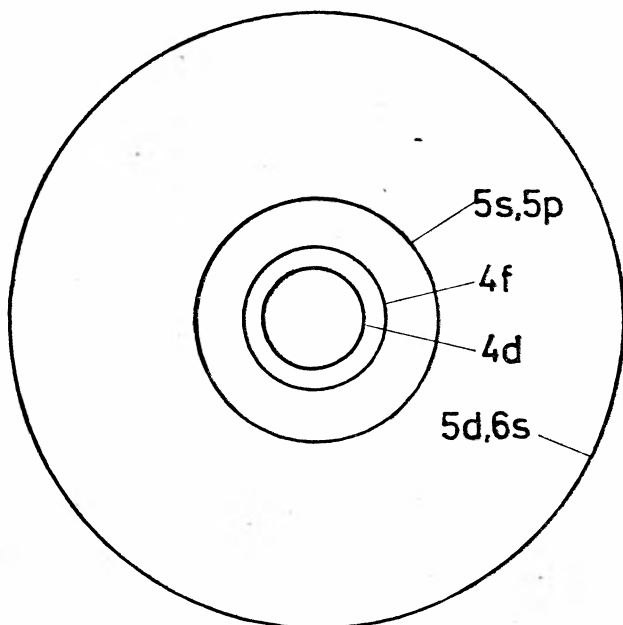
Ciśnienie normalne		Ciśnienie wysokie
CePd <sub>3</sub>	Eu <sub>3</sub> S <sub>4</sub>	Ce
CeNi <sub>2</sub> Ge <sub>2</sub>	TmSe	CeAl <sub>2</sub>
CeSn <sub>3</sub>	YbAl <sub>2</sub>	Pr
CeNi <sub>5</sub>	YbAl <sub>3</sub>	SmS
CeCu <sub>2</sub> Si <sub>2</sub>	YbPd <sub>3</sub>	SmSe
CeN	YbCu <sub>2</sub> Si <sub>2</sub>	SmTe
CeBe <sub>13</sub>	YbCuAl	Eu
Ce <sub>3</sub> C <sub>3</sub>	YbInAu	EuO
SmB <sub>8</sub>	YbNi <sub>2</sub> Ge <sub>2</sub>	EuPt <sub>3</sub>
SmO	YbInAu <sub>3</sub>	TmTe
Sm <sub>3</sub> S <sub>4</sub>	YbInPd	YbS
EuCu <sub>2</sub> Si <sub>2</sub>	YbZn <sub>2</sub> Sb <sub>2</sub>	YbSe
EuPd <sub>2</sub> Si <sub>2</sub>	YbZn <sub>3</sub> As <sub>2</sub>	YbTe
EuRh <sub>2</sub>	YbZn <sub>3</sub> P <sub>2</sub>	

Dowód na współistnienie dwóch różnych konfiguracji 4f uzyskuje się przy pomocy kilku metod doświadczalnych. Z nich prawdopodobnie najbardziej bezpośredni daje rentgenowska spektroskopia fotoemisyjna (XPS), w której widmo fotoelektronów wprost odwzorowuje widmo wzbudzeń wyjściowej konfiguracji 4f, to jest  $4f^{n-1}$  i  $4f^{n-2}$ . Niestety dowód taki nie może być uzyskany dla wszystkich dyskutowanych związków. W szczególności analiza XPS nie stosuje się do ceru i jego związków, gdyż nie jest możliwe wzbudzenie fotoelektronów przy konfiguracji  $4f^0$ . Fakt ten prowadzi do wątpliwości, czy rzeczywiście wszystkie związki zestawione w tabeli mają dwie współistniejące konfiguracje. Jednakże istnieją przekonujące dowody, że większość zestawionych w tabeli związków posiada dwie konfiguracje w swoich powłokach 4f.

Potrzebny jest jeszcze niezależny dowód dla potwierdzenia przypuszczenia o jednorodnej wartościowości mieszanej. Różne własności związków wskazują na to przypuszczenie, ale i w tym przypadku istnieje metoda, która wyjątkowo dobrze nadaje się do rozróżnienia między jednorodnym i niejednorodnym stanem mieszanej wartościowości. Jest to spektroskopia Mössbauera, która identyfikuje konfiguracje 4f, dzięki przesunięciu chemicznemu zmieniającemu się przy zmianie struktury elektronowej. Dla związków z mieszaną wartościowością obserwuje się pojedynczą, wąską linię Mössbauera w położeniu pośrednim pomiędzy położeniami charakterystycznymi dla dwóch współistniejących konfiguracji.

Stanowi to jednoznaczny dowód na istnienie jednorodnej wartościowości mieszanej w badanym związku.

Powyższa, krótka dyskusja wykazuje, że nie ma wątpliwości co do istnienia związków ziem rzadkich z jednorodnie mieszaną wartościowością. Czytelnik może teraz spytać: co w tym niezwykłego? Ostatecznie mieszanie konfiguracji atomowych jest bardzo powszechnym zjawiskiem w chemii i fizyce ciała stałego. Nie tylko elektrony walencyjne w ciele stałym znajdują się w nie dających się zidentyfikować konfiguracjach atomowych, ale także powłoki  $3d$  i  $4d$  przyjmują konfiguracje mieszane, na przykład w klasycznych przypadkach metali Ni i Pd. Co więc czyni związki ziem rzadkich z mieszaną wartościowością wartymi wzmianki?



Rys. 1. Schematyczny diagram promieni orbit ziem rzadkich

Odpowiedź na to pytanie stanie się oczywista po przyjrzeniu się orbitom atomowym atomu ziemi rzadkiej. Rys. 1 daje pojęcie o promieniu orbit tych pierwiastków. Należy zauważyć ich znamienne cechę, taką że powłoka  $4f$  jest głęboko zanurzona w rdzeniu ksenonowym ( $Xe = Kr 4d^{10}5s^25p^6$ ). Promień powłoki  $4f$  jest cztery do pięciu razy mniejszy od promienia atomowego. Tak silnej lokalizacji częściowo wypełnionej powłoki nie ma nigdzie indziej w układzie okresowym.

Wyjątkowo mały rozmiar powłok  $4f$  powoduje wyraźną hierarchię energetyczną w związkach ziem rzadkich. Oddziaływania kulombowskie między elektronami  $4f$  w obrębie pojedynczego atomu ziemi rzadkiej są wyjątkowo silne z powodu małej wzajemnej odległości tych elektronów. Tak więc nie jest niespodzianką, że energie wewnątrzjonowe powłoki  $4f$  są energiami najwyższymi. Jedną z nich jest odpychanie kulombowskie  $4f-4f$ , które może być utożsamiane z energią konieczną do wzbudzenia

$$4f^n + 4f^n \rightarrow 4f^{n-1} + 4f^{n+1} \quad (1)$$

i która ma (ekranowaną) wartość prawie 10 eV. Innymi energiami wewnątrzjonowymi są energia wymiany i energia sprzężenia spin-orbita między różnymi stanami konfiguracji  $4f$ , które są dobrze znane z fizyki atomowej i które odpowiednio wynoszą kilka eV i (z wyjątkiem  $4f^6$ ) kilka dziesiątych eV. Wszystkie te energie jonowe są większe od tych, które są rezultatem sprzężenia elektronów  $4f$  z innymi stopniami swobody w ciele stałym. W szczególności nakładanie się orbitali  $4f$  różnych jonów ziem rzadkich jest tak małe, że w większości przypadków jakkolwiek bezpośredni jego udział w szerokości pasma  $4f$  jest do zaniebawania. Nakładanie się między orbitalami  $4f$  i stanami pasma przewodnictwa jest także raczej słabe z powodu małego promienia powłoki  $4f$ . To nałożenie powoduje hybrydyzację orbitali  $4f$  ze stanami pasma przewodnictwa i jest pierwotnym źródłem poszerzenia stanów  $4f$ . W każdym razie jasny, hierarchiczny rozdział oddziaływań wewnątrzjonowych od sprzężenia z energią ciała stałego wyklucza opis elektronów  $4f$  przy pomocy przybliżenia niezależnej cząstki. Nie ma wątpliwości, że powłoki  $4f$  muszą być opisane przez model jonowy<sup>1</sup>.

Obecnie musimy rozważyć elementarny proces

$$4f^n \rightarrow 4f^{n-1} + e, \quad (2)$$

w którym elektron opuszcza powłokę  $4f$  i przechodzi do pasma przewodnictwa. Najniższą energię wymaganą dla tego procesu uzyskuje się, jeśli elektron wędruje do najniższego dostępnego stanu w pasmie, to jest na powierzchnię Fermiego. Jest rzeczą oczywistą, że wartość tej energii będzie decydująca dla stabilności konfiguracji  $4f^n$ . Jeśli jest ona rzędu eV, wtedy jon ziemi rzadkiej będzie całkiem stabilny wobec procesu (2), a konfiguracja  $4f^n$  będzie zupełnie czysta. Jeśli energia ta jest znacznie mniejsza, rzędu energii termicznej, lub też rzędu poszerzenia stanu  $4f$  indukowanego hybrydyzacją, wtedy konfiguracja  $4f^n$  jest niestabilna i będzie zmieszana z konfiguracją  $4f^{n-1}$ . Sytuacja taka prowadzi do powstania związków z mieszaną wartościowością. Stąd minimum energii konieczne dla wywołania reakcji (2) decyduje, czy związek posiada mieszaną wartościowość, czy nie. Nigdy nie współistnieją więcej niż dwie konfiguracje powłoki  $4f$ . Wynika to wprost z kombinacji procesów (1) i (2): jeśli proces (2) jest możliwy bez wydatku energii, wtedy przemiana  $4f^n + +e \rightarrow 4f^{n+1}$ , jak również  $4f^{n-1} \rightarrow 4f^{n-2} + e$  wymagają tak samo dużej energii jak (1) i są dynamicznie zabronione. W modelu pasmowym elektronów  $4f$  liczby obsadzeń pojedynczej pozycji będą miały znacznie szerszy rozkład. Stąd ograniczenie do najwyżej dwóch współistniejących konfiguracji jest oczywistą konsekwencją opisu jonowego powłoki  $4f$ .

<sup>1</sup> Ten nieco zawikłany wywód może być zgodnie z poglądami Autora przedstawionymi gdzie indziej (patrz Y. Kuramoto, E. Müller-Hartmann w [1]) sprowadzony do następującego opisu:

W pierwiastkach ziem rzadkich elektrony  $4f$  tylko słabo oddziałują z otoczeniem krystalicznym. Dlatego dobrze zachowują swój charakter atomowy, który jest zdominowany przez silne korelacje wewnątrzatomowe. Jednym z różnych sposobów sprzężenia z otoczeniem jest hybrydyzacja stanów  $4f$  ze stanami pasmowymi: przewodnictwa czy walencyjnymi. W związkach z mieszaną wartościowością ta hybrydyzacja nadaje elektronom częściowo wędrowny charakter. W najprostszych modelach, które do pewnego stopnia pozwalają na porównanie z doświadczeniem, zaniebduje się wszystkie takie sprzężenia, jak np. oddziaływanie kulombowskie między dziurami  $4f$  i elektronami przewodnictwa. Dla zbudowania jednak ilościowej teorii trzeba uwzględnić wszystkie korelacje wewnątrzatomowe, a pole krystaliczne może być wprowadzone jako zaburzenie dające w efekcie modyfikację struktury poziomów energetycznych atomu (przyp. tłum.).

Z tego co powiedziano, jasne jest, że w przeciwieństwie do konwencjonalnych związków ziem rzadkich, związki o mieszanej wartościowości pozwalają przeskakiwać elektronom na i z orbity  $4f$ . Wynika z tego następujący, typowy proces: elektron opuszcza powłokę  $4f$  skacząc do pasma przewodnictwa, a następnie porusza się dalej przeskakując na powłokę  $4f$  sąsiedniego atomu ziemi rzadkiej. Zwięzły sposób opisu tego efektu to stwierdzenie, że dzięki mieszanej wartościowości powłoka  $4f$  nabywa translacyjnych stopni swobody, w dodatku do zwykle posiadanych rotacyjnych stopni swobody.

