

---

PTF

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

TOM 38  
ZESZYT 3  
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)  
Dr MARTA DUŚ-SITEK (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 STANISŁAW HAŁAS (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHALAK (Łódź)  
Dr ANTONI GOLY (Opole)  
Doc. dr JADWIGA STANKOWSKA (Poznań)  
Prof. dr ALEKSANDER SZYMAŃSKI (Rzeszów)  
Dr HENRYK WREMBEL (Ślupsk)  
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 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1987

## RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, 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 *Małgorzata Suchańska* (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 2113+97 egz. Ark. wyd. 6,25. Ark. druk. 5+1 wkł. Papier druk. kl. V 70×100, 71 g. Oddano do składu w lutym 1987 r. Podpisano do druku w lipcu 1987 r. Druk ukończono w sierpniu 1987 r. Zam. 109/87. Cena zł 110,—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, ul. Manifestu Lipcowego 13

*Andrzej Kuczkowski*

Wydział Fizyki Technicznej  
i Matematyki Stosowanej  
Politechnika Gdańska  
Gdańsk

## **Polimerowe metale organiczne — nowe materiały o potencjalnych możliwościach technologicznych**

### **Organic Polymer Metals: New Materials with a Possible Application in New Technologies**

*Abstract:* The synthesis, electronic properties, and application of organic polymer metals are reviewed. There are now a number of different polymers which undergo dramatic conductivity increases on exposure to electron donors or acceptors. The conductivities of these materials are compared to those of the classical metals. Organic polymer metals have attracted much interest from the theoretical point of view (quasi-one-dimensional conductors) as well as from their possible applications such as rechargeable batteries, solar batteries, electrooptic devices, electronic switching elements, radiation detectors etc.

#### **1. Wstęp**

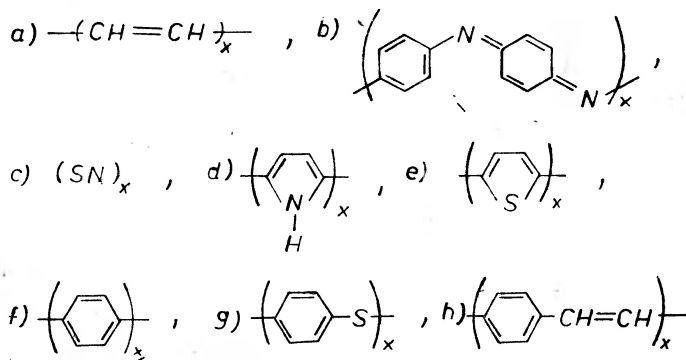
Wysokoprzewodzące materiały organiczne, tzw. metale organiczne, są przedmiotem dużego zainteresowania zarówno ze względów teoretycznych (niskowymiarowe układy metaliczne), jak też potencjalnych możliwości zastosowań. O dużym zainteresowaniu tymi materiałami świadczyć może ogromna liczba prac, które pojawiły się w ostatnich latach. W okresie od początku 1982 r. do września 1984 ukazało się prawie 2000 prac poświęconych przewodzącym polimerom, z tego ponad 1000 prac dotyczyło własności poliacylenu [1], który może być uważany za modelowy polimer w tej grupie. Wśród metali organicznych wyróżnia się trzy podstawowe grupy związków: interkalowane grafity [2], przewodzące kompleksy cząsteczkowe [3], domieszkowane polimery zawierające układ wiązań sprzężonych [1, 4, 5].

Proces interkalacji grafitu polega na wprowadzeniu między płaszczyzny węglowe cząsteczek interkalanta z równoczesnym przeniesieniem ładunku między interkalantem a atomami węgla w płaszczyźnie *ab* grafitu. Prowadzi to do wzrostu przewodnictwa w tej płaszczyźnie.

Kompleksy cząsteczkowe z przeniesieniem ładunku (CT), to asocjaty co najmniej dwóch cząsteczek, z których jedna (donor) łatwo oddaje elektrony, druga zaś (akceptor) łatwo przyjmuje elektrony. Kompleksy te cechuje przewodnictwo zbliżone do przewodnictwa metali. Najbardziej znanym cząsteczkowym metalem organicznym jest kompleks tetratiofulwalenu z tetracyjanochionodwumetanem (TTF—TCNQ). W kryształach tym

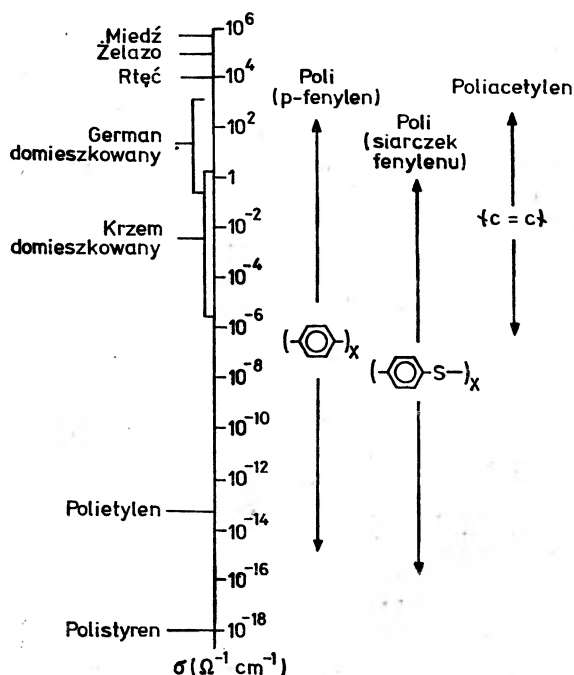
cząsteczki TTF i TCNQ tworzą oddzielne stopy, a elektrony są oddawane od cząsteczki TTF do cząsteczki TCNQ.

W wyniku domieszkowania polimerów zawierających układ wiązań sprzężonych (rys. 1) związkami o charakterze donorów lub akceptorów elektronów, przewodnictwo ich wzrasta  $10^{16}$  razy i zbliża się do przewodnictwa gorzej przewodzących metali (rys. 2). Wymie-



Rys. 1. Budowa wybranych wielocząsteczkowych metali organicznych: a) poliacytlen, b) polianilina, c) polisiarczek azotu, d) polipirol, e) politiofen, f) poli-(*p*-fenylen), g) poli-(siarczek fenylu), h) poli-(*p*-winylofenylen)

Przewodnictwo elektryczne niektórych polimerów domieszkowanych  $AsF_5$



Rys. 2. Skala przewodnictwa elektrycznego pokazująca związek między wartościami przewodnictwa osiągniętymi w wyniku domieszkowania: poliacytlen, poli-(*p*-fenylen) i poli-(siarczku fenylenu),  $AsF_5$  a wartościami przewodnictwa cechującymi konwencjonalne materiały

nione trzy grupy metali organicznych mają szereg cech wspólnych. Mianowicie charakteryzują się występowaniem orbitali cząsteczkowych  $\pi$ , powstających z przekrywania się orbitali atomowych  $p$  lub  $d$ . Ich specyficzne własności są wynikiem przeniesienia elektronu od cząsteczki donora do cząsteczki akceptora. Ponadto wszystkie metale organiczne cechuje występowanie częściowo zapełnionego pasma  $\pi$ . Do polimerowych metali organicznych można również zaliczyć tzw. polimery domieszkowane siateczkowo [6]. Otrzymuje się je ze wspólnego roztworu kompleksu z przeniesieniem ładunku i polimeru. W wyniku odparowania rozpuszczalnika na podłożu następuje równocześnie krystalizacja kompleksu CT i zestalanie matrycy polimerowej. Przy odpowiednich warunkach prowadzenia tego procesu otrzymuje się przewodzącą sieć w objętości polimeru. W przypadku utworzenia struktury dendrytycznej otrzymuje się wysokoprzewodzący materiał już przy małej zawartości kompleksu CT.

Polimerowe metale organiczne są obecnie przedmiotem szerokiego zainteresowania badaczy. Prowadzi się intensywne badania laboratoryjne nad ich zastosowaniem w fotowoltaicznych i fotoelektrochemicznych bateriach słonecznych, do budowy lekkich akumulatorów o dużej pojemności ładunkowej, w elektronicznych układach przełączających, detektorach promieniowania, sensorach i układach elektrooptycznych.

## 2. Otrzymywanie polimerowych metali organicznych

Pierwszym materiałem polimerowym, w którym stwierdzono własności metaliczne był polisiarcezek azotu  $(\text{SN})_x$ . W temperaturze pokojowej przewodnictwo jego wynosi  $1.7 \times 10^3 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$  i wzrasta z obniżeniem temperatury. Poniżej zaś temperatury 0,5 K  $(\text{SN})_x$  wykazuje stan nadprzewodnictwa. W wyniku wprowadzenia halogenów zwłaszcza bromu w sieć  $(\text{SN})_x$  przewodnictwo jego wzrasta jeszcze o rząd wielkości. W 1977 r. stwierdzono, że w wyniku częściowego chemicznego lub elektrochemicznego utleniania, względnie redukcji, poliacytylenu otrzymuje się polimery o własnościach metalicznych. Utlenianie poliacytylenu odbywa się w wyniku reakcji ze związkami wykazującymi własności akceptorowe ( $\text{I}_2$ ,  $\text{AsP}_2$ ,  $\text{ClO}_4^-$ ), natomiast redukcja jest skutkiem reakcji ze związkami wykazującymi własności donorowe (Li, Na, K). Stwierdzono również występowanie własności metalicznych w takich polimerach jak polipirol (PPY) domieszkowany elektrochemicznie  $\text{BF}_4^-$ , poli ( $p$ -fenylen) (PPF) domieszkowany  $\text{AsF}_5$  lub metalami alkalicznymi, poli (siarczki fenylu) (PSF) i poli ( $p$ -winylofenylen) (PPWF) domieszkowane  $\text{AsF}_5$ , politiofen domieszkowany jodem i w polianiline.

Wzory strukturalne omawianych powyżej polimerów przedstawiono na rys. 1.

W tabeli 1 przedstawiono natomiast wartości przewodnictwa osiągnięte dla poliacytylenu, poli ( $p$ -fenylenu) i poli (siarczku fenylenu) domieszkowanych jodem,  $\text{AsF}_5$  i potasem. Stopień domieszkowania podany jest w nawiasach. Określony on jest jako stosunek molowy domieszki do jednostki monomerowej polimeru [7].

Czynnikiem decydującym o dużym przewodnictwie elektrycznym domieszkowanego polimeru, w przypadku domieszkowania akceptorowego, jest potencjał jonizacji polimeru (IP) wynoszący odpowiednio: 4,7 eV dla  $(\text{CH})_x$ , 5,6 eV dla PPF i 6,3 eV dla PSF.

Tabela 1. Maksymalne wartości przewodnictwa elektrycznego [ $\Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ ] domieszkowanych polimerów [7] (W nawiasach podano stopień domieszkowania na jednostkę monomerową polimeru zaznaczonego w pierwszej kolumnie zakładając, że domieszki występują w następujących postaciach:  $\text{J}_3^-$ ,  $\text{AsF}_6^-$ ,  $\text{K}^+$ )

Polimer	Domieszka		
	$\text{J}_3$	$\text{AsF}_6$	K
$(\text{CH})_x$	550 (0.60)	1200 (0.20)	50 (0.32)
PPF	$10^{-4}$	500 (0.40)	20 (0.50)
PSF	$10^{-4}$	3 (0.70)	$10^{-4}$

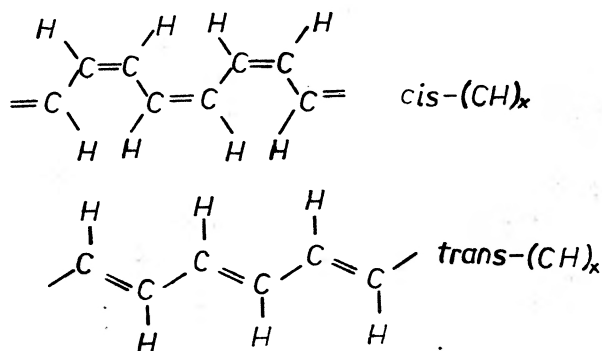
Ze wzrostem potencjału jonizacji przewodnictwo elektryczne maleje. Jest to widoczne zwłaszcza wówczas, gdy jako domieszkę stosuje się  $\text{AsF}_6$ .

Innym ważnym czynnikiem jest stopień delokalizacji nośnika wzdłuż łańcucha polimeru, określający ruchliwość nośników.

Oba powyższe warunki, tzn. mały potencjał jonizacji i znaczny stopień delokalizacji ładunku, są spełnione w polimerach zawierających układ wiązań sprzężonych.

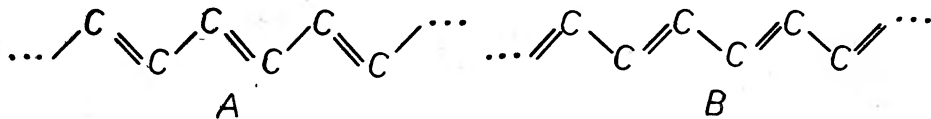
### 3. Własności elektronowe polimerowych metali organicznych

Materiałem, który uchodzi za modelowy w tej grupie związków jest poliacetylen  $(\text{CH})_x$ . Jest on najprostszym liniowym polimerem sprzężonym. Może on występować w dwóch izomerycznych formach: formie cis i formie trans

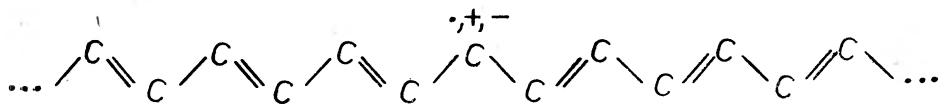


Formą termodynamicznie stabilną jest forma trans. Gdyby wszystkie długości wiązań w trans-poliacetylenie były równe, to polimer ten byłby quasi-jednowymiarowym metalem o zapełnionym w połowie paśmie przewodnictwa. Układ taki jest jednak energetycznie niestabilny (niestabilność Peierlsa [3]) i dlatego realizowany jest układ, w którym występują na zmianę krótsze (podwójne) i dłuższe (pojedyncze) wiązania (układ wiązań sprzężonych). Konsekwencją tego jest istnienie w trans- $(\text{CH})_x$  przerwy wzbronionej o szerokości 1,4 eV. Tak więc trans- $(\text{CH})_x$  jest półprzewodnikiem o zapełnionym paśmie walencyjnym i pustym paśmie przewodnictwa. W stanie podstawowym trans- $(\text{CH})_x$  może występować w dwóch równoważnych energetycznie stanach rezonansowych: stanie A lub B.



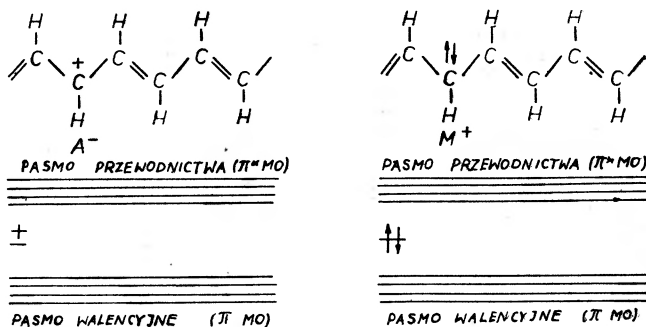


Pojawiające się w trakcie izomeryzacji lub domieszkowania w łańcuchu trans-(CH)<sub>x</sub> takie defekty jak rodniki, kationy lub aniony będą dzieliły łańcuch węglowy na część typu A i typu B:

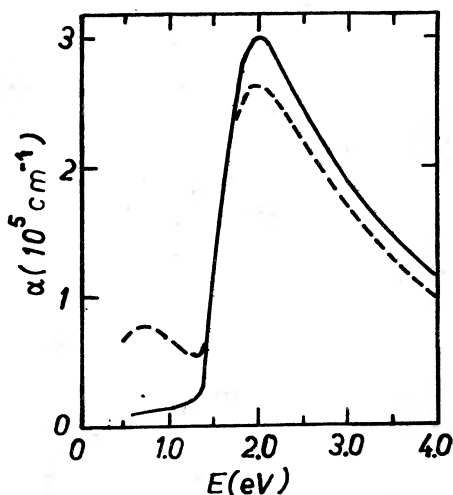


Ponieważ defekt stanowi granicę między dwoma częściami łańcucha równoważnymi energetycznie, może on przemieszczać się wzdłuż łańcucha w obu kierunkach, bez zmiany energii układu. Ten ruch defektu może być opisany matematycznie jako fala solitonowa lub soliton w języku teorii pola. Defekt rodnikowy określony jest jako neutralny soliton, podczas gdy defekty typu anionu lub kationu noszą nazwę naładowanych solitonów. Z defektem rodnikowym (solitonem) związany jest niesparowany spin. W trans-(CH)<sub>x</sub> obserwuje się jeden niesparowany spin na każde 3000 jednostek monomerowych CH. Z tymi spinami związana jest podatność magnetyczna typu Curie. Ze względów energetycznych soliton posiada pewną rozciągłość przestrzenną rzędu 15 jednostek CH. Powstałe w wyniku domieszkowania donorowego naładowane solitony typu anionowego oraz domieszkowania akceptorowego naładowane solitony typu kationowego nie mają spinów. Dlatego przy niskim poziomie domieszkowania poliacytenu obserwowane wartości podatności magnetycznej są za niskie by można je było skorelować z dużą wartością przewodnictwa. Przy wysokim poziomie domieszkowania poliacytenu obserwuje się podatność magnetyczną typu Pauliego pochodzącą od elektronów przewodnictwa. Z defektami (solitonami) związane są poziomy energetyczne leżące w środku przerwy wzbronionej. Jeśli stan zlokalizowany zawiera jeden elektron, soliton jest neutralny ze spinem 1/2 (paramagnetyczny). Jeśli elektron jest usunięty ze stanu zlokalizowanego, np. przez domieszkowanie typu akceptorowego, soliton jest naładowany dodatnio, ze spinem równym zeru (niemagnetyczny). Podobnie podwójnie obsadzony stan zlokalizowany, powstały w wyniku domieszkowania typu donorowego, będzie stanem ujemnie naładowanym o spinie równym zeru (soliton ujemnie naładowany, rys. 3).

Przy wysokim stopniu domieszkowania stany zlokalizowane tworzą pasmo. O obecności naładowanych solitonów w trans-(CH)<sub>x</sub> świadczy jego widmo absorpcyjne [4, 7], rys. 4. Pasma absorpcyjne o progu 1,4 eV i maksimum przy 1,95 eV jest przyporządkowane przejściu międzypasmowemu. W wyniku domieszkowania trans-(CH)<sub>x</sub> pasmo to stopniowo zanika i pojawia się nowe pasmo o maksimum 0,8 eV. Wyjaśnić to możemy przyjmując, że domieszkowanie zachodzi przez tworzenie naładowanych dodatnio solitonów oraz że niskoenergetyczne pasmo absorpcji (0,8 eV) związane jest z przejściem elektronów z pasma walencyjnego do stanów w środku przerwy wzbronionej i tworzeniem neutralnych solitonów. Natężenie tego niskoenergetycznego przejścia wzrasta proporcjonalnie do liczby naładowanych solitonów powstających przy domieszkowaniu. Dokładne obliczenia wy-



Rys. 3. Schematyczne przedstawienie naładowanych dodatnio i ujemnie solitonów tj. karboanionów i karbokationów zlokalizowanych w niewiążącym orbitalu molekularnym w trans-(CH)<sub>x</sub> [4]



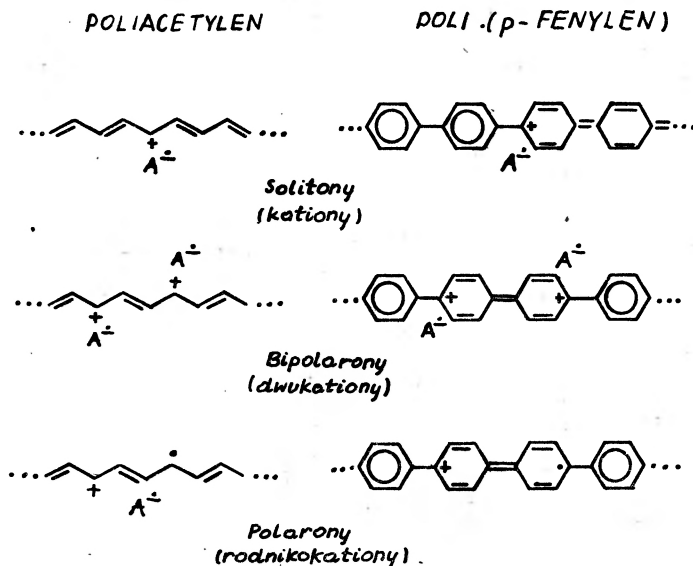
Rys. 4. Widmo absorbcyjne trans-poliacetyleny: — przed domieszkowaniem; - - - po domieszkowaniu (ok. 1%) [4]

kazały, że ze wzrostem liczby generowanych solitonów prawdopodobieństwo przejść międzypasmowych maleje [8].

W widmie podczerwieni domieszkowanego poliacytenu pojawiają się również dodatkowe dwa maksima w pobliżu  $900 \text{ cm}^{-1}$  i  $1370 \text{ cm}^{-1}$ , które rosną ze wzrostem stopnia domieszkowania. Położenie ich jest niezależne od rodzaju domieszki. Można wykazać [8], że są one skutkiem kontrakcji wiązań z jednej strony solitonu i ekspansji wiązań z drugiej strony solitonu, co prowadzi do drgań ładunku przez środek solitonu.

W przypadku innych polimerów o układzie wiązań sprzężonych, takich jak PPF czy PPY, nie można zastosować bezpośrednio teorii naładowanych solitonów, gdyż nie posiadają one dwóch równoważnych energetycznie stanów podstawowych, których istnienie zakłada się w tej teorii. Na rys. 5 przedstawiono dla porównania dodatnio naładowane defekty w PPF i w trans-(CH)<sub>x</sub>.

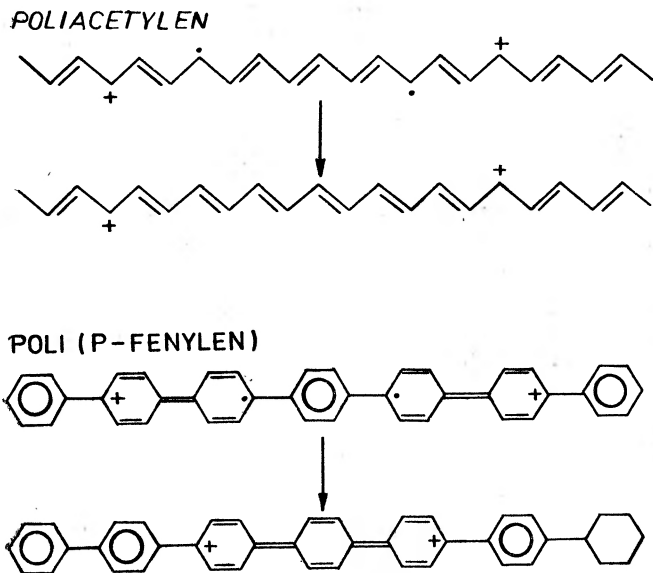
W przypadku PPF dwie struktury po obu stronach naładowanego defektu kationowego nie mają tej samej energii. Benzoidalna struktura na lewo od defektu jest znacznie bardziej stabilna niż chinoidalna struktura na prawo od defektu. Dlatego z ruchem tego defektu związane będą zmiany energii: podczas ruchu defektu w prawo (krecacji większej liczby pierścieni aromatycznych) będzie występował zysk energii, podczas gdy przy ruchu defektu



Rys. 5. Dodatkowo naładowane defekty (kationy, rodnikokationy, dwukationy) w trans-poliacetylenie i poli-(p-fenylenie). Akceptorowy jon rodnikowy jest oznaczony jako  $A^{-}[1]$

w lewo (krecacji większej liczby pierścieni chinoidalnych) straty energii. Z przykładu tego wynika, że ogólna teoria transportu uwzględniająca ruch naładowanych solitonów nie może być ogólnie stosowana do wszystkich przewodzących polimerów, ponieważ większość z nich nie ma zdegenerowanego stanu podstawowego. W wyniku jonizacji polimerów o układzie wiązań sprzężonych początkowo tworzy się jon rodnikowy, który posiada zarówno ładunek jak i spin. Jon rodnikowy powoduje dystorsję otaczającej go sieci. Taki układ: ładunek plus odkształcona sieć nazywa się polaronem. Polaron może być utworzony zarówno przez dodatnio naładowany stan dziurowy (rodnikokation), jak i ujemnie naładowany stan elektronowy (rodnikoanion). Rodnikokation w PPF (rys. 5) jest układem związanym składającym się z rodnika i kationu. Wiązanie wynika stąd, że wzrost odległości między rodnikiem i kationem wymaga dostarczenia dodatkowej energii na utworzenie dodatkowych jednostek chinoidalnych. W trans-poliacetylenie rodnikokation jest także związany, ponieważ ruchy naładowanego solitonu i neutralnego solitonu tworzących rodnikokation są silnie skorelowane.

Z teoretycznych rozważań wynika [1], że gdy dwa rodnikokationy lub dwa rodnikoaniony pojawiają się w tym samym łańcuchu to będą one oddziaływały egzotermicznie ze sobą i utworzą się struktury typu bipolaronów (dwaniony lub dwukationy), rys. 6. W PPF dwukation jest układem związanym, natomiast w trans-poliacetylenie dwukation rozpada



Rys. 6. Oddziaływanie dwóch polaronów (rodnikokationów) prowadzące do utworzenia bipolarenu (dwukationu) w trans-poliacetylenie i poli-(*p*-fenylenie)

się na dwa niezależne kationy (naładowane solitony), ponieważ układ taki jest energetycznie korzystniejszy. Dwukationy obserwowano w pomiarach spektroskopowych w wielu domieszkowanych polimerach.

Wszystkie polimery o układzie wiązań sprzężonych w stanie niedomieszkowanym cechują bardzo niskie wartości przewodnictwa elektrycznego ( $\sigma < 10^{-12} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ). Tylko w takich polimerach jak cis- i trans-poliacetylen obserwuje się wyższe wartości przewodnictwa: w cis-poliacetylenie  $\sigma \approx 10^{-9} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ , a w trans-poliacetylenie  $\sigma \approx 10^{-5} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ . Jednakże te wartości przewodnictwa są wynikiem obecności w tych polimerach zanieczyszczeń i defektów, a nie efektem przewodności samoistnej.

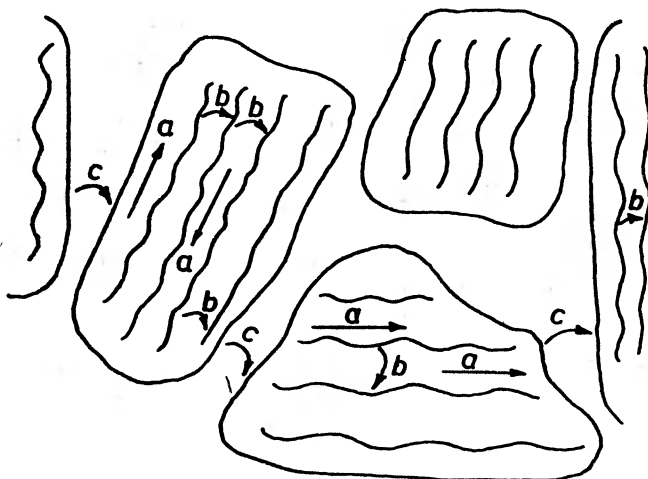
Przewodnictwo elektryczne można wyrazić jako iloczyn koncentracji swobodnych nośników ładunku ( $n$ ) i ich ruchliwości ( $\mu$ ):

$$\sigma = en\mu,$$

gdzie:  $e$  — wartość ładunku elementarnego. Mimo że w polimerach o układzie wiązań sprzężonych występują warunki sprzyjające łatwemu przemieszczaniu się nośników wzdłuż łańcuchów, to jednak niewielka koncentracja swobodnych nośników powoduje, że wykazują one niską wartość przewodnictwa elektrycznego. Koncentracja nośników w półprzewodnikach samoistnych maleje wykładniczo ze wzrostem przerwy wzbronionej. Polimery o układzie wiązań sprzężonych cechują stosunkowo duże wartości przerwy wzbronionej: od 1,4 eV do 4 eV. Domieszkowanie polimerów o układzie wiązań sprzężonych powoduje wzrost przewodnictwa głównie przez wzrost koncentracji swobodnych nośników.

