

---

PTF

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

TOM 38  
ZESZYT 1  
1987

---

**ZARZĄD**

Prezes

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Wiceprezesa

Prof. dr JERZY KOŁODZIEJCZAK

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ

Sekretarz Generalny

Doc. dr JANUSZ KONOPKA

Skarbnik

Prof. dr JERZY WDOWCZYK

Członkowie Zarządu

Dr TERESA BIAŁECKA

Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK

Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI

Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

Zastępcy Członków Zarządu

Prof. dr TOMASZ GOWOREK

Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI

Doc. dr IZABELA SOSNOWSKA

oraz redaktorzy naczelni 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

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)  
Dr BRONISŁAW GRZEGORZEWSKI (Bydgoszcz)  
Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (Częstochowa)  
Doc. dr JERZY GRZYWACZ (Gdańsk)  
Dr MIECZYSLAW F. PAZDUR (Gliwice)  
Dr MARIAN DRZAZGA (Katowice)  
Doc. dr MARIAN KARGOL (Kielce)  
Prof. dr ANDRZEJ BUDZANOWSKI (Kraków)  
Doc. dr MIECZYSLAW BUDZYŃSKI (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHALAK (Łódź)  
Dr ANTONI GOLY (Opole)  
Doc. dr TADEUSZ HILCZER (Poznań)  
Prof. dr ALEKSANDER SZYMAŃSKI (Rzeszów)  
Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)  
Doc. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)  
Prof. dr ROMAN S. INGARDEN (Toruń)  
Prof. dr MARIAN GRYNBERG (Warszawa)  
Prof. dr EUGENIUSZ JAGOSZEWSKI (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 Warszawa, ul. Hoża 69

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

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 38, ZESZYT 1

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1987

## RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, Leonard Sosnowski, Przemysław Zieliński

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Adam Sobiczewski

*Członkowie Redakcji* — Tomasz Dietl, Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

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

### Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Piotr Malinowski* (Białystok)

dr *Romualda Pfranger* (Częstochowa)

dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)

doc. dr *Eugeniusz Soczkiewicz* (Gliwice)

dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)

dr *Stanisław Kaluża* (Kielce)

dr *Anna Kapuścik* (Kraków)

mgr *Józef Pomorski* (Lublin)

prof. dr *Leszek Wojtczak* (Łódź)

dr *Wojciech Wojtanowski* (Opole)

prof. dr *Andrzej Graja* (Poznań)

mgr *Ewa Weinert-Rączka* (Szczecin)

doc. dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)

dr *Wanda Ejchart* (Warszawa)

dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

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

Nakład 2102+98 egz. Ark. wyd. 7,5. Ark. druk. 5<sup>12</sup>/<sub>16</sub>+2. Papier druk. kl. III 80 g. 70×100, 71 g. Oddano do składu w październiku 1986 r. Podpisano do druku w lutym 1987 r. Druk ukończono w lutym 1987 r. Zam. 506/86. Cena zł 110,—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, ul. Maniastu Lipcowego 13

**Jacek Sochacki**

Zakład Optyki Fizycznej  
Centralne Laboratorium Optyki  
Warszawa

## Soczewki optyki scalonej

### Lenses for Integrated Optics

*Abstract:* Planar waveguide lenses are the key passive elements of integrated optical circuits. Over fifteen years of the research have resulted in a number of interesting solutions. This paper gives a review of the problem and outlines its theoretical as well as technological aspects.

#### 1. Zamiast wstępu: kilka wyjaśnień

Tekst artykułu w pewnej jego części powstał z materiału przedstawionego w referacie plenarnym [1] wygłoszonym na Europejskiej Konferencji Optycznej EOC'83 w Rydzynie. Wówczas, po zakończeniu prelekcji, a także w trakcie późniejszych dyskusji kilka osób zadało mi pytanie: dlaczego moje wystąpienie zostało poświęcone wybranemu zagadnieniu optyki scalonej? Czy bardziej uzasadnionym nie byłoby dokonanie przeglądu dziedziny jako całości? Podejrzewam, iż niektórzy z Czytelników mogliby wyrazić podobne wątpliwości co do tematyki tego artykułu, tym bardziej że hasło „optyka scalona” pojawia się na łamach *Postępów Fizyki* bodaj po raz pierwszy. Pozwolę więc sobie powtórzyć mój pogląd w tej sprawie:

nie wydaje mi się możliwym zawarcie materiału przeglądowego poświęconego optyce scalonej w objętości typowego artykułu, nawet jeśli przedstawienie tego materiału miałyby być dość pobieżne, a charakter wykładu popularny.

Należy zdać sobie sprawę z faktu, że dziedzina ta rozwija się niezwykle dynamicznie od lat ponad piętnastu, i że literatura na ten temat obejmuje już z górą 5 tys. znaczących publikacji zamieszczonych w najpoważniejszych światowych czasopismach fachowych (nie licząc więc szczegółowych raportów, referatów konferencyjnych, publikacji lokalnych, itp.) oraz kilkadziesiąt pozycji książkowych. Trzeba również podkreślić, iż pod pojęciem „optyka scalona” kryje się cały szereg różnorodnych działów i związanych z nimi odrębnych zagadnień teoretycznych, technicznych i technologicznych i chociaż łączy je wspólny cel zastosowań (scalony system przetwarzania i obróbki sygnałów optycznych i elektrycznych), nie decyduje to bynajmniej o spójności dziedziny jako całości. Co więcej, optyka scalona z natury swej ma charakter interdyscyplinarny: duży wkład w jej rozwój wnieśli i wnoszą nadal zarówno optycy, jak i specjaliści z zakresu fizyki ciała stałego, fizyki i techniki mi-

krofal, technologii cienkich warstw i kryształów, elektroniki, akustyki, telekomunikacji i wielu innych. Tak znamienne dla naszych czasów wzajemne przenikanie się różnych dyscyplin nauki i techniki szczególnie jaskrawie uwidocznia się właśnie w optyce scalonej, decydując o niebywałym postępie w tej dziedzinie. Zważywszy to wszystko skłonny jestem twierdzić, iż obecnie książka o stosunkowo skromnym tytule „Podstawy fizyczne optyki scalonej” musiałaby być pozycją o budzącej szacunek objętości, natomiast — jak sądzę — omówienie całości zagadnienia na kilkunastu stronach, bądź też zreferowanie problemu w ciągu kilkudziesięciu minut — jest po prostu niemożliwe.

Nie znaczy to jednak, iż optyki scalonej popularyzować nie należy: wręcz przeciwnie. Uważam, że warto i trzeba to czynić, a najlepiej stosując „politykę małych kroków” lub też metodę „kolejnych przybliżeń”. Jest to podejście dobrze wypróbowane przez redakcje wielu zagranicznych wydawnictw naukowych: tzw. „przeglądowe” artykuły dotyczące optyki scalonej były dotychczas z reguły poświęcane wybranym zagadnieniom szczegółowym. Z tym większą przyjemnością przyjąłem zaproszenie Redakcji *Postępów Fizyki* do napisania podobnego w charakterze artykułu, który niniejszym przedstawiam<sup>1</sup>.

Na zakończenie tej części krótka uwaga: z rozmysłem zrezygnowałem z zamieszczenia wyczerpującego wykazu publikacji poświęconych soczewkom planarnym<sup>2</sup>. Z dwóch względów: po pierwsze — „solidny” wykaz (tj. ok. 100 poz.) zająłby tutaj zbyt wiele miejsca, a po drugie — stosowne odsyłacze znajdzie Czytelnik w artykułach [1—5]. Na zasadzie wyjątku potraktowałem publikacje, których autorzy są wymienieni w treści artykułu, a z przyczyn oczywistych w wykazie literatury uwzględniłem również te artykuły, które ukazały się w ostatnim czasie.

## 2. Uwięzione światło

Zanim przejdziemy do zasadniczego tematu artykułu, tj. omówienia problemów związanych z projektowaniem i konstrukcją soczewek planarnych, warto w kilku słowach przypomnieć elementarne pojęcia optyki scalonej i podstawowe prawa rządzące propagacją światła w strukturach planarnych.

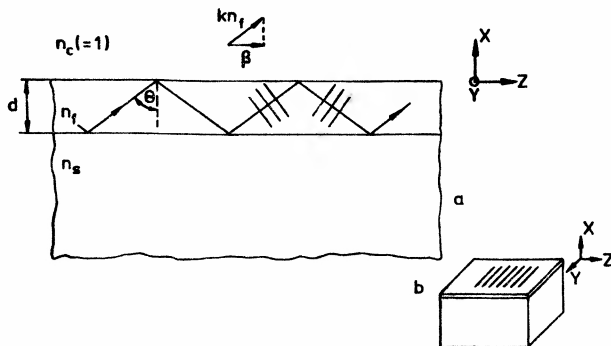
Każdy z nas pamięta doskonale zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia światła na granicy dwóch ośrodków dielektrycznych, z których pierwszy (tzn. ten, w którym światło propaguje się przed dotarciem do granicy) jest ośrodkiem optycznie gęstszym. Zjawisko to jest wykorzystywane w konstrukcji wielu elementów optycznych, w szczególności legło ono u podstaw szeroko pojętej techniki światłowodowej (*guided wave technology*) obejmującej obecnie optykę włókien (*fibres optics*) oraz optykę scaloną (*integrated optics*)<sup>3</sup>.

Elementarną strukturą optyki scalonej jest płaski falowód dielektryczny. Na rys. 1

<sup>1</sup> Winien jestem wdzięczność: panu profesorowi Adamowi Kujawskiemu za słowa zachęty, a Redakcji *Postępów Fizyki* — za wielką cierpliwość.

<sup>2</sup> Również i taką nazwę stosuje się w odniesieniu do soczewek optyki scalonej.

<sup>3</sup> Wielu autorów używa określenia „optyka zintegrowana”. Pozwolę sobie jednak pozostać przy bardziej swojskim terminie „optyka scalona”. Wymiennie będę używał pojęcia „optyka planarna”, które jakkolwiek nieco węższe — nie będzie w niniejszym artykule prowadzić do nieporozumień.



Rys. 1. Przekrój poprzeczny trójwarstwowego płaskiego falowodu dielektrycznego (a) oraz falowód widziany z boku (b). Zaznaczony na rysunku (b) zbiór równoległych odcinków obrazuje linie stałej fazy fali świetlnej propagującej się w warstwie prowadzącej falowodu na zasadzie całkowitych wewnętrznych odbić (promień typu „zygzak” na rysunku (a))

przedstawiono schematycznie najprostszy falowód planarny składający się z trzech warstw:  
 — warstwy podłoża o współczynniku załamania  $n_s$ ,  
 — warstwy prowadzącej<sup>4</sup> o współczynniku załamania  $n_f$  i grubości  $d$ ,  
 — warstwy pokrycia o współczynniku załamania  $n_c$ .

W większości rozwiązań pokryciem falowodu jest powietrze (jak na rys. 1) i wtedy  $n_c = 1$ , natomiast współczynnik załamania typowych materiałów podłoża,  $1,46 \lesssim n_s \lesssim 1,48$ , przy czym zarówno  $n_c$ , jak i  $n_s$  są co do wartości mniejsze niż współczynnik załamania  $n_f$  warstwy prowadzącej (zazwyczaj różnica wartości  $n_f$  i  $n_s$  waha się w granicach  $10^{-3} \div 10^{-1}$ ). Grubość  $d$  warstwy prowadzącej odpowiada zazwyczaj jednej lub kilku długościom fali świetlnej  $\lambda$ , natomiast grubość podłoża jest rzędu 1 cm.

Propagacja fali świetlnej w tak uformowanej strukturze może być w elegancki i jednocześnie przejrzysty sposób zilustrowana za pomocą pojęć optyki geometrycznej. Jeśli założymy, że monochromatyczna wiązka światła o częstotliwości kołowej  $\omega$  została wprowadzona (wspzręgnięta)<sup>5</sup> do warstwy właściwej, to przy warunku  $n_f > n_s, n_c$  i dla odpowiednio dużych wartości kąta padania  $\theta$  (rys. 1), tzn. dla

$$\theta > \theta_{c, s}, \quad (1)$$

gdzie

$$\theta_{c, s} \doteq \arcsin \frac{n_{c,s}}{n_f}, \quad (2)$$

będzie ona doznawać całkowitego wewnętrznego odbicia na granicach warstwa prowadząca-podłoże oraz warstwa prowadząca-pokrycie i propagować się w kierunku osi  $z$  (rys. 1) jako fala typu „zygzak”. Naszkicowany na rys. 1 zygzakowaty promień świetlny

<sup>4</sup> Stosuje się również nazwy: cienka warstwa, warstwa właściwa, lub też warstwa światłowodząca (w lit. ang. — po prostu *film* lub *thin film*).

<sup>5</sup> Opis sposobu sprzęgania musimy z konieczności pominąć, jako że trudno jest w kilku zdaniach streścić całą istniejącą, znacznie rozbudowaną teorię na ten temat. Zresztą dla naszych celów w zupełności wystarczy założenie, iż światło już jest w strukturze, interesują nas bowiem prawa rządzące jego propagacją.

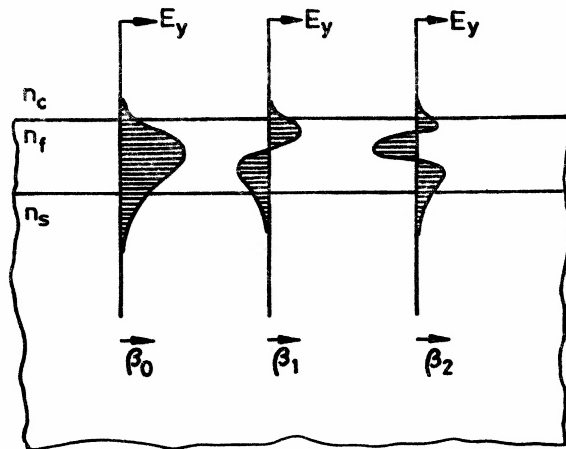
reprezentuje w istocie superpozycję elementarnych fal płaskich składających się na ograniczone pole świetlne (mod prowadzony), którego rozprzestrzenianie się w warstwie prowadzącej w kierunku osi  $z$  opisane jest stałą propagacji

$$\beta = \omega/v_p = kn_f \sin\theta, \quad (v_p \text{ — prędkość fazowa}), \quad (3)$$

stanowiącą składową „ $z$ ” wektora falowego  $kn_f$  ( $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$ , wartości  $\lambda$  i  $c$  — odniesione do próżni). Warunkiem nieznikania modu prowadzonego jest uzgodnienie fazy wszystkich składowych fal płaskich: dla dowolnego przekroju  $z = \text{const.}$  całkowita zmiana fazy towarzysząca dwukrotnemu przejściu drogi geometrycznej  $d$  wzdłuż tego przekroju ( $2kn_f d \cos\theta$ ) uzupełniona o wartości zmiany fazy na skutek całkowitego wewnętrznego odbicia na granicach warstwa-podłoże ( $-2\phi_s$ ) oraz warstwa-pokrycie ( $-2\phi_c$ ) musi być równa całkowitej wielokrotności  $2\pi$ , a więc

$$2kn_f d \cos\theta - 2\phi_s - 2\phi_c = 2\pi m, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

Z powyższej zależności zwanej „warunkiem samouzgodnienia” lub też „warunkiem poprzecznego rezonansu” wynika istnienie dyskretnego zbioru dozwolonych wartości  $\theta_m$  i w konsekwencji dyskretnego zbioru modów prowadzonych falowodu planarnego, wyznaczanych i identyfikowanych przez wartość  $m$  (w praktyce używa się nawet określenia (dyskretne) mody własne falowodu planarnego). Jest to istotna różnica w porównaniu z czysto geometrycznym obrazem propagacji wiązki światła na zasadzie całkowitych wewnętrznych odbić w strukturze makroskopowej, gdzie na koncepcję stanów dozwolonych po prostu nie ma miejsca. Różnica jest mniej więcej taka jak pomiędzy kwantowo-mechanicznym i klasycznym opisem studni potencjału. Każdemu z modów własnych będzie odpowiadał inny rozkład pola elektromagnetycznego w obrębie falowodu (rys. 2) oraz inna stała propagacji  $\beta_m$ , wzór (3). W ogólności rozróżnia się dwa rodzaje modów prowadzo-



Rys. 2. Przykład rozkładu składowej  $E_y$  pola elektromagnetycznego trzech pierwszych modów TE propagujących się w warstwie właściwej z prędkościami fazowymi odpowiadającymi wektorom falowym  $\beta_0$ ,  $\beta_1$  i  $\beta_2$



nych: poprzeczne elektryczne (TE) o składowych  $H_x E_y H_z$  i poprzeczne magnetyczne (TM) o składowych  $E_x H_y E_z$ , jednakże w dalszych rozważaniach będą brane pod uwagę jedynie mody TE.

W celu uproszczenia opisu propagacji światła w falowodach planarnych, w optyce scalonej wprowadzono pojęcie efektywnego współczynnika załamania<sup>6</sup> zdefiniowanego jako

$$n_{\text{eff}}^m(y, z) = n_f \sin \theta_m, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (5)$$

przy czym zgodnie z relacjami (1) i (2)

$$n_c, n_s < n_{\text{eff}}^m < n_f, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (6)$$

Biorąc pod uwagę zależność (3), stała propagacji  $\beta$  może być teraz określona w bardzo prosty sposób

$$\beta_m = k n_{\text{eff}}^m(y, z), \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (7)$$

Powyższy związek jest analogiczny do podstawowego w optyce klasycznej związku wyrażającego zależność stałej propagacji fali świetlnej od objętościowego współczynnika załamania ośrodka  $n(x, y, z)$

$$\beta = k n(x, y, z). \quad (8)$$

Dla ścisłości należy podkreślić, iż podobieństwo relacji (7) i (8) jest czysto formalne: objętościowy współczynnik załamania  $n$  jest dobrze określoną wielkością fizyczną, podczas gdy efektywny współczynnik załamania  $n_{\text{eff}}$  jest tylko wygodnym parametrem, w dodatku zależnym od innych z kolei parametrów charakteryzujących falowód planarny. Niemniej jednak, nie wdając się w szczegóły, można uważać, że efektywny współczynnik załamania  $n_{\text{eff}}$  odgrywa podobną rolę w układach optyki scalonej, jak objętościowy współczynnik załamania  $n$  w optyce instrumentalnej. Oznacza to, iż wpływając odpowiednio na wartość  $n_{\text{eff}}$  można spowodować zmianę stałej  $\beta$  i w konsekwencji zaburzyć front falowy propagującego się modu. W szczególności można doprowadzić w ten sposób do zogniskowania wiązki rozprzestrzeniającej się w warszawie prowadzącej falowodu. Pozostaje jednak do rozstrzygnięcia problem: jak to zrobić?

Odpowiedź na to pytanie jest zawarta w równaniu (4). Po skorzystaniu ze wzorów Fresnela (dla modów TE) określających zmiany fazy  $\phi_s$  i  $\phi_c$  i po kilku elementarnych przekształceniach otrzymuje ono postać

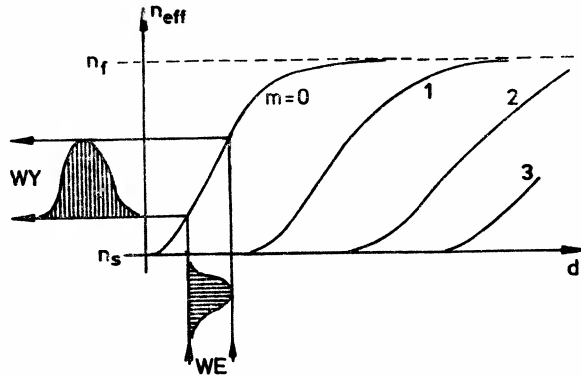
$$\arctg \frac{[(n_{\text{eff}}^2 - n_c^2)^{1/2} + (n_{\text{eff}}^2 - n_s^2)^{1/2}](n_f^2 - n_{\text{eff}}^2)^{1/2}}{(n_f^2 - n_{\text{eff}}^2) - [(n_{\text{eff}}^2 - n_c^2)(n_{\text{eff}}^2 - n_s^2)]^{1/2}} = (n_f^2 - n_{\text{eff}}^2)^{1/2} k d - m \pi. \quad (9)$$

Powyższe równanie wyraża zależność efektywnego współczynnika załamania kolejnych modów ( $m = 0, 1, 2, \dots$ )<sup>7</sup> od parametrów falowodu planarnego:  $n_c, n_s, n_f, d$ . Dla ustalonych wartości  $n_c, n_s, n_f$  i  $m$  (przy ustalonej długości fali  $\lambda$ )  $n_{\text{eff}}$  staje się funkcją wyłącznie

<sup>6</sup> W lit. ang. *effective refractive index, apparent r. index* lub *modal r. index*.

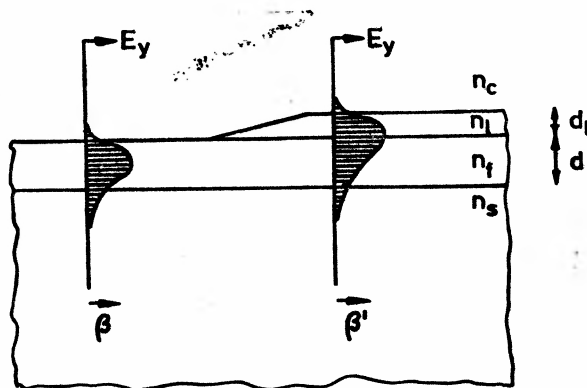
<sup>7</sup> Jest to równanie dyspersyjne dla modów TE. Podobną zależność można wyprowadzić dla modów TM: należy wówczas skorzystać ze wzorów Fresnela dla tego typu modów.

grubości warstwy prowadzącej  $d$ . Przykładowy wykres tej funkcji pokazano na rys. 3 i zgodnie z przedstawioną charakterystyką poprzez odpowiednie kształtowanie grubości warstwy prowadzącej falowodu można doprowadzić do zmian wartości efektywnego współczynnika załamania. Jednakże, jak to wynika z rys. 3, zmiany te nie mogą być dowolnie duże i w rzeczywistości wartość  $n_{\text{eff}}$  nigdy nie przekroczy stałej dla danego falowodu wartości  $n_f$  nawet dla bardzo głębokiej modulacji grubości warstwy właściwej  $d = d(y, z)$ . Ograniczenie to nie pozwala więc na wykonanie soczewki planarnej o zbyt dużej zdolności zbierającej, przynajmniej w konfiguracji falowodu trójwarstwowego. Na szczęście możliwe jest



Rys. 3. Efektywny współczynnik załamania  $n_{\text{eff}}$  kilku modów TE jako funkcja grubości warstwy prowadzącej falowodu  $d$ . Wejściowa modulacja grubości warstwy powoduje wyjściową modulację  $n_{\text{eff}}$ . Odzworowanie jest jednoznaczne wyłącznie w przypadku warstwy podtrzymującej jedynie mod „zerowy” (podstawowy)

następujące rozwiązanie: jeśli na warstwę prowadzącą o objętościowym współczynniku załamania  $n_f$  naniesiemy warstwę o znacznie większym współczynniku  $n_l$  formując odpowiednie ostrze (rys. 4), to mod prowadzony w sprzecznie się przez to ostrze do warstwy danej. W tej sytuacji nowy warunek  $n_{\text{eff}} < n_l$  istotnie powiększy zakres możliwych zmian efektywnego współczynnika załamania, jako że z założenia  $n_l \gg n_f$ . Podobnie jak to miało



Rys. 4. Schemat ilustrujący przesprzęgnięcie się modu z warstwy o współczynniku załamania  $n_f$  do warstwy o współczynniku  $n_l$

miejsce w przypadku falowodu trójwarstwowego, efektywny współczynnik załamania w nowej czterowarstwowej strukturze będzie charakteryzowany analogicznym do wprowadzonego uprzednio równaniem dyspersyjnym, które można sprowadzić do formuły

$$n_{\text{eff}} = \text{FUNKCJA}(d_l), \quad (10)$$

gdzie  $d_l = d_l(y, z)$  oznacza grubość dodatkowej warstwy prowadzącej, a wszystkie pozostałe parametry falowodu mają ustalone wartości. Tak więc i w tym przypadku uzyskujemy możliwość sterowania efektywnym współczynnikiem załamania (i stałą propagacji  $\beta$ ) za pomocą zmian grubości (nowej) warstwy światłowodzącej.

W podsumowaniu można więc stwierdzić, iż odpowiednia struktura falowodu planarnego umożliwi nie tylko „uwięzienie” światła i ograniczenie jego propagacji do warstwy prowadzącej, ale również i sterowanie tą propagacją poprzez zmiany efektywnego współczynnika załamania indukowane za pomocą odpowiedniej modulacji fizycznych parametrów warstw dielektrycznych falowodu.

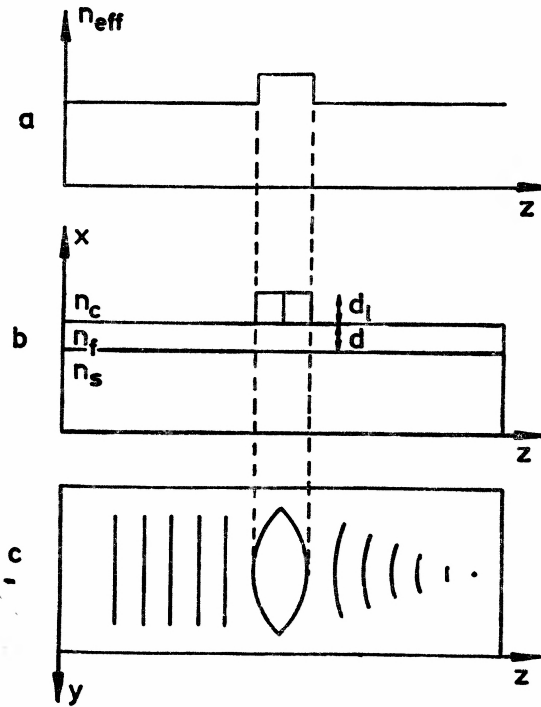
### 3. Soczewki planarne

Wspomniany na zakończenie poprzedniego rozdziału pasywny typ modulacji efektywnego współczynnika załamania może być zastosowany w konstrukcji soczewek planarnych. Soczewki te odgrywają w układach optyki scalonej podobną rolę, jak soczewki konwencjonalne w optyce instrumentalnej. W szczególności mogą one dokonywać jednowymiarowej transformaty Fouriera, czyli innymi słowy mogą one być wykorzystywane do optycznej obróbki informacji zakodowanej w fali świetlnej propagującej się w warstwie prowadzącej falowodu. Podstawową cechą optycznych układów scalonych, odróżniającą je od układów optyki klasycznej, jest wysoki stopień integracji poszczególnych elementów optycznych i elektronicznych i związana z tym możliwość formowania wielu hybrydowych funkcjonalnych urządzeń na jednej płycie — czyli miniaturyzacja, energooszczędność, a także mała wrażliwość na wpływ czynników zewnętrznych.

Osiągnięcie odpowiednich parametrów operacyjnych układów optyki scalonej wymaga jednak zastosowania elementów składowych wysokiej jakości. Od tej reguły nie ma wyjątków, w związku z czym odnosi się ona również do soczewek planarnych. Nic więc dziwnego, iż w ciągu ostatnich 15 lat stale poszukiwano optymalnych rozwiązań.

#### 3.1. Soczewki parakonwencjonalne

Pierwszym i niemal narzucającym się rozwiązaniem było zastosowanie w optyce scalonej struktury, która — podobnie jak w przypadku soczewki konwencjonalnej — prowadzi do zogniskowania światła w wyniku jego gwałtownej refrakcji. Jak ustalono uprzednio, efektywny współczynnik załamania rządzący propagacją modu w falowodzie planarnym zależy wprost od grubości warstwy prowadzącej tego falowodu. W konsekwencji lokalny skok grubości warstwy spowoduje skok efektywnego współczynnika załamania (rys. 5ab). Jeśli fragment warstwy właściwej o podwyższonej grubości zostanie w odpowiedni sposób uformowany (rys. 5c), to w wyniku uzyskamy dwuwymiarowy odpowiednik soczewki konwencjonalnej powodujący zogniskowanie światła prowadzonego przez falowód.



Rys. 5. Soczewka parakonwencjonalna (b, c) na falowodzie płaskim i odpowiadający tej strukturze rozkład (skokowy) efektywnego współczynnika załamania (a)

Warto podkreślić, że w tym przypadku naszkicowane na rys. 5c linie stałej fazy niemal dokładnie odzwierciedlają stan faktyczny: z uwagi na skończoną co prawda, ale jednak bardzo małą grubość warstwy właściwej (rzędu  $\lambda$ ) mamy do czynienia z optyką praktycznie dwuwymiarową.

Planarne soczewki parakonwencjonalne są najprostszym przykładem elementów ogniskujących optyki scalonej. Nie znalazły one jednak szerszego zastosowania z uwagi na ich aberracje, których ewentualna mikroukładowa kompensacja z przyczyn oczywistych mija się z celem. Inna poważna wada soczewek parakonwencjonalnych wiąże się ze zjawiskiem (nieznanym w optyce klasycznej) polegającym na wypromieniowywaniu (stratach) energii modów prowadzonych falowodu planarnego w miejscach gwałtownych zmian struktury światłowodowej. Jak wynika z rys. 5b, takie straty muszą występować na brzegach soczewki, w obecności skoków grubości warstwy prowadzącej.

### 3.2. Soczewki gradientowe

Jak wspomniano wyżej, ogniskowanie światła w strukturze planarnej na zasadzie refrakcji, wiąże się z koniecznością wprowadzenia skoków grubości warstwy właściwej falowodu, co prowadzi z kolei do strat energii modów prowadzonych. Straty owe mogą być w dużym stopniu zminimalizowane jeśli skoki efektywnego współczynnika załamania (i tym samym skoki grubości warstwy prowadzącej) zostaną zastąpione przez jego stopniowe zmiany.

W takim przypadku ogniskowanie światła odbywa się już nie na skutek jego gwałtownej refrakcji, lecz poprzez zaginanie promieni świetlnych w obecności gradientu efektywnego współczynnika załamania.

### 3.2.1 Soczewka Schuberta-Harrisa

Pierwszą soczewkę gradientową dla optyki scalonej zaproponowali w 1971 r. Schubert i Harris [6] podając następujący przepis na rozkład efektywnego współczynnika załamania:

$$n_{\text{eff}}(y, z) = n_{0\text{eff}} + \Delta n(1 - y^2/a^2) \exp \left[ -\frac{2z^2}{(b/3)^2} \right], \quad (11)$$

gdzie  $\Delta n$ ,  $a$ ,  $b = \text{const.}$ , a  $n_{0\text{eff}}$  oznacza stałą wartość efektywnego współczynnika załamania jednorodnej warstwy właściwej falowodu na zewnątrz soczewki (wskaźnik modowy  $m$  został tutaj dla przejrzystości pominięty, ma się jednak rozumieć, iż  $n_{\text{eff}}$  odnosi się do konkretnego modu. Tej zasady będziemy się trzymać w dalszej części artykułu.). Mamy więc do czynienia z rozkładem gaussowskim w kierunku propagacji  $z$  i rozkładem parabolicznym wzdłuż osi  $y$ . Związany z taką charakterystyką profil grubości warstwy właściwej (lub dodatkowej) winien mieć podobnie gładki przebieg.

Schubert i Harris udowodnili, że ich soczewka będzie ogniskowała światło w odległości

$$f = \frac{3n_{0\text{eff}}a^2}{\sqrt{8\pi\Delta nb^2}}. \quad (12)$$

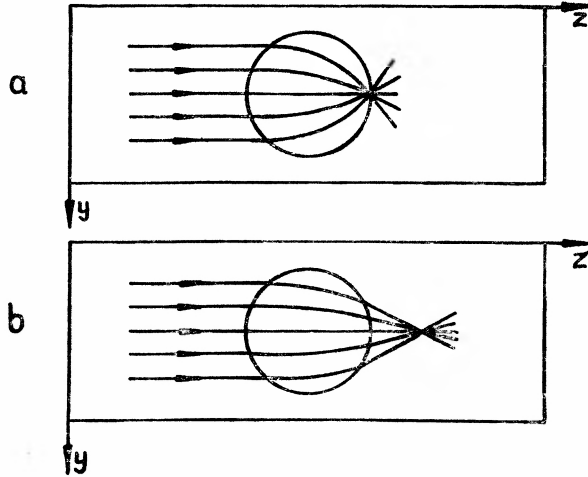
Powyższy wynik jest jednak słuszny wyłącznie w przybliżeniu przyosiowym. Szczegółowa analiza odwzorowania soczewki Schuberta-Harrisa przedstawiona w pracy [7] doprowadziła do wniosku, iż odwzorowanie to będzie w rzeczywistości obarczone nie tylko aberracją sferyczną, ale również silną krzywizną pola. Ta wada, a także pewna trudność w odtworzeniu założonego profilu refrakcyjnego spowodowały, że soczewka Schuberta-Harrisa nie znalazła zastosowania w praktyce.

### 3.2.2. Soczewka Luneburga

W 1974 r. Zernike [8] zaproponował dla układów optyki planarnej dwuwymiarową wersję soczewki Luneburga. Klasyczna soczewka Luneburga jest to kula o jednostkowym promieniu i sferycznie symetrycznym profilu refrakcyjnym opisanym przez równania

$$\begin{aligned} n &= \sqrt{2-r^2}, & r &= r(x, y, z) \leq 1, \\ n &= 1, & r &= r(x, y, z) > 1. \end{aligned} \quad (13)$$

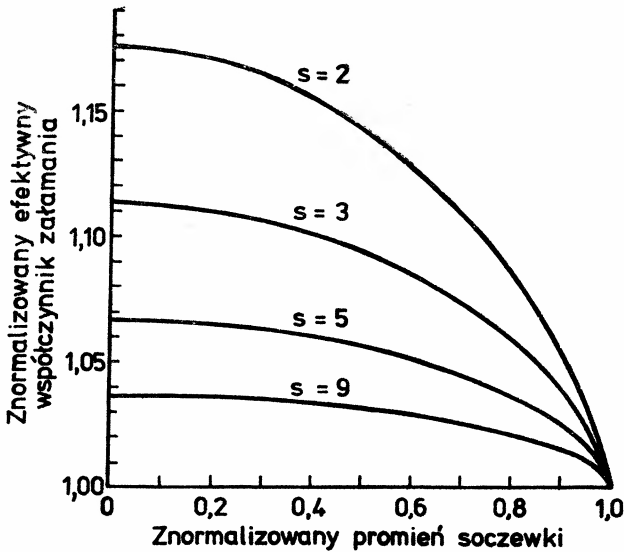
Soczewka ta ma zdolność dokładnego ogniskowania skolimowanej wiązki światła na swej krawędzi. O ile odtworzenie profilu refrakcyjnego opisanego wzorem (13) jest niemożliwe w optyce klasycznej (wartość współczynnika załamania monotonicznie maleje do jedności na brzegu soczewki), o tyle staje się to sprawą stosunkowo prostą w optyce scalonej, gdzie wartość  $n_{0\text{eff}} = 1$  na zewnątrz soczewki jest tylko kwestią normalizacji. Oczywiście w tym przypadku  $n \rightarrow n_{\text{eff}}$  oraz  $r = r(y, z)$  i mamy do czynienia z wersją planarną soczewki Luneburga, jak to przedstawiono na rys. 6a. Możliwe jest również projektowanie tzw. „uogólnionych” soczewek Luneburga o ogniskowych większych od ich promieni, jak to pokazano



Rys. 6. Paraklasyczna (a) i uogólniona (b) soczewka Luneburga na falowodzie (widok z góry). Obszar kołowy jest obszarem o pewnym gradencie efektywnego współczynnika załamania, powodującym zagięcie (zogniskowanie) promieni świetlnych

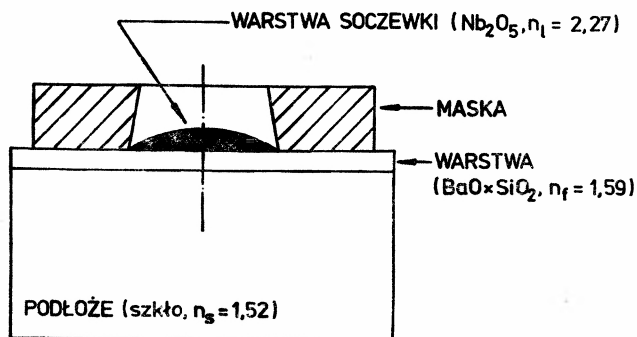
na rys. 6b. Wtedy rozkład (efektywnego!) współczynnika załamania nie będzie już opisany tak przejrzystym wzorem, jak wzór (13), tym niemniej jednak jego obliczenie nadal pozostaje stosunkowo proste [9—11]. Profil refrakcyjny dla kilku wybranych wartości ogniskowych zilustrowano na rys. 7.

Zgodnie z uwagami zawartymi w rozdz. 2, uzyskanie odpowiedniego rozkładu efektywnego współczynnika załamania planarnej soczewki Luneburga wiąże się z koniecznością odpowiedniego wyprofilowania warstwy właściwej (lub dodatkowej) falowodu płaskiego.



Rys. 7. Rozkład znormalizowanego efektywnego współczynnika załamania dla kilku uogólnionych soczewek Luneburga ( $s$  oznacza znormalizowaną do promienia ogniskową)

W tym celu Zernike zaproponował metodę próżniowego napyłania warstwy soczewki bezpośrednio na falowód planarny poprzez specjalną maskę z wywierconym stożkowym otworem. Schemat doświadczenia Zernikego przedstawia rys. 8. Widoczne cylindrycznie symetryczne wzniesienie (napyłona warstwa dielektryka o dużym objętościowym współczynniku załamania) indukująco pożądany rozkład efektywnego współczynnika załamania, powodujący zogniskowanie światła propagującego się w falowodzie. Doświadczenie Zer-



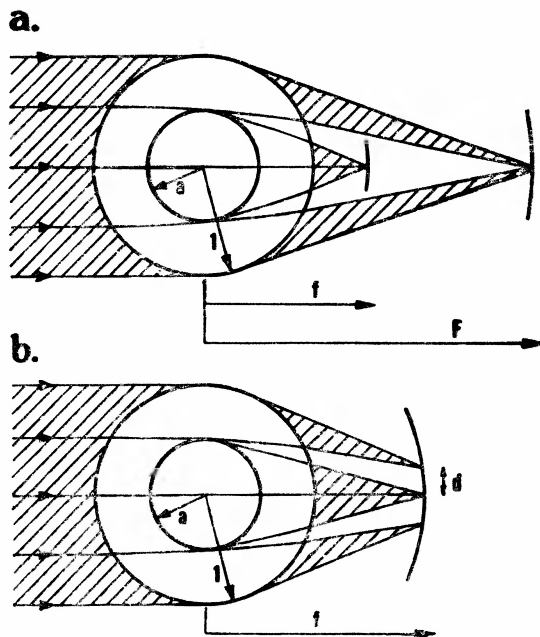
Rys. 8. Schemat doświadczenia Zernikego [8]. Dodatkowa, radialnie symetryczna warstwa pięciotlenku niobu indukująco luneburgowski rozkład efektywnego współczynnika załamania konieczny do zogniskowania światła

nikego następnie powtórzone i udoskonalone przez wielu innych autorów przekształciło się w zasadzie w technologię wykonywania planarnych soczewek Luneburga, z powodzeniem stosowaną do dziś w wielu wiodących laboratoriach optycznych świata. Warto w tym miejscu podkreślić osiągnięcia w tej dziedzinie będące udziałem zespołu kierowanego przez prof. Licznarskiego w Instytucie Technologii Elektronowej Politechniki Wrocławskiej<sup>8</sup>. Nowatorskie rozwiązania problemu maskowania soczewek Luneburga umożliwiły wspomnianemu zespołowi wykonanie struktur cienkowarstwowych o tak skomplikowanym profilu refrakcyjnym, by mogły one pełnić rolę soczewek dwu- i trójogniskowych (rys. 9ab), zaproponowanych w pracy [12].

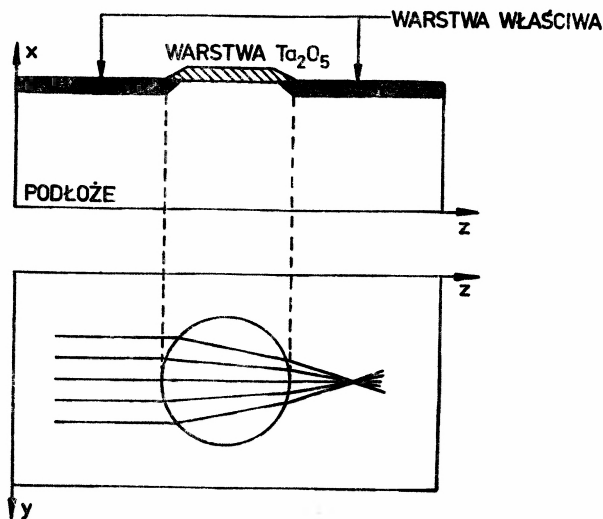
Interesującą metodę wykonywania planarnych soczewek Luneburga zaproponowali Kruszewski i Gutkowski [13]. Metoda ta zakłada wstępne naniesienie warstwy soczewki (z  $Ta_2O_5$ ) bezpośrednio na podłoże (!) falowodu, jak to ilustruje rys. 10. Druga faza technologii polega na wykonaniu warstwy właściwej (przewodzącej) falowodu poprzez wymianę jonów. Warstwa soczewki odgrywa w procesie dyfuzji rolę lokalnej maski, dzięki czemu jednorodna warstwa właściwa powstaje na zewnątrz soczewki, natomiast przy jej brzegach warstwa przewodząca zanika, formując niskostratne złącze. Omawiana konstrukcja została zweryfikowana praktycznie [13] i, jak się okazało, oryginalna konstrukcja istotnie charakteryzuje się niskim poziomem strat na mody promieniowania.