Dominującym mechanizmem dynamicznym, który powoduje zmianę wartościowości i w konsekwencji aktywuje translacyjne stopnie swobody, jest hybrydyzacja  $4f$  z pasmem przewodnictwa. Jest to pierwotne źródło szerokości pasma związanej z ruchem elektronów między powłokami  $4f$ . Jak wspomniano wyżej, ta szerokość pasma jest raczej niewielka dzięki niewielkiemu rozmiarowi powłok  $4f$  i jest ona rzędu setnych części eV.

Podsumowując powyższą dyskusję możemy obecnie ocenić jedną z podstawowych przyczyn, dla której związki z mieszaną wartościowością są tak interesujące. Przede wszystkim, tylko w tych związkach elektrony mogą się przemieszczać z jednej powłoki  $4f$  na inną. Ponadto szerokość pasma związana z tym ruchem jest znacznie mniejsza niż energie korelacji powłok  $4f$ . Dlatego związki z mieszaną wartościowością przedstawiają znaczącą klasę ciał stałych z elektronami wędrownymi w granicy wąskiego pasma (lub silnej korelacji). Aby zrozumieć znaczenie tego stwierdzenia, trzeba zdać sobie sprawę jak różna jest sytuacja dla metali przejściowych które powszechnie uznawane są za układy z wąskim pasmem. Dla metali przejściowych energia korelacji jest porównywalna z szerokością pasma, choć nieco od niej mniejsza, podczas gdy w związkach z mieszaną wartościowością energia ta jest sto razy większa. Porównanie to pokazuje, że w związkach ziem rzadkich z mieszaną wartościowością mamy bezprecedensową okazję systematycznego badania zachowania elektronów wędrownych w granicy bardzo silnej korelacji albo dużych mas efektywnych. Jaką naukę można wyciągnąć z badania tych niezwykłych ciał stałych? Niektóre możliwe odpowiedzi na to pytanie podano w dalszej części niniejszego artykułu.

Własności magnetyczne związków z mieszaną wartościowością są bardzo różne od własności zwykłych związków ziem rzadkich, które zawsze wykazują jakiś rodzaj magnetycznego uporządkowania dalekiego zasięgu w niskich temperaturach. Związki z mieszaną wartościowością nie wykazują żadnego magnetycznego uporządkowania dalekiego zasięgu ani żadnego typu magnetycznej przemiany fazowej. Jedyny wyjątek od tej reguły stanowi związek TmSe, który porządkuje się magnetycznie przy temperaturze kilku K. Dla dyskusji o wyjątkowej roli TmSe ważną rzeczą jest świadomość, że jest to jedyny związek z mieszaną wartościowością z magnetycznym stanem podstawowym w każdej ze współistniejących konfiguracji. Inne ziemie rzadkie, które tworzą związki z mieszaną wartościowością, to jest Ce, Sm, Eu i Yb, mają tylko jeden stan magnetyczny zmieszany z niemagnetycznym, singletowym stanem podstawowym. Bardzo szkoda, że TmSe jest jedynym znanym związkiem tulu z mieszaną wartościowością, ponieważ potrzeba więcej danych by stwierdzić, że podkreślony wyżej aspekt jest decydujący dla własności magnetycznych. Metaliczny prazeodym, który również posiada dwie konfiguracje magnetyczne, byłby innym pożądanym kandydatem dla takich badań. Niestety faza prazeodymu o mieszanej wartościowości istnieje tylko pod tak wysokim ciśnieniem, że pomiary magnetyczne nie są wykonalne. W każdym razie, wnioski płynące z własności magnetycznych dają mocne podstawy do

następującego twierdzenia: bardzo wąskie pasma mają niemagnetyczny stan podstawowy, jeśli mieszają podstawowy stan magnetyczny i podstawowy stan singletowy poprzez hybrydyzację z pasmem przewodnictwa. Na przekór pewnemu obiecującemu postępowi w teorii związków o mieszanej wartościowości, brak ciągle **pełnego** zrozumienia tego twierdzenia.

Jeśli stan podstawowy w związku o mieszanej wartościowości jest niemagnetyczny, jak zatem wygląda struktura elektronowa? Wszystkie obserwowane własności w niskich temperaturach, jak na przykład: podatność magnetyczna i ciepło właściwe wskazują **na** to samo — obie te wielkości mają wartości silnie powiększone w porównaniu ze zwykłymi metalami i wykazują zachowanie przypominające własności **cieczy** Fermiego z raczej niską temperaturą Fermiego. W rzeczywistości wszystkie informacje uzyskane z **mi** pomiarów własności magnetycznych, cieplnych czy transportowych sugerują, że mamy do czynienia z **supercieżką** cieczą Fermiego. Jest to inne intrygujące zagadnienie, ponieważ pozwala ono na badanie cieczy Fermiego obdarzonej ładunkiem w nowym zakresie parametrów, niedostępnych przy zwykłych elektronach przewodnictwa. Te ciężkie fermiony są naturalnie związane z wąskim pasmem  $4f$  opisanym powyżej. **To**, że masa tych fermionów jest duża, a mianowicie ponad sto razy większa niż masa swobodnych elektronów, nie stanowi niespodzianki. Należało się raczej tego spodziewać biorąc pod uwagę szerokość pasma  $4f$  podaną powyżej i uświadamiając sobie, że „szerokość wąskiego pasma” jest synonimem „dużej masy” albo „niskiej temperatury Fermiego”. W języku opisu mikroskopowego stan podstawowy cieczy Fermiego zawiera zawiłe korelacje kwantowe związane z koherentnym mieszaniem współistniejących konfiguracji jonowych.

Związki z mieszaną wartościowością w niskich temperaturach nie przechodzą w stan nadprzewodzący. Należy to uznać zarówno za interesujący jak i niepożądany fakt. **Interesujący**, ponieważ wiadomo, że metale „bardzo nie lubią” stanu normalnej cieczy Fermiego jako stanu podstawowego, a większość z nich rzeczywiście staje się nadprzewodząca, podczas gdy znaczna część pozostałych „unika” stanu nadprzewodzącego tylko dzięki oddziaływaniom magnetycznym. Prawdopodobnie związki z mieszaną wartościowością znalazły własny sposób zachowania stanu normalnej cieczy Fermiego.

Niewystępowanie nadprzewodnictwa stanowi **okoliczność** niefortunną, ponieważ jego pojawienie mogłoby dostarczyć okazji zbadania nadprzewodnictwa ciężkiej cieczy Fermiego. W rzeczywistości istnieje tylko jeden przypadek związku z mieszaną wartościowością —  $CeCu_2Si_2$ , dla którego istnieją poważne przesłanki wskazujące na istnienie stanu nadprzewodnictwa w niskich temperaturach. Jest to fascynujący wyjątek — tym bardziej, że wykazuje on nadprzewodnictwo ciężkich fermionów. Dalsze badania  $CeCu_2Si_2$ , jak można się spodziewać, dostarczą interesujących obserwacji na ten temat.

### Sprzężenie elektron — fonon

Dyskusja na temat nadprzewodnictwa prowadzi nas do problemu oddziaływań elektron — fonon. W zwykłym ciele stałym ruch jonów może być wyraźnie oddzielony od ruchu elektronów w ramach przybliżenia adiabatycznego, ponieważ jony są znacznie cięższe od elektronów. Nawet w metalach, **gdzie** jest bardzo łatwo wzbudzić elektrony,

duży stosunek mas jest szczególnie pomocny dla zrozumienia konsekwencji sprzężenia spin — fonon. Jednakże dla związków z mieszaną wartościowością traci się w sposób oczywisty korzyść z dużego stosunku mas, ponieważ fluktuacje wartościowości (2), które określimy jako ciężkie fermiony, są co najmniej 100 razy cięższe od konwencjonalnych elektronów przewodnictwa. Należy się więc spodziewać, że nasze ciężkie ciecze Fermiego będą wykazywać nieadiabaticzne oddziaływania z drganiami sieci. W paru związkach rzeczywiście obserwowano anomalne poszerzenie fononowe.

Siła sprzężenia elektron — fonon może być oszacowana na podstawie ważnego efektu, który jest również odpowiedzialny za anomalne rozmiary sieci wspomniane wcześniej. Z powodu swych małych promieni orbitalnych elektrony  $4f$  bardzo skutecznie ekranują ładunek jądra. Dlatego promienie atomowe ziem rzadkich, to jest promienie ich powłok  $5s$ ,  $p$  i orbitali walencyjnych kurczą się o około 5% w procesie (2). Z kolei następuje odpowiednie przemieszczenie jonów sąsiednich. Ten znaczny efekt powoduje silne sprzężenie fluktuacji wartościowości do pewnych ruchów jonów, oraz wyjaśnia również dużą ściślność związków z mieszaną wartościowością.

Niech tych parę uwag o oddziaływaniach elektron — fonon wystarczy dla wykazania, że związki z mieszaną wartościowością są niezwykle ciałami stałymi, również ze względu na ich własności sieciowe. Wydaje się, że obserwacja anomalii sieciowych w tych związkach jest raczej delikatnym problemem, a anomalie obecnie obserwowane mogą być tylko wierzchołkiem góry lodowej.

Powyższy przegląd miał na celu zwrócenie uwagi na niektóre osobliwości związków z mieszaną wartościowością, które mogą wzbudzić szersze zainteresowanie. Nie trzeba dodawać, że tych osobliwości fascynujących specjalistów jest znacznie więcej. Należy także wspomnieć, że nie wszystkie związki zestawione w tabeli pasują ściśle do zunifikowanego schematu rozwiniętego powyżej. W każdym razie związki z mieszaną wartościowością będą interesującym obiektem badań w nadchodzących latach.

Zainteresowany Czytelnik może mieć ochotę zapoznać się bliżej z tym problemem. W tym celu polecamy materiały konferencyjne [1] oraz prace przeglądowe [2] i [3].

Tłumaczył *Wojciech Suski*

Instytut Niskich Temperatur i  
Badań Strukturalnych PAN  
Wrocław

#### Literatura

- [1] *Valence Fluctuations in Solids*, red. L. M. Falicov, W. Hanke, M. P. Maple, North-Holland 1981.
- [2] J. M. Lawrence, P. M. Riseborough, R. D. Parks, *Rep. Prog. Phys.*, **44**, (1981).
- [3] N. Grewe, H. J. Leder, P. Entel, *Festkörperprobleme XX*, red. J. Treusch, Vieweg 1980.



## Uwagi tłumacza

1. Po przeczytaniu pracy można odnieść wrażenie, że stan mieszanej wartościowości jest stanem w zasadzie stabilnym, a zmiana wartościowości zachodzi tylko pod wpływem ciśnienia. Zmianę tę można również uzyskać przy pomocy temperatury, pola magnetycznego czy tak zwanego ciśnienia chemicznego — poprzez zmianę stężenia elektronów czy zmianę odległości międzyjonowych będących wynikiem zmiany składu chemicznego. Odrębnym, interesującym zagadnieniem jest problem przejść fazowych ze stanu wartościowości normalnej w stan mieszanej wartościowości.

2. W języku polskim istnieje szerszy przegląd związków z mieszaną wartościowością, w szczególności dotyczący licznych anomalii obserwowanych w ich własnościach fizycznych: W. Suski, *Wiadomości Chemiczne* **34**, 435 (1980).

3. Grupa związków innych pierwiastków f-elektronowych, a mianowicie lżejszych aktywności, wydaje się również wykazywać zjawisko mieszanej wartościowości. Oprócz cytowanego wyżej przeglądu patrz np.: T. M. Holden, W. J. L. Buyers, E. C. Svensson, J. A. Jackman, A. F. Murray, O. Vogt, P. de V. DuPlessis, *J. Appl. Phys.* **53**, 1967 (1982).