Przez domieszkowanie akceptorowe lub donorowe polimer ulega odpowiednio utlenieniu lub redukcji. Gdy np. akceptor usuwa elektron z polimeru, ulega on utlenieniu i w jego

łańcuchu pojawia się rodnikokation (dziura). Jeśli dziura zdoła pokonać energię coulombowską wiążącą ją z anionem akceptorowym (kosztem energii termicznej lub przy wysokiej koncentracji domieszki dzięki ekranowaniu ładunku anionów), może ona przemieszczać się przez polimer dając wkład do przewodnictwa. Przy silnym domieszkowaniu koncentracja nośników osiąga znaczne wartości i wtedy czynnikiem decydującym o przewodnictwie elektrycznym staje się ruchliwość nośników. Mówiąc o ruchliwości nośników prądu w tych materiałach trzeba zwrócić uwagę, że składają się na nią: ruchliwość nośników wzdłuż łańcucha polimeru (transport wewnątrzcząsteczkowy), transport międzyłańcuchowy i transport między uporządkowanymi obszarami polimeru (rys. 7). Te trzy skła-



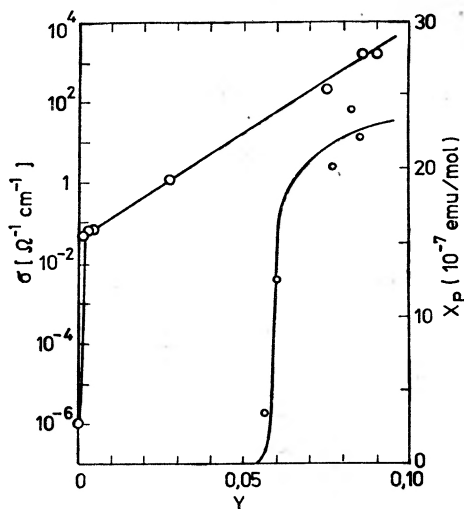
Rys. 7. Transport nośników ładunku w przewodzących polimerach: *a* — wewnątrzłańcuchowy, *b* — międzyłańcuchowy, *c* — transport ładunku między uporządkowanymi obszarami polimeru

dowe określają tzw. efektywną ruchliwość nośników prądu. Czasem określa się ruchliwość i przewodnictwo elektryczne na poziomie mikroskopowym, kiedy rozpatruje się tylko ruchliwość wewnątrzłańcuchową i międzyłańcuchową oraz na poziomie makroskopowym, gdy uwzględnia się transport ładunku między uporządkowanymi obszarami polimeru [1].

W przypadku poliacetyleny, który zbudowany jest z wiązek włókien zajmujących około 50% objętości polimeru, transport nośników prądu między nimi jest głównym czynnikiem ograniczającym wartość ruchliwości makroskopowej. Na poziomie mikroskopowym łańcuchy poliacetyleny posiadają defekty w postaci zanieczyszczeń chemicznych i sieciowych występujących co około 100 atomów węgla. Defekty te zmuszają nośniki ładunku do przeskoku międzyłańcuchowego. Wartość ruchliwości makroskopowej wyznaczona eksperymentalnie w poliacetylenie domieszkowanym  $J_2$  wynosi  $1,7 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$  [9], podczas gdy ruchliwość mikroskopowa wyznaczona z pomiarów optycznych wynosi  $100 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$  [10]. Wyznaczona z pomiarów efektu Halla ruchliwość makroskopowa nośników prądu w PPF domieszkowanym  $\text{AsF}_5$  wynosi około  $1 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$  [11]. Wartość ta jest zbliżona do wartości ruchliwości w poliacetylenie, chociaż łańcuchy PPF są znacznie krótsze i zawierają tylko 15 jednostek monomerowych.

Jednakże gęstość PPF jest znacznie większa niż  $(\text{CH})_x$ , dlatego odległość między łańcuchami w PPF jest mniejsza niż w  $(\text{CH})_x$  i w związku z tym łatwiejszy jest transport międzyłańcuchowy nośników. Zależność przewodnictwa elektrycznego, podatności magnetycznej i siły termoelektrycznej od zawartości domieszki ma zbliżony przebieg we wszystkich polimerach o układzie wiązań sprzężonych i dlatego w dalszej części rozważań będzie ona zilustrowana na przykładzie poliacytenu. W poliacytenu można wyróżnić trzy charakterystyczne obszary koncentracji domieszki [12]. Koncentracja domieszki jest określona jako stosunek molowy domieszki od jednostki monomerowej polimeru. Pierwszy obszar koncentracji domieszki:  $y < 0,001$ . Przewodnictwo elektryczne w tym obszarze jest silnie zależne od temperatury:  $\sigma \sim T^n (n \approx 13)$ , natomiast wartość siły termoelektrycznej jest niezależna od temperatury i wynosi około  $850 \mu\text{V/K}$ . Drugi obszar koncentracji domieszki:  $0,001 \leq y \leq 0,07$ . Przewodnictwo elektryczne w tym obszarze jest większe niż  $0,1 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ :  $\sigma \sim \exp[-(T_0/T)^v]$ ;  $v = 1/4$  lub  $1/2$ . Siła termoelektryczna jest bardzo mała i rośnie liniowo ze wzrostem temperatury. Trzeci obszar koncentracji domieszki:  $y \geq 0,07$ . Przewodnictwo elektryczne jest słabo zależne od temperatury,  $\sigma \sim T^\alpha$ ,  $\alpha \leq 1$ . Zależność siły termoelektrycznej od temperatury ma, podobnie jak w drugim obszarze, charakter metaliczny (niewielkie wartości i liniowy wzrost ze wzrostem temperatury).

Wartości siły termoelektrycznej dla poliacytenu domieszkowanego domieszką typu  $n$  i typu  $p$  różnią się nieznacznie, lecz mają przeciwne znaki. Odzwierciedla to symetrię



Rys. 8. Zależność przewodnictwa elektrycznego i niezależnej od temperatury podatności magnetycznej Pauliego od koncentracji domieszki dla  $[(\text{CH})^{-y} \text{Na}_y]_x$  [5]

elektronowo-dziurową struktury pasmowej, oraz wskazuje, że nośniki odpowiedzialne za wysokie przewodnictwo elektryczne są przenoszone z domieszki do polimeru. Dla zawartości domieszki powyżej kilku dziesiątych procenta przewodnictwo elektryczne zaczyna się nasycać (rys. 8).

Niedomieszkowany trans-poliacetylen wykazuje podatność magnetyczną typu Curie. Pochodzi ona od neutralnych solitonów. W wyniku domieszkowania można spodziewać się wystąpienia następujących procesów [13]:

- 1) neutralne solitony mogą pobierać ładunek od molekuł domieszki i przekształcać się w naładowane solitony, w wyniku czego maleje gęstość spinów;
  - 2) ładunek wprowadzony do łańcucha polimeru tworzy polaron, który może dysocjować na dwa naładowane solitony. Proces ten zachodzi przy dużej koncentracji domieszki.
- W związku z tym dla małej zawartości domieszki (pierwszy obszar koncentracji) przeważa pierwszy mechanizm i dlatego obserwuje się zmniejszenie podatności magnetycznej typu Curie ze wzrostem zawartości domieszki. W drugim obszarze koncentracji domieszki przeważa mechanizm solitonowy i dlatego obserwuje się bezspinowe przewodnictwo. W tym pośrednim obszarze, mimo że zachowanie się siły termoelektrycznej jest typowe dla metali, wartość podatności magnetycznej Pauliego wynosi tylko 10% tej wartości jakiej należałoby się spodziewać dla metali. W trzecim obszarze koncentracji domieszki,  $y > 0,07$ , obserwuje się zachowanie podatności magnetycznej typowe dla metali. Udział podatności magnetycznej typu Pauliego gwałtownie wzrasta aż do wartości, która odpowiada gęstości stanów przy poziomie Fermiego równej  $0,1 \text{ stanów/eV} \cdot \text{atom C}$ .

Jak widać z tego krótkiego przeglądu własności elektronowych domieszkowanych polimerów o układzie wiązań sprzężonych mechanizm ich przewodnictwa elektrycznego zależy od ich stopnia domieszkowania [14]. W związku z tym stosuje się różne modele przewodnictwa elektrycznego dla polimerów o różnych stopniach domieszkowania. Do czystych i nieznacznie domieszkowanych polimerów stosuje się omawiany uprzednio model solitonowy. Dla słabo domieszkowanych polimerów (pierwszy obszar) dobrą zgodność z doświadczeniem uzyskuje się przy pomocy modelu Kivelsona międzysolitonowego hoppingu elektronowego [15]. Przy silniejszych domieszkowaniach (0,001 do 0,07, drugi obszar) stosuje się model zmiennozasięgowego hoppingu między stanami leżącymi w pobliżu poziomu Fermiego [16], względnie model aktywacji termicznej nośników do stanów leżących w pobliżu krawędzi pasma [17]. Przy koncentracji domieszki  $> 0,07$  (trzeci obszar), gdy gęstość stanów leżących przy poziomie Fermiego zbliżona jest do gęstości występującej w metalach, stosuje się model przewodnictwa zaproponowany dla przewodnictwa nieuporządkowanych metali [18].

#### 4. Zastosowanie polimerowych metali organicznych

Polimerowe metale organiczne mają własności typowe dla polimerów, takie jak: łatwość formowania, lekkość, elastyczność i giętkość w połączeniu z typową dla metali wysoką przewodnością elektryczną. Prowadzone są obecnie intensywne badania nad zastosowaniem polimerowych metali organicznych jako elementów elektronicznych, akumulatorów i osłon przed promieniowaniem elektromagnetycznym [1, 19, 20]. Z powodu jednak stosunkowo małej ruchliwości nośników prądu w polimerowych metalach organicznych, w porównaniu z nieorganicznymi półprzewodnikami, zastosowanie ich musi być ograniczone do układów o małej szybkości działania takich jak np. ogniwa słoneczne, czujniki, detektory promieniowania. Polimerowe metale organiczne silnie domieszkowane zatracają

niestety częściowo łatwość formowania i giętkość, oraz w większości przypadków wykazują niestabilność w powietrzu. W wyniku reakcji z tlenem i parą wodną ulegają one degradacji. Tylko nieliczne z nich takie jak: polianilina i politiofen w stanie neutralnym i utlenionym oraz polipirol w stanie utlenionym są stabilne w powietrzu. Poniżej omówimy działanie oraz własności niektórych układów wykorzystujących polimerowe metale organiczne.

#### 4.1. Baterie słoneczne

Większość przewodzących polimerów o układzie wiązań sprzężonych ma wartość przerwy wzbronionej zbliżoną do optymalnej dla fotowoltaicznej konwersji energii słonecznej (1,4 eV). Z innymi półprzewodnikami tworzą one złącza Schottky'ego. Jednakże wydajność takich baterii słonecznych jest na razie niewielka (poniżej 1%). Również wydajność baterii fotoelektrochemicznych czyli baterii wykorzystujących złącze półprzewodnik — elektrolit, jest dla przewodzących polimerów niewielka (od 0,1 do 1%). Spowodowane to jest występowaniem silnego pułapkowania i rekombinacją nośników na powierzchni polimeru. Zachodzi więc potrzeba podjęcia dalszych prac nad zwiększeniem wydajności tych baterii, niemniej jednak wyniki na tym etapie badań są zachęcające [4, 20].

#### 4.2. Elementy elektrooptyczne i detektory promieniowania

Zastosowanie przewodzących polimerów w urządzeniach elektrooptycznych wykorzystuje fakt zmiany barwy i zmiany transmisji polimeru w wyniku ich domieszkowania. Urządzenie elektrooptyczne składa się z przewodzącego polimeru, np. politiofenu umieszczonego w roztworze acetonitrylowym  $\text{LiBF}_4$  między dwoma przewodzącymi elektrodami w postaci przewodzącego szkła. W wyniku przyłożenia napięcia  $V_a < 0,7 \text{ V}$  następuje domieszkowanie polimeru jonami  $\text{BF}_4^-$  do stanu metalicznego, co z kolei powoduje zmianę barwy polimeru z czerwonej na niebieską. Zwarcie elektrod lub przyłożenie przeciwnie skierowanego napięcia powoduje usunięcie domieszki i powrót polimeru do pierwotnego stanu. Układy takie mogą być stosowane również jako optyczne elementy pamięciowe. Czas reakcji takiego elementu jest rzędu kilkudziesięciu milisekund. Podobne efekty obserwowano w innych polimerach, takich jak polipirol czy polianilina.

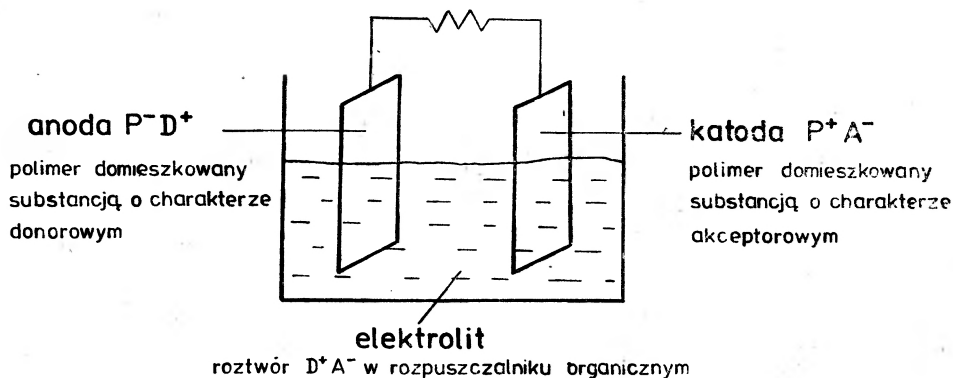
Inny efekt, a mianowicie przejście izolator—metal w przewodzących polimerach (w atmosferze gazów w normalnych warunkach nie domieszkujących polimeru np.  $\text{SF}_6$ ) pod wpływem napromieniowania ich wiązką elektronów, promieniami X czy  $\gamma$  leży u podstaw zastosowania tych polimerów jako detektorów promieniowania. Dawkę promieniowania można wyznaczyć z pomiaru przewodnictwa elektrycznego polimeru lub widma absorpcji. Przejście izolator-metal w polimerach przewodzących może być również wykorzystane do konstrukcji detektorów wilgotności lub detektorów gazów [21].

#### 4.3. Akumulatory

Największe nadzieje wiąże się z zastosowaniem przewodzących polimerów w akumulatorach. Zastosowanie polimerów o układzie wiązań sprzężonych do budowy odwracalnych akumulatorów elektrochemicznych opiera się na fakcie, że materiały te można od-

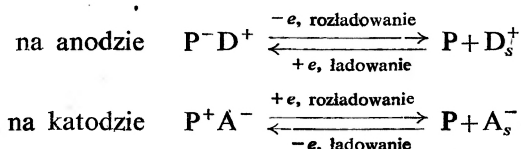


wracalnie elektrochemicznie „domieszkować”. Zasadę działania takich baterii przedstawia rys. 9. Jeśli przez P, P<sup>-</sup> i P<sup>+</sup> oznaczymy odpowiednio polimer w stanie: neutralnym, ujemnie i dodatnio naładowanym, a przez A<sup>-</sup> i A<sub>s</sub><sup>-</sup> odpowiednio anion domieszki akceptorowej w polimerze i w roztworze oraz podobnie D<sup>+</sup>, D<sub>s</sub><sup>+</sup> kation domieszki donorowej

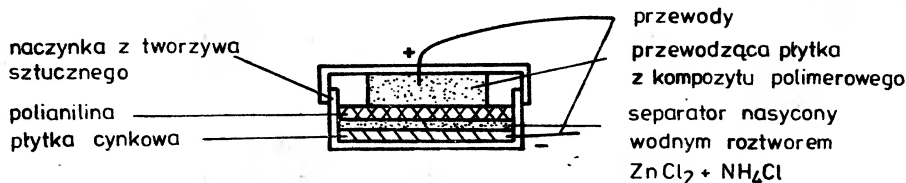


Rys. 9. Polimerowy akumulator elektrochemiczny w stanie naładowanym. Proces ładowania polega na elektrochemicznym domieszkowaniu polimeru. Proces rozładowania jest wynikiem przechodzenia domieszki z polimeru do roztworu

w polimerze i w roztworze, to reakcje elektrodowe zachodzące na obu elektrodach można przedstawić następująco:

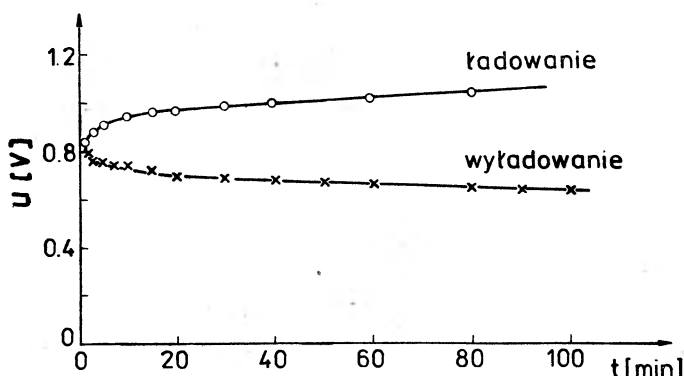


W reakcjach tych P<sup>-</sup>D<sup>+</sup> oznacza polimer domieszkowany substancją o charakterze donorowym, a P<sup>+</sup>A<sup>-</sup> polimer domieszkowany substancją o charakterze akceptorowym. Należy zwrócić uwagę, że ładowanie związane jest z domieszkowaniem polimeru, podczas gdy rozładowanie przeprowadza polimer z powrotem do stanu neutralnego oraz, że jony domieszki dyfundują do i z polimeru bez zmiany stanu utleniania. Przedstawiona na rys. 9 konfiguracja elektrod nie jest jedyną. Można również zbudować polimerową baterię elektrochemiczną składającą się z jednej elektrody polimerowej i jednej elektrody metalowej (np. Al lub Li). Przykładem baterii pierwszego typu może być bateria powstała w wyniku zanurzenia dwóch pasków poliacytenu do roztworu Li<sup>+</sup>ClO<sub>4</sub><sup>-</sup> w węglanie propylenu, zaś baterii drugiego rodzaju bateria utworzona z paska poliacytenu i blaszki litowej zanurzonymi w poprzednim elektrolicie. Dotychczas najwięcej prac poświęconych było zastosowaniu do budowy baterii elektrochemicznych takich polimerów jak: poliacytlen, poli (*p*-fenylen), polianilina, polipirol, polifiofen. Polianilina jest szczególnie interesującym polimerem zarówno ze względu na jej niewrażliwość na wpływ tlenu i wilgoci, jak również na możliwość akumulowania dwa razy większego ładunku na jednostkę masy niż inne polimery jak np. poliacytlen. Rysunek 10 przedstawia schemat polimerowej baterii



Rys. 10. Schemat polimerowego akumulatora wykorzystującego polianilinę jako materiał elektrodowy [22]

elektrochemicznej wykorzystującej polianilinę jako materiał elektrodowy. Charakterystyki ładowania i rozładowania tej baterii przedstawione są na rys. 11. Baterię tę cechują następujące parametry: napięcie przy rozwartym obwodzie ok. 1,35 V, gęstość prądu zwarcia  $150 \text{ mA/cm}^2$ , oraz wydajność ładunkowa ok. 95%.



Rys. 11. Charakterystyka ładowania i wyładowania przedstawionego na rys. 10 akumulatora polimerowego prądem o natężeniu 20 mA [22]

## 5. Zakończenie

Polimerowe metale organiczne stanowią nową grupę materiałów o niezwykle interesujących właściwościach. Ze względu na ich właściwości quasi-jednowymiarowych przewodników, są one dogodnym materiałem do weryfikacji wielu teorii jak również wyzwaniem do sformułowania nowych hipotez i teorii koniecznych do wyjaśnienia ich niezwykłych właściwości. Lepsze poznanie tych materiałów przyczyni się niewątpliwie do powstania nowych technologii wykorzystujących właściwości polimerowych metali organicznych. Uważa się również, że materiały te będą jednymi z podstawowych materiałów rozwijającej się obecnie elektroniki molekularnej.

## Literatura

- [1] J. E. Frommer, R. R. Chance, *Encyclopedia of Polymer Science and Engineering*, red. M. Grayson and J. Kroschwitz, Wiley, New York (w druku).  
[2] M. S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, *Adv. Phys.* **30**, 139 (1981).

- [3] A. Graja, *Postępy Fizyki* **32**, 3 (1981) oraz **35**, 85 (1984).
- [4] S. Etemad, A. J. Heeger, *Annu. Rev. Phys. Chem.* **33**, 443 (1982).
- [5] T. C. Chung, F. Moraes, J. D. Flood, A. J. Heeger, *Phys. Rev.* **B29**, 2341 (1984).
- [6] J. Ulański, J. Jeszka, A. Tracz, M. Kryszewski, *Mater. Sci.* **10**, 299 (1984).
- [7] J. L. Bredas, R. R. Chance, R. Silbey, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **77**, 319 (1981).
- [8] C. R. Fincher, M. Ozaki, A. J. Heeger, A. G. Mac Diarmid, *Phys. Rev.* **B19**, 4140 (1979).
- [9] S. C. Gau, J. Milliken, A. Proń, A. G. Mac Diarmid, A. J. Heeger, *J. Chem. Soc. Chem. Commun.* 1979, 662 (1979).
- [10] C. R. Fincher, M. Ozaki, M. Tanaka, D. Peeble, L. Lauchlan, A. J. Heeger, A. G. Mac Diarmid, *Phys. Rev.* **B20**, 1589 (1979).
- [11] L. W. Shacklette, R. R. Chance, D. M. Ivory, G. G. Miller, R. H. Baughman, *Synth. Met.* **1**, 307 (1979).
- [12] M. Przybylski, B. R. Bułka, I. Kulszewicz, A. Proń, *Solid State Commun.* **48**, 893 (1983).
- [13] H. W. Streitwolf, *Phys. Status Solidi* (b) **127**, 11 (1985).
- [14] A. J. Epstein, *Handbook of Conducting Polymers*, t. 2, red. T. A. Skotheim, Marcel Dekker Inc., New York and Basel 1986.
- [15] S. Kivelson, *Phys. Rev.* **B25**, 3798 (1982).
- [16] M. Andenaert, *Phys. Rev.* **B30**, 4609 (1984).
- [17] E. M. Conwell, *Synth. Met.* **9**, 195 (1984).
- [18] A. J. Epstein, H. W. Gibson, P. M. Chaikin, W. G. Clark, G. Gruner, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1730 (1980).
- [19] A. Kuczkowski, T. Słupkowski, *Polimery* **31**, 37 (1986).
- [20] A. Kuczkowski, *Phys. Status Solidi* a **89**, K 109 (1985).
- [21] K. Yoshino, K. Kaneto, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* (w druku).
- [22] A. Kuczkowski, praca przygotowywana do druku.

*Aleksandra Kopystyńska*

Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

## Pułapkowanie cząstek naładowanych

### Trapping of Charged Particles

*Abstract:* An information about localization, cooling and spectroscopy of clouds and single particles is presented.

#### 1. Wstęp

Spektroskopowe metody badania atomów, jonów czy cząsteczek polegają na obserwacji oddziaływania tych cząstek ze światłem. Fluorescencja rezonansowa zawiera ogromne bogactwo informacji o układach atomowych, które zwykle są obserwowane w gazie zamkniętym w komórce lub w wiązce. W obu przypadkach badane cząstki poruszają się z ogromnymi prędkościami — rzędu 1 km/s i zderzają się z innymi cząstkami czy ścianami komórki. Mimo to chętnie posługujemy się modelem pojedynczego, izolowanego i nieruchomego atomu, który oddziałuje z promieniowaniem elektromagnetycznym, ale zaznaczamy, że taka sytuacja nie jest możliwa do zrealizowania. Tymczasem w ostatnim dziesięcioleciu przeprowadzono szereg fascynujących doświadczeń, w których badanymi obiektami były pojedyncze, samotne cząstki, przez dni i tygodnie uwięzione w ściśle określonym miejscu w przestrzeni. Pułapkowanie cząstek połączone z ich oziębieniem, czyli zmniejszeniem energii kinetycznej, jest już dobrze opanowaną metodą, szeroko stosowaną w wielu bogatych laboratoriach na świecie. Uwięzioną cząstką może być jon atomu lub cząsteczki wieloatomowej, elektron, pozyton, proton oraz atom. Dla cząstek z ładunkiem elektrycznym stosuje się pułapki o precyzyjnie zaplanowanym rozkładzie (w przestrzeni i w czasie) pola elektrycznego i magnetycznego. Pierwszą pułapkę tego typu pół wieku temu zbudował Penning [1]. Pułapka zbudowana przez Penninga służyła do wydłużenia czasu przebywania elektronów w obszarze wyładowania. Dwadzieścia lat później Dehmelt zastosował magazynowanie jonów w pułapce Penninga do badania ich struktury nadsztywnej metodami spektroskopii częstości radiowych [2—4]. Precyzja uzyskanych wyników o kilka rzędów wielkości przewyższała dotychczasowe dane, co było konsekwencją znacznego wydłużenia czasu oddziaływania promieniowania z uwięzionymi jonami. Od tej pory zaczęły się rozwijać techniki izolowania, utrzymywania w pułapce, termalizacji i oziębiania coraz to mniejszej liczby naładowanych cząstek. W przypadku cząstek elektrycznie obojętnych uwięzienie jest znacznie trudniejsze, ale również możliwe.

W tym miejscu należy odpowiedzieć na pytanie w jakim celu dążymy do lokalizacji i oziębienia cząstek. Po pierwsze, gdy chmura kilku cząstek jest utrzymywana w warunkach ultrawysokiej próżni, prawdopodobieństwo zderzeń jest znikome. Ponadto, gdy cząstki są ograniczone do obszaru o rozmiarach znacznie mniejszych od długości fali promieniowania  $\lambda$ , wówczas rezonansowa linia widmowa ma szerokość naturalną i nie jest przesunięta w skali częstości. Oznacza to, że nie występuje zjawisko Dopplera 1 rzędu [5] i zjawisko Dopplera 2 rzędu jest do pominięcia, ponieważ dzięki chłodzeniu prędkość cząstek jest bardzo mała. Wreszcie nie występuje też poszerzenie linii widmowej wskutek zjawiska czasu przelotu. Zjawisko to jest konsekwencją zasady nieoznaczoności

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar, \quad (1)$$

w której  $\Delta E$  oznacza niepewność wyznaczenia różnicy energii stanów  $E_2 - E_1$  wtedy, gdy pomiar jest wykonany w czasie  $\Delta t$ . Czas  $\Delta t$  jest uwarunkowany czasem przelotu cząstki przez układ pomiarowy i czasami życia w każdym ze stanów. Błąd względny pomiaru jest równy  $\Delta E / (E_2 - E_1)$ , przy czym  $\Delta E$  można zmniejszyć przez wydłużenie  $\Delta t$ , co się osiąga przez chłodzenie promieniujących cząstek. Wszystko razem składa się na spektroskopię najwyższych zdolności rozdzielczych.