W tym miejscu warto przypomnieć, iż zgodnie z równ. (9) (rozd. 2) efektywny współ-

<sup>8</sup> Patrz artykuły J. Kądzieli, S. Pateli i J. M. Radojewskiego w *Raportach Politechniki Wrocławskiej*, które ukazały się w latach 1983–1985.



Rys. 9. Wieloogniskowe soczewki Luneburga (widok z góry)



Rys. 10. Schemat doświadczenia Kruszewskiego i Gutkowskiego [13]

czynnik załamania modu w falowodzie planarnym jest zależny nie tylko od grubości warstwy właściwej, ale także od jej objętościowego współczynnika załamania  $n_f$ . Innymi słowy gradient efektywnego współczynnika załamania można uzyskać również wskutek wprowadzenia gradientu współczynnika  $n_f$ , np. poprzez implantację lub wymianę jonów, przy zachowaniu stałych wartości pozostałych parametrów. Taka technika została zapro-

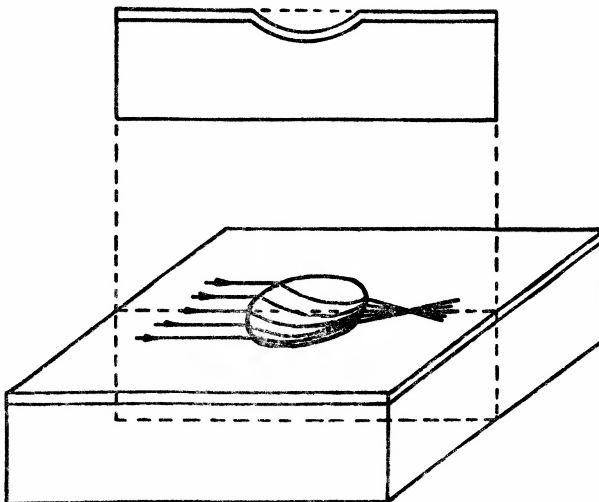


ponowana w odniesieniu do planarnych soczewek Luneburga w artykule [14]. We wspomnianej pracy wykazano, iż ze względu na trójwarstwowość całej konstrukcji i brak konieczności przesprężania się modu z warstwy do warstwy nowe rozwiązanie będzie się charakteryzowało wyjątkowo niskimi stratami energetycznymi. Nic więc dziwnego, że prototypy tak zmodyfikowanej soczewki Luneburga zostały wykonane w kilku ośrodkach [15].

Na zakończenie rozdziału należy zwrócić uwagę na fakt, że jakkolwiek soczewki Luneburga są obecnie uznawane za najlepszy typ elementów ogniskujących optyki scalonej, mają one jednak wspólną ze wszystkimi rozwiązaniami gradientowymi wadę. Wynika ona z dyspersji modowej efektywnego współczynnika załamania (równ. (9)). Idealny profil refrakcyjny, powodujący dokładne zogniskowanie światła, może być dopasowany wyłącznie do jednego modu falowodowego. Światło przenoszone przez inne mody będzie ogniskowane aberracyjnie.

### 3.3. Soczewki geodezyjne

Wspomnianej wady nie mają robiące ostatnio dużą karierę soczewki geodezyjne. Wynika to z faktu, że ich działanie opiera się na zupełnie innych zasadach niż działanie soczewek refrakcyjnych. Jego istotą jest zjawisko polegające na tym, iż w przestrzeni o zakrzywionej w sensie riemannowskim metryce linie promieni świetlnych są tożsame z liniami geodezyjnymi tej przestrzeni. Tak więc „ukształtowanie” odpowiedniej „krzywizny” przestrzeni, w której propaguje się światło, może spowodować jego zogniskowanie. Najłatwiej można sobie wyobrazić to zjawisko w następujący sposób: założmy, że na powierzchni kuli naniesiona została cienka dielektryczna warstwa światłowodząca. Jeśli w tej warstwie umieścimy punktowe źródło światła, to promienie reprezentujące rozprzestrzenianie się energii w sferycznej strukturze światłowodzącej będą tożsame z okręgami wielkimi na powierzchni kuli. Okręgi te będą miały dwa punkty wspólne: źródło światła i jego obraz położony na sferze

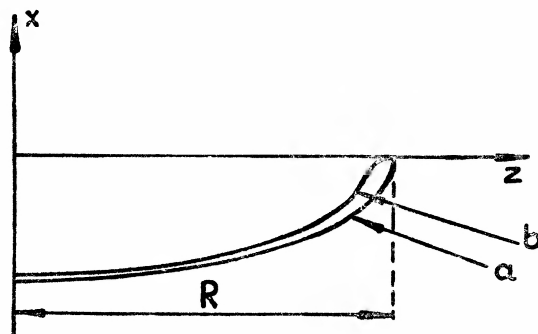


Rys. 11. Soczewka geodezyjna w falowodzie dielektrycznym

naprzeciw źródła. Tak więc wszystkie promienie świetlne wybiegające ze źródła punkto-  
wego będą idealnie zogniskowane w punkcie-obrazie.

Idea zastosowania soczewek geodezyjnych w optyce scalonej (znana zresztą wcześniej  
w technice mikrofal i akustyce) została zaproponowana po raz pierwszy przez naukowców  
włoskich [16] w 1972 r. Z założenia soczewką geodezyjną miało być specjalnie ukształto-  
wane, radialnie symetryczne wgłębienie w podłożu falowodu (rys. 11), powodujące zakrzy-  
wienie napylonej (lub wdyfundowanej) następnie warstwy prowadzącej, dzięki czemu uzy-  
skałoby się efekt zbiegania wychodzących z zakrzywionej struktury światłowodowej pro-  
mieni świetlnych.

Dokładne zogniskowanie tych promieni wymaga jednak zaprojektowania wgłębienia  
o specyficznym kształcie, w zależności od zadanych parametrów operacyjnych soczewki.  
Okazało się, iż ściśle rozwiązanie problemu wiąże się z koniecznością zastosowania skom-  
plikowanych matematycznie krzywych generujących wgłębienia asferyczne, a w dodatku  
charakteryzujących się styczną prostopadłą do powierzchni falowodu na krawędzi soczewki



Rys. 12. Kontury zagłębień soczewki geodezyjnej o pełnej aperturze użytecznej (a) i niepełnej aperturze  
użytecznej (b). Krzywa b jest gładka i styczna do płaszczyzny falowodu na brzegu soczewki

(rys. 12, krzywa a). Rozwiązanie to jest jednakże nie do przyjęcia dla optyki scalonej, ze  
względu na niezwykle wysoki poziom strat energetycznych na brzegach soczewki. Wspom-  
niani uprzednio badacze włoscy zaproponowali więc rozwiązanie kompromisowe [17],  
polegające na rezygnacji z części apertury użytecznej soczewki i jednoczesnym „wygładze-  
niu” profilu merydionalnego i uczynieniu go stycznym do płaskiego fragmentu falowodu  
(rys. 12, krzywa b).

Warto w tym miejscu zaznaczyć, iż na przestrzeni ostatnich 10 lat w czasopiśmie fach-  
owych opublikowano wręcz lawinę artykułów na temat zasad projektowania soczewek geo-  
dezyjnych. Bogactwo rozwiązań przeplatało się jednak z prawdziwym bałaganem w teorii,  
w której metody numeryczne rywalizowały o lepsze z powikłaną i dość mętną trygonome-  
trią<sup>9</sup>. Okazało się jednak, iż cała teoria idealnie odwzorowujących soczewek geodezyjnych  
tkwi w kilku nieskomplikowanych równaniach całkowych wynikających z wariacyjnej

<sup>9</sup> Podejście prawdziwie „optyczne” było reprezentowane jedynie przez nielicznych autorów. Odnoto-  
wać tu należy konsekwentną linię postępowania M. Gaja i J. Osifńskiego z Instytutu Fizyki Politechniki  
Wrocławskiej [18—20].

zasady Fermata i równania te prowadzą (w zależności od założeń) do całej rodziny rozwiązań szczególowych [21].

Można stwierdzić, iż obecnie projektowanie soczewek geodezyjnych nie nastęrcza większych trudności. Poważna trudność tkwi natomiast w ich technologii, jako że mikronowe niedokładności w odtworzeniu założonego idealnego profilu zagłębienia soczewki powodują stosunkowo duże aberracje. Niezwykle „ciasne” tolerancje technologiczne spowodowały, że stosowana początkowo technika „borowania” ultradźwiękowego<sup>10</sup> ustąpiła miejsca „technice diamentowego wiertła”. Ta ostatnia wymaga zastosowania precyzyjnego, sterowanego komputerowo kombajnu, w którym „punktowe” wiertło diamentowe osadzone z dokładnością czwartej części mikrona (!) w głowicy sterującej X, Y, Z draży wgłębienie soczewki w wirującym podkładzie z dokładnością do  $0,5 \mu\text{m}$ . Ta fantastyczna dokładność jest między innymi konsekwencją numerycznie kontrolowanego ustawienia wiertła w pozycji normalnej do drażonego konturu. Jak się okazuje, wystarcza ona do osiągnięcia dyfrakcyjnie ograniczonej charakterystyki wykonywanych soczewek [5], tym niemniej koszty związane z omawianą technologią wydają się stosunkowo duże.

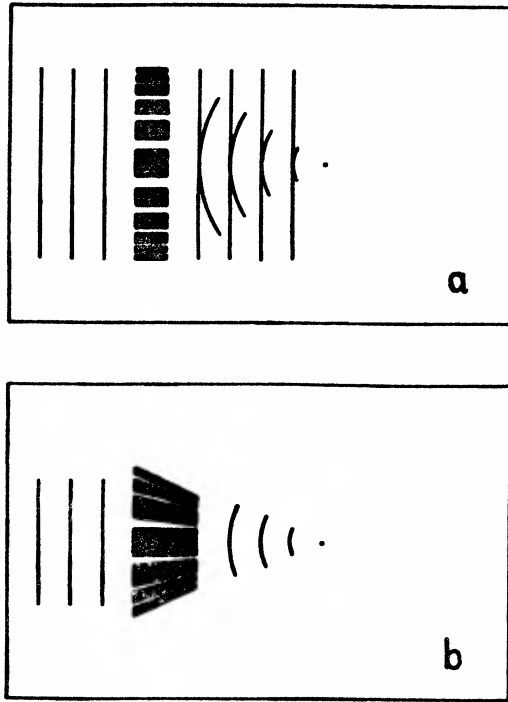
### 3.4. Soczewki dyfrakcyjne

Na zakończenie warto poświęcić kilka słów soczewkom, które mogą być wykonywane przy użyciu technik i technologii doskonale opanowanych w mikroelektronice i które budzą przez to coraz większe zainteresowanie specjalistów zajmujących się optyką scaloną. Mowa tu o soczewkach będących odpowiednikami płytek strefowych Fresnela i Bragga.

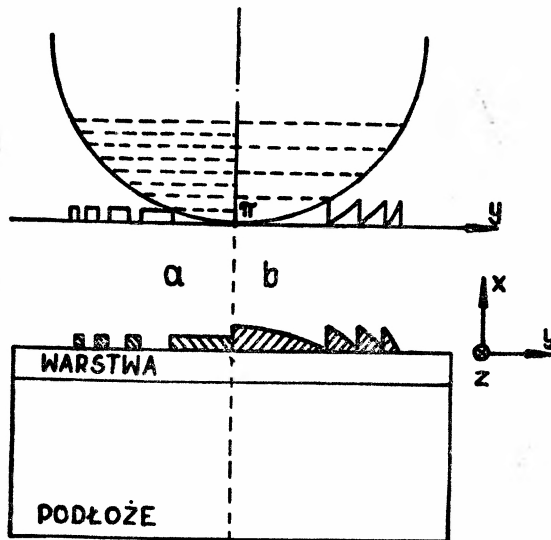
Zgodnie z rys. 13 planarne soczewki Fresnela (a) i Bragga (b) są zupełnie niepodobne do typów przedstawionych uprzednio i w ogóle nie przyjmują fizycznego kształtu soczewek. Wyglądają natomiast jak swoisty relief na powierzchni lub pod spodem warstwy prowadzącej falowodu planarnego. Zasada ich działania jest również odmienna od tej, z którą mieliśmy do czynienia dotychczas. Efekt ogniskowania światła uzyskuje się tutaj dzięki interferencji fal cząstkowych będących wynikiem dyfrakcji fali padającej na poszczególnych strefach soczewki. Dyfrakcja fresnelowska może być tutaj interpretowana jako wynik „blokowania” fazy fali padającej przez odpowiednio rozmieszczone strefy, tak jak to poglądowo wyjaśnia rys. 14a. Zbieżny front falowy został „skwantowany” w sposób „zero-jedynkowy” na kilka elementarnych, składowych frontów falowych różniących się w fazie, które z kolei wyznaczają rozmieszczenie poszczególnych stref soczewki Fresnela. Ściślej, jest to model „skokowej” soczewki Fresnela (strefy „zerowo-jedynkowe”), wykonanej po raz pierwszy w 1978 r. przez Ashleya i Changa [22], przy użyciu typowej dla mikroelektroniki elektronolitografii. Pierwsza planarna soczewka Fresnela charakteryzowała się wydajnością dyfrakcyjną około 23%.

Znacznie większą wydajność dyfrakcyjną, bo aż 50% osiągnęli w 1982 r. Suhara i in. przez zaprojektowanie i wykonanie gradientowej soczewki Fresnela [23]. Zasada działania i konstrukcja tej soczewki jest przedstawiona na rys. 14b. W tym przypadku zbieżny front falowy jest skwantowany na szereg elementarnych frontów zachowujących kształt wyjściowy, lecz przesuniętych w stosunku do siebie w fazie o  $2\pi$ . Taka konfiguracja wymaga więc za-

<sup>10</sup> Taką technikę wykonywania soczewek geodezyjnych stosuje się m. in. w zespole kierowanym przez prof. Szustakowskiego w Wojskowej Akademii Technicznej.



Rys. 13. Planarna soczewka Fresnela (a) i Bragga (b) — widok z góry



Rys. 14. Schemat ilustrujący sposób konstruowania stref „skokowej” (a) i „gradientowej” (b) soczewki Fresnela

stosowania opóźniających fazę stref o odpowiednim kształcie. Strefy te (zmiennie co do grubości) indukują pewien rozkład (gradient — stąd nazwa) efektywnego współczynnika załamania, który wnosi pożądane opóźnienie fazowe dla poszczególnych fal elementarnych. Soczewka gradientowa Suhary, podobnie jak soczewka „skokowa” omówiona wcześniej, była wykonana w warstwie właściwej z siarczku arsenu (podkład krzemowy) poprzez elektronolitografię i reaktywne trawienie.

Podobną techniką są wykonywane planarne soczewki Bragga (rys. 13b). Zasada ich działania jest analogiczna do wykorzystywanej w soczewkach fresnelowskich. Soczewki braggowskie są jednakże grubsze i charakteryzują się ponadto pewnym (zmieniającym się wraz z odległością od osi) pochyleniem stref blokujących fazę. Teoretyczna wydajność dyfrakcyjna soczewek Bragga wynosi 100%, a najlepszy praktycznie osiągnięty ostatnio wynik to 87%. Odnosi się on do soczewki Stockmanna i Beinvogla wykonanej na falowodzie  $\text{Ti:LiNbO}_3$  [24]. Warto dodać, iż wymieniona soczewka charakteryzowała się dyfrakcyjnie ograniczonymi własnościami odwzorowania.

#### 4. Podsumowanie

Wśród omówionych soczewek trzy ich typy zdają się odgrywać obecnie dominującą rolę w optyce scalonej. Soczewki Luneburga cieszą się dużym wzięciem ze względu na stosunkowo dużą łatwość ich wykonania. Ich podstawowa wada polegająca na dyspersji modowej profilu refrakcyjnego pozbawiona jest już większego znaczenia, ponieważ coraz powszechniejsze zastosowanie znajdują falowody jednomodowe. W związku z tym dyskusyjną wydaje się być „przewaga” soczewek geodezyjnych, których jakość odwzorowania jest niezależna od „modowości” falowodu. Jeśli dodamy do tego wysoki koszt skomplikowanej specjalistycznej aparatury służącej do wykonywania soczewek geodezyjnych, a także, fakt, iż wymagają one stosunkowo grubych podkładów — dziwić musi powszechność, z jaką ten typ soczewek jest obecnie stosowany w układach optyki planarnej. A jednak soczewki geodezyjne skutecznie rywalizują z soczewkami Luneburga o prymat w optyce scalonej. „Trzecią siłą” wydają się być soczewki strefowe (dyfrakcyjne). Co prawda mają one istotne wady: soczewki Fresnela mają małą wydajność dyfrakcyjną, natomiast jakość odwzorowania soczewek Bragga jest wielce czuła na kierunek padającego światła. Niemniej jednak taniać wykonania soczewek dyfrakcyjnych, wynikająca z możliwości wykorzystania dobrze znanych i opanowanych na świecie technik mikroelektronicznych, silnie przemawia na ich korzyść i, jak się można spodziewać, właśnie czynnik technologiczno-ekonomiczny przesądzi w niedalekiej przyszłości o dokonaniu ostatecznego wyboru najlepszej soczewki dla optyki scalonej.

#### Literatura

- [1] J. Sochacki, A. Manasterska, M. Sochacka, *Proc. EOC'83* (Rydzyzna), Wyd. SIMP, Warszawa 1983, str. 65.
- [2] D. B. Anderson, R. L. Davis, J. T. Boyd, R. R. August, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-13, 275 (1977).

- [3] G. Hatakoshi, H. Inoue, K. Naito, S. Umegaki, S. Tanaka, *Opt. Acta* **26**, 961 (1979).
- [4] L. D. Hutcheson, *Photonics Spectra* **16**, 69 (1982).
- [5] L. D. Hutcheson, *Photonics Spectra* **17**, 47 (1983).
- [6] R. Schubert, J. H. Harris, *J. Opt. Soc. Am.* **61**, 154 (1971).
- [7] T. Jansson, J. Sochacki, *J. Opt. Soc. Am.* **70**, 1079 (1980).
- [8] F. Zernike, *Opt. Commun.* **12**, 379 (1974).
- [9] A. Fletcher, T. Murphy, A. Young, *Proc. R. Soc. (London) A* **223**, 216 (1954).
- [10] E. Colombini, *J. Opt. Soc. Am.* **71**, 1403 (1981).
- [11] J. Sochacki, *J. Opt. Soc. Am.* **73**, 789 (1983).
- [12] J. Sochacki, *Appl. Opt.* **23**, 4444 (1984).
- [13] J. Kruszewski, M. Gutkowski, *Optica Applicata* **12**, 427 (1982).
- [14] J. Sochacki, *Opt. Commun.* **41**, 13 (1982).
- [15] C. B. Wooley, D. T. Moore, Proc. GRIN'85 (Palermo), Assoc. Elettrotecnica ed. Elettronica Italiana, Milano 1985, str. 146.
- [16] G. C. Righini, V. Russo, S. Sottini, G. Toraldo di Francia, *Appl. Opt.* **11**, 1442 (1972).
- [17] S. Sottini, V. Russo, G. C. Righini, *J. Opt. Soc. Am.* **69**, 1248 (1979).
- [18] M. Gaj, J. Osiński, *Optica Applicata* **12**, 189 (1982).
- [19] J. Osiński, *Optica Applicata* **10**, 199 (1980).
- [20] J. Osiński, *Bieg promieni w soczewce geodezyjnej w obszarze paraksjalnym* — przygotowywane do druku.
- [21] J. Sochacki, *Appl. Opt.* **25**, 235 (1986).
- [22] P. R. Ashley, W. S. C. Chang, *Appl. Phys. Lett.* **33**, 490 (1978).
- [23] T. Suhara, K. Kobayashi, H. Nishihara, J. Koyama, *Appl. Opt.* **21**, 1966 (1982).
- [24] M. Stockmann, W. Beinvoß, *Wave Electron.* **4**, 221 (1983).

**Jerzy Rauluszkiewicz**

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## Elektronowa spektroskopia tunelowa w zastosowaniu do materiałów magnetycznych

### Electron Tunneling Spectroscopy in Magnetic Materials

*Abstract:* Basic informations on the electron tunneling spectroscopy, on the preparation of tunneling junctions as well as on the elastic and inelastic tunneling are given. The measurements of spin polarization of electrons in ferromagnetic films are reviewed. The observation of magnons in antiferromagnetic NiO is mentioned.

#### 1. Wprowadzenie

Prawdopodobieństwo  $|\psi|^2$  znalezienia elektronów przewodnictwa na zewnątrz metalu w odległości  $t$  nie jest równe zeru, lecz jest wyznaczone przez pracę wyjścia  $\phi$  elektronów z metalu za pośrednictwem wykładniczej zależności

$$|\psi|^2 \sim \exp(-2xt),$$

gdzie  $x = (2m/\hbar)^{1/2} \phi^{1/2}$ ,  $m$  jest masą elektronu, a  $\hbar$  — stałą Plancka podzieloną przez  $2\pi$ . Dzięki tej ważnej konsekwencji mechaniki kwantowej możliwy jest przepływ prądu elektrycznego pomiędzy dwoma metalami oddzielonymi od siebie odpowiednio cienkim (rzędu 20—50Å) izolatorem bądź próżnią. Przedmiotem elektronowej spektroskopii tunelowej (EST) jest dostarczanie informacji, jakie można wydedukować z analizy charakterystyk prądowo-napięciowych ( $I$ — $V$ ) złącza tunelowych.

Skuteczność techniki EST wykazał w 1958 r. Esaki, badając widmo fononów w półprzewodnikowej diodzie tunelowej. W r. 1960 Giaever wykazał, że EST może być nadzwyczaj skuteczną metodą badania nadprzewodnictwa. Gdy jedna elektroda złącza znajduje się w stanie nadprzewodnictwa, wówczas przewodnictwo różniczkowe  $dI/dV$  jako funkcja napięcia  $V$  przykładanego do złącza jest bezpośrednio miarą gęstości stanów dla wzbudzeń kwazicząstek w nadprzewodniku i pozwala wyznaczyć przerwę energetyczną w widmie wzbudzeń jednoelektronowych. Okazało się, że EST dostarczyła najpełniejszego opisu stanu nadprzewodnictwa, jakim obecnie dysponujemy, i bardzo się przyczyniła do zrozumienia nadprzewodnictwa.

Jakąś miarą oceny znaczenia i wartości EST dla współczesnej fizyki jest przyznanie w 1973 r. Nagrody Nobla za wyniki osiągnięte w badaniach nad tunelowaniem elektronów

(Leo Esaki — EST w półprzewodnikach, Ivar Giaever — EST w nadprzewodnikach, Brian Josephson — tunelowanie par elektronów między nadprzewodnikami).

Od tego czasu rozpoczął się szybki i owocny rozwój spektroskopii tunelowej. Publikacje można liczyć w tysiącach. Trudno więc w krótkim artykule przedstawić wyczerpująco całą tę dziedzinę fizyki. Pozostaje mi więc ograniczenie się do krótkiego wprowadzenia, a potem do opisanie kilku eksperymentów ważnych z punktu widzenia zastosowania EST do badania materiałów magnetycznych.

Do przeprowadzenia badań przy pomocy EST potrzebne jest złącze tunelowe. Złącze tunelowe składa się z dwóch przewodzących elektrod oddzielonych od siebie cienkim (20—50Å) izolatorem (bądź próżnią). Natężenie prądu tunelowego zależy od gęstości stanów elektronowych w obu elektrodach oraz od prawdopodobieństwa przejścia tunelowego, które charakteryzuje samą barierę. Stąd przy pomocy eksperymentów z tunelowaniem elastycznym można badać różne efekty zależne od gęstości stanów w nadprzewodnikach, krawędzie pasm energii, stany zlokalizowane domieszek i pasma domieszkowe, poziomy Landaua w półprzewodnikach itp.

W procesie tunelowania elastycznego elektron nie zmienia swojej energii przy przejściu przez barierę. Nie jest to jednak zasada obowiązująca zawsze — w procesie tunelowania nieelastycznego elektron może zmienić swoją energię. Taka spektroskopia tunelowania nieelastycznego IETS (od InElastic Tunneling Spectroscopy) dostarcza również wielu różnych informacji o wzbudzeniach kolektywnych w takich układach, jak fonony, plazmony, magnony, oraz jest bardzo czułym narzędziem badań spektroskopii rotacyjnej i wibracyjnej cząsteczek organicznych wprowadzanych celowo do złącza tunelowego [1, 2].

Podstawową cechą wyróżniającą materiały magnetyczne jest obecność w nich zlokalizowanych momentów magnetycznych oraz ich przestrzenne uporządkowanie. Wśród pytań nasuwających się przy rozważaniu tunelowania między metalami z uporządkowaniem magnetycznym zwrócimy uwagę na dwa: czy prąd tunelowy zależy od polaryzacji spinowej elektronów w magnetyku?, czy ETS wykrywa magnony?

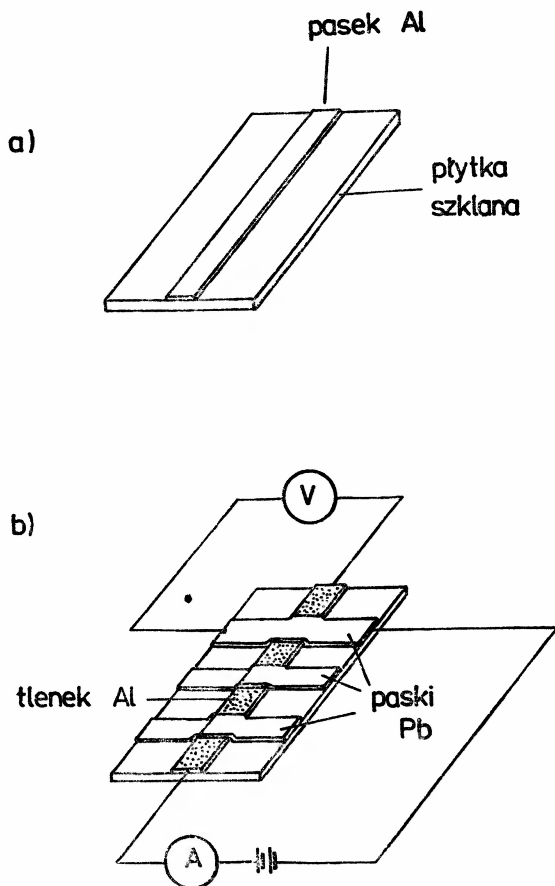
Odpowiedź na powyższe pytania wyniknie z niniejszego artykułu, który przedstawia pewne osobliwe możliwości EST przy zastosowaniu jej do materiałów magnetycznych. Na początku jednak należy — choćby w dużym skrócie — omówić podstawy EST i zilustrować je prostymi przykładami złączy tunelowych. Dla dokładniejszego zapoznania się z problemami EST odsyłam zainteresowanych do książek i artykułów przeglądowych, np. [3—8] oraz oczywiście do cytowanych w tekście prac oryginalnych.

## 2. Podstawowe wiadomości o EST

### 2.1. Przygotowywanie złączy tunelowych

Złącze typu metal/izolator/metal (Me/I/Me) wykonał po raz pierwszy Giaever [9], posługując się techniką napyłania próżniowego. Jego postępowanie, które bez większych zmian stosowane jest do dziś, ilustruje rys. 1. Na płytkę szklaną napyła się w próżni cienką warstwą Al w postaci paska, którą się następnie utlenia (rys. 1 a). Z kolei napyła się prostopadłe paski drugiej elektrody, najczęściej z Pb. Gdy grubość tlenku aluminium jest rzędu 20—50 Å, wówczas złącze tunelowe może być użyte do pomiarów. Sposób pomiaru



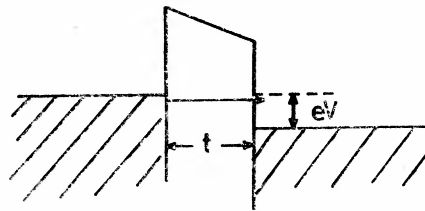
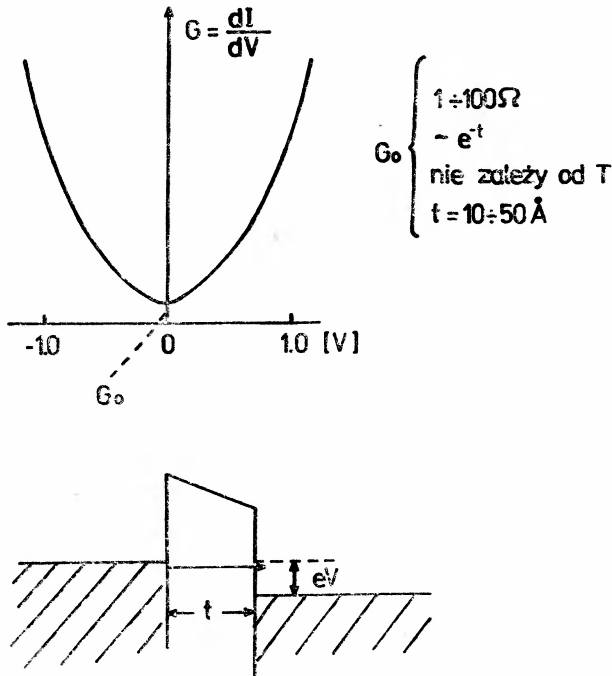


Rys. 1. Przygotowanie najprostszego złącza Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Pb

prądu tunelowego płynącego przez barierę tlenkową i tzw. „zdejmowanie” charakterystyki przedstawia rys. 1b.

- Własności tak przygotowanego złącza zgodne są z przewidywaniami prostej teorii:
- przewodnictwo różniczkowe  $dI/dV$  jako funkcja napięcia  $V$  polaryzującego złącze ma kształt z grubsza paraboliczny (rys. 2);
  - w zakresie niskich napięć opór złącza jest prawie stały i słabo zależy od temperatury;
  - ten opór może się zmieniać w bardzo szerokim zakresie w zależności od grubości tlenku aluminium (zależy wykładniczo od tej grubości).

Największym osiągnięciem Giaevera jest przeprowadzenie po raz pierwszy obserwacji, że jeżeli jedna z elektrod złącza znajdzie się w stanie nadprzewodnictwa (np. Pb w 4,2 K), to na charakterystyce prądowo-napięciowej  $I-V$  (jak również na charakterystyce  $dI/dV-V$ ) w zakresie kilku mV dookoła zera polaryzacji pojawia się bardzo charakterystyczna struktura, która wiąże się bezpośrednio z gęstością stanów kwazicząstek w nadprzewodzącej elektrodzie (rys. 3). Eksperymenty Giaevera dały początek obszernej dziedzinie badań aktualnych do dzisiaj i okazały się niezmiernie ważne dla wiedzy o nadprzewodnictwie.



Rys. 2. Własności najprostszego złącza Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Pb

Ponadto efekt ten jest ważny w każdym eksperymencie tunelowym: w przygotowywaniu złącza tunelowego kluczową sprawą jest bariera. Jeżeli nie ma ona odpowiednich własności (a zawiera np. zwarcia metaliczne, obszary domieszkowe, niejednorodności itp.), to mechanizmy przepływu prądu przez taką barierę mogą być bardzo różne. Najlepszym więc testem kontrolującym jakość przygotowanego złącza jest stwierdzenie obecności właściwej struktury typowej dla nadprzewodnika, gdy jedna z elektrod przechodzi w stan nadprzewodnictwa. Najczęściej stosowanym materiałem na elektrodę testującą jest Pb.

## 2.2. Typy złączy tunelowych

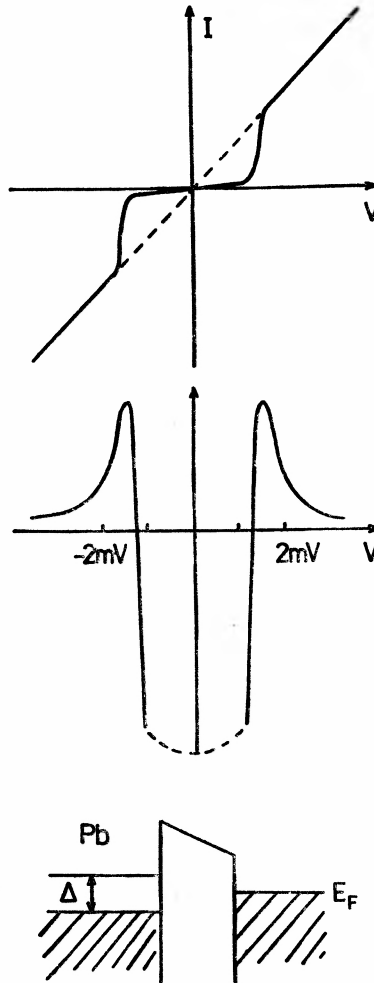
Od czasu pionierskich prac Giaevera, EST rozwijała się w różnych kierunkach. Świadczyć może o tym lista ogólnie używanych złączy, barier i elektrod:

- |                                     |              |                  |
|-------------------------------------|--------------|------------------|
| 1) N <sub>1</sub> -I-N <sub>2</sub> | 5) Sup-I-Sup | 9) N-Mag-Sup     |
| 2) N-I-Sup                          | 6) Sup-I-Sem | 10) Mag-Sem-Mag, |
| 3) N-I-Sem                          | 7) Sup-I-Mag |                  |
| 4) N-I-Mag                          | 8) Mag-I-Mag |                  |

gdzie  $E_1$ -I- $E_2$  jest ogólnym wzorem złącza, N oznacza metal niemagnetyczny w stanie normalnym, Sup — nadprzewodnik, Sem — półprzewodnik, Mag — magnetyk, I — izolator.

Bariera I może być:

- tlenkiem elektrody  $E_1$ ,
- innym izolatorem, nie tlenkiem  $E_1$ ,
- próżnią (jak w skaningowym mikroskopie tunelowym),
- barierą Schottky'ego, warstwą inwersyjną (w przypadku 3 i 6).



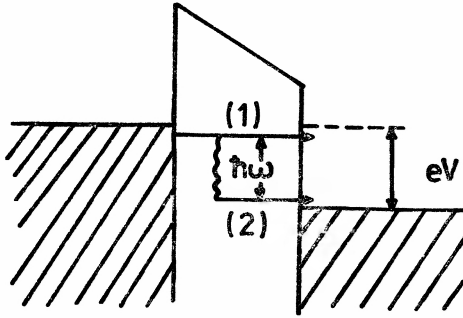
Rys. 3. Efekty nadprzewodnictwa Pb w złączu Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Pb. W 4,2 K  $dI/dV$  jest w przybliżeniu proporcjonalne do nadprzewodnikowej gęstości stanów

Elektrody  $E$  mogą być:

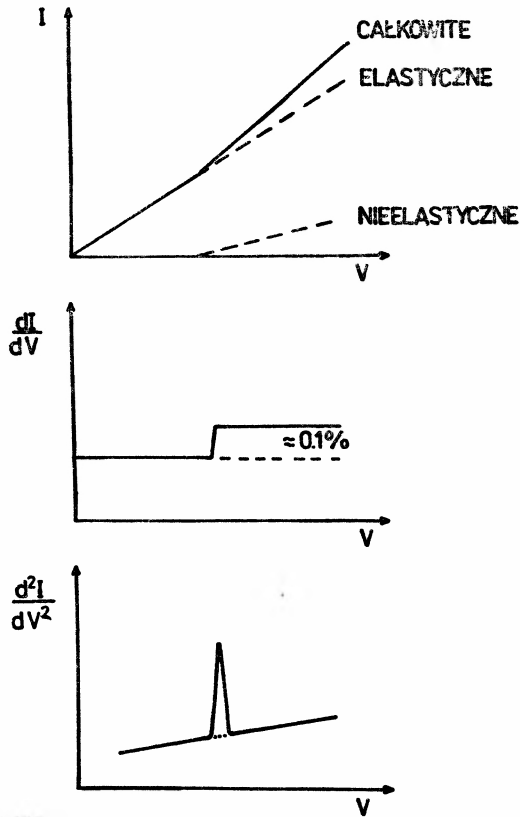
- obie cienkimi warstwami,
- $E_1$  — kryształem (zorientowanym),  $E_2$  — cienką warstwą,
- $E_1$  — kryształem (zorientowanym),  $E_2$  — kontaktem ostrzowym.

### 2.3. Tunelowanie elastyczne i nieelastyczne

Przejście elektronu tunelującego przez barierę bez żadnej zmiany jego energii jest tunelowaniem elastycznym (proces 1 na rys. 4). Jednak elektrony w procesach tunelowania mogą ulegać rozpraszaniu nieelastycznym tracąc część swojej energii na wzbudzenie, np. fononów w barierze lub w elektrodzie. Wzbudzenie fononu o energii  $\hbar\omega$  (proces 2 na rys. 4) otwiera przy napięciu polaryzacji  $V = \hbar\omega/e$  nowy kanał dla tunelowania.



Rys. 4. Tunelowanie elastyczne (1) i nieelastyczne (2) w złączu



Rys. 5. Otwarcie się kanału tunelowania nieelastycznego daje zmianę nachylenia dla  $I-V$ , schodek dla  $dI/dV$  i ostrze dla  $d^2I/dV^2$

W tunelowaniu nieelastycznym na skądinąd gładkiej krzywej  $I-V$  widoczne są małe przyrosty nachylenia przy napięciu  $V = \hbar\omega/e$  (rys. 5). Na krzywej  $dI/dV$  pojawi się mały schodek rzędu 0,1% wartości przewodnictwa. Na drugiej pochodnej charakterystyki,  $d^2I/dV^2$ , ten schodek będzie widoczny jako ostre maksimum. Stąd procesy tunelowania

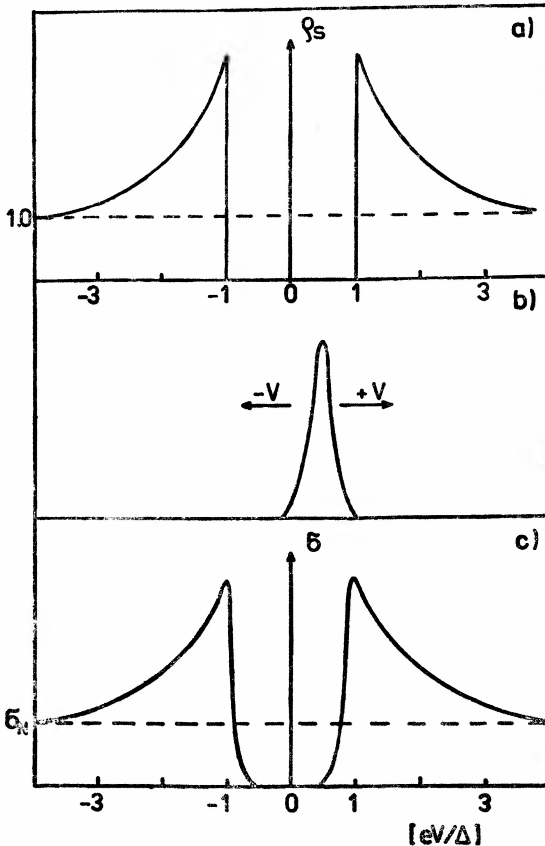
nieelastycznego sprawiają, że krzywa  $dI/dV$  w funkcji napięcia polaryzacji jest podobna do krzywej absorpcji. Położenia maksimum odpowiadają energiom, które tunelujące elektrony przekazują wzbudzeniom w barierze lub w elektrodzie. Tę metodę nazywamy spektroskopią tunelowania nieelastycznego (STN).

### 3. Tunelowanie elektronów spolaryzowanych spinowo

#### 3.1. Technika pomiaru EPS

Informacje o stanach spinów elektronów w pobliżu powierzchni Fermiego mają podstawowe znaczenie przy ustalaniu struktury pasmowej metali magnetycznych. W ciągu ostatniej dekady stosowano wiele metod mających na celu określenie stanów spinowych na powierzchni Fermiego [10]. Meservey, Tedrow i ich współpracownicy opracowali nową technikę pomiaru elektronicznej polaryzacji spinowej (EPS) w ferromagnetycznych metalach opartą na rozszczepieniu zeemanowskim stanów kwazicząstek w nadprzewodnikach [11]. Metodzie tej warto poświęcić więcej uwagi.