4. Na końcu tłumaczonego artykułu Autor podał źródła pomocne dla pogłębienia wiedzy na temat mieszanej wartościowości. Należy do nich dodać materiały kolejnej konferencji, która odbyła się w 1982 r. w Zurychu, a mianowicie: *Valence Instabilities*, red. P. Wachter, H. Boppart, North-Holland 1982. W 1984 r. konferencja na temat mieszanej wartościowości odbędzie się w Kolonii, organizowana przez tamtejszy Uniwersytet.

## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

## X Konferencja „Radio- and Microwave Spectroscopy” RAMIS-83 w Poznaniu

Tradycyjnie w Poznaniu, w Instytucie Fizyki Molekularnej PAN, w dniach od 26 do 28 kwietnia 1983 roku odbyła się dziesiąta już konferencja „Radłowa i Mikrofalowa Spektroskopia”-Ramis-83. Mając na uwadze, że w 1982 r. nie odbył się zaplanowany w Poznaniu XXII Kongres AMPERE, organizatorzy Konferencji postanowili zapewnić szeroki udział specjalistów krajowych i zagranicznych z dziedziny radiospektroskopii. W formie wykładów plenarnych i sesji plakatowej zaprezentowano liczne prace z dziedziny jądrowego rezonansu magnetycznego (NMR), elektronowego rezonansu paramagnetycznego (EPR), kwadrupolowego rezonansu jądrowego (NQR) i spektroskopii gazowej (MRR). W obradach wzięło udział 143 naukowców, w tym 9 gości zagranicznych z Wielkiej Brytanii, RFN, NRD, Szwajcarii, Francji, Norwegii, Czechosłowacji i Rumunii. Witając uczestników prof. Jan Stankowski, przewodniczący Komitetu Organizacyjnego nawiązał do historii tego jubileuszowego już spotkania, wywodzącej się z aktywnej zawsze działalności poznańskiego środowiska w dziedzinie radiospektroskopii i elektroniki kwantowej.

Wykład J. A. Janika z Krakowa na temat mechanizmów reorientacji w układach molekularnych zainaugurował obrady wtorkowej sesji plenarnej. Następnie wysłuchano wykładu J. Stankowskiego, który mówił o zastosowaniach metody kwadrupolowego rezonansu jądrowego (NQR) do badań efektów tunelowych w wiązaniu wodorowym. Przedmiotem wykładu J. Hennela z Krakowa były zastosowania metody NMR protonów i EPR defektów radiacyjnych w badaniach struktury rozszczepienia tunelowego grup amonowych w sytuacji, kiedy możliwa staje się wymiana energii tunelowania z układem zeemanowskim. Ten specyficzny warunek rezonansowy określony jest jako *level crossing*.

Prof. A. Lösche opisał zbudowany w Lipsku kriostat rozcieńczalnikowy  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  używany w badaniach NMR w siarczanie praeodymu w zakresie bardzo niskich temperatur: 35 mK — 1 K. Obszerną interpretację wyników spektroskopowych badań dotyczących arsenku galu domieszczowanego chromem podał dr C. A. Bates z Nottingham. W odniesieniu do dwu- i trójwartościowych jonów chromu dane doświadczalne uzyskano metodami termicznej detekcji EPR i akustycznego rezonansu paramagnetycznego (APR). Wykład H. Szymczaka z Warszawy na temat EPR domieszek typu van Vlecka w paramagnetykach zakończył popołudniową sesję plenarną pierwszego dnia Konferencji.

Uczestnicy RAMIS-83 spotkali się ponownie tego dnia wieczorem w Sali Malinowej Pałacu Działalności przy poznańskim Starym Rynku. W atmosferze swobodnej, towarzyskiej rozmowy wymieniano wrażenia i zawierano znajomości. Krótka gawęda dra Potockiego z Biblioteki Kórnickiej PAN wprowadziła wszystkich w historię zabytkowego pałacu.

Wydarzeniem drugiego dnia Konferencji stał się wykład R. Ernsta z Zurychu. Mówiąc o dwuwymiarowej spektroskopii NMR, w barwny sposób objaśniał on metody sprzęgania różnych grup protonów umożliwiające coraz dokładniejsze badanie struktury biomolekuł. Dla odmiany F. Noack ze Stuttgartu, podkreślając korzyści z badania relaksacji NMR przy bardzo niskich częstościach w odniesieniu do badań ruchów molekularnych w ciekłych kryształach omówił metodę przełączania pola magnetycznego, znaną pod nazwą *field cycling*. Prof. H. W. Spiess z Moguncji mówił o badaniach zmian konformacji w polimerach za pośrednictwem analizy profilu widm NMR deuteronów. Ciekawy wykład S. K. Hoffmanna z Poznania dotyczył wpływu temperatury na efekty wymiany obserwowane w widmie EPR kompleksów miedziowych w kryształach. Na przykładzie dwóch związków kompleksowych  $\text{Cu}^{2+}$  wykazana została rola słabych oddziaływań wymiennych między dimerami miedziowymi w określaniu kształtu i anizotropii widm EPR. Zjawiska nadprzewodnictwa w kryształach organicznych były tematem wykładu A. Graji z Poznania.

Wykładom towarzyszyła ożywiona dyskusja. Po wykładach dyskusję kontynuowano w ramach sesji plakatowej. Ogółem w tej formie zaprezentowano 92 komunikaty; do najliczniejszych należała grupa plakatów o tematyce EPR.

Nie wszystkie wykłady miały na celu omawianie tematyki radiospektroskopii: E. Geissler z Grenoble mówił o badaniach żeli metodami quasi-elastycznego rozpraszania światła (*photon correlation spectroscopy*, PCS). Podał krótko podstawowe zasady metody PCS opisując też rezultaty uzyskane dla żeli polimerowych. Tematyka przejść fazowych w amoniakatach niklu stale przyciąga uwagę wąskiej grupy badaczy anomalii EPR czy NMR. J. A. Janik omówił wyniki obszernych badań neutronograficznych i NMR prowadzonych we współpracy z I. Svare z Trondheim) na temat pochodzenia anomalii temperaturowych w azotanie sześciomino niklu oraz dynamiki grup  $\text{NH}_3$ .

I. Svare zbadał także szereg kryształów paramagnetycznych związków kompleksowych chloro-irydowych  $[\text{IrCl}_6]$ ; wykład na ten temat zawierał dyskusję mechanizmu relaksacji krytycznej w trójwymiarowym antyferromagnetyku. J. Blicharski z Krakowa pokazał w ujęciu operatora gęstości, jak obliczać czasy relaksacji NMR w układach wielospinowych ze spinami  $1/2$ . Ulepszenie w opisie kształtu linii NMR zaproponował J. Żogał z Wrocławia, a doc. S. Wapłak z Poznania mówił o oddziaływaniu elektrycznego momentu dipolowego defektów paramagnetycznych z polem molekularnym polaryzacji spontanicznej i naprężeniem spontanicznym w kryształach trójwodoroseleninów.

W przerwach między wykładami zwiedzono pracownie Instytutu Fizyki Molekularnej PAN, gdzie demonstrowany był m. in. spektrometr EPR produkcji PDP RADIOPAN współpracujący z minikomputerem MERA-60 oraz produkowany przez prywatną firmę elektroniczną przy współpracy z Uniwersytem Adama Mickiewicza w Poznaniu, mały układ do detekcji EPR, NMR lub NQR.

Na zakończenie głos zabrał prof. I. Svare wypowiadając słowa uznania pod adresem organizatorów X Konferencji RAMIS-83, podkreślając jej wysoki poziom naukowy i rangę. Do wypowiedzi tej dołączył swoją opinię o międzynarodowym charakterze tych spotkań prof. J. A. Janik.

W piątek, 29 kwietnia, dla kilkudziesięciu uczestników Konferencji prof. J. Stankowski zorganizował wycieczkę do Odolanowa połączoną ze zwiedzaniem instalacji helowych Zakładu Odgazowania Gazu i Pracowni Naukowej Instytutu Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu. Dla wielu gości była to pierwsza wizyta w tym tak ważnym z punktu widzenia kriogeniki polskiej ośrodku. Pełne materiały X Konferencji RAMIS-83 zostaną opublikowane w języku angielskim na początku 1984 r. jako *Radio- and Microwave Spectroscopy, RAMIS-83 Proceedings of the Conference*.

*Bolesław Szaniecki*

Instytut Fizyki Molekularnej PAN  
Poznań

## RECENZJE

W. S. Letochow, W. P. Czebotajew: **Nieliniowa spektroskopia laserowa**, tłum. z jęz. angielskiego Danuta Gawlik i Wojciech Gawlik, PWN, Warszawa 1982, s. 381, cena zł 220.—

Dla spektroskopii laserowej, w którą przekształca się od ok. 20 lat spektroskopia optyczna, jest charakterystyczna zupełnie nowa klasa zjawisk, zjawisk optycznych nieliniowych i związanych z nimi technik nieliniowej spektroskopii. Spośród nich można wyróżnić wolną od rozszerzenia dopplerowskiego spektroskopię najwyższej zdolności rozdzielczej (ograniczoną głównie przez szerokość naturalną linii widmowej) obejmującą m. in. nieliniowe metody spektroskopii nasyceniowej i spektroskopii wielofotonowej.

Wydanie polskie książki opracowano według wydania w języku angielskim (*Nonlinear Laser Spectroscopy*, Springer, Berlin 1977) stanowiącego znacznie rozszerzoną i uzupełnioną wersję radzieckiego wydania (*Principy nieliniowej laserowej spektroskopii*, Nauka, Moskwa 1975). Jest to monografia poświęcona systematycznemu i wyczerpującemu rozwinięciu, na poziomie połowy 1976 r., właśnie zagadnień spektroskopii nasyceniowej i dwufotonowej w zastosowaniu do atomów i cząsteczek w fazie gazowej jak również przedyskutowaniu pewnych zastosowań. Jest to jednolite opracowanie materiałów prac oryginalnych z tego zakresu, opublikowanych do połowy 1976 r., uwzględniające zarówno problemy teoretyczne jak i wyniki doświadczalne, ale nie zagadnienia warsztatu doświadczalnego. Dla zrozumienia książki wystarczy znajomość podstaw mechaniki kwantowej, optyki atomowo-molekularnej i fizyki laserów. Rozwój spektroskopii nasyceniowej i dwufotonowej osiągnął z 1976 r. wiek dojrzały, wobec czego można uważać, że omawiana monografia zawiera podstawowe treści ciągle aktualne i ważne. Niektóre fragmenty monografii nawet wyprzedziły ówczesne idee.

Obaj Autorzy Letochow i Czebotajew są znanymi i uznanymi wybitnymi specjalistami w dziedzinie, której dotyczy monografia. Działają jednak w ośrodkach oddalonych o ok. 4000 km (odpowiednio: Instytut Spektroskopii AN ZSRR w Moskwie i Instytut Techniki Ciepłej Syberyjskiego Oddziału AN ZSRR w Nowosybirsku). Autorzy uwzględnili w książce w większej mierze tematykę związaną z ich zainteresowaniami i ich współpracownikami. Monografia jest przeznaczona przede wszystkim dla specjalistów rozwiązujących w fizyce atomowo-molekularnej, elektronice kwantowej, chemii itd. zagadnienia wymagające zrozumienia praw oddziaływania światła z atomami i cząsteczkami oraz wymagające szczególnie wysokiej zdolności rozdzielczej badań spektroskopowych. Może też być użyteczna dla fizyków, chemików, inżynierów i studentów pragnących bliżej zapoznać się z dziedziną w niej reprezentowaną. W Polsce można przewidzieć niewielkie zapotrzebowanie na nią ze względu na małe możliwości rozwijania badań w tej dziedzinie.