## 2. Zasady pułapkowania

Lokalizację i magazynowanie małej liczby cząstek naładowanych uzyskuje się za pomocą odpowiedniej konfiguracji pola elektrycznego i pola magnetycznego (pułapka Penninga), względnie zamiast pola magnetycznego można zastosować zmienne pole elektryczne o częstości radiowej (pułapka RF). Oczywiście oddziaływanie zmiennego pola elektrycznego na cząstkę naładowaną jest zarówno elektryczne jak magnetyczne. Cząstki uwięzione w studni potencjału poruszają się ruchem harmonicznym w ograniczonej objętości przez dowolnie długi czas. Kształt studni potencjału wynika z rozwiązania układu prostych równań:

$$F = -kr \quad \text{i} \quad F = eE, \quad \text{gdzie} \quad E = -\text{grad} \varphi. \quad (2)$$

W tych równaniach  $F$  oznacza siłę, jaka działa na cząstkę o ładunku  $e$ ,  $k$  jest stałą ruchu harmonicznego,  $r$  opisuje położenie cząstki w przestrzeni,  $E$  jest natężeniem pola elektrycznego, a  $\varphi$  jest potencjałem tego pola. Rozwiązanie układu równań (2) ma postać

$$\varphi = Ar^2, \quad (3)$$

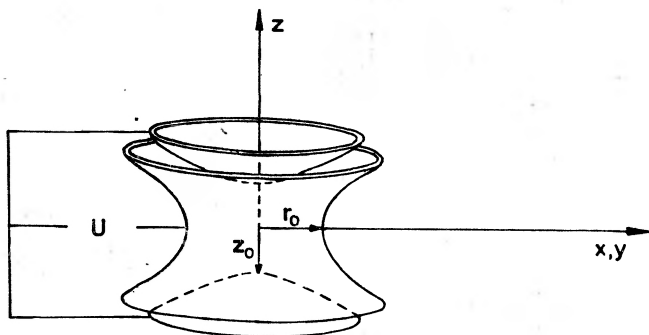
gdzie  $A$  jest stałą. W przestrzeni wolnej od swobodnych ładunków jest  $\nabla^2 \varphi = 0$ , zatem jednym z możliwych rozwiązań równania (3) jest

$$\varphi = A(x^2 + y^2 - 2z^2), \quad (4)$$

gdzie powierzchnie jednakowego potencjału są hiperboloidami obrotowymi. Taki kształt potencjału można uzyskać za pomocą układu elektrod, jaki pokazano na rys. 1. Pole elektryczne o symetrii osiowej zapobiega ucieczce cząstek wzdłuż jednego kierunku, którego wybór jest uwarunkowany przyłożeniem różnicy potencjałów  $U$ . Pułapkowanie przestrzenne można zrealizować na dwa sposoby: przez zastosowanie jednorodnego pola magnetycznego

wzdłuż osi  $z$  lub przez przyłożenie zmiennego pola elektrycznego o częstotliwości radiowej, które utrzymują cząstki w kierunkach promienistych. Na rys. 1 są pokazane obie możliwości. Stała  $A$  z równań (3) i (4) wyraża się przez wartości  $r_0$  i  $z_0$  zdefiniowane na rys. 1 i wynosi

$$A = \frac{U}{r_0^2 + 2z_0^2}. \quad (5)$$



Rys. 1. Układ elektrod wytwarzających pole elektryczne w pułapkach typu Penninga i RF

W pułapce RF jest

$$U = U_0 + V_0 \cos \Omega t, \quad (6)$$

natomiast w pułapce Penninga jest

$$B = B_0 z \quad \text{i} \quad V_0 = 0. \quad (7)$$

Dla pojedynczego jonu uwięzionego w pułapce Penninga równania ruchu mają postać

$$\ddot{z} + \omega_z^2 z = 0 \quad \text{i} \quad \ddot{\mathbf{r}} = (1/2)\omega_z^2 \mathbf{r} - i\omega_c \dot{\mathbf{r}}, \quad (8)$$

gdzie kropki oznaczają odpowiednio pierwszą i drugą pochodną po czasie, a  $\mathbf{r} = x + iy$ . Częstotść drgań osiowych  $\omega_z$  i częstotść cyklotronowa  $\omega_c$  wynoszą

$$\omega_z^2 = \frac{4eU_0}{m(r_0^2 + 2z_0^2)} \quad \text{i} \quad \omega_c = \frac{eB_0}{mc}, \quad (9)$$

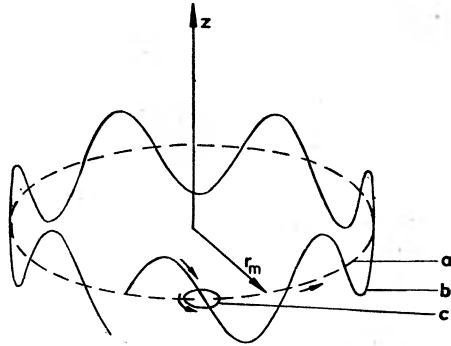
gdzie  $c$  jest prędkością światła w próżni, a  $r_0 = \sqrt{2}z_0$ . Z rozwiązania równań (8) otrzymujemy

$$z = z_0 \cos \omega_z t \quad \text{i} \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}_c e^{-i\omega_c t} + \mathbf{r}_m e^{-i\omega_m t}. \quad (10)$$

Na tor, po jakim jon porusza się w pułapce, składają się trzy ruchy, których tory są pokazane na rys. 2. W rezultacie jon w pułapce Penninga porusza się po spirali o promieniu  $r_c$ , która jest sinusoidą oplatającą okrąg o promieniu  $r_m$ . Ruch po okręgu o promieniu  $r_c$  jest ruchem cyklotronowym, a ruch po okręgu o promieniu  $r_m$  jest ruchem magnetronowym. Występujące w równaniach (10) częstotści  $\omega_z$ ,  $\omega'_c$  i  $\omega_m$  są ze sobą powiązane równaniami

$$\begin{aligned} \omega'_c &= (1/2)\omega_c[(\omega_c/2)^2 - \omega_z^2/2]^{1/2} \\ \omega_m &= -(1/2)\omega_c[(\omega_c/2)^2 - \omega_z^2/2]^{1/2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Charakterystyczne parametry pułapki Penninga, w której badano zmagazynowane jony  $Mg^+$ , są następujące:  $r_0 = 0,5$  cm,  $z_0 = 0,35$  cm,  $U_0 = 7$  V,  $B_0 = 1$  T,  $\nu_z = 200$  kHz,  $\nu_c = 800$  kHz,  $\nu_m = 25$  kHz, przy czym  $\nu = \omega/2\pi$ .



Rys. 2. Tor po jakim porusza się naładowana cząstka w pułapce Penninga. Linia przerywana *a* jest torem powolnego ruchu magnetronowego. Złożenia tego ruchu z drganiami osiowymi daje tor *b*. Bardzo szybki ruch cyklotronowy po torze *c* nakłada się na oba te ruchy

Spełnienie zasad zachowania energii i pędu wymaga, aby jony powstawały wewnątrz pułapki. Jeśli chcemy zapobiec ich ucieczce, musimy zastosować chłodzenie, które je spowolni do energii rzędu 0,1 głębokości studni potencjału.

### 3. Chłodzenie laserowe

Chłodzenie zbioru atomów, jonów czy cząsteczek za pomocą prawie rezonansowego promieniowania pozwala na kontrolowanie położenia i prędkości tych cząstek w granicach fluktuacji kwantowych. Powszechne zainteresowanie tą metodą datuje się od 1975 r., czyli od prawie jednoczesnego opublikowania prac Hänscha i Schawlowa [6] oraz Wine-landa i Dehmelta [7]. W pierwszej jest opisana metoda chłodzenia swobodnych atomów w gazie, w drugiej ten sam sposób stosuje się do jonów uwięzionych w pułapce elektromagnetycznej. Pierwsze doświadczenia, w których zastosowano laserowe chłodzenie jonów wykonano w 1978 r. [8—9].

Chłodzenie atomów lub jonów polega na tym, że są one oświetlane promieniowaniem ukierunkowanym i monochromatycznym, dostrojonym do długofalowego skrzydła doplerowskiego profilu linii absorpcyjnej cząstek, które znajdują się w określonej temperaturze  $T$ . Średnia wartość energii kinetycznej atomów lub jonów jest określona wzorem

$$\bar{E}_k = (3/2) \cdot k_B T, \quad (12)$$

gdzie  $k_B$  jest stałą Boltzmann. Zatem zmniejszenie prędkości jest równoważne obniżeniu temperatury cząstek.

W stanie równowagi termodynamicznej zbioru  $N$  identycznych atomów lub jonów, prędkości, z jakimi się one poruszają, są opisane funkcją rozkładu Maxwella. Ustalamy,

że oś  $z$  wyznacza kierunek obserwacji promieniowania fluorescencji. Funkcja rozkładu składowej prędkości  $v_z$  ma postać

$$f(v_z) = \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} \cdot \exp[-(mv_z^2)/(2k_B T)], \quad (13)$$

gdzie  $m$  jest masą cząstki,  $k_B$  oznacza stałą Boltzmanna i  $T$  jest temperaturą gazu lub chmury jonów. Zakładamy, że cząstka o składowej prędkości  $v_z = 0$  emituje promieniowanie o częstotliwości

$$\omega_0 = (E_2 - E_1)/\hbar, \quad (14)$$

przy czym w stanie o energii  $E_2$  ma prędkość  $v_2$ , a po emisji fotonu o energii  $\hbar\omega$  i pędzie  $\hbar k$ , gdzie  $k$  jest wektorem falowym, przechodzi do stanu o energii  $E_1$  i ma prędkość  $v_1$ . Z zasady zachowania pędu

$$mv_2 = mv_1 + \hbar k, \quad (15)$$

zasady zachowania energii

$$E_2 + mv_2^2/2 = E_1 + mv_1^2/2 + \hbar\omega \quad (16)$$

i równania (14) znajdujemy związek

$$\hbar\omega_0 = \hbar\omega - \hbar v_2 k + \hbar^2 k^2/2 \cdot m. \quad (17)$$

Jeżeli dla prędkości  $v_2$  weźmiemy pod uwagę tylko składową wzdłuż osi  $z$  i skorzystamy z zależności  $k = \omega/c$ , to równanie (17) po podzieleniu obustronnie przez  $\hbar$  przyjmie postać

$$\omega_0 = \omega - \omega v_z/c + \hbar\omega^2/2mc^2. \quad (18)$$

Z tego równania można obliczyć całkowitą wartość przesunięcia częstotliwości promieniowania emitowanego wzdłuż osi  $z$  przez poruszające się atomy lub jony, względem promieniowania cząstek, dla których  $v_z = 0$ . Drugi wyraz po prawej stronie równania (18) jest odpowiedzialny za zjawisko Dopplera, a trzeci daje przesunięcie spowodowane odrzutem. Jeżeli chwilowo pominiemy trzeci wyraz, wówczas równanie (18) można przekształcić do postaci

$$\omega = \frac{\omega_0}{1 - v_z/c} \approx \omega_0(1 + v_z/c + v_z^2/c^2 + \dots). \quad (19)$$

Ponieważ  $v_z/c$  jest wielkością małą, więc powyższe rozwinięcie zwykle urywa się na drugim wyrazie. Mamy wówczas zjawisko Dopplera 1 rzędu. Jeżeli ponadto uwzględnimy wyraz  $v_z^2/c^2$ , mamy zjawisko Dopplera 1 i 2 rzędu. Jak wiadomo, niejednorodne poszerzenie linii widmowych, które obserwuje się zarówno w absorpcji, jak i w emisji jest spowodowane rozkładem prędkości cząstek, a tym samym zjawiskiem Dopplera.

W zjawisku chłodzenia cząstek za pomocą promieniowania laserowego wykorzystuje się dobrze ukierunkowaną i spektralnie wąską wiązkę światła o strojonej częstotliwości. Atomy, które poruszają się w kierunku przeciwnym („pod prąd”) do kierunku rozchodzenia się światła, którego częstotliwość jest nieco odstrojona od rezonansu w stronę mniejszych częstotliwości w dopplerowskim profilu linii absorpcyjnej, mają większe prawdopodobieństwo rozproszenia (absorpcji i emisji fotonu), niż atomy poruszające się zgodnie z kierunkiem światła. Zasada zachowania pędu powoduje, że każdorazowa absorpcja fotonu powoduje odrzut atomu, który zarówno dla atomów poruszających się „pod prąd”, jak i zgodnie z kierun-



kiem światła przyczynia się do ich spowolnienia. Spontaniczna reemisja absorbowanego fotonu zachodzi w dowolnym kierunku, więc średni pęd przekazany atomowi wskutek emisji fotonu w wielu aktach rozproszenia równa się zeru. Oszacowano, że pęd fotonu o częstości należącej do widzialnego obszaru widma fal elektromagnetycznych jest rzędu  $10^{-22}$  g cm/s, podczas gdy pęd atomu o masie  $m = 25$  u (atomowych jednostek masy) w temperaturze 300 K jest rzędu  $10^{-18}$  g cm/s. Zatem oziębienie gazu do ułamka K nastąpi dopiero po około  $10^4$  aktach rozproszenia (tj. absorpcji i emisji), jakie dozna każdy z atomów. Dla atomów czy jonów, które mają czas życia stanu rezonansowego rzędu 10 ns, przy nasyceniu przejścia kwantowego, takie schłodzenie następuje po około 0,1 ms. Jednocześnie warto zauważyć, że dla małej liczby cząstek już światło o natężeniu kilku  $\text{mW/cm}^2$  powoduje nasycenie przejścia rezonansowego. Oczywiście, w celu skutecznego schłodzenia gazu należy zastosować trzy pary przeciwbieżnych i wzajemnie prostopadłych wiązek światła, tak aby każdy kierunek ruchu atomu w gazie odpowiadał takim samym warunkom chłodzenia. Warto zauważyć, że dla częstości światła laserowego dostrojonej do wartości większej od  $\omega_0$  mielibyśmy do czynienia z grzaniem atomów. Ogólnie, jeżeli przekrój czynny na absorpcję oznaczymy przez  $Q(\omega)$ , zmiana energii kinetycznej wzdłuż osi  $z$  w jednostce czasu wynosi

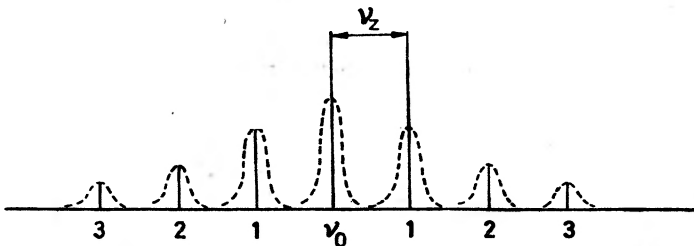
$$\frac{dE_z}{dt} = (\hbar \cdot kv_z + 2\varepsilon) \Phi Q(\omega) / \hbar \omega, \quad (20)$$

gdzie  $\varepsilon$  oznacza energię odrzutu, a  $\Phi$  jest gęstością strumienia promieniowania laserowego. Chłodzenie występuje dla  $\hbar \cdot kv_z < -2\varepsilon$ .

Cząstki zlokalizowane, na przykład jony zmagazynowane w pułapce jest znacznie łatwiej schłodzić. Z równania (10) wynika, że jony w pułapce Penninga poruszają się ruchem harmonicznym wzdłuż osi  $z$  z częstością  $\omega_z$ . Ten ruch moduluje pole promieniowania widziane przez jony oraz falę reemitowaną widzianą przez obserwatora. Jeżeli szerokość naturalna linii przejścia kwantowego jest mniejsza od  $v_z = \omega_z / 2\pi$ , wówczas dla kierunku obserwacji wzdłuż osi  $z$  linia absorpcyjna jonów w pułapce jest taka, jak pokazana na rys. 3. Częstość promieniowania laserowego dostrajamy do częstości jednego z pasm bocznych

$$v_L = v_0 + n v_z, \quad (21)$$

gdzie  $n$  jest liczbą całkowitą. Mimo to częstości reemitowanych fotonów rozkładają się symetrycznie wokół częstości  $v_0$ , tak że linia emisyjna ma kształt taki, jak na rys. 3. Dla



Rys. 3. Kształt linii widmowej zmodulowanej częstością drgań osiowych  $v_z$  jonu poruszającego się w pułapce

ujemnych wartości  $n$ , w każdym akcie rozproszenia jon traci z zasobów energii kinetycznej wartość równą  $|nhv_z|$ . Gdy szerokość naturalna linii jest większa od  $v_z$ , to linia z rys. 3 staje się po prostu ciągłą linią dopplerowską, ale zasada chłodzenia nie zmienia się.

#### 4. Spektroskopia pojedynczego, zlokalizowanego jonu

Pierwsze doświadczenie, w którym obserwowano pojedynczy jon w pułapce zostało wykonane w Heidelbergu (RFN) w 1979 r. [10]. Spektroskopia pojedynczej cząstki, w tym przypadku jonu, poza spełnieniem marzeń fizyków atomowych, pozwala na obserwację linii widmowych o bezprecedensowo małej szerokości. Dla pojedynczej schłodzonej cząstki nie występuje poszerzenie Dopplera 1 i 2 rzędu, poszerzenie wynikające z czasu przelotu i oczywiście poszerzenie zderzeniowe. Pierwszym samotnym jonem sfotografowanym przy użyciu mikroskopu i wzmacniacza obrazu był jon  $Ba^+$  uwięziony w pułapce RF. W tym doświadczeniu jony baru były wytwarzane wewnątrz pułapki przez bombardowanie elektronami atomów baru, wprowadzonych do pułapki w postaci wiązki. W początkowo pustej ( $10^{-10}$  mbara) pułapce powstawało 1 do 2 jonów na minutę. Ich obecność w pułapce była wykrywana przez obserwację fluorescencji rezonansowej o długości fali  $\lambda = 493$  nm. Natężenie fluorescencji w funkcji czasu zmieniało się skokowo, co wskazywało na obecność w pułapce trzech, dwóch i wreszcie jednego jonu. Chmurę jonów można było obejrzeć i sfotografować. Jej średnica jest miarą temperatury jonów. W przypadku pojedynczego jonu średnica „chmury” wynosiła 2  $\mu$ m. Oszacowano, że miał on temperaturę rzędu 0,01 K. Dla lepszej pułapki można osiągnąć temperaturę rzędu  $10^{-8}$  K [11]. Doświadczenie, w którym obserwowano pojedynczy jon  $Ba^+$  zakończyło się sukcesem, ponieważ zarejestrowano jego fluorescencję metodami: fotograficzną, fotoelektryczną i przez wizualizację [10—11]. Warto zauważyć, że jon wzbudzany do stanu rezonansowego światłem z lasera o pracy ciągłej emituje  $10^7$ — $10^8$  fotonów w ciągu sekundy.

Doświadczenie, w którym obserwowano pojedynczy jon  $Mg^+$  uwięziony w pułapce Penninga, zostało wykonane w National Bureau of Standards, w Boulder (USA) [12]. Z małej chmury jonów wytworzonych w pułapce usuwano pojedyncze jony, aż do pozostawienia jednego. Do laserowego chłodzenia użyto linii rezonansowej o długości fali  $\lambda = 280$  nm. Skuteczność chłodzenia kontrolowano za pomocą pomiaru natężenia prądu indukowanego przez osiowy ruch jonu. Resztkowe poszerzenie dopplerowskie linii rezonansowej ( $\sim 70$  MHz) pozwoliło oszacować łączną temperaturę ruchów cyklotronowego i magnetronowego na około 50 mK. Ruch osiowy nie był tak skutecznie chłodzony, ponieważ kierunek rozchodzenia się promieniowania był prawie prostopadły do osi z. Temperaturę tego ruchu oszacowano jako równą 600 mK.

Zbiór rodzajów cząstek, które mogą być chłodzone za pomocą promieniowania laserowego jest z jednej strony ograniczony przez możliwości samych laserów (strojony z bardzo wąską linią leżącą w dopplerowskim profilu linii absorpcyjnej cząstki), z drugiej strony pewne cząstki mają zbyt skomplikowaną strukturę stanów energetycznych (cząsteczki wieloatomowe), a inne tej struktury w obszarze optycznym nie mają w ogóle (na przykład proton). Ponadto sam proces chłodzenia światłem laserowym silnie zakłóca stan badanej cząstki, tak że w czasie pomiaru laser chłodzący powinien być wyłączony. W doświad-

czeniu, w którym badano strukturę nadsubtelną stanu wzbudzonego jonów  $\text{Be}^+$ , na czas pomiaru wyłączano laser chłodzący [13]. W rezultacie dla przejścia o częstości radiowej uzyskano szerokość połówkową linii równą około 0,025 Hz. Gdyby nie grzanie się chmury jonów w czasie wyłączenia lasera chłodzącego, linia ta mogłaby być węższa.

Niedogodność chłodzenia cząstek w pułapce światłem laserowym można ominąć stosując chłodzenie współczulne (*sympathetic*), które polega na chłodzeniu jednego rodzaju cząstek przez ich oddziaływanie z cząstkami innego rodzaju, które są bezpośrednio chłodzone laserem [14].

Wiele danych spektroskopowych uzyskanych dla jonów uwięzionych w pułapce można znaleźć w artykule przeglądowym Wertha [15].

## 5. Atom geonium

Elektrony schwymane w pułapkę mogą w niej przebywać nieskończenie długo, a wraz z masywną, mocno stojącą na Ziemi aparaturą stanowią układ, który może być traktowany jako metatrwały wieloelektronowy pseudoatom. Rolę jądra w tym atomie przejmują elementy, które wytwarzają pola utrzymujące chmurę elektronów w zasięgu ich działania. Gdy w pułapce jest jeden elektron, to mamy do czynienia z analogiem atomu wodoru. Pierwsze doświadczenie z pojedynczym elektronem zlokalizowanym w pułapce Penninga wykonano w Uniwersytecie Waszyngtońskim [16] i tam też ów pseudoatom nazwano atomem geonium [17—18]. Geonium może być elektronowe lub pozytonowe. Ostatnio wykonano szereg doświadczeń, w których badanym obiektem był atom geonium z jednym elektronem lub z jednym pozytonem [19—20]. Co można wyznaczyć w takim doświadczeniu? Zanim padnie odpowiedź na to pytanie zreasumujmy to co wiemy o elektronie.

Elektron można całkowicie opisać podając jego cztery podstawowe cechy: masę  $m_e$ , ładunek  $e$ , spin  $s$  i moment magnetyczny  $\mu$ . Są one ze sobą związane równaniem

$$\mu = -g\mu_\beta s, \quad \text{gdzie} \quad \mu_\beta = e\hbar/2m_e. \quad (22)$$

Magneton Bohra  $\mu_\beta$  jest jednostką dipolowego momentu magnetycznego elektronu. W tych jednostkach mamy  $\mu = g/2$ , ponieważ  $s = 1/2$ . Czynniki  $g$ , nazywany też czynnikiem Landégo lub stałą giromagnetyczną, jest współczynnikiem proporcjonalności między dipolowym momentem magnetycznym elektronu i jego momentem pędu. Elektrodynamika kwantowa pozwala bardzo precyzyjnie obliczyć wartość  $g$ . Ostatnio otrzymana wartość wynosi [21]:  $g/2 = 1,001\,159\,652\,459(135)$ . Niepewność trzech ostatnich cyfr pochodzi z niedokładnej znajomości wartości stałej struktury subtelnej  $\alpha$ . Rachunek zaburzeń elektrodynamiki kwantowej prowadzi do następującego rozwinięcia dla czynnika Landégo:

$$g/2 = 1 + 0,5(\alpha/\pi) - 0,32848(\alpha/\pi)^2 + 0,55(\alpha/\pi)^3 + \dots \quad (23)$$

W doświadczeniu z geonium można wyznaczyć wartość stałej  $g$  z dokładnością przewyższającą 1000-krotnie poprzedni pomiar tej wielkości, wykonany za pomocą innej metody. Ostatnio otrzymana wartość wynosi [20]:  $g/2 = 1,001\,159\,652\,193(4)$ . Trudno sobie wymarzyć lepszy test dla elektrodynamiki kwantowej. Taki precyzyjny pomiar wykonano w pułapce Penninga, w której zastosowano jednorodne pole magnetyczne o natężeniu  $B_0 = 5\text{ T}$

i ultrastabilny potencjał równy 10 V przyłożony do molibdenowych hiperbolicznych elektrod. Cała pułapka była otoczona ciekłym helem. Pułapka miała objętość około  $0,5 \text{ cm}^3$ , a uwięziony elektron poruszał się w jej centrum w obszarze o objętości mniejszej od  $10^{-7} \text{ cm}^3$ .

Ruch elektronu w atomie geonium jest zupełnie inny niż w atomie wodoru. Atom geonium ma też inne stany kwantowe. Na rys. 2 pokazano tory, po jakich elektron porusza się w pułapce. Ruch cyklotronowy po okręgu oznaczonym na rys. 2 przez  $c$  odbywa się w płaszczyźnie prostopadłej do linii sił pola magnetycznego  $\mathbf{B}$ . Okres tego ruchu jest wielkością stałą. Zmiana prędkości elektronu powoduje skokową zmianę promienia toru, ponieważ obie te wielkości są skwantowane. Odległość między sąsiednimi orbitami jest stała i wynosi  $2 \mu_B B_0$ . Inne stany kwantowe elektronu w atomie geonium to stany odpowiadające równoległemu i antyrównoległemu ustawieniu spinu względem kierunku pola  $\mathbf{B}$ . Odstęp między sąsiednimi stanami elektronu jest równy  $g \mu_B B_0$ . Jeżeli potrafimy zmierzyć odległość między sąsiednimi orbitami w ruchu cyklotronowym i jeżeli zmierzmy różnicę energii stanów kwantowych elektronu w określonym polu  $\mathbf{B}$ , ze stosunku tych wielkości otrzymamy

$$(g \mu_B B_0)/(2 \mu_B B_0) \neq g/2. \quad (24)$$

Jednakże elektron w pułapce poza ruchem cyklotronowym wykonuje jeszcze oscylacje osiowe i porusza się ruchem magnetronowym. Typowe przybliżone wartości częstości tych ruchów dla pojedynczego elektronu poruszającego się w pułapce o nieco innych parametrach niż te wyżej podane wynoszą:  $\nu_c \approx 60 \text{ GHz}$ ,  $\nu_z \approx 30 \text{ MHz}$  i  $\nu_m \approx 6 \text{ kHz}$ . Przy precyzyjnym pomiarze muszą być uwzględnione wszystkie ruchy. Praktycznie robi się tak, że znajduje się częstość promieniowania  $\nu'_c$ , które wymusza zmianę orbity cyklotronowej i częstość promieniowania  $\nu_s$ , które odwraca kierunek spinu elektronu, co jest konsekwencją zmiany jego stanu energetycznego. Z równań

$$\nu'_c = 2 \mu_B B_0/h \quad \text{ i } \quad \nu_s = g \mu_B B_0/h \quad (25)$$

znajdujemy

$$\nu_a = \nu_s - \nu'_c = \mu_B B_0(g-2)/h \quad (26)$$

i następnie

$$\nu_a/\nu'_c = (g-2)/2, \quad (27)$$

skąd oblicza się wartość  $g/2$ . W podobny sposób wyznacza się wartość  $g/2$  dla pozytonu.

W pułapce Penninga udało się też uwięzić pojedynczy proton. Z porównania częstości cyklotronowej chmury protonów z częstością cyklotronową podobnej chmury elektronów otrzymano nadzwyczaj precyzyjną wartość stosunku mas protonu i elektronu [22]:  $m_p/m_e = 1836,152470(76)$ .

Do przedstawionej tu informacji o pułapkowaniu cząstek należałoby dopisać rozdział o spowalnianiu i lokalizacji atomów. Jednakże wymagałoby to podwojenia objętości tego opracowania. Osobom interesującym się tym problemem polecam lekturę artykułów przeglądowych [23, 24].