Technika wytwarzania prądu elektronów o określonej polaryzacji spinowej wykorzystuje



Rys. 6. Tunelowanie w złączu Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Pb,  $H = 0$ : a) gęstość stanów BCS; b) Wyrażenie pod całką dla przewodnictwa; c) przewodnictwo wyliczone na podstawie wzoru (1)

fakt, że w bardzo cienkiej warstwie nadprzewodzącego Al gęstości stanów kwazicząstek są rozszczerzone przez pole magnetyczne  $H$  na część ze spinami skierowanymi do góry i część ze spinami skierowanymi do dołu. Obie gęstości stanów są do siebie podobne, lecz przesunięte względem swoich oryginalnych położeń o  $\pm\mu H/\Delta$ , gdzie  $\mu$  jest momentem magnetycznym elektronu, a  $2\Delta$  — energią przerwy wzbronionej w Al (rys. 6). To rozsuniecie gęstości stanów elektronowych dla każdego kierunku spinów powoduje, że elektrony tunelujące z ferromagnetycznej elektrody można rozseparować według kierunków ich spinów.

Tunelowe przewodnictwo różniczkowe złącza typu N/I/Sup w funkcji napięcia polaryzacji  $V$  dane jest przez następujący związek całkowy [12, 13, 14]:

$$\frac{dI}{dV_{\uparrow,\downarrow}} = \frac{\sigma_N}{4kT} \int_{-\infty}^{\infty} \varrho_{S,\uparrow}(E) \operatorname{sech}^2\left(\frac{E+eV}{2kT}\right) dE,$$

gdzie  $\sigma_N$  jest przewodnictwem nadprzewodnika będącego w stanie normalnym,  $\varrho_s(E)$  jest gęstością stanów kwazicząstek zgodną z teorią BSC:

$$\varrho_s = |E|/\{(E^2 - \Delta^2)^{1/2}\} \text{ dla } |E| \geq \Delta, \quad \varrho_s(E) = 0 \text{ dla } |E| < \Delta.$$

Czynnik  $\operatorname{sech}\{(E+eV)/2kT\}$  pochodzi z funkcji rozkładu Fermiego. Wielkość w maksimum jest proporcjonalna do  $1/T$  i w  $T = 0$  przechodzi w funkcję  $\delta$ . Stąd mierzone w  $T = 0$  przewodnictwo tunelowe jest proporcjonalne do gęstości stanów  $\sigma(V)_{T=0} = \varrho_s(eV)$ . Sytuację tę ilustruje rys. 6. Na rys. 6a przedstawiona jest funkcja  $\varrho_s$ . Wyrażenie  $\operatorname{sech}\{(E+eV)/2kT\}$  pod całką (1) przedstawione jest na rys. 6b. Wielkość ta przesuwana się wzdłuż osi rzędnych zgodnie z napięciem polaryzującym  $V$ . Wypadkowe przewodnictwo  $\sigma(V)$ , będące iloczynem wielkości przedstawionych na rys. 6a i 6b, podane jest na rys. 6c.

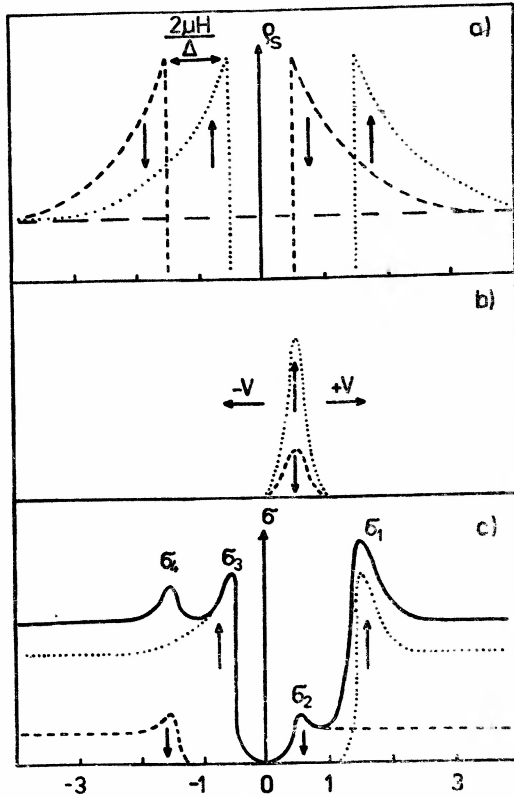
Rys. 7a ilustruje sytuację, gdy w płaszczyźnie bariery złącza przyłożone jest pole magnetyczne  $H$ . BCS-owska funkcja rozszczepia się na część odpowiadającą spinom skierowanym w górę i na część odpowiadającą spinom skierowanym w dół:

$$\varrho_s(E) = \varrho_{\uparrow}(E) + \varrho_{\downarrow}(E) = \{\varrho_s(E + \mu H) + \varrho_s(E - \mu H)\}/2.$$

Ponieważ oba stany spinowe są niezależne od siebie, więc całkowite przewodnictwo jest po prostu sumą oddzielnych przewodnictw dla obu orientacji spinów. To przewodnictwo sumaryczne przedstawione jest na rys. 7b. Na ogół zakłada się, że w procesie tunelowania kierunki spinów elektronów są zachowane.

Gdy przeciwna w stosunku do Al elektroda jest metalem ferromagnetycznym, wówczas część (a) całkowitego prądu odpowiada kierunkowi spinów większościowych, których momenty magnetyczne ustawione są w kierunku pola magnetycznego, a część (1-a) odpowiada kierunkowi spinów mniejszościowych. Teraz prąd tunelowy będzie sumą prądów odpowiadających niezależnym kierunkom spinów:

$$\begin{aligned} \sigma(V) = \sigma_{\uparrow}(V) + \sigma_{\downarrow}(V) = & \frac{a\sigma_N}{4kT} \int_{-\infty}^{\infty} \varrho_{\uparrow}(E) \operatorname{sech}^2\left(\frac{E+eV}{2kT}\right) dE + \\ & + \frac{(1-a)\sigma_N}{4kT} \int_{-\infty}^{\infty} \varrho_{\downarrow}(E) \operatorname{sech}^2\left(\frac{E+eV}{2kT}\right) dE. \end{aligned}$$



Rys. 7. Tunelowanie w złączu Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Pb w silnym polu magnetycznym: a) rozszczępienie nadprzewodnikowych gęstości stanów dla części ze spinami do góry (kropki) i części ze spinami do dołu (kreski); b) części przewodnictwa ze spinami do góry (kropki) i ze spinami do dołu (kreski) oraz przewodnictwo całkowite (krzywa ciągła)

Opisany przypadek jest zilustrowany na rys. 8. W przypadku ferromagnetycznej elektrody zamiast jednej funkcji w kształcie dzwonu, jak to było na rys. 6b, wprowadzamy dwie, z których każda odpowiada jednemu kierunkowi spinów. Funkcje te są pomnożone przez czynniki wagowe  $a$  i  $1-a$ . Otrzymane w ten sposób przewodnictwa dla obu kierunków spinów oraz sumaryczne przewodnictwo przedstawione są na rys. 8c.

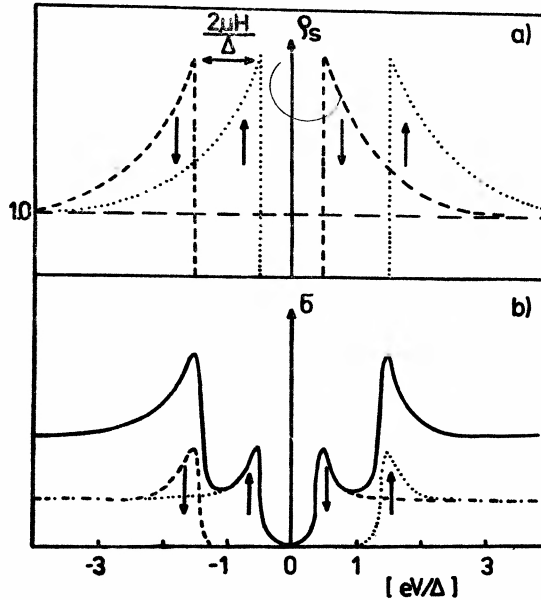
Polaryzacja spinowa elektronów w ferromagnetyku zdefiniowana jest następująco:

$$P = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} = 2a - 1,$$

gdzie  $a = n_{\uparrow} / (n_{\uparrow} + n_{\downarrow})$ , a  $n_{\uparrow}$  i  $n_{\downarrow}$  są liczbami elektronów o spinach większościowych i mniejszościowych tunelujących z ferromagnetyka do nadprzewodnika. Wartość  $P$  można wyznaczyć z asymetrii całkowitego prądu tunelowego. Z prostej analizy wynika, że

$$a = \frac{\sigma_4 - \sigma_2}{\sigma_4 - \sigma_2 + \sigma_1 - \sigma_3},$$

gdzie  $\sigma$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) są wartościami przewodnictwa w punktach wskazanych na rys. 8.



Rys. 8. Tunelowanie w złączu Fer/I/Sup w polu magnetycznym: a) rozszczepienie nadprzewodnikowych gęstości stanów; b) funkcja rozkładów elektronów dla obu kierunków spinów; c) przewodnictwo dla spinów do góry (kropki), dla spinów do dołu (kreski) oraz przewodnictwo całkowite (krzywa ciągła)

### 3.2. Dyskusja wyników

Przedstawiona wyżej technika tunelowania elektronów spolaryzowanych spinowo została sprawdzona na Ni przez Tedrowa i Meserveya [15]. Następnie metoda ta została rozwinięta i udoskonalona przez zespół Meserveya i Tedrowa w MIT (USA), który pracuje w tym kierunku do dzisiaj. Pomiary przeprowadzono dla Ni, Co, Fe i Gd [16] oraz dla stopów metali przejściowych [17, 18] i ciężkich metali ziem rzadkich [19]. Z tych pomiarów można wyciągnąć pewne ogólne wnioski [20]:

1) We wszystkich przebadanych przypadkach polaryzacja spinowa była dodatnia, tzn. że prąd tunelowy był przenoszony przede wszystkim przez elektrony o spinach odpowiadających ustawieniu większościowemu w ferromagnetyku.

2) Wartości  $P$  były w przybliżeniu proporcjonalne do całkowitego momentu magnetycznego nasycenia w ferromagnetykach metali przejściowych.

3) Prąd tunelowy dla elektronów o danym kierunku spinów nie był proporcjonalny do gęstości stanów elektronów o danym kierunku spinów na poziomie Fermiego w ferromagnetyku.

Na przykład w Ni stany spinów mniejszościowych przeważają na poziomie Fermiego. Można to wyjaśnić (Stearns [21]) przy pomocy założenia, że prąd tunelowy przenoszony jest głównie przez wysoce ruchliwe elektrony z pasma  $s$  i że bardziej zlokalizowane elektrony, które uczestniczą w tworzeniu momentu magnetycznego, słabo uczestniczą w procesie tunelowania. Ta idea tłumaczy jakościowo wyniki eksperymentalne, lecz brak jej jeszcze sprawdzenia ilościowego.



W przypadku metali ziem rzadkich główny moment magnetyczny pochodzi od elektronów  $4f$ , które są stanowczo zbyt zlokalizowane, aby brać udział w tunelowaniu. To się zgadza z dodatnią wartością  $P$  obserwowaną w tunelowaniu. Ponadto wartość  $P$  jest z grubsza proporcjonalna do magnetyzacji nasycenia elektronów przewodnictwa, a nie do całkowitej magnetyzacji nasycenia.

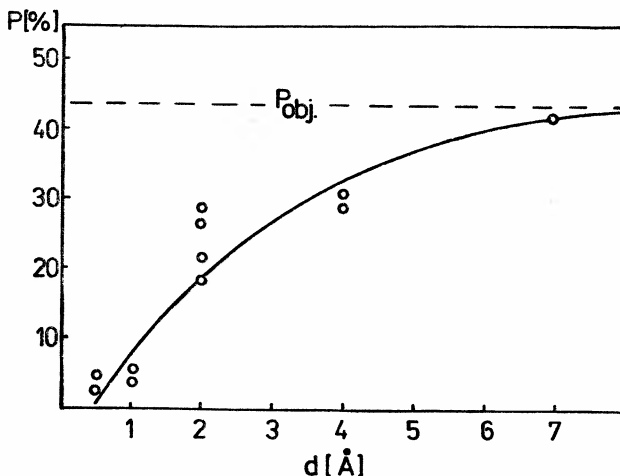
Dzięki pomiarom EST wiele idei w rozumieniu magnetyzmu zostało poddanych sprawdzeniu i poprawieniu, a rozbieżności, które pojawiały się na początku między wynikami tunelowej EPS a foto-EPS [22, 23, 10], są teraz lepiej rozumiane.

Dla ilościowego porównania EPS ze strukturą pasmową metali potrzebne są pomiary tunelowe na określonych ścianach monokryształów lub na warstwach epitaksjalnych. Takie eksperymenty nie są łatwe ze względu na trudności z wytworzeniem odpowiedniej bariery. Chemiczne własności Al i  $Al_2O_3$ , które umożliwiły wprowadzenie omawianej techniki, sprawiają, że technika ta jest prosta. Jest ona jednocześnie ograniczona w zastosowaniach — trudno wytworzyć złącze na powierzchniach monokryształów lub związków wymagających wygrzewania w wysokich temperaturach.

Były podejmowane liczne wysiłki mające na celu wytwarzanie sztucznych barier [24], lecz bez zadowalających sukcesów. Amorficzny Si (a-Si), utleniany lub nie, nie spełnia oczekiwań z powodu rozpraszania spinów na stanach zlokalizowanych w obrębie przerwy ruchliwości w Si. Bardziej obiecujące wydają się bariery wytwarzane z szafiru rozpylanego przy pomocy działła elektronowego na podłożu chłodzone ciekłym azotem [25].

Należy się spodziewać wielkiego skoku w EST z chwilą wynalezienia sztucznych barier, które pozwoliłyby wytwarzać złącza na każdym materiale i badać je nie tylko w temperaturach kilku K.

EST jest szczególnie przydatna do badań magnetycznych własności bardzo cienkich warstw. Przy zmniejszaniu grubości naporowywanych warstw ferromagnetycznych można przy pomocy tej metody badać, przy jakiej grubości warstwa przestaje być ferromagnetyczna, lub co się staje z warstwą ferromagnetyczną, gdy pokryjemy ją kolejną warstwą metalu niemagnetycznego. Efekty bliskości i własności ultracienkich warstw magnetycz-



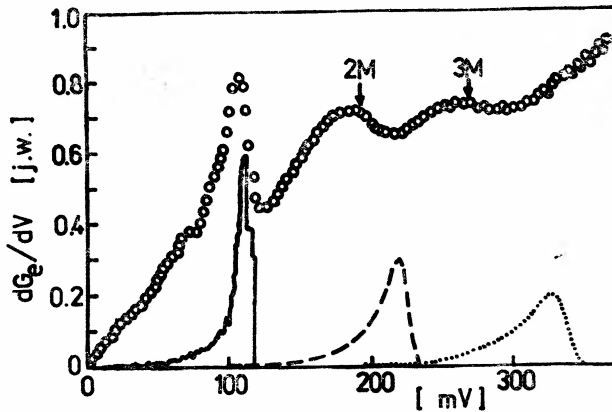
Rys. 9. Polaryzacja spinowa ultracienkiej warstwy Fe mierzona w funkcji grubości

nych są istotnie bardzo intensywnie badane, lecz brak tu miejsca na szczegółową dyskusję. Dla ilustracji tych problemów podam jedynie rys. 9, z którego wynika, że w przypadku ultracienkich warstw Fe można przy pomocy EST wykryć obecność 1/7 warstwy atomowej i że przy jednej warstwie atomowej polaryzacja spinowa  $P$  jest bliska wartości odpowiadającej próbce objętościowej [26].

#### 4. Obserwacje magnonów przy pomocy EST

Chociaż wiele eksperymentów wykazało, że EST może dostarczyć różnych informacji o wzbudzeniach fononów w barierze lub w półprzewodnikowej elektrodzie i analogiczne efekty magnonowe były przewidywane, to wyniki eksperymentalne nie są zbyt liczne. Przyczyną takiego stanu rzeczy są trudności z wytwarzaniem złączy tunelowych z barierą dostatecznie cienką o jednorodnym uporządkowaniu magnetycznym. Technologię Giaevera, tj. posłużenie się naturalnym tlenkiem elektrody jako barierą, zaadaptował Tsui i in. [27] w celu przygotowania złączy typu Ni/NiO/Pb. NiO wytwarzano na świeżo przelupanej powierzchni Ni (110). Charakterystyki tunelowe były otrzymywane przez pomiar  $dV/dI$  i przez komputerowe wyliczenie  $G = dI/dV$  i  $dG/dV$ .

Rysunek 10 pokazuje pochodną nieparzystej części przewodnictwa tunelowego (nieparzystą, ponieważ nieparzysta część  $G = \{G(+V) - G(-V)\}/2$  jest miarą procesów nieelastycznych nakładających się na tło, które jest parzystą częścią przewodnictwa  $G = \{G(+V) + G(-V)\}/2$  i które pochodzi od procesów elastycznych). Autorzy obserwowali serie słabych



Rys. 10. Druga pochodna nieparzystej części przewodnictwa tunelowego złącza Ni/NiO/Pb

bych maksimum w pobliżu  $V = 0$  (nie pokazanych na rys. 10), które są maksimumami fononowymi Pb (10 mV), Ni (25 i 33 mV) oraz NiO (48 i 68 mV), lecz najbardziej wyraźne maksimum przy  $V = 107$  mV z częstością ucięcia  $V = 122$  mV wiąże się z magnonową gęstością stanów w antyferromagnetycznym NiO. Krzywa ciągła na rys. 10 odpowiada gęstości stanów magnonowych w NiO wyliczonej w oparciu o relacje dyspersji magnonów i o parametry NiO wzięte z eksperymentów nieelastycznego rozpraszania neutronów i z rozpraszania

ramanowskiego. Dwa szerokie maksima przy  $V = 190$  i  $270$  mV są związane z emisją odpowiednio dwóch i trzech magnonów. Ponieważ ich położenia są przesunięte w stronę energii mniejszych, niżby to wynikało z obliczonych gęstości stanów magnonowych dla nie oddziałujących magnonów (oznaczonych krzywymi przerywanymi i kropkowanymi na rys. 10), więc zakłada się, że między magnonami musi zachodzić silne oddziaływanie. Z powyższych eksperymentów tunelowych można wyciągnąć ważny wniosek, że w NiO oddziaływania elektron-magnon są bardzo silne w porównaniu z oddziaływaniami elektron-fonon. Zatem tunelujący w NiO elektron należy widzieć raczej jako polaron magnetyczny składający się z elektronu i otaczającej go polaryzacji spinowej, niż jako polaron sieciowy.

## 5. Wnioski

Tunelowanie elektronów spolaryzowanych spinowo jest czułą metodą badania metali nadprzewodzących i magnetycznych. Otrzymane wyniki są bardzo zachęcające. Oczekuje się, że z chwilą opracowania nowych, bardziej niezawodnych sztucznych barier otworzą się nowe, atrakcyjne kierunki badań, jak badania monokryształów ferromagnetycznych, warstw przypowierzchniowych bądź warstw magnetycznych o modulowanym składzie.

## Literatura

- [1] *Inelastic Electron Tunneling Spectroscopy*, red. T. Wolfram, Springer-Verlag, Berlin 1978.
- [2] *Tunneling Spectroscopy*, red. P. K. Hansma, Plenum Press, New York, 1982.
- [3] C. B. Duke, *Tunneling in Solids*, Academic Press, New York 1969.
- [4] *Tunneling Phenomena in Solids*, red. E. Burstein, S. Lundquist Plenum Press, New York 1969.
- [5] E. L. Wolf w: *Solid State Physics*, red. D. Turnbull, H. Ehrenreich, t. 3, str. 1, Academic Press, New York 1975.
- [6] E. L. Wolf, *Rep. Prog. Phys.* **41**, 1439 (1978).
- [7] L. Solymar, *Superconductive Tunneling and Application*, Chapman and Hall, London 1972.
- [8] R. V. Coleman, R. C. Morris, J. E. Christopher, w: *Methods of Experimental Physics*, t. 11, str. 123, Academic Press, New York 1974.
- [9] I. Giaever, *Phys. Rev. Lett.* **5**, 147 (1960); *Rev. Mod. Phys.* **46**, 245 (1984).
- [10] C. Rau, *J. Magn. Magn. Mat.* **30**, 141 (1982).
- [11] R. Meservey, P. M. Tedrow, P. Fulde, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1066 (1971); P. M. Tedrow, R. Meservey, *Phys. Rev.* **B7**, 318 (1973).
- [12] I. Giaever, K. Megerle, *Phys. Rev.* **122**, 1101 (1961).
- [13] H. Engler, *Z. Naturforsch.* **26a**, 1763 (1971).
- [14] R. Meservey, P. M. Tedrow, R. C. Bruno, *Phys. Rev.* **B11**, 4224 (1975).
- [15] P. M. Tedrow, R. Meservey, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 192 (1971).
- [16] P. M. Tedrow, R. Meservey, *Phys. Rev.* **B7**, 318 (1973).
- [17] R. Meservey, D. Paraskevopoulos, P. M. Tedrow, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 858 (1976).
- [18] D. Paraskevopoulos, R. Meservey, P. M. Tedrow, *Phys. Rev.* **B16**, 4907 (1977).
- [19] R. Meservey, D. Paraskevopoulos, P. M. Tedrow, *Phys. Rev.* **B22**, 1331 (1980).
- [20] R. Meservey, P. M. Tedrow, J. S. Moodera, *J. Magn. Magn. Mat.* **35**, 1 (1983).
- [21] M. B. Stearns, *J. Magn. Magn. Mat.* **5**, 167 (1977); *J. Appl. Phys.* **49**, 1418 (1978).

- [22] H. C. Siegmann, *Phys. Rep.* **17**, 37 (1975).
- [23] T. E. Feuchtwang, P. H. Cutler, *Surf. Sci.* **75**, 401 (1978).
- [24] R. Meservey, P. M. Tedrow, J. S. Brooks, *J. Appl. Phys.* **53**, 1563 (1982).
- [25] S. Jagadeesh, J. S. Moodera, R. Meservey, P. M. Tedrow, *Appl. Phys. Lett.* **41**, 488 (1982).
- [26] R. Meservey, P. M. Tedrow, V. R. Kalvey, *Solid State Commun.* **36**, 969 (1980).
- [27] D. C. Tsui, R. E. Dietz, L. R. Walker, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1729 (1971).

## RÓŻNE

*Stanisław L. Bażański*Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa**Czy teoria względności wymaga naprawy? \*****Does the Theory of Relativity Require any Correction?**

*Abstract:* In about eighty years after formulation of the theory of relativity, there still appear papers by professional physicists, who try to continue the discussion between advocates and opponents of this theory, the discussion that was started at the beginning of the century. An attempt to analyze motives for such activity is the main objective of this article.

W ciągu ostatnich osiemdziesięciu lat pojęcia jakimi operuje fizyka teoretyczna stają się coraz bardziej wyrafinowane i coraz mniej pogładowe. Jest to przyjmowane za oczywisty rezultat rozwoju i jeżeli chodzi o stosunkowo niedawno powstałe działy fizyki, nie słychać specjalnych protestów przeciwko „nienaturalności” ich metod. Nikt więc nie walczy jakoś z takimi pojęciami jak kolor, dziwność, symetrie i supersymetrie, nieabelowe teorie cechowania, czy program wielkiej unifikacji, jak też z kilkoma setkami innych jeszcze podobnych idei. Specjaliści dyskutują wady i zalety najrozmaitszych konstrukcji teoretycznych, w ogromnym tempie przerzucając swe zainteresowanie z jednych pomysłów na coraz to nowe, wzbogacając przy tym nieustannie arsenał podstawowych narzędzi fizyki teoretycznej. A niespecjaliści? Ci najczęściej nie mają bądź dostępu do źródeł informacji naukowej bądź energii i czasu potrzebnego do studiów. A jeśli już dysponują tym wszystkim, to albo próbują uzupełniać luki w swej wiedzy, stając się po trosze specjalistami, albo też poprzestają na samej informacji i ograniczają się do działalności na terenie swojej tylko działości.

Zdecydowanie inna sytuacja panuje w działach fizyki, które powstały na początku bieżącego stulecia. Przede wszystkim spotyka się tu ciągle „niezadowolonych” *outsiderów*, *niefizyków*. Jedni kwestionują relacje nieoznaczoności lub przyjmowaną powszechnie interpretację podstawowych faktów mechaniki kwantowej, a inni, i tych jest zdecydowana większość, kierują swe ataki przeciwko teorii względności. Od początku pracy w Instytucie

---

\* Geneza niniejszego artykułu jest nietypowa. Powstał on jako rozszerzenie recenzji jednej z prac na temat szczególnej teorii względności przesłanych do druku w *Postęпах Fizyki*. Wydaje się, że choć zawiera (jak każda recenzja) pewne elementy polemiczne, może zainteresować Czytelników (przyp. Red.).

Fizyki Teoretycznej przez ręce moje przeszło sporo korespondencji od różnego autoramentu poprawiaczy tej teorii. Wiem, iż podobnie rzecz ma się również za granicą, i to pod każdą długością geograficzną. Czym można tłumaczyć taki przejaw aktywności porównywalnej w historii nauki tylko z aktywnością „wynalazców” *perpetuum mobile* różnych typów w ubiegłym stuleciu lub z aktywnością autorów rozmaitych pseudodowodów wielkiego twierdzenia Fermata? Z obserwacji wynika, iż większość takich krytykujących wiadomości swe czerpie z artykułów popularnonaukowych publikowanych w czasopismach w rodzaju *Problemów* czy *Młodego Technika*. Ich znajomość fizyki, nawet na poziomie szkolnym, jest na ogół bardzo niska, z czego oczywiście nie zdają sobie sprawy i co bynajmniej nie działa na nich hamująco. Z krytykami takimi wszelka dyskusja jest bezcelowa, a nawet wręcz niemożliwa ze względu na jakość wysuwanych argumentów.

Czy teoria względności jest ostatecznym słowem fizyki teoretycznej na temat przestrzeni i czasu, czy też zastąpiona będzie w przyszłości przez inne teorie? Oto pytanie, które nie tylko bardziej lub mniej wyraźnie stawiają atakujący teorię względności, ale zadają je także studenci, filozofowie bądź słuchacze odczytów popularnonaukowych. Na pytanie to fizyk udzielić może tylko jednej odpowiedzi, iż każda teoria fizyczna powstała w oparciu o skończoną liczbę znanych faktów doświadczalnych i potwierdzona w pewnym skończonym zakresie zmienności występujących w niej wielkości jest zawsze konstrukcją przejściową. Mówiąc o teorii względności, i to zarówno szczególnej jak i ogólnej, należy jeszcze dodać, iż jest ona teorią klasyczną, nie opisującą zjawisk kwantowych, a więc jest swego rodzaju rozdziałem zamykającym fizykę Newtona i Maxwella. Możemy się zatem spodziewać, że najbliższy rozwój teorii pójdzie w kierunku ściślejszego jej zespolenia z teorią kwantów i z powstającymi obecnie działami fizyki, zwłaszcza z fizyką cząstek elementarnych. Nie mamy jednak, mimo intensywnych badań w wielu kierunkach, obejmujących różne programy kwantowania teorii grawitacji oraz teorie w rodzaju teorii cechowania, wielkiej unifikacji, supergrawitacji lub teorii superstrun<sup>1</sup>, żadnych wskazań jak ta teoria przyszłości będzie wyglądała.

Obok wspomnianych nowoczesnych badań od osiemdziesięciu lat pojawiają się też prace fizyków, którzy ciągle powracają do dyskusji toczonych na początku tego stulecia pomiędzy zwolennikami eteru a zwolennikami teorii względności. Redaktorzy niektórych czasopism naukowych bronią się przed przyjmowaniem prac tego rodzaju, niekoniecznie jako błędnych (o czym więcej poniżej), ale przede wszystkim dlatego, iż trącą one myszką. W rezultacie publikacje tego typu ukazują się głównie w czasopismach prowadzących bardzo liberalną politykę selekcji prac lub dzięki indywidualnym „możliwościom” i „dojściom” ich autorów.

Aby mieć jaśniejszy obraz tego, co cały ten kierunek sobą reprezentuje i jakie są jego źródła cofnijmy się do okresu poprzedzającego r. 1905, w którym to Einstein ogłosił swą pierwszą pracę poświęconą teorii względności.

Otóż w r. 1905, tuż przed ukazaniem się pracy Einsteina, większość fizyków miała wszelkie podstawy by uważać, że trudności jakie elektrodynamika napotkała w ciągu swego rozwoju już znalazły swe wyjaśnienie fizyczne.

<sup>1</sup> Wyczerpujący przegląd i bibliografię tego zagadnienia można znaleźć w pracy: M. B. Green, „Unification of forces and particles in superstring theories”, *Nature* 314, 409—414 (1985).

Aby wypowiedź tę uzasadnić, prześledźmy w dużym uproszczeniu rozwój wydarzeń w okresie poprzedzającym powstanie teorii względności<sup>2</sup>. Z dzisiejszego punktu widzenia można powiedzieć, iż J. C. Maxwell w monografii *Treatise on Electricity and Magnetism* i w artykule *Ether* napisanym dla Encyklopedii Brytyjskiej podał nie tylko jednolitą teorię pola elektrycznego i magnetycznego, ale także jednolitą teorię eteru, zastępując kilka rodzajów eteru jakimi posługiwali się przedtem fizycy jednym eterem, który miał być podłożem wszelkich zjawisk elektromagnetycznych. Maxwell rozumiał konieczność doświadczalnej weryfikacji istnienia eteru, ale wydawało mu się, że leży to poza możliwościami ówczesnej techniki doświadczalnej. Poglądy swe na ten temat przedstawił parę miesięcy przed śmiercią w liście do D. P. Todda, astronoma angielskiego, który po śmierci Maxwella przekazał list do Royal Society, co spowodowało jego druk w *Nature* [3]. Tematem tej publikacji zainteresował się A. A. Michelson i rozpoczął swe pierwsze doświadczenia. Wyniki ich podsumował w r. 1881, [4], stwierdzając, iż hipoteza stacjonarnego eteru z punktu widzenia eksperymentu jest niepoprawna. Wniosek taki nie mógł zachwycić ówczesnych teoretyków. Toteż w r. 1886 H. A. Lorentz [5] ogłasza pracę, w której m. in. znajduje drobny błąd w teoretycznym uzasadnieniu doświadczenia Michelsona, a także podaje w wątpliwość dokładność jego pomiarów i prawidłowość przyjętej interpretacji. Uwzględniając krytyczny komentarz Lorentza, Michelson wraz z Morleyem powtarzają pomiary i w r. 1887 dochodzą do takich samych jak poprzednio, tylko potwierdzonych z większą dokładnością, rezultatów [6]. Tym razem metoda i wyniki tego jak na owe czasy imponującego eksperymentu zostały zaakceptowane przez społeczność naukową. Dla Lorentza wyniki te stały się kluczowym wskazaniem konieczności modyfikacji teorii. Ale jego przekonanie o istnieniu eteru było tak silne, iż daleki był on od odrzucenia tej hipotezy. Aby znaleźć wytłumaczenie, przyglądał się nadal aparaturze Michelsona. „Czyż w teorii łączącej u podstaw doświadczenia Michelsona — pisał w liście do Rayleigha w r. 1892 — istniałby jeszcze jakiś element, który uchodzi naszej uwadze?”. I w krótkiej pracy [7] z 1892 r. znajduje jedyne, jak sądzi, wyjaśnienie negatywnego wyniku doświadczenia Michelsona-Morleya w postaci słynnej hipotezy skrócenia. (Taką samą hipotezę, tylko że w jakościowej formie, w r. 1889 wysunął niezależnie od Lorentza irlandzki fizyk G. F. FitzGerald [8].) Pierwsza próba systematycznego wyprowadzenia szerszego wachlarza zjawisk elektromagnetycznych i optycznych w poruszających się ciałach podana została przez Lorentza w r. 1895 [9]. W tej dość obszernej pracy wypowiedział po raz pierwszy szereg nowych i ważnych idei. Między innymi udowodnia przybliżoną kowariancję równań Maxwella względem transformacji, która jest przybliżeniem z dokładnością do wyrazów rzędu  $v/c$  dzisiejszej transformacji Lorentza<sup>3</sup>. Rezultat ten pozwolił Lorentzowi na wyjaśnienie w oparciu o jego transformację zjawiska aberracji i zjawiska Fizeau, a więc typowych zjawisk optyki poruszających się ciał, na które wpływ mają wyrazy rzędu  $v/c$ . Innego rodzaju wyjaśnienie, za pomocą hipotezy skrócenia, utrzymane zostało dla zjawiska Michelsona-Morleya zależnego od wyrazów rzędu  $v^2/c^2$ . Lorentz nie zauważył wtedy, że hipoteza skrócenia też jest konsekwencją jego transformacji.

<sup>2</sup> Obszerne omówienie historii teorii względności i rozwoju idei ją poprzedzających można m. in. znaleźć w monografii A. I. Millera [1], a także w pięknej książce A. Paisa [2].

<sup>3</sup> Po raz pierwszy transformację tę, i to w sposób ścisły, ale z dokładnością do czynnika skali, podał W. Voigt w r. 1887, o czym Lorentz w r. 1895 jeszcze nie wiedział. Rezultat Voigta był wynikiem poszukiwań przekształcenia zachowującego równanie falowe. Nazwę „transformacja Lorentza” wprowadził H. Poincaré.

Pokazał to natomiast w r. 1900 J. Larmor [10], który jako pierwszy podał transformację Lorentza w jej dzisiejszej postaci. Również Poincaré [11] uznaje za niezadowalającą występującą u Lorentza niejednorodność wyjaśniania zjawisk optycznych rzędu  $v/c$  i  $v^2/c^2$ . Praca [9] była początkiem dyskusji pomiędzy Lorentzem i Poincaré, w wyniku której zaczęła się wyłaniać elektrodynamika ciał w ruchu korzystająca w sposób jawny z koncepcji eteru, ale opisująca wszystkie znane fakty eksperymentalne w sposób zgodny z doświadczeniem. Jej ostateczny kształt przedstawiony został w artykule Lorentza [12] oraz w pracach Poincarégo [13, 14]. Kształt ten uzyskano w wyniku dość żmudnego i długiego rozwoju elektrodynamiki, którego historię i analizę poglądów ludzi biorących udział w tym rozwoju znaleźć można w cytowanych już książkach [1] i [2].

Faktem jest, że fizycy, którzy przyczynili się do tego rozwoju mieli ok. 1905 r. wszelkie w swoim mniemaniu racje aby uważać, iż wyprowadzili okręt elektrodynamiki na spokojniejsze wody. Eter pozostał podstawowym elementem schematu teoretycznego, ale wyposażony został w takie własności, iż metodami fizycznymi nie można było ani go potwierdzić ani też zaprzeczyć jego istnieniu.

I wtedy właśnie pojawiła się praca Einsteina [15]. Pisana zdecydowanie odmiennym językiem i posługująca się innym sposobem rozumowania niż wszystkie poprzednie prace, stwierdzała na samym wstępie, iż eter jest pojęciem zupełnie zbędnym. Czy w zaistniałej sytuacji historycznej praca taka mogła zyskać uznanie społeczności naukowej? Tym bardziej, iż w 1905 r. Lorentz miał już 52 lata, a Poincaré 53, a więc byli w wieku, w którym nie tak łatwo zmienia się poglądy. (Co oczywiście nie musi być regułą; M. Abraham, jeden z głównych przeciwników tej teorii miał wtedy 30 lat. Zdaniem Einsteina był on jednak jednym z nielicznych, którzy przynajmniej rozumieli to, z czym walczyli). Szybki rozgłos<sup>4</sup> nowa teoria uzyskała w dużym stopniu dzięki poparciu Plancka, który swymi pracami przyczynił się wkrótce do jej rozwoju, choć nigdy nie porzucił hipotezy eteru. (Planck jest też najprawdopodobniej autorem niezbyt fortunnej nazwy „teoria względności”). Rozgłos ten nie oznaczał jednak dużej liczby zwolenników. Spowodował natomiast, iż w stosunkowo krótkim czasie gorącymi propagatorami teorii względności stali się młodzi fizycy, jak M. von Laue, A. Sommerfeld i M. Born. W dyskusji jaka rozgorzała wśród teoretyków, jak zwykle w dyskusjach dotyczących idei, mało było przekonanych; problem powoli rozwiązywał się sam w miarę jak wymierali główni oponenti.

Bardzo specjalną pozycję w dyskusji tej zajmował Lorentz, niewątpliwie czołowy teoretyk tamtych czasów. Lektura jego prac, [16, 17], wskazuje, iż w miarę upływu czasu poglądy jego ulegały zmianom. W pierwszym wydaniu książki [16] kończy on dość pobieżny przegląd teorii Einsteina uwagą, iż „Rezultaty jego (tzn. Einsteina, S. B.) ... zgadzają się w zasadzie z tym cośmy tu na poprzednich stronach otrzymali, z tą głównie różnicą, że Einstein po prostu zapostulował to, cośmy z pewnością trudnością i nie całkiem dokładnie, wyprowadzili z podstawowych równań pola elektromagnetycznego”. Natomiast w wykładzie

<sup>4</sup> Również w Polsce teoria względności została szybko doceniona. Opowiadał mi prof. S. Loria, mój pierwszy nauczyciel fizyki, że w r. 1905 prof. A. Witkowski, którego Loria był asystentem, wręczył mu odpowiedni zeszyt 17 tomu *Annalen der Physik* ze słowami: „Proszę Pana, narodził się nowy Kopernik, proszę to przeczytać i zreferować”. Wkrótce potem Loria stał się jednym z popularyzatorów teorii względności w Galicji. Loria twierdził także, iż to on właśnie na zjeździe fizyków we Wrocławiu w 1907 r. zwrócił uwagę Maxa Borna na istnienie pracy Einsteina [15].



dach opublikowanych w pracy [17] Lorentz wyraźnie stwierdza, iż niezależnie od sposobu podejścia, opierającego się na zasadzie względności czy hipotezie eteru, otrzymuje się dokładnie te same rezultaty i „... każdy musi sam rozstrzygnąć za siebie, do którego z obu tych sposobów myślenia chciałby się przyłączyć”. Głoszona jest więc tu pełna równoważność teorii eteru z teorią względności. Z poglądem takim, chociaż błędnym (o czym więcej za chwilę), spotkać się można do dnia dzisiejszego. Z kolei w przypisach dodanych do drugiego wydania książki [16] Lorentz zgadza się, iż z technicznego punktu widzenia teoria Einsteina przewyższa jego własną, a ponadto doskonale rozumie, że istotna różnica pomiędzy obiema teoriami polega na odrzuceniu pojęcia czasu absolutnego. W przypisach tych nie pojawia się już słowo eter, ale pozostało ono w części będącej przedrukiem starego wydania. Chociaż Pais [2] powtarza za Bornem opinię, iż Lorentz nigdy nie stał się relatywistą, a tylko „dla świętego spokoju” unikał dyskusji, nie jestem o tym tak bardzo przekonany. Nigdy co prawda nie odwołał on w sposób wyraźny swoich poglądów dotyczących eteru, ale w późniejszym wieku napisał kilka ważnych prac poświęconych teorii względności, w tym także ogólnej (por. [18]), a w pracy [19] umieścił wypowiedź, którą można interpretować jako skłanianie się ku relatywizmowi.

Styl, którym Einstein posłużył się przy formułowaniu swej teorii podkreślał własności transformacyjne różnych wielkości fizycznych względem grupy Lorentza i był kontynuacją stylu Lorentza oraz Poincarégo. Dla każdego kto rozumiał ówczesną matematykę było rzeczą jasną, iż „drugą stroną medalu” takiego podejścia musi być pewna niezmiennicza struktura, która zgodnie ze słynnym programem sformułowanym w 1872 r. w Erlangen przez Feliksa Kleina stanowi geometrię pewnej przestrzeni, na której działa dana grupa przekształceń. Przestrzeń i geometrię odpowiadającą grupie Lorentza znalazł H. Minkowski [20]. Nie sądzę, aby w pierwszej chwili fizycy-relatywiści uchwycili główne znaczenie podejścia Minkowskiego<sup>5</sup>, myśląc zapewne, iż podany został jakiś nowy sposób zapisu starej teorii. W ciągu najbliższych jednak kilku lat ujęcie Minkowskiego zostało docenione ze względu na rolę jaką odegrało przy formułowaniu ogólnej teorii względności. Z dydaktycznego punktu widzenia geometryczny formalizm Minkowskiego jest najwłaściwszym sposobem wprowadzenia do teorii względności. Niestety, w większości podręczników formalizm ten jest przedstawiany jako dodatek po wyłożeniu teorii względności metodą tradycyjną. Wyjątkiem od tej reguły jest znakomita, niewielka książka W. Kopczyńskiego i A. Trautmana [22].

Zrozumienie roli struktury geometrycznej teorii operującej pojęciem czasoprzestrzeni pozwoliło na zadanie pytania o strukturę geometryczną mechaniki Newtona. Geometria czasoprzestrzeni mechaniki klasycznej została znaleziona w r. 1923 przez E. Cartana [23], a następnie była ona odkrywana kilkakrotnie na nowo, niezależnie od siebie przez innych fizyków. (Literaturę związaną z tym zagadnieniem znaleźć można w pracy [24]). Nawiasem mówiąc, odkrycie geometrycznej struktury mechaniki klasycznej dopiero po odkryciu struktury czasoprzestrzeni Minkowskiego jest jaskrawą ilustracją faktu, którego w mniejszym bądź większym stopniu doświadczył chyba każdy kto studiował fizykę: opanowanie jakiegoś

<sup>5</sup> W podręczniku Sexla i Urbantkego [21] jest np. cytowana wypowiedź Sommerfelda, według którego Einstein miał po wykładzie Minkowskiego powiedzieć, iż przestał rozumieć swoją teorię. Pais [2] natomiast podaje, że w pierwszej chwili Einstein ocenił ujęcie Minkowskiego jako „nadmierną uczość”. Dalszy jednak rozwój wydarzeń szybko pokazał, że poglądy Einsteina na ten temat uległy radykalnej przemianie.

działu tej dyscypliny bardzo często ukazuje poprzednio poznane działy w zupełnie innym, dotąd nieprzeczuwanym świetle.