Oba tematy monografii występują w wielu opracowaniach monograficznych w rozmaitych publikacjach zbiorowych, jak np. *High Resolution Laser Spectroscopy* (wyd. K. Shimoda, Springer, Berlin 1976). Uaktualnienie tematyki przynoszą, między innymi, materiały konferencji „Laser Spectroscopy” odbywających się co 2 lata, a publikowane prawie od razu metodami szybkiej poligrafii. Ostatnią taką publikacją jest *Laser Spectroscopy V* z 1981 r.

Wydaje się, że dla polskiego środowiska bardziej potrzebna byłaby publikacja ogarniająca całokształt możliwości stworzonych przez spektroskopię laserową, a więc uwzględniającą zarówno rolę laserów (ogromną) w spektroskopii tradycyjnej jak i jeszcze rozliczne inne, poza uwzględnionymi w monografii, nieklasyczne działy. Poza tym odczuwa się potrzebę bliższego zapoznania się z metodami doświadczalnymi. Piśmiennictwo w tym zakresie jest dość ubogie, chyba najlepszą byłaby książka W. Demtrödera *Laser Spectroscopy* (Springer, Berlin 1981), może nieco encyklopedyczna, ale dająca możliwie pełny, wielostronny i aktualny obraz spektroskopii laserowej.

W rozdz. 1 książki, po zwróceniu uwagi na istotne ograniczenie możliwości spektroskopii klasycznej z powodu efektu Dopplera, zarysowano wybrane klasyczne metody liniowe pozwalające ominąć to ograniczenie i przedstawiono wstępnie, jakościowo metody spektroskopii nasyceniowej. Drugi rozdział poświęcono szczegółowej analizie teoretycznej rezonansowego oddziaływania z atomami o dwóch poziomach czynnych jednej lub 2 wiązek laserowych o rozmaitych charakterystykach natężeń i geometrycznych. W następnym rozdziale rozważono, wykorzystując model teoretyczny z poprzedniego rozdziału, szereg sytuacji doświadczalnych, a zwłaszcza przypadek lasera z komórką absorpcyjną umieszczoną w rezonatorze oraz rozmaite doświadczenia z nieliniowymi rezonansami nasyceniowymi. Czwarty rozdział zawiera zwięzłe omówienie wolnej od dopplerowskiego rozszerzenia spektroskopii dwufotonowej. Kolejny rozdział stanowi rozszerzenie rozważań drugiego rozdziału na przypadek dwu wiązek laserowych i atomów o 3 poziomach czynnych. Zwrócono uwagę szczególnie na przypadek dwu przejść sprzężonych. Rozważono zarówno zjawisko absorpcji jak i wymuszonego rozpraszania ramanowskiego. Rozpatrywaniu zagadnienia szerokości linii widmowych od strony teoretycznej towarzyszy omawianie konkretnych sytuacji doświadczalnych. W VI rozdziale następuje dalsze urealnienie i wysubtelnienie uproszczonych modeli z poprzednich rozdziałów poprzez uwzględnienie takich elementów rzeczywistości, jak skończona szerokość widmowa promieniowania laserowego, skończony czas oddziaływania, kwadratowy efekt Dopplera. Następne 2 rozdziały zawierają przegląd wybranych wyników uzyskanych omawianymi metodami w zakresie spektroskopii atomowo-molekularnej. Końcowe dwa rozdziały poświęcono zastosowaniom w elektronice kwantowej np. dla celów stabilizacji laserów i w fizyce dla celów metrologicznych oraz wreszcie wskazano takie interesujące perspektywy badań, jak np. potwierdzenie pewnych efektów kwantowych i relatywistycznych oraz wykorzystanie w spektroskopii  $\gamma$ .

W ogólnej ocenie przydatności pracy obecnie nie można zapominać, że od jej ukazania się upłynęło ponad 5 lat ciągle szybkiego rozwoju spektroskopii laserowej nie tylko ilościowego ale i jakościowego, a zwłaszcza w zakresie objętym przez monografię. Poza tym istotne znaczenie ma wąski zakres tematyczny monografii. Zagadnienie wąskich linii w kontekście spektroskopii nasyceniowej i dwufotonowej jest w tej chwili istotnym, ale tylko niewielkim fragmentem szerokiej dziedziny spektroskopii laserowej, która właściwie nie jest reprezentowana na naszym rynku księgarskim. Znajdujemy tu jedynie pracę L. Allena i in. *Rezonans optyczny* dotyczącą tylko wąskiego problemu oddziaływania atomu dwupoziomowego z promieniowaniem. Inne publikacje dotyczą fizyki laserów i optyki nieliniowej ośrodków skondensowanych.

Poszczególne rozdziały książki były pisane osobno przez każdego z autorów (rozdz. 1—4 i 10 przez Letochowa), pomimo to udało się zachować w pracy jednolitą symbolikę i dobrze skorelować treść poszczególnych rozdziałów.

Książka jest napisana zasadniczo przystępnie i przejrzysto, ale w licznych miejscach tekst nie jest w pełni jasny, co zdaje się wynikać w znacznej mierze ze zdecydowania się autorów na zwięzłe relacjonowanie bardzo obszernego materiału. Stosunek autorów do treści przekazywanych czytelnikowi był aktywny, czego dowodzi np. rys. 3.11 z podpisem zmienionym w stosunku do oryginału. Autorzy nie uniknęli pewnych błędów, niedokładności i nieścisłości. Na przykład z usterek niezauważonych przez tłumaczy można wymienić następujące. Na wykresie Grotriana poziomów energetycznych neonu (rys. 5. 7) poziomy 3p zostały narysowane powyżej poziomów 3s, a to jest istotnym błędem. Zalecana wartość  $c$  ustalona jeszcze w 1973 r. (nie było późniejszych) wynosi  $299792458 \pm 1,2$  m/s (str. 339<sup>1</sup>). Nie jest zrozumiałym powód użycia terminów angielskich *exchange* (269<sup>b</sup>) i *inverted state* (110<sub>3</sub>). Nie są jasne fragmenty  $162^{4-6}$ ,  $166_{6-4}$  i  $269^{13-15}$ . Na str. 85<sub>6</sub> powinno być on a nie of. Na str. 25<sup>7</sup> określono  $\omega_{12}$  jako wielkość ujemną. Na str. 278<sup>8</sup> należy zastąpić słowo „struktury” przez „oddziaływania”.

W odniesieniu do polskiego tłumaczenia należy zauważyć, że zadanie tłumaczy było bardzo trudne ze względu na potoczny język oryginału, obfitość kolokwializmów, skrótowe sformułowania i uproszczenia językowe. Odbiło się to wyraźnie na jakości tłumaczenia, w którym nie udało się odejść dostatecznie od manieri oryginału.

A oto niektóre błędy powstałe przy tłumaczeniu lub w druku<sup>1</sup>:

24<sup>8</sup>: z. (zamiast) „równoległe” pb. (powinno być) „równoodległe”;

26<sub>14</sub>: z. „systematycznego” pb. „przypadkowego”;

<sup>1</sup> Bardziej szczegółową listę przesyłamy Wydawnictwu (przyp. Red.).

- 120<sub>2</sub>: z. „ $\leq$ ” pb. „ $\geq$ ”  $I^m$ ;  
 62<sub>18</sub>: z. „w centrum dtpu,” pb. „w środku umi”  
 127<sub>8</sub>: z. „ $\omega_0^\pm$ ” pb. „ $\omega_0^\pm$ ”;  
 155<sub>12</sub>: z. „cząsteczki” pb. „częstości”;  
 221<sub>2</sub>: z. „ $T_a$ ” pb. „ $\leq T_a$ ”;  
 252<sup>10</sup>: z. „S” pb. „S<sub>1</sub>”;  
 303<sup>4</sup>: z. „100” pb. „1000”;  
 319<sub>8</sub>: z. „10<sup>0</sup>” pb. „10<sup>-9</sup>”;  
 323<sub>15</sub>: z. „7” pb. „7 $\pm$ 5”;  
 340<sub>18</sub>: z. „1215, 65” pb. „1215, 68”;  
 Wzór 10.31: z. „k” pb. „k<sub>y</sub>”;  
 359<sub>7</sub>: z. „ $i \rightarrow f$ ” pb. „ $i \pm f$ ”;  
 119<sub>11</sub>: z. zaobserwowana” pb. „zaabsorbowana”;  
 rys. 7.17: z. „m” pb. „M”;  
 40<sub>5</sub>: z. „przejściowego” pb. „podstawowego”;  
 rys. 10.9: brakuje oznaczeń a), b) i  $n_1$  (v);  
 24<sup>9-10</sup>: w jednym zdaniu połączono różne opisy: kwantowy i klasyczny;  
 359<sub>7</sub>: *in proportion* nie oznacza tu: proporcjonalnie do.

W zakresie terminologii: *first harmonic* (np. 341<sub>18</sub>) oznacza częstość podstawową, a nie drugą harmoniczną, razi tłumaczenie *decay* jako rozpadu w przypadku atomu, częstości **powieliła się**, a nie mnoży (341<sub>18</sub>), bardzo dyskusyjne jest użycie terminów skanowanie, piki itp., czynnik jest używany w znaczeniu członu (np. 149<sub>8</sub>), należy odróżniać cyfrę od liczby (np. rys. 5.11).

Spośród licznych kolokwializmów zwracając uwagę następujące: linia emitowana (17<sup>6</sup>), rozpraszana (167<sub>18</sub>), oddziaływanie... fali... z poszerzoną linią (28<sub>a-1</sub>), eksperymenty odkryły (189<sub>a-2</sub>), w funkcji prądu (93<sup>8-9</sup>), promieniowanie przejścia sprzężonego (np. 163<sup>17</sup>), wzbudzenie linii absorpcyjnej (33<sub>10</sub>).

Typowe przykłady innych błędów językowych: „Dla promieniowania składowych” (268<sup>28</sup>) — pb; „w przypadku składowych”; „gazu umieszczonego” (164<sup>2</sup>); „do uzyskania” z. w celu uzyskania” (97<sup>18</sup>); „Dla silnego nasycenia...” z. „w warunkach...” (316<sup>2</sup>); „rozseparowane” z. „rozszczepione” (np. 303<sup>7</sup>); „pozostaje w znaczeniu” z. „utrzymuje się” (111<sup>6</sup>).

Bardzo często używa się wyrazu określać nie w jego właściwym znaczeniu definiowania, lecz jako wyznaczanie, powodowanie, wyrowadzanie, charakteryzowanie itd. (np. 151<sup>11</sup>, 221<sup>16</sup>, 223<sup>3</sup>, 251<sub>18</sub>, 285<sub>18</sub>, 222<sup>8</sup>, 339<sub>8</sub>, 321<sup>3</sup>). Często stosuje się termin „stan” zamiast „poziom”, np. przesunięcie stanu (150<sup>4</sup>, 340<sup>4</sup>), rozszczepienie stanu (21<sub>a-b</sub>). Często są wyrażenia: w oczywisty sposób, w bezpośredni sposób..... Wydaje się słuszne uznawanie pewnych tradycji językowych, czego wyrazem może być np. pisanie o **dłużej a nie dużej ogniskowej** (56<sup>6</sup>), o **długim a nie dużym czasie** (96<sup>2</sup>), o **rozchodzeniu się a nie propagacji fali**.

Ogólnie, książkę można uznać jako wartościową i przydatną, ale nie najpotrzebniejszą. Jej walory redakcyjne i wydawnicze, jak udany układ tekstu, doskonała czytelność i świetny papier zostały w poważnym stopniu obniżone przez dużą liczbę błędów i niezręczności językowych, zilustrowanych powyżej. Brak jest do tego erraty.

Nakład oceniam jako w pełni wystarczający.