## Literatura

- [1] F. M. Penning, *Physica* **3**, 873 (1936).
- [2] H. G. Dehmelt, *Phys. Rev.* **103**, 1125 (1956).
- [3] H. G. Dehmelt, *Adv. At. Mol. Phys.* **3**, 53 (1967).
- [4] H. G. Dehmelt, *Adv. At. Phys.* **5**, 109 (1969).
- [5] R. H. Dicke, *Phys. Rev.* **89**, 472 (1953).
- [6] T. W. Hänsch, A. L. Schawlow, *Opt. Commun.* **13**, 68 (1975).
- [7] D. J. Wineland, H. G. Dehmelt, *Bull. Am. Phys. Soc.* **20**, 637 (1975).
- [8] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toschek, H. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 233 (1978).
- [9] D. J. Wineland, R. E. Drullinger, F. L. Walls, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 1639 (1978).
- [10] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. E. Toschek, H. G. Dehmelt, w: *Laser Spectroscopy IV*, red. H. Walther i K. W. Rothe, Springer-Verlag, Berlin 1979, s. 73.
- [11] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. E. Toschek, H. Dehmelt, *Phys. Rev.* **A22**, 1137 (1980).
- [12] D. J. Wineland, W. M. Itano *Phys. Lett.* **82A**, 75 (1981).
- [13] J. J. Bollinger, J. D. Prestage, W. M. Itano, D. J. Wineland, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1000 (1985).
- [14] D. J. Larson, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, W. M. Itano, D. J. Wineland, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 70 (1986).
- [15] G. Werth, *Acta Phys. Pol.* **A61**, 213 (1982).
- [16] D. J. Wineland, P. Ekstrom, H. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 1279 (1973).
- [17] P. Ekstrom, D. Wineland, *Sci. Am.* **243**, no. 2, 91 (1980).
- [18] L. S. Brown, G. Gabrielse, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 233 (1986).
- [19] P. B. Schwinberg, R. S. Van Dyck, Jr, H. G. Dehmelt, *Phys. Lett.* **81A**, 119. (1981); *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1679 (1981); *Bull. Am. Phys. Soc.* **26**, 597 (1981).
- [20] R. S. Van Dyck, Jr, P. B. Schwinberg, H. G. Dehmelt, w: *Atomic Physics 9*, red. R. S. Van Dyck, Jr, i E. N. Fortson, World Scientific, Singapore, 1984, s. 53.
- [21] T. Kinoshita, J. Sapirstein, w: *Atomic Physics 9*, red. R. S. Van Dyck, Jr, i E. N. Fortson, World Scientific, Singapore 1984, s. 38.
- [22] R. S. Van Dyck, Jr., F. L. Moore, D. L. Farnham, P. B. Schwinberg, *Int. J. Mass Spectrom. Ion, Phys.* **66**, 327 (1985).
- [23] V. S. Letokhov, V. G. Minogin, *Phys. Rep.* **73**, 1 (1981).
- [24] W. D. Phillips, J. V. Prodan, H. Metcalf, w: *Atomic Physics 9*, red. R. S. Van Dyck, Jr., E. N. Fortson World Scientific, Singapore 1984, s. 338.

## WSPOMNIENIA — ROCZNICE

*Józef Hurwic*Laboratoire de Diélectrochimie  
Université de Provence  
Marsylia, Francja**Czesław Białobrzeski (1878-1953)****Fizyk i filozof fizyki****Czesław Białobrzeski (1878-1953)****Physicist and Philosopher**

Ci, którzy znali profesora Czesława Białobrzeskiego w okresie międzywojennym lub w pierwszych latach powojennych, przypominają sobie szczupłego, dość wysokiego, swoście eleganckiego pana „starej daty”, skromnego, niezmiernie uprzejmego i czynnego, o dużej kulturze ogólnej. Znany był jako filozof fizyki. Sam zresztą zaliczał siebie do kategorii umysłów filozoficznych [1]. Swe interesujące, acz dyskusyjne, poglądy wypowiadał na wykładach uniwersyteckich, odczytach publicznych, a także piękną polszczyzną w druku. Jako o fizyku, pomijając oficjalne wystąpienia i z reguły pochwalne artykuły okolicznościowe [2—9], wyrażano się o nim raczej lekceważąco i ta opinia zachowała się do dziś, zwłaszcza wśród fizyków warszawskich. Czy jednak słusznie? Postarajmy się na to pytanie odpowiedzieć w artykule nie związanym z żadną rocznicą. Prześledźmy w tym celu uważnie drogę życiową uczonego, korzystając m. in. z jego szkicu autobiograficznego [1] i spróbujmy przeanalizować jego działalność naukową, ograniczając się do ważniejszych wyników.

Czesław Białobrzeski urodził się 31 sierpnia 1878 r. w Powszechoniu w północnej Rosji (gubernia jarosławska) w rodzinie lekarza, pochodzącej ze szlachty osiadłej na pograniczu Wołynia i Podola. Młodość spędził w Kijowie i tu rozpoczął swą karierę naukową. Wcześniej stracił ojca i od piątej klasy gimnazjalnej zarabiał korepetycjami, by zasilić szczupłe zasoby, jakimi rozporządzała matka. W 1896 r. ukończył ze złotym medalem gimnazjum w Kijowie.

Już w szkole średniej zainteresował się fizyką. Toteż po ukończeniu szkoły wstąpił na Wydział Fizyko-Matematyczny Uniwersytetu Kijowskiego. Doszedłszy wkrótce do wniosku, że nie można studiować fizyki bez gruntownej znajomości matematyki, zajął się rozległymi studiami tej dyscypliny. Czas wolny od studiów matematyki i fizyki oraz od korepetycji poświęcał czytaniu dzieł z filozofii i dziedzin pokrewnych. W 1901 r. ukończył Uniwersytet. Zamierzał wyjechać za granicę na studia elektrotechniczne, myśląc o karierze

inżynierskiej. Dwa lata przeznaczył na zbieranie funduszków na ten cel. Pragnąc zużytkować wolny czas, wykonał w Zakładzie Fizyki Uniwersytetu swą pierwszą pracę naukową: były to całkowicie samodzielne badania doświadczalne absorpcji światła w roztworach barwnika. Chodziło o przesunięcie linii pochłaniania w zależności od stałej dielektrycznej rozpuszczalnika. Badaniom właściwości dielektryków poświęci w przyszłości wiele prac. Należy zauważyć, iż mimo wyraźnego pociągu do rozważań teoretycznych, do mniej więcej 34 roku życia zajmował się niemal wyłącznie pracami doświadczalnymi.

W 1903 r. zaproponowano mu asystenturę przy zakładzie uniwersyteckim. Kurator okręgu sprzeciwił się jednak nominacji na funkcjonariusza państwowego. Został więc asystentem kontraktowym. W ten sposób zaczęła się jego kariera uniwersytecka. W 1906 r. zdał egzamin magisterski (magisterium było w ówczesnej Rosji wysokim stopniem naukowym) i po wygłoszeniu dwóch wykładów uzyskał *veniam legendi* (prawo wykładania) jako docent Uniwersytetu Kijowskiego.

Skromne stypendium przyznane przez Uniwersytet umożliwiło Białobrzieskiemu pogłębienie w latach 1908—10 swej wiedzy w pracowni fizykalnej Collège de France w Paryżu. Tutaj serdecznie się zaprzyjaźnił z Paulem Langevinem, mimo że różniły ich poglądy społeczno-polityczne i filozoficzne: Białobrzieski — konserwatysta, religijny; Langevin — działacz lewicowy. Poświęci mu Białobrzieski wiele lat później piękny artykuł poświęcony [10].

Czesław Białobrzieski rozpoczął w Paryżu badania jonizacji dielektryków stałych i ciekłych, korzystając z preparatu radowego, który mu do tego celu podarowała Maria Skłodowska-Curie. Stwierdził m. in., że promieniowanie radu wywołuje w dielektryku stałym i ciekłym tę samą liczbę jonów, inna jest tylko ich ruchliwość. Zbadał zależność ruchliwości jonów w dielektrykach ciekłych od ich lepkości i ustalił związek między natężeniem prądu a przyłożonym napięciem. Na te tematy ogłosił we Francji kilka krótkich publikacji [11—13].

Po powrocie do Kijowa wykładał na Uniwersytecie i na Wyższych Kursach Żeńskich geofizykę ze wstępem astronomicznym, znajdując szczególne upodobanie w rozważaniach astrofizycznych. Jest przekonany, że ciśnienie promieniowania odgrywa w zjawiskach astronomicznych większą rolę niż wówczas przypuszczano.

Jednocześnie jednak z tymi rozważaniami kontynuuje badania dielektryków. Opracował obszerny artykuł teoretyczny o właściwościach dielektryków, który ogłosił po francusku [14]. Tekst ten ukazał się później również po polsku, a następnie po niemiecku. Za pracę tę Kasa im. Mianowskiego przyznała mu nagrodę im. Sawickiego. Zespół wszystkich prac Białobrzieskiego o dielektrykach stał się podstawą rozprawy pt. „O jonizacji dielektryków stałych i ciekłych”, którą w 1912 r. obronił na posiedzeniu publicznym Wydziału Fizyko-Matematycznego na Uniwersytecie Kijowskim. Dzięki tej rozprawie został na początku r. 1914 powołany na katedrę fizyki i geofizyki tegoż Uniwersytetu.

Wróćmy jednak do rozważań astrofizycznych Białobrzieskiego. Pomysły badawcze znajdował on nie tyle w oryginalnych przyczynkach naukowych, przynoszących zazwyczaj odpowiedź na pytanie dotyczące ściśle określonego wąskiego zagadnienia, ile raczej w syntetycznych opracowaniach wybitnych uczonych. Studiując dzieło Henri Poincarégo o hipotezach kosmogonicznych [15], zwrócił najpierw uwagę na zmniejszenie momentu obrotowego Układu Słonecznego, które nastąpiło od chwili, gdy mgławica pierwotna rozciągała

się, według Laplace'a, aż poza orbitę Neptuna. Owo zmniejszenie momentu pędu wytłumaczył Białobrzeski stratą masy wskutek promieniowania. Wyjaśnienie to ogłosił w mało znanych *Wiadomościach Uniwersyteckich Kijowskich*. Następnie rozdział wspomnianej książki Poincarégo [15], zatytułowany: „Équilibre adiabatique d'un gaz parfait” (s. 220), w którym przedstawiona jest stara praca amerykańskiego uczonego J. Homera Lane'a *O teoretycznej temperaturze Słońca* [16], dostarczył Białobrzeskiemu argumentów potwierdzających jego przypuszczenia o roli promieniowania, jako ważnego czynnika kosmicznego. W ten sposób dokonał swego największego odkrycia. W temperaturach rzędu dziesiątków milionów stopni, panujących we wnętrzu gwiazd, ciśnienie promieniowania proporcjonalne do czwartej potęgi temperatury bezwzględnej — rozumuje Białobrzeski — powinno stać się porównywalne z olbrzymim grawitacyjnym ciśnieniem gazowej masy gwiazdy, które to ciśnienie jest proporcjonalne do pierwszej potęgi temperatury bezwzględnej. Traktując gwiazdy jako wielkie kule gazowe, oblicza warunki termodynamicznej równowagi. Praca ta, w której po raz pierwszy uwzględniono ciśnienie promieniowania w teorii budowy gwiazd, przedstawiona w maju 1913 r. Polskiej Akademii Umiejętności w Krakowie, ogłoszona została po francusku w *Biuletynie* międzynarodowym Akademii [17]. Gdyby Białobrzeski niczego więcej nie zrobił, powinien, jako autor tej jednej tylko pracy, zostać uznany za wybitnego fizyka.

Trzy lata później znany astronom angielski Arthur Stanley Eddington wpadł na tę samą myśl i począwszy od 1916 r. ogłosił kilka rozpraw o roli ciśnienia promieniowania w równowadze gwiazd. Prace te od razu uzyskały wielki rozgłos. To właśnie Eddingtonowi przypisuje się na ogół pierwszeństwo wprowadzenia ciśnienia promieniowania do teorii budowy gwiazd. Z powodu wydarzeń wojennych Białobrzeski poznał prace Eddingtona dopiero w 1922 r. Wtedy natychmiast posłał odbitkę swego komunikatu z 1913 r. [17] uczonemu angielskiemu. Ten od razu odpisał. Zaznaczając, że nie znał pracy Białobrzeskiego, co wydaje się zupełnie wiarygodne ze względu na małe rozpowszechnienie *Biuletynu PAU*, pisze: „I congratulate you on having been apparently the first to point out the large share of radiation pressure in the internal equilibrium of a star” (Gratuluję Panu, że pierwszy, jak się wydaje, zwrócił Pan uwagę na wielką rolę ciśnienia promieniowania w wewnętrznej równowadze gwiazd). Nie był jednak na tyle sumienny, by w druku przyznać pierwszeństwo Białobrzeskiemu. Nie znajdujemy więc nazwiska polskiego badacza w podstawowej monografii Eddingtona o budowie gwiazd [18]. Nawet wielcy uczeni, jak widzimy, nie są wolni od małoduszności.

W latach dwudziestych Białobrzeski kontynuuje pracę nad równowagą gwiazd, zwracając uwagę na dodatkowy czynnik — fluktuacje termodynamiczne powodujące zwiększenie przewodnictwa cieplnego i w konsekwencji zwiększenie promieniowania gwiazdy, a przez to zmianę równowagi wewnętrznej [19—21]. W 1931 r. w serii „Mémorial des Sciences Physiques”, wydawanej pod protektoratem Akademii Nauk w Paryżu przy udziale akademii innych krajów, ukazała się jako tom XIV wyczerpująca monografia Białobrzeskiego o termodynamice gwiazd [22]. Pierwszeństwo polskiego uczonego w uwzględnieniu ciśnienia promieniowania i wyprowadzeniu zasadniczych równań ogólnej równowagi gwiazd zostaje wreszcie uznane. Między innymi daje temu świadectwo znany szwajcarski astrofizyk Georges Césaire Tiercy, profesor Uniwersytetu w Genewie, w swym obszernym dziele z zakresu astrofizyki teoretycznej wydanym w Paryżu w 1935 r. [23]. W przedmowie



do tego dzieła autor wymienia wśród kilku twórców teorii równowagi promienistej w gwiazdach Białobrzeskiego przed Eddingtonem. Czytamy tam na s. 8 i 9: „... wszystkie prace z zakresu astrofizyki teoretycznej ogłoszone przed 1913 r., nie negując ich wartości i oryginalności, miały tę samą ważną lukę; żadna z nich nie uwzględniła ciśnienia promieniowania w ustaleniu warunków równowagi termodynamicznej mas gwiazdnych; ciśnienie promieniowania zaś, jak się przekonamy w dalszym ciągu, gra rolę zasadniczą. Wielką zasługą p. C. Białobrzeskiego było wprowadzenie tego ciśnienia promieniowania do równań równowagi gwiazdnej; w swej słynnej rozprawie z 1913 r. rozwiązał on zagadnienie uwzględniając ten nowy czynnik i przyjmując, że mamy tu do czynienia z równowagą politropową. Doszedł on do równania różniczkowego drugiego rzędu, które w postaci ogólnej, tj. odpowiadającej równowadze politropowej klasy dowolnej  $n$ , jest dość skomplikowane; zauważył on jednak natychmiast, że gdy założy się  $n = 3$ , zagadnienie sprowadzi się do równania typu Emdena i do przypadku zapadania jednorodnego. Białobrzeski nie zawahał się przyjąć  $n = 3$ ; stwierdzimy w dalszym ciągu, że rozwiązanie Białobrzeskiego otrzymane w 1913 r. jest identyczne z rozwiązaniem, które trzy lata później podał Eddington. Należy jednak również zauważyć, iż Eddington wyszedł z innych hipotez i że sprecyzował on charakter równowagi promienistej, czego nie zrobił Białobrzeski; pod tym względem wnioski Eddingtona są pełniejsze. Nie zmienia to jednak faktu, iż Białobrzeski już w 1913 r. ustalił wiele wzorów podstawowych, które odegrały później zasadniczą rolę w teorii równowagi promienistej. Wydaje mi się, że nie oceniono należycie zasługi Białobrzeskiego; sądzę, iż jego wkład z 1913 r. jest pierwszorzędnej doniosłości. Nie zmniejsza to, oczywiście, zasługi Eddingtona; oparł się on na innych podstawach i swym rozwiązaniem zrobił nowy skok naprzód.

Ze względu na wielkie znaczenie wyników, które zawdzięczamy badaniom Białobrzeskiego, uważałem za właściwe poświęcić jego wkładowi rozdz. V, w którym przedstawiłem pełne rozwiązanie zagadnienia” (tłum. J. H.).

Obszerny ten rozdział, bo liczący 17 stronik dużego formatu, nosi tytuł brzmiący w przekładzie polskim: „Wprowadzenie ciśnienia promieniowania do równań równowagi. Wyniki p. C. Białobrzeskiego”.

Na niezmiernie pochlebną opinię uczonego genewskiego o pracy Białobrzeskiego zwrócił uwagę Władysław Kapuściński [24].

Cofnijmy się do czasów sprzed pierwszej wojny światowej.

Po ogłoszeniu przez Białobrzeskiego jego pracy o roli promieniowania w równowadze gwiazd [17] Wydział Filozoficzny Uniwersytetu Jagiellońskiego powziął zamiar ściągnąć go do Krakowa. Przeszkodził jednak temu wybuch wojny. W czasie wojny Białobrzeski zajmował się instalacją aparatów rentgenowskich w szpitalnictwie wojskowym, podobnie jak to w tym czasie czyniła Maria Skłodowska-Curie we Francji. Szczególnie jednak intensywną działalność rozwijał Białobrzeski wśród kijowskiej Polonii. Był m. in. członkiem założycielem Polskiego Towarzystwa Naukowego w Kijowie. W 1918 r. zorganizował tam Polskie Kolegium Uniwersyteckie, w którym został profesorem. W 1919 r. mógł się wreszcie przenieść do Krakowa, gdzie jako profesor zwyczajny objął Katedrę Fizyki i Radiologii na Uniwersytecie Jagiellońskim. W 1921 r. zaprasza go Uniwersytet Warszawski na stanowisko profesora fizyki teoretycznej. Nie bez dużych wahań Białobrzeski przyjmuje zaproszenie. Swoją pogląd na tę sprawę szczegółowo wyłuszcza w liście z 16 stycznia 1921 r.

do Stefana Pieńkowskiego, profesora fizyki doświadczalnej na Uniwersytecie Warszawskim. Przytoczymy prawie w całości ten list — dodajmy — kaligraficznie napisany <sup>1</sup>.

„... jest to sprawa, w której decyzja dla mnie nie jest łatwa. Nie uważam siebie za fizyka teoretycznego w ścisłym znaczeniu i świadomy jestem luk w swoim wykształceniu matematycznym. Jestem może w pół teoretykiem, w pół doświadczalnym fizykiem. Stanowisko w Uniw. Warszawskim zbyt jest odpowiedzialne, aby, lekko rzeczy biorąc, zaufać swoim siłom. Narazie przyszło mi na myśl zaproponować, czy by Uniwersytet nie zgodził się powierzyć mi drugą katedrę fizyki doświadczalnej z tem, że ja będę zastępczo prowadzić wykłady fizyki teoretycznej aż do chwili, gdy się znajdzie odpowiedni kandydat na katedrę teoretyczną. Mamy parę młodych i wybitnie uzdolnionych uczonych, którzy za parę lat będą wyrobieni o tyle, że to stanowisko można będzie im powierzyć. Wiem, że ten projekt spotka się z trudnościami, które, być może, wynikną i dla Pana Kolegi, ale tak odrazu ważyć się na tak trudne zadanie nie śmiem. Biorąc na uwagę, że i Politechnika mnie nagli o decyzję, uważam za niezbędne przyjechać do Warszawy, aby zorientować się we wszystkim. Nie mogę z powodu obowiązków uczynić tego wcześniej, niżli około 10 lutego.

Czy nie mógłbym w ostatecznym razie, jeżeli nie uda mi się gdzieindziej, znaleźć przytułek noclegowy w Zakładzie w postaci jakiej kanapy? Przepraszam za tę prośbę, ale w Warszawie niewiele mam znajomych.

Wraz z kwestią katedry powstaje ponury, jak Pan Kolega słusznie się wyraża, problemat mieszkaniowy. I nad tem będę musiał namyślić się w Warszawie...”

W osobie Białobrzeskiego nie tylko zainteresowania teoretyczne występowały obok skłonności eksperymentatora, lecz uważał on, że w ogóle fizyka teoretyczna nie może się rozwijać bez łączności z doświadczeniem. „... dobrze jest — pisał Białobrzęski [1] — zetknąć się bezpośrednio z tymi zjawiskami, nad którymi mamy rozumować”. Przy Zakładzie Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu w Warszawie stworzył więc on w 1931 r. pracownię doświadczalną (mieściła się w budynku Seminarium Matematycznego przy ulicy Oczyki 3). Tematyka badań pracowni nawiązywała do zasadniczych kierunków doświadczalnych, którymi zajmował się Białobrzęski we wczesnym okresie swej kariery. Ignacy Adamczewski i Włodzimierz Ścisłowski badali tu przewodnictwo dielektryków. Adamczewski kontynuował po drugiej wojnie światowej prace te na Politechnice Gdańskiej. Stanisław Mrozowski zainicjował w tej pracowni badania widmowe; szczególne znaczenie mają jego prace dotyczące linii widmowych rtęci. Zaznajomiwszy się w pracowni Białobrzęskiego — jak sam wyjaśnia genezę swych późniejszych zainteresowań [6] — z fizyką ciała stałego, Mrozowski w okresie powojennym wslawił się swymi badaniami w dziedzinie fizyki węgla w Stanach Zjednoczonych Ameryki. Tematyka badawcza tej pracowni wzbogaciła się w ostatnich latach przed wybuchem drugiej wojny światowej o badania promieni kosmicznych [25—27]. Prace te łączyły się zresztą z pracami o dielektrykach, gdyż do badania promieni kosmicznych zastosowano tu ciekłe dielektryki. Badaniami zajmowało się w pracowni 5—6 osób, które były zwolnione od obowiązków dydaktycznych. Dzięki temu w ciągu swego krótkiego istnienia przerwanego przez wojnę placówka ta ogłosiła aż ok. 100 publikacji.

<sup>1</sup> List ten udostępniła mi dr Barbara Wojtowicz-Natanson, za co składam jej tu serdeczne podziękowanie.

Zauważmy nawiasem, iż sławny Instytut Fizyki Teoretycznej Nielsa Bohra w Kopenhadze ma również laboratorium wyposażone do prac doświadczalnych.

Od czasu przybycia do Polski, Białobrzeski rozpoczyna studia nad rozpraszaniem światła w związku z kwestią błękitnej barwy morza [28]. Zastanawia się, w jaki sposób odbywa się absorpcja światła, czyli przemiana energii promienistej na ciepło, tj. wzrost energii bezładnego ruchu cząsteczek. Kilkuletnie dociekania prowadzą go do wniosku, iż najpierw regularna fala świetlna wstępująca w materię pochłaniającą zamienia się w fale świetlne nieregularne, tzn. ulega rozproszeniu; następnie energia rozproszonych fal za pośrednictwem ciśnień wywieranych na cząsteczki przeobraża się w ciepło [29—31]. I w tym więc zjawisku wykrył Białobrzeski rolę ciśnienia światła. Zasługą Białobrzeskiego, poza wy tłumaczeniem absorpcji, było tu zwrócenie uwagi na różnicę między falami rozproszonymi wewnątrz materii i promieniowaniem rozproszonym, które rozchodzi się w otaczającej przestrzeni; przedtem badano tylko to drugie. Było to jeszcze jedno ważne odkrycie teoretyczne Białobrzeskiego.

Okolo r. 1931 wraz z rozwojem mechaniki kwantowej zainteresowania Białobrzeskiego kierują się ku zagadnieniom interpretacji jej podstaw. Zaczyna on publikować artykuły z pogranicza fizyki i filozofii, a nawet stara się znaleźć pomost między fizyką i religią. „Zakładając istnienie Boga ponad dostępnym naszemu doświadczeniu wszechświatem — pisał [1] — mam dążność właściwą przyrodnikom do nadawania teizmowi zabarwienia panteistycznego, bliżej zespalającego Boga z przyrodą”. Jeden z pierwszych artykułów związanych z filozofią fizyki ogłosił w 1934 r. w *Revue de Metaphysique et de Morale* [32].

W 1935 r. powołano Białobrzeskiego na członka Międzynarodowej Komisji Współpracy Intelktualnej przy Lidze Narodów na miejsce opróżnione przez śmierć Marii Skłodowskiej-Curie w poprzednim roku. Na wiosnę 1938 r. z jego inicjatywy zostaje zorganizowana w Warszawie międzynarodowa konferencja, której głównym celem było przedyskutowanie zagadnień interpretacji podstaw mechaniki kwantowej. Wśród ok. 30 uczestników byli tak wybitni uczeni, jak: Niels Bohr, Charles Galton Darwin (wnuk sławnego twórcy teorii ewolucji), Arthur Stanley Eddington, Paul Langevin, John von Neumann. Białobrzeski wygłosił referat inauguracyjny i został wybrany na przewodniczącego konferencji.

Również w swych wykładach uniwersyteckich mechaniki kwantowej główny nacisk kładł na podstawy i ich interpretacje, a mniejszą wagę przywiązywał do umiejętności operacyjnych. Na seminariach jego zaś przerabiano systematycznie rozdział po rozdziale ostatnio wydane książki monograficzne z tego zakresu. Jedni z jego wychowanków bardzo cenią te metody pedagogiczne [6]. Są jednak i tacy, co mają je Białobrzeskiemu za złe [33].

Białobrzeski także uczestniczył aktywnie w społecznym życiu naukowym. Był członkiem czynnym Polskiej Akademii Umiejętności i Towarzystwa Naukowego Warszawskiego. Od 1922 r. wchodził w skład komitetu zarządzającego Kasy im. Mianowskiego. Przez kilka kadencji pełnił funkcję prezesa Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Któregoś dnia w pierwszych tygodniach hitlerowskiej okupacji na murach Warszawy ukazało się obwieszczenie władz niemieckich o rozstrzelaniu Czesława Białobrzeskiego, bodajże za przechowywanie materiałów wybuchowych. Jak się jednak później okazało, nie dotyczyło to prof. Białobrzeskiego, lecz prawdopodobnie innej osoby noszącej to samo imię i nazwisko. Niemniej wiadomość o rzekomej śmierci prof. Czesława Białobrzeskiego

wydostała się za granicę i trafiła tam na łamy prasy. Myron Mathisson, który w 1930 r. doktoryzował się u Białobrzeskiego, zamieścił nawet treściwy nekrolog swego promotora w *Nature* [2].

Na szczęście, Białobrzeski przetrwał ciężkie czasy drugiej wojny światowej, nie przerywając przy tym swojej działalności, która przybiera wtedy, oczywiście, charakter tajny. W jego mieszkaniu odbywa się tajne nauczanie, a w inne dni zbierają się pracownicy nauki, by dyskutować podstawy filozoficzne fizyki. W owym czasie Białobrzeski przygotował dwa tomy trzypięciotomowego, według planu, dzieła na ten temat. Niestety, spaliły się one podczas powstania warszawskiego w 1944 r. Po wojnie uczony w skrócie je odtworzył i uzupełnił. Praca ta, w postaci jednego tomu, ukazała się drukiem dopiero po śmierci autora [34].

W czasie okupacji, by uratować stworzoną przez siebie pracownię, Białobrzeski próbuje zorganizować w niej ośrodek badań fizyko-technicznych dla potrzeb wodociągów miejskich, szpitalnictwa itd. W sierpniu 1944 r. pracownia uległa jednak zniszczeniu od bomby lotniczej. Ostatni okres wojny Białobrzeski spędził w Częstochowie, gdzie dalej wykładał fizykę na tajnych kompletach studenckich.

Po wojnie skoncentrował swą działalność głównie na pracy pisarskiej. Poza licznymi publikacjami z zakresu filozofii fizyki oraz kilkoma popularnonaukowymi, napisał podręcznik termodynamiki i kontynuował własne opracowywanie skryptów ze swych wykładów. Uczestniczył nawet w zredagowaniu części fizycznej nowego wydania popularnych tablic matematyczno-fizycznych Władysława Wojtowicza do użytku szkół średnich [35].

W latach 1947—51 był jednym z wiceprezesów Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP). W r. 1952 został powołany na członka tytularnego Polskiej Akademii Nauk.

Dnia 12 października 1953 r. Czesław Białobrzeski zmarł nagle na atak serca.

#### Literatura

- [1] C. Białobrzeski, „Szkic autobiograficzny i uwagi o twórczości naukowej”, *Nauka Polska* 6, 49 (1927). Tekst ten został pośmiertnie przedrukowany pt.: „W sprawie badania genezy i rozwoju twórczości naukowej” w: C. Białobrzeski, *Wybór pism*, Instytut Wydawniczy Pax, Warszawa 1954, s. 13—48.
- [2] M. Mathisson, „Prof. C. Białobrzeski”, *Nature* 145, 132 (1940).
- [3] W. Rubinowicz, „Czesław Białobrzeski 1878—1953”, *Nauka Polska* 1, nr 4, 195 (1953).
- [4] W. M. Ścisłowski, „Czesław Białobrzeski (1878—1953)”, *Acta Phys. Pol.* 13, 301 (1954).
- [5] W. M. Ścisłowski, „Czesław Białobrzeski (1878—1953)”, *Postępy Fizyki* 5, 413 (1954).
- [6] S. Mrozowski, „Czesław Białobrzeski”, *ibid.* 21, 573 (1970).
- [7] W. M. Ścisłowski, „Wkład prof. Czesława Białobrzeskiego do rozwoju fizyki doświadczalnej i teoretycznej”. *Studia i Materiały z Dziejów Nauki Polskiej*, ser. C zes. 23, 99 (1979).
- [8] J. Pniewski, „Czesław Białobrzeski (1878—1953)” w: *Rocznik TNW* 1983, s. 186—188.
- [9] J. Pniewski, „Warszawskie środowisko fizyków okresu międzywojennego”, *Postępy Fizyki* 36, 51, (1985).
- [10] C. Białobrzeski, „Paul Langevin”, *Wiedza i Życie* nr 8—9, 683 (1948).
- [11] (Cheslas) Białobrzeski, „Action des rayons  $\alpha$  sur les diélectriques solides”, *C. R. Acad. Sci. Paris* 149, 120 (1909). Swe wczesne prace ogłaszane we Francji Białobrzeski podpisywał w ten sposób, by w piśmowni francuskiej zachować polską wymowę swego imienia z modyfikacją końcówki i nazwiska.