Z porównania struktur geometrycznych czasoprzestrzeni Minkowskiego i czasoprzestrzeni Newtona wynika, że czasoprzestrzeń teorii względności nie może być wyposażona w obie te struktury jednocześnie<sup>6</sup>. Innymi słowy, jest rzeczą niemożliwą aby teoria eteru operująca czasem absolutnym i teoria względności były sobie równoważne, wbrew temu co twierdził Lorentz w pracy [17] i co niekiedy jest nawet współcześnie powtarzane. Główną przyczyną tej nierównoważności jest głęboka różnica pomiędzy czasem absolutnym i czasem występującym w teorii względności. Fakt ten stał się intuicyjnie jasny dla Lorentza już w chwili, gdy pisał przypisy do drugiego wydania swej książki [16]. Dokładniejszy opis i porównanie obu tych struktur znaleźć można w cytowanym poprzednio podręczniku [22].

Zgodnie ze współczesnymi poglądami, każda teoria fizyczna jest tylko pewnym modelem matematycznym w sensie opisanym np. w drugim rozdziale książki [22]. Na każdym etapie rozwoju fizyki model taki sprawdzony jest w odniesieniu do skończonej tylko liczby aktualnie znanych faktów doświadczalnych. Sytuacja ta nie wyklucza wcale możliwości istnienia większej liczby nierównoważnych sobie modeli matematycznych, które prowadziłyby do identycznych wypowiedzi na temat znanych faktów.

W tym właśnie znaczeniu teorię Lorentza w jej postaci sformułowanej np. w pracy [17] w r. 1910 można było uważać za model odmienny od teorii Einsteina, ale wraz z nią zgodny ze wszystkimi faktami doświadczalnymi znanymi w owym czasie. Sytuacja zmieniła się jednak po wykonaniu w 1932 r. przez R. J. Kennedy'ego i Thorndike'a [25] doświadczenia, którego celem było właśnie rozstrzygnięcie, która z obu teorii lepiej opisuje rzeczywistość. Otrzymane wyniki pomiarów potwierdziły teorię względności, przecząc klasycznej hipotezie skrócenia Lorentza-FitzGerala. Oczywiście, ponieważ nowy zbiór znanych faktów nadal pozostawał skończony, zagorzali przeciwnicy mogli tak modyfikować hipotezę skrócenia, aby uzgodnić ją z nowymi faktami. Modyfikacje tego rodzaju już w 1901 r., ale oczywiście przy innej okazji, Poincaré [11] uważał za niewystarczające i określał je ironicznym mianem *coup de pousse*. Nigdy bowiem nie byłoby widać końca potrzeby kolejnych modyfikacji, a z czysto logicznego punktu widzenia taka „sztukowana” teoria byłaby bardziej skomplikowana niż teoria względności. (Logicznej prostoty teorii nie można jednak utożsamiać ze stopniem zaawansowania stosowanego przez nią aparatu matematycznego).

W chwili obecnej znajomość teorii względności jest niewątpliwie częścią składową standardowego „wyposażenia” intelektualnego każdego fizyka. Od czasu do czasu pojawiają się jednak prace fizyków [26—29], którzy ciągle powracają do dyskusji toczonych w pierwszym dziesięcioleciu naszego wieku. Nurt ten stanowi co prawda zjawisko marginalne na tle całej twórczości naukowej w fizyce, ale istnienie tych prac jest swoistym usprawiedliwieniem dla kolejnych dyskutantów.

Wśród autorów prac o tej tematyce spotkać można m. in. fizyków, którzy odnieśli sukcesy w innych dziedzinach tej nauki, jak np. znany specjalista w zakresie fizyki promieni

<sup>6</sup> Czasoprzestrzeń o takiej strukturze byłaby bowiem czasoprzestrzenią Arystotelesa i nie spełniałaby żadnej zasady względności ani Newtona, ani też Einsteina, gdyż jej grupa amorfizmów w przypadku bardziej ogólnym miałyby tylko jeden element: przekształcenie tożsamościowe, a przy założeniu dodatkowych symetrii byłaby grupą obrotów i translacji trójwymiarowych, a nie zawierałaby żadnych przekształceń kinematycznych.

kosmicznych L. Jánossy. Trudno o generalną ocenę wszystkich takich prac, tym bardziej że niektóre z nich zawierają wypowiedzi przeciwstawne, w niektórych zaś występują jawne bądź ukryte błędy, ale są też prace w zasadzie poprawne, stanowiące po prostu skonstruowany *ad hoc* poprawiony model teorii eteru w sensie przed chwilą przedyskutowanym. Istnieje jednak, moim zdaniem, pewna cecha wspólna tych prac. Ich autorzy, nawet jeśli wykazują się jakimś stopniem opanowania teorii względności, nie są w stanie przekroczyć pewnej bariery zrozumienia jej istotnej treści. Powtarzającym się motywem tych prac jest bowiem z reguły przekonanie, że teoria względności jest nienaturalną konstrukcją teoretyczną, a lekarstwem na tę rzekomą nienaturalność mają być pomysły zamierzające przywrócić do życia teorię eteru.

Motyw podjęcia pracy jest tu zatem czysto subiektywny: „ponieważ nie rozumiem czegoś, więc konstruuje nową teorię; jeśli zaś inni twierdzą, iż z teorią względności jest wszystko w porządku, to jest to tylko dowodem ich braku krytycyzmu i bezmyślnego powtarzania za uznanym autorytetem”. Skrajnie odmienne są pobudki, którymi kierują się badacze należący do drugiego ze wspomnianych na wstępie nurtów, próbujący skonstruować teorię czasoprzestrzeni bardziej zgodną z fizyką współczesną, a zwłaszcza kwantową. Motywu działania dostarcza im cała fizyka wraz z postulatem metodologicznym, że jedność przyrody wymaga jedności jej opisu. Jest to oczywiście kryterium o charakterze apriorycznym i nikt nie ma gwarancji, że nas w końcu kiedyś nie zawiedzie, mimo iż było ono tak skuteczne w przeszłości. Ale pewności tego rodzaju badacz przyrody z góry nigdy mieć nie będzie, a jakąś metodologią musi się przecież kierować.

W zasadzie subiektywne pobudki pracy naukowej nie są niczym zdrożnym. Motywy, którymi kierował się młody Einstein w 1905 r. też w znacznej mierze były subiektywne, ale poparte wyjątkowo solidną znajomością współczesnej mu fizyki. Zarówno elektrodynamikę, jak i mechanikę znał on lepiej niż ktokolwiek z jemu współczesnych. Podobnie jak wielu innych, początkowo nie rozumiał rozdzwiku pomiędzy obiema tymi teoriami, ale aby go usunąć dopasował mechanikę do elektrodynamiki, a nie odwrotnie, jak powszechnie to proponowano. I to jest ważne: zanim zaczniemy poprawiać jakąś teorię, musimy opanować ją tak jak najlepszy z ekspertów. Oto przykazanie, którego powinien przestrzegać każdy podejmujący taką działalność. Tymczasem współcześni zwolennicy teorii eteru znają teorię względności w najlepszym razie na poziomie z r. 1920 i zupełnie nie są świadomi drogi jaką od tego czasu ona przebyła. Mimo iż jej główna treść nie uległa zmianie, dzisiejszy fizyk teoretyk wyposażony w znajomość współczesnej matematyki już od jakichś 20 lat rozumie teorię względności znacznie głębiej i wszechstronnie niż współcześni Einsteinowi. Dopiero jednak stosunkowo niedawno taki stan rzeczy zaczął wywierać wpływ na literaturę podręcznikową tego przedmiotu.

Tyle na temat motywów. Zwróćmy jeszcze uwagę na dwie odmienne tendencje rozwoju fizyki, jakie proponują nam przedstawiciele obu nurtów dążących do modyfikacji teorii przestrzeni i czasu. Zwolennicy teorii eteru, niezależnie od tego co by sami twierdzili, w oczach postronnego obserwatora próbują zawrócić bieg historii nauki, zapatrzeni tylko w jeden aspekt zagadnienia, w oderwaniu od dokonań reszty fizyki w ciągu ostatnich osiemdziesięciu lat. Przedstawiciele natomiast bardziej nowoczesnych badań, to przeważnie ludzie młodzi, doskonale przygotowani pod względem teoretycznym, którzy usiłują uzyskać jakościowo nowy model m. in. przestrzeni i czasu, lepiej pasujący do całej fizyki współczes-

nej. Na razie jednak nie wiadomo czy im się uda osiągnąć zamierzony rezultat, a jeśli tak, to czy zostanie on przyjęty przez pozostałych fizyków. Trzeba bowiem mieć na uwadze, iż każda próba modyfikacji tak podstawowej teorii jak teoria względności, w konsekwencji, jeśli zostanie przyjęta, musi za sobą pociągnąć konieczność wprowadzenia znacznych zmian w wielu innych działach fizyki. Nic więc dziwnego, że ogół fizyków nie zaakceptuje żadnej próby zmiany bez wyraźnej konieczności, udokumentowanej faktami doświadczalnymi i naprawdę ważnymi argumentami o charakterze metodologicznym.

Chociaż zdaje się nie podlegać dyskusji, że odpowiedź na pytanie postawione w tytule winna być pozytywna, to moim zdaniem jest rzeczą wielce wątpliwą czy w chwili obecnej dysponujemy już wszelkimi danymi, aby móc myśleć o nowej teorii, która byłaby zdolna zastąpić teorię względności wraz z jej implikacjami dla reszty fizyki.

### Literatura

- [1] A. I. Miller, *Albert Einstein's Special Theory of Relativity*, Addison-Wesley Publ. Co., Inc., Reading, Mass. 1981.
- [2] A. Pais, 'Subtle is the Lord...' *The Life and Science of Albert Einstein*, Oxford Univ. Press, Oxford 1982.
- [3] J. C. Maxwell, *Nature* **21**, 315 (1880).
- [4] A. Michelson, *Am. J. Sci.* **22**, 120 (1881).
- [5] H. A. Lorentz, *Arch. Néerl.* **21**, 103 (1886); także w [18], t. 4.
- [6] A. A. Michelson, E. W. Morley, *Am. J. Sci.* **34**, 333 (1887).
- [7] H. A. Lorentz, *Vers. k. Ak. Amsterdam* **1**, 74 (1892); także w [18], t. 4.
- [8] G. F. FitzGerald, *Science* **13**, 390 (1889).
- [9] H. A. Lorentz, *Versuch einer Theorie der elektrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern*, Brill. Leiden 1895; także w [18], vol. 5.
- [10] J. Larmor, *Aether and Matter*, Cambridge University Press, Cambridge 1900.
- [11] H. Poincaré, *Electricité et Optique*, Gauthier-Villars, Paris 1901.
- [12] H. A. Lorentz, *Proc. R. Acad. Amsterdam* **6**, 809 (1904); także w [18], t. 5.
- [13] H. Poincaré, *C. R. Acad. Sci.* **140**, 1504 (1905).
- [14] H. Poincaré, *Rend. Circ. Mat. Palermo*, **21**, 121 (1906).
- [15] A. Einstein, *Ann. d. Phys.* **17**, 891 (1905).
- [16] H. A. Lorentz, *The Theory of Electrons*, Brill, Leiden 1909 I wyd., 1916, II wyd. popr.
- [17] H. A. Lorentz, *Phys. Z.* **11**, 1234 (1910); także w [18], t. 7.
- [18] H. A. Lorentz, *Collected Papers*, t. 1—9, Nijhoff, The Hague 1935—1939.
- [19] H. A. Lorentz, Wystąpienie inauguracyjne podczas „Tygodnia Amerykańskiego” w Leydzie 1926, por. [18], t. 8, str. 404.
- [20] H. Minkowski, *Gott. Nachr.* **53** (1908).
- [21] R. Sexl, H. Urbantke, *Relativität, Gruppen, Teilchen*, wyd. 2 Springer, Wiedeń 1982.
- [22] W. Kopczyński A. Trautman, *Czasoprzestrzeń i gwawitacja*, PWN, Warszawa 1981.
- [23] E. Cartan, *Ann. École Norm. Sup.* **40**, 325 (1923); **41**, 1 (1924).
- [24] A. Trautman, w: *Perspectives in geometry and relativity*, red. B. Hoffmann, Indiana Univ. Press, Bloomington 1966.
- [25] R. J. Kennedy, E. M. Thorndike, *Phys. Rev.* **42**, 400 (1932).
- [26] L. Jánossy, *Theory of Relativity Based on Physical Reality*, Akadémiai Kiadó, Budapest 1971.
- [27] G. Cavalleri, Ø. Grøn, *Lett. Nuovo Cimento* **18**, 508 (1977).
- [28] T. Sjödin, *Nuovo Cimento B* **51**, 229 (1979).
- [29] M. F. Podlaha, *Lett. Nuovo Cimento* **25**, 255 (1979); **28**, 216 (1980).

**Henryk Z. Wrembel**

Zakład Fizyki  
Wyższa Szkoła Pedagogiczna  
Słupsk

## **Ilu fizyków przybywa rocznie w Polsce i niektórych innych krajach**

### **How Many Young Physicists per annum Receive Their Degrees in Poland and Elsewhere**

*Abstract:* The paper presents and discusses data on master and doctor degrees awarded in the years 1970—84 in France, Federal Republic of Germany, the Netherlands, Poland, United Kingdom and in USA. The results concerning Poland are discussed and compared with those in other countries.

#### **1. Wstęp**

W ostatnim ćwierćwieczu raptownie wzrosło zapotrzebowanie na fizyków. Stało się tak zwłaszcza w krajach rozwiniętych, ale i w pozostałych krajach świata jest ono obecnie znacznie wyższe niż uprzednio. W r. 1984 na 10 tys. zatrudnionych przypadało we Francji 30,0, w Wielkiej Brytanii 27,7, w Holandii 19,7, w Republice Federalnej Niemiec 18,5, a w USA 30,3 fizyków. W Polsce na 10 tys. zatrudnionych było w r. 1984 zaledwie 9,7 fizyków! W większości krajów świata zapotrzebowanie na fizyków nadal wzrasta. Toteż przekracza ono prawie wszędzie liczbę absolwentów fizyki w wyższych uczelniach. Fizycy stanowią też współcześnie w skali świata grupę zawodową najmniej narażoną na bezrobocie, a liczba poszukujących pracy nie przekracza pół procent ogółu stanu fizyków.

Odbiorcami fizyków stały się w ostatnim trzydziestoleciu w niespotykanej dotąd skali przemysł (zwłaszcza elektroniczny) i różne produkcyjne działy gospodarki. W wielu krajach zatrudniają one ponad 50% ogółu fizyków [1—4]. Wzrost zapotrzebowania na fizyków wystąpił ponadto w informatyce, w badaniach i ochronie środowiska, w ochronie zdrowia, jak i w innych dziedzinach, w których fizycy nie odgrywali do niedawna większej roli. Dzieje się tak wskutek upowszechnienia metod fizycznych, a także w rezultacie wzrostu stopnia skomplikowanych procesów badawczych, technologicznych i produkcyjnych. Ważnymi również przyczynami powodującymi zwiększenie zapotrzebowania na fizyków (zwłaszcza w nowoczesnej produkcji) są pewne cechy osobowe przypisywane tej grupie zawodowej. Należą do nich w szczególności wysoka inwencyjność, duże umiejętności rozwiązywania nowych problemów i wreszcie zdolności dostosowania się do nowych, stale zmieniających się warunków pracy.

## 2. Zatrudnienie fizyków

W Polsce istniało w 1983 r. 19 201 stanowisk „fizyka”. Zajmowało je 16 554 osoby z wyższym wykształceniem (niekoniecznie z fizyki) i aż 2647 osób (a więc ok. 14%) mających zaledwie średnie wykształcenie [8]. Z ogólnego stanu fizyków w Polsce przypadało: na oświatę 75%, naukę 13%, działy produkcyjne gospodarki narodowej 9%, ochronę zdrowia 1%. Około 5% polskich fizyków zajmowało różne stanowiska administracyjne, głównie w oświacie. Tego rodzaju podział struktury zatrudnienia fizyków w Polsce budzi poważny niepokój. Odbiega on znacznie od struktury zatrudnienia fizyków w wymienionych wyżej krajach Europy i w USA. Szczególnie niepokoić musi niski stan zatrudnienia fizyków polskich w przemyśle i w działach produkcyjnych gospodarki narodowej. Dla porównania: w USA 54% magistrów (Master of Science, M. Sc.) fizyki zatrudniał w tym czasie przemysł, 25% laboratoria badawcze, 13% szkoły wyższe, a tylko zaledwie 6% oświata. Podobnie rzecz się przedstawiała w grupie doktorów (Philosophiae Doctor, Ph. D.) nauk fizycznych, których 43% zatrudniał przemysł, 32% szkoły wyższe i 21% laboratoria badawcze [1, 2, 4]. Również w krajach Zachodniej Europy przemysł zatrudniał znaczną część fizyków: w RFN 57%, w Holandii 44%, we Francji 35% i w Wielkiej Brytanii 33%. Duża część fizyków pracuje w tych krajach w różnego rodzaju laboratoriach badawczych i kontrolnych. Tak więc w krajach Zachodniej Europy i w USA większość fizyków pracuje bądź to w przemyśle, bądź też w laboratoriach [3].

Odbiciem zapotrzebowania na fizyków w krajach rozwiniętych są szybko wzrastające zarobki fizyków, przy czym wzrost zarobków w tej grupie zawodowej postępuje szybciej niż w innych zawodach. I tak np. początkowe zarobki magistra fizyki kształtowały się w 1979 r. w USA na poziomie 1590 dolarów miesięcznie, a w 1983 r. w wysokości 2250 dolarów miesięcznie. Podobnie zarobki początkowe doktora nauk fizycznych wynosiły w r. 1979 w USA 1880 dolarów miesięcznie, a w r. 1983 osiągnęły 2760 dolarów miesięcznie. W krajach rozwiniętych fizycy należą obecnie do grupy zawodów o wysokich zarobkach. Roczne zarobki 10% fizyków amerykańskich przekraczały w 1983 r. 100 tys. dolarów i analogicznie roczne zarobki 10% fizyków w RFN przekraczały w tym roku 150 tys. marek [4]. Dla pozyskania fizyków stosuje się w wielu branżach różne dodatkowe udogodnienia dla nich. W oświacie amerykańskiej, na przykład, częstą praktyką jest obniżanie nauczycielom fizyki wymiaru godzin (w porównaniu z nauczycielami innych przedmiotów) zajęć dydaktycznych. Równocześnie korzystają oni z coraz powszechniej wprowadzanych tam podwyżek uposażenia (sięgających nawet 25% przeciętnego uposażenia) nauczycieli przedmiotów ścisłych.

Na tle krajów Zachodniej Europy i USA można stwierdzić, że struktura zatrudnienia fizyków ukształtowała się w Polsce w ubiegłych latach niewłaściwie. Zdecydowanie zbyt niski jest stan zatrudnienia fizyków polskich w działach produkcyjnych gospodarki narodowej, w laboratoriach badawczych i kontrolno-badawczych, w ochronie zdrowia i w innych działach gospodarki narodowej. Jedynie w oświacie — głównym pracodawcy fizyków w Polsce — stan ten jest w przybliżeniu normalny. Jednak i w tym resorcie istnieją dość znaczne niedobory fizyków, powiększające się w dodatku z roku na rok [9].

### 3. Kształcenie fizyków

Kształcenie fizyków odbywa się przede wszystkim na uniwersytetach. Podejmują jednak to zadanie (zwłaszcza wobec rysującego się niedoboru) również i uczelnie typu „college”, a częściowo uczelnie techniczne. W krajach europejskich nie występują pod tym względem istotne różnice (tab. 1). W Polsce fizyków kształci się obecnie, w roku akademickim 1985/86, na 11 uniwersytetach, w 8 Wyższych Szkołach Pedagogicznych i w 7 wyższych uczelniach technicznych (w tych ostatnich w specjalności fizyka techniczna). Oznacza to, że jedna uczelnia, w której odbywa się kształcenie fizyków, przypada na ok. 1,5 mln ludności kraju. W gronie omawianych krajów europejskich plasuje to nasz kraj na drugiej pozycji, po

Tabela 1. Liczba uczelni wyższych kształcących do stopnia magistra fizyki w omawianych krajach w latach 1980—1984

| Kraj            | Uniwersytety | Politechniki | Liczba uczelni na 1 mln ludności |
|-----------------|--------------|--------------|----------------------------------|
| Holandia        | 6            | 3            | 0,6                              |
| Francja         | 22           | 5            | 0,5                              |
| Polska          | 20           | 5            | 0,7                              |
| RFN             | 27           | 5            | 0,5                              |
| Wielka Brytania | 46           | 3            | 0,9                              |
| USA             | 255          | ?            | 1,1                              |
| USA             | 747*         | ?            | 3,2                              |

Uwaga: W grupie „uniwersytety” ujęto również uczelnie typu „college”, a w Polsce — Wyższe Szkoły Pedagogiczne. W grupie „politechniki” ujęto również i inne uczelnie techniczne.

\* — liczba uczelni wyższych w Stanach Zjednoczonych kształcących fizyków do stopnia Bachelor.

Wielkiej Brytanii zajmującej pod tym względem pierwsze miejsce. Przy korzystnym nasyce- niu kraju uczelniami kształcącymi fizyków niepokojąco nisko przedstawia się liczba absolwentów tego kierunku studiów (tab. 2,4)! Wydaje się, że dla pokrycia rzeczywistych potrzeb (ujawnionych i ukrytych) kraju konieczne byłoby osiągnięcie w Polsce 1100-1500 absolwentów fizyki rocznie (tj. 30-40 absolwentów na 1 mln ludności). W dziesięcioleciu 1975-1984 jedynie rok 1978 (tab. 2) można pod tym względem uznać jako „normalny” czy prawidłowy. Przy uzyskiwaniu zaledwie ok. 16 absolwentów fizyki na jeden milion ludności — co osiągnięto w dziesięcioleciu 1975-1984 — dystans dzielący nasz kraj (pod względem wyposażenia w fizyków) i kraje rozwinięte powiększa się z roku na rok. Trzeba też stwierdzić, że wyniki kształcenia fizyków w Polsce w ostatnich latach są jeszcze gorsze.

W analizowanym okresie dużo gorzej, na tle omawianych krajów, niż kształcenie magistrów fizyki przedstawia się w Polsce stan nadań stopnia doktora nauk fizycznych. W dziesięcioleciu 1975-1984 uzyskiwało go średnio w Polsce zaledwie ok. 136 osób rocznie (a więc ok. 3,7 osób na jeden milion ludności), co stawia Polskę w grupie omawianych krajów na ostatnim miejscu (tab. 3, 4)! Niekorzystnie też dla naszego kraju kształtował się stosunek liczby uzyskiwanych stopni magistra fizyki do liczby nadań doktora nauk fizycznych. W omawianych krajach wynosił on: w USA 1,45, w RFN 1,97, we Francji 2,34, w Holandii

Tabela 2. Liczba absolwentów studiów stopnia magisterskiego z fizyki w latach 1970—1984 (w przypadku USA uwzględniono również absolwentów studiów niższego stopnia — Bachelor, B. Sc.) [1—8]

| Rok  | Holandia |       | Francja |      | Polska |      | Republika<br>Federalna Niemiec |      | Wielka Brytania |      | Stany Zjednoczone |      |      |     |
|------|----------|-------|---------|------|--------|------|--------------------------------|------|-----------------|------|-------------------|------|------|-----|
|      | a        | b     | a       | b    | a      | b    | a                              | b    | a               | b    | a*                | b*   | a    | b   |
| 1970 | 328      | 25,2  | —       | —    | —      | —    | 1180                           | 20,2 | 1976            | 35,7 | —                 | —    | —    | —   |
| 1971 | 310      | 23,4  | —       | —    | —      | —    | —                              | —    | 1944            | 35,0 | —                 | —    | —    | —   |
| 1972 | 345      | 25,9  | —       | —    | —      | —    | 961                            | 16,1 | 2015            | 36,1 | —                 | —    | —    | —   |
| 1973 | 329      | 24,62 | —       | —    | —      | —    | 1031                           | 17,2 | 2112            | 37,8 | 4923              | 23,6 | 1961 | 8,0 |
| 1974 | 289      | 21,4  | —       | —    | —      | —    | 1167                           | 19,5 | 2063            | 36,9 | 4652              | 22,1 | 1772 | 8,4 |
| 1975 | 269      | 19,6  | 1350    | 25,5 | 456    | 13,4 | 1278                           | 21,4 | 2013            | 36,0 | 4571              | 21,6 | 1650 | 7,9 |
| 1976 | 292      | 21,2  | 1330    | 25,1 | 493    | 14,3 | 1340                           | 22,5 | 1830            | 32,7 | 4487              | 21,0 | 1570 | 7,4 |
| 1977 | 305      | 21,9  | 1280    | 24,1 | 633    | 18,2 | 1180                           | 19,8 | 1754            | 31,4 | 4517              | 21,0 | 1469 | 6,8 |
| 1978 | 282      | 20,3  | 1270    | 23,8 | 1301   | 37,2 | —                              | —    | 1821            | 32,6 | 4457              | 20,6 | 1422 | 6,6 |
| 1979 | 282      | 20,1  | 1250    | 23,4 | 544    | 15,5 | 1080                           | 18,2 | 1780            | 31,8 | 4416              | 20,2 | 1428 | 6,5 |
| 1980 | 260      | 18,4  | 1270    | 23,6 | 529    | 14,9 | 1080                           | 18,1 | 1918            | 34,3 | 4440              | 20,2 | 1370 | 6,2 |
| 1981 | 280      | 19,7  | 1310    | 24,3 | 905    | 25,2 | 1231                           | 20,6 | 2017            | 36,1 | 4513              | 19,8 | 1387 | 6,1 |
| 1982 | 296      | 20,7  | 1260    | 23,3 | 277    | 7,7  | 1321                           | 22,1 | 2230            | 40,6 | 4558              | 19,8 | 1476 | 6,4 |
| 1983 | 268      | 18,6  | 1260    | 23,1 | 303    | 8,3  | 1260                           | 21,1 | 2396            | 42,6 | 4795              | 20,5 | 1426 | 6,1 |
| 1984 | 290      | 20,7  | 1290    | 23,5 | 552    | 15,0 | 1400                           | 23,5 | 2521            | 44,7 | —                 | —    | —    | —   |

Uwaga: a — liczba absolwentów; b — liczba absolwentów w przeliczeniu na jeden milion ludności; a\* — liczba osób uzyskujących stopień B. Sc.; b\* — liczba absolwentów studiów zawodowych w przeliczeniu na jeden milion ludności



Tabela 3. Liczba doktoratów nauk fizycznych nadanych w latach 1970—1984 [1—7]

| Rok  | Holandia |     | Francja |      | Polska |     | Republika<br>Federalna Niemiec |      | Wielka Brytania |     | Stany Zjednoczone |     |
|------|----------|-----|---------|------|--------|-----|--------------------------------|------|-----------------|-----|-------------------|-----|
|      | a        | b   | a       | b    | a      | b   | a                              | b    | a               | b   | a                 | b   |
| 1970 | 69       | 5,3 | —       | —    | —      | —   | 577                            | 9,9  | 272             | 4,9 | —                 | —   |
| 1971 | 90       | 6,8 | —       | —    | —      | —   | —                              | —    | 250             | 4,5 | —                 | —   |
| 1972 | 74       | 5,6 | —       | —    | —      | —   | 961                            | 16,1 | 260             | 4,7 | —                 | —   |
| 1973 | 86       | 6,4 | —       | —    | —      | —   | 461                            | 7,7  | 271             | 4,8 | 1445              | 6,9 |
| 1974 | 77       | 5,7 | —       | —    | —      | —   | 605                            | 10,7 | 273             | 4,9 | 1236              | 5,9 |
| 1975 | 68       | 5,0 | —       | —    | 118    | 3,5 | 589                            | 9,8  | 253             | 4,5 | 1167              | 5,5 |
| 1976 | 100      | 7,2 | —       | —    | 127    | 3,7 | 589                            | 9,9  | 236             | 4,2 | 1111              | 5,2 |
| 1977 | 94       | 6,8 | —       | —    | 186    | 5,4 | 559                            | 9,4  | 238             | 4,3 | 1051              | 4,9 |
| 1978 | 77       | 5,5 | —       | —    | 153    | 4,4 | 504                            | 8,5  | 210             | 3,8 | 971               | 4,5 |
| 1979 | 97       | 6,9 | 420     | 7,9  | 138    | 3,9 | 539                            | 9,1  | 253             | 4,5 | 1033              | 4,7 |
| 1980 | 78       | 5,5 | 600     | 11,2 | 178    | 5,0 | 497                            | 8,3  | 233             | 4,2 | 912               | 4,1 |
| 1981 | 90       | 6,3 | 500     | 9,3  | 129    | 3,6 | 687                            | 11,5 | 300             | 5,4 | 927               | 4,1 |
| 1982 | 85       | 5,9 | 560     | 10,3 | 121    | 3,3 | 541                            | 9,1  | 281             | 5,0 | 912               | 4,0 |
| 1983 | 65       | 4,5 | 590     | 10,8 | 115    | 3,1 | —                              | —    | 306             | 5,4 | 921               | 3,9 |
| 1984 | —        | —   | —       | —    | 96     | 2,6 | —                              | —    | 322             | 5,7 | —                 | —   |

Uwaga: a — liczba doktoratów; b — liczba doktoratów w przeliczeniu na jeden milion ludności.

Tabela 4. Średnia roczna liczba osób uzyskujących stopień magistra i doktora nauk fizycznych w latach 1970—1984

| Kraj            | Stopień magistra |             | Stopień doktora |            |
|-----------------|------------------|-------------|-----------------|------------|
|                 | a                | b           | a               | b          |
| Holandia        | 295 ± 15         | 21,5 ± 1,4  | 82 ± 6          | 6,0 ± 0,5  |
| Francja         | —                | —           | 534 ± 93        | 9,9 ± 1,6  |
| Polska          | 599 ± 216        | 16,4 ± 6,2  | 136 ± 20        | 3,7 ± 0,6  |
| RFN             | 1168 ± 81        | 19,6 ± 1,4  | 592 ± 83        | 10,0 ± 1,4 |
| Wielka Brytania | 2026 ± 121       | 36,3 ± 2,1  | 263 ± 17        | 4,7 ± 0,3  |
| USA             | 1539 ± 125       | 6,6 ± 0,6   | 1062 ± 113      | 4,9 ± 0,6  |
| USA             | 4575* ± 106      | 20,9* ± 0,8 |                 |            |

Uwaga: a — liczba absolutna; b — w przeliczeniu na jeden milion ludności; \* — odpowiednie liczby osób uzyskujących stopień B. Sc.; poziom ufności 0,95.

3,60, w Polsce 4,40 i w Wielkiej Brytanii 7,68. W przypadku Wielkiej Brytanii należy jednak uwzględnić dużo wyższą liczbę absolwentów fizyki, w przeliczeniu na ludność tego kraju, niż w pozostałych krajach. Warto być może jeszcze zauważyć (aczkolwiek brak w tym względzie danych porównawczych), że dalszy rozwój naukowy fizyków polskich przebiegał także niezbyt prawidłowo. Jedna habilitacja (w dziesięcioleciu 1975-1984 nadano łącznie 252 stopnie doktora habilitowanego nauk) przypadała na 23,78 magisteria z fizyki i na 5,40 doktoratów nauk fizycznych. Wydaje się, że rozwój naukowy fizyków polskich, ze względu na potrzeby kraju, i w tym aspekcie nie był w omawianym dziesięcioleciu zadowalający.

#### 4. Perspektywy

W przeciwieństwie do krajów Zachodniej Europy i Stanów Zjednoczonych nastąpił w Polsce w ostatnich latach znaczny spadek liczby absolwentów fizyki. Wszystko wskazuje na to, że tendencja ta utrzyma się i w najbliższej przyszłości (tab. 5). Jest to bowiem konsekwencją realizowanej obecnie polityki kształcenia, której znamioną cechą jest znaczna redukcja miejsc na studiach fizycznych. Działanie to jest przeciwne do poczynań z początku lat pięćdziesiątych, kiedy to dla pozyskania kandydatów na fizykę studentom tego kierunku przyznawano znacznie wyższe stypendia niż studentom innych kierunków! Tymczasem szacuje się, że w dziesięcioleciu 1986-1995 odejdzie w Polsce z samej tylko oświaty ok. 7 tys. nauczycieli fizyki (tj. ponad 50% obecnego stanu), z czego ok. 3 tys. osób już w bieżącym pięcioleciu. Do roku dwutysięcznego odejdzie z oświaty ok. 70% obecnego stanu nauczycieli fizyki. Przy wzroście zadań oświaty (w najbliższych latach do szkół dotrze kolejny wyż demograficzny) zapotrzebowanie na fizyków wyniesie do końca stulecia tylko w tym resorcie 12-15 tys. osób. Wydaje się, że dla prawidłowego nasycenia gospodarki fizykami potrzeba już w chwili obecnej ok. 15 tys. osób, co oznaczałoby zapotrzebowanie do końca stulecia w tym dziale ok. 20 tys. fizyków. Zgodnie zaś z przewidywaniami Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego z 1984 r. w latach 1986-1995 miałyby opuścić szkoły wyższe zaledwie 5600 absolwentów fizyki [9]! Przy istniejących od kilku lat drastycznych

Tablica 5. Liczby absolwentów studiów magisterskich (a w przypadku USA i studiów do stopnia Bachelor) w zakresie fizyki, w okresach pięcioletnich w latach 1960—1999 w omawianych krajach [1—3, 5, 6]

| Pięcioletcie | Holandia | Francja | Polska  | Republika<br>Federalna<br>Niemiec | Wielka Brytania | Stany Zjednoczone |           |
|--------------|----------|---------|---------|-----------------------------------|-----------------|-------------------|-----------|
| 1960—64      | 125±25   | —       | —       | 606±224                           | —               | —                 | —         |
| 1965—69      | 258±67   | —       | —       | 1090±182                          | 1777±215        | —                 | —         |
| 1970—74      | 320±27   | —       | —       | 1084±169                          | 2022± 83        | 4787±583*         | 1866± 407 |
| 1975—79      | 286±17   | 1296±52 | 685±435 | 1220±181                          | 1839±126        | 4490± 73*         | 1508±123  |
| 1980—84      | 278±19   | 1254± 7 | 513±314 | 1258±148                          | 2216±313        | 4576±244*         | 1414± 75  |
| 1985—89      | 298± 6   | 1296±30 | 487±215 | 1502± 70                          | 2302± 51        | —                 | —         |
| 1990—94      | 292±10   | 1324±34 | 627±253 | 1446±138                          | 2100±135        | —                 | —         |
| 1995—99      | 246±30   | 1320±59 | —       | 1048±148                          | 1647±114        | —                 | —         |

Uwaga: \* — liczba uzyskujących stopień B. Sc.; poziom ufności 0,95.

ograniczeniach przyjęć na fizykę i małej liczbie kandydatów na studia trudno się jednak spodziewać i tego. Przy czym liczba ta (owych 5600 osób) i tak byłaby sporo mniejsza niż zapotrzebowanie fizyków w tym czasie w samym jedynie resorcie oświaty. Liczyć się więc należy z tym, że niedobór fizyków w Polsce do końca tego stulecia powiększy się jeszcze, niosąc za sobą ściśle określone konsekwencje dla polskiej nauki, kultury i gospodarki.

W omawianych krajach Zachodniej Europy (a także i w USA) przewiduje się w dalszym ciągu tendencję do zwiększania liczby absolwentów fizyki. W bieżącym pięcioleciu liczby absolwentów fizyki, w stosunku do pięciolecia 1960-1964, wzrosną w RFN do 248%, w Holandii do 238% i w Wielkiej Brytanii do 178%. Porównanie naszych perspektyw z tymi krajami wypada zdecydowanie na naszą niekorzyść. Wydaje się też, że koniecznością byłoby podjęcie zdecydowanych działań, których celem byłaby zmiana tego stanu rzeczy.

### Literatura

- [1] S. D. Ellis, *Enrollments and Degrees*, AIP Report, AIP Pub. No. R-151. 21, s. 1 (1984).
- [2] S. D. Ellis, *1981—1982 Survey of Physics and Astronomy Bachelor's Degree Recipients*, AIP Report, AIP Pub. No. R-211. 14, s. 1 (1983).
- [3] E. W. A. Lingeman, „Survey of the Employment of Physicists in France, The Federal Republic of Germany, the United Kingdom and in the Netherlands” (praca nieopublikowana).
- [4] M. Scheer, „USA: Entwicklung der Studentenzahl in Physik”, *Phys. Bl.* 41 (2), 47 (1985).
- [5] *Rocznik Statystyczny*, GUS Warszawa (Roczniki 1970—1985).
- [6] *Rocznik Statystyczny Szkolnictwa*, GUS Warszawa (Roczniki 1975/76, 1979, 1981/82 i 1984/85).
- [7] *Tablice Wynikowe: Szkoły Wyższe w Roku Szkolnym ...* (Roczniki: 1975/76 ... 1984/85), GUS Warszawa.
- [8] *Spis Kadrowy 1983*, GUS Warszawa, 1985.
- [9] A. Kaczmarek, „Stan i struktura zatrudnienia nauczycieli fizyki oraz przewidywane zapotrzebowanie kadrowe”, *Problemy Kształcenia Nauczycieli Fizyki (Materiały z Międzynarodowej Konferencji Opole-Niwki 3-5. 06. 1986)*, Wyższa Szkoła Pedagogiczna, Opole 1986.

*Zygmunt Ajduk*

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

## Nowy schemat nazewnictwa dla hadronów

### A New Naming Scheme for Hadrons

**Abstract:** A new naming scheme for hadrons implemented by Particle Data Group in 1986 is described.

Odkryto dotychczas kilkaset hadronów, czyli cząstek elementarnych oddziałujących silnie, i ich liczba będzie ciągle rosła. Przeszło dwadzieścia lat temu przyjęto umowę określającą zasady tworzenia nazw dla barionów (hadronów o spinie połówkowym) i symbole  $N, \Delta, \Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega$  pozwalały łatwo identyfikować ich istotne liczby kwantowe. Dla mezonów (hadronów o spinie całkowitym) panowała dotąd duża dowolność, co doprowadziło do wykorzystania już prawie całego alfabetu łacińskiego i greckiego na symbole cząstek elementarnych. Nawet specjaliści z fizyki cząstek elementarnych zaczęli mieć trudności w swobodnym poruszaniu się wśród tych nazw i dla podania liczb kwantowych takich mezonów jak  $\delta, E, g, h, H, \iota, \kappa, r, \theta, \xi$  itd. musieli zaglądać do tablic cząstek elementarnych. Zdarzało się nieraz, że cząstki o różnych liczbach kwantowych nosiły identyczne nazwy. Odkrycie nowych rodzajów hadronów (hadronów powabnych, pięknych itd.) doprowadziło do potrzeby rozszerzenia także schematu barionowego.

Zespół fizyków opracowujących tablice cząstek elementarnych przyjął w ostatnim wydaniu tablic z kwietnia 1986 r. nowy schemat nazewnictwa dla hadronów [1]. Schemat ten był wcześniej przedstawiony do dyskusji i powstał w wyniku kompromisu między potrzebą prostoty symboli i poszanowaniem nazw tradycyjnych. Podstawową zasadą schematu jest wykorzystanie modelu kwarkowego i jednoznaczne powiązanie nazw z ważnymi liczbami kwantowymi hadronów. Nazwa składa się zwykle z symbolu literowego, wskaźników i informacji liczbowych w nawiasie. Przyjęto umowę, że jeśli liczby kwantowe cząstki odpowiadające symbolowi literowemu nie zostały wyznaczone, to będzie oznaczać się ją tymczasowo symbolem  $X$ . Wskaźnikiem  $0, +, -, ++, --$  umieszczonym u góry zaznacza się liczbę ładunkową  $Q$  ( $= 0, \pm 1, \pm 2$ ) cząstki, równą stosunkowi ładunku elektrycznego cząstki do dodatniego ładunku elementarnego. W nawiasie, który występuje tylko w nazwie rezonansów, czyli hadronów rozpadających się w wyniku oddziaływań silnych, umieszcza się wartość masy hadronu w  $\text{MeV}/c^2$ .