Kazimierz Rosiński

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

C. A. Coulson, A. Jeffrey: *Fale. Modele matematyczne*, tłum. z jęz. angielskiego Z. Uhrynowski, WNT 1982, s. 270, nakład 3800 egz., cena zł 110.—

Dobrze się stało, że Wydawnictwa Naukowo-Techniczne zdecydowały się na wydanie pracy Coulsona i Jeffreya. Książka ta napisana przez Coulsona w 1941 r. została po śmierci Autora przygotowana do druku i uzupełniona przez A. Jeffreya. Jest ona pomyślana jako monografia popularna lub raczej książka pomoc-

nicza, służąca jako wstęp do problemów i idei związanych z ruchem falowym. Wydaje się jednak, że w polskim tłumaczeniu ukazującym się w r. 1982 konieczne są pewne uzupełnienia. Do sprawy tej jeszcze powrócę.

Książka Coulsona i Jeffreya stanowi doskonały wstęp do fizyki liniowych zjawisk falowych. W prosty i przystępny sposób omawia charakter ruchu falowego, jak również postać i własność równania falowego oraz jego rozwiązań. Położenie nacisku na matematyczną stronę problemu w pełni uzasadnia zawarte w podtytule określenie „modele matematyczne”. Ten aspekt odróżnia omawianą pozycję od innych, dostępnych w kraju publikacji z tej dziedziny. Tak więc np. trzeci tom wykładów berkleyowskich — książka F. S. Crawforda Jr. *Fale*, jak również wydana w 1967 r. praca R. A. Waldrona podchodzą do tych zagadnień w sposób odmienny, kładąc nacisk na stronę obserwacyjno-fenomenologiczną. Książka Coulsona i Jeffreya wypełnia pewną lukę w literaturze przedmiotu.

Zawiera ona bogaty materiał przedstawiony w sposób jasny i przystępny. Tak więc, w części wstępnej Autorzy omawiają sprawę takie jak: zasada superpozycji, wzór d'Alemberta, rozwiązanie równania niejednorodnego (ze źródłami) oraz równania telegrafistów (problem dyspersji). Dyskutują oni także własności i postać rozwiązań różnych zagadnień początkowo-brzegowych dla równań falowych, w tym także warunki mieszane. W dalszych rozdziałach omawiają ruch falowy w różnych konkretnych ośrodkach, takich jak struny, membrany, belki i sprężyny, ciecze a nawet sieci anharmoniczne. W rozdziale poświęconym cieczom dyskutowane są zarówno fale powierzchniowe jak i pływowe. Osobne rozdziały poświęcono falom akustycznym i elektromagnetycznym. Dla przykładu podam, że w rozdziale o falach akustycznych omawiane są m. in. następujące problemy: mody normalne w rurze z ruchomym tłokiem, kinetyczna i potencjalna energia fali, fale o symetrii kulistej lub fale biegnące w rurze o zmiennym przekroju. Podobnie, w omówieniu fal elektromagnetycznych znajdujemy szereg ważnych i nietrywialnych problemów, takich jak propagacja fal płaskich w dielektryku, szybkość przenoszenia (transportu) energii, odbicie i załamanie fal, całkowite wewnętrzne odbicie, odbicie od metalu, efekt naskórkowy, ciśnienie promieniowania czy też falowody. Część poświęconą falom liniowym zamyka rozdział poświęcony ogólnym własnościom ruchu falowego. Warto tu wspomnieć o efekcie Dopplera, dudnieniach, ruchu paczek falowych, zasadzie Fresnela, dyfrakcji, czy też o potencjałach opóźnionych. W rozdziale tym Autorzy rozpatrują też ruch falowy w ośrodkach niejednorodnych, stosując przybliżenie całki fazowej (metoda WKB).

Książka zamyka rozdział poświęcony falom nieliniowym. Stanowi on dobry wstęp do zagadnień nieliniowych omawiając takie problemy ogólne, jak charakterystyki, niezmienniki Riemanna czy też fale proste. Natomiast podane zastosowania fizyczne ograniczają się jedynie do opisu fal w rurze z ruchomym tłokiem oraz fal uderzeniowych.

Należy podkreślić, że każdy rozdział uzupełniony jest zadaniami.

Jak widać z powyższego przeglądu, materiał zawarty w tej liczącej ok. 250 stron druku książce jest bardzo bogaty i obejmuje większość problemów liniowej fizyki fal, z wyjątkiem spraw związanych ze spójnością fal. W r. 1941 była to bardzo kompletna monografia ruchu falowego. Mam wrażenie, że już w r. 1977, a więc w roku ukazania się drugiego wydania, modyfikacje i uzupełnienia dokonane przez A. Jeffreya były niewystarczające. Drugi z Autorów, powodowany prawdopodobnie pietyzmem dla zmarłego, który był znanym autorytetem w tej dziedzinie, zdecydował się na wniesienie jedynie drobnych, jego zdaniem koniecznych, poprawek. O ile taką postawę współautora można łatwo zrozumieć, to od redaktora naukowego polskiego tłumaczenia, mającego być możliwie pełną pozycją w tej dziedzinie i ukazującego się w sześć lat później od oryginału, należałoby oczekiwać poważniejszych uzupełnień. W szczególności dotyczy to zjawisk związanych z koherencją fal oraz zagadnień nieliniowych. W ostatnim dwudziestoleciu nasza wiedza o tych problemach bardzo się wzbogaciła. Zupełne pominięcie w r. 1982 laserów, holografii, solitonów, rezonansowego oddziaływania trzech fal oraz zjawiska samoogniskowania się fal (by ograniczyć się do kilku przykładów) jest co najmniej rażące. Wydaje się, że uzupełnienie tej książki dodatkami poświęconymi wspomnianym, a także i innym problemom ruchu falowego niesłuchanie podniosłoby walor tej publikacji. Tym bardziej, że nie tak trudno byłoby znaleźć, jak mi się wydaje, odpowiednich specjalistów (np. w Instytucie Podstawowych Problemów Techniki czy też w Uniwersytecie Warszawskim). Wielka więc szkoda, że Wydawnictwo poszło po linii najmniejszego oporu.

Jeśli chodzi o tłumaczenie, to nie budzi ono większych zastrzeżeń. Terminologia jest z wyjątkiem kilku drobiazgów poprawna, zaś tekst daje się płynnie czytać. Tłumacz nie uniknął jednak pewnych niezgrabności wynikających być może z próby zbytnej wierności oryginałowi. Tak np. na str. 181 czytamy: „Rozważając

przypadek, gdy zarówno źródło, jak i obserwator znajdują się w ruchu i poruszają się w tym samym kierunku z prędkościami odpowiednio  $u$  i  $v$ , nakładamy ponownie prędkość  $-v$  na cały ruch (układ)". To długie zdanie, jak rozumiem, ma opisywać transformację do układu, w którym obserwator spoczywa.

Książka została wydana w czytelnym i ładnym układzie graficznym. Budzi jednak zastrzeżenia niezbyt staranna korekta. Już na pierwszy rzut oka daje się wyłapać szereg błędów. Tak np. w spisie rzeczy na str. 8, paragraf 9.2 nosi tytuł „Praca zachowania” zamiast „Prawa zachowania”. Podobnie część górna wzoru (6.4) na str. 131 ma postać jawnie fałszywą. Podaję tu jedynie przykłady dla ilustracji, a lista błędów jest daleka od kompletności.

Sumując, uważam tę pozycję za celową, przydatną w bibliotece każdego fizyka i inżyniera interesującego się problemami ruchu falowego. Jednakże w następnym wydaniu tej książki konieczne będzie usunięcie wspomnianych usterek i dodanie omawianych uzupełnień.

*Antoni Kuszell*

Instytut Astronomii  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

L. Allen, J. H. Eberly, K. Rzążewski: **Rezonans optyczny**, tłum. z jęz. angielskiego K. Rzążewski, PWN 1981, s. 208, nakład 1650 egz., cena zł 60.—

Recenzowana monografia jest tłumaczeniem (z angielskiego) książki, uzupełnionym dwoma rozdziałami przez K. Rzążewskiego, występującego zatem w podwójnej roli tłumacza i współautora. Angielskie wydanie z kolei powstało w wyniku współdziałania, praktycznie biorąc na odległość, dwu znakomitych specjalistów z dziedziny optyki kwantowej: L. Allena i Uniwersytetu w Sussex (Anglia) i J. Eberly'ego z Uniwersytetu w Rochester (USA), których wiele prac przyczyniło się w istotny sposób do rozwoju tej bardzo aktualnej i szybko rozwijającej się dziedziny. Także Tłumacz, a zarazem współautor polskiego wydania jest autorem wielu znanych prac z tej dziedziny. Wspomnieć przy tym wypada o ciągłej współpracy fizyków warszawskich, a w tym także K. Rzążewskiego, z J. Eberlym, której to współpracy zawdzięczamy tę cenną pozycję.

Tytuł książki kojarzyć się może z rezonansem jądrowym bądź elektronowym. Istotnie, większość zjawisk opisywanych w niej tłumaczy się przy pomocy równań Blocha, wykorzystując analogię między dwupoziomowym atomem, a spinem. Dotyczy to przede wszystkim nutacji optycznej i echa fotonowego. Główną część monografii stanowi teoretyczny opis zjawisk związanych z propagacją impulsów świetlnych przez ośrodek złożony, a z atomów dwupoziomowych w warunkach rezonansu częstotliwości światła z częstością własną atomów i z uwzględnieniem relaksacji. Dla silnych wiązek oznacza to takie zjawiska jak wymuszona przezroczystość, samoogniskowanie i nasyczone pochłanianie. Zrozumienie tych zjawisk zostało znacznie ułatwione przez ciekawy i oryginalny opis, przedstawiony w rozdziale I, klasycznej teorii optycznych zjawisk rezonansowych. Rozdziały I—VI oraz rozdziały IX, w którym opisuje się echa fotonowe, stanowią zamkniętą całość. Czytelnik może ograniczyć się do nich, jeśli interesuje się wyłącznie wymienionymi wyżej zjawiskami. Warto jednak zapoznać się z pozostałymi rozdziałami, w których przedstawiono zarys elektrodynamiki kwantowej (rozd. VII) oraz teorie emisji spontanicznej układu atomów i nadpromienistości (rozd. VIII). Ostatnie dwa rozdziały, dodane przez K. Rzążewskiego, stanowią bardzo cenne uzupełnienia tej monografii w zakresie teorii oddziaływania pola elektromagnetycznego z układem dwupoziomowych atomów oraz oscylatorów harmonicznym.

Zasadniczym mankamentem monografii jest brak dokładnego określenia ośrodka fizycznego, z którym oddziałuje fala elektromagnetyczna. Stąd też pewne stwierdzenia Autorów mogą wprowadzić w błąd mniej doświadczony czytelnik. Dla przykładu podaję: „Zatem w zwykłych temperaturach i ciśnieniach, gazy absorberzy są niemal wyłącznie poszerzone niejednorodnie” (w opisie rysunku na str. 37) — stwierdzenie to niewiele ma sensu. Podobnie podane na str. 61 stwierdzenie, że przypadek  $T_1 = T_2$  odpowiada silnemu wpływowi zderzeń, jest także nieuzasadnione. Te i podobne uwagi dotyczące mechanizmów relaksacji mogłyby okazać się uzasadnione po dokładnym określeniu ośrodka fizycznego, do którego się odnoszą.



Niepotrzebnie Autorzy starają się przedstawić poziomy energetyczne atomu sodu. Zbędny także wydaje się dokładny opis, w paragrafie 3.5, rozwiązań Torreya równań Blocha. Natomiast odczuwa się brak informacji z zakresu spektroskopii laserowej. Paragraf 7.6, dodany przez K. Rzążewskiego uzupełnia tę lukę w pewnym stopniu.

Zwraca uwagę poprawność terminologii i brak istotnych błędów we wzorach, a także staranność korekty (jedyne dostrzeżony błąd: dowolnej zamiast dowolnie na str. 17).

Tłumaczenie poprawne, chociaż wyrażenia typu „cała gama rozwiązań” bądź „szeroki wachlarz zjawisk” zbyt natrętnie kojarzą się z żargonem dziennikarskim.