- [12] T. Białobjeski, „Recherches sur l'ionisation dans les diélectriques solides et liquides”, *Le Radium* 7, 48, 76 (1910).
- [13] T. Białobjeski, „L'ionisation des carbures d'hydrogène liquides”, *ibid.* 8, 293 (1911).
- [14] T. Białobjeski, „Sur les théories des diélectriques”, *ibid.* 9, 250 (1912).
- [15] H. Poincaré, *Leçons sur les hypothèses cosmogoniques*, Hermann, Paris 1911.
- [16] J. H. Lane, „On the theoretical temperature of the Sun”, *Am. J. Sci. Arts.* ser. 2, 4, 57 (1870).
- [17] C. Białobrzęski, „Sur l'équilibre thermodynamique d'une sphère gazeuse libre”, *Bull. Acad. Sci. Cracovie A* 264 (1913).
- [18] A. S. Eddington, *The Internal Constitution of the Stars*, Cambridge University Press, Cambridge 1926.
- [19] C. Białobrzęski, „Fluctuations thermodynamiques et radiation des étoiles”, *Bull. Acad. Sci. Cracovie A* 349 (1927).
- [20] C. Białobrzęski, „La constitution et le rayonnement des étoiles”, *J. Phys. Radium* 9, 237 (1928).
- [21] C. Białobrzęski, „Quatre aspects du mécanisme du rayonnement”, *Bull. Acad. Sci. Cracovie A* 1 (1931).
- [22] C. Białobrzęski, *La Thermodynamique des Étoiles*, Seria: Mémorial des Sciences Physiques, Fascicule XIV, Gauthier-Villars, Paris 1931.
- [23] G. Tiercy, *L'équilibre radiatif dans les étoiles*, Gauthier-Villars, Paris 1935.
- [24] W. Kapuściński, „Kto pierwszy uwzględnił ciśnienie promieniowania w teorii budowy gwiazd”, *Problemy* 6, 345 (1950). Artykuł ten został przedrukowany w zbiorze *Wkład Polaków do nauki*, Biblioteka „Problemów”, PWN, Warszawa 1967, s. 357—360.
- [25] C. Białobrzęski, I. Adamczewski, „Application des diélectriques liquides à l'étude des sauts d'ionisation provoqués par les rayons cosmiques”, *Bull. Acad. Sci. Cracovie* 120 (1935).
- [26] C. Białobrzęski, I. Adamczewski, „Cosmic Ray Burst in Liquid Dielectrics”, *Nature* 136, 109 (1935).
- [27] C. Białobrzęski, „L'ionisation des diélectriques liquides par les rayons X. Application des diélectriques liquides à l'étude des rayons cosmiques”, *J. Phys. Radium* 7, 329 (1936).
- [28] C. Białobrzęski, „Sur la diffusion de la lumière et de bleu de l'eau”, *Sprawozdania i Prace PTF* 1, 19 (1920—21).
- [29] C. Białobrzęski, „Sur la diffusion intérieure et l'absorption vraie que en résulte”, *Bull. Acad. Sci. Cracovie*, Juillet 57 (1923).
- [30] T. Białobjeski, „Considération sur la diffusion intérieure et l'absorption vraie de la lumière”, *J. Phys. Radium* 5, 269 (1924).
- [31] T. Białobjeski, „Sur l'absorption vraie de la lumière”, *Ann. Phys. (Paris)* 5, 215 (1926).
- [32] C. Białobrzęski, „Sur l'interprétation concrète de la mécanique quantique”, *Rev. Metaphys. Morale* 41, 83 (1934).
- [33] „Chyba już to wiem...— Rozmowa z Leonardem Sosnowskim”, *Postępy Fizyki* 37, 63 (1986).
- [34] C. Białobrzęski, *Podstawy poznawcze fizyki świata atomowego*, z przedmową R. S. Ingardena, PWN, Warszawa 1956, także wydanie rozszerzone: PWN, Warszawa 1984.
- [35] W. Wojtowicz, *Tablice matematyczno-fizyczne czterocyfrowe*, wyd. XVI, PZWS, Warszawa 1952.

# NOWOŚCI NAUKOWE

*M. W. Kalinowski*

Institut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

## Piąta siła

### The Fifth Force

*Abstract:* The paper reviews both experimental and theoretical studies on the fifth force.

#### 1. Wstęp

W świecie fizycznym spotykamy cztery typy oddziaływań: grawitacyjne, elektromagnetyczne, słabe i silne. Najbardziej rozpowszechnione w przyrodzie i najbardziej uniwersalne jest oddziaływanie grawitacyjne. Jest ono odpowiedzialne zarówno za spadek kamienia na ziemię, jak i za globalne — kosmologiczne własności Wszechświata. Mechanika nieba, czarne dziury, gwiazdy neutronowe to tylko niektóre przejawy grawitacji.

Oddziaływania elektromagnetyczne są również bardzo rozpowszechnione. Rządzą one ogromną ilością zjawisk fizycznych. Odpowiadają za wiązania chemiczne, własności plazmy, światła itp. Wszystkie zastosowania prądu elektrycznego, tj. elektronika, silniki elektryczne itp. to przejawy oddziaływań elektromagnetycznych. Oddziaływania słabe i silne ujawniają się w dziedzinie zjawisk fizyki jądrowej i cząstek elementarnych. Rządzą one np. przemianą  $\beta$ , są odpowiedzialne za to, że nukleony w jądrze trzymają się razem. Wszystkie te oddziaływania są znane w obszarze energii dostępnej bez uciekania się do akceleratorów. W obszarze wysokich energii, fizycy przewidują wiele nowych oddziaływań (np. związanych z rozpadem  $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma$ , rozpadem protonu czy prądami neutralnymi zmieniającymi typ kwarka), prowadzących do efektów obserwowalnych w tym obszarze energii. Czasami niektóre z tych przewidywań mogą mieć duże znaczenie w opisie wczesnych stadiów Wszechświata i mogą służyć do tworzenia modeli kosmologicznych. Te zaś mogą być testowane przy pomocy obserwacji. Na ogół jednak przewidywania nowych oddziaływań w obszarze wysokich energii nie mają żadnego wpływu na fizykę niskich energii, a więc na nasze codzienne życie. Znalazienie śladu tych wysokoenergetycznych oddziaływań w naszym codziennym życiu byłoby rzeczą niezwykle interesującą i z całą pewnością takie oddziaływanie zostałoby nazwane piątym oddziaływaniem a nawet piątą

siłą. Pytaniem jest, w czym by się ono przejawiało. Otóż od pewnego czasu pojawiają się doniesienia o tego typu przejawach w fizyce niskich energii, a nawet w fizyce dnia codziennego. Tego typu doniesieniem, które przykuło uwagę całego środowiska fizyków było doniesienie Fischbacha i współpracowników [1] o ponownym przeanalizowaniu danych dotyczących sławnego eksperymentu Eötvösa, Pekara i Fekete [2]. Przypomnijmy, że w tym eksperymencie sprawdzono z wielką dokładnością równość masy bezwładnej i grawitacyjnej, jak również sprawdzono, że stosunek masy bezwładnej i grawitacyjnej nie zależy od składu chemicznego ciała. Założenie o równości obu mas przyjmował już Newton, a potem stało się ono kamieniem węgielnym ogólnej teorii względności (OTW). Właściwie w pewnym sensie wiedział o tym już Galileusz twierdząc, że wszystkie ciała spadają w próżni jednakowo. W jego czasach było to odejściem od przestarzałego poglądu Arystotelesa, który twierdził, że cięższe ciała spadają szybciej. E. Fischbach i współpracownicy twierdzą, że ciała nie spadają jednakowo w próżni i że zależy to od ich składu chemicznego. Wszystko to ma wynikać z nowej analizy danych Eötvösa opublikowanych jeszcze w 1922 r. [2]. Autorzy ci znaleźli na to wytłumaczenie. Równocześnie wielu innych zaczęło także poszukiwać wytłumaczeń tego eksperymentu. Przywołano na pomoc alternatywne teorie grawitacji (inne niż OTW), a także doszukiwano się śladów szczątkowych oddziaływań z wyższych energii, jako przyczyny tego typu zachowania się ciał. Równocześnie próbuje się znaleźć przejawy tego zjawiska w danych geofizycznych, oceanograficznych i astronomicznych oraz w innych eksperymentach. Inni, wierząc w równoważność masy bezwładnej i grawitacyjnej, próbują znaleźć inną, konsystentną interpretację tego historycznego doświadczenia. W obecnej chwili wydaje się, że są pewne wskazówki doświadczalne na to, że istotnie istnieją nowe niskoenergetyczne oddziaływania. Celem tego artykułu jest przegląd danych potwierdzających tezę Fischbacha, danych przeczących jej, a także przegląd teorii przewidujących piątą siłę. Artykuł ułożony jest następująco. W następnej części opiszemy analizę Fischbacha, jego próby wytłumaczenia teoretycznego tej analizy oraz krytykę tego wytłumaczenia daną przez Dickego i Chu [3]. W części trzeciej podamy przegląd danych geofizycznych potwierdzających tę tezę i eksperymentów laboratoryjnych. Czwarta część jest poświęcona innym teoretycznym wytłumaczeniom piątej siły.

## 2. Analiza Fischbacha doświadczenia Eötvösa i jej konsekwencje

E. Fischbach, D. Sudarsky, A. Szafer, C. Taimadge i Aronson ponownie przeanalizowali [1] dane R. v. Eötvösa, D. Pekara i E. Fekete [2]. Otrzymali oni wyniki świadczące o istotnej korelacji między składem chemicznym próbki, a jej przyspieszeniem w polu grawitacyjnym Ziemi. Dostali mianowicie zależność

$$\Delta k \equiv \frac{a_1 - a_2}{g} = C \cdot \left( \frac{B_1}{\mu_1} - \frac{B_2}{\mu_2} \right) + A = C\Delta \left( \frac{B}{\mu} \right) + A, \quad (2.1)$$

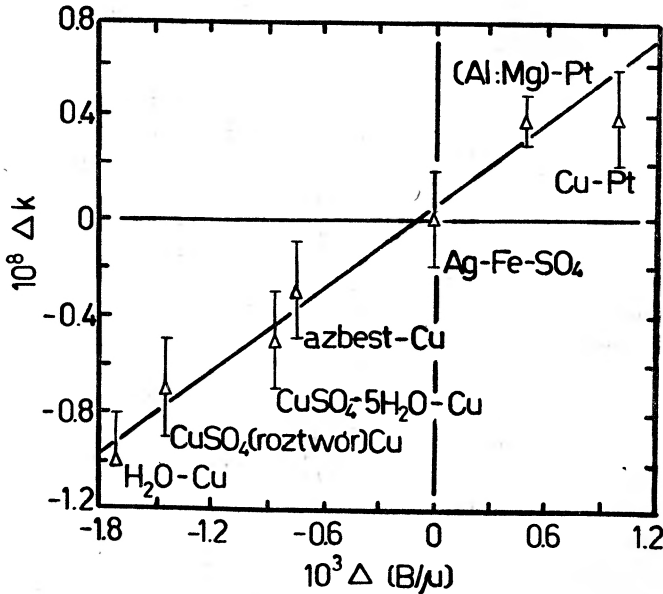
gdzie  $a_i$  są przyspieszeniami doznawanymi przez próbki w polu grawitacyjnym Ziemi,  $B_i$  — ich ładunkami barionowymi,  $\mu_i$  — masami atomowymi,  $g$  jest przyspieszeniem ziemskim, zaś  $C$  i  $A$  stałymi. Stosując metodę najmniejszych kwadratów otrzymali oni nastę-

pujące wyniki:

$$C = (5,65 \pm 0,71) \cdot 10^{-6},$$

$$A = (4,83 \pm 6,44) \cdot 10^{-10} \ll C.$$

Wykres z oryginalnej pracy E. Fischbacha i in. [1] ilustruje zależność liniową dla różnych par próbek (rys. 1). Zatem podstawą analizy jest liniową zależność między wielkością przyspieszenia doznawanego przez próbkę a pewną inną wielkością, np. stosunkiem ładunku



Rys. 1. Wykres  $\Delta k$  jako funkcji  $\Delta(B/\mu)$  przy użyciu danych z pracy [2] dla różnych par substancji.  $\text{Ag-Fe-SO}_4$  odpowiada parze substancji przed i po reakcji  $\text{Ag}_2\text{SO}_4 + 2\text{FeSO}_4 \rightarrow 2\text{Ag} + \text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3$ . Zauważmy, że  $(B/\mu)$  jest takie samo przed i po reakcji (a zatem  $\Delta K = 0$ ).  $(\text{Al} : \text{Mg})$  oznacza stop glinu i magnezu (magnalium), a jego  $(B/\mu)$  spełnia nierówność:  $1,00845$  (czysty magnez)  $\leq (B/\mu)$   $(\text{Al} : \text{Mg}) \leq 1,00851$  (czysty glin) w zależności od składu procentowego Al i Mg. W pracy [2] przyjęto  $\text{Al} : \text{Mg} = 90 : 10$ . Linia ciągła przedstawia zależność między  $\Delta K$  i  $\Delta(B/\mu)$  otrzymaną przy pomocy metody najmniejszych kwadratów

barionowego do masy atomowej. Powstaje pytanie czy, korzystając z tych samych danych, można by było otrzymać podobny związek między przyspieszeniem a jakąś wielkością zaburzającą ruch próbek, np. gradientem temperatury. Takie pytanie postawili sobie S. Y. Chu i R. H. Dicke i udało im się znaleźć znaczącą zależność między możliwym gradientem temperatury a przyspieszeniem [3]. Innymi słowy twierdzą oni, że podczas doświadczenia wykonywanego przez Eötvösa istniał systematyczny błąd związany z gradientem temperatury. Analiza ta ma jednak dwa poważne braki. Po pierwsze nikt nie zmierzył tego gradientu temperatury, po drugie model ten nie jest konsystentny ze wszystkimi danymi Eötvösa [4]. Wydaje się więc, że analiza Fischbacha jest bardziej poprawna, mimo że też jest kontrowersyjna. Sam Fischbach i jego współpracownicy podają następujące



wy tłumaczenie obserwowanego efektu. Zakładają oni, że potencjał między dwiema masami  $m$  i  $m'$  znajdującymi się w odległości  $r$  ma postać

$$V(r) = -G_{\infty} \frac{mm'}{r} + f^2 \frac{B_1 B_2}{r} e^{-r/\lambda}, \quad (2.2)$$

gdzie  $f$  jest stałą sprzężenia. Pierwszy wyraz jest potencjałem grawitacyjnym znanym z teorii Newtona. Drugi zaś opisuje nam oddziaływanie polegające na wymianie „ciężkiego fotonu” o długości Comptona  $\lambda$ . W modelu Fischbacha ten ciężki foton sprzęgał się do hiperładunku (podobnie jak zwykły foton sprzęga się z ładunkiem elektrycznym). W przypadku danym w doświadczeniu Eötvösa hiperładunek jest po prostu równy ładunkowi barionowemu. Korzystając ze wzoru (2) łatwo otrzymamy, że

$$C = \frac{f^2 \mathcal{E}(R/\lambda)}{G_{\infty} m_p^2} \cdot \left( \frac{B_{\oplus}}{\mu_{\oplus}} \right), \quad (2.3)$$

gdzie

$$\mathcal{E}(X) = \frac{3(1+X)}{X^3} e^{-X} (X \cosh X - \sinh X), \quad (2.4)$$

$m_p$  jest masą protonu,  $B_{\oplus}$  jest ładunkiem barionowym Ziemi, a  $\mu_{\oplus}$  jej masą atomową. Można przyjąć, że

$$\left( \frac{B_{\oplus}}{\mu_{\oplus}} \right) \cong 1. \quad (2.5)$$

Funkcja  $\mathcal{E}(X)$  pochodzi ze scałkowania oddziaływania całej Ziemi z punktową próbką umieszczoną od niej w odległości  $R$ . Fischbach czyni tu pewne upraszczające założenia. Rozpatruje Ziemię jako kulistą, o stałej gęstości i nie uwzględnia przyspieszenia odśrodkowego. Używając (2.3) możemy otrzymać poprawkę do potencjału newtonowskiego w następującej postaci:

$$V(r) = V_N(r) + \Delta V(r) = G_{\infty} \frac{m_1 m_2}{r} (1 + \alpha e^{-r/\lambda}), \quad (2.6)$$

$$\alpha < 0,$$

gdzie

$$-\frac{\alpha}{(1+\alpha)} = \frac{f^2}{G_{\infty} m_p^2}. \quad (2.7)$$

Przyjmując w przybliżeniu  $\mathcal{E}(X) \cong 3/2 X$ , E. Fischbach i wsp. stwierdzili, że

$$[f^2 \mathcal{E}(R/\lambda)] = (4,6 \pm 0,6) \times 10^{-42} e^2, \quad (2.8)$$

gdzie  $e$  jest ładunkiem elementarnym.

Wzór typu (2.6) dla nienewtonowskiej grawitacji można otrzymać również z pomiarów grawitacji w szybach kopalnianych [5]. Wtedy otrzymuje się

$$\alpha = -(7,2 \pm 3,6) \cdot 10^{-3}, \quad \lambda = (200 \pm 50) m. \quad (2.9)$$

Korzystając z (2.7) możemy otrzymać

$$[f^2 \mathcal{E}(R/\lambda)]_{\text{geofiz}} = (2,8 \pm 1,5) \cdot 10^{-43} e^2. \quad (2.10)$$

Zgodność (2.10) z wynikami Fischbacha jest uderzająco dobra, biorąc pod uwagę bardzo prosty model Ziemi przyjęty w jego analizie wyników Eötvösa. Odrzucając inną interpretację liniowej zależności (2.1) musimy liczyć się z istnieniem nowej cząstki — hiperfotonu. Początkowo w pracy [1] E. Fischbach i in. próbowali znaleźć potwierdzenie istnienia tej cząstki w rozpadzie

$$K^0 \rightarrow 2\pi^0 + \gamma_Y, \quad (2.11)$$

gdzie  $\gamma_Y$  jest hiperfotonem. Otrzymujemy wtedy względne prawdopodobieństwo rozpadu w postaci [6]

$$B_K = \frac{\Gamma(K^0 \rightarrow 2\pi^0 + \gamma_Y)}{\Gamma(K^0 \rightarrow 2\pi^0)} = \frac{f^2}{8\pi^2} \left( \frac{E_{\max}^2}{m_Y^2} \right), \quad (2.12)$$

gdzie  $E_{\max} \ll m_K$  jest maksymalną energią dostępną dla hiperfotonu. Detekcja hiperfotonu byłaby więc bardzo trudna, bowiem biorąc  $E_{\max} = 100 \text{ MeV}$ , otrzymamy  $B_K = 6 \cdot 10^{-9}$ . Obecnie wydaje się, że jest lepiej powiązać ten nowy ciężki foton raczej z ładunkiem barionowym niż z ładunkiem hiperonowym lub z czymś, co byłoby uogólnieniem hiperładunku [7]

$$Y = \sqrt{2} \cos \theta_Y B + \sqrt{2} \sin \theta_Y S. \quad (2.13)$$

(Zwykle definiujemy hiperładunek  $Y = B + S$ ; gdzie  $B$  — ładunek barionowy,  $S$  — dziwność;  $\theta_Y$  jest kątem mieszania).

Wartości otrzymane z analizy E. Fischbacha i in. oraz z danych geofizycznych sugerują, że te dwa zjawiska mogą mieć wspólne pochodzenie (porównaj (2.8) i 2.10)). Tą wspólną przyczyną może być właśnie hiperfoton zaproponowany swego czasu przez S. Weinberga [6]. Cząstka ta jest wektorowa, co jest bardzo ważne, ponieważ wydaje się, że dodatkowa siła jest odpychająca. Interesującym pytaniem jest jak bezpośrednio zaobserwować taką cząstkę. Górne ograniczenie doświadczalne na produkcję nieobserwowanych cząstek neutralnych w rozpadach z  $\Delta S = 1$  daje nam ograniczenia na możliwą wartość stałej sprzężenia hiperfotonu z materią. Sprzężenie to jest oczywiście bardzo małe. Wartość  $\lambda$  dana w (2.9) odpowiada masie hiperfotonu  $m_Y \simeq 1 \cdot 10^{-9} \text{ eV}$ . Zatem zaobserwowanie hiperfotonu wydaje się wyjątkowo trudne, szczególnie gdy będziemy go szukali w rozpadzie (2.11). Wynika to z tego, że proces konkurencyjny  $K^0 \rightarrow 2\pi^0 + \gamma$  jest dużo silniejszy. W celu odróżnienia  $\gamma_Y$  i fotonu ( $\gamma$ ) będziemy rozpatrywali procesy

$$\begin{aligned} K^\pm &\rightarrow \pi^\pm + \gamma_Y, \\ K_S^0 &\rightarrow \pi^0 + \gamma_Y. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Dlaczego? Dlatego, że odpowiadające rozpady z udziałem fotonów są zabronione przez prawo zachowania momentu pędu, ponieważ spin bezmasowego fotonu jest z konieczności równoległy do momentu orbitalnego układu  $\gamma - \pi$ . W przypadku  $\gamma_Y$ , który jest masywny, istnieje dodatkowy spinowy stopień swobody i rozpady (2.14) mogą zachodzić.

Względne prawdopodobieństwa rozpadu dane są wzorami:

$$\frac{\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \gamma_Y)}{\Gamma(K^\pm \rightarrow \text{wszystko})} = (4,7 \cdot 10^{14} \text{ eV}^2) \frac{f^2/e^2}{m_Y^2}, \quad (2.15)$$

$$\frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \gamma_Y)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \text{wszystko})} = (3,3 \cdot 10^{12} \text{ eV}^2) \frac{f^2/e^2}{m_Y^2}. \quad (2.16)$$

Wzory te możemy uzyskać z amplitudy rozpadu  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  wykorzystując własności algebry prądów. Zdefiniujmy amplitudy  $a(K^0 \rightarrow \pi^0)$  i  $a(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$  następującymi wzorami:

$$\langle \pi^0(p_1) | H_w | K(k) \rangle = (2\pi)^{-3} (4p_{10} K_0)^{-1/2} a(K^0 \rightarrow \pi^0), \quad (2.17)$$

$$\langle \pi^0(p_1) \pi^0(p_2) | H_w | K_S^0(k) \rangle = i(2\pi)^{-9/2} (8p_{10} p_{20} K_0)^{-1/2}, \quad a(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0), \quad (2.18)$$

gdzie  $H_w$  jest hamiltonianem słabych oddziaływań, a  $p_1, K, p_2$  są pędami odpowiadających im cząstek. Wtedy otrzymamy

$$a(K^0 \rightarrow \pi^0) = -\sqrt{2} f_\pi \cdot [2(m_K^2 - m_\pi^2)/\kappa^2]^{-1} a(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0); \quad (2.19)$$

$f_\pi$  jest stałą sprzężenia pionu, a  $\kappa$  jest czteropędem układu mezonów ( $K, \pi$ ), który przyrównaliśmy do czteropędu mezonu  $\pi$ . Zatem możemy napisać amplitudę  $T(K \rightarrow \pi \gamma_Y)$

$$T = (4\pi)^{1/2} f \cdot \varepsilon(q) \left[ 2K_\mu \frac{a(K^0 \rightarrow \pi^0)}{(K-q)^2 + m_K^2} \right] \equiv (4\pi)^{1/2} f \varepsilon_\mu(q) M_\mu, \quad (2.20)$$

gdzie  $f$  jest stałą sprzężenia hiperfotonu z hiperładunkiem,  $\varepsilon_\mu(q)$  jest wektorem polaryzacji hiperfotonu, a  $q$  jego czteropędem poprzecznym do  $\varepsilon_\mu$ ,  $q \cdot \varepsilon(q) = 0$ .

Zauważmy, że  $q_\mu M_\mu \neq 0$  (w przypadku fotonu mielibyśmy zero). Zatem otrzymamy

$$|T|^2 = 4\pi f^2 \sum_{\text{polaryzacje}} (\varepsilon_\mu M_\mu) (\varepsilon_\nu M_\nu)^* = 4\pi f^2 \left( \delta_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{m_Y^2} \right) M_\mu M_\nu^*. \quad (2.21)$$

Z drugiej strony mamy

$$\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0) = \left( \frac{|p|}{8\pi m_K^2} \right) |a(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)|^2. \quad (2.22)$$

Podobnie jest dla procesów z naładowanymi mezonami. Ostatecznie możemy napisać

$$\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \gamma_Y) = \frac{|p|}{2m_K^2} |a(K^\pm \rightarrow \pi^\mp)|^2 \cdot \frac{f^2}{m_Y^2}, \quad (2.23)$$

co prowadzi do wzorów (2.13) i (2.14).

Znając eksperymentalną górną granicę na rozpady  $K \rightarrow \pi \gamma_Y$  możemy wyznaczyć wartość  $\frac{f^2/e^2}{m_Y^2}$ . Wypadnie ona bardzo mała, pomimo że  $m_Y$  jest bliska zeru. Widać więc,

że  $\gamma_Y$  oddziałuje bardzo słabo z materią. Hiperfoton może rozpadać się na trzy fotony,  $\gamma_Y \rightarrow 3\gamma$ , ale ten rozpad jest bardzo powolny. Wygląda na to, że najłatwiej jest zaobserwować hiperfoton podobnie jak zaobserwowano neutrino w rozpadzie beta.

Przeprowadzono wiele eksperymentów z zatrzymanymi wiązkami  $K^+$ , poszukując rozpadów  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu\bar{\nu}$  oraz  $K^+ \rightarrow \pi^+ a^0$ , gdzie  $a^0$  jest lekką nieoddziaływającą cząstką neutralną, taką jak np. aksjon. Otrzymana granica na  $B_K(K^+ \rightarrow \pi^+ a^0) < 4,6 \cdot 10^{-8}$  może być użyta w przypadku hiperfotonu. Używając wzorów (2.7) i (2.15) otrzymujemy

$$\left(\frac{-\alpha}{1+\alpha}\right)\left(\frac{\lambda}{1m}\right)^2 \leq 4,7. \quad (2.24)$$

Gdyby jednak hiperfoton sprzęgał się do uogólnionego hiperładunku (patrz (2.13)), wtedy zamiast (2.24) otrzymamy

$$\text{tg}^2\theta_Y \cdot \left(\frac{\lambda}{1m}\right)^2 \cdot \left(\frac{-\alpha}{1+\alpha}\right) \leq 4,7. \quad (2.25)$$

Wzory (2.24) i (2.25) dają nam ograniczenia na parametry hiperfotonu otrzymane z danych eksperymentalnych w dziedzinie cząstek elementarnych.