Znane obecnie hadrony zbudowane są z kwarków 5 typów ( $u, d, s, c, b$ ) i odpowiadających im antykwarków ( $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}, \bar{c}, \bar{b}$ ). Od kilku lat poszukuje się kwarka szóstego typu  $t$  (i antykwarka  $\bar{t}$ ). Mezony składają się z kwarka i antykwarka, zaś bariony (antybariony)

Tabela 1. Liczby kwantowe kwarków <sup>1</sup>

| Typ kwarka <sup>2</sup> | Ładunek elektryczny $Q$ | Izospin $I$   | Trzecia składowa izospinu $I_3$ | Dziwność $S$ | Powab $C$ | Piękno $B$ | Prawda $T$ |
|-------------------------|-------------------------|---------------|---------------------------------|--------------|-----------|------------|------------|
| <b>Kwarki lekkie:</b>   |                         |               |                                 |              |           |            |            |
| górnym $u$              | $\frac{2}{3}$           | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$                   | 0            | 0         | 0          | 0          |
| dolnym $d$              | $-\frac{1}{3}$          | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$                  | 0            | 0         | 0          | 0          |
| dziwnym $s$             | $-\frac{1}{3}$          | 0             | 0                               | -1           | 0         | 0          | 0          |
| <b>Kwarki ciężkie:</b>  |                         |               |                                 |              |           |            |            |
| powabnym $c$            | $\frac{2}{3}$           | 0             | 0                               | 0            | 1         | 0          | 0          |
| pięknym $b$             | $-\frac{1}{3}$          | 0             | 0                               | 0            | 0         | -1         | 0          |
| prawdziwym $t$          | $\frac{2}{3}$           | 0             | 0                               | 0            | 0         | 0          | 1          |

<sup>1</sup> Przy przejściu do odpowiednich antykwarków izospin  $I$  nie ulega zmianie, zaś wielkości  $Q$ ,  $I_3$ ,  $S$ ,  $C$ ,  $B$ ,  $T$  zmieniają znak.

<sup>2</sup> Oznaczenia typów kwarków odpowiadają angielskim określeniom: up, down, strange, charm, beauty (bottom), truth (top). Kwarki są ustawione w kolejności odpowiadającej wzrostowi ich masy.

są układami trzech kwarków (antykwarków). Teoretycznie mogłyby istnieć mezony gluonowe lub hadrony w postaci bardziej złożonych układów kwarkowych lub kwarkowo-gluonowych, ale takie hadrony nie zostały dotąd odkryte. Wszystkie kwarki są cząstkami o spinie  $s = \frac{1}{2}$ , parzystości (z umowy)  $P = +1$  i liczbie barionowej  $B = \frac{1}{3}$ , zaś antykwarki mają  $s = \frac{1}{2}$ ,  $P = -1$  i  $B = -\frac{1}{3}$ . Liczbami kwantowymi pozwalającymi rozróżnić typy kwarków są izospin  $I$ , jego trzecia składowa  $I_3$ , dziwność  $S$ , powab  $C$ , piękno  $B$  i prawda  $T$  (tabela 1). Ładunek elektryczny  $Q$  kwarków i antykwarków jest ułamkowy i zachodzi wzór  $Q = I_3 + \frac{1}{2}(B+S+C+B+T)$ . Dla układów kwarków wszystkie liczby kwantowe z tego wzoru są addytywne. Gluony są bozonami pośredniczącymi w oddziaływaniach silnych kwarków i mają spin  $s = 1$  oraz parzystość  $P = -1$ . Kwarki i gluony są uwięzione w hadronach i dotąd nie zaobserwowano ich jako cząstek swobodnych.

### Nazewnictwo mezonów

Nowy schemat ogranicza się w zasadzie do mezonów składających się z kwarka i antykwarka. Dla tego układu o wypadkowym spinie kwarków  $S$  i ich orbitalnym momencie pędu  $L$ , spin mezonu  $J$  odpowiada jednej z liczb całkowitych z przedziału ( $|L-S|$ ,  $L+S$ ), zaś parzystość mezonu określa wzór  $P = (-1)^{L+1}$ . Mezony, dla których  $S = C = B = T = 0$  (czyli o składzie kwarkowym  $u\bar{u}$ ,  $u\bar{d}$ ,  $d\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$ ,  $s\bar{s}$ ,  $c\bar{c}$ ,  $b\bar{b}$ ,  $t\bar{t}$ ), oznacza się małymi literami greckimi lub łacińskimi (jedynymi wyjątkami są  $J/\psi$  i  $\Upsilon$ ), zaś pozostałe mezony (z niezerowymi wartościami  $S$ ,  $C$ ,  $B$  i (lub)  $T$ ) oznacza się wielkimi literami łacińskimi. W obu wypadkach litery te uzupełnia się u dołu wskaźnikiem określającym spin  $J$  mezonu (wskaźnika nie dodaje się tylko dla mezonów z  $J^P = 0^-, 1^-$ ). Dodatkowe zasady formułuje się oddzielnie dla obu powyższych grup mezonów.

Tabela 2. Symbole mezonów z  $S = C = B = T = 0$ 

| $J^{PC}$<br>$2S+1L_J$<br>Skład kwarkowy  | $0^{-+}$<br>$2^{-+}$<br>... | $1^{+-}$<br>$3^{+-}$<br>...  | $1^{--}$<br>$2^{--}$<br>... | $0^{++}$<br>$1^{++}$<br>...  |
|--|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|------------------------------|
|  | ${}^1(L \text{ parz.})_J$   | ${}^1(L \text{ nieparz.})_J$ | ${}^3(L \text{ parz.})_J$   | ${}^3(L \text{ nieparz.})_J$ |
| $\bar{u}\bar{d}, (\bar{u}\bar{u}-\bar{d}\bar{d})/\sqrt{2}, \bar{u}\bar{d}$<br>(izospin $I = 1$ ) | $\pi$                       | $b$                          | $\varrho$                   | $a$                          |
| $(\bar{u}\bar{u}+\bar{d}\bar{d})/\sqrt{2}, \bar{s}\bar{s}$<br>(izospin $I = 0$ ) <sup>1</sup>    | $\eta, \eta'$               | $h, h'$                      | $\omega, \varphi$           | $f, f'$                      |
| $c\bar{c}$   | $\eta_c$                    | $h_c$                        | $\psi^2$                    | $\chi$                       |
| $b\bar{b}$   | $\eta_b$                    | $h_b$                        | $\Upsilon$                  | $\chi_b$                     |
| $t\bar{t}$   | $\eta_t$                    | $h_t$                        | $\theta$                    | $\chi_t$                     |

<sup>1</sup> Symbol z primem (lub  $\varphi$ ) oznacza cząstkę, dla której wkład od  $\bar{s}\bar{s}$  jest dominujący.

<sup>2</sup> Symbolem najbliższej z cząstek  $\psi$  o masie  $3097 \text{ MeV}/c^2$  pozostaje wyjątkowo  $J/\psi$ .

Dla mezonów z  $S = C = B = T = 0$  schemat nazewnictwa uzupełnia tabela 2. W wyniku wprowadzenia tego schematu następujące nazwy mezonów uległy małym zmianom:

| stara nazwa  | nowa nazwa    | stara nazwa      | nowa nazwa          |
|--------------|---------------|------------------|---------------------|
| $H$ (1190)   | $h_1$ (1190), | $A_2$ (1320)     | $a_2$ (1320),       |
| $B$ (1235)   | $b_1$ (1235), | $f'$ (1525)      | $f'_2$ (1525),      |
| $f$ (1270)   | $f_2$ (1270), | $\omega$ (1670)  | $\omega_3$ (1670),  |
| $A_1$ (1270) | $a_1$ (1270), | $\varphi$ (1850) | $\varphi_J$ (1850). |

Całkowitej zmianie uległy natomiast nazwy:

| stara nazwa          | nowa nazwa    | stara nazwa     | nowa nazwa          |
|----------------------|---------------|-----------------|---------------------|
| $S$ (975)            | $f_0$ (975),  | $\iota$ (1440)  | $\eta$ (1440),      |
| $\delta$ (980)       | $a_0$ (980),  | $A_3$ (1680)    | $\pi_2$ (1680),     |
| $D$ (1285)           | $f_1$ (1285), | $g$ (1690)      | $\varrho_3$ (1690), |
| $\varepsilon$ (1300) | $f_0$ (1300), | $\theta$ (1690) | $f_2$ (1720),       |
| $E$ (1420)           | $f_1$ (1420), | $h$ (2030)      | $f_4$ (2030).       |

Dla tej grupy mezonów oprócz parzystości  $P$  wprowadza się parzystość ładunkową  $C$  i zachodzi wzór  $C = (-1)^{L+S}$ , przy czym dla multipletu  $I = 1$  parzystość  $C$  określona jest tylko dla mezonu neutralnego (odpowiadającego  $I_3 = 0$ ). Wartości  $J^{PC} = 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}, \dots$ , które nie występują w tabeli 2, nie mogą pojawiać się dla układów kwark-antykwar i mezony o takich liczbach kwantowych (zwanych egzotycznymi) nie zostały dotąd odkryte. Gdyby jednak w przyszłości odkryto mezony, które nie mają egzotycznych liczb kwantowych, lecz nie są układami kwark-antykwar, to do ich oznaczania będzie można wykorzystać symbole podane w tabeli 2 po uzupełnieniu ich odpowiednimi wskaźnikami.

Dla mezonów z niezerowymi wartościami  $S, C, B$  i (lub)  $T$  jeden ze składników w układzie kwark-antykwar musi być cięższy niż drugi. Nazwy tych mezonów tworzy się według następujących zasad:

1. Symbol literowy związany jest z cięższym składnikiem mezonu <sup>1</sup>:

$$\begin{aligned} s \rightarrow \bar{K}, \quad c \rightarrow D, \quad b \rightarrow \bar{B}, \quad t \rightarrow T, \\ \bar{s} \rightarrow K, \quad \bar{c} \rightarrow \bar{D}, \quad \bar{b} \rightarrow B, \quad \bar{t} \rightarrow \bar{T}. \end{aligned}$$

2. Jeśli lżejszym składnikiem nie jest  $u$  lub  $d$  ( $\bar{u}$  lub  $\bar{d}$ ), to zaznacza się go wskaźnikiem u dołu, np. mezon  $D_s$  odpowiada układowi  $c\bar{s}$ .

3. Dla mezonów o parzystości naturalnej (czyli  $P = (-1)^J$ ) do litery dodaje się u góry\*. Schemat ten spowodował zmiany nazw następujących mezonów:

| stara nazwa    | nowa nazwa      | stara nazwa | nowa nazwa      |
|----------------|-----------------|-------------|-----------------|
| $Q_1(1280)$    | $K_1(1280)$ ,   | $L(1770)$   | $K_2(1770)$ ,   |
| $\kappa(1350)$ | $K_0^*(1350)$ , | $K^*(1780)$ | $K_3^*(1780)$ , |
| $Q_2(1400)$    | $K_1(1400)$ ,   | $K^*(2060)$ | $K_4^*(2060)$ , |
| $K^*(1430)$    | $K_2^*(1430)$ , | $F$         | $D_5$ .         |

### Nazewnictwo barionów

Bariony oznacza się wielkimi literami greckimi lub łacińskimi. Nazwy barionów tworzy się według następujących zasad:

1. Bariony z trzech kwarków  $u$  i (lub)  $d$  oznacza się przez  $N$ , jeśli izospin barionu  $I = \frac{1}{2}$ , albo przez  $\Delta$ , jeśli  $I = \frac{3}{2}$ .

2. Bariony z dwoma kwarkami  $u$  i (lub)  $d$  oznacza się przez  $\Lambda$ , jeśli izospin barionu  $I = 0$ , albo przez  $\Sigma$ , jeśli  $I = 1$ . Jeśli trzeci kwark jest kwarkiem ciężkim (czyli nie jest kwarkiem  $s$ ), to jego typ zaznacza się wskaźnikiem u dołu, np.  $\Lambda_c, \Sigma_c, \Lambda_b$ .

3. Bariony z jednym kwarkiem  $u$  lub  $d$  oznacza się przez  $\Xi$  i dla tych barionów  $I = \frac{1}{2}$ . Jeśli jeden lub dwa pozostałe kwarki są ciężkie, to ich typ zaznacza się jednym lub dwoma wskaźnikami u dołu, np.  $\Xi_c, \Xi_{cc}, \Xi_b$ .

4. Bariony bez kwarków  $u$  lub  $d$  oznacza się przez  $\Omega$  i dla tych barionów  $I = 0$ . Wskaźnikami u dołu zaznacza się wszystkie kwarki ciężkie w barionie, np.  $\Omega_c, \Omega_b, \Omega_{cc}, \Omega_{cb}, \Omega_{ccc}, \Omega_{cbb}$ .

Antybariony odpowiadające barionom  $N, \Delta, \dots$  oznacza się przez  $\bar{N}, \bar{\Delta}, \dots$ . Dla nukleonów, czyli protonu i neutronu, oprócz symbolu  $N$  można wyjątkowo używać małych liter  $p$  i  $n$ .

### Przegląd cząstek elementarnych

W tablicach cząstek elementarnych opublikowanych w kwietniu 1986 r. [1] znajduje się 379 cząstek, których istnienie i właściwości nie budzą istotnych wątpliwości, i mniej więcej drugie tyle obiektów kandyduje do wpisania na listę cząstek. W tabeli 3 przedstawione są znane mezony, a w tabeli 4 — znane bariony. W wypadku mezonów nazwy cząstek pozwalają ustalić odpowiadające im liczby kwantowe  $J^{PC}$  (lub uzyskać równoważne

<sup>1</sup> Z tabeli 1 wynika, że dla kwarków liczby  $I_3, S, C, B, T$  mają znak zgodny z ładunkiem kwarka. Umożliwia, że mezony zawierające jako cięższy składnik kwark  $s$  lub  $b$  określa się jako  $\bar{K}$  i  $\bar{B}$ , a nie  $K$  i  $B$ , odpowiada tradycyjnemu powiązaniu symbolu  $K$  z mezonami o dziwności dodatniej.



Tabela 3. Lista mezonów (1986 r.)

| $J^{PC}$<br>Izospin $I$<br>skład kwarkowy |  | $0^{--}$                               | $2^{--}$                   | $1^{+-}$    | $1^{--}$  | $3^{--}$                              | $0^{++}$                                 | $1^{++}$                                | $2^{++}$                                   | $4^{++}$    | ...   |
|---|--|--|----------------------------|-------------|---|---------------------------------------|--|---|--|-------------|---|
| $I = 1$                                   | $\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{u}\bar{d}, \bar{u}\bar{d}, (\bar{u}\bar{u} - \bar{d}\bar{d})/\sqrt{2})$ | $\pi$<br>$\pi(1300)$                   | $\pi_2(1680)$              | $b_1(1235)$ | $\rho(770)$<br>$\rho(1600)$   | $\rho_3(1690)$                        | $a_0(980)$                               | $a_1(1270)$                             | $a_2(1320)$                                |             |   |
|   | $\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{u}\bar{u} + \bar{d}\bar{d})/\sqrt{2}, \bar{s}\bar{s}$                   | $\eta$<br>$\eta'(958)$<br>$\eta(1440)$ |                            | $h_1(1190)$ | $\omega(783)$<br>$\varphi(1020)$<br>$\varphi(1680)$   | $\omega_3(1670)$<br>$\varphi_3(1850)$ | $f_0(975)$<br>$f_0(1300)$<br>$f_0(1590)$ | $f_1(1285)$<br>$f_1(1420)$              | $f_2(1270)$<br>$f_2'(1525)$<br>$f_2(1720)$ | $f_4(2030)$ |   |
| $I = 0$                                   | $c\bar{c}$   | $\eta_c(2980)$                         |                            |             | $J/\psi(3097)$<br>$\psi(3685)$<br>$\psi(3770)$<br>$\psi(4030)$<br>$\psi(4160)$<br>$\psi(4415)$                            |                                       | $\chi_0(3415)$                           | $\chi_1(3510)$                          | $\chi_2(3555)$                             |             |   |
|   | $b\bar{b}$   |  |                            |             | $\Upsilon(9460)$<br>$\Upsilon(10023)$<br>$\Upsilon(10355)$<br>$\Upsilon(10575)$<br>$\Upsilon(10860)$<br>$\Upsilon(11020)$ |                                       | $\chi_{b0}(9860)$                        | $\chi_{b1}(9895)$<br>$\chi_{b1}(10255)$ | $\chi_{b2}(9915)$<br>$\chi_{b2}(10270)$    |             |   |
| $J^P$                                     |  | $0^-$                                  | $1^+$                      | $2^-$       | $0^+$   | $1^-$                                 | $2^+$                                    | $3^-$                                   | $4^+$                                      | ...         | Uwaga:  |
| $I = \frac{1}{2}$                         | $\bar{s}u, \bar{s}d$   | $K$                                    | $K_1(1280)$<br>$K_1(1400)$ | $K_2(1770)$ | $K_0^*(1350)$   | $K^*(892)$                            | $K_2^*(1430)$                            | $K_3^*(1780)$                           | $K_4^*(2060)$                              |             | Podanym obok cząstką towarzyszącą antycząstką ( $\bar{K}$ jest układem $\bar{s}u$ lub $\bar{s}d$ , $\bar{D}_s$ układem $\bar{c}s$ itd.) |
|   | $\bar{c}u, \bar{c}d$   | $D$                                    |                            |             |   | $D^*(2010)$                           |  |   |  |             |   |
|   | $\bar{b}u, \bar{b}d$   | $B$                                    |                            |             |   |                                       |  |   |  |             |   |
| $I = 0$                                   | $c\bar{s}$   | $D_s$                                  |                            |             |   |                                       |  |   |  |             |   |
|   | ...  |  |                            |             |   |                                       |  |   |  |             |   |

Masy (w MeV/c<sup>2</sup>) mezonów nierozpadających się w oddziaływaniach silnych: 140 ( $\pi^\pm$ ), 135 ( $\pi_0$ ), 549 ( $\eta$ ), 494 ( $K^+$ ), 498 ( $K_0$ ), 1869 ( $D^+$ ), 1865 ( $D_0$ ), 1971 ( $D_s$ ), 5271 ( $B^+$ ), 5275 ( $B_0$ ).

Tabela 4. Lista barionów (1986 r.)

| $J^P$<br>Skład kwarkowy<br>i izospin $I$ |                   | $1^+$<br>$\frac{2}{2}$                          | $1^-$<br>$\frac{2}{2}$                                | $3^+$<br>$\frac{2}{2}$           | $3^-$<br>$\frac{2}{2}$             | $5^+$<br>$\frac{2}{2}$             | $5^-$<br>$\frac{2}{2}$ | $7^+$<br>$\frac{2}{2}$ | $7^-$<br>$\frac{2}{2}$ | $9^+$<br>$\frac{2}{2}$ | $9^-$<br>$\frac{2}{2}$ | $11^+$<br>$\frac{2}{2}$ | $11^-$<br>$\frac{2}{2}$ | ?              | ... |
|--|-------------------|---|---|----------------------------------|------------------------------------|------------------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|-------------------------|-------------------------|----------------|-----|
| <i>uuu, uud,</i><br><i>udd, ddd</i>      | $I = \frac{1}{2}$ | $N = \binom{p}{n}$<br>$N(1440)$<br>$N(1710)$    | $N(1535)$<br>$N(1650)$                                | $N(1720)$                        | $N(1520)$<br>$N(1700)$             | $N(1680)$                          | $N(1675)$              |                        | $N(2190)$              | $N(2220)$              | $N(2250)$              |                         | $N(2600)$               |                |     |
|  | $I = \frac{3}{2}$ | $\Delta(1910)$                                  | $\Delta(1620)$<br>$\Delta(1900)$                      | $\Delta(1232)$<br>$\Delta(1920)$ | $\Delta(1700)$                     | $\Delta(1905)$                     | $\Delta(1930)$         | $\Delta(1950)$         |                        |                        |                        | $\Delta(2420)$          |                         |                |     |
| <i>uus, uds,</i><br><i>dds</i>           | $I = 0$           | $\Lambda$<br>$\Lambda(1600)$<br>$\Lambda(1800)$ | $\Lambda(1405)$<br>$\Lambda(1670)$<br>$\Lambda(1800)$ | $\Lambda(1890)$                  | $\Lambda(1520)$<br>$\Lambda(1690)$ | $\Lambda(1820)$<br>$\Lambda(2110)$ | $\Lambda(1830)$        |                        | $\Lambda(2100)$        | $\Lambda(2350)$        |                        |                         |                         |                |     |
|  | $I = 1$           | $\Sigma$<br>$\Sigma(1660)$                      | $\Sigma(1750)$  | $\Sigma(1385)$                   | $\Sigma(1670)$<br>$\Sigma(1940)$   | $\Sigma(1915)$                     | $\Sigma(1775)$         | $\Sigma(2030)$         |                        |                        |                        |                         |                         | $\Sigma(2250)$ |     |
| <i>uss, dss</i>                          | $I = \frac{1}{2}$ | $\Xi$   |   | $\Xi(1530)$<br>$\Xi(1820)$       |                                    |                                    |                        |                        |                        |                        |                        |                         |                         | $\Xi(2030)$    |     |
| <i>sss</i>                               | $I = 0$           |   |   | $\Omega$                         |                                    |                                    |                        |                        |                        |                        |                        |                         |                         |                |     |
| <i>uuc, udc,</i><br><i>ddc</i>           | $I = 0$           | $\Lambda_c$                                     |   |                                  |                                    |                                    |                        |                        |                        |                        |                        |                         |                         |                |     |
|  | $I = 1$           |   |   |                                  |                                    |                                    |                        |                        |                        |                        |                        |                         |                         |                |     |
| ...                                      |                   |   |   |                                  |                                    |                                    |                        |                        |                        |                        |                        |                         |                         |                |     |

Masy (w  $\text{MeV}/c^2$ ) barionów nierozpadających się w oddziaływaniach silnych, czyli nukleonów: 938 (proton ( $p$ )), 940 (neutron ( $n$ )); hipronów: 1116 ( $\Lambda$ ), 1189 ( $\Sigma^+$ ), 1193 ( $\Sigma^0$ ), 1197 ( $\Sigma^-$ ), 1315 ( $\Xi^0$ ), 1321 ( $\Xi^-$ ), 1672 ( $\Omega$ ); barionu powabnego: 2281 ( $\Lambda_c$ ).

informacje o liczbach kwantowych  $^{2S+1}L_J$ ). W wypadku barionów z nazw cząstek nie można odczytać liczb  $J^P$  i podanie ich w tabeli istotnie uzupełnia informację o barionach. Zalety nowego schematu nazewnictwa dla hadronów są wyraźnie widoczne i dla jego zapamiętania wystarczy nieco przećwiczyć odczytywanie właściwości hadronów z ich nazw.

W zbiorze obserwowanych cząstek elementarnych poza hadronami są jeszcze leptony, antyleptony i bozony pośredniczące oddziaływań elektromagnetycznych i słabych — łącznie 16 cząstek (tabela 5). Ponieważ wszystkie znane hadrony składają się z kwarków, to kwarki, leptony (oraz antykwarki, antyleptony) i bozony pośredniczące (łącznie z 8 gluonami) tworzą razem zbiór 54 cząstek fundamentalnych, czyli prawdziwie elementarnych na obecnym etapie naszej wiedzy o przyrodzie. W liczbie cząstek fundamentalnych uwzględniony został fakt, że kwark każdego typu występuje dodatkowo w trzech odmianach (kolorach).

Tabela 5. Lista cząstek elementarnych nieoddziałujących silnie (1986 r.)

| Nazwa                                       | Masa, MeV/c <sup>2</sup> | Nazwa                              | Masa, MeV/c <sup>2</sup> |
|---|--------------------------|------------------------------------|--------------------------|
| Leptony i antyleptony ( $s = \frac{1}{2}$ ) |                          |                                    |                          |
| elektron $e^\mp$                            | 0,511                    | neutrino, antyneutrino:            |                          |
| mion $\mu^\mp$                              | 106                      | elektronowe $\nu_e, \bar{\nu}_e$   | <0,000046                |
| taon $\tau^\mp$                             | 1784                     | mionowe $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$   | <0,25                    |
|   |                          | taonowe $\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$ | <70                      |
| Bozony pośredniczące ( $s = 1$ )            |                          |                                    |                          |
| foton $\gamma$ (PC = ---)                   | 0                        | $W^\mp$                            | 81800                    |
|   |                          | Z                                  | 92600                    |

Kolor kwarków jest istotny przy opisie ich oddziaływań, lecz znane dotąd hadrony nie mają ładunków kolorowych. Liczba cząstek fundamentalnych wzrośnie, jeśli zostaną odkryte nowe typy kwarków (np. kwark  $t$ ) lub bezspinowe bozony Higgsa przewidywane przez zunifikowane teorie oddziaływań elektromagnetycznych i słabych. W modelach wielkiej unifikacji i modelach supersymetrycznych liczba cząstek fundamentalnych jest znacznie większa, ale dotychczas nie natrafiono jeszcze w eksperymentach na ślad dodatkowych cząstek przewidywanych przez te modele.

#### Literatura

- [1] Particle Data Group, *Phys. Lett.* **170B**, 1—350 (1986).

## Errata

W artykule Z. Ajduka pt. „Nowy schemat nazewnictwa dla hadronów” (*Postępy Fizyki* **38**, 51 (1987)) wystąpiły następujące błędy drukarskie:

| Str.              | Jest                   | Winno być              |
|-------------------|------------------------|------------------------|
| 52 <sub>15</sub>  | <b>B+S</b>             | <b><i>B+S</i></b>      |
| 54 <sup>12</sup>  | <i>D</i> <sub>5</sub>  | <i>D</i> <sub>s</sub>  |
| 55 <sub>1—2</sub> | $\pi_0, K_0, D_0, B_0$ | $\pi^0, K^0, D^0, B^0$ |

Przepraszamy Autora i Czytelników.

## WSPOMNIENIA — ROCZNICE

**Janusz A. Zakrzewski**

Institut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

### Wspomnienie o Marianie Danyszu

#### Recollection of Marian Danysz

*Abstract:* The life and achievements of Professor Marian Danysz (1909—1983) are recollected. His role as a co-discoverer of hypernuclei and co-founder of high energy physics centre in Warsaw is stressed. A bibliography of his publications is compiled.

#### 1. Odkrycie materii hiperjądrowej

W bieżącym roku (1987) mija czwarta rocznica śmierci Mariana Danysza<sup>1</sup>, jednego z najwybitniejszych fizyków polskich, współtwórcy warszawskiego ośrodka fizyki wielkich energii i cząstek elementarnych na Hożej. Tu, wraz z Jerzym Pniewskim dokonali oni w 1952 r. odkrycia hiperjąder, to jest jąder atomowych zawierających — oprócz nukleonów — związany hiperon  $\Lambda$ , odkrycia, które na zawsze wpisało ich imiona w historię fizyki. Jak doszło do tego odkrycia można przeczytać we wspomnieniach [5, 6]. Zapoczątkowało ono nową dziedzinę badań — fizykę hiperjądrową, która stała się wkrótce specjalnością eksperymentatorów i teoretyków warszawskich (szczegółowe informacje o początkach fizyki hiperjąder może Czytelnik znaleźć w [7, 8]).

Marian Danysz i Jerzy Pniewski zaobserwowali pierwsze hiperjądro w emulsji fotograficznej naświetlonej promieniami kosmicznymi w locie balonowym, przywiezionej przez Danysza po dłuższym pobycie naukowym w Anglii. Lata 1950—52 spędził Danysz początkowo w Liverpoolu, a następnie w H. H. Wills Physics Laboratory, na Uniwersytecie Brytyjskim, u laureata Nagrody Nobla z fizyki<sup>2</sup> C. F. Powella. Był to podówczas najślynniejszy na świecie ośrodek fizyki wielkich energii, stosujący w badaniach technikę emulsji fotograficznych. Tu właśnie C. F. Powell odkrył w 1947 r. mezon  $\pi$ , co dało początek fizyce cząstek

<sup>1</sup> Po jego śmierci (9 lutego 1983 r.) pisano o nim w [1—4].

<sup>2</sup> C. F. Powell otrzymał ją w 1950 r. „za swój wkład w rozwój fotograficznej metody badania procesów jądrowych i swe odkrycia, tą metodą, dotyczące mezonów”.

elementarnych w tym sensie, w jakim ją rozumiemy dzisiaj. Marian Danysz uległ niezwyklej atmosferze tego środowiska naukowego, które uformowało tak wielu fizyków zwanych się dumnie „bristolczykami”. Po powrocie do Warszawy w 1952 r., zapoczątkowuje na Hożej badania oddziaływań cząstek wielkich energii metodą emulsji fotograficznych, odnosząc wkrótce ów zadziwiający sukces, jakim było odkrycie materii hiperjądrowej. Wraz ze swymi współpracownikami i gromadzącymi się wokół niego studentami i młodymi fizykami publikuje dalsze przypadki rozpadów hiperjąder, wygłasza referaty na konferencjach międzynarodowych. Wraz z gronem uczniów, wyznacza w 1959 r., najdokładniej w owym czasie, masę hiperonów  $\Lambda$ , wytwarzanych w oddziaływaniach mezonów  $K^-$  z akceleratora z jądrami emulsji fotograficznej. A w 1963 r. następuje z jego udziałem — ponownie w Warszawie! — odkrycie pierwszego hiperjądra podwójnego, to jest jądra atomowego zawierającego dwa związane hiperony  $\Lambda$ . Wraz z dokonaniem w tym samym roku (z Jerzym Pniewskim) odkryciem izomerii hiperjądrowej, ugruntowuje ono ostatecznie pozycję grupy warszawskiej w świecie naukowym fizyki wielkich energii<sup>3</sup>.

## 2. Garść szczegółów biograficznych

Urodzony w Paryżu, 17 marca 1909 r. [11], pochodził Marian Danysz z rodziny o dużych tradycjach naukowych. Jego dziad, Jan Danysz (1860-1928), był biologiem; ojciec, Jan Kazimierz Danysz (1884-1914) — fizykiem, uczniem i asystentem Piotra Curie, następnie Marii Skłodowskiej-Curie. Atmosfera domu rodzinnego niewątpliwie wywarła wpływ na ukształtowanie Mariana Danysza: i dla niego praca naukowa stała się powołaniem życiowym. Po ukończeniu w 1928 r. szkoły im. Stefana Batorego w Warszawie, studiuje na Wydziale Elektrycznym Politechniki Warszawskiej, gdzie w 1938 r. uzyskuje dyplom inżyniera elektryka. Pracę naukową rozpoczyna w 1930 r. pod kierunkiem Ludwika Wertensteina (1887-1945) w Pracowni Radiologicznej Towarzystwa Naukowego Warszawskiego [12]. W 1934 r., wkrótce po odkryciu sztucznej promieniotwórczości przez małżonków Joliot-Curie, odkrywa wraz z Michałem Żywem promieniotwórczy fluor. W latach 1936-37 pracuje w Instytucie Radowym, a w 1937-39 — w Państwowym Instytucie Telekomunikacyjnym, gdzie zajmuje się problemami wtórnej emisji i zjawiska fotoelektrycznego. Uwieńczeniem tych prac jest zbudowany przez niego prototyp noktowizora. Po wojnie, w latach 1945-48, pracuje w Państwowej Szkole Inżynierskiej im. Wawelberga i Rotwanda wykładając elektrotechnikę. Jednocześnie w 1947 r. podejmuje ponownie pracę naukową w dziedzinie fizyki jądrowej jako starszy asystent Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego pozostając, aż do emerytury, nieprzerwanie związany z tym Uniwersytetem. Stopień magistra fizyki uzyskuje w 1949 r. i na początku następnego roku wyjeżdża na stypendium naukowe do Anglii (1950-52). Tu nawiązuje się jego przyjaźń i trwała współpraca z Jerzym Pniewskim, przebywającym na stażu naukowym w Liverpoolu. Po powrocie, w czerwcu 1952 r., Danysz tworzy w Warszawie placówkę badań metodą emulsji jądrowych, wslawioną odkryciem hiperjąder (o czym pisałem wyżej). W 1954 r. zostaje profesorem nad-

<sup>3</sup> Zakres, w jakim prowadzone były prace w tych latach można odczytać z publikacji Danysza, których spis zamieszczam przy końcu tego wspomnienia. Zainteresowanych Czytelników odsyłam też do prac opublikowanych z okazji pięćdziesięciolecia ośrodka Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego [9, 10].

zwyczajnym, a w 1963 — profesorem zwyczajnym. Walne Zgromadzenie Polskiej Akademii Nauk wybiera go na członka korespondenta w 1960 r., a na członka rzeczywistego — w 1969 r. W 1955 r. zostaje kierownikiem Laboratorium Promieni Kosmicznych, a w rok później kierownikiem Zakładu Fizyki Wysokich Energii Instytutu Badań Jądrowych. W połowie 1956 r. zostaje wicedyrektorem Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej, jako pierwszy przedstawiciel krajów członkowskich. Funkcję tę pełni do 1960 r., lecz zachowuje równocześnie kierownictwo Zakładu przyjeżdżając często do Warszawy. Pod koniec lat pięćdziesiątych inicjuje w Warszawie badania za pomocą nowej metody badawczej — komór pęcherzykowych — we współpracy ze Zjednoczonym Instytutem Badań Jądrowych w Dubnej, a następnie z Europejskim Ośrodkiem Badań Jądrowych (CERN) w Genewie. Dzięki jego inicjatywie Polska zostaje przyjęta w charakterze kraju-observatora do CERN-u. W latach 1960-70 był Danysz — jako reprezentant Polski — członkiem Rady Naukowej ZIBJ w Dubnej oraz przedstawicielem Polski w Radzie CERN-u w Genewie. Pełniąc te funkcje, organizuje stałą, owocną współpracę polskich ośrodków naukowych z ZIBJ i CERN-em, a także — w późniejszych latach — z Instytutem Fizyki Wysokich Energii w Sierpuchowie. W 1970 r. wyjeżdża jako *visiting professor* do CERN-u, pozostając tam do końca 1972 r. Po powrocie z Genewy, kontynuuje pracę jako profesor Instytutu Fizyki Doświadczalnej w Uniwersytecie Warszawskim. Za osiągnięcia w dziedzinie fizyki hiperjądrowej uzyskał Danysz dwie zespołowe Nagrody Państwowe: drugiego stopnia w 1955 r. i pierwszego stopnia w 1966 r. Był odznaczony Orderem Sztandaru Pracy pierwszej klasy, Krzyżem Komandorskim z Gwiazdą Orderu Odrodzenia Polski, Medalem Mariana Smoluchowskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Był członkiem kilku zagranicznych towarzystw naukowych, a także członkiem Akademii Nauk w Heidelbergu. Przechodzącemu na emeryturę prof. Danyszowi, Uniwersytet Warszawski przyznał w 1977 r. swe najwyższe wyróżnienie — doktorat *honoris causa*. Zmarł 9 lutego 1983 r. w Warszawie po długiej, unieruchamiającej go przez kilka lat chorobie, pielęgnowany z całym oddaniem przez żonę, Ewę Garber.

### 3. Jakim był w oczach uczniów?

Na gronie swych uczniów<sup>4</sup>, którzy jako studenci i doktoranci skupili się wokół niego w latach pięćdziesiątych, wywarł Marian Danysz niezatarte piętno. Ci, którzy mieli szczęście należeć do tego grona, niewątpliwie zawdzięczają w dużej mierze jemu swoją formację jako fizycy.

W ludziach cenił przede wszystkim zaangażowanie w pracę naukową. Był wymagający i krytyczny: wszyscy pamiętamy kilkanaście kolejnych wersji tekstu pracy o wyznaczeniu masy hiperonu  $\Lambda$  odrzuconych przez Profesora<sup>5</sup>. Nie był wszakże pedantem: interesowała go nade wszystko istota zjawiska fizycznego, które starał się zrozumieć — mniej bawili go szczegóły.

<sup>4</sup> Do grona najbliższych uczniów i współpracowników Mariana Danysza należeli: Ewa Skrzypczakowa, Andrzej Wróblewski, Ryszard Sosnowski, Przemysław Zieliński i Janusz Zakrzewski. Dziś są to profesorem Uniwersytetu Warszawskiego lub Instytutu Problemów Jądrowych.

<sup>5</sup> Opis tego — i innych — zdarzeń charakteryzujących Mariana Danysza można znaleźć w [4].

Obdarzony był Marian Danysz niezwykłą intuicją naukową, którą dostrzegali natychmiast ci, którzy stykali się z nim po raz pierwszy: na nas robiła ona niezwykle wrażenie. Wracając do Warszawy po dłuższym pobycie za granicą przychodził przede wszystkim do pracowni, by dowiedzieć się „co słychać”. Już po paru minutach rozmowy zadawał istotne pytania na temat naszej pracy, o której się właśnie dowiadywał, uświadamiając nam luki w naszym rozumowaniu. Kiedy mu się coś nie podobało w sposobie rozwiązywania przez nas zagadnienia, czy w tekście przedstawianej mu pracy, zaczynał — jak to między nami nazywaliśmy — „sapać”, milczał chwilę, a potem mówił: „coś mi się tu nie podoba...”. I niemal zawsze miał rację: coś było nie w porządku... Kiedy zainteresował go jakiś problem, czas nie odgrywał dla niego roli: spędzał z nami wiele godzin niezależnie od pory dnia; nierzadko telefonował do nas nocą, by spytać o szczegóły interesującego go problemu, nad którym wspólnie pracowaliśmy. Jak przypomniano w [4], mówił do nas: „Wy macie się uczyć i pracować — ja będę wam stwarzał do tego warunki”. I stwarzał — wysyłał nas do najlepszych ośrodków naukowych za granicą (Bristol, CERN, Dubna), dbał o tematykę naukową, na najwyższym podówczas poziomie.

Marian (Marian Danysz i Jerzy Pniewski przeszli ze swymi najbliższymi współpracownikami na tę poufałą formę pod koniec r. 1970— było to wielkie przeżycie...) był dla nas nie tylko autorytetem naukowym; był przyjacielem i kolegą. Dzielił z nami swe rozliczne zainteresowania: lubił pływać, był zapalonym myśliwym, spędzał z nami wakacje w namiocie, łowił ryby. Lubiał też jazdę samochodem (w której towarzyszył mu zawsze nieodłączny pies — Tawi): nie istniały dla niego drogi nieprzejezdne, prowadził pewnie i bardzo szybko. Znajdując się z nim w samochodzie odczuwało się co najmniej niepokój. Po takim właśnie przeżyciu, powiedział do jednego z nas (A. Wróblewskiego) L. Van Hove, późniejszy dyrektor CERN-u: „Danysz prowadzi w ciekawy sposób: zawsze czeka, aż sytuacja stanie się interesująca...” (coż za wspaniały przykład *understatement!*). Nazywaliśmy go między sobą Tysiącpięćset (np. „Czy nie wiesz, gdzie jest Tysiącpięćset?”), bo tę właśnie liczbę, w zapisie rzymskim, tworzyły inicjały jego imienia i nazwiska (MD). Na ogół zresztą wiedzieliśmy, gdzie przebywa, gdyż otaczały go zawsze kłęby dymu z nieodłącznego cygara... Jego żona, Pani Ewa, nazywała go natomiast Padyszachem; mówiła tak o nim zawsze w rozmowach z nami.

Marian Danysz czuł się dobrze w zespole, lubił współdziałanie z innymi, dzielenie się z nimi swymi myślami. Bardzo wczesnie zrozumiał, że fizykę cząstek elementarnych można uprawiać tylko w ramach współpracy międzynarodowej. Już w latach pięćdziesiątych zainicjował i zorganizował współpracę Krajów Demokracji Ludowej w dziedzinie fizyki wielkich energii i cząstek elementarnych. Przyczynił się do uczestnictwa ośrodka warszawskiego w Europejskiej Współpracy K, organizował współpracę z ZIBJ i CERN-em. Z okazji nadania mu doktoratu *honoris causa*, formułował to L. Van Hove w nadesłanym piśmie: „W szerszym zakresie międzynarodowej współpracy naukowej Marian Danysz był równie aktywny, a jego działalność była uwieńczona sukcesem. Od wczesnych dni popierał ścisłe związki między Polską a CERN-em; stały strumień polskich fizyków do CERN-u był niezwykle użyteczny zarówno dla CERN-u jak i dla rozwoju nauki w Polsce”. O szerokich zainteresowaniach Mariana pisał po jego śmierci V. F. Weisskopf (w liście do J. Pniewskiego z dnia 15 lutego 1983 r.): „Pamiętam wiele rozmów z nim, nie tylko na temat nauki, lecz także na temat naszych wspólnych zainteresowań kulturą. Był on prawdziwym Europejczykiem



[He always felt as a true European], a jako człowiek niepokoił się przyszłością kultury europejskiej zagrożonej z tak wielu stron”.

Marian był człowiekiem skromnym, nie zależało mu na widocznych oznakach sukcesu. Nie lubił przemówień, im był starszy, tym mniej chętnie wykladał, unikał wysuwania się na pierwszy plan. Nie mieścił się w ramach formalnych zarządzeń i przepisów; nigdy nie złożył pracy doktorskiej, choć materiału naukowego miał w nadmiarze. Nie chciało mu się podejmować tego wysiłku; kiedy o tym wspominało, mówił: „a, dajcie mi spokój”, albo: „nie zwracajcie mi głowy”.