Zarówno K. Rzążewskiemu, jako tłumaczowi i współautorowi, oraz Państwowemu Wydawnictwu Naukowemu należą się wyrazy uznania za tę ceną, a tak starannie wydaną pozycję. Można ją polecić studentom lat starszych oraz młodym pracownikom naukowym interesującym się optyką kwantową. Jest to też cenny materiał dla nauczycieli akademickich przygotowujących wykłady z tej dziedziny.

*Jan Fiutak*

Instytut Fizyki  
Uniwersytet Gdański  
Gdańsk

## K R O N I K A

## PTF

## Medal Mariana Smoluchowskiego

Z ogromnym opóźnieniem, będącym konsekwencją stanu wojennego, Polskie Towarzystwo Fizyczne dopiero teraz przyznało Medal Mariana Smoluchowskiego za lata 1981 i 1982. Laureatami są Adriano Gozzini (1981) i Władysław Opechowski (1982).

Adriano Gozzini urodził się 13 kwietnia 1917 r. we Florencji. Studia fizyki ukończył w 1940 r. W czasie wojny był powołany do wojska. Po wybuchu konfliktu między Niemcami i Włochami został aresztowany i wywieziony do jednego z najcięższych obozów jenieckich w Dęblinie. Po wojnie rozpoczął działalność naukową w Uniwersytecie w Pizie, gdzie z czasem stworzył silny ośrodek badań spektroskopii optycznej i mikrofalowej. Ma także wybitne osiągnięcia w badaniach struktury materii i zastosowań metod fizycznych w biologii i technice. Od wielu lat prof. Gozzini współpracuje z fizykami polskimi, w szczególności z Warszawy i z Torunia. Gozzini jest członkiem *Academia dei Lincei* i doktorem *honoris causa* uniwersytetów w Clermont-Ferrand i w Lille.

Władysław Opechowski urodził się 10 marca 1911 r. w Warszawie. Magisterium z fizyki uzyskał w 1935 r. na Uniwersytecie Warszawskim, gdzie rozpoczął pracę naukową w dziedzinie fizyki teoretycznej. Na początku 1939 r. wyjechał na stypendium do Lejdy do H. A. Kramersa. W Holandii przeszedł okres wojny, potem pracował w laboratorium badawczym firmy Philips w Eindhoven. Od 1948 r. jest profesorem Uniwersytetu Kolumbii Brytyjskiej w Vancouver w Kanadzie. Jest światowej sławy specjalistą w dziedzinie kwantowej teorii magnetyzmu i zastosowań teorii grup w fizyce ciała stałego.

Prof. Opechowski utrzymuje żywe kontakty z fizykami polskimi. Szkoliło się u niego wielu fizyków z Torunia, Krakowa, Poznania, Warszawy i Wrocławia. Jest członkiem *Royal Canadian Society* i doktorem *honoris causa* Uniwersytetu Wrocławskiego.

## Oddział Gliwicki

W dniu 13 maja 1983 odbyło się Walne Zebranie Oddziału, na którym wybrano nowy zarząd w następującym składzie:

przewodniczący — Andrzej Zastawny, zastępca przewodniczącego i reprezentant Śląskiej Akademii Medycznej — Franciszek Kumasza, sekretarz — Andrzej Błuszcz, skarbnik — Tomasz Goslar, członkowie Zarządu: reprezentant Instytutu Metalurgii Żelaza i Instytutu Metali Nieżelaznych oraz referent współpracy z przemysłem — Roman Kolanko, sprawy Olimpiad Fizycznych — Joachim Gmyrek, referent odczytów naukowych — Bogusława Adamowicz, współpraca ze szkolnictwem — Macusz Pustelny, oraz Krzysztof Wojtowicz.

*Józef Szpilecki*

## Oddział Warszawski

W dniu 16 września 1983 odbyło się Walne Zebranie Oddziału, na którym wybrano nowy zarząd w następującym składzie:

przewodniczący — Łukasz Turski, sekretarz — Mirosław Łukaszewski, skarbnik — Michał Findeisen, członkowie Zarządu: Telesa Białecka, Jan Bliński, Konrad Bajer, Aleksander Magryta, Edward Mosiniewicz, Wiaczesław Szamow.

Ustępujący Zarząd usunął 139 dotychczasowych członków z powodu uporczywego niepłacenia składek. Obecnie Oddział liczy 380 członków.

W czasie zebrania prof. Jerzy Pniewski wygłosił referat „Hiperjądra — początki i obecne kierunki badań”, w którym przedstawił historię odkrycia przez siebie i przez Mariana Danysza pierwszego hiperjądra oraz dalszego rozwoju badań w tej dziedzinie.

### Nagroda dla Seitz'a

Narodowa Rada Naukowa, jako organ amerykańskiej Narodowej Fundacji Naukowej (NSF), przyznała Nagrodę Vannevara Busha wybitnemu fizykowi Fryderykowi Seitzowi w uznaniu jego osiągnięć naukowych (jest jednym z twórców kwantowej teorii ciała stałego), a także jego zasług w dziedzinie działalności dydaktycznej oraz jego kierowniczej roli w środowisku naukowym.

Seitz uzyskał stopień doktorski w 1934 r. w Uniwersytecie w Princeton. Był profesorem kolejno w Uniwersytecie w Rochester, w Uniwersytecie Stanu Pennsylvania, w Carnegie Institute of Technology. W latach 1962-69 był prezesem Narodowej Akademii Nauk, a od 1968 do przejścia na emeryturę w 1978 — rektorem Uniwersytetu Rockefellera, a na forum międzynarodowym był wiceprezesem Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP). Jest autorem m. in. klasycznej monografii *Modern Theory of Solids*.

*Phys. Today* 36, No 8 (1983)

B. W.

### Medal Łomonosowa

Znany fizyk radziecki J. B. Charyton otrzymał złoty Medal Łomonosowa przyznany mu przez prezydium Akademii Nauk ZSRR za wybitne osiągnięcia w fizyce.

Charyton w początkach swej kariery naukowej zajmował się fizyką molekularną i kinetyką chemiczną. W latach trzydziestych będąc na stażu u Rutherforda w Cambridge badał promieniowanie scyntylacyjne i wyznaczył bezwzględną czułość oka na błysk światła. Następnie zajmował się teorią detonacji. Duże znacznie mają jego prace z dziedziny energetyki jądrowej. Badania teoretyczne (wspólne z J. B. Zeldowiczem) wydajności jądrowych reakcji łańcuchowych w naturalnym uranie stały się podstawą rozwoju wykorzystania energii jądrowej w ZSRR.

*Vestnik AN SSSR* No 5 (1983)

B. W.

### Stulecie urodzin Tadeusza Malarskiego

W sierpniu 1983 roku minęła setna rocznica urodzin Tadeusza Malarskiego (1883-1952), profesora fizyki Politechniki Lwowskiej, a po II woj-

nie światowej profesora Politechniki Śląskiej w Gliwicach. Z tej okazji Instytut Fizyki Politechniki Śląskiej i Oddział Gliwicki PTF urządziły w dniu 20 maja 1983 wspólne uroczyste posiedzenie naukowe poświęcone jego pamięci. Na posiedzeniu obecne były jego córki, pani Maria Świeczawska i pani Barbara Krupińska. W zebraniu uczestniczyło liczne grono dawnych wychowanków prof. Malarskiego, wśród nich wielu profesorów Politechniki Śląskiej.

Referat wprowadzający, opracowany wspólnie z mgrem Marianem Konopackim, wygłosił doc. Józef Szpilecki, przedstawiając życiorys prof. Malarskiego i jego najważniejsze osiągnięcia (por. także *Postępy Fizyki* 28, 629 (1977)). Omówione zostały pokrótce prace Malarskiego z dwóch dziedzin uprawianych przez niego: fizyki i radiotechniki oraz prace jednego z jego współpracowników i kontynuatorów — Kazimierza Gostkowskiego, z fizyki koloidów. Następnie referent przypomniał pierwsze lata Katedry Fizyki w Gliwicach i pewne szczegóły z trzydziestoletniej historii Oddziału Gliwickiego PTF.

W dalszym ciągu doc. Walery Miśniakiewicz (Katedra Chemii Fizycznej) przedstawił dorobek drugiego z uczniów Malarskiego — prof. Zdzisława Sokalskiego i jego współpracowników.

Prace Malarskiego z dziedziny radiotechniki omówił członek PAN prof. Tadeusz Zagajewski (Instytut Elektroniki). Inicjując w 1923 r. swoje wykłady z prądów szybkozmiennych oraz radiotelegrafii i radiotelefonii, Malarski stał się pionierem radiotechniki polskiej, którą rozwijał w swoich wykładach i w utworzonym przez siebie Laboratorium Radiotechnicznym. Przypomniano nazwiska wybitniejszych polskich radiotechników i teletechników, m. in. ludzi, którzy w okresie powojennym budowali przemysł radiotechniczny — wszyscy oni byli w pewnej mierze związani z działalnością prof. Malarskiego.

Z kolei prof. Edmund Romer omówił historię prowadzonego przez siebie Zakładu Optyki i Mechaniki Precyzyjnej. Przypomniał długoletniego kierownika działu mechanicznego Karola Gwozdeczkiego oraz pracowników działu elektrotechnicznego Józefa Niebylskiego i Zygmunta Katlewicza.

Prof. Stefan Węgrzyn (Instytut Informatyki Czasu Rzeczywistego) przedstawił zasługi Malarskiego w kształceniu kadry naukowej, przypominając m. in., że pięciu jego wychowanków jest profesorami: Stanisław Gładysz (matematyka, Wrocław) oraz Stefan Węgrzyn, Stanisław Malzacher (Instytut Elektroniki), Zdzisław Trybalski (Insty-

tut Automatyki) i Adam Macura (Instytut Elektroniki) — wszyscy czterej z Politechniki Śląskiej.

Na zakończenie zebrania wyświetlono zachowane zdjęcia prof. Malarskiego i minutą ciszy uczczono jego pamięć.

*Józef Szpilecki*

### Fizycy wobec groźby wojny jądrowej

Fizycy w wielu krajach dają wyraz najwyższemu zaniepokojeniu wobec możliwości wybuchu wojny, w której byłaby użyta broń jądrowa. Dawały temu wyraz różne organizacje fizyków, a niedawno Rada Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego, która prawie nigdy nie wypowiada się w sprawach mających jakikolwiek związek z polityką, powzięła następującą uchwałę:

„Zważywszy, że:

— Wojna jądrowa jest nie mającym precedensu zagrożeniem ludzkości,

— zasób broni jądrowych rozmieszczonych na kuli ziemskiej posiada siłę wybuchową przekraczającą milion bomb takich, jaka spadła na Hiroszimę,

— ogólna wojna jądrowa spowodowałaby śmierć setek milionów ludzi,

— wtórne skutki wojny jądrowej byłyby katastrofalne dla tych, którzy by ją przeżyli i mogłaby zniszczyć cywilizację,

— jakiegokolwiek użycie broni jądrowych włącznie z ich użyciem w tzw. wojnach ograniczonych zawierałoby poważne ryzyko eskalacji do ogólnej wojny jądrowej,

— trzydzieści lat intensywnych badań nie otworzyło widoków na stworzenie skutecznych środków obrony przeciw atakom jądrowym,

— arsenały Stanów Zjednoczonych i Związku Radzieckiego są więcej niż wystarczające do wzajemnego odstraszenia,

— dalsze trwanie wyścigu zbrojeń jądrowych nie zwiększy bezpieczeństwa obu supermocarstw,

— rozpowszechnienie broni jądrowej wśród innych państw, szczególnie w rejonach wysokiego napięcia, poważnie zwiększyłoby ryzyko wojny jądrowej,

— od szeregu lat nie było postępu ku osiągnięciu ograniczenia i redukcji broni strategicznych ani przez ratyfikację układu SALT II, ani przez rokowania w sprawie zawarcia nowego układu,

— rokowania w sprawie ogólnego zakazu prób jądrowych zostały odroczone na czas nieokreślony,

— rokowania w celu zapobieżenia lub zakazu rozszerzenia wojny jądrowej na przestrzeń kosmiczną zostały zawieszono,

Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne poprzez swoją wybraną Radę postanawia wezwać Prezydenta i Kongres Stanów Zjednoczonych i odpowiednie czynniki w Związku Radzieckim i innych państwach

— do istotnego wzmoczenia wysiłków bez warunków wstępnych i w sposób pilny, w celu osiągnięcia sprawiedliwego i sprawdzalnego porozumienia między Stanami Zjednoczonymi a Związkiem Radzieckim co do ograniczenia strategicznych broni jądrowych i znaczącej redukcji ich liczby oraz liczby środków ich przenoszenia,

— do prowadzenia w podobnym duchu rokowań w celu zapobieżenia rozszerzenia wojny jądrowej na przestrzeń kosmiczną,

— do użycia wszelkich praktycznych sposobów przeciw rozpowszechnieniu broni jądrowej na dalsze państwa,

— do podjęcia praktycznych działań, aby zmniejszyć ryzyko wybuchu wojny jądrowej z przyczyny pomyłki lub wypadku,

— do dotrzymania obowiązujących umów dotyczących kontroli zbrojeń, jak również układu SALT II,

— do unikania doktryn militarnych i ruchów, które traktują jądrowe materiały wybuchowe tak jak zwykle broń wojenne,

— do wszczęcia poważnych rokowań o zakaz na zawsze prób broni jądrowej we wszystkich środowiskach zgodnie z zaleceniami traktatu o nierozpowszechnianiu”.