### 3. Geofizyczne i laboratoryjne pomiary grawitacji

Wróćmy do wzoru (2.6) i zauważmy, że gdy przejdziemy do sił działających między ciałami, otrzymamy pewną efektywną wielkość  $G(r)$  tak, że

$$F = -\frac{dV}{dr} = -G(r)\frac{mm'}{r^2}, \quad (3.1)$$

gdzie

$$G(r) = G_\infty(1+\alpha(1+r/\lambda)e^{-r/\lambda}). \quad (3.2)$$

Widzimy, że dla bardzo dużych wartości  $r$ , np. astronomicznych, mamy  $G_\infty = G_{\text{astr.}}$ , zaś dla bardzo małych wartości  $r$ , tj. w laboratorium  $G_{\text{lab}} = G(1+\alpha)$ . Ponieważ  $\alpha < 0$ , mamy

$$G_{\text{lab}} < G_{\text{astr.}} \simeq G_{\text{geofiz.}} \quad (3.3)$$

Tego typu zależność obserwujemy, ponieważ mamy

$$G_{\text{lab}} = (6,6726 \pm 0,0005) \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}^3}{\text{kgs}^2}, \quad (3.4)$$

$$G_{\text{astr.}} \simeq G_{\text{geofiz.}} = (6,73 \pm 0,063) \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}^3}{\text{kgs}^2}.$$

S. C. Holding, F. D. Stacey i G. J. Tuck [5] byli w stanie dokonać pomiarów siły grawitacji w szybach kopalnianych, czyli na odległościach porównywalnych z zasięgiem hiperfotonu, tj. 200 m. Mierzili oni zmiany wartości przyspieszenia ziemskiego przy pomocy grawimetru La Costa Romberg G 608 i G 20 na odległościach zbliżonych do zasięgu hiper-

fotonu. Stosowali oni bardzo realistyczny model Ziemi, składający się z elipsoidalnych powłok o tej samej gęstości. Wzięli oni również pod uwagę siłę odśrodkową [8, 9]. Pomiaru zostały dokonane w kopalniach Hilton w Australii. Oprócz tych ostatnich pomiarów istnieją również dane pochodzące z pomiarów dokonanych na pokładzie łodzi podwodnych i batyskafów [10, 11]. Potwierdzają one nierówność (3.3), nie dają jednak wartości  $\alpha$  i  $\lambda$ . Istnieją projekty przeprowadzenia dokładnych pomiarów zależności  $G$  od  $r$  na pokładach batyskafu. W warunkach laboratoryjnych nie notuje się odstępstw od prawa  $\frac{1}{r^2}$ , gdy używamy wagi skręceń [12] (co by się zgadzało z tym, że  $\lambda \cong 200$  m). Istnieje również możliwość reinterpretacji innych doświadczeń, np. tych, które badały równoważność aktywnej i biernej masy grawitacyjnej (tj. wytwarzającej pole i podlegającej oddziaływaniom grawitacyjnym) [13]. Reinterpretacja taka [14, 15] daje górną granicę na siłę sprzężenia z hiperfotonem. Wyniki te są konsystentne z wynikami Fischbacha. Pomiaru odstępstwa od prawa  $\frac{1}{r^2}$  mogą być dokonane przy pomocy tzw. detektora laplasjanu, tj. przyrządu mierzącego wartość laplasjanu potencjału  $V(R)$  w danym punkcie [16]. Dla źródła punktowego mamy

$$\nabla^2 V(R) = -m\nabla g = -m \sum_{i=1}^3 \frac{\partial g_i}{\partial x_i} = \frac{G_\infty Mm}{R^3} \alpha \cdot \left(\frac{R}{\lambda}\right)^2 e^{-R/\lambda}. \quad (3.5)$$

Umieszczając taki detektor w różnych odległościach od Ziemi byłibyśmy w stanie wyznaczyć  $\alpha$  i  $\lambda$  dość dokładnie. Dla ciała rozciągniętego o znanej gęstości  $\rho$  mamy podobny związek

$$\nabla^2 V(R) = G_\infty m \int_V \frac{\rho(X')}{R^3} \alpha \left(\frac{R}{\lambda}\right)^2 \cdot e^{-R/\lambda} d^3 X'. \quad (3.6)$$

Interesującą kwestią jest pytanie, czy inny kształt  $V(R)$  ma wpływ na ruch sztucznych satelitów oraz na podstawowe testy ogólnej teorii względności w Układzie Słonecznym [17]. Przy założeniu, że  $\lambda \cong 200$  m, jest to wpływ zanedbywalny. Jest on również zanedbywalny dla rozchodzenia się sygnałów elektromagnetycznych, ponieważ fotony nie mają ładunków barionowych [18].

#### 4. Teoretyczne modele „wyjaśniające“ piątą siłę

Istnieje bogata literatura dotycząca relatywistycznych teorii grawitacji prowadzących do potencjału nienewtonowskiego [19]

$$V = -\frac{Mm}{r} G_\infty \left( 1 + \sum_{i=1}^N \alpha_i \cdot \exp(-r/\lambda_i) \right). \quad (4.1)$$

We wzorze (4.1) mamy wkłady do wszystkich możliwych oddziaływań skalarnych, wektorowych, tensorowych itp. o skończonym zasięgu. W zależności od typu są one przyciągające

lub odpychające. Na przykład w teorii skalarno-tensorowej Fujii [20, 21] mamy tylko jedno dodatkowe oddziaływanie z  $\alpha = \frac{1}{3}$ . W spontanicznie naruszonej supergravitacji z wewnętrzną symetrią  $O(2)$ , tj. antygravitacji J. Scherka, mamy  $\alpha = -1$  [22]. W nieriemanowskiej teorii grawitacji Zhanga mamy  $\alpha = 1$  [23]. Najbardziej interesującą teorią powstałą bardzo niedawno jest teoria J. Barsa i M. Vissera [24]. Autorzy ci otrzymują „piątą siłę” z teorii typu Kaluzy-Kleina i dostają efektywny potencjał postaci

$$V(r) = -\frac{GMm}{r} + \frac{g_V^2}{4}(B - \varepsilon Z)(B' - \varepsilon Z') \cdot \frac{e^{-mVr}}{r} - \frac{g_\sigma^2}{4\pi} \cdot \frac{Mm}{M_0^2} \cdot \frac{e^{-m\sigma r}}{r}, \quad (4.2)$$

( $\varepsilon = \text{const}$ ,  $M_0 = \text{const}'$ ,  $B, B'$  — ładunki barionowe,  $Z, Z'$  — liczby atomowe). W tej teorii występują dwie cząstki słabo oddziałujące z materią: wektorowa  $V$  i skalarna  $\sigma$ . Jest możliwość powiązania tego podejścia z superstrunami. W ten sposób piąta siła stałaby się oddziaływaniem resztkowym pochodzącym z wyższych wymiarów. Liniową zależność między  $\frac{\Delta a}{g}$  i  $\Delta\left(\frac{B}{\mu}\right)$  w doświadczeniu Eötvösa stara się również wytłumaczyć niesymetryczna teoria grawitacji zaproponowana przez J. W. Moffata [25]. Niesymetryczna teoria grawitacji jest alternatywną teorią grawitacji bazującą na nieriemanowskiej geometrii czasoprzestrzeni. W teorii tej występują dwa typy źródeł pola grawitacyjnego, tj. dwa rodzaje „ładunków grawitacyjnych”. Są nimi masa i ładunek fermionowy. Dzięki temu teoria ta przewiduje inne przyspieszenie grawitacyjne ciała na powierzchni Ziemi niż teoria Newtona. Jest ono dane wzorem ( $G = c = 1$ )

$$a = -\frac{m_\oplus r}{r^3} + \frac{2m_\oplus^2 r}{r^4} + \frac{2l_\oplus^2 r}{r^6} - \frac{2l_p^2 l_\oplus^2 m_\oplus r}{m_p r^6}, \quad (4.3)$$

gdzie  $m_\oplus$  — masa Ziemi,  $l_\oplus^2$  — ładunek fermionowy Ziemi,  $m_p$  — masa ciała próbnego,  $l_p^2$  — ładunek fermionowy ciała próbnego. Teoria ta przewiduje następującą zależność:

$$\left(\frac{\Delta a}{g}\right) = \frac{2m_\oplus l_\oplus^2 c^2}{gR^5} \Delta\left(\frac{l_p^2}{m_p}\right). \quad (4.4)$$

Niesymetryczna teoria grawitacji przyjmuje, że ładunek fermionowy ciała makroskopowego wynosi

$$l^2 = \left[ f_B^2 \left(\frac{B}{\mu}\right) + f_L^2 \left(\frac{Z}{\mu}\right) \right] \frac{M}{m_H}, \quad (4.5)$$

gdzie  $f_B^2$  i  $f_L^2$  są stałymi sprzężenia dla ładunku barionowego i leptonowego,  $B$  jest ładunkiem barionowym, zaś  $Z$  liczbą atomową;  $m_H$  jest masą atomu wodoru,  $\mu$  — masą w jednostkach masy atomu wodoru,  $M$  — masą ciała. Podstawiając (4.5) do (4.4) otrzymujemy

$$\left(\frac{\Delta a}{g}\right) = 6,25 \times 10^{25} \cdot l_\oplus^2 \left( f_B^2 \Delta\left(\frac{B}{\mu}\right) + f_L^2 \Delta\left(\frac{Z}{\mu}\right) \right). \quad (4.6)$$

Używając (4.6) i danych Eötvösa otrzymujemy (stosując metodę najmniejszych kwadratów)

$$f_B^2 = (5,06 \pm 0,32) \times 10^{-42} \text{ cm}^2, \quad f_L^2 = (7,26 \pm 8,0) \times 10^{-45} \text{ cm}^2, \\ l_\oplus = (1,35 \pm 0,17) \text{ km}. \quad (4.7)$$

Na zakończenie wspomnijmy jeszcze, że istnieją pewne prace teoretyczne i doświadczalne postulujące efektywną stałą grawitacyjną daną wzorem [26, 27]

$$G(r) = G_0 \left( 1 + \lambda \frac{\ln r}{1 \text{ cm}} \right), \quad \lambda = \text{const.} \quad (4.8)$$

Zależność ta jest w stanie wytłumaczyć dane geofizyczne, ale nie jest w stanie wytłumaczyć liniowej zależności Fischbacha.

### Podsumowanie

W chwili obecnej należy stwierdzić, że istnienie piątej siły jest wysoce prawdopodobne. Należy poczekać jednak na następne wyniki doświadczalne dotyczące pomiarów stałej grawitacyjnej oraz laplasjanu pola grawitacyjnego na odległościach od 50 do 200 m. Równocześnie należy określić dokładniej przewidywania różnych modeli prowadzących do efektywnego potencjału (4.1) w dziedzinie cząstek elementarnych, tj. rozpadu, nowe cząstki itp.

Dodane w korekcie. Od czasu napisania artykułu pojawiło się kilka nowych faktów dotyczących postulowanej piątej siły. Przeprowadzono eksperyment (P. Thieberger, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1067 (1987)) dający wyniki zgodne z nową analizą doświadczenia Eötvösa (tj. istnieniem oddziaływania o skończonym zasięgu, zależnym od składu chemicznego ciał). Natomiast nowy eksperyment z wagą skręceń nie przyniósł rozstrzygających wniosków (C. W. Stubbs et al., *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1070 (1987)). Ukazało się również drukiem nowe opracowanie (F. D. Stacey et al., *Rev. Mod. Phys.* **59**, 157 (1987)) dotyczące danych geofizycznych potwierdzających wzór (2.6). Oszacowano również wpływ piątej siły na strukturę modeli gwiazdowych (E. N. Glass et al., *Phys. Rev.* **D35**, 1205 (1987)) i stwierdzono, że jest istotna w porównaniu z poprawkami relatywistycznymi przy modyfikacji równania równowagi. Dyskutowano też w dalszym ciągu model Kaluzy-Kleina prowadzący do piątego oddziaływania (S. M. Barr et al., *Phys. Rev. Lett.* **57**, 3129 (1986)) z punktu widzenia zastosowania w fenomenologii cząstek elementarnych (parafoton, spontaniczne naruszenie symetrii).

### Literatura

- [1] E. Fischbach, D. Sudarsky, A. Szafer, C. Taimadge, S. H. Aronson, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 3 (1986), Errata *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1421 (1986).
- [2] R. v. Eötvös, D. Pekar, E. Fekete, *Ann. Phys. (Leipzig)* **68**, 11 (1922).
- [3] S. Y. Chu, R. H. Dicke, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1823 (1986).
- [4] E. Fischbach, D. Sudarsky, A. Szafer, C. Taimadge, S. H. Aronson, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1959 (1986).
- [5] S. G. Holding, F. D. Stacey, G. Y. Tuck, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 495 (1986).

- [6] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 495 (1964).
- [7] S. H. Aronson, Hai-Yang-Cheng, E. Fischbach, W. Haxton, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1342 (1986).
- [8] F. A. Dahlen, *Phys. Rev.* **D25**, 1735 (1982).
- [9] F. D. Stacey, G. J. Tuck, w: red. B. N. Taylor, W. D. Phillips, Natl. Bur. Stand. (U. S.) Spec. Publ. 617 (1984), p. 597.
- [10] F. D. Stacey, *Geophysical Res. Lett.* **5**, 377 (1978).
- [11] C. L. Drake, H. Delause, *Ann. Inst. Oceanog.* (Paris) **40**, 7 (1965).
- [12] R. Spero, J. K. Hoshins, R. Newnam, J. Dellam, J. Schultz, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1645 (1980).
- [13] L. B. Kreuzer, *Phys. Rev.* **169**, 1007 (1968).
- [14] D. A. Neufeld, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2344 (1986).
- [15] S. Nussinov, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2350 (1986).
- [16] H. A. Chan, H. J. Paik, „Experimental Tests of a Spatial Variation of the Newtonian Gravitational Constant at Large Distances”, w *Precision Measurement and Fundamental Constants II*, red. B. N. Taylor, W. D. Phillips, Nat. Bur. Stand. (U. S.) Spec. Publ. 617 (1984), s. 60.
- [17] C. M. Will, *Theory and Experiment in gravitational physics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1981.
- [18] C. Riveros, H. Vucetich, *Phys. Rev.* **D34**, 321 (1986).
- [19] G. W. Gibbons, B. F. Whiting, *Nature* **291**, 636 (1981).
- [20] Y. Fujii, *Phys. Rev.* **D9**, 874 (1974).
- [21] Y. Fujii, „Spontaneously broken scale invariance and Gravitation”, *GRG6*, 29 (1975).
- [22] J. Scherk, *Phys. Lett.* **88B**, 265 (1979).
- [23] Y. Z. Zhang, „Newtonian limit in the Poincare gauge theory of Gravitation” w Proc. 14<sup>th</sup> JCGTMP, red. Y. M. Cho, World Scientific, Singapore 1986, s. 630.
- [24] J. Bars, M. Visser, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 25 (1986).
- [25] J. M. Moffat, P. Savaria, E. Woolgar, „Eötvös tests of the Nonsymmetric Gravitation Theory and the Fifth Force”, University of Toronto Report, March 1986.
- [26] D. R. Long, *Nuovo Cimento* **55B**, 252 (1980).
- [27] D. R. Long, *Nature* **260**, 417 (1976).



## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

### III Wiosenna Szkoła Akustooptyki i Zastosowań w Wieżycy

Trzecia Szkoła Akustooptyki i jej Zastosowań podobnie jak dwie poprzednie, tj. w 1980 r. (*Postępy Fizyki* 32, 311 (1981)) oraz 1983 r. (*Postępy Fizyki* 35, 519 (1984)) odbyła się w Wieżycy k. Gdańska. Została ona zorganizowana w dniach 26—31 maja 1986 r. przez Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Gdańskiego przy współudziale Sekcji Akustyki Kwantowej, Molekularnej i Sonochemii Polskiego Towarzystwa Akustycznego i poparciu Instytutu Podstawowych Problemów Techniki PAN. W skład Komitetu Naukowego wchodził profesorowie: Ignacy Malecki — Polska Akademia Nauk, Aleksander Opilski — Pol. Śląska, Kazimierz Patorski — Pol. Warszawska, Jerzy Ranachowski — IPPT PAN, Komitet Organizacyjny tworzyli: prof. Antoni Śliwiński — przewodniczący, dr Anna Markiewicz — sekretarz, dr Iwona Wojciechowska — z-ca sekretarza oraz dr Maria Borysewicz, dr Marek Kosmol, dr Piotr Kwiek i dr Bogumił Linde — członkowie.

Szkoła zgromadziła specjalistów z kilku dziedzin obejmujących fizyczne, techniczne i technologiczne aspekty akustooptyki. Chociaż pierwotny program Szkoły (przewidujący 34 wystąpienia) nie został w pełni zrealizowany, gdyż 7 gości zagranicznych w ostatniej chwili odwołało swój przyjazd, to jednak było to spotkanie cenne i jego program był bogaty. Ogółem wygłoszono 8 referatów szkoleniowych, 19 referatów bądź komunikatów z prac własnych (w tym 5 plakatów). Odbyły się także dwie tematyczne dyskusje okrągłego stołu.

Wyróżniającą się tematykę Szkoły stanowiły zagadnienia związane z akustooptycznymi oddziaływaniami w przypadku impulsów ultradźwiękowych. W. G. Mayer (Georgetown University, Washington, USA) przedstawił całokształt zagadnień związanych z dyfrakcją światła na impulsach ultradźwiękowych w cieczach. Cennym uzupełnieniem do jego wykładu był referat A. Markiewicz (Uniw. Gdański), która przedstawiła wyniki numerycznych obliczeń rozkładów natężeń światła ugiętego na impulsach ultradźwiękowych w różnych relacjach do apertury wiązki światła. D. Hutchins (Queen's University, Kingston, Kanada) omówił mechanizm optycznej generacji i detekcji impulsów ultradźwiękowych w ciałach stałych. Szerokie możliwości zastosowań dyfrakcji światła na impulsach ultradźwiękowych dla tomograficznych badań pola ultradźwiękowego były przedmiotem referatu R. Reibolda (Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, RFN). H. W. Jones (Technical University of Nova Scotia, Halifax, Kanada) mówił o problemach rekonstrukcji tomogramów fazowych i amplitudowych w ośrodkach wykazujących znaczącą refrakcję akustyczną. Problemy te są również istotne w mikroskopii ultradźwiękowej, której poświęcone były wystąpienia J. Zieniuka oraz J. Litniewskiego (obaj z IPPT PAN).

Jedno z posiedzeń dyskusji okrągłego stołu poświęcone było także tematyce impulsowych oddziaływań światła i ultradźwięków. Dyskusja wykazała, że ta tematyka wysuwa się na czoło nie tylko w akustooptyce, ale wielu innych zagadnieniach fizyki i techniki, gdzie problemy dyfrakcji w przypadku procesów niestacjonarnych nie są trywialne. Wzajemne relacje pomiędzy widmem fourierowskim (w dziedzinie częstości) a przebiegami czasowymi, szczególnie w polu bliskim przetworników ultradźwiękowych, analiza impulsów w dziedzinie czasu, rozkłady amplitud i faz procesów niestacjonarnych, to tylko niektóre zagadnienia poruszane w dyskusji. Dyskusję prowadził W. G. Mayer (Georgetown University, USA), a udział w niej wzięli D. A. Hutchins (Queen's University, Kanada), L. Jakob (Politechnika w Budapeszcie, Węgry), T. Jabłoński (IPPT PAN), E. Kozaczka (Wyższa Szkoła Marynarki Wojennej, Gdynia), H. Lasota (Politechnika Gdańska), A. Markiewicz (Uniwersytet Gdański), R. Reibold (Phys.-Techn. Bundesanstalt, RFN), A. Śliwiński (Uniw. Gdański), P. Voss (Dania).

Drugą wyróżniającą się grupę tematyczną stanowiły zagadnienia związane z aspektami eksperymentalno-technologicznymi akustooptyki i m. in. możliwościami jej wykorzystania do badania materiałów (temu była także poświęcona druga dyskusja okrągłego stołu).

J. Sapriel (Centre National d'Etudes de Telecommunications, Francja) poświęcił swój wykład akustycznym i akustooptycznym własnościom ośrodków warstwowych i posiadających strukturę supersieci krystalicznych. Oddziaływania światła z ultradźwiękami w ośrodkach optycznie i akustycznie czynnych (A. Śliwiński, Uniw. Gdański) stanowią obszerną dziedzinę badań, której poświęca się coraz więcej zainteresowania; szczególnie duże są możliwości zastosowań.

Oryginalne osiągnięcia przedstawił A. Opilski, Z. Opilski i R. Rogoziński na temat technologii wytwarzania gradientowych soczewek akustooptycznych, J. Berdowski na temat wpływu geometrii oddziaływania na dyfrakcję światła przez akustyczne fale powierzchniowe w kryształach o symetrii jednoosiowej oraz K. Bukowski (wszyscy z Pol. Śląskiej) o niestacjonarnym stymulowanym oddziaływaniu akustooptycznym w dielektrykach stałych.

Do tej grupy należy też zaliczyć referaty z fotoakustyki na temat komory do fotoakustycznej analizy gazów i osiągnięć w tej dziedzinie (J. Motylewski, J. Ranachowski — IPPT PAN i M. Rzeszotarska — Pol. Warszawska) oraz metody fotoakustycznej kontroli przesuwnika fazowego dla fal powierzchniowych (A. Milewski, M. Baszun, J. Samuła — Pol. Warszawska).

Drugie posiedzenie okrągłego stołu na temat możliwości wykorzystania akustooptyki do badania materiałów prowadził H. G. Jones (Technical University, Halifax, Kanada). Udział w niej wzięli: R. Bukowski (Pol. Śląska w Gliwicach), A. Gierus i A. Sokołowski (Instytut Elektroniki AN, Moskwa, ZSRR), L. Jakob (Pol. Budapesztańska, Węgry), E. Kotlicka, A. Latuszek i J. Kozłowski (Pol. Warszawska), A. Markiewicz (Uniw. Gdański), W. G. Mayer (Georgetown University, USA), J. Motylewski (IPPT PAN), Z. Niechoda (Pol. Warszawska), J. Sapriel (Francja), A. Sokołowski (Inst. Elektroniki AN, Moskwa, ZSRR), A. Śliwiński i I. Wojciechowska (Uniw. Gdański). Zastanawiano się czym jest akustooptyka i czym powinna być, jaka jest jej naukowa przyszłość jako określonej dziedziny i jakie są i będą jej zastosowania.

W dyskusji poruszano sprawy wykorzystania metod akustooptycznych do wyznaczenia prędkości i tłumienia ultra- i hiperdźwięków oraz stałych elastycznych (w zakresie akustyki liniowej i nieliniowej) środowisk przezroczystych dla światła. Własności akustooptyczne kryształów i materiałów ceramicznych decydują o ich zastosowaniu w układach optyki zintegrowanej i światłowodowej oraz optoelektroniki. Wykorzystuje się oddziaływanie akustooptyczne fal sprężystych wszystkich typów, szczególnie fal powierzchniowych.

Zwrócono uwagę, że obecna Szkoła, podobnie jak poprzednie, włączyła do swego programu fotoakustykę. Chociaż obejmuje ona zagadnienia dotyczące zjawisk odwrrotnych do akustooptycznych, to jednak chodzi o oddziaływania między tymi samymi rodzajami fal. Szczególnie w badaniach materiałów, metody na nich oparte są bardzo użyteczne i szybko się rozwijają. Zwrócono także uwagę na wykorzystanie holografii optycznej do detekcji i miernictwa drgań i pól ultradźwiękowych jako procesów w czasie rzeczywistym i uśrednionych. Mówiono też o perspektywach konstrukcyjnych deflektorów, modulatorów i filtrów akustooptycznych.

Bardzo interesujące wyniki badań dyfrakcji światła na dwóch wiązkach ultradźwiękowych przestrzenie rozdzielonych i możliwości modulacji światła w takim układzie dwuwiązkowym przedstawił P. Kwiek (Uniw. Gdański). L. Jakob (Pol. Budapesztańska, Węgry) omówił zasady konstrukcyjne i obiecujące wyniki zbudowanego szerokostęgowego analizatora fourierowskiego wykorzystującego braggowską dyfrakcję światła na ultradźwiękach.

Ciekawe rezultaty z prac własnych zreferowali: J. Kozłowski na temat eksperymentalnych badań filtra akustooptycznego wykonanego z  $\text{TeO}_2$  przestrajalnego w zakresie  $0.6\text{--}0.9\ \mu\text{m}$ , B. Hałaciński i A. Latuszek (wszyscy z Pol. Warszawskiej) dotyczące dyfrakcji światła odbitego od zogniskowanej stojącej fali powierzchniowej, J. Kozłowski, A. Latuszek — o wytwarzaniu fal objętościowych za pomocą przetwornika międzypalczastego zanurzonego w cieczy, Z. Niechoda, J. Kozłowski — o zjawiskach termicznych w urządzeniach akustooptycznych, E. Kotlicka — o trójpozycyjnym przełączniku akustooptycznym fal powierzchniowych w  $\text{LiNbO}_3$ . Interesujące były także prezentacje J. Szurkowskiego (Pol. Poznańska) na temat „Efektu mirage” oraz M. Sowińskiego i T. Jabłońskiego (IPPT PAN) dotyczące analizy propagacyjnej światłowodów optycznych o podwójnym płaszczu, a także T. Jabłońskiego o obliczeniach podstawowych modów we włóknach światłowodowych o krzyżowym kształcie przekroju.

Pewnym dodatkiem do akustooptycznej tematyki Szkoły były referaty H. J. Heina (Martin Luther Universität, Halle, NRD) o wpływie odbiorczych charakterystyk operacyjnych medycznego układu diagno-

stycznego na wizualizację ultradźwiękową B-skaningu oraz E. Soczkiewicza o rozpraszaniu fal ultradźwiękowych w obszarze krytycznego punktu binarnych mieszanin cieczy.

W opinii uczestników spotkanie było owocne i pożyteczne. Odbywało się w **Wieżycy**, w przyjemnym ośrodku wypoczynkowym gdyńskiej Stoczni im. Komuny Paryskiej. Organizatorzy urządzili także wycieczkę turystyczną w celu zwiedzenia Trójmiasta, szczególnie zabytków Gdańska.

Materiały III Szkoły zostały wydane w formie zwartej w końcu 1986 r.

Następna IV Wiosenna Szkoła Akustooptyki odbędzie się w roku 1989.

*Antoni Śliwiński*

Instytut Fizyki Doświadczalnej UG  
Gdańsk

## **Laserowa Spektroskopia Rozproszeniowa Obiektów Biologicznych — konferencja w Pradze**

Od pewnego już czasu można zauważyć tendencję do organizowania wąskotematycznych konferencji grupujących stosunkowo niewielką liczbę uczestników. Bezsporną zaletą tego rodzaju imprez naukowych jest możliwość spotkania dobrze znających się ludzi, zainteresowanych tą właśnie tematyką, łatwość bezpośredniej wymiany informacji naukowych i kameralny nastrój sprzyjający swobodnej dyskusji.

Właśnie taką imprezą była pierwsza Międzynarodowa Konferencja Laserowej Spektroskopii Rozproszeniowej Obiektów Biologicznych, która odbyła się w Pradze w dniach od 6 do 10 lipca 1986 r. Idea organizacji tej konferencji pochodzi od prof. V. Prossera (fizyk pełniący obecnie funkcję prorektora Uniwersytetu Karola), który był też przewodniczącym Konferencji. Organizatorem konferencji był Instytut Fizyki Uniwersytetu Karola przy współudziale Wydziału Matematyki i Fizyki tego Uniwersytetu, Rady Głównej Czechosłowackiego Towarzystwa Naukowego i Technicznego oraz Związku Czechosłowackich Matematyków i Fizyków. Bezpośredni patronat nad konferencją objął Rektor Uniwersytetu Karola. W skład Międzynarodowego Komitetu Naukowego konferencji, na którego czele stał prof. S. A. Achmanow (Moskwa) wchodziło kilkunastu wybitnych uczonych, takich jak prof. A. Bertoluzza (Bolonja), prof. R. M. Hochstrasser (Filadelfia), czy też prof. M. Tsuboi (Tokio). Pierwotnie organizatorzy planowali udział w konferencji ok. 50 osób, jednak napływ zgłoszeń spowodował zwiększenie liczby uczestników do 110. Byli to głównie specjaliści z Czechosłowacji, ZSRR i pozostałych państw socjalistycznych, jak również innych krajów Europy oraz z USA, Kanady i Japonii. Polskę reprezentowały 4 osoby — dwie z UAM (Poznań) i dwie z UJ (Kraków). Miejscem obrad były sale Domu Technika Czechosłowackiego Towarzystwa Naukowego i Technicznego, położonego w centrum Pragi, tuż przy moście Karola. Językiem konferencji był angielski.