#### 4. Jak widział swoją przeszłość?

Pozostało po Marianie niewiele dokumentów; wywiadów nie lubił, sam o sobie pisać nie chciał. Przytoczę tu dwie jego wypowiedzi, przez niego autoryzowane, obie spisane z taśmy magnetofonowej. Pierwsza, podana do druku przez Tomasza Hofmoka, ukazała się w numerze styczniowym *Delta* z 1975 r. (i ponownie w numerze listopadowym z 1983 r.):

„Z górą czterdzieści lat temu byłem zatrudniony w Pracowni Radiologicznej w Warszawie, kierowanej przez prof. Ludwika Wertensteina. Głównym wyposażeniem pracowni był właściwie dar Marii Skłodowskiej-Curie w postaci 60 mg radu. Rad ten stanowił źródło wszystkich aktywności, z którymi pracowano w laboratorium. Lata trzydzieste, kiedy pracowałem w laboratorium, były okresem bardzo ciekawym. Wtedy właśnie odkryto neutron, pozyton, a Fryderyk Joliot-Curie odkrył promieniotwórczość wzbudzoną przez naświetlanie rozmaitych materiałów cząstkami  $\alpha$ . Pamiętam, że kiedyś zwróciłem się do prof. Wertensteina mówiąc z pewnym żalem: «Panie Profesorze, to właśnie wszystko wiemy. Wiemy, że cały świat nas otaczający składa się z atomów, atomy z jąder, dookoła których krążą elektrony, jądra z protonów i neutronów. Właściwie to pozostały nam detale». Wertenstein uśmiechnął się, poklepał mnie po ramieniu i powiedział: «Nie bój się, starczy jeszcze dla was». W kilka miesięcy po odkryciu przez Joliot promieniotwórczości wzbudzonej naświetlaniem cząstkami  $\alpha$  pracowałem z Michałem Żywem używając małego źródła cząstek alfa. Przygotowaliśmy je zresztą sami w aparaturze szklanej, w której znajdowało się w roztworze wodnym te 60 mg radu w postaci chlorku radu. Wyciągaliśmy z roztworu emanację radu, oczyszczali ją i kondensowali w małej szklanej rurce, w której końcu wtopiona była płytka platynowa. Po jakimś dniu, dwóch dniach pozostawiania płytki w atmosferze radonu powierzchnia jej była aktywowana produktami jego rozpadu. Po usunięciu radonu, odcięciu rurki, wyjęciu płytki i umieszczeniu jej w odpowiedniej osłonie naprzeciwko cienkiego okienka, które przepuszczało cząstki alfa i zatrzymywało jądra odskoku, mieliśmy źródło cząstek alfa. Otóż naświetlając różne tarcze cząstkami alfa stwierdziliśmy bardzo dziwny efekt, którego nie rozumieliśmy. Niezależnie od tego, co naświetlaliśmy, materiał stawał się radioaktywny. Z absorpcji wynikało, że w wyniku rozpadu emitowane są elektrony. Co zaś było najbardziej uderzające — to, że czas połowicznego zaniku niezależnie od materiału naświetlanego był zawsze ten sam około jednej minuty. Wertenstein nawet sugerował, że może dzieje się coś z cząstką alfa. Otóż kiedyś wieczorem zastanawialiśmy się nad tym i doszliśmy do przekonania, że jeszcze jeden czynnik jest wspólny we wszystkich tych eksperymentach, mianowicie atmosfera powietrza. Myśmy

naświetlali w powietrzu — może był to wynik oddziaływania cząstek alfa z jądrami składników powietrza? No i zaczęliśmy zadawać pytania. Naświetliliśmy tarczę w próżni — efekt zaginął. No dobrze, efekt zależy od powietrza. Naświetliliśmy w atmosferze tlenu — efektu nie było. Po naświetleniu w atmosferze azotu efekt pojawił się. Wiedzieliśmy wobec tego, że jest to oddziaływanie alfa — azot. W tym czasie wiedzieliśmy również, że bombardowane cząstkami alfa substancje zawierające azot stają się źródłem neutronów. Można wobec tego było przypuszczać, że mamy tutaj do czynienia z procesem  ${}^4\alpha + {}^{14}N \rightarrow {}^{17}F + n$ . Byłby to fluor, ale trwały fluor ma w jądrze dziewiętnaście nukleonów  ${}^{19}F$  — wobec tego byłby to fluor z niedomiarem neutronów. Jeżeli jest niedomiar neutronów, to jest to prawdopodobnie jądro nietrwałe. Jeżeli jądro jest nietrwałe, to prawdopodobnie jeden z protonów przechodzi w neutron, wobec czego fluor zamienia się w trwały tlen  ${}^{17}O$ . Powinniśmy obserwować aktywność  $\beta^+$ , a więc emisję dodatnio naładowanych cząstek.

Wzięliśmy wobec tego nasze naświetlone płytki, licznik Geigera (sami go zresztą zrobiliśmy) i umieściliśmy w polu magnetycznym w taki sposób, że przy określonym kierunku pola magnetycznego licznik faworyzował detekcję cząstek ujemnych; przy zmianie pola faworyzowana była detekcja cząstek dodatnich. Pomiar wykazały, że mamy do czynienia z emisją cząstek naładowanych dodatnio. Mielśmy rację: dziwny efekt powodowało oddziaływanie cząstek alfa z azotem w powietrzu.

Nasze doświadczenia skończyliśmy koło dziewiątej rano, to znaczy spędziliśmy w laboratorium całą noc. Pamiętam, że kiedy wychodziłem z rana z pracowni, byłem pod niesłychanie silnym wrażeniem możliwości takiego dialogu z przyrodą, zadawania pytań, uzyskiwania odpowiedzi i tego, że w ciągu jednej nocy można było rozwiązać zagadnienie, potwierdzić lub odrzucić taką czy inną hipotezę.

Gdy patrzę wstecz na swoje przeżycia z różnych czasów, jeżeli chodzi o pracę doświadczalną, to muszę przyznać, że to była chyba najfantastyczniejsza przygoda, jaka mnie spotkała”.

Druga wypowiedź pochodzi z radiowej audycji Ewy Pachowskiej z cyklu „Radiowe Portrety Polaków”, nadanej 9 grudnia 1978 r. (i powtórzonej 1 listopada 1979 r.):

„Mnie zafascynowała niesłychanie nowa technika, która opracowana została w Anglii przez Profesora Powella (w Bristolu) i jego zespół, technika emulsji fotograficznych (jądrowych), która pozwalała na badanie procesów zachodzących w oddziaływaniu cząstek o wielkich energiach. Takie emulsje naświetlane były promieniami kosmicznymi i można było potem, pod mikroskopem, oglądać sobie jak taka cząstka zderza się z jądrem i co się dzieje itd. Wracając z Anglii w pięćdziesiątym drugim roku (ja byłem tam dwa lata, początkowo w Liverpoolu, a potem w Bristolu) przywoziłem do Warszawy blok emulsji naświetlonych w locie stratosferycznym promieniowaniem kosmicznym. Zorganizowałem niewielką grupę, która zaczęła badać ten materiał. Okazało się, że bardzo niedługo potem znaleźliśmy jakiś przypadek, który jak zanalizowaliśmy z Panią Ewą Skrzypczak to okazało się, że mamy tu do czynienia z nową cząstką nieznaną wtedy jeszcze, podobną do hiperonu  $\Lambda$  (teraz to się nazywa hiperon  $\Sigma$ ), że to jest rozpad takiego hiperonu w locie. W jakiś czas potem ja znalazłem też jakiś dziwny przypadek, który mnie zafascynował; pokazywałem wtedy, jak to wyglądają te klisze Jerzemu Pniewskiemu i to nas zainteresowało i postanowiliśmy, że zajmiemy się razem, we dwójkę, tym. Jak myśmy to zanalizowali, doszliśmy do preko-



Marian Danysz (1909—1983). Fot. M. Holzman



Jacek Karpiński (pierwszy z prawej) demonstruje Marianowi Danyszowi i Jerzemu Pniewskiemu maszynę cyfrową swojej konstrukcji (1969)



Marian Danysz w latach siedemdziesiątych



Na uroczystości nadania Danyszowi doktoratu *honoris causa* Uniwersytetu Warszawskiego. Od lewej: L. Sosnowski, S.<sup>3</sup> Otwinowski, J. Michalski, H. Białkowska, J. Leciejewicz, W. Nazarewicz, Ch. Peyrou (CERN), J. Janik, Z. Szymański, R. Żelazny, M. Danysz, A. Kuszell, Z. Wilhelmi, R. Nowak

niania, że to może być przypadek nowej formy materii jądrowej, która normalnie składa się z protonów i neutronów (jądro atomowe), ale że tutaj oprócz protonów i neutronów może być właśnie ten hiperon  $\Lambda$ . Zresztą okazało się, że nasze przypuszczenie było słuszne, że wkrótce inne obserwacje potwierdziły to w innych laboratoriach. No i w jakiś czas później znaleziono, przeglądając już inne materiały zresztą, jakiś dziwny przypadek, który nie wiadomo było jak zinterpretować. Janusz Zakrzewski wtedy to oglądał, wpadł na pomysł: a, to może jest hiperjądro, tylko w którym nie jest jeden hiperon  $\Lambda$ , tylko dwa. Zajęli się tym, okazało się, że wszystko pasowało, to było pierwsze hiperjądro z dwoma hiperonami  $\Lambda$ , nie jednym. Ale czas szedł szybko naprzód, coraz większą rolę zaczęły odgrywać prace, prowadzone przy użyciu wielkich akceleratorów, przy użyciu sztucznie wytwarzanych strumieni cząstek o wielkich energiach, w szeroko zakrojonej współpracy międzynarodowej. Może o skali tego coś powie jeżeli wspomnieć, że już w tej chwili nie jest absolutnie rzadkością, żeby współautorów jakiejś pracy liczyć na osiemdziesiąt — siedemdziesiąt osób, a są i przypadki kiedy jest ponad sto kilkadziesiąt. Oczywiście koszty są fantastyczne, oczywiście nie można marzyć o tym, żeby zrobić tu jakąś pracę w ciągu jednej nocy, tak że to się zupełnie wszystko zmieniło, żyjemy w innym świecie”.

Audycja, z której pochodzi powyższy fragment, kończy się tak: zapytany, co najbardziej chciałby robić gdyby życie zaczynał od nowa, Danysz odpowiedział: „chciałbym znów tylko odkrywać”.

Piękne podsumowanie pięknego życia!

\*

\* \*

Na zakończenie uwaga o charakterze osobistym. Z prof. Danyszem zetknąłem się po raz pierwszy jako student fizyki, w 1955 r. W dniu 10 października 1955 r. rozpoczął on wykład, zatytułowany „Ciężkie mezony i hiperony”, od słów (cytuje według moich notatek studenckich): „Zagadnienia związane z ciężkimi mezonami i hiperonami łączą się ściśle z problemem cząstek elementarnych. Problem cząstek elementarnych jest zaś centralnym problemem fizyki współczesnej. Pojęcie elementarności należy przy tym traktować jako pojęcie względne”. Słowa te, jak i sam wykład, świadczące o szerokości horyzontu naukowego Profesora, zafascynowały mnie i zdecydowały o wyborze własnej drogi naukowej. Zostałem uczniem prof. Danysza, u niego pisałem pracę magisterską poświęconą analizie hiperfragmentów, stałem się następnie jego najbliższym współpracownikiem, do końca jego życia obdarzanym jego przyjaźnią. W dużej mierze jemu zawdzięczam ukształtowanie moich zainteresowań i podejścia do fizyki. Był on dla mnie człowiekiem bliskim i takim pozostał w mej pamięci.

#### Literatura

- [1] J. A. Zakrzewski, *Acta Phys. Pol.* **B14**, No 5 (1983).
- [2] W. O. Lock, J. A. Zakrzewski, *Phys. Bull.* **34**, 25 (1983).
- [3] *CERN Courier* **23**, No 4, 140 (1983).

- [4] T. Hofmoki, *Delta* Nr 11, 1 (1983).  
 [5] J. Pniewski, *Notatki Płockie* (Kwartalnik Towarzystwa Naukowego Płockiego) Nr 3/72, 16 (1973).  
 [6] J. Pniewski, *Delta* Nr 7, 13 (1983).  
 [7] J. Pniewski, *Postępy Fizyki* **30**, 517 (1979).  
 [8] J. Pniewski, w: *Early History of Cosmic Ray Studies*, red. Y. Sekido, H. Elliot, D. Rcidel, Publishing Company 1985, str. 323.  
 [9] *Prace uniwersyteckiego ośrodka fizyki opublikowane w pięćdziesięcioleciu 1921—1970*, red. S. Bazański, J. Zakrzewski, Uniwersytet Warszawski, Warszawa 1971.  
 [10] J. Pniewski, *Postępy Fizyki* **22**, 465 (1971).  
 [11] W. Królikowski, *Nauka Polska* Nr 4, 82 (1971).  
 [12] J. Pniewski, *Postępy Fizyki* **36**, 51 (1985).

#### Spis publikacji Mariana Danysza \*

#### Prace oryginalne, sprawozdania i referaty na konferencjach międzynarodowych, oryginalne prace przeglądowe

1. M. Danysz, M. Żyw (list do Redaktora *Nature* nadesłany przez L. Wertensteina), „An Artificial Radioelement from Nitrogen”, *Nature* **133**, 564 (1934).
2. M. Danysz, M. Żyw, „Un radioelement nouveau” (Nowy radio-pierwiastek), *Acta Phys. Pol.* **3**, 485 (1934).
3. M. Danysz, J. Rotblat, L. Wertenstein, M. Żyw, „Experiments on the Fermi Effect”, *Nature* **134**, 970 (1934).
4. M. Danysz, W. O. Lock, G. Yekutieli, „Mass of Strongly Interacting Charged Particles Recorded in Photographic Emulsion”, *Bristol Conf. Report* 1951, str. 24.
5. M. Danysz, W. O. Lock, G. Yekutieli, „The Possibility of Establishing the Existence of Neutral Particles of Very Short Lifetime”, *Bristol Conf. Report* 1951, str. 30.
6. M. Danysz, Z. Wilhelmi, „A Method of Determining the Efficiency of Ra-Be Neutron Sources”, *Acta Phys. Pol.* **11**, 72 (1951).
7. M. Danysz, G. Yekutieli, „On Loading Nuclear Emulsion with Wires”, *Philos. Mag.* **42**, 1185 (1951).
8. M. Danysz, W. O. Lock, G. Yekutieli, „Evidence for the Existence of Neutral Particles of Very Short Lifetime”, *Nature* **169**, 346 (1952).
9. M. Danysz, J. Pniewski, „A Method of Preparation of Very Thin Ra E Sources”, *Acta Phys. Pol.* **11**, 226 (1952).
10. M. Danysz, „An Example of  $V^0$  — decay Recorded in Photographic Emulsion”, *Bull. Acad. Pol. Sci. Cl. III*, **1**, 177 (1953).
11. M. Danysz, J. Pniewski, „Beta — spectrum of Radium E”, *Nature* **171**, 694 (1953).
12. M. Danysz, J. Pniewski, „Delayed Disintegration of A Heavy Nuclear Fragment”, *Philos. Mag.* **44**, 348 (1953).
13. M. Danysz, J. Pniewski, „Delayed Disintegration of a Heavy Fragment Emitted in Nuclear Explosion”, *Bull. Acad. Pol. Sci. Cl. III*, **1**, 42 (1953).
14. P. Ciok, M. Danysz, J. Gierula „Two Observations of Unstable Nuclear Fragments”, *Bull. Acad. Pol. Sci. Cl. III*, **2**, 171 (1954).

---

\* Spis ten, sporządzony według mojej najlepszej wiedzy, może być niekompletny. Czytelników proszę o nadesłanie ewentualnych uzupełnień.



15. P. Ciok, M. Danysz, J. Gierula, „Delayed Decay of Heavy Fragments Ejected from Cosmic Ray Stars”, *Nuovo Cimento* **11**, 436 (1954).
16. P. Ciok, M. Danysz, J. Gierula, „Possible Example of Decay of „Meson Active Triton” at Rest”, *Bull. Acad. Pol. Sci. Cl. III*, **3**, 25 (1955).
17. M. Danysz, „Experimentelle Ergebnisse zum Problem der Hyperfragmente”, *Fortschr. Phys.* **3**, 49 (1955).
18. M. Danysz, J. Gierula, E. Skrzypczak, „A Possible Example of Decay in Flight of a Charged Hyperon”, *Bull. Acad. Pol. Sci. Cl. III*, **3**, 21 (1955).
19. P. Ciok, M. Danysz, J. Gierula, E. Skrzypczak, A. Wróblewski, „Analysis of Stars Leading to Hyperfragment Emission”, *Nuovo Cimento Suppl.* **4**, 619 (1956).
20. M. Danysz, „Hyperfragments”, *Pisa Conf. Report 1955* str. 457, także *Nuovo Cimento Suppl.* **4**, 609 (1956).
21. P. Ciok, M. Danysz, J. Gierula, A. Jurak, M. Mięslowicz, J. Pernegr, I. Vrana, W. Wolter, „On the Nucleon -Nucleon Interactions with Energy Higher than  $10^{14}$  eV”, *Nuovo Cimento* **6**, 1409 (1957).
22. M. Ya. Danysh, B. Pontekorvo, „Porog rozhdeniya i porog „generatsii” otritsatel'nykh  $K^-$  mezonov”, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **32**, 398 (1957).
23. I. M. Gramenitskii, M. Ya. Danysh, V. B. Lyubimov, M. I. Podgoretskii, D. Tuvdendorzh, „K voprosu ob uglovoi korrelyatsii mezhdu vtorichnymi chastitsami obrazuyushchimisya v yadernykh stolknovennykh vysokoi energii”, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **35**, 552 (1958).
24. B. P. Bannik, V. G. Grishin, M. Ya. Danysh, V. B. Lyubimov, M. I. Podgoretskii, „Uprugoe rasseyanie protonov s energii 8. 7 BeV na yadrakh fotoemul'sii”, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **37**, 1575 (1959).
25. J. Bogdanowicz, M. Danysz, A. Filipkowski, E. Marquit, E. Skrzypczak, A. Wróblewski, J. Zakrzewski, „Determination of the Mass of the  $\Lambda^0$  Hyperon”, *Nuovo Cimento* **11**, 727 (1959).
26. J. Bogdanowicz, M. Danysz, A. Filipkowski, E. Marquit, E. Skrzypczak, A. Wróblewski, J. Zakrzewski, „Determination of the Mass of the  $\Lambda^0$  Hyperon”, *Acta Phys. Pol.* **19**, 277 (1960).
27. P. Ciok, M. Danysz, T. Saniewska, P. Zieliński, „Note on the Azimuthal Angular Distribution of Slow Particles in High Energy Interactions”, *Int. Conf. on High En. Phys.*, Sofia 1961, str. 26.
28. J. Pniewski, M. Danysz, „A Note on the  $^3\text{He}$  Hyperfragments”, *Phys. Lett.* **1**, 142 (1962).
29. M. Danysz, K. Garbowska, J. Pniewski, T. Pniewski, J. Zakrzewski, E. R. Fletcher, J. Lemonne, P. Renard, J. Sacton, W. Toner, T. P. Shah, D. O'Sullivan, A. Thompson, P. Allen, Sr. M. Heeran, A. Montwill, J. E. Allen, M. J. Beniston, D. H. Davis, D. A. Garbutt, V. A. Bull, R. C. Kumar, P. V. March, „The Identification of a Double Hyperfragment”, *Nucl. Phys.* **49**, 121 (1963).
30. M. Danysz, K. Garbowska, J. Pniewski, T. Pniewski, J. Zakrzewski, E. R. Fletcher, J. Lemonne, P. Renard, J. Sacton, W. Toner, T. P. Shah, D. O'Sullivan, A. Thompson, P. Allen, Sr. M. Heeran, A. Montwill, J. E. Allen, M. J. Beniston, D. H. Davis, D. A. Garbutt, V. A. Bull, R. C. Kumar, P. V. March, „Observation of a Double Hyperfragment”, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 29 (1963).
31. M. Danysz, K. Garbowska, T. Saniewska, E. Skrzypczak, „On the Determination of the Particle Momenta in the Nuclear Emulsion Exposed in a Strong Magnetic Field”, *Nucl. Instrum. Methods* **24**, 103 (1963).
32. M. Danysz, J. Pniewski, „An Isomeric State of  $^3\text{He}$  Hyperfragment”, *Proc. 1962 Int. Conf. on High-Energy Phys. at Tihany*, 1963, str. 143.
33. M. Danysz, J. Zakrzewski, „Production of Heavy Hypernuclei and Scattering of Argon Ions in Photographic Emulsion”, *Nucl. Phys.* **74**, 572 (1965).
34. M. Bardadin-Otwinowska, M. Danysz, T. Hofmokl, S. Otwinowski, H. Piotrowska, R. Sosnowski, M. Szeptycka, A. Wróblewski, „Evidence for the Production of  $N^*$  (2830) in  $\pi^+p$  Interactions at 8 GeV/c”, *Phys. Lett.* **21**, 357 (1966).
35. M. Bardadin-Otwinowska, M. Danysz, T. Hofmokl, S. Otwinowski, H. Piotrowska, M. Szeptycka, R. Sosnowski, A. Wróblewski, „Six Prong Interactions of 8 GeV/c  $\pi^+$  in Hydrogen”, *Raport IBJ* No 761 (VI) PH (1966).
36. M. Danysz, T. Siemiarczuk, P. Zieliński, „Angular Distributions of Slow Charged Secondaries in the Interactions of 9 GeV Negative Pions with Xenon Nuclei”, *Raport IBJ* No 683 (VI) PH (1966).
37. M. Bardadin-Otwinowska, M. Danysz, T. Hofmokl, S. Otwinowski, H. Piotrowska, R. Sosnowski,

- M. Szeptycka, A. Wróblewski, „Six Prong Interactions of 8 GeV/c  $\pi^+$  in Hydrogen”, *Acta Phys. Pol.* **31**, 431 (1967).
38. M. Danysz, W. Wójcik, „The Jet Analysis by the Method of Principal Axis”, *Acta Phys. Pol.* **33**, 81 (1968).
39. M. Danysz, J. Pniewski, „Hypernuclei”, *Maria Skłodowska-Curie Centenary Lectures, Proc. of a Symposium in Warsaw*, PWN, Warszawa 1968, str. 63.

### **Sprawozdania i referaty na konferencjach krajowych, artykuły przeglądowe i popularnonaukowe**

1. M. Danysz, „Promieniowanie kosmiczne w badaniach cząstek elementarnych”, *Kosmos B*, seria nieożywiona **1**, 31 (1954).
2. M. Danysz, „Prace bieżące w H. H. Wills Physical Laboratory w Bristolu”, *Materiały z Konf. Fizyków w Spale*, PWN, Warszawa 1954, str. 137.
3. M. Danysz, „Hiperfragmenty jądrowe”, *Problemy* Nr 6 (207), 344 (1963).
4. M. Danysz, M. Mięśowicz, „Fizyka promieni kosmicznych i cząstek elementarnych”, w: *Energia jądrowa w Polsce w latach 1955—60*, PWN, Warszawa 1963, str. 81.
5. M. Danysz, J. Pniewski, „Fizyka wysokich energii i cząstek elementarnych w Ośrodku Warszawskim na Hożej”, *Postępy Fizyki* **14**, 633 (1963).
6. M. Danysz, J. Pniewski, „Hiperjądra”, w: *Cząstki elementarne, jądro atomowe, promieniotwórczość*, red. J. Hurwic, PWN, Warszawa 1967, str. 71.
7. M. Ya. Danysh, J. Pniewski, „Giperyadra”, *Nauka i Chelovechestvo*, AN SSSR **1** 1967, str. 231.

## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

### XXI Zimowa Szkoła Fizyki w Zakopanem

W dniach od 7 do 20 kwietnia 1986 r. odbyła się w Zakopanem kolejna, już 21 Zimowa Szkoła Fizyki organizowana przez Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie i Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego.

Ta międzynarodowa konferencja, ze względów tradycyjnych nazywana Zimową Szkołą ma ustalone miejsce w kalendarzu imprez naukowych. Utrzymywany przez lata wysoki poziom naukowy zapewnia uczestnictwo najwybitniejszych specjalistów z wiodących w świecie ośrodków, a przyjazna i naturalna atmosfera pozwala także początkującym adeptom fizyki nawiązać z nimi bezpośredni kontakt i usłyszeć wprost o najnowszych wynikach badań.

Podobnie jak w roku ubiegłym Szkoła była podzielona na dwie części, praktycznie niezależne. W pierwszym tygodniu od 7 do 13 kwietnia tematyka skupiała się na wybranych zagadnieniach fizyki jądrowej. Przedstawione wykłady dotyczyły badań struktury jąder ze szczególnym uwzględnieniem wysokospinowych stanów wzbudzonych, oraz badań różnorodnych aspektów reakcji z ciężkimi jonami. Atrakcją tej części Szkoły były wykłady wybiegające poza czystą fizykę jądrową, np. „Kwarki w jądrach”, „Zagadka produkcji pozytonów w zderzeniach ciężkich jonów”, czy „Zunifikowana teoria dla laików”.

Drugi tydzień Szkoły, od 14 do 20 kwietnia poświęcony był badaniom ciała stałego metodami jądrowymi. Wyniki uzyskane metodami zaburzonych korelacji kierunkowych promieniowania gamma, efektu Mössbauera i anihilacji pozytonów referowało czternastu wykładowców. Omówiono także metodologiczne zagadnienia związane z analizą pierwiastków śladowych przy pomocy wiązek lekkich cząstek naładowanych. Układ dzienny zajęć był w obu częściach Szkoły taki sam: cztery godziny wykładów w sesji porannej i dwie godziny seminariów w sesji wieczornej. W czasie seminariów uczestnicy Szkoły przedstawiali szczegółowe wyniki swoich badań, często do tej pory jeszcze nie publikowane. W każdej części Szkoły uczestniczyło ok. 90 fizyków łącznie z zaproszonymi wykładowcami. Uczestnicy krajowi reprezentowali 14 instytutów i uczelni z dziewięciu polskich miast, a 41 uczestników zagranicznych reprezentowało 14 różnych krajów. Starannie przygotowane wykłady (20 w każdej części Szkoły) i seminaria zapewniały pełną frekwencję na każdej sesji i ożywioną dyskusję naukową. Materiały konferencji wydane będą jesienią przez Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie w postaci oddzielnych tomów dla każdej części Szkoły.

Przebieg tegorocznej Szkoły w zgodnej ocenie jej uczestników potwierdził dobrą opinię o poziomie naukowym i sprawności organizacyjnej i przyczynił się do utrwalenia popularności krakowskiej Szkoły w kraju i w świecie.

Organizatorzy zapraszają na następną XXII Zimową Szkołę Fizyki, planowaną również w Zakopanem na przełomie zimy i wiosny 1987 r.

*Rafał Broda, Krzysztof Królas*

Instytut Fizyki Jądrowej  
Kraków

### XVIII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Półprzewodników w Sztokholmie

W dniach 11—15 sierpnia 1986 r. odbyła się w Sztokholmie Międzynarodowa Konferencja Fizyki Półprzewodników. Konferencje z tej serii stanowią najpoważniejszy przegląd prac z dziedziny fizyki półprzewodników. Organizowane są one co dwa lata od 1952 r. i odbywają się pod patronatem Międzynarodo-

dowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP). Tuż przed lub po Konferencji zorganizowano siedem konferencji towarzyszących, a mianowicie Fizyka Promieniowania Nadfioletu Próżniowego (Lund), Super-szybka Elektronika (Sztokholm), Podstawowe Zjawiska w Układach Półprzewodnikowych (Kopenhaga), Supersieci, Mikrostruktury i Mikroprzrządy (Göteborg), Procesy Elektronowe w Przewodzących Poli-merach (Linköping), Defekty w Półprzewodnikach (Paryż) oraz Zastosowanie Silnych Pól Magnetycznych w Fizyce Półprzewodników (Würzburg).

Przewodniczącymi Komitetów: Organizacyjnego i Programowego konferencji sztokholmskiej byli — H. G. Grimmeiss z Uniwersytetu w Lundzie oraz B. Monemar z Uniwersytetu w Linköping. W Konferencji uczestniczyło ponad 800 fizyków z 36 państw, w tym 16 Polaków. Wygłoszono pięć wykładów plenarnych oraz w czasie czterech równoległych sesji ok. 30 referatów „zaproszonych” i 200 komunikatów. Ponadto, na dwóch sesjach plakatowych, przedstawiono ponad 200 dalszych prac. Komunikaty i plakaty zostały wyselekcjonowane przez Komitet Programowy z ponad 900 nadesłanych prac. Fizycy polscy przedstawili jeden referat zamówiony (R. R. Gałązka — „Półprzewodniki półmagnetyczne z wąską przerwą energetyczną”) oraz 20 prac, z których połowa została wykonana przy współpracy z laboratoriami zagranicznymi.

Podstawowym nurtem w fizyce półprzewodników, który znalazł swe odbicie podczas Konferencji, jest badanie struktur półprzewodnikowych otrzymywanych za pomocą nowych technologii wzrostu kryształu. Mowa tu przede wszystkim o epitaksji metodą wiązek molekularnych (MBE) oraz tańszej, lecz mniej uniwersalnej, metodzie osadzania warstw kryształu z fazy gazowej przez rozkład związków metaloorganicznych (MOCVD). Metody te umożliwiają otrzymywanie wysokiej jakości półprzewodnikowych układów scalonych o prawie dowolnej architekturze, kontrolowanej z dokładnością jednej monowarstwy. W czasie Konferencji przedstawiono wyniki dla związków półprzewodnikowych III—V, II—VI, IV—VI, układów Si/Ge oraz bardziej egzotycznych zawierających np. atomy metali przejściowych i ziem rzadkich. Struktury otrzymane za pomocą wspomnianych wyżej metod noszą skrótową nazwę układów dwuwymiarowych co poprawnie odzwierciedla charakter wzrostu kryształu (warstwa monoatomowa po warstwie). Oczywiście dwuwymiarowość wzrostu nie oznacza dwuwymiarowego charakteru wzbudzeń elementarnych. Omawianymi metodami otrzymuje się układy, w których np. gaz elektronowy może być, w zależności od życzenia klienta, jedno-, dwu- lub trójwymiarowy.

Badane struktury, takie jak supersieci, heterostruktury, studnie kwantowe czy materiały o modulowanej koncentracji domieszek otworzyły ogromne możliwości zastosowań dzięki jakościowo nowym efektom zachodzącym w tych układach. Dwa wykłady plenarne (V. Narayamamurti z Laboratoriów Bella i P. Chandhari z IBM) poświęcone były zastosowaniu powyższych struktur i technologii wzrostu w mikroelektronice lub, precyzyjniej, w nanoelektronice. Wynikało z nich jasno, że jesteśmy świadkami narodzin następnej generacji elementów półprzewodnikowych. O wadze tematyki „dzwuwymiarowej” świadczy fakt, iż poświęcono jej ok. 25% wszystkich sesji. Większość metod doświadczalnych, wypracowanych dla materiałów „klasycznych” została już zastosowana do badań struktur dwuwymiarowych. Obserwowane efekty fizyczne odzwierciedlają jednak silnie architekturę poszczególnych struktur. Wymieńmy tu dla przykładu wymiarowe kwantowanie widma elektronowego i fononowego (G. Abstreiter — Politechnika Monachijska), zanik porządku antyferromagnetycznego w warstwach półprzewodników magnetycznych (A. V. Nurmikko i in. — Uniwersytet Browna), obecność silnych naprężeń spowodowanych niedopasowaniem stałych sieci tworzących złącze (m. in. R. People i in. — Laboratoria Bella). Badane są także supersieci zbudowane z półprzewodników amorficznych. Pozwoli to, jak się uważa, na lepsze zrozumienie fizyki materiałów niekryształicznych. Warto podkreślić, że w bardzo drogie urządzenia MBE (cena ok. 1 miliona dolarów) wyposażane są obecnie nie tylko laboratoria przemysłowe, lecz także wiele zachodnich ośrodków uniwersyteckich. Jak dotąd w Polsce nie rozwinięto tej lub pokrewnych technologii, co uniemożliwiła podjęcie wielu badań istotnych z punktu widzenia fizyki półprzewodników i jej zastosowań. W rezultacie nazwiska Polaków na sesjach poświęconych „struktrom dwuwymiarowym” pojawiały się w pracach o charakterze teoretycznym (P. Bogusławski, J. M. Langer — IF PAN) bądź w pracach, w których doświadczenia wykonano w laboratoriach zagranicznych (L. Dmowski, L. Kończewicz, E. Litwin-Staszewska, R. Piotrkowski — OBRWC PAN, M. Kubisa — P. Wr., W. Zawadzki — IF PAN). Do grupy badań łączących ciekawą fizykę i jej zastosowania należą przedstawione na Konferencji wyniki dotyczące tunelowania (m. in. referat „zaproszony” L. Eavesa z Uniwersytetu w Nottingham) oraz wiele prac o gorących elektronach, relaksacji energetycznej foto-nosników i luminescencji. Podczas Konferencji odnosiło się wrażenie, że fizycy chcą mieć większy udział

w tworzeniu technologii nowej generacji, niż mieli w czasie powstawania układów scalonych opartych na tranzystorach krzemowych typu MOS-FET.

Równoległe z technologią wzrostu rozwijane są zaawansowane metody diagnostyki powierzchni i międzypowierzchni takie jak mikroskopia tunelowa, opisana w referacie zamówionym J. A. Golovchenki (Bell Labs.) oraz techniki wykorzystujące wysokoenergetyczne jony, omówione na wykładzie plenarnym J. F. van der Veena z Wolnego Uniwersytetu w Amsterdamie. Metody te pozwalają na określenie położenia i ruchu pojedynczych atomów, a więc na bezpośrednią doświadczalną weryfikację współczesnych modeli teoretycznych powierzchni i międzypowierzchni.

Wprowadzone w 1979 r. pseudopotencjały atomowe typu *ab initio* potwierdzają swą dokładność w wielu obliczeniach, m. in. własności strukturalnych kryształów i wymuszonych ciśnieniem przejść fazowych (E. Tarnow, MIT), oraz struktury pasmowej i stabilności supersieci (R. M. Martin, XEROX). Obliczenia te są jednak bardzo żmudne, z tego też względu stosuje się rachunki modelowe (np. J. Majewski i in., IF PAN), które są prostsze a prawidłowo opisują istotę niestabilności strukturalnych.

Ważnym polem zastosowania metody pseudopotencjału jest fizyka głębokich domieszek, gdzie obliczenia dotyczą struktury elektronowej, energii formacji i procesu dyfuzji (zamówiony wykład M. Schlütera z Bell Labs, prace G. B. Bacheleta i in. z Povo, I. Bar-Yama i in. z MIT, czy K. Pandeya z IBM). Ta klasyczna tematyka fizyki półprzewodników jest wciąż bardzo żywa, ze względu tak na głębsze wniknięcie w strukturę defektów złożonych (m. in. praca Bo Monemara i in., Linköping, J. Dmochowski i J. M. Langer, IF PAN), jak i na postęp w teorii, stymulowane w znacznym stopniu przez perspektywy zastosowań. Poświęcono jej 4 sesje, gdzie poza wspomnianymi zagadnieniami omawiano także problem pasywacji wodorem (m. in. S. T. Pantelides z IBM) i reakcje defektów (M. K. Sheinkman, Kijów). Jeden z pięciu wykładów plenarnych, wygłoszony przez A. Zungera z Boulder, dotyczył teorii struktury elektronowej domieszek metali przejściowych.

Osobna sesja poświęcona została poważnemu problemowi teorii struktury pasmowej liczonej przy użyciu teorii funkcjonału gęstości. W tym podejściu pasma przewodnictwa, a w konsekwencji energia przerwy wzbronionej, są źle opisane, a trudności wynikają z nieciągłości potencjału wymiany-korelacji występującej dla energii powyżej pasma walencyjnego. Jak pokazał w wykładzie zamówionym S. Louie z Berkeley, nowe rozszerzone metody obliczeniowe są czasochłonne, lecz znacznie poprawiają zgodność z doświadczeniem.

Obiecująco zapowiada się mariaż dynamiki molekularnej z teorią funkcjonału gęstości, zaproponowany przez R. Cara i M. Parinello z Triestu. Celem nowego podejścia jest opisanie struktury kryształów, małych agregatów, czy zrekonstruowanej powierzchni; pozwala ono także na badanie efektów dynamicznych i temperaturowych.

Wiele miejsca na Konferencji poświęcono szeroko rozumianemu zagadnieniu lokalizacji oddziałujących elektronów. W słabych polach magnetycznych (tj. nie powodujących landauowskiej kwantyzacji gęstości stanów) ogromne znaczenie w okolicy przejścia niemetal-metal w paśmie domieszkowym mają, jak podkreślano, subtelne efekty spinowe (M. A. Paalanen — Bell Labs, M. Sawicki i in. — IF PAN). W obszarze kwantujących pół magnetycznych od wielu lat przyciąga uwagę natura stanu podstawowego gazu skorelowanych elektronów. W układach dwuwymiarowych wydaje się, że w szerokim zakresie parametrów mamy do czynienia z nieściśliwą cieczą kwantową, którą z dobrym przybliżeniem opisuje funkcja wariacyjna Laughlina, jakościowo tłumacząca ułamkowy efekt von Klitzinga. Mniej jasna jest sytuacja w układach trójwymiarowych. Argumenty przemawiające za kondensacją Wignera, zebrane w referacie G. Nimtza z Uniwersytetu w Kolonii, nie przekonały większości dyskutantów. Uważali oni, że większość obserwowanych anomalii można wyjaśnić specyficznymi własnościami lokalizacji Andersona w obecności pola magnetycznego.

Osobną grupę prac stanowiły doniesienia o badaniach zjawisk przenoszenia w układach mezoskopowych tj. w próbkach o wymiarach liniowych mniejszych od ok.  $10^{-7}$  m (tzw. kwantowe druty i kropki). Ujawniają się w nich kwantowe fluktuacje przewodnictwa (J. Skocpol, Bell Labs) oraz ciekawe (aperiodyczne) zależności przewodnictwa od czasu odzwierciedlające wychwyty i emisję pojedynczych elektronów (m. in. M. Bollu i F. Koch — Politechnika Monachijska). Obserwuje się także oscylacje przewodnictwa w funkcji pola magnetycznego związane z efektem Bohma-Aharonova (S. B. Kaplan i A. Harstein — IBM). Wydaje się, że badania układów mezoskopowych są ledwie rozpoczęte, a ich kontynuacja pozwoli na zrozumienie kwantowej natury przenoszenia ładunku oraz na określenie źródeł szumów.

Przedstawiono również pierwsze wyniki na temat silnie nieliniowych zjawisk w układach półprzewodnikowych, które w ekstremalnych warunkach prowadzą do efektów zwanych chaosem (m. in. referat zamówiony K. Yamamoto z Uniwersytetu w Kobe). I ten temat, jak się wydaje, będzie stanowił przedmiot intensywnych badań w najbliższej przyszłości.

Dwie sesje poświęcono półprzewodnikom półmagnetycznym, których badania zainicjowane w Warszawie, są rozwijane obecnie m. in. w Paryżu, w laboratoriach IBM, w Uniwersytecie Harvarda. Przedstawione prace dotyczyły swobodnego (R. Stępniewski, UW) i związanego (Y. Oka-Senda) polaronu magnetycznego, fotoemisyjnego określenia położenia powłoki d Mn i Fe (A. Franciosi i in., Minneapolis), oraz własności magnetycznych (C. Rigaux i inni, Paryż, T. Suski i współpracownicy, IF PAN). Duże zainteresowanie wzbudziła praca W. Dobrowolskiego i in. (IF PAN) na temat nowej klasy półprzewodników półmagnetycznych zawierających atomy Fe.

Materiały Konferencji zostaną opublikowane przez Wydawnictwo World Scientific (Singapur) pod redakcją O. Engstroma.

Podczas sesji zamykającej Konferencję prof. R. R. Gałazka zaprosił obecnych na XIX Międzynarodową Konferencję Fizyki Półprzewodników, która odbędzie się w dniach 15—19 sierpnia 1988 r. w Warszawie. Zwrócił się on także do społeczności „półprzewodnikowców” z prośbą o kierowanie wstępnych zgłoszeń, a także uwag i sugestii na temat przyszłej Konferencji, na ręce jej sekretarza J. Kossuta, IF PAN. Można dodać, że planuje się szereg konferencji towarzyszących: Defekty w Półprzewodnikach (Budapeszt), Wysokie Ciśnienie w Fizyce Półprzewodników (Celestynów k. Warszawy), Supersieci (Triest), Zastosowania Silnych Pól Magnetycznych w Fizyce Półprzewodników (Würzburg) oraz Płytkie Domieszki w Półprzewodnikach (Lund).

*Piotr Bogusławski, Tomasz Dietl*

Institut Fizyki PAN  
Warszawa

## RECENZJE

Wiktor L. Boncz-Brujewicz, Siergiej G. Kałasznikow: *Fizyka półprzewodników*, tłum. z jęz. rosyjskiego S. A. Ignatowicz, PWN, Warszawa 1985, s. 652, nakład 4000 egz., cena zł 480.—

W okresie kilkudziesięciu lat niezależnego istnienia fizyki półprzewodników zgromadzony został ogromny materiał badawczy. Ponadto, wiele zagadnień teoretycznych, niezbędnych dla rozwoju fizyki półprzewodników, rozwiązano już znacznie wcześniej (problemy z dziedziny krystalografii, zastosowań teorii grup, ogólne zasady teorii pasmowej itp.). W latach rozwoju tej dziedziny ukazało się wiele książek, zarówno podręczników, jak i monografii przedstawiających szczegółowo pewne zagadnienia.