Powyższa uchwała została podana do wiadomości wielu szefów państw, prezesów towarzystw fizycznych i akademii naukowych. Uchwała na ogół spotkała się ze zrozumieniem.

W *Kronice* w zeszycie 5/83 pisaliśmy o artykule V. F. Weisskopfa na temat groźby wojny jądrowej. Ostatnio ukazał się on także w organie Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego — *Physikalische Blätter* 39, No 8 (1983).

*Phys. Today* 36, Nos 5, 8 (1983)

*B. W*

Międzynarodowy zespół opracowuje historię fizyki ciała stałego

Niewiele dziedzin współczesnej nauki wywarło tak wielki wpływ na postęp techniczny i na nasze codzienne życie w drugiej połowie XX wieku jak

fizyka ciała stałego, która stworzyła podstawy rozwoju mikroelektroniki, inżynierii materiałowej i innych ważnych działów nowoczesnej techniki. Niewiele jest też dziedzin fizyki tak mało znanych historykom nauki i tak słabo spopularyzowanych w publikacjach dostępnych niespecjalistom. Świadomość tej zadziwiającej dysproporcji skłoniła wybitnego brytyjskiego fizyka Sir Nevilla Motta (Nagroda Nobla 1977) do zorganizowania wiosną 1979 r. sympozjum pod egidą Brytyjskiego Towarzystwa Królewskiego. Uczestnicy tego sympozjum — kilkudziesięciu fizyków (wśród nich Felix Bloch, Hans Bethe, John Bardeen, Frederick Seitz, Roman Smoluchowski) i kilku historyków nauki — dyskutowali o wczesnych latach rozwoju fizyki ciała stałego. Materiały tego sympozjum opublikowane zostały w *Proceedings of the Royal Society of London A371*, No 1744 (1980), a następnie wydane w postaci książki *The Beginnings of Solid State Physics*, London, The Royal Society 1980.

Poza tomem wspomnień i artykułów, owocem tego spotkania była także idea podjęcia ambitnego międzynarodowego zamierzenia badawczego, którego zadaniem jest opracowanie obszernej historii tego ważnego działu fizyki od okresu jej „prehistorii” do roku 1960. W przedsięwzięciu, które mniej więcej rok później nabrało realnego kształtu, udział biorą ściśle współpracujące ze sobą grupy historyków fizyki w Anglii, Francji, Republice Federalnej Niemiec i Stanach Zjednoczonych. Do współpracy z grupą amerykańską zaproszony został jesienią 1981 r. pracownik Instytutu Historii Nauki, Oświaty i Techniki PAN w Warszawie, dr Krzysztof Szymborski, którego głównym zadaniem jest opracowanie historii badań defektów punktowych w kryształach jonowych, a także pewnych aspektów rozwoju teorii pasmowej struktury elektronowej kryształów.

Ostatecznym celem przedsięwzięcia jest wydanie książki (umowa wydawnicza zawarta została z Oxford University Press) przedstawiającej historyczny rozwój podstawowych działów fizyki ciała stałego, a także społeczno-polityczny kontekst, w którym rozwój ten się odbywał. Podstawowe źródła, na których opierać się będzie to opracowanie, obejmują rozproszone materiały archiwalne oraz znaczną liczbę (ok. 100) wywiadów z fizykami starszego pokolenia.

*Krzysztof Szymborski*

## Dalsze 5 lat Instytutu Fizyki Teoretycznej w Santa Barbara

W 1979 r. powstał w Santa Barbara Instytut Fizyki Teoretycznej kierowany przez Waltera Kohna (patrz *Kronika* w zeszycie 5/79). Przedsięwzięcie zaczęło się jako rodzaj eksperymentu. Amerykańska Narodowa Fundacja Naukowa (NSF) postanowiła wspierać finansowo Instytut tylko przez pierwszych 5 lat. Obecnie skutkiem bardzo przychylniej, a nawet entuzjastycznej, opinii komisji złożonej z 10 fizyków, której przewodniczył P. Caruthers z Los Alamos, zdecydowano przedłużyć patronat do 1989 r. Komisja wyraziła przekonanie, że międzydiscyplinarny charakter Instytutu pomaga rozszerzyć zasięg pojęciowy fizyki teoretycznej i ułatwia współpracę fizyków różnych specjalności i o różnych zainteresowaniach.

Poza NSF pewne fundusze Instytut uzyskuje również od IBM, Xerox i innych mniejszych firm, ostatnio zaś agencja astronautyki NASA przyznała dużą dotację. Dar NASA będzie wykorzystany na zapewnienie lepszego dostępu do komputerów i na zakup procesorów.

Stałymi członkami Instytutu, poza Walterem Kohnem, są: James Langer (poprzednio Carnegie-Mellon Univ.), Frank Wilczek (poprzednio Princeton) oraz J. Robert Schrieffer z Univ. of Pennsylvania, który 1/3 swego czasu poświęca Instytutowi. W Instytucie jest ok. 500 wizytujących badaczy, którzy przybywają na okres od 1 miesiąca do 1 roku. Są to na ogół młodzi ludzie, wkrótce po doktoracie, z nich 40% spoza USA. Większość z nich zdobywa sama fundusze na pobyt w Instytucie.

W Komitecie Doradczym Instytutu jest tylko jeden fizyk eksperymentator — Richard A. Muller z Lawrence Berkeley Lab., ale Walter Kohn już wystąpił do prezesa Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego Roberta Marshaka o wytypowanie jeszcze kilku innych fizyków doświadczalnych.

Trudnym zadaniem Komitetu Doradczego będzie znalezienie następcy Kohna, który ustępuje ze stanowiska dyrektora po zakończeniu pięcioletniej kadencji w 1984 r.

*Phys. Today* 36, No 8 (1983)

*B. W.*

## Badania naukowe jako czynnik postępu gospodarki we Francji

Jak już podawaliśmy w *Kronice* w zeszycie 4/83 rząd francuski realizuje dynamiczny program rozwoju badań naukowych i zastosowań, rozpoczęty

jeszcze za prezydentury Giscarda d'Estainga przez wybitnego fizyka Aigraina, ówczesnego ministra badań naukowych, a kontynuowany za prezydentury Mitteranda pod kierunkiem kolejnych ministrów Jean-Pierre Chevènementa i Laurenta Fabiusa.

Przeprowadzono reorganizację zarządzania instytucjami prowadzącymi badania. Połączono Ministerstwo Przemysłu z Ministerstwem Badań w jedno „super-ministerstwo”, któremu podlegają liczne instytucje poprzednio należące do różnych resortów, np. oświaty, zdrowia, rolnictwa. Wymienić tu należy Radę Narodową Badań Naukowych (CNRS), która ma własne placówki badawcze i która podlegała poprzednio Ministerstwu Oświaty, Komisję Energii Atomowej (CEA), Narodowe Centrum Badań Przestrzeni Kosmicznej (CNES), Narodowe Centrum Eksploatacji Oceanów (CNEXO), Narodowy Instytut Badawczy Nauki o Komputerach i Automatyzacji (INRIA).

Specjalna ustawa przewiduje roczny przyrost dotacji w okresie do 1985 r. włącznie o 17,8% (w wartości realnej, tj. z poprawką na skompensowanie skutków inflacji) oraz roczny przyrost liczby etatów o 4,5%. Przyrost w 1982 r. w porównaniu do 1981 r. znacznie przewyższał te liczby. W 1985 r. wydatki na naukę mają osiągnąć poziom 2,5% dochodu narodowego brutto, tak jak to jest obecnie w Niemczech, USA i w Japonii.

Szczególną uwagę zwrócono na rozwój energii jądrowej. Reaktor produkcyjny (breeder) Super Phoenix o mocy 1200 MW ma być czynny w pierwszym półroczu 1984. Rozpoczyna się budowa reaktorów wodno-ciśnieniowych (PWR) o mocy 1300 MW i 900 MW. Obecnie 24 reaktory typu PWR o mocy po 900 MW oraz 6 starszych reaktorów gazowo-grafitowych i kilku mniejszych dostarcza prąd elektryczny do sieci kolejowej. Budowa dalszych reaktorów jest w toku.

Władze kładą wielki nacisk na współpracę z przemysłem zarówno upaństwowionym, jak i prywatnym. Popiera się cyrkulację personelu między placówkami badawczymi i produkcyjnymi.

Obok energii jądrowej planuje się rozwój przemysłu elektronicznego w jego różnych gałęziach (maszyny biurowe, komputery i automaty, przyrządy pomiarowe, radio, telewizja, elektroakustyka, elektronika medyczna). Chodzi o osiągnięcie co najmniej samowystarczalności. Obecnie bilans w handlu sprzętem elektronicznym z zagranicą jest ujemny. Przewiduje się, że liczba zatrudnionych w przemyśle elektronicznym (318 000) zwiększy się o 80 000.

Istotnym elementem planów ożywienia postępu naukowego i technicznego są zamierzenia w dziedzinie kształcenia pracowników naukowych i technicznych.

*Phys. Today* 36, No 6 (1983)

B. W.

### Metody chronologii bezwzględnej

W dniach 24 i 25 marca 1983 odbyła się w Gliwicach w Instytucie Fizyki Politechniki Śląskiej konferencja „Metody chronologii bezwzględnej”, zorganizowana wspólnie przez Komitet Badań Czwartorzędu PAN, Instytut Fizyki PŚ i Oddział Gliwicki PTF. Wygłoszono 32 referaty w trzech grupach tematycznych obejmujących chronometrię radiowęglową, chronometrię termoluminescencyjną oraz inne metody chronometryczne. Uczestnicy zwiedzili również pracownie C-14 i Termoluminescencji Zespołu Chronometrii Izotopowej.

Celem konferencji było przedstawienie obecnego stanu metod chronometrycznych wykorzystujących naturalne izotopy promieniotwórcze oraz zainicjowanie ściślejszej współpracy między poszczególnymi placówkami, w których prowadzone są badania z zakresu metod chronometrii izotopowej, jak również między poszczególnymi pracownikami chronometrycznymi a przedstawicielami nauk przyrodniczych i archeologicznych wykorzystującymi w praktyce wyniki uzyskiwane metodami chronometrii.