Otwarcia konferencji dokonał prof. Prosser, który przedstawił miejsce obiektów badań biologii w skali rozmiarów, czasu i masy, koncentrując swą uwagę na problemach biologii molekularnej. Omawiając stosowane metody badawcze podkreślił szczególne miejsce metod optycznych w biologii molekularnej, a zwłaszcza zjawiska rozpraszania światła — ramanowskiego i quasielastycznego, które stanowiło główny temat konferencji. Współczesne metody optyczne, należące do nieniszczących metod badawczych, a zwłaszcza laserowa spektroskopia rozproszeniowa, umożliwiają uzyskanie cennych informacji o substancjach biologicznych na poziomie molekularnym. Dotyczy to zwłaszcza oddziaływań złożonych, dynamiki molekuł oraz oddziaływań kolektywnych. Ma to duże znaczenie nie tylko dla badań podstawowych, ale i dla możliwości nowych zastosowań w takich dziedzinach jak inżynieria genetyczna białek, biotechnologia, bioelektronika i technika komputerowa.

W kolejnym wykładzie przedpołudniowym („Pikosekundowa koherentna spektroskopia ramanowska i fluorescencyjna obiektów biologicznych”) prof. Achmanow omówił liniową i nieliniową spektroskopię laserową. Przedstawione przykłady spektroskopii liniowej to spektroskopia ramanowska i metoda korelacji fotonów. Znacznie obszerniej przedstawił mówca metody nieliniowej spektroskopii laserowej złożonych

molekuł (w której to dziedzinie jest on uznanym autorytetem), takie jak: koheretna ramanowska spektroskopia czasowa stanów wzbudzonych elektronowo, dwufotonowa spektroskopia absorpcyjna, spektroskopia trójfotonowa wzbudzonej fluorescencji, nieliniowa spektroskopia polaryzacyjna i spektroskopia nasyceniowa. Wszystkie te metody dostarczają informacji o nieliniowych własnościach molekuł substancji biologicznych. Jak zwykle, referat prof. Achmanowa podawał bardzo dużo informacji i wiele ilustrujących go przykładów eksperymentów. Obrady przedpołudniowe zakończył referat prof. Kerker (autora znanego podręcznika *Rozpraszanie fal elektromagnetycznych*), poświęcony głównie powierzchniowo wzmocnionemu rozpraszaniu ramanowskiemu. Chociaż zjawisko to, odkryte 10 lat temu, nie zostało jeszcze do końca wyjaśnione teoretycznie, to jednak jest ono coraz częściej wykorzystywane w biologicznych badaniach strukturalnych. Według prof. Kerker, zjawisko powierzchniowo wzmocnionego rozpraszania ramanowskiego można objaśnić mechanizmami bądź to chemicznymi, prowadzącymi do powstania nowych stanów elektronowych zwiększających natężenie linii ramanowskich, bądź też elektromagnetycznymi. Mówca zatrzymał się dłużej nad klasycznym modelem elektromagnetycznym tego zjawiska i spójnymi z takim ujęciem wynikami eksperymentów.

Dalsze prace konferencji toczyły się już równolegle w dwu sekcjach przed i po południu oraz w popołudniowych sesjach plakatowych, na których wygłoszono ok. 20 referatów i przedstawiono ponad 30 plakatów. Taki układ konferencji pozwalał uczestnikom na wybór interesujących ich referatów. Każda z sesji miała w połowie 15-minutową przerwę, co umożliwiało łatwą zmianę sali oraz sprzyjało wzajemnym kontaktom i dyskusjom. Dyskusje odbywały się również w czasie referatów, a dodatkowo mieliśmy też specjalne sesje dyskusyjne. W czasie tych sesji poruszano takie tematy, jak: tendencje w zastosowaniach biologicznych quasielastycznego rozpraszania światła, zagadnienia laserowych widm rozproszeniowych naturalnych struktur biologicznych oraz roli rezonansowego rozpraszania ramanowskiego w oscylacyjnej i elektronowej spektroskopii układów biologicznych.

Ciasne ramy niniejszego sprawozdania nie pozwalają na omówienie wygłoszonych referatów, dlatego ograniczę się tylko do podania grup tematycznych, przedstawionych w sekcjach. Zagadnienia te to: wspólczesne metody spontanicznej spektroskopii ramanowskiej, metody o wysokiej rozdzielczości czasowej, zastosowania rezonansowej spektroskopii ramanowskiej w badaniach białek, quasielastyczne rozpraszanie w biopolimerach, spektroskopia ramanowska kwasów nukleinowych i ich składników, spektroskopia korelacji fotonów w zastosowaniu do układów biologicznych oraz spektroskopia ramanowska struktur biologicznych. Tematyka pięciu sesji plakatowych pokrywała się w ogólności z wymienionymi wyżej zagadnieniami. Zwracała uwagę duża staranność w przygotowaniu plakatów, zarówno pod względem merytorycznym jak i graficznym. Prezentowane układy pomiarowe budziły często podziw swą złożonością i wyrafinowaniem stosowanych rozwiązań technicznych, jak i precyzją uzyskanych rezultatów. Dlatego też sesje plakatowe cieszyły się dużym zainteresowaniem.

Streszczenia wszystkich przyjętych referatów i plakatów znalazły się w materiałach konferencji wydanych w języku angielskim przez Instytut Fizyki Uniwersytetu Karola w Pradze.

Miłym akcentem konferencji było też spotkanie wszystkich uczestników z Rektorem Uniwersytetu Karola, połączone ze zwiedzaniem zabytkowych gotyckich sal uniwersyteckich i zakończone wydanym przez Rektora przyjęciem.

Jak stwierdził prof. Prosser, podsumowując wyniki konferencji, jej przebieg i odczucie uczestników wskazują na potrzebę kontynuacji takich interdyscyplinarnych spotkań uczonych. Dlatego kolejna konferencja odbędzie się za dwa lata w Budapeszcie. Opinia ta znalazła jeszcze inne potwierdzenie. Otóż zaledwie w miesiąc po konferencji otrzymałem list z firmy Jobin-Yvon, wraz z bogatym zestawem katalogów, informujący mnie jako uczestnika konferencji, że najlepsze przyrządy do badań ramanowskich obiektów biologicznych produkuje właśnie ta firma.

Zdzisław Blaszcak

Instytut Fizyki UAM  
Poznań

## Anomalne ziemie rzadkie i aktynowce — konferencja w Grenoble

W dniach od 7 do 11 lipca 1986 r. odbyła się na terenie Uniwersytetu w Grenoble Międzynarodowa Konferencja Anomalnych Ziemi Rzadkich i Aktynowców (International Conference on Anomalous Rare Earths and Actinides — ICAREA) zorganizowana przez Ośrodek Atomowy i Laboratoria CNRS w Grenoble. Współprzewodniczącymi Komitetu Organizacyjnego i Programowego byli dwaj znani specjaliści: J. Flouquet i J. Rossat-Mignod. Tego typu konferencje odbyły się wcześniej w Zurychu (1980) i w St. Pölten w Austrii (1984). Również za poprzedniczki konferencji w Grenoble uważa się konferencje na temat mieszanej wartościowości (ostatnia w Kolonii w 1984 r.) oraz pola krystalicznego w materiałach *f*-elektronowych (ostatnia w Sendai w 1985 r.). Jak głosił podtytuł konferencji poświęcona była ona głównie fluktuacjom wartościowości i ciężkim fermionom. Obejmowała jednak również inne zagadnienia związane z oddziaływaniami elektronów *f* z elektronami przewodnictwa, a mianowicie efekt Kondo i fluktuacje spinowe. Nic dziwnego też, że wśród dotychczasowych konferencji tego typu była ona najliczniejsza, gdyż zgromadziła ponad 300 uczestników z 20 krajów. W tej liczbie znajdowało się 8 uczestników z Polski oraz czworo Polaków odbywających aktualnie staże w krajach zachodnich. Z krajów socjalistycznych przez jedną osobę były reprezentowane Czechosłowacja i Węgry. Największe zespoły, to oczywiście naukowcy z placówek francuskich (108), niemieckich (75) i amerykańskich (37).

W trakcie konferencji przedstawiono 21 wykładów półgodzinnych oraz 19 komunikatów ustnych 15-minutowych, które komitet programowy uznał za najbardziej nadające się do tego typu prezentacji wśród innych komunikatów krótkich. Znakomita większość tych ostatnich w liczbie ok. 200 została przedstawiona w formie plakatowej na trzech kolejnych sesjach.

Jak wspomniano, program dotyczył w zasadzie zagadnień fluktuacji wartościowości (VF) i ciężkich fermionów (HF), ale sporo było prac, w których przedstawiono wyniki badań materiałowych potencjalnych kandydatów do stanu VF i HF, a także i takich, w których można będzie zaobserwować fluktuacje spinów (SF), czy efekt Konda (KE).

Część naukową konferencji rozpoczął bardzo interesujący wykład prof. J. Friedela (Paryż) o historii badań teoretycznych lantanowców i aktynowców, natomiast zakończyło podsumowanie dokonane przez prof. F. Steglich (Darmstadt) w dziedzinie eksperymentu i prof. T. M. Rice'a (Zurych) w zakresie teorii.

Zawężenie tematyki do dwóch w zasadzie wymienionych zagadnień spowodowało, że niektóre sesje były poświęcone własnościom jednego związku. I tak np. sesja na temat ciężkich fermionów w cerze i jego związkach dotyczyła głównie  $\text{CeCu}_6$ , a sesja na temat ciężkich fermionów w związkach uranu — głównie  $\text{UPt}_3$ . W dziedzinie teorii główny wysiłek został skierowany na wyjaśnienie, czy materiały te są nadprzewodnikami singletowymi czy tripletowymi. Wnioski z tych prac wskazują, że interpretację singletową można przyjąć dla  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$ , dla  $\text{UPt}_3$  lepsze wyniki daje ujęcie tripletowe, natomiast dla  $\text{UBe}_{13}$  sytuacja jest niejasna.

Niewątpliwie najciekawszym komunikatem przedstawionym na konferencji przez Bouleta, Coleridge'a, Ravota, Reindersa i Springforda było doniesienie na temat badań efektu de Haasa-van Alphen w  $\text{CeCu}_6$ , w którym po raz pierwszy stwierdzono doświadczalnie, że masa efektywna elektronów przewodnictwa jest 100—200 krotnie większa od odpowiedniej masy efektywnej w  $\text{LaCu}_6$  i  $\text{PrCu}_6$  uznanych za normalne metale. Tak duże wartości masy efektywnej były dotychczas pośrednio dedukowane z wielkości współczynnika elektronowego ciepła właściwego, natomiast bezpośrednie pomiary efektu de Haasa-van Alphen w materiałach *f*-elektronowych dawały maksymalną wartość masy efektywnej  $m^* \approx 10 m_0$ .

W związku z próbą interpretacji nadprzewodnictwa w HF modelem singletowym czy tripletowym, stan tripletowy przyrównuje się często do sytuacji obserwowanej w nadciekłym  $^3\text{He}$ . Leggett w ciekawym wykładzie zestawiał podobieństwa i różnice między tym ostatnim a nadprzewodzącymi układami HF. Poniżej podano w tablicy za autorem różnice, które pozwalają zdać sobie sprawę, jak różne podstawy fizyczne rządzą oboma układami. To suche zestawienie nie zawsze pozwala uzmysłowić sobie istotę tych różnic. Na przykład za wymienionym w drugim wierszu tłem czyli wpływem sieci kryje się problem izotropowości  $^3\text{He}$  i anizotropowości HF, często też silnego pola krystalicznego w tych ostatnich.

W innym ciekawym wykładzie teoretycznym pani Lacroix przedstawiła diagram fazowy pokazujący zakres stabilności poszczególnych faz magnetycznych i fazy Kondo w zależności od liczby elektronów

przewodnictwa i parametru  $|J|/D$ , gdzie  $J$  jest całką oddziaływań elektronów  $f$  domieszki z elektronami przewodnictwa, a  $D$  połówkową szerokością pasma przewodnictwa.

Jeśli chodzi o zagadnienie fluktuującej wartościowości to wiele prac poświęcono wzajemnej zależności VF i nadprzewodnictwa lub pola krystalicznego. Bardziej ogólne referaty dotyczące struktury elektronowej badanych materiałów przedstawili Kasuya i wsp. — na temat struktury elektronowej monopniktydów ceru oraz Cooper i wsp. na temat anizotropowego magnetyzmu aktywnców ze zhydryzowanymi elektronami  $f$ .

	$^3\text{He}$	HF
podstawowe fermiony	neutralne	obdarzone ładunkiem
tło (sieć)	nie	tak
niezmienniczość Galileusza	tak	nie
symetria rotacyjna	tak	nie
sprężenie spin-orbita w stosunku do energii elektronów przewodnictwa	$10^{-6}$	$10^3$
dystorsja sieci	nie	tak
$T_C/T_F$	$\approx 10^{-3}$	$\approx 10^{-1}$
Landauowska ciecz Fermiego	tak	nie

Wśród prac doświadczalnych zwracał uwagę wykład Onukiego na temat stosunkowo najpóźniej zbadanego układu HF-CeCu<sub>6</sub>, który nie wykazuje ani nadprzewodnictwa, ani uporządkowania magnetycznego, oraz szereg prac na temat kontrowersyjnego związku HF-CePb<sub>3</sub>, w którym badacze amerykańscy wykryli nadprzewodnictwo indukowane polem magnetycznym, ale ostatnio wycofali się z tego odkrycia podając jedynie, że w temperaturze 0,2 K związek ten ma ujemny magnetoopór, a w polu 15 T wykazuje oporność mniejszą od  $0,005 \mu\Omega \text{ cm}$ , co odpowiada średniej drodze swobodnej 7000 nm. Bardzo ciekawy był wykład i komunikaty Lüthiego i wsp. o badaniach sprężenia elektron-fonon w układach HF, oraz komunikat Suzukiego i wsp. o akustycznym efekcie de Haasa-van Alphen w CeSn<sub>3</sub>. Niestety nie znaleziono odpowiedniości z wynikami magnetycznego odpowiednika tego efektu w tym samym związku.

Ogólnie, konferencja przyniosła ogromną ilość nowego materiału badawczego, który trudno było ogarnąć w ciągu paru dni trwania konferencji. Trzeba dodać, że jej krajowym przedłużeniem były dwie szkoły na ten sam co konferencja temat, z udziałem wykładowców zagranicznych. Jedna została zorganizowana w Szczyrku przez Instytut Fizyki UŚ, a druga w Olejnicy przez Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN.

Materiały konferencji zostaną wydrukowane w tomach 63 i 64 *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. Następna konferencja tego typu odbędzie się we Frankfurcie nad Menem i Darmstademie w dniach od 18 do 22 lipca 1988 r. pod nazwą 6th International Conference on Crystal Field Effects and Heavy Fermion Physics, jako konferencja satelitarna do Międzynarodowej Konferencji Magnetycznej w Paryżu.

W czasie konferencji odbyła się wystawa niektórych wydawnictw naukowych.

Wojciech Suski

Instytut Niskich Temperatur  
i Badań Strukturalnych PAN  
Wrocław

#### XIV Międzynarodowa Konferencja na temat Defektów w Półprzewodnikach

Fizyka półprzewodników stała się w miarę upływu czasu na tyle obszerną dyscypliną naukową, że podsumowanie rozwoju wszystkich jej aspektów w czasie jednej konferencji stało się niemożliwe. Stąd idea konferencji satelitarnych. Celem ich jest bardziej szczegółowe przedstawienie najważniejszych problemów i przede wszystkim stworzenie forum dyskusyjnego dla specjalistów. Jednym z takich spotkań była konferencja na temat *Defektów w Półprzewodnikach*. Odbyła się ona w dniach 18—22 sierpnia 1986 r. w Paryżu, zaraz po zakończeniu obrad Konferencji Fizyków Półprzewodników w Sztokholmie. Fizyka defektów w ciałach stałych ma już bardzo długą historię. Tak naprawdę, to w początkowym okresie rozwoju fizyki ciała stałego (a zwłaszcza fizyki półprzewodników) znacznie więcej wiedziano o własnościach defektów aniżeli np. o strukturze pasmowej. Wynikało to po pierwsze z niedoskonałości technologii, a po drugie z daleko posuniętej analogii własności spektroskopowych wielu rodzajów defektów do własności atomów lub prostych cząsteczek. Przez wiele jednak lat wiedza o defektach miała charakter czysto empiryczny. Odnosi się to zwłaszcza do półprzewodników. Ogromny postęp technologii materiałów półprzewodnikowych (jak np. otrzymanie kryształów bezdyslokacyjnych oraz o czystości względnej lepszej aniżeli  $10^{-8}$ ) oraz rozwój technik badawczych zmieniły radykalnie obraz tej dziedziny badań. Problemem numer jeden jest nadal identyfikacja mikroskopowa defektów, tzn. określenie ich natury chemicznej oraz rodzaju i zasięgu zaburzenia w sieci krystalicznej wywołanych ich obecnością. Możliwość generacji określonych defektów o ściśle zadanej koncentracji otworzyła drogę nie tylko do ich identyfikacji, ale również do badania ich wpływu na procesy rekombinacyjne, własności termiczne, a nawet mechaniczne półprzewodników. Można tu zadać pytanie o potrzebę tego typu badań. Otóż głównym ich motorem jest przemysł elektro-niczny, jako że głównie defekty rządzą własnościami półprzewodników i przez to bez zrozumienia ich fizyki rozwój współczesnej elektroniki jest po prostu niemożliwy.

Po tym krótkim wstępie warto dokonać choćby pobieżnego przeglądu głównych kierunków badań omawianych w czasie paryskiego spotkania. Od lat badania defektów rozwijają się jakby dwutorowo. Jedną grupę zagadnień tworzą własności oraz generacja defektów rozciągniętych (np. dyslokacje), a drugą zaś fizyka defektów punktowych (strukturalnych i chemicznych). Różne są techniki badawcze i różny aparat teoretyczny służący do opisu własności obu tych klas defektów. Odzwierciedleniem tej dychotomii były równoległe odbywające się sesje w czasie konferencji paryskiej. Jedynie referaty plenarne oraz sesje panelowe i plakatowe zacierają ten nieco sztuczny i anachroniczny podział. I chyba właśnie te sesje niosły najwięcej nowych informacji.

Pierwszego dnia odbyła się pierwsza z czterech sesji panelowych na temat postępu w teorii defektów. Tak jak można się było spodziewać, dyskutowano jedynie właściwości prostych defektów i to głównie ich strukturę energetyczną. Istotną nowością są obliczenia energii całkowitej pozwalające symulować lokalną strukturę krystaliczną wokół defektów oraz, co bardzo istotne, śledzić ich termodynamikę. Wszystkie prace dotyczyły albo Si albo GaAs. Obliczenia tego typu prowadzone przez Pandeya z IBM pozwoliły mu na zaproponowanie zupełnie nowego mechanizmu dyfuzji w Si, w którym cały kryształ bierze udział w tym procesie, a nie tylko luki czy też atomy międzywęzłowe, co było dotychczas przyjmowane za prawdę pod-ręcznikową. Druga z sesji panelowych dotyczyła fizyki defektów wykazujących zjawiska metastabilności. Wydaje się, że w większości zbadanych przypadków źródłem tych zjawisk jest duża lokalna dystorsja.

Dwie ostatnie sesje panelowe poświęcone były dwóm bardzo ważnym technologicznie defektom, a mianowicie tzw. EL2 w GaAs oraz klasie defektów zwanych donorami termicznymi w Si. W obu przypadkach zagadnieniem pierwszoplanowym jest identyfikacja chemiczna. Jakkolwiek szczegółowa identyfikacja jest nadal nie rozstrzygnięta, wydaje się jednoznacznie stwierdzone, że podstawowym składnikiem EL2 jest tzw. anionowy defekt antypołożeniowy, zaś w donorach termicznych w Si jest nim tlen. Wart podkreślenia jest istotny wkład polskich grup badawczych w tych badaniach.

Spośród kilku referatów plenarnych, szczególnie ciekawy był referat A. Ourmazda z laboratoriów firmy ATT Bell na temat wysokorozdzielczej mikroskopii elektronowej. Po raz pierwszy udało mu się zaobserwować prawdziwie atomową strukturę obszaru międzyfazowego w heterozłączu. Niestety badania takie będą jeszcze przez wiele lat poza zasięgiem naszych krajowych możliwości eksperymentalnych. Bardzo

piękny był również referat J. Spaetha na temat zastosowania kombinowanych technik optyczno-mikrofalowych do badania procesów rekombinacyjnych i indentyfikacji defektów w ciałach stałych.

Większość prac szczegółowych dotyczyła albo Si albo związków  $A^{III}B^V$ , a wśród nich oczywiście GaAs.

Materiały konferencji ukażą się tym razem jako osobna książka wydana przez szwajcarskie wydawnictwo Tran. Tech.

Warto na zakończenie podkreślić znaczący udział polskich naukowców. Aż 15 spośród ok. 200 przedstawionych prac pochodziło albo bezpośrednio z Polski albo wykonanych było przy udziale Polaków. Więcej prac przedstawili jedynie Amerykanie, Francuzi i Niemcy z RFN. Polskie prace pochodziły głównie z Instytutu Fizyki PAN (8) oraz Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego (3).

Kolejna, już piętnasta konferencja z tej serii odbędzie się w Budapeszcie w dniach od 22 do 26 sierpnia 1988 r. Jej organizatorem jest dr G. Ferenczi.

J. M. Langer

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## Sprawozdanie z Konferencji GIREP '86: „Cosmos — an educational challenge” w Helsingør

W dniach od 18 do 23 sierpnia 1986 odbyła się kolejna konferencja GIREP-u. GIREP to skrót od Groupe International de Recherche sur l'enseignement de la Physique. Obecnym prezesem GIREP-u jest prof. Paul J. Black z King's College w Londynie, jego zastępcami są dr Piet Lijnse z Uniwersytetu w Utrechcie oraz prof. George Marx z Uniwersytetu Budapeszteńskiego. GIREP zajmuje się głównie organizowaniem (co dwa lata) konferencji i wydawaniem biuletynów informacyjnych. Utrzymuje się ze składek członkowskich oraz dotacji rozmaitych fundacji. Ostatnia konferencja, w której wzięło udział 127 uczestników była dofinansowana m. in. przez: ESA (European Space Agency), UNESCO i duńskie instytucje oświatowe i naukowe. Głównym organizatorem i gospodarzem był prof. Poul Thomsen. Konferencja była zorganizowana w ośrodku szkoleniowym Duńskich Związków Zawodowych w Helsingør. Organizacja była pierwszorzędną. Zarysowuje się pewna wyraźna tendencja u organizatorów kolejnych konferencji (autorka sprawozdania uczestniczy już w drugiej) — a mianowicie coraz wyższe ceny i coraz większa dbałość o uciechy podniebienia. Nie u wszystkich uczestników budzi to entuzjazm — w końcu niektórzy płacą sami.

Na Konferencji odczuwało się wyraźnie brak największych światowych autorytetów z dydaktyki fizyki; bezpośrednio po konferencji GIREP-u odbywała się bowiem konferencja dydaktyki fizyki w Tokio, atrakcyjniejsza co najmniej pod względem geograficznym, a nie wszyscy mogli uczestniczyć w obydwu.

W referatach sesji plenarnych można wyróżnić dwie grupy tematyczne: a) informującą o stanie badań w astronomii, kosmologii, badaniu przestrzeni kosmicznej i b) *par excellence* dydaktyczną. Do grupy a) należały następujące referaty: o misji Vega i badaniu układu słonecznego (K. Szegő), o osiągnięciach i planach ESA (A. Pedersen), o programie Columbus (A. Loria), o promieniach kosmicznych (L. Rasmussen), o informacjach przynoszonych przez meteoryty (J. M. Knudsen), o narodzinach gwiazd (D. McNally) oraz kiepski referat K. Gyldenberga o kosmologii. Do tej grupy należały również interesujące referaty historyczne o Tycho Brache (K. P. Moesgaard) i Ole Rømerze (A. Ziggelaar) oraz o astronomii wymarłych cywilizacji (Archie Roy). Drugi referat A. Roya był również natury historycznej i omawiał wszelkie wpływy astronomii na różne dziedziny nauki i życia społecznego.

Uważam, iż na konferencji dydaktycznej referaty typu informującego powinny spełniać co najmniej jeden z następujących warunków: donosić o najnowszych, jeszcze nie znanych powszechnie osiągnięciach nauki i techniki, w sposób wyjątkowo klarowny i porządkujący przedstawiać stosunkowo nowe osiągnięcia, przekazywać dane i informacje dość trudno dostępne w inny sposób, być atrakcyjne z powodu osobowości prelegenta.

Niestety nie wszystkie plenarne referaty spełniały powyższe warunki. Niewątpliwą osobowością był Archie Roy mówiący w sposób bardzo popularny. Bardzo pięknie ilustrowany był referat J. E. Solheima o zorzy polarnej.



Cykl referatów dydaktycznych otworzył jak zwykle świetny referat G. Marxa. Obok zwięźle ujętych tzw. prawd ogólnych, referat zawierał ciekawe przykłady wprost do zastosowania w praktyce pedagogicznej. Parę referatów omawiało zastosowanie misji kosmicznych do praktyki szkolnej. Dean Zollman z wielką werwą pokazywał przykłady z lekcji szkolnych dla 12—14-latków. Do tej serii należały referaty D. Blackburna, D. Clarka i S. M. Tritton.

Wiele uwagi poświęcono roli planetarium w nauczaniu astronomii. Cały referat na ten temat wygłosił Duńczyk Lars Broman. Referat jego poprzedził kompletnie nieudaną prezentację kopenhaskiego planetarium uniwersyteckiego. Mieliśmy przykład, czego nie należy robić za drogie pieniądze! Znacznie ciekawsza od powyższego referatu i pokazu była demonstracja małego, przenośnego (w dwóch walizach) planetarium — namiotu kopulastego, nadmuchiwanego silnikiem z odkurzacza. Urządzenie do projekcji mieściło się w małym pudle. Planetarium to w samochodzie osobowym można przewozić od szkoły do szkoły! Ciekawe rezultaty z pracy z dziećmi w planetarium były przedstawione na jednej z sesji równoległych. Japończycy z Kyoto pokazali pracę na masową skalę. Okazuje się, iż dużym problemem w nauczaniu astronomii w Japonii (a także i w miastach USA) jest fakt, iż niektóre dzieci w ogóle nigdy nie widzą wygwieźdzonego nieba.

Hiszpanie zapoznali nas z bardzo ciekawymi wynikami pracy z małymi dziećmi, nawet przedszkolnymi.

Problemem poruszonym zarówno na sesji plenarnej, jak i na sesji równoległej była rola *science fiction* i pseudonauki w nauczaniu fizyki i astronomii.

Mnie osobiście zainteresował referat poświęcony pracy tzw. uniwersytetu otwartego (telewizyjnego) w Anglii. Świetna organizacja, wypracowane metody i zupełnie dobre rezultaty.

Tylko jeden referat na sesji plenarnej poświęcony był percepcji pojęć astronomicznych (J. Nussbaum).

Na zakończenie obrad dr Cecylia Iwaniszewska z Torunia przemówiła w imieniu Międzynarodowej Unii Astronomicznej. Dowiedzieliśmy się, jak Unia aktywnie wspomaga nauczanie astronomii.

Sesje równoległe poświęcone były nauczaniu astronomii w szkołach podstawowych, średnich i na uniwersytetach, nauczaniu dorosłych i szerokiej publiczności, wykorzystaniu filmów i aparatów wideo, wyobrażeń uczniów o pojęciach astronomicznych, wykorzystaniu laboratoriów kosmicznych.

Autorka sprawozdania uczestniczyła w sesji poświęconej nauczaniu astronomii i kosmologii w szkołach podstawowych. Wydaje się, że w tej dziedzinie został zrobiony duży krok naprzód. Przedstawiono świetne, bardzo konkretne realizacje takiego nauczania pozaszkolnego dla tej grupy wiekowej (Włochy, Izrael, Hiszpania). Dobry przykład szkolnej realizacji pokazała Dunka K. Bonde. Szkoda, że demonstrowane na konferencji przykłady nie są realizowane masowo. Okazuje się, że już zupełnie małe dzieci zdolne są do asymilacji nawet abstrakcyjnych pojęć. Są bardzo chłonne i mają świetną pamięć. Mam uzasadnione obawy, by sądzić, iż nauczanie w szkołach średnich zupełnie nie bierze pod uwagę kapitału zgromadzonego przez uczniów w nauczaniu początkowym. Tym problemem nikt się zresztą na konferencji nie zajmował.