Recenzowana książka jest jedną z najobszerniejszych z dziedziny fizyki półprzewodników. Książka została napisana na podstawie wykładów dla studentów Wydziału Fizyki Uniwersytetu Moskiewskiego i Wydziału Elektroniki Fizycznej i Kwantowej Politechniki Moskiewskiej (4 i 5 rok studiów). Autorzy stwierdzają w przedmowie, że „jest ona pomyślana jako podręcznik (...) do bardziej szczegółowego studiowania przedmiotu”. Tematy przedstawione w książce dotyczą zjawisk najbardziej znaczących w fizyce półprzewodników i wg określenia Autorów, pomijają zagadnienia „uboczne”. Ustalenie kryterium, jakie zagadnienie można traktować jako „uboczne”, a jakie nie, jest oczywiście sprawą subiektywną i czytelnicy tej książki mogą odczuwać niedosyt z powodu braku czy też szczupłości ujęcia pewnych tematów. Pominięcie szczegółowego rozwijania teorii jest w pełni słuszne w tego typu książce, a podstawy teoretyczne niezbędne dla zrozumienia omawianych zjawisk zostały przedstawione. W zasadzie, niemal każdy z 19 rozdziałów książki mógłby zostać rozwinięty w obszerną monografię. Trzeba również zwrócić uwagę, że książka po raz pierwszy ukazała się w 1977 r. i od polskiego wydania dzieli ją 8 lat, w ciągu których nastąpił dalszy znaczny rozwój nauki o materiałach półprzewodnikowych.

Studiując książkę, wyraźnie widać, że zamierzeniem Autorów było zaznajomienie czytelników z tymi wszystkimi zjawiskami w półprzewodnikach, które przesądzają o przydatności półprzewodników w praktyce, o ich wykorzystaniu w technice, głównie w elektronice. Czytelnik zapoznaje się z mnogością zjawisk występujących w tych materiałach w różnych warunkach zewnętrznych. Tymi działaniami zewnętrznymi są pola elektryczne i magnetyczne o różnych częstotliwościach, temperatura itp. Pokazana jest możliwość sterowania tymi zjawiskami przez odpowiednie zmiany struktury półprzewodników na drodze wprowadzania różnych domieszek, jak również zmiany warunków zewnętrznych.

Do takiego wyboru i sposobu przedstawiania problemów przyczyniły się osobiste zainteresowania Autorów. Prof. W. L. Boncz-Brujewicz z Uniwersytetu Moskiewskiego zajmował się przez wiele lat zachowaniem nośników ładunku w półprzewodnikach, w różnych warunkach zewnętrznych. Jest on autorem licznych publikacji i kilku opracowań monograficznych. Podobna tematyka jest przedmiotem badań S. G. Kałasznikowa z Instytutu Radioinżynierii i Elektroniki Akademii Nauk ZSRR w Moskwie.

Przedstawiony w książce materiał potwierdza doskonałą znajomość przedmiotu, rozległą wiedzę Autorów zarówno w dziedzinie teorii, jak i praktyki, ich dydaktyczną umiejętność przekazywania tej wiedzy czytelnikowi, w sposób jasny, mimo dużej wiążęłości treści. Przy przedstawianiu tak obszernego materiału, nie zawsze udało się utrzymać określony stopień trudności. Pewne partie materiału są przedstawione w łatwiejszy i obszerniejszy sposób, inne są bardziej ściśle i odbiór ich może być trudniejszy.

Do studiowania książki wymagana jest znajomość fizyki teoretycznej, w szczególności: mechaniki kwantowej, elektrodynamiki i fizyki statystycznej. Nie jest jednak potrzebna szeroka wiedza z tych dziedzin, lecz jedynie znajomość podstawowych zagadnień. Autorzy wskazują na to, że z 19 rozdziałów książki, pierwszych jedenaście rozdziałów nie wymaga dużego zakresu wiedzy z fizyki teoretycznej (tematyka przeznaczona dla studentów 4 roku), natomiast do studiowania pozostałych rozdziałów bardziej zaawansowane przygotowanie teoretyczne jest niezbędne (materiał dla studentów 5 roku).

Omawiana książka, będąca obszernym studium wiedzy o własnościach półprzewodników, jest przydatna zarówno dla fizyków jak i dla przedstawicieli nauk technicznych, głównie elektroników. Zaznaczyć trzeba jednak wyraźnie, że w książce zawarta jest fizyka, opisy zjawisk fizycznych a nie zagadnienia techniczne, czy opisy urządzeń. Jedynie jako przykłady zastosowania zjawisk podane są uproszczone schematy urządzeń. Zapoznanie się z książką Boncz-Brujewicza i Kałasznikowa daje solidne podstawy wiedzy o półprzewodnikach i ich użyteczności.

Jak już wspomniano powyżej, książka składa się z 19 rozdziałów. Oto ich tytuły: 1. Ważniejsze własności półprzewodników, 2. Wiązania chemiczne w półprzewodnikach, 3. Elementy teorii pasmowej ciała stałego. I. Sieć doskonała, 4. Elementy teorii pasmowej ciała stałego. II. Kryształy w polach zewnętrznych. Kryształy niedoskonałe, 5. Statystyka elektronów i dziur w półprzewodnikach, 6. Zjawiska stykowe (przewodnictwo monopolarne), 7. Nierównowagowe elektrony i dziury, 8. Prostowanie i wzmacnianie prądów przemiennych za pomocą złączeń  $p-n$ , 9. Statystyka rekombinacji elektronów i dziur, 10. Powierzchniowe stany elektronowe, 11. Siły fotoelektromotoryczne, 12. Drgania sieci krystalicznej, 13. Elementy teorii kinetycznej zjawisk transportu, 14. Rozpraszanie nośników ładunku w niedoskonałej sieci krystalicznej, 15. Zjawiska akustyczno-elektronowe, 16. Gorące elektrony, 17. Problemy uzasadnienia teorii pasmowej i zagadnienia wykraczające poza jej ramy, 18. Optyka półprzewodników, 19. Półprzewodniki silnie domieszkowane.

Do tych rozdziałów dochodzi jeszcze 15 dodatków zawierających uzupełniające obliczenia.

W rozdz. 1 omówione są najpowszechniej znane własności elektryczne ciał stałych, na które działają czynniki zewnętrzne, takie jak: pole elektryczne, magnetyczne lub temperatura. Własności te są określone przez pewne makroskopowe parametry otrzymane w doświadczeniu. Dalsze rozdziały pokazują właśnie dochodzenie do tych parametrów — wielkości fizycznych — przez analizę zachowania zbioru elektronów w kryształach. To co różni półprzewodniki od innych ciał stałych, przede wszystkim metali, to występowanie dwóch rodzajów nośników ładunku: elektronów i dziur. Treść tego rozdziału obejmuje wiadomości dobrze znane studentom nauk ścisłych już z wykładów podstaw fizyki.

W rozdz. 2 bardzo zwięźle opisano rzeczywiste struktury krystaliczne ciał stałych, w szczególności typowych półprzewodników i występujące dla tych struktur wiązania, które warunkują specyficzne zachowanie się tych materiałów. Omówiono strukturę kryształów doskonałych o w pełni uporządkowanej sieci, jak również przypadki wprowadzania do takiej struktury domieszek o różnej walencyjności, lub też powstawania w sieci defektów punktowych czy dyslokacji. Wzmiankuje się tu o istnieniu półprzewodników niekryształicznych. Zagadnienie struktury krystalicznej i wiązań, składające się w istocie na ogromny materiał krystalografii, jest w tym rozdziale w sposób przejrzysty sprowadzone do minimum informacji niezbędnych do dalszych rozważań.

Rozdział 3 przedstawia elementy teorii pasmowej, która zapoznaje czytelnika z kwantowym opisem zachowań elektronów w kryształach, ich funkcjami falowymi i energiami, jakie mogą posiadać. Te dane uzyskuje się z uproszczonego równania Schrödingera dla nośników w kryształach doskonałych, tj. równania jednoelektronowego z potencjałem periodycznym. Dla problemów w dalszych rozdziałach istotna jest przede wszystkim znajomość pasmowego przebiegu energii, którego przejawem jest zależność energii od quasi-ciągłego wektora falowego  $k$ , w odróżnieniu od występowania dyskretnych poziomów i dyskretnych liczb kwantowych dla atomów. Autorzy posługują się przeważnie quasi-impulsem  $p$ , a nie, raczej powszechnie używaną, liczbą falową  $k$ . Występowanie zabronionych obszarów energii (przerw energetycznych) i sposób wypełniania pasm przez elektrony wyjaśnia istotę materiałów półprzewodnikowych, w tym również pojęcie dziur. Omówiono typowe przypadki zależności  $E_i(p)$  dla znanych półprzewodników, położenie minimum i maksimum pasm walencyjnego i przewodnictwa oraz powierzchnie izoenergetyczne. Wprowadzono pojęcie masy efektywnej. Zwróćmy uwagę, że autorzy omawiając różne zjawiska, nie rozpatrują konkretnych półprzewodników, lecz wykorzystują określone typy przebiegów energii nośników niezależnie od tego, czy jest to np. półprzewodnik grupy IV, III—V, czy II—VI.

Rozdział 4 zawiera dalsze rozważania na temat energii nośników w półprzewodnikach, uwzględniając wpływ czynników zewnętrznych. Omawiane są trzy rodzaje zaburzeń: 1. wpływ pola elektrycznego, 2. wpływ pola magnetycznego, 3. wprowadzenie domieszek. Dla dwóch pierwszych oddziaływań niezbędne było zapoznanie się z równaniami ruchu nośników w kryształach. Przypadek pola elektrycznego wprowadził problem tunelowania. W przypadku pola magnetycznego, wprowadzającego dodatkowo działania kwantujące ze względu na spiny, omówiono istnienie poziomów Landaua, jak też występujący w ujęciu klasycz-



nym rezonans cyklotronowy. Wprowadzenie domieszek powoduje pojawienie się dodatkowych poziomów energetycznych. Rozpatrzono ich położenie względem pasm (w szczególności tzw. płytkie domieszki) wprowadzając pojęcie donorów i akceptorów, oraz wpływ walencyjności domieszek i ich koncentracji na liczbę i charakter poziomów domieszkowych. Przedstawiono krótki zarys teorii masy efektywnej.

W rozdz. 3 i 4 czytelnik zapoznał się z dozwolonymi energiami nośników w określonych warunkach zewnętrznych. W rozdz. 5 natomiast, rozpatrzono rozmieszczenie elektronów na tych poziomach w określonej temperaturze. Wykorzystano w tym celu znajomość gęstości stanów w pasmach energetycznych i rozkład statystyczny Fermiego-Diraca. Wszelkie rozważania tego rozdziału dotyczą stanu równowagi termodynamicznej. Podkreślono niezwykle ważną rolę poziomu Fermiego w opisie zjawisk. Prześledzono zachowanie tego poziomu w zależności od rozkładu nośników na poziomach energetycznych przy uwzględnieniu domieszkowania. Omówiono zagadnienie tzw. degeneracji (czy braku degeneracji) zbioru nośników.

Rozdziały 6, 7 i 8 zawierają opisy zjawisk występujących na stykach dwóch materiałów, z których jeden jest półprzewodnikiem a drugi metalem, albo oba są półprzewodnikami. Analiza zjawisk stykowych jest przeprowadzona z punktu widzenia przebiegu pasm energetycznych i poziomów domieszkowych przy zetknięciu dwóch materiałów. Widoczna jest istotna rola poziomu Fermiego na styku. Rozdziały te opisują różnorodność zachowań nośników na stykach materiałowych, co ma istotne znaczenie dla elektroniki.

W rozdz. 6 rozpatrzono przewodnictwo nośników jednego typu ładunku w przypadku istnienia styków. Na to przewodnictwo ma wpływ gromadzenie się ładunku w sąsiedztwie styków (tworzenie warstw przystykowych) i jego przemieszczanie, zarówno pod działaniem przyłożonego pola, jak i poprzez dyfuzję.

Do dalszych rozważań zachowań nośników w warstwach przystykowych konieczne było zajęcie się zjawiskami nierównowagowymi. W rozdz. 7 podana jest w skrócie teoria nierównowagowych rozkładów nośników, powstałych pod wpływem oddziaływań zewnętrznych, takich jak oświetlenie, temperatura, pole elektryczne w obszarach niejednorodności itp. Do zjawisk, w których zaburzenia rozkładu równowagowego odgrywają istotną rolę należą zjawiska na złączach elektronowo-dziurowych i fotoprzewodnictwo.

Rozdział 8, jak sam tytuł wskazuje, zawiera opis różnych zachowań złącz  $p-n$ , w szczególności ich możliwości prostowania i wzmacniania prądu przemiennego. Omówione są charakterystyki prądowo-napięciowe złącz w zależności od koncentracji domieszek i warunki występowania złącza tunelowego. Opisane jest działanie tranzystora bipolarnego i różnego rodzaju heterozłączy.

Rozdział 9 pogłębia wiedzę o zjawiskach nierównowagowych. Rozpatrzono tu różne rodzaje rekombinacji nośników: rekombinację promienistą z udziałem fotonu i rekombinację zderzeniową — bezpromienistą. W tych rekombinacjach „biorą udział” pasma energetyczne i poziomy domieszkowe. Istotnymi parametrami w opisie tych zjawisk są średnie czasy życia nośników w stanach nierównowagowych.

Rozważania poprzednich rozdziałów dotyczyły zjawisk występujących we wnętrzu (objętości) kryształu. Takie było bowiem założenie teorii pasmowej. Pomijany był wpływ powierzchni, która wprowadza specyficzne zmiany do układów „wewnętrznych” poziomów energetycznych. W rozdz. 10 opisano powstawanie poziomów, czy też pasm powierzchniowych, występowanie potencjału powierzchniowego, różnego rodzaju warstw przypowierzchniowych, efekt polowy powstały wskutek działania pola elektrycznego, wpływ powierzchni na emisję elektronów, rekombinację powierzchniową itp.

W rozdz. 11 przedyskutowano problem sił elektromotorycznych powstających pod wpływem oświetlenia. W szczególności zajęto się zjawiskami występującymi przy oświetleniu styków metal-półprzewodnik i złącz  $p-n$ , powstawaniem barierowej siły fotoelektromotorycznej. Omówiono zjawisko fotowoltaiczne, barierowe ogniwa fotoelektryczne, powierzchniowe siły fotoelektryczne i zjawisko fotomagnetoelektryczne.

Poprzednie rozważania, dotyczące zachowania nośników ładunku pod wpływem oddziaływań zewnętrznych, korzystały z wyników teorii pasmowej, której podstawowym założeniem była nieruchomość sieci.

Rozdział 12 jest poświęcony drganiom sieci krystalicznej. Przedstawiona jest dość szczegółowo teoria drgań sieci w przybliżeniu harmonicznym, jej obraz klasyczny i kwantowy. Rozpatrzono przejście od małych przesunięć atomów do tzw. składowych normalnych, przy którym pojawia się wektor falowy  $q$ . Znalezione wyrażenia dyspersyjne na częstości drgań sieci, których liczba i charakter (drgania akustyczne i optyczne) zależą od liczby atomów w komórce elementarnej. Przejście od klasycznego modelu do kwantowo-mechanicznego odpowiada zastąpieniu drgań przez quasi-cząstkę — fonony.

Rozdział 13 zaznajamia z teorią kinetyczną zjawisk transportu, której istotą polega na poszukiwaniu współczynników kinetycznych określających reakcję układu nośników na oddziaływania zewnętrzne. Jest

to rozwinięcie rozdz. 1, gdzie wielkości te były określone fenomenologicznie bez wnikania w szczegóły zjawisk elektronowych. Rozważania są prowadzone dla małych oddziaływań zewnętrznych. Pierwszym krokiem jest znalezienie gęstości prądu lub strumienia energii zależnych od energii elektronów i ich nierównowagowego rozkładu. Następnie opisano przejście do takich parametrów, jak przewodnictwo lub ruchliwość, magnetoopor itp. Nierównowagowa funkcja rozkładu otrzymywana jest z różniczkowo-całkowego równania kinetycznego. Autorzy omawiają mechanizmy rozprożeń, których znajomość dla rozwiązania tego równania jest konieczna. Ze względu na trudność rozwiązania równania kinetycznego, rozpatrzone są tylko określone przypadki zachowań elektronów, dla których poszukiwanie uproszczonych rozwiązań jest możliwe.

Wyrażenia na współczynniki kinetyczne znalezione w rozdz. 13 zależą od prawdopodobieństw rozprożeń elektronów na różnych zaburzeniach sieci. W rozdz. 14 przedstawiono obliczanie tych prawdopodobieństw, przy wykorzystaniu teorii zaburzeń. Uwzględniono mechanizmy rozpraszania na „różnych” fononach (różnego typu drgania sieci) oraz różnych typach domieszek. W tabelicy zebrano wyrażenia na niektóre współczynniki kinetyczne.

Rozdział 15 zawiera opis zjawisk akustyczno-elektronowych, które zachodzą w przypadku wprowadzenia z zewnątrz fal sprężystych zmieniających drgania w półprzewodnikach i powodujących nowe procesy elektronowe. Omówiono ważną rolę tych zjawisk w piezoelektrykach.

W rozdz. 16 przedstawiono zjawiska z udziałem tzw. gorących elektronów, które w wyniku pewnych oddziaływań uzyskały wysoką energię, wyższą niż średnia w warunkach równowagi. Omówiono skutki takiego nagrzewania gazu, zachowanie się w tych warunkach funkcji rozkładu i współczynników kinetycznych oraz rolę gorących elektronów w powstawaniu charakterystycznych obszarów pól, tzw. domen elektrycznych, oraz obszarów prądów, tzw. sznurów prądowych.

Rozdział 17 uzupełnia treści rozdz. 3 i 4. Podane są tu uzasadnienia przybliżeń będących podstawą teorii pasmowej oraz rozpatrzone skutki odstępstw od tych przybliżeń. Uwzględnienie wpływu drgań sieci na nośniki w kryształach jonowych prowadzi do teorii polaronu. Wpływ oddziaływań wzajemnych elektronów w układach wieloelektronowych może spowodować powstanie drgań kolektywnych tych nośników, czego przejawem są kwazi-cząstki-plazmony. Możliwość tworzenia w pewnych warunkach związanych par elektron-dziura, czyli ekscytonu, prowadzi do pojawienia się dodatkowych poziomów dyskretnych w pobliżu krawędzi pasm. Autorzy przedyskutowali również ważną rolę ekranowania ładunku w oddziaływaniach elektronu z domieszką.

W rozdz. 18 przedstawione są w znacznym skrócie zagadnienia optyki i magnetooptyki. Zwrócono szczególną uwagę na zagadnienie absorpcji światła. Krzywa absorpcji odzwierciedla szczegóły struktury energetycznej. Do kształtu tej krzywej przyczyniają się przejścia międzypasmowe proste i skośne, istnienie poziomów ekscytonowych, plazmonów, poziomów domieszkowych itp. Omówiono również zasady działania laserów półprzewodnikowych, zagadnienia elektrooptyki i magnetooptyki.

W rozdz. 19 poruszony jest problem silnie domieszkowanych półprzewodników, w których pasma domieszkowe nakładają się na pasma własne kryształu. Występują wówczas pewne osobliwe zjawiska nie istniejące w półprzewodnikach z dyskretnymi poziomami domieszkowymi.

Przy takiej różnorodności tematów występuje w tekście bardzo duża liczba parametrów, dla oznaczenia których nie wystarcza liter alfabetów łacińskiego i greckiego. Autorzy zwrócili uwagę na trudności tego zapisu i podali w końcu książki zestawienia tych oznaczeń z określeniem wielkości, której dotyczą. Zestawienie nie jest pełne. Zdarza się, że to samo oznaczenie używane jest dla różnego rodzaju wielkości, np.  $g$  — współczynnik giromagnetyczny oraz szybkość generacji optycznej. Jest jeszcze kilka takich wspólnych oznaczeń. Czytelnik nie powinien mieć trudności w rozróżnieniu tych oznaczeń, ponieważ te same litery oznaczają różne wielkości w różnych zagadnieniach fizycznych, a więc występują w różnych rozdziałach.

Na końcu książki podane są pozycje literatury dla każdego rozdziału osobno. W tekście są również dodatkowe odniesienia do niezbędnych publikacji. Uzupełniający wykaz literatury do wydania polskiego został przypuszczalnie przygotowany przez tłumacza. Są w nim również pozycje książkowe wydane po 1977 r. (rok wydania rosyjskiego). Można byłoby jeszcze te wykazy uzupełnić o pewne tytuły, nie jest to jednak konieczne. Zamieszczony wykaz jest zupełnie wystarczający.

Obszerność książki, różnorodność tematyki, liczne wzory nie ułatwiały znalezienia wszystkich możliwych błędów, zarówno merytorycznych jak i drukarskich, niemniej pewne błędy występują.

Opracowanie książki przez Autorów jest bardzo staranne. Na str. 54 (rząd 23) błędnie podana jest

liczba koordynacyjna dla powierzchniowo centrowanej sieci regularnej; wynosi ona nie 6 lecz 12. Autorzy prawdopodobnie myśleli o strukturze NaCl z 2 atomami w komórce elementarnej. Ponadto, na str. 67 przy rysunkach użyto stopni Kelwina, a przy opisach w tekście stopni Celsjusza.

Troszkę gorzej wygląda sytuacja w tłumaczeniu książki. Uznając wysoką kompetencję tłumacza, jeśli chodzi o przedstawienie fizyki (można mieć czasem wątpliwości co do terminologii, jednak jest to mało istotne), trzeba jednak zwrócić uwagę na skłonność do dosłownego tłumaczenia tekstu, co nie zawsze daje poprawnie brzmiące zdania w języku polskim. Oto dwa przykłady spośród dość licznych nieprawidłowości tłumaczenia:

106<sup>23</sup> — „Przy tym elektron nie jest związany z którymkolwiek z atomów sieci, lecz uogólnia między nie swą przynależność”. „Uogólnianie przynależności” — to brzmi dość dziwnie.

110<sup>6</sup> — „...zawiera... równo tyle, ile...”. To „równo” jest zupełnie niepotrzebne.

Występują również w książce nieliczne błędy w przetłumaczeniu wyrazów, jak również błędy drukarskie. Oto niektóre z nich:

90<sub>8</sub> — „Warunek ten oznacza, że wektor  $a_n$  jest swobodny” — zamiast „swobodny” powinno być „dowolny”.

92<sub>2</sub> — we wzorze (3.6) zamiast „ $a_s b_b$ ” winno być „ $a_s b_s$ ”.

101 — we wzorze (5.5) brak nawiasu klamrowego po „ $E q q$ ”.

119 — błąd pod rys. 3.10, zamiast „ $k[10^{-6} \text{cm}^{-5}]$ ” winno być „ $k[10^{-5} \text{cm}^{-1}]$ ”.

121<sub>8</sub> — zamiast „...na duże...” winno być „...na dnie...”.

139<sub>1</sub> — zamiast „... S. I. Piekare...” winno być „...S. I. Piekara”.

141<sub>6</sub> — w wyrażeniu  $\beta g(\sigma, B)$ ,  $\sigma$  jest wektorem, powinno być przedstawione pogrubionym drukiem.

198 — na rys. 6.1 a, zamiast oznaczenia  $F_c$  powinno być  $E_c$ .

203<sub>9</sub> — zamiast „... $E_c$  ma  $E_0$ ...” winno być „... $E_c$  na  $E_0$ ...”.

309<sup>7</sup> — zamiast „...to, aby  $\psi(x)$  pozostawała wszędzie stała...” winno być „...to, aby  $\psi(x)$  pozostawała wszędzie skończona...”.

366<sub>18</sub> — w wyrażeniu „ $I_{hh'}^{\sigma\sigma'} - Q_{\alpha,\alpha} Q_{\alpha',\alpha'}$ ” oba wektory  $Q$  winny być przedstawione pogrubionym drukiem.

388<sup>16</sup> — zamiast „...poła pochodzenia nieelektrycznego...” winno być „... poła pochodzenia nieelektrostatycznego...”.

393<sup>3</sup> — zamiast „ $\sigma_{\lambda\lambda\mu\mu} = \sigma$ ” winno być „ $\sigma_{\lambda\lambda\mu\mu} = \delta$ ”.

405<sub>2</sub> — zamiast „...naturalnej...” winno być „...neutralnej...”.

421 — we wzorze (7.38) brak okrągłego nawiasu w  $(p, [\mathcal{E} \times B])$ .

474<sup>12</sup> — zamiast „ $-\beta_\mu$ ” winno być „ $-\beta u$ ”.

516<sup>10</sup> — zamiast „...domieszkowane...” winno być „...domieszkowe...”.

529 — w ostatniej linii wzoru (2.4) brak nawiasu okrągłego po „ $-i\hbar \nabla_a \psi$ ”.

Podsumowując niniejszą recenzję, stwierdzam, że książka stanowi wartościową pozycję wśród podręczników z fizyki półprzewodników. Nakład uważam za wystarczający.

Maria Miąsek

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## Od Redakcji Fizyki i Chemii PWN

W wydanej niedawno książce W. L. Boncz-Brujewicza i S. C. Kałasznikowa *Fizyka półprzewodników* (PWN, Warszawa 1985) Autorzy stwierdzili istnienie kilku błędów oraz nieścisłości, które mogą utrudnić prawidłowe zrozumienie tekstu. Pragną zatem wprowadzić i podać do wiadomości Czytelnikom następujące zmiany i poprawki: Na str. 166<sub>14</sub> powinno być  $N_c$  zamiast  $N_e$ .

Na str 266<sup>7</sup> winno być:

$$j_n^n(x_2) = j_p^p(-x_1) = j_r.$$

Przy tym należy brać pod uwagę, jak to wynika z tekstu, że prądy nośników większościowych  $j_n^n$  i  $j_p^p$  nie są całkowitymi prądami elektronowymi i dziurowymi, lecz tylko ich składowymi, uwarunkowanymi wprowadzeniem dziur i odpowiednio elektronów.

Na str. 324 (tekst od 4 wiersza od góry) twierdzenie o tym, że głębokość wyjścia fotoelektronów przy  $d \leq l$  ( $d$  — grubość warstwy ładunku przestrzennego,  $l$  — długość drogi swobodnej) i dodatnim efektywnym powinowactwie elektronowym  $\chi_{ef} > 0$  jest rzędu długości drogi dyfuzji  $L$ , jest prawdziwe tylko przy spełnieniu warunku  $L < l_E$ , gdzie  $l_E$  — długość relaksacji energii. Jest ono prawdziwe zawsze w rozpatrywanym poniżej przypadku  $\chi_{ef} < 0$ . Gdy  $\chi_{ef} < 0$  i  $L > l_E$ , to głębokość wyjścia elektronów jest rzędu  $l_E$ .

Na str. 420—421 równania (7.36), (7.38) i (7.39 a)–(7.39c) powinny mieć postać:

$$e(\mathcal{E}, v)f'_0 + \frac{e}{c}([v \times \mathcal{B}], \nabla_p f_1) = \frac{f_1}{\tau} \quad (7.36)$$

( $e$  — wartość bezwzględna ładunku elektronu).

$$\left\{ \frac{e}{m} f'_0 - \frac{\psi_1}{\tau} + \frac{e\mathcal{B}^2}{mc} \psi_2 \right\} (p, \mathcal{E}) - \left\{ \frac{e}{mc} \psi_1 + \frac{\psi_2}{\tau} \right\} (p, [\mathcal{E} \times \mathcal{B}]) - \left\{ \frac{e}{mc} \psi_2 + \frac{\psi_3}{\tau} \right\} (\mathcal{E}, \mathcal{B})(p, \mathcal{B}) = 0. \quad (7.38)$$

$$\psi_1 = \frac{e\tau}{m(1 + \omega_c^2 \tau^2)} f'_0, \quad (7.39a)$$

$$\psi_2 = -\frac{1}{c} \frac{e^2 \tau^2}{m^2(1 + \omega_c^2 \tau^2)} f'_0, \quad (7.39b)$$

$$\psi_3 = \frac{1}{c^2} \frac{e^2 3\tau^3}{m^3(1 + \omega_c^2 \tau^2)} f'_0 \quad (7.39c)$$

We wzorach (7.42) na str. 422 w wyrażeniu na  $a_2$  powinien być znak minus. Wszystkie następne i poprzednie wzory są otrzymane na podstawie prawdziwych równań i nie wymagają zmian.

Na str. 475 we wzorze (2.14) zamiast  $\tilde{n}_t$  powinno być  $\tilde{n}_s$ .

Autorzy dziękują A. I. Anselmowi i G. J. Pikusowi i A. G. Samojłowiczowi za szereg cennych uwag i wskazanie konieczności wprowadzenia części przytoczonych poprawek, jak też I. A. Czajkowskiemu za zwrócenie uwagi na błędy drukarskie.

J. Foster, J. D. Nightingale: *Ogólna teoria względności*, z jęz. angielskiego tłumaczył S. Lipiński, PWN, Warszawa 1985, red. nauk. polskiego wydania Wojciech Kopczyński, s. 240, nakład 5000 egz., cena zł 200.—

Państwowe Wydawnictwo Naukowe nie rozpieszcza czytelnika polskiego oferowaniem mu przekładów najnowszych, aktualnych pozycji światowej literatury naukowej, preferując raczej dzieła dostojne, tak jak *Relatywistyczna teoria kwantów* Bjorkena i Drella pokryte patyną wieku. Toteż ukazanie się polskiego tłumaczenia podręcznika Fostera i Nightingale'a w czasie niewiarygodnie krótkim, bo już w sześć lat po oryginalnie angielskim, zdumiewa, a zarazem wzbudza nadzieje: czyżby był to zwiastun zmiany dotychczasowej polityki?

Jeszcze przed dwudziestu laty ogólną teorią względności interesowała się znikoma liczba fizyków, a niemal każdy jej wykład zaczynał się od smętnych rozważań, w których autor usiłował przekonać nie tyle czytelników czy słuchaczy co raczej siebie samego, że teoria ta jest mimo wszystko działem fizyki a nie matematyki. W latach siedemdziesiątych zaszła radykalna zmiana. Sukcesy teorii oddziaływań elektroslabych i chromodynamiki kwantowej przekonały fizyków, że stara, dawno zarzucona idea Einsteina unifikacji wszystkich oddziaływań ma sens, i co więcej, że unifikacja taka jest w zasięgu obecnej generacji uczonych. W zunifikowanej teorii grawitacja musi zajmować należne jej poczesne miejsce. U podstaw rozwijających się kolejno: kosmologii relatywistycznej, geometrycznej wersji teorii pól cechowania, supergrawitacji, teorii Kaluzy-Kleina, a ostatnio — teorii superstrun, tkwią fizyczne i matematyczne idee einsteinowskiej teorii

grawitacji. W miarę jak energie, przy których ma zachodzić unifikacja oddziaływań, coraz bardziej oddalały się od energii osiągalnych w laboratorium, wzrastało znaczenie kosmologii, bowiem jak to ujął Zeldowicz, wczesny Wszechświat był najpotężniejszym akceleratorem cząstek elementarnych. Wzrostowi rangi teorii względności towarzyszyła przemiana stylu i języka prac naukowych. Niektóre numery *Nuclear Physics* przypominają bardziej *Journal of Differential Geometry* niż pismo fizyczne. Jeden z teoretyków zajmujących się cząstkami elementarnymi skarżył mi się niedawno, że na całym świecie wszyscy zajmują się tylko supergrawitacją i kosmologią, a fizyka hadronów mało kogo interesuje. Z niewielką chyba przesadą można powiedzieć, że teoria Einsteina jest dla teorii cząstek elementarnych równie ważna jak mechanika kwantowa.

Ogromne przemiany, jakie w minionym dwudziestolecu zaszły w fizyce, nie wywarły jak dotąd, żadnego wpływu na politykę wydawniczą w Polsce. Nadal brak jest nowoczesnego podręcznika kwantowej teorii pola, mimo że na świecie ukazało się ich wiele. To samo dotyczy teorii grawitacji. Duże zapotrzebowanie na teorię Einsteina spowodowało, że w krótkim czasie napisano kilkanaście książek o zróżnicowanym poziomie, od podręczników dla studentów astronomii po zaawansowane matematycznie monografie. Którą z nich należało przetłumaczyć, skoro sądzić należy, że przez wiele lat będzie to jedyna pozycja na ten temat? Poprawna odpowiedź brzmi — żadną, bowiem żadna nie spełnia wymogów polskiego odbiorcy: autorowi zachodniemu nie przyjdzie na myśl, że będzie na rynku monopolistą, a więc że powinien napisać dzieło doskonałe, uniwersalne i wyczerpujące.

Jeżeli abstrahować od tego problemu i patrzeć na to, co do tłumaczenia było dostępne, to wybór książki Fostera i Nightingale'a uważam za dobry. Wybrano książkę dość elementarną, przeznaczoną dla studentów. Spośród szeregu podręczników na podobnym poziomie (Atwater, Bowler, Rindler), wyróżnia się ona dbałością Autorów o zrozumiałość i staraniem na ogół opracowaniem tekstu. Ważniejsze wzory ujęte są w ramki, co wielu czytelników lubi; przewidując, że wielu studentów (zwłaszcza astronomii) zaczynających uczyć się ogólnej teorii względności jest na bakier ze szczególną teorią, autorzy umieścili obszerny dodatek będący wykładem tej teorii. Ogólnie rzecz biorąc, książka jest dobra i można zalecić ją studentom do samodzielnego studiowania.

Przy lekturze książki nasunęło mi się trochę uwag pod adresem zarówno Autorów jak i Redaktora wydania polskiego:

Str. 9: Omawiając zasadę równoważności w wersji silnej, Autorzy nic nie mówią o wersji słabej. Jest to o tyle istotne, że np. pole elektromagnetyczne nie podlega nawet słabej zasadzie równoważności, toteż za jej pomocą można lepiej wyjaśnić wyróżniony, uniwersalny charakter pola grawitacyjnego.

Str. 12 i 79: Podając dwukrotnie zasadę ogólnej kowariantności, Autorzy formułują ją bez żadnych zastrzeżeń i kontrprzykładów. Czytelnik wywnioskuje stąd, że tensor krzywizny występuje tylko w równaniach Einsteina i w żadnych innych równaniach pojawić się nie ma prawa, toteż wiadomość o istnieniu sprzężenia nieminimalnego uzna za wewnętrzną sprzeczność teorii. A przecież wystarczyłoby powiedzieć, że w podanym tam sformułowaniu zasada ta obowiązuje tylko dla równań pierwszego rzędu.

Str. 48: Wykład rachunku tensorowego jest zbyt tradycyjny. Łękliwie wprowadzając niektóre nowoczesniejsze pojęcia, Autorzy są mało konsekwentni, np. definiując rozmierność nie wspominają nic o topologii. Rzecz w tym, że wykład elementarny wcale nie musi ograniczać się do materiału klasycznego — matematykę nowoczesną też można wyłożyć prosto i zrozumiale, byle to robić starannie i bez przeskoków myślowych.

Str. 53: To samo co wyżej. Autorzy cofają się przed definicją wektora jako operatora różniczkowego, uważając ją za zbyt skomplikowaną. Doprawdy student może nabrać przekonania, że użycie operatorów różniczkowych w fizyce jest zjawiskiem czysto kwantowym.

Str. 146 i 169: Bardzo niejasny komentarz do twierdzenia, że czasowe geodetyki maksymalizują czas własny. Należało albo w ogóle nie wspominać o paradoksie bliźniąt na orbicie kołowej wokół czarnej dziury, albo porządnie go wyjaśnić.

Str. 159—166: Stanowczo za mało o czarnych dziurach, które Autorzy uznali za temat zbyt trudny. Właściwie nie ma nic o własnościach horyzontu zdarzeń. Podawanie samych współrzędnych Kruskala-Szekera bez ich wyprowadzenia i bez przedstawienia diagramu Kruskala właściwie mija się z celem, gdyż w ten sposób czytelnik nie dowiaduje się niczego o maksymalnym rozszerzeniu analitycznym przestrzeni Schwarzschilda. Najciekawsze, najistotniejsze własności tej przestrzeni przechodzą niezauważone. Głębsze zrozumienie teorii grawitacji zaczyna się od zrozumienia schwarzschildowskiej czarnej dziury. Co więcej, nie ma również żadnej wzmianki o wirujących czarnych dziurach, ani słowa o przestrzeni Kerra! Przepusz-

czam, że niejednen czytelnik, który pod tym właśnie kątem przystąpi do lektury, poczuje się wyprowadzony w pole.

Str. 182: Ostatnie zdanie u dołu strony jest fałszywe. W rozdz. 5 ładnie omówione są fale grawitacyjne. Niestety Autorzy ograniczają się do przybliżenia liniowego i ani słowem nie wspominają o istnieniu ścisłych rozwiązań przedstawiających promieniowanie grawitacyjne. I znowu to co jest najciekawsze, co jest charakterystyczne dla teorii Einsteina, znika z pola widzenia. Praktycznie nie ma też nic o eksperymentalnych poszukiwaniach fal grawitacyjnych, nie pada nazwisko pioniera w tej dziedzinie, Webera. Wydanie angielskie ukazało się jeszcze przed odkryciem promieniowania grawitacyjnego z podwójnego pulsara, toteż bardzo pożądana byłaby w tym miejscu interwencja redaktora naukowego przekładu w postaci odpowiedniego uzupełnienia. Ostatni rozdział książki, o kosmologii, wzbudził najwięcej moich zastrzeżeń, być może dlatego, że po doskonałym podręczniku Weinberga wymagania stawiane autorom w tej dziedzinie są bardzo wysokie. Autorzy omawianej książki ograniczają się do zwięzłego przedstawienia modeli kosmologicznych w tradycyjnym stylu, jako rozwiązań równań Einsteina. Brak więc tego co najciekawsze i najważniejsze — kosmologii fizycznej. Czytelnik nie dowie się zatem, że istniał gorący wczesny Wszechświat, że większość helu w gwiazdach i całe mikrofalowe promieniowanie kosmicznego tła są relikdami pierwotnej gorącej fazy ewolucji Kosmosu, że istnieje fundamentalny związek pomiędzy kosmologią i fizyką cząstek elementarnych. Paragraf wstępny rozdz. 6 jest napisany nieporadnie, rażące jest zwłaszcza sformułowanie definicji Wszechświata. Niektóre wnioski wyciągnięte z obserwacji są, bez dodatkowych wyjaśniających założeń, fałszywe. Na przykład Autorzy uporczywie mówią o gwiazdach tam, gdzie należy mówić o galaktykach, a ściślej — o gromadach galaktyk. Wymienienie wśród danych obserwacyjnych izotropowości promieniowania relikowego jest zbędne, gdyż w dalszym wykładzie Autorzy w ogóle z tej informacji nie korzystają. Oczna wieku Ziemi na 1 mld lat jest chyba błędem drukarskim.

Str. 191: Uzasadnienie użycia standardowego układu współrzędnych kosmicznych w kosmologii jest niestety mało przekonujące; ten paragraf jest wyraźnie niedopracowany. Propozycja zsynchronizowania zegarów w momencie Wielkiego Wybuchu, tzn. w osobliwości, jest ewidentną bzdurą. Wreszcie niebłahym problemem wszystkich tłumaczy są polskie terminy. Choćby taki problem gramatyczny: jak utworzyć przymiotnik od przymiotnika funkcjonującego semantycznie jako rzeczownik? Tak pojawiło się „otoczenie współrzędnościowe”. Nie jest to zgrabne, ale niczego lepszego dotąd nie wymyślono. Straszy natomiast „długość lukowa”.

Podsumowując: książka jest dobra gdyż zalety zdecydowanie przeważają nad wadami. Byłaby jeszcze użyteczniejsza, gdyby Redaktor naukowy polskiego wydania, biorąc pod uwagę funkcje jakie będzie ta książka spełniać na polskim rynku, uzupełnił ją zestawem odpowiednich komentarzy i dodatków.

*Leszek M. Sokolowski*

Obserwatorium Astronomiczne UJ  
Kraków

## KRONIKA

## EPS

Aktualny skład Komitetu Wykonawczego EPS podaliśmy w poprzedniej Kronice. Teraz informujemy o Komitetach Doradczych, podając nazwiska ich przewodniczących i kraje, z których pochodzą (w nawiasach zaś nazwiska polskich członków tych Komitetów):

*Fizyka Stosowana i Fizyka w Przemysle* — przew. G. Pfister, Männedorf (Szwajcaria), (R. Żelazny, Warszawa)

*Konferencje* — przew. S. Methfessel, Bochum (A. Kujawski, Warszawa)

*Nauczanie Fizyki* — J. Depireux, Liège (Belgia), (F. Kaczmarek, Poznań)

*Publikacje* — J. M. Araujo, Porto (Portugalia), (Ł. Turski, Warszawa)

*Europhysics News* — J. Muller, Genewa (Szwajcaria), (A. Sobiczewski, Warszawa)

*Fizyka a Społeczeństwo* — D. H. Parkinson, Malvern (Anglia), (J. Konopka, Warszawa)

*Finanse* — A. Massiah, Saclay (Francja)

*Wolność Nauki* — J. M. Charap, Londyn (Anglia).