W konferencji wzięło udział 57 osób, reprezentujących nauki fizyczne (22 osoby), nauki techniczne (2), archeologię (3), paleobotanikę (3), paleogeografię (15) i geologię (12).

*Mieczysław Pazdur*

### Czy neutrino znajdują zastosowanie w geologii?

Grupa złożona z czterech fizyków: Alvaro De Rújula (CERN), Sheldon Glashow (Harvard), Robert R. Wilson (Columbia i Fermilab) i Georges Charpak (CERN) wystąpiła z projektem wykorzystania wiązki wysokoenergetycznych neutronów do badań geologicznych. Chodziłoby o poszukiwanie złóż ropy naftowej, gazu ziemnego, rud ciężkich pierwiastków, a także o wyznaczanie gęstości Ziemi w funkcji głębokości.

W swojej publikacji (Harvard preprint HUTP-

83/AO19) z marca 1983 wyżej wymienieni autorzy piszą m. in. „Możliwe, że neutrina będą dla geologii tym, czym promienie X są dla medycyny. Do „tomografii” Ziemi potrzebne jest promieniowanie o zasięgu ani znacznie większym, ani znacznie mniejszym niż średnica Ziemi. Neutrino o energii kilku TeV są akurat odpowiednie. Zasięg ich jest tylko nieco większy od średnicy Ziemi.” A oto inne znamienne wyjątki z tej samej publikacji: „Projekt, który sobie wyobrażamy, jest jednym z najbardziej ambitnych jaki kiedykolwiek został powzięty przez nasz gatunek. Myślimy o ruchomym, podwodnym akceleratorze cyklicznym o obwodzie 100 mil. Zamierzenie to można postawić obok budowy piramid i katedr oraz programu wysyłania ludzi w przestrzeń kosmiczną. ... Jest to jednak starannie wyostrzone narzędzie, którego celem jest badanie naszej własnej planety. Można będzie wykrywać i badać konwencjonalne złoża ropy, gazu i innych ważnych gospodarczo minerałów.... Można również będzie poszukiwać niekonwencjonalnych zasobów, jak np. bardzo głębokie złoża naturalnego gazu. ... Stanowi ono połączenie badań podstawowych i stosowanych, które na zawsze pozostaną znakiem naukowego osiągnięcia.”

Źródłem neutrin ma być GEOTRON — synchrotron podwodny przyspieszający protony do energii 10-20 TeV. Wyprowadzona wiązka protonów uderzałaby w tarczę, z której wychodziłaby silna i ściśle skolimowana wiązka pionów i kaonów biegnąca długim tunelem, w którym zamieniałaby się w wiązkę neutrin. Całość musiałaby być tak skonstruowana, żeby wiązka neutrin mogła być wycelowana w dowolnym pożądanym kierunku.

Ekstrapolując przewidziane koszty budowy Tevatronu w Fermilab, autorzy dochodzą do wniosku, że GEOTRON kosztowałby około 2 miliardów dolarów. Dzięki pewnym modyfikacjom można by zredukować koszt GEOTRON-u do 1 miliarda. Możliwe jest jednak bardzo znaczne zwiększenie kosztu i przedłużenie czasu budowy, jeśli

budowa ta będzie prowadzona „pod czułym okiem współczesnej biurokracji”.

Sprawa detekcji neutrin po przejściu dłuższej drogi w Ziemi jest tylko jednym z wielu problemów, które wymagałyby rozwiązania. W ogóle wiele aspektów zarówno technicznych, jak ekonomicznych, tego, co De Rújula nazywa „nasz szalony projekt”, budzi poważne wątpliwości. Nie wydaje się, żeby realizacja tego projektu była prawdopodobna.

*Science* 220, No 4602 (1983)

B. W.

#### Publikacja pism Einsteina

Na początku 1984 r. Princeton University Press ma wydać pierwszy tom dokumentów zawartych w archiwum Einsteina. Tom ten obejmuje okres 1879-1900.

Archiwum obejmuje ogółem około 43 000 różnego rodzaju pism, w tym ponad 300 publikowanych i nie publikowanych prac naukowych i co najmniej 400 artykułów i wywiadów na temat pacyfizmu, rozbrojenia, broni jądrowej, rasizmu, syjonizmu, religii i oświaty, prawie wszystkie listy, które się zachowały, notatki do wykładów itp. Wydawnictwo, które w całości ma objąć około 30 tomów, zawierać będzie również wyjątki i streszczenia licznych listów skierowanych do Einsteina oraz objaśnienia dotyczące występujących w korespondencji osób i wydarzeń.

Redaktorem publikacji jest John Stachel (Uniwersytet Bostoński), który przewiduje, że poszczególne tomy będą się ukazywać w odstępach mniej więcej rocznych.

Zgodnie z życzeniem Einsteina, oryginalne dokumenty zostały przekazane Uniwersytetowi w Jerolimie.

*Phys. Today* 36, No 6 (1983)

B. W.

#### UWAGA CZŁONKOWIE PTF

Walne Zebranie Delegatów PTF uchwaliło podwyższenie składki członkowskiej od 1984 r. do wysokości 300.— zł rocznie. Zostało to spowodowane drastycznym wzrostem wszelkich opłat i kosztów prowadzenia naszego Towarzystwa w ciągu ostatnich lat.

## KALENDARZ IMPREZ

Informacje podajemy w następującej kolejności: data i miejsce, nazwa imprezy, organizator, adres, pod którym należy nadsyłać zgłoszenia i ewentualne streszczenia prac. Z — termin nadsyłania zgłoszeń, A — termin nadsyłania streszczeń, P — przewidywane wydanie materiałów, NP — nieprzewidziane wydanie materiałów, U — przewidziana liczba uczestników, język (jeżeli inny niż polski), O — wysokość opłaty konferencyjnej.

### KONFERENCJE 1984

**26—28 czerwca 1984, Wrocław**

**Electromagnetic Compatibility.** Politechnika Wrocławska i SEP. Mgr W. Moroń, 51-645 Wrocław, skr. poczt. 2141.

P, ang. i ros.

**25—29 czerwca 1984, Łódź**

**International Symposium on Nuclear Excited States,** Instytut Fizyki UŁ. M. Przytuła, IF UŁ, ul. Nowotki 149, 90-236 Łódź.

P, U: 70, ang., O: 800.— zł — uczestnicy krajowi, 50 rb — uczestnicy z KS, 50 dolarów — uczestnicy z pozostałych krajów.

**17—20 września 1984, Gdańsk**

**XXVIII Zjazd Fizyków Polskich.** Prof. J. Fiutak, IF UG, ul. Wita Stwosza 57, 80-308 Gdańsk.

P, O: 600.— zł, członkowie PTP: 500.— zł

**20—22 września 1984, Gdańsk**

**IV Konferencja Fizyka dla Przemysłu.** Prof. O. Gzowski, IF Pol. Gdańskiej, ul. Majakowskiego 11/12, 80-952 Gdańsk.

### SZKOŁY 1984

**27 sierpnia — 8 września 1984, Mikołajki**

**XVI Mazurska Letnia Szkoła Fizyki Jądrowej,** Zakład Fizyki Jądra Atomowego UW, Zakład Spektroskopii Jądrowej UW, Instytut Problemów Jądrowych. Dr Lidia Goettig, IFD UW, Hoża 69, 00-681 Warszawa.

P, U: 150, ang.



#### ERRATA

Pragniemy sprostować trzy błędy drukarskie w zeszytach 5/83 i 6/83. Mianowicie w Kronice z. 5/83, 22 wiersz od dołu str. 424, zamiast *na Uniwersytecie i Politechnice Warszawskiej*, powinno być *na Uniwersytecie i Politechnice Wrocławskiej*. W z. 6/83, w podpisie recenzji zamiast *Mirostaw Gaj* powinno być *Miron Gaj*. Wreszcie w notatce o Szkole w Mikołajkach (Kalendarz Imprez) zamiast *Dr Lidia Goetting*, powinno być *Dr Lidia Goettig*. Przepraszamy.

## Informacje dla autorów

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

1. Artykuły powinny mieć charakter przeglądu i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postępy Fizyki* **24**, 701 (1973); **33**, 299 (1982).

2. Maszynopisy pracy (**oryginał i jedną pełną — z rysunkami, tablicami itd. — kopie**) należy nadsyłać pod adresem: **Redakcja Postępów Fizyki, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa**. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres do dalszej korespondencji (do przesłania korekty i honorarium autorskiego). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

3. 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.

4. 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 angielskim (angielski tytuł i streszczenie nie są potrzebne do recenzji książek, notatek do kroniki i sprawozdań ze zjazdów i konferencji).

5. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury (te ostatnie w nawiasach kwadratowych) należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych (a nie pochyłonych kresek), kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

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

7. Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach w rozmiarze 2 do 4 razy większym 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.

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

9. 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, Moskwa 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.

10. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Sławkowska 14, 31-014 Kraków. Przetrzywanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamówić odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1—16 s. wynosi zł 24.—

12. Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

## POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

### *Warunki prenumeraty pisma:*

Cena prenumeraty: półrocznie zł 180.—  
rocznie zł 360.—

Prenumeratę krajową przyjmuje się:

**do dnia 10 listopada** na I półrocze roku następnego i cały rok następny,  
**do dnia 1 czerwca** na II półrocze roku bieżącego.

Institucje i zakłady pracy zamawiają prenumeratę w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”, w miejscowościach zaś, w których nie ma Oddziałów RSW — w urzędach pocztowych lub u doręczycieli. Prenumeratorzy indywidualni opłacają prenumeratę wyłącznie w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę (która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej dla zleceniodawców indywidualnych i o 100% dla instytucji i zakładów pracy) pocztą zwykłą przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto NBP XV OM Warszawa, nr 1153-201045-139-11, w terminach podanych dla prenumeraty krajowej.

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

**Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma**

### INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributors or directly to the Foreign Trade Enterprise ARS POLONA—RUCH, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, Poland  
Our banker: Bank Handlowy S. A., Warszawa, Poland.

## SPIS TREŚCI

K. Rosiński — Stany atomowe rydbergowskie	3
J. Przyłuski, P. Ostaszewski — Wybrane właściwości fizykochemiczne półprzewodników amorficznych	27
WSPOMNIENIA—ROCZNICE	
R. Trykozko — Włodzimierz Marek Ścisłowski (1902—1982)	43
ROZMOWY	
Rozmowa z Marianem Mięśowiczem	47
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
B. Jancewicz — O niektórych możliwościach użycia wielowektorów w fizyce	63
B. Frejlik, W. Zych, A. Kaczorowska — Analiza egzaminów wstępnych na politechniki	81
NOWOŚCI NAUKOWE	
A. Graja — Nadprzewodniki organiczne — marzenia i rzeczywistość	85
E. Müller-Hartmann — Związki ziem rzadkich z mieszaną wartościąowścią. Fascynująca grupa ciał stałych (tłum. H. Suski)	99
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	101
RECENZJE	109
KRONIKA	115

## CONTENTS

K. Rosiński — Atomic Rydberg States	3
J. Przyłuski, P. Ostaszewski — Some Physico-Chemical Properties of Amorphous Semiconductors	27
RECOLLECTIONS-ANNIVERSARIES	
R. Trykozko — Włodzimierz Marek Ścisłowski (1902—1982)	43
DEBATES	
Conversation with Marian Mięśowicz	47
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
B. Jancewicz — On Some Possibilities of Using Multivectors in Physics	63
B. Frejlik, W. Zych, A. Kaczorowska — Analysis of Entrance Examination to Technical Universities	81
SCIENTIFIC NEWS	
A. Graja — Organic Superconductors: Dreams and Reality	85
E. Müller-Hartmann — Mixed Valence Compounds of the Rare Earths. A Fascinating Class of Solids	99
MEETINGS AND CONFERENCES	101
REVIEWS	109
CHRONICLE	115