Na zajęciach warsztatowych zajmowano się: wykorzystaniem laboratoriów kosmicznych, wykorzystaniem oryginalnego materiału fotograficznego w nauczaniu astronomii, astronomią i kosmologią w programach szkół średnich, użyciem mikrokomputerów i wideodysków.

Autorka uczestniczyła w warsztacie prowadzonym przez Paula Blacka, poświęconym programom astronomii i kosmologii w szkołach średnich. Usłyszeliśmy wiele propozycji z różnych krajów, w tym też bardzo ambitną polską, przedstawioną przez dra T. Płazaka z AGH w Krakowie. P. Black czynił wysiłki, by w tej mnogości propozycji zaprowadzić jakiś porządek. Zebrano argumenty za i przeciw nauczaniu astronomii i kosmologii i próbowano z tego punktu widzenia spojrzeć na różne propozycje. Trudno powiedzieć, by wyłonił się jakiś jasny obraz. Mnie osobiście najbardziej przemyślaną wydała się koncepcja włoska. Była ona też najbardziej humanistyczna. Wydaje się, że wielość dobrych programów jest objawem zdrowego rozsądku i na szczęście nikt nie próbował na siłę narzucać swojego punktu widzenia.

W czasie konferencji zorganizowana była sesja plakatowa oraz wystawa przeróżnych wydawnictw. Było co oglądać i marzyć o zaopatrzeniu naszych bibliotek.

W konferencji uczestniczyło 9 osób z Polski. Grupa ta była bardzo aktywna i dostała propozycję zorganizowania którejś z następnych konferencji.

Kraje Demokracji Ludowej były reprezentowane przez Węgry (6 osób), Czechosłowację i Bułgarię (po jednej osobie). Najlicniejszą grupę po gospodarzach stanowili jak zwykle Włosi (14 osób).

Organizacja konferencji była bardzo dobra, był czas na dyskusje. Brakowało mi podsumowania sesji równoległych. Niedosyt ten jednak powinien być zapełniony przez bardzo starannie przygotowane materiały, które ukaza się wkrótce.

Zofia Golał-Meyer

Instytut Fizyki UJ  
Kraków

## VIII Konferencja struktury „chłodnych” jąder w Albanie

Od kilku lat, dzięki inicjatywie Oddziału Fizyki Jądrowej Europejskiego Towarzystwa Fizycznego odbywają się coroczne konferencje poświęcone strukturze jąder atomowych. W pierwszym biuletynie organizatorzy ósmej już tego typu konferencji sprecyzowali, że pojęcie „chłodne jądra” oznacza jądra atomowe wzbudzone do energii kilku MeV ponad linią odpowiadającą najniższej energii jądra przy danym jego spinie (tzw. linia *yrast*). Wtedy gęstość poziomów umożliwia jeszcze rozróżnianie poszczególnych stanów jądrowych.

Jest tradycją, że konferencje takie są organizowane przez kolejne trzy lata w jednym kraju. Konferencja trwająca od 13 do 18 września 1986 r. była już drugą przygotowaną przez fizyków bułgarskich. Na miejsce obrad wybrano hotel „Dobrudża” w nadmorskim kurorcie Albena w pobliżu Warny. Mimo września, prawie letnie temperatury i ciepłe morze były dodatkowym atutem organizatorów.

Komitetowi Naukowemu przewodniczył J. Blomqvist (Sztokholm), zaś pracami organizacyjnymi w Bułgarii kierowali Ż. Żelew i W. Andrejczew.

Konferencja zgromadziła ponad dziewięćdziesięciu fizyków ze Starego Kontynentu, Izraela, Japonii, Nowej Zelandii, USA i ZSRR. Niestety, kilku zapowiadających swój udział fizyków z dużych centrów fizyki jądrowej ostatecznie nie przyjechało. Być może absencja ta wiązała się z udziałem w niemal równocześnie odbywanej konferencji w Dubnej. W trzyosobowej grupie polskiej znaleźli się przedstawiciele ośrodków fizyki jądrowej w Krakowie, Lublinie i Warszawie. Podkreślenia wymaga fakt, że ze względu na bardzo wysoki koszt konferencji ich udział był możliwy dzięki hojności Komitetu Organizacyjnego i wsparciu przez Zarząd Główny PTF w ramach umowy o wymianie bezdewizowej z Bułgarskim Towarzystwem Fizycznym.

W ciągu czterech dni roboczych, na sesjach przedpołudniowych 16 referatów wygłosili zaproszeni wykładowcy. Ponadto Komitet Naukowy wybrał do wygłoszenia 12 komunikatów spośród zgłoszonych na sesję plakatową. Komunikaty były przedstawiane w ciągu spotkań popołudniowych. Na zakończenie konferencji odbyła się dyskusja panelowa.

Referaty i komunikaty miały głównie charakter eksperymentalny i chociaż podejmowano w nich ważne zagadnienia fizyki jądrowej niskich energii, to brakowało jednak ujęć generalizujących, wskazujących bądź osiągnięte dotychczas uogólnienia, bądź rysujących bardziej zasadnicze problemy otwarte. Sądzę, że takim oczekiwaniom bardziej sprzyjały gorące dyskusje kulaarowe, przenoszone chętnie na pobliskie, jeszcze letnie, plaże.

Wygłoszone referaty plenarne koncentrowały się wokół trzech zasadniczych zagadnień:

- unifikujące (lub fundamentalne) ujęcia teorii chłodnych jąder atomowych,
- badania struktury jąder atomowych w warunkach ekstremalnych,
- nowe techniki pomiarowe.

Nie pretendując do wyczerpującego przedstawienia tematyki konferencji choć przedstawić najciekawsze — moim zdaniem — tendencje i zaprezentowane wyniki.

Metody unifikujące podjęte zostały w cyklu trzech referatów: D. Besa (Buenos Aires), A. Faesslera (Tybinga) oraz P. von Brentano (Kolonja). W każdym z tych wystąpień zaproponowano różne drogi realizacji programu ujednoczenia opisu struktury jąder atomowych przy niskich energiach wzbudzeń. D. Bes nawiązując do różnych prób kolektywizacji oddziaływań jądrowych (np. typu kwadrupol-kwadrupol czy *pairing*) na gruncie teorii pola i przez konsekwentne stosowanie metod teoriopolowych pokazał możliwości generowania hamiltonianów jądrowych, także takich, które są zbliżone w swej postaci do

hamiltonianów uznawanych obecnie za dobre przybliżenia kolektywne (np. typu Bohra). Podejście to ma tę przewagę nad tradycyjnym, że jest dobrze oparte na podstawach konsekwentnie kwantowych i łatwo daje się związać z ogólnymi wynikami pochodzącymi np. z kwantowej chromodynamiki. Wadą jest jeszcze zbyt ubogi obszar zastosowań.

Podstawowe wyniki teorii materii jądrowej wykorzystuje się w innej metodzie, w której stosowanie dobrze opanowanej pojęciowo drogi jest opłacone koniecznością stosowania monstrualnych rachunków numerycznych. Referowane przez A. Faesslera możliwości programów MONSTER i WAMPIR zadziwiają (np. możliwość interpretowania obszernych danych z reakcji z ciężkimi jonami jednocześnie w wielu kanałach), ale kody te mogą być realizowane na maszynach cyfrowych dostępnych tylko w niewielu ośrodkach na świecie. Poza tym w warunkach rachunku numerycznego gubi się pewne związki i zależności między charakterystykami jądra atomowego „widocznymi” w bardziej podstawowych czy choćby fenomenologicznych podejściach.

Wobec wad obu metod duże zainteresowanie wzbudziły wystąpienia omawiające możliwości algebraicznego modelu jakim są różne wersje modelu oddziałujących bozonów (IBM). W referatach P. von Brentano, O. Scholtena (Gröningen), S. Yatesa (Kentucky) zaprezentowano ostatnio osiągnięte uogólnienia modelu, np. skalowanie Castena, włączenie naładowanych bozonów, renormalizację  $g$ -bozonów, nowe regiony stanów supersymetrycznych. Imponujące systematyki własności spektroskopowych przy użyciu pięciu parametrów, obejmujące po ponad 100 jąder atomowych świadczyły o możliwościach modelu i spotkały się z żywym przyjęciem uczestników.

Ze szczegółowych komunikatów zwrócę uwagę na trzy. Duże wrażenie na zebranych wywarło doniesienie B. M. Nyoko (Debreczyn) o odkryciu w  $^{152}\text{Dy}$  superdeformacji  $\beta = 0,6$ . W eksperymencie rejestrowano stany rotacyjne aż do spinów 60  $\hbar$ . Miło było usłyszeć o potwierdzeniu tym odkryciem wcześniejszych przewidywań J. Dudka i W. Nazarewicza. Należy podkreślić, że identyfikacja tego bardzo egzotycznego stanu jądra dysprozu była możliwa dzięki wyrafinowanej technice korelacji energia-energia przy wykorzystaniu aparatury „kryształowej kuli” (*crystal-ball*). Z wykładu C. J. Listera (Manchester) wynikało się wrażenie, że wyposażenie techniczne i pomysłowość fizyków eksperymentatorów stwarzają sytuację, gdy mnogość osiągniętych informacji przekracza możliwości ich opracowania i interpretacji. Odnotuję w tym miejscu także dobrze udokumentowane wystąpienie G. D. Alchazowa (Gatczina) ukazujące możliwości laserowej spektroskopii jądrowej.

Interesujące zagadnienie podwójnego rozpadu  $\beta$  omawiał P. Vogel (Pasadena). Oszacowania procesu wskazują, że może on występować w germanie, tellurze oraz neodymie. Pomiary połowkowego czasu życia ze względu na taki proces może dostarczyć bardzo wiarygodnych oszacowań od dołu masy neutrina elektronowego, co ma duże znaczenie dla przewidywań ewolucji Wszechświata na podstawie modelu. Niestety, przeprowadzone eksperymenty nie są jeszcze dostatecznie czułe.

Uczestnicy konferencji mogli zwiedzić Nesseber i Vidim oraz wziąć udział w koktajlu, wieczorze variétés i bankiecie. Nie było natomiast możliwości zwiedzenia żadnego bułgarskiego ośrodka fizyki jądrowej. Na szczęście, tym razem nie odseparowano fizyków bułgarskich od gości zagranicznych kwaterując wszystkich w jednym hotelu, dzięki czemu w rozmowach mogliśmy dowiedzieć się o pracach bułgarskich kolegów.

Piszący te słowa wyjechał z Albeny dzieląc sceptycyzm wielu z uczestników konferencji przekonanych o pewnej stagnacji w fizyce chłodnych jąder.

Wiesław A. Kamiński

Instytut Fizyki UMCS  
Lublin

## RECENZJE

Walter Thirring: *Fizyka matematyczna. Tom 2. Klasyczna teoria pola*. Z języka niemieckiego tłumaczył Stanisław Bażański, PWN, Warszawa 1985, s. 240, nakład 5000 egz., cena zł 160.—

Recenzję tomu 1 *Fizyki matematycznej. Klasyczne układy dynamiczne*, tłumaczonego przez Piotra Kiełanowskiego, zamieściły *Postępy Fizyki* 37, 97 (1986). Niestety, wskutek przeoczenia Redakcji nagłówek recenzji tomu 1 jest identyczny z powyższym<sup>1</sup>. Przeoczenie to jest usprawiedliwione tym, że oba tomy zostały wydane przez PWN w tym samym roku, mają identyczne okładki, nierozróżnialne grzbiety, identyczną ilość stron i tematycznie stanowią całość w sposób istotny wzajemnie się uzupełniając. Trudno korzystać z tomu 2 nie mając pod ręką tomu 1 zawierającego kluczowe fragmenty analizy matematycznej, szczególną teorię względności czy opis ruchu w polach elektromagnetycznym i grawitacyjnym. I odwrotnie: lektura tomu 2, gdzie niekiedy Autor te same kwestie przedstawia przejrzyściej, będzie pomocna w głębszym zrozumieniu tomu 1. Oba tomy zawierają skłaniający do refleksji, bardzo potrzebny, współczesny wykład klasycznej fizyki teoretycznej. Można mieć jedynie żal do Wydawnictwa, że zbyt późno pozycja ta ukazała się w Polsce.

Dużo korzyści odniosą ambitni studenci wszystkich lat studiów, m. in. i dlatego, że kurs prof. Thirringa jest czymś więcej niż podręcznikiem: zawiera nie tylko cenny materiał dydaktyczny, ale też wiele oryginalnych osiągnięć lat ostatnich. W szczególności teoria grawitacji jest wyłożona nowatorsko. Oba tomy powinny być pomocne też i w wykładach analizy, algebry czy matematyki współczesnej dla fizyków. Pokazując ścisły związek między matematyką a fizyką, Autor wskazuje na te pojęcia matematyczne oraz działy analizy, które są absolutnie niezbędne dla właściwego zrozumienia fizyki klasycznej. Uwaga Recenzenta tomu 1, że wykład Thirringa „nie nadaje się absolutnie do samodzielnego studiowania bez sięgania do innych monografii i podręczników” nie powinna zniechęcać: jeśli pragniemy zrozumieć (a nie tylko nauczyć się), to studiowanie wymaga sięgania do wielu książek. Właśnie zaletą wykładu Thirringa jest pobudzanie ambitnego czytelnika do poszukiwań innych podręczników (a gdzie ich szukać?), a więc odkrywanie alternatywnych bądź kontrowersyjnych spojrzeń i interpretacji.

Mimo że ukazało się już drugie, istotnie uzupełnione, wydanie w języku angielskim tomu 2 (Springer-Verlag-Berlin 1986), wydanie polskie jest tłumaczeniem pierwszego niemieckiego wydania z r. 1978. Obecne wydanie angielskie zawiera nowy rozdział poświęcony teorii cechowania i grawitacji.

Jeśli chodzi o teorię grawitacji to na rynku polskim podręcznik prof. Thirringa nie ma konkurencji i dlatego jest tak bardzo potrzebny. Natomiast z elektrodynamiki klasycznej mamy wiele książek, z których podręcznik prof. Ingardena i doc. Jamiołkowskiego jest jednym z najlepszych na świecie (wydanie w języku angielskim w r. 1985). Sądzę, że obecnie możliwa jednoczesna lektura obu książek (Thirringa oraz Ingardena i Jamiołkowskiego) pozwoli należycie docenić zalety tych wykładów, dobór materiału, oraz wzajemnie ułatwi znajdowanie przemilczeń, nieścisłości, skrótów myślowych oraz innych wad.

Ogólną wadą każdego z tomów kursu Thirringa jest brak skorowidzów: zmusza to czytelnika do czasochłonnego wertowania obu tomów w poszukiwaniu licznych definicji, często zmienianych, uściślanych i uzupełnianych w następnych rozdziałach lub w drugim tomie. Można porównać, np. definicje iloczynu Grassmanna, różne w obu tomach (tom 1, str. 62 i tom 2, str. 21) lub różne definicje gwiazdki Hodge'a (tom 1, str. 62—63 i tom 2, str. 24). Przy czym Autor nie wspomina o tych powszechnych nazwach.

Przykrą wadą obu tomów jest nagminne zamiennie używanie przez Autora nazw i pojęć wektora i formy oraz utożsamianie różnych pól tensorowych. Jedno-formy różniczkowe czyli kowariantne pola wektorowe lub pola kowektorowe Autor nazywa polami wektorowymi (np. 21<sup>1-3,6,9,20</sup> itd.). Nazwa ta jednak powszechnie jest używana jako synonim kontrawariantnego pola wektorowego. Gdzie indziej formy różniczkowe Autor nazywa jednak formami, np. formy koneksji, a nie pola wektorowe koneksji. Tłumacze komentują

<sup>1</sup> Patrz errata w zesz. 3 (1986) (przyp. Red.).

to tylko jednokrotnie i to zbyt późno (tom 1, str. 67<sub>1</sub> i tom 2, str. 22<sub>1</sub>). Przypis ten powinien być wielokrotnie powtarzany i to drukiem **łustym**, ewentualnie lepiej byłoby zrezygnować z nieszczęśliwego utożsamiania i używać tych nazw zgodnie z powszechnie przyjętym odróżnianiem pola wektorowego od różniczki funkcji. Dotyczy to też i innej terminologii, np. moduł Autor nazywa przestrzenią liniową (str. 9<sup>8</sup>, 22<sup>8</sup>). Nowoczesny aparat matematyczny jest niekiedy przeplatany archaicznymi pojęciami i oznaczeniami, przykładem są wzory na str. 11, 38—39, 51 wymagające skomentowania związku między symbolem różniczki zewnętrznej  $d$ , używanym tutaj w notacji archaicznej a definicją podaną na str. 22. Autor raczej skrupulatnie podkreśla, kiedy symbol  $\delta$  oznacza koróznickę, kiedy funkcję Diraca a kiedy wariację, natomiast bez żenady używa symbolu różniczki  $d$  w różnych znaczeniach.

Większość niedorzeczności, niejasności, niedomówień czy wieloznaczności jest konsekwencją nieszczęśliwego „upraszczającego” utożsamiania pojęć wektora i kowektora. Oto przykłady wybrane na chybił trafił:

22<sup>10</sup>: Operacje grad, div, rot o wartościach w kontrawariantnych polach wektorowych definiujemy poprzez właśnie elementarną operację różniczki zewnętrznej (zob. np. Arnold *Metody matematyczne mechaniki klasycznej*, str. 166—167, 179—181). Nie można uważać różniczkowania zewnętrznego za uogólnienie gradientu (a tym bardziej div czy rot). Autor niesłusznie utożsamia różniczkę funkcji z gradientem funkcji (np. 22<sub>12</sub> itd.). Wartością operatora różniczki zewnętrznej jest forma różniczkowa, natomiast gradient funkcji to kontrawariantne pole wektorowe.

22<sub>17</sub>: Niepotrzebny archaizm: „współrzędne... można traktować jako odwzorowanie”. Wyrażenie  $dx^i$  ma sens tylko, jeśli  $x^i$  jest funkcją,  $x^i \in E_0$ . Chyba, że  $d$  nie oznacza tutaj operacji różniczki zewnętrznej, a to znowu byłoby sprzeczne z tym co jest na str. 9. Sformułowanie Autora jest konsekwencją sprzeczności oznaczeń, „ $x \in M$ ”.

24<sup>1</sup>: Autor nie ma racji: istnienie izomorfizmu nie jest wystarczające, aby utożsamiać dziedzinę ze zbiorem wartości. Czyżby  $f(x) = x$ , jeśli  $f$  izomorfizm?

24<sup>5-7</sup>: Autor nazywa bazą dualną, bazę odwrotną (*reciprocal*) względem danej struktury Riemanna, w tym *samym* module form różniczkowych. We właściwym sensie nazwę *baza dualna* Autor używa na str. 152—153, gdzie  $\{e_i\}$  oznacza bazę w module kontrawariantnych pól wektorowych. A więc obie *różne* bazy: dualną i odwrotną, Autor oznacza tym samym symbolem używając tej samej nazwy. Otóż jeśli  $\{e^k\}$  jest bazą w module form różniczkowych, to „wektory  $e_i := g_{ik}e^k$ ” oczywiście też są formami różniczkowymi i  $v$  tutaj jest formą różniczkową.

24<sup>7-18</sup>: Zgodnie z definicją (I. 2.4, 33) z tomu 1 (str. 64) iloczynem wewnętrznym nazywamy iloczyn pola wektorowego (kontrawariantnego) z formą różniczkową (zgodnie z logiką iloczyn ten powinien nazywać się zewnętrznym). Podobnie możemy mnożyć wewnętrznie formy różniczkowe przez pola wektorowe. Tutaj Autor wprowadza *zależne* od struktury Riemanna wewnętrzne mnożenie form przez formy. Odsyłacz do (I. 2.4, 28) jest co najmniej pomyłką (tam  $v \in T_qM$ , tutaj  $v \in E_1$ ). Natomiast jest sprzeczność z definicją (I. 2.4, 33) i z ćwiczeniem 6 (tom 1, str. 64). Autor niesłusznie utożsamia formę różniczkową  $e_i^{\equiv} g_{ik}e^k$ , która jest obrazem pola wektorowego ze względu na odwzorowanie  $g$ , z przeciwobrazem. W rozdz. 4 Autor niekiedy rozróżnia wartość odwzorowania  $g$  od argumentu (np. 155<sub>13</sub>). Zaznacza tę różnicę i wcześniej, np. w 65<sup>8-18</sup> gdzie występuje  $du$  i  $gdu$ .

24<sup>14-18</sup>: Warto dodać że izomorfizm  $*$  jest powszechnie nazywany gwiazdką Hodge’a (W. V. D. Hodge). Pożyteczna, sądzę, byłaby też uwaga, że istnieje kilka różnych konwencji doboru czynnika fazowego (ogólnie jest osiem możliwości). Definicje gwiazdki Hodge’a przyjęte przez różnych Autorów mogą różnić się w związku z tym czynnikami fazowymi. Poza tym definicja (1.2, 16) jest jednak mętna: najistotniejsza część tej definicji znajduje się dopiero pół strony dalej (24<sub>4-3</sub>). Okazuje się, że gwiazdka Hodge’a jest izomorfizmem między modułami form i *pseudoform*, które Autor oznacza tym samym symbolem.

24<sup>16</sup>: Symbolem  $g$  Autor oznacza dwa różne pola tensorowe: wzór 1.2, 13 i pole skalarne  $\det g$ . Poza tym Autor błędnie sugeruje że  $\det g$  zależy jedynie od  $g$ . Kilka linijek dalej (24<sub>12</sub>) „wyjaśnia”, że  $\det g$  zależy od bazy, co też nie jest prawdziwe. W rzeczywistości  $\det g$  zależy od wyboru formy objętości ( $m$ -formy  $\eta$ ) i powinno być  $\det_{\eta} g \in E_0$ . Jeśli  $f \in E_0$ , to  $\det_{f\eta} g = f^{-2} \det_{\eta} g$ , co warto porównać z pierwszą Uwagą Autora. Tutaj forma objętości  $\eta \in E_m$  jest *niezależna* od wyboru bazy.

24<sub>13-12</sub>: Czynniki  $|\det_{\eta} g|^{\frac{1}{2}}$  jest wybrany po to, aby odwzorowanie Hodge’a było niezależne od wyboru  $m$ -formy objętości  $\eta$ , moduło wybór orientacji. Transformacje współrzędnych pól tensorowych (nazywanych przez Autora niewłaściwie „składowymi”, 24<sub>10</sub>) nie mają nic wspólnego z definicją izomorfizmu Hodge’a.

Pseudoformy  $*e$  są niezależne od wyboru bazy. Przy zmianie bazy transformują się nie formy, a jedynie współrzędne formy.

25<sup>6</sup>: Istnieje wiele różnych konwencji koróżniczki różniących się czynnikami fazowymi (zob. np. K. Maurin *Analiza*, PWN, Warszawa 1971). Autor nie uzasadnia swojego dziwnego wyboru.

25<sub>9-7</sub>: Jest „... strumień wytworzony przez składowe kontrawariantne...”. Tego typu niedorzeczne sformułowania są wynikiem nierozróżniania formy różniczkowanej od pola wektorowego, a przecież są to fizycznie różne pojęcia. Poza tym strumień w tomie I jest nazwany przez Autora lub Tłumacza przepływem (tom I, definicja na str. 45).

25<sub>5-2</sub>: Mamy tu dziwoląg: pochodną Liego „w kierunku” formy różniczkowej. W rzeczywistości jest to złożliwe utożsamienie formy różniczkowej  $v \in E_1$  z polem wektorowym  $gv = v_i g^{ik} \partial_k \equiv v^k \partial_k \neq v$ , a więc utożsamienie argumentu odwzorowania  $g$  z wartością. W istocie forma różniczkowa nie określa kierunku.

26<sup>13</sup>: Jest „W par. 4.1”, lepiej „W par. (4.1, 12a) na str. 157”. Jest „związki te określają już wielkości  $\omega_{ik}$ ”, lepiej „związki te określają formy koneksji  $\omega_{ik}$  poprzez współrzędne różniczek  $dg_{ik}$ ” lub „poprzez pochodne  $\{g_{ik}, i\}$ ”.

28 (1.2, 29c): Jest „w kierunku  $x^{kn}$ ”. Jaki kierunek wyznacza funkcja? Podobne niefortunne wyrażenia występują rągminnie, np. 158<sub>10</sub>.

31<sup>9</sup>: Tensor to nie to samo co macierz liczbowa. Tym bardziej pole tensorowe, dlatego lepiej byłoby  $g_- = -du \otimes dv - dv \otimes du$ .

33: Zadania 1—2: oznaczenie  $dQ \otimes dQ$  przez  $dQ^2$  jest mylące, ponieważ  $dQ^2 = 2Q dQ \in E_1$ .

34<sub>15,5</sub>: Wyznacznik pola tensorowego  $g$  nie jest zależny od wyboru bazy. Ponieważ

$$g \left( \frac{\partial}{\partial Q} \wedge \frac{\partial}{\partial \varphi} \wedge \frac{\partial}{\partial z} \right) = Q^2 dQ \wedge d\varphi \wedge dz,$$

więc dla  $\eta \equiv dQ \wedge d\varphi \wedge dz \in E_3$ ,  $\det \eta g = Q^2$ . Natomiast  $\eta \neq e^1 \wedge e^2 \wedge e^3 \equiv e^{123}$ , czyli inny wybór formy objętości jest powodem zmiany wartości wyznacznika tego samego pola tensorowego  $g$ ,  $\det \eta g \neq \det e^{123} g$ .

36<sub>3-1</sub>: Autor nie ma racji:  $d\varphi$  nie istnieje na całym torusie  $T^1 \equiv S^1: J \neq d\varphi$ . (Zob. np. Flanders, *Teoria form różniczkowych*, PWN, Warszawa 1969, str. 83).

41—43: Ostatnia uwaga w (1.3, 18, p. 2) jest niejasna i jakby sprzeczna z dalszymi definicjami (1.3, 21—23) oraz wzorami na str. 45, gdzie całki określają „wektory”.

43<sub>11-10</sub>: Jest „składowe wektorów określają tensor”. Autor nie ma racji: układ pól wektorowych nie jest tensorem.

43<sub>8</sub>: Galimatias. Autor używa kilku nazw na określenie  $T^\alpha$ : pola wektorowe, tensor, „powyższe trójformy”. Lepiej byłoby „poniższe”. Zgodnie z definicją (1.3, 22) na stronie następnej,  $\{T^\alpha\}$  to układ jednoform różniczkowych. Dalej (46<sup>9</sup>) okazuje się, że to „jednoforma o wartościach wektorowych”.

44<sup>3-4</sup>: Nagminne i jakże zbyteczne utożsamienie pola wektorowego  $gdx^\alpha (= g^{\alpha\beta} \partial_\beta)$  z różniczką  $dx^\alpha$ .

44<sub>9</sub>: Bazę naturalną (tzw. nieruchomą) Autor zdefiniował na str. 22 niezależnie od struktury Riemanna  $g$  (1.2, 13). Tutaj domyślamy się, że baza naturalna diagonalizuje pole tensorowe  $g$ . Jednak baza diagonalizująca nie musi być naturalną.

44<sub>8</sub>: Sprzeczność z definicją 22<sub>8</sub>.

45<sup>7</sup>: Jest niezgrabnie „przekształcenie  $L^\alpha$ ”. Lepiej: pochodna lub pochodna Liego.

48<sup>2</sup>: milczące założenia, że baza jest ortogonalna.

50<sub>9</sub>: nagminna niedorzeczność: pochodna Liego „w kierunku” różniczki  $dx^k$  (to samo co 25<sub>5-2</sub>).

53<sub>3</sub>: Autor niefortunnie nazywa  $m$ -formę funkcją Lagrange’a. Lepiej  $m$ -forma Lagrange’a. Inaczej  $L$  w wyrażeniu  $Ldt$  pozbawiamy jakże potrzebnej i powszechnie przyjętej nazwy.

64<sup>14</sup>: Pochodna  $\partial F/\partial u$  nie jest określona dla  $F \in E_2$  i  $u \in E_0$ . Autor ma na myśli prawdopodobnie dobrze określoną pochodną Liego w kierunku pola wektorowego  $gdu$ . Poza tym zamiast  $v$  powinno być  $gv$ .

65<sup>8</sup>: jest „... pole, spełniające warunek...”, powinno być „... pole