W zarządach Wydziałów lub Sekcji Wydziałów są następujący polscy fizycy: Wydział Fizyki Atomowej i Molekularnej, Sekcja Spektroskopii Atomowej (EGAS) — S. Łęgowski (Toruń), Sekcja Zderzeń Elektronowych i Atomowych — L. Wolniewicz (Toruń), Sekcja Fizyki Molekularnej — B. Jeżowska-Trzebiatowska (Wrocław) i Z. Pająk (Poznań), Wydział Astronomii i Astrofizyki — A. J. Kus (Toruń), Wydział Materii Skondensowanej — M. Surma (Poznań), Sekcja Cieczy — J. Janik (Kraków), Sekcja Fizyki Makromolekularnej — M. Kryszewski (Łódź), Sekcja Półprzewodników i Izolatorów — S. Porowski (Warszawa), Sekcja Powierzchni i Międzypowierzchni — K. Wojciechowski (Wrocław), Wydział Fizyki Wysokich Energii i Cząstek Elementarnych — R. Sosnowski (Warszawa).

*Europhys. News* 17, No 6 (1986)

B. W.

Iwo Białynicki-Birula członkiem  
Norweskiego Towarzystwa Królewskiego

Profesor Uniwersytetu Warszawskiego i Zakładu Fizyki Teoretycznej PAN Iwo Białynicki-Birula został wybrany członkiem zagranicznym Królewskiego Norweskiego Towarzystwa Naukowego. Towarzystwo to, którego prezesem honorowym jest król Norwegii, zostało założone w 1760 r. i ma siedzibę w Trondheim.

Od wielu lat prof. Białynicki-Birula ma kontakty z fizykami norweskimi. W szczególności parokrotnie odwiedzał Uniwersytet w Trondheim dla wygłoszenia wykładów i prowadzenia wspólnych badań w dziedzinie statystyki kwantowej.

B. W.

## Medale Diraca

Międzynarodowe Centrum Fizyki Teoretycznej w Trieście nadało Medale Diraca za r. 1986 Y. Nambu i A. Polakowowi za ich wkład w fizykę matematyczną.

Yoichiro Nambu z Instytutu Enrico Fermiego w Chicago został wyróżniony za swoje badania spontanicznego łamania symetrii, za sformułowanie modelu kwarkowego i za interpretację geometryczną modeli podwójnego rezonansu.

Aleksander Polakow z Instytutu Landaua w Moskwie otrzymał wyróżnienie za zastosowania niezmienniczości cechowania i topologii w kwantowej teorii pola i za odkrycie nowych rozwiązań w teorii pola (monopoli, instantonów).

*CERN Courier* 26, No 8 (1986)

B. W.

## „Pęcherzykowaty Wszechświat“

Dotychczasowe mapy rozmieszczenia galaktyk (zwane „przeglądami”) były dwuwymiarowe, tzn. podawały tylko kątowe położenie galaktyk na

sferze niebieskiej; dopiero niedawno zaczęto sporządzać trójwymiarowe mapy nieba, uwzględniające odległość galaktyki od nas, wyznaczoną za pomocą prawa Hubble'a, z przesunięcia jej widma ku czerwieni. Najnowsza taka mapa, obejmująca wąski pasek nieba o szerokości  $6^\circ$  i długości  $117^\circ$ , przechodzący przez północny biegun galaktyczny, ujawniła zaskakującą strukturę przestrzennego rozkładu galaktyk. Mapa ta jest kompletna dla obiektów o jasności pozornej większej niż  $15,5 m_B$ , co oznacza, że każda galaktyka o przeciętnej jasności absolutnej i nie odleglejsza niż  $100 \text{ Mpc}$  (odległość ta wynika z prędkości ucieczki  $10\,000 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  dla stałej Hubble'a wynoszącej  $100 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ ) jest na niej zaznaczona; w tym obszarze jest ich 1099. Widać z niej od razu, że galaktyki są regularnie ułożone w przestrzeni, tworząc sferyczne w przybliżeniu warstwy czy też powłoki otaczające puste niemal „dziury”. Pierwszą dziurę we Wszechświecie, prawie pozbawioną galaktyk, o średnicy około  $50 \text{ Mpc}$ , odkryto w gwiazdozbiore Wolarza w 1981 r. Teraz zaś okazuje się, że jest to obiekt całkiem pospolity. Cała mapa wypełniona jest ciasno upakowanymi dziurami o różnej wielkości, od kilku do ok.  $50 \text{ Mpc}$  średnicy, otoczonymi cienkimi powłokami z gęsto upakowanych galaktyk. Szacuje się, że powłoka największej z dziur ma grubość ok.  $5 \text{ Mpc}$  i zawiera ok. 3600 galaktyk o łącznej masie  $10^{16}$  mas Słońca. Można przypuszczać, że możliwe są jeszcze większe obszary puste, a znaleziona maksymalna średnica —  $50 \text{ Mpc}$  — wynika tylko z faktu, że mapa nie sięga głębiej niż  $100 \text{ Mpc}$ . Zrzutowana na sferę niebieską struktura ta znika pozostawiając wygładzony rozkład galaktyk.

Omawiana mapa stanowi wąski klin w przestrzeni (jego podstawa, odległa od nas o  $100 \text{ Mpc}$  ma tylko  $10 \text{ Mpc}$  szerokości), toteż większe dziury widzimy na niej nie w całości, lecz w postaci dość cienkiego plasterka. Pierwszym problemem jest więc, czy dziury są rzeczywiście sferyczne. Przestrzenne mapy (na razie niekompletne) dla sąsiednich pasków na niebie wskazują, że tak jest istotnie: dają one „plasterki” tych samych dziur, o średnicach rosnących lub malejących. Wydaje się zatem, że rozmieszczenie materii świecącej we Wszechświecie przypomina pianę mydlaną złożoną z pęcherzyków różnej wielkości. Wnętrze pęcherzyków stanowią niemal puste dziury, a materia galaktyczna gromadzi się w cienkich, wyraźnie zaznaczonych ścianach pęcherzyków.

Fakt wyraźnego gromadzenia się galaktyk znany jest od dawna, natomiast dotąd nie była znana dokładna struktura tych zgęszczeń, a jest to czynnik kluczowy dla teorii powstawania galaktyk. Aktualnie modne teorie, tzw. „naleśnikowe”, zapoczątkowane w 1970 r. przez Jakowa Zeldowicza, zakładają występowanie we wczesnym Wszechświecie hydrodynamicznych, płaskich fal uderzeniowych. Zagęszczanie materii na czole tych fal powodowałoby formowanie się galaktyk, które tym samym gromadziłyby się w obszarach silnie spłaszczonych („naleśnikach”). Największe zagęszczenia pojawiałyby się wzdłuż linii przecięcia dwu fal uderzeniowych. Charakterystyczną konsekwencją modeli „naleśnikowych” jest więc kluczowa struktura Wszechświata — galaktyki układają się w długie włókna.

Analiza przestrzennej mapy galaktyk nie wykryła żadnych niekwestionowalnych włókien. Z drugiej strony obserwacje radiowe nadsubtelnej linii  $21 \text{ cm}$  w neutralnym wodorze pozwoliły sporządzić przestrzenną mapę (niekompletną) galaktyk na innym kawałku nieba, ujawniającą wyraźne włókno galaktyk rozciągające się pomiędzy konstelacjami Ryby i Perseusza. Niektórzy wątpią jednak, czy jest to prawdziwe włókno, związane grawitacyjnie, czy też tylko efekt dokonania przekroju przez powłoki kilku sąsiednich kulistych pęcherzyków. Można przypuszczać, że włókna również istnieją, że świat nie składa się z samych pęcherzyków pustej przestrzeni, ale te ostatnie stanowią tworzy najpospolitsze.

„Bąbelkowaty” Wszechświat jest zaskoczeniem dla teoretyków. Teorie naleśnikowe nie potrafią wyjaśnić powstawania struktur sferycznych, istnieje wprawdzie teoria Ostrikera-Cowiego-Ikeuchiego, przewidująca gromadzenie się galaktyk na powłokach kulistych, ale nie aż tak dużych. Według teorii OCI najpierw powstaje „zarodek” — aktywna galaktyka pierwszej generacji, kwazar lub gwiazda supernowa — który gwałtownym wybuchem wymiata materię z otoczenia. Wytworzona wybuchem kulista fala uderzeniowa zagęszcza materię tworząc powłokę, która następnie rozpada się na obiekty związane grawitacyjnie — galaktyki. Tak mogą powstawać dziury o średnicy do  $5 \text{ Mpc}$ .

Można oczekiwać, że mapy przestrzenne uwzględniające słabsze, a więc dalsze galaktyki („głębsze przeglądy”), wykryją nowe własności rozmieszczenia galaktyk i przysporzą dalszych kłopotów teoretykom. Ci zaś tłumaczą się, że tylko jedna teoria



wyjaśniająca powstawanie galaktyk i zarazem formowanie się struktur we Wszechświecie, to chyba zbyt duże wymaganie.

*Leszek M. Sokolowski*

*Astroph. J. Lett. Ed. 302, No 1 (1986)*  
*Phys. Today 39, No 5 (1986)*

### Jakie określenie kandeli obowiązuje obecnie?

Do 1979 r. jednostką światłości w układzie SI była kandela wprowadzona w 1967 r. jako światłość wykazywana w kierunku prostopadłym przez element powierzchni ciała doskonale czarnego o polu  $1/600000 \text{ m}^2$ , w temp. krzepnięcia platyny pod ciśnieniem  $101325 \text{ N/m}^2$ . Okazało się, że praktyczna realizacja tak określonej kandeli jest skrajnie trudna, z tego powodu przede wszystkim, że nie ma pewności czy użyta w celu realizacji jednostki promieniująca wnęka (ciało doskonale czarne) ma temperaturę krzepnącej platyny. Osiągana dokładność pomiaru nie przekraczała 1%. Obecny szybki rozwój radiometrów bezwzględnych pozwalających mierzyć strumień energii promieniowania w watach otworzył możliwość prostszej i dokładniejszej realizacji jednostki światłości w sposób pośredni, poprzez pomiar strumienia energii promieniowania. Wyniknęło stąd obowiązujące do dzisiaj określenie kandeli wprowadzone na 16 Konferencji Generalnej Miar i Wag w 1979 r.: kandela stanowi światłość w danym kierunku źródła wysyłającego promieniowanie monochromatyczne o częstotliwości  $540 \times 10^{12} \text{ Hz}$  i którego natężenie energetyczne w tym kierunku wynosi  $1/683 \text{ W/sr}$ . Długość fali promieniowania wymienionego w określeniu odpowiada maksimum widzialności —  $555,0 \text{ nm}$  (barwa żółto-zielona), a ułamek  $1/683$  jest dobrze wyznaczonym doświadczalnie przelicznikiem przy przejściu od wickości świetlnych do energetycznych; mianowicie w 1977 r. Komisja Międzynarodowa Miar i Wag przyjęła, że strumień świetlny równoważny strumieniowi energii promieniowania  $1 \text{ W}$  o długości fali odpowiadającej maksimum widzialności wynosi  $683 \text{ lumeny}$ . Wartość ta jest dostatecznie dokładna dla widzenia dziennego (fotopowego), a różni się o zaledwie 3% od wartości właściwej dla widzenia nocnego (skotopowego). W ten sposób została zapewniona wystarczająca ciągłość przy przejściu od starej do nowej definicji kandeli. Inaczej: obie definicje dają wyniki zgodne w granicach dokładności pomiaru. W rzeczywistości bardzo rzadko

dochodzi do bezpośredniej realizacji kandeli zgodnej z jej określeniem. W praktyce jako standardy światłości są używane elektryczne lampy żarowe w specjalnym wykonaniu, sprawdzane okresowo na drodze międzynarodowych porównań w Międzynarodowym Biurze Miar i Wag w Sèvres pod Paryżem.

*Kazimierz Rosiński*

### Międzynarodowe porównanie zegarów

Laboratorium National Bureau of Standards w Boulder porównało swój wzorzec czasu z japońskim wzorcem w Tokio za pośrednictwem satelity mającego na pokładzie zegar atomowy. Jak podaje NBS uzyskano dokładność: 1 sekunda na milion lat. W ten sposób Japonia włączyła się do grupy krajów, które mają swój udział w definiowaniu międzynarodowej sekundy atomowej.

Większość państw uprzemysłowionych używa jako wzorców narodowych zegarów wykorzystujących drgania atomów cezu. Dla porównania wzorców trzeba było przewozić te zegary z jednego kraju do drugiego. Teraz porównanie można zrobić szybko za pomocą sygnału elektromagnetycznego z satelity widocznego z obu krajów.

*J. Res. Natl. Bur. Stand. 91, No 2 (1986)*

*B. W.*

### Chińskie kryształy

Brian Pamplin (Bath Univ., W. Brytania), redaktor naczelny *Progress in Crystal Growth and Characterization* w artykule wstępnym w zeszycie 4 (1985) tego czasopisma relacjonuje swoją wizytę w Chinach. Interesowały go przede wszystkim instytucje prowadzące badania wzrostu kryształów.

W Wydziale Półprzewodnikowym Instytutu Metali Nieżelaznych w Beijing hodują krzem bezdyslokacyjny o średnicy 4". Chiny produkują rocznie 40 ton płytek Si, głównie o średnicy 2", do układów scalonych w aparatach telewizyjnych, radiowych i urządzeniach domowych. W tym samym Instytucie hoduje się dobrej jakości GaAs metodą wymrażania poziomego.

W Instytucie Kryształów Syntetycznych w Beijing wyhodowano drugi co do wielkości na świecie kryształ kwarcu o masie 19 kg. Chiny produkują rocznie 50 ton kwarcu. Prowadzi się tam też prace nad hodowlą syntetycznych diamentów oraz wielu

innych kryształów, jak  $\text{LiNO}_3$ ,  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{ZnS}$ ,  $\text{NaJ}$ .

Instytut Metalurgii w Szanghaju zajmuje się zagadnieniami hodowli  $\text{InP}$ ,  $\text{GaAs}$  i  $\text{Si}$ , a Instytut Ceramiki (też w Szanghaju) — włóknami optycznymi.

Chiny mają już cztery urządzenia do epitaksji wiązkami molekularnymi (MBE). Prace w tym kierunku rozpoczęto w 1974 r. w Instytucie Fizyki Chińskiej Akademii Nauk w Beijing pod kierunkiem Zhou Jun-Minga, który po studiach w Chinach odbył kilkuletni staż w Tokio. Grupa ta zbudowała pierwsze chińskie urządzenie MBE przystosowane do hodowli  $\text{GaAlAs}$ . Obecnie działają jeszcze dwie inne chińskie aparaty MBE, natomiast do hodowli  $\text{InP}$  zakupiono urządzenie za granicą.

*Prog. Cryst. Growth Caract.* 11, No 4 (1985) B. W.

### XVII Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna

Zawody XVII Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej odbyły się w dniach 13-20 lipca 1986 r. w Londynie, w Harrow School, drugiej — po Eton — najstarszej szkole średniej w Wielkiej Brytanii. W zawodach wzięły udział następujące kraje: Austria, Bułgaria, Chiny (po raz pierwszy), Czechosłowacja, Finlandia, Holandia, Islandia, Jugosławia, Kanada, Kuba, Norwegia, NRD, Polska, RFN, Rumunia, Szwecja, Turcja, USA (po raz pierwszy), Węgry, Wielka Brytania, Związek Radziecki.

Oprócz wymienionych krajów (21), dwa — Australia i Kuwejt — uczestniczyły w Olimpiadzie jako obserwatorzy. Zawody Olimpiady obserwował również prof. A. Pokrovsky z UNESCO.

W skład drużyny polskiej weszli zdobywcy pierwszych pięciu miejsc krajowej, XXXV Olimpiady Fizycznej: Jacek Wójcik (Tarnów), Witold Skiba (Bielsko-Biała), Piotr Jastrzębski (Warszawa), Przemysław Siemion (Wrocław), Robert Chrzan (Stalowa Wola). Kierownikiem delegacji był dr Waldemar Gorzkowski (IF PAN), sekretarz naukowy Olimpiady Fizycznej. Opiekunem pedagogicznym był dr Andrzej Nadołny (IF PAN), członek Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej.

Wyjazd naszej drużyny na zawody został poprzedzony dwutygodniowym obozem przygotowawczym zorganizowanym przy I Pracowni Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW.

Zgodnie z regulaminem zawodnicy otrzymali do rozwiązania 3 zadania teoretyczne i 2 doświadczalne. Najlepszy okazał się O. Wołkow z ZSRR, który

uzyskał niecałe 38 punktów na 50 możliwych. Wynik ten świadczy o bardzo dużej trudności zadań. Ogółem przyznano 4 pierwsze nagrody, 4 drugie, 22 trzecie i 28 wyróżnień. Zawodnicy polscy zdobyli 2 trzecie nagrody (J. Wójcik i W. Skiba) oraz 3 wyróżnienia i byli jedną z sześciu drużyn, której każdy zawodnik otrzymał bądź nagrodę, bądź wyróżnienie. Klasyfikacji zespołowej nie prowadzi się, jednak nie ulega wątpliwości, że najlepiej wypadli zawodnicy z ZSRR, którzy zdobyli m. in. aż trzy pierwsze nagrody.

Zadania olimpijskie były bardzo trudne, przede wszystkim ze względu na zbyt wiele poleceń. Komisja Międzynarodowa usunęła wprawdzie najbardziej pracochłonne punkty z proponowanych przez organizatorów wersji zadań, jednakże, to co pozostało, i tak było bardzo trudne i pracochłonne. Jeżeli chodzi o sformułowanie zadań, to odbiegały one znacznie od dotychczasowej praktyki. Zadania, w swej treści, zawierały najważniejsze punkty rozwiązania i w dużym stopniu rozwiązywanie ich sprowadzało się do bardzo czasochłonnego sprawdzenia, że podane rozwiązanie jest istotnie rozwiązaniem. Sformułowania zadań w zasadzie nie pozwalały na wykazanie się inwencją. Po prostu trzeba było pracowicie liczyć, na co nie starczało czasu.

Treści zadań były bardzo obszerne. Tak obszernych sformułowań zadań na zawodach międzynarodowych jeszcze nie było. Szczególnie obszerne było jedno z zadań doświadczalnych — jego treść w maszynopisie liczyła 11 stron.

Wydaje się, że nietradycyjne sformułowanie treści zadań wynikało nie tylko z innych zwyczajów formułowania zadań w Wielkiej Brytanii, lecz również z chęci ułatwienia pracy sprawdzającym. Sprawa sprawdzania zadań staje się coraz trudniejsza. Liczba uczestników zawodów stale wzrasta, wzrasta zatem liczba języków, w których pisane są rozwiązania i organizatorzy kolejnych olimpiad mają coraz większe trudności ze znalezieniem kwalifikowanych tłumaczy, zwłaszcza w przypadku języków mniej rozpowszechnionych.

Sama tematyka zadań była ciekawa i na właściwym poziomie. Jedynie poważne zastrzeżenia, jakie Komisja Międzynarodowa miała do tematyki zadań, dotyczyły drugiego zadania doświadczalnego. Zawierało ono symulację komputerową ruchu 25 cząstek i zaliczenie tego zadania do zadań doświadczalnych wzbudziło wiele zastrzeżeń.

Można tu dodać, że sporo czasu poświęcono na dyskusję wykorzystania komputerów na zawodach.

Olimpiada w Wielkiej Brytanii była już drugą olimpiadą, na której uczestnik dysponował komputerem. Wydaje się, że wykorzystania komputerów na zawodach olimpijskich nie da się uniknąć. Wprawdzie zadania z komputerem zwykle zawierają mniej fizyki niż zadania tradycyjne, jednakże firmy komputerowe są poważnym źródłem dotacji dla organizatorów zawodów w niektórych krajach, a to pociąga za sobą pewne konsekwencje.

Oprócz spraw bezpośrednio związanych z zawodami, Komisja Międzynarodowa rozpatrzyła problem części doświadczalnej zakresu materiału, obowiązującego uczestników zawodów. Zgodnie z decyzją, podjętą przez Komisję w ub. r. w Portorożu, materiały do dyskusji zostały zebrane drogą korespondencyjną przez niżej podpisanego. W dyskusji korespondencyjnej wzięło udział ponad 50% krajów uczestniczących w zawodach. Zebrane materiały zostały przygotowane w formie propozycji przez czteroosobową grupę roboczą w składzie: Guy Bagnall (Wielka Brytania), Rudolf Gau (NRD), Bojan Golli (Jugosławia) i Waldemar Gorzkowski (Polska, Sekretarz MOF). Propozycja przygotowana przez tę grupę została zatwierdzona prawie bez żadnych zmian.

Olimpiada w bieżącym roku miała być zorganizowana przez Francję. Niestety, Francja wycofała się z zawodów i od 1984 r. nie uczestniczy w nich. W tej sytuacji organizacji zawodów podjęła się w trybie awaryjnym Wielka Brytania. Koledzy brytyjscy mieli niezwykle dużo trudności, przede wszystkim finansowych. W odróżnieniu bowiem od krajów należących do wspólnoty socjalistycznej, gdzie organizacja zawodów jest dotowana przez Ministerstwa Oświaty, w innych krajach zawody organizuje się ze środków prywatnych, które należy zdobyć od różnego rodzaju firm. Szczęśliwie wszystkie trudności udało się organizatorom pokonać. Szkoda tylko, że zawody nie trwały o dzień lub dwa dłużej. Program bowiem był bardzo napięty, przede wszystkim dla opiekunów. Dość powiedzieć, że z ośmiu dni i siedmiu nocy, jakie spędziliśmy w Wielkiej Brytanii, dwie noce były zupełnie nieprzespane, a trzy przespane tylko po 3-4 godziny, tyle było pracy przy tłumaczeniu zadań, dyskusji nad rozwiązaniami, nad zakresem materiału itp. Z powodu ogromu pracy opiekunowie nie mieli okazji wziąć udziału w części programu towarzyskiego, przewidzianego przez organizatorów. Ważne jednak, że uczestniczyli w nim uczniowie, którzy mieli okazję wysłuchać bardzo ciekawego wykładu Charlesa Taylora z akustyki, połączonego

z demonstracjami, zwiedzić Londyn, Oxford, ośrodek fizyki wysokich energii, samą Harrow School itp.

Jeżeli chodzi o warunki bytowe, to pouczające było poznanie warunków, w jakich mieszkają uczniowie angielscy w internacie, gdzie byli zakwaterowani uczestnicy zawodów. Są to warunki raczej spartańskie, mimo że nauka w Harrow School kosztuje ponad 6 tysięcy funtów rocznie. Wyżywienie jednak było doskonałe. Atmosfera w czasie zawodów była bardzo sympatyczna. Nasza drużyna była bardzo aktywna, czemu sprzyjała — podobnie jak w roku ubiegłym — biegła znajomość co najmniej jednego języka obcego przez każdego z naszych uczniów. Chłopcy nawiązali wiele kontaktów z rówieśnikami z innych krajów i spisywali się wzorowo.

Następna MOF odbędzie się w Jenie (NRD) w dniach 5-13 lipca 1987 r. Natomiast niejasna jest sprawa organizacji olimpiady w 1988 r. Zawody te miała zorganizować Finlandia. Jednakże w 1988 r. Finlandia organizuje Międzynarodową Olimpiadę Chemiczną i jako mały kraj nie jest w stanie zorganizować dwóch olimpiad międzynarodowych w tym samym roku. Nie jest wykluczone, że MOF '88 zostanie zorganizowane przez Austrię, ale nie jest to jeszcze pewne.

Waldemar Gorzkowski

### Unique Word Dictionary

Na podstawie *Science Citation Index* stworzono pod nazwą „Unique Word Dictionary” komputerowy spis terminów występujących w tytułach cytowanych prac z podaniem liczby przypadków występowania poszczególnych tytułów. Nazwa UWD może budzić pewne wątpliwości, nie jest to bowiem słownik, lecz po prostu spis wyrazów.

Oto przykładowo pewne terminy (nazwy, skróty) pojawiające się w latach 1981 i 1984:

| Termin        | 1981 | 1984 |
|---------------|------|------|
| AIDS          | 453  | 1116 |
| biotechnology | 142  | 344  |
| BASIC         | 2312 | 1734 |
| boson         | 109  | 164  |
| comet         | 44   | 111  |
| FORTRAN       | 142  | 77   |
| fractals      | 21   | 169  |
| GaAs          | 732  | 1089 |

| Termin        | 1981 | 1984 |
|---------------|------|------|
| hadrons       | 179  | 186  |
| Halley        | 24   | 50   |
| Kaluza-Klein  | 2    | 85   |
| lasers        | 884  | 1106 |
| lepton        | 136  | 121  |
| meson         | 95   | 115  |
| monopole      | 144  | 317  |
| neutrino      | 311  | 315  |
| PASCAL        | 142  | 125  |
| PROLOG        | 1    | 80   |
| silicon       | 2143 | 3030 |
| supergravity  | 68   | 220  |
| supersymmetry | 43   | 208  |
| VLSI          | 244  | 787  |

Taki wykaz jest o tyle ciekawy, że daje pewne wyobrażenie o tym, jakie przedmioty badań i metody budzą rosnące zainteresowanie, a jakie wychodzą z centrum uwagi.

*Current Contents* 26, No 27 (1986)

B. W.

### 15 lat Biblioteki Fizyki

W 1972 r. Państwowe Wydawnictwo Naukowe zainicjowało wydawanie serii *Biblioteka Fizyki*, w której zaczęły ukazywać się podręczniki polskich autorów, przeznaczone dla studentów uniwersyteckich studiów fizyki, geofizyki i astronomii (od drugiego roku studiów) oraz dla magistrantów i doktorantów. Dotychczas ukazało się 11 tomów tej serii:

1. I. Białynicki-Birula, Z. Białynicka-Birula *Elektrodynamika kwantowa* (1974)
2. G. Białkowski *Mechanika klasyczna* (1975)
3. J. Stodółkiewicz *Astrofizyka ogólna z elementami geofizyki* (1977)
4. F. Kaczmarek *Wstęp do fizyki laserów* (1978)
5. A. Strzałkowski *Wstęp do fizyki jądra atomowego* (1978)
6. M. Demiański *Astrofizyka relatywistyczna* (1978)
7. A. Chełkowski *Fizyka dielektryków* (1979)
8. J. Ginter *Wstęp do fizyki atomu, cząsteczki i ciała stałego* (1979)
9. T. Figielski *Zjawiska nierównowagowe w półprzewodnikach* (1982)
10. R. Śledziewski *Elektronika dla fizyków* (1982)
11. K. Łopuszański *Rachunek spinorów* (1985)

**Bibliotece Fizyki** towarzyszy także seria uzupełniająca przekładów podręczników i książek pomocniczych, wartościowych dydaktycznie i zwykle dotyczących dziedzin, dla których nie było autorów polskich. Od 1972 r. ukazało się w tej serii ok. 30 pozycji.

W maju 1986 r. został powołany nowy 16-osobowy Komitet Redakcyjny **Biblioteki Fizyki** na lata 1986-1990. Przewodniczącym Komitetu został wybrany ponownie prof. A. Trautman, a obowiązki zastępcy przewodniczącego przejął prof. A. Sobieczewski. Funkcję sekretarza pełni niżej podpisany.

Zadaniem Komitetu jest współpraca z PWN w sprawach planów wydawniczych w zakresie fizyki, a zwłaszcza analiza potrzeb, poszukiwanie autorów, opiniowanie i wybór pozycji do publikacji w **Bibliotece Fizyki**.

Rozwój **Biblioteki Fizyki** zależy przede wszystkim od aktywności wydawniczej środowiska fizyków w Polsce. Komitet Redakcyjny **Biblioteki Fizyki** i Zespół Fizyki PWN zwracają się z prośbą o zgłaszanie nowych propozycji autorskich, w wyniku których **Biblioteka** wzbogaciłaby się o nowe podręczniki, dostosowane do obecnych programów i uwzględniające aktualny stan wiedzy.

Jako dwunasty tom **Biblioteki Fizyki** ukazuje się książka K. Zalewskiego *Wykłady o grupie obrotów*.

Zygmunt Ajduk

### Antoni Pietraniec (1905-1986)

W dniu 28 marca 1986 r. zmarł Antoni Pietraniec — fizyk, emerytowany profesor Politechniki Częstochowskiej.

Urodził się 13 czerwca 1905 r. w Nowych Święcianach na Wileńszczyźnie w rodzinie robotniczej. W latach 1926-31 studiował na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym Uniwersytetu Stefana Batoiego w Wilnie. Wieloletnią karierę pedagoga i wychowawcy młodzieży akademickiej rozpoczął w 1932 r. jako asystent USB.

Pracował wśród wielu znakomych fizyków i matematyków skupionych w Wilnie. Atmosfera tego środowiska miała duży wpływ na rozbudzenie zainteresowań naukowych młodego asystenta. Pierwsze jego publikacje dotyczą teorii równań całkowitych i różniczkowych. W 1937 r. pod kierunkiem prof. J. Rudnickiego rozpoczął pracę doktorską na temat: „Związek między punktami zerowymi funkcji całkowitych i jej pochodnymi”. Obrona pracy doktorskiej była przewidziana na jesień

1939 r., lecz działania wojenne uniemożliwiły jej przeprowadzenie. W stopniu podporucznika walcząc w kampanii wrześniowej. W latach wojny był jęńcem Oflagu IIc w Woldenbergu, gdzie brał udział w działalności naukowej i samokształceniowej. Wykładał matematykę i fizykę na Wyższych Kursach Nauczycielskich, zorganizowanych w obozie, wygłaszał referaty w kole matematyczno-fizycznym (z zakresu teorii grup, teorii funkcji analitycznych i zagadnień fizyki współczesnej). W miarę możliwości kontynuował również swe studia matematyczno-fizyczne, szczególnie w dziedzinie hydromechaniki i aeromechaniki. Był działaczem Tajnego Związku Nauczycielstwa Polskiego założonego w obozie.

Po wyzwoleniu wraca do kraju, zatrzymuje się w Częstochowie i pozostaje tutaj na stałe. W latach 1945-49 był wykładowcą matematyki i fizyki w Miejskim Gimnazjum i Liceum dla Dorosłych. Kiedy rozporządzeniem Rady Ministrów z dnia 30 XI 1949 r. została powołana w Częstochowie Wyższa Szkoła Inżynierska, Pietraniec włączył się czynnie w prace organizacyjne jako członek pierwszej Rady Uczelni. Jego nazwisko figuruje w akcie erekcyjnym WSI. Wtedy to rozpoczął się dla niego okres najbardziej intensywnej pracy organizacyjnej, dydaktycznej i wychowawczej. Jako kierownik Katedry Fizyki skupił wokół siebie zespół młodych pracowników, którym umiejętnie przekazywał swoją rozległą wiedzę, tworzącą inwencję oraz zapal do pracy. Mimo trudnych warunków spowodowanych brakiem aparatury, podręczników akademickich, koniecznością adaptacji pomieszczeń do celów dydaktycznych, potrafił w krótkim czasie zorganizować laboratoria i zapewnić normalny tok zajęć dydaktycznych z fizyki. Poza ożywioną działalnością dydaktyczną i administracyjną zajmował się równocześnie popularyzacją fizyki, wygłaszając szeroki cykl referatów.

Na szczególne podkreślenie zasługuje niezaprzeczalny wkład prof. Pietrańca w organizację i rozwój Wyższej Szkoły Inżynierskiej — dzisiejszej Politechniki Częstochowskiej — jako prorektora ds. nauki w latach 1952-58 i prorektora ds. nauczania w latach 1959-62.

Antoni Pietraniec brał także czynny udział w pracach Związku Nauczycielstwa Polskiego, sprawując m.in. przez szereg lat funkcję przewodniczącego Sądu Koleżeńckiego dla nauczycieli akademickich Politechniki Częstochowskiej.

W 1955 r. uzyskał tytuł docenta na podstawie rozprawy „Fizyka atomowa w świetle równań



Schrödingera”, a w 1969 r. otrzymał tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych.

Antoni Pietraniec posiada znaczny dorobek naukowy. Jest autorem 53 publikacji naukowych z zakresu fizyki ciała stałego, jak również 5 skryptów dla studentów. Był promotorem 5 prac doktorskich. Był członkiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego, Polskiego Towarzystwa Matematycznego i Polskiego Towarzystwa Mechaniki Teoretycznej i Stosowanej, pełniąc w nich różne funkcje i biorąc udział w pracach organizacyjnych. Należy podkreślić, że Częstochowski Oddział PTF powstał w 1963 r. dzięki inicjatywie i usilnym staraniom Pietrańca.

Przez wiele lat był przewodniczącym Zespołu Redakcyjnego Zeszytów Naukowych „Nauki Podstawowe” Politechniki Częstochowskiej. Za swą działalność i zasługi otrzymał różne odznaczenia, m.in. „Zasłużony Nauczyciel PRL” i Medal Komisji Edukacji Narodowej.

Po przejściu na emeryturę w 1975 r. Profesor pozostawał jeszcze wiele lat w ścisłym kontakcie z Uczelnią, prowadząc do ostatnich swych dni wykłady fizyki.

Profesor Pietraniec zdobył zasłużony autorytet,

wysokie uznanie i głęboki szacunek zarówno współpracowników, jak i wychowanków, którym przekazywał swą wiedzę i bogate doświadczenie życiowe, kształtując ich umysły i charaktery. Studenci mieli do niego ogromne zaufanie, zwracając się nie tylko w sprawach naukowych, lecz także w swoich osobistych, często bardzo trudnych sprawach życiowych. Na podobną pomoc i zrozumienie mogli również zawsze liczyć jego współpracownicy. Z właściwym sobie taktem i życzliwością ukazywał nam rzeczywistą skalę naszych problemów oraz sugerował sposoby ich rozwiązania.

Tak niedawno (13.06.1985 r.) obchodziliśmy

jubileusz 80-lecia urodzin Profesora. Uroczystość ta zgromadziła liczne grono jego wychowanków, współpracowników i przyjaciół, stanowiąc spontaniczną manifestację uczuć i uznania dla jego bogatej osobowości i twórczych osiągnięć.

Profesor Antoni Pietraniec pozostanie na zawsze w serdecznej pamięci tych wszystkich, którzy go znali i cenili nie tylko jako naukowca i wychowawcę, ale także człowieka o szlachetnym sercu, rzadko spotykanej skromności i nieposzlakowanej uczciwości.

*Romualda Pfranger  
Barbara Szafrńska-Miller*

## KALENDARZ IMPREZ

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

### KONFERENCJE 1987

4—8 maja 1987, Karpacz

**EXO-EE'87 — Annual Seminar on Exoelection Emission.** Inst. Fizyki Doświadczalnej UWr. Dr Jan Lesz, IFD UWr., Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław, ang., O: 60 dol. (włączając zakwaterowanie i wyżywienie).

19—21 maja 1987, Gdańsk

**Int. Conf. on „How to teach Acoustics”.** Uniwersytet Gdański, Prof. A. Śliwiński, IFD UG, Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk.

23—25 czerwca 1987, Gdańsk

**I Ogólnopolska Konferencja Biomechaniki.** AWF Gdańsk. Dr Włodzimierz Erdmann, AWF, Wiejska 1, 80-336 Gdańsk, tel. 52-50-51 w. 296 i 266.  
Z: 15.10.86, A: 31.01.87, P, O: 2500 zł.

18—20 sierpnia 1987, Toruń

**Colloquium No 103 on the Symbiotic Phenomenon.** Międzynarodowa Unia Astronomiczna. Instytut Astronomii. Chopina 12/18, 87-100 Toruń.

7—10 września 1987, Szczecin

**II Sympozjum Fizyki Laserowej.** Politechnika Szczecińska, Politechnika Warszawska, Wojskowa Akademia Techniczna. Dr Jerzy Gajda i dr Alina Borkowska, Inst. Automatyki Przemysłowej PSz., gen. Sikorskiego 37, 70-313 Szczecin, tel. 34-758 i 49-48-28.

Z: 31.01.87, A: 30.04.87, P

7—11 września 1987, Poznań

**6th European Meeting on Ferroelectricity.** Instytut Fizyki Molekularnej PAN, Prof. J. Stankowski, IFM PAN, Smoluchowskiego 17/19, 60-179 Poznań.

8—11 września 1987, Karpacz

**Open Seminar on Acoustics.** Instytut Telekomunikacji i Akustyki. Politechnika Wroclawska, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław.

21—25 września 1987, Łódź

**XXIX Zjazd Fizyków Polskich.** Polskie Towarzystwo Fizyczne. Doc. S. Michalak, IF UŁ, Nowotki 149/153, 90-236 Łódź, tel. 78-16-38.

P, O: 1500 zł (członkowie PTF 1000 zł).

#### **SZKOŁY 1987**

6—11 kwietnia 1987, Ustroń

**XVI School on Physics of Semiconducting Compounds „Jaszowiec 87”.** Instytut Fizyki PAN i Uniwersytet Warszawski. E. Więckowska, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa.

Z: 15.03.87, A: 15.02.87, P, U: 200, ang., O: 19000 zł (z zakwaterowaniem i wyżywieniem).

1—15 maja 1987, Zakopane

**22nd Zakopane School on Physics: Part. 1: Selected Topics in Nuclear Structure,** IFJ Kraków, Dr R. Broda, Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków. **Part 2: Condensed Matter Studies by Nuclear Methods (8—15 may),** Uniwersytet Jagielloński, dr K. Królas, IF UJ, Reymonta 4, 31-059 Kraków

25—30 maja 1987, Zakopane

**Summer School on New Concepts in Physics Teaching — Scientific Basic and Realization in School.** Uniwersytet Jagielloński i Uniwersytet w Karlsruhe. Dr Zofia Gołąb-Meyer, IF UJ, Reymonta 4, 30-059 Kraków, tel. 660-432

U: 35, ang.

3—9 września 1987, Fromborg

**15th Int. School on Quantum Optics.** Prof. J. Heldt, IFD UG, Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk

A: 1.05.87, P, U: 50, ang.



## INFORMACJE DLA AUTORÓW

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

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

2. Maszynopis pracy (oryginał i jedną pełną — z rysunkami, tablicami itd. — kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładne adresy, zarówno prywatny jak i instytucji, z zaznaczeniem, na który przysyłać korespondencję, korektę i honorarium autorskie. 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 i 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 pochyłych kresek), kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

6. Wzory należy wpisywać czytelnie, a w szczególności bardzo wyraźnie wpisywać wskaźnik 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, sinny 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 kwantovannykh polei*, Nauka, Moskva 1973, str. 20.

Skróty nazw czasopism i transliteracja z alfabetów niełacińskich 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. Ślawkowska 14, 31-014 Kraków. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamówić odpłatnie przy przysyłaniu 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 czasopisma na rok 1987:*

Cena prenumeraty: półrocznie zł 330.—  
rocznie zł 660.—

Prenumeratę krajową i za granicę przyjmuje się:

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

Prenumeratę krajową przyjmują i informacji o cenach udzielają urzędy pocztowe i doręczy-  
ciele na wsiach oraz Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” w miastach.

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 przy-  
jmuje 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.

Bieżące numery można nabywać lub zamówić we Wzorcowni Ośrodka Rozpowszechniania  
Wydawnictw Naukowych PAN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter), 00-901 Warszawa.

**PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF**

Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF do 15 października każ-  
dego roku na cały rok następny, otrzymują 25% zniżki.

**INFORMATION FOR SUBSCRIBERS**

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.

## SPIS TREŚCI

|   |    |
|---|----|
| J. Sochacki — Soczewki optyki scalonej . . . . .  | 3  |
| J. Rauluszkiewicz — Elektronowa spektroskopia tunelowa w zastosowaniu do materiałów magnetycznych . . . . . | 21 |
| RÓŻNE   |    |
| S. L. Bazański — Czy teoria względności wymaga naprawy? . . . . .   | 35 |
| H. Z. Wrembel — Ilu fizyków przybywa rocznie w Polsce i niektórych innych krajach . . . . .                 | 43 |
| Z. Ajduk — Nowy schemat nazewnictwa dla hadronów . . . . .  | 51 |
| WSPOMNIENIA-ROZCHODY  |    |
| J. A. Zakrzewski — Wspomnienie o Marianie Danyszu . . . . .   | 59 |
| ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI . . . . .  | 69 |
| RECENZJE . . . . .  | 73 |
| KRONIKA . . . . .   | 81 |

## CONTENTS

|   |    |
|---|----|
| J. Sochacki — Lenses for Integrated Optics . . . . .  | 3  |
| J. Rauluszkiewicz — Electron Tunnelling Spectroscopy in Magnetic Materials . . . . .                        | 21 |
| MISCELLANEA   |    |
| S. L. Bazański — Does the Theory of Relativity Require any Correction? . . . . .                            | 35 |
| H. Z. Wrembel — How Many Young Physicists per annum Receive Their Degrees in Poland and Elsewhere . . . . . | 43 |
| Z. Ajduk — A New Naming Scheme for Hadrons . . . . .  | 51 |
| RECOLLECTIONS-ANNIVERSARIES   |    |
| J. A. Zakrzewski — Recollection of Marian Danysz . . . . .  | 59 |
| MEETINGS AND CONFERENCES . . . . .  | 69 |
| REVIEWS . . . . .   | 73 |
| CHRONICLE . . . . .   | 81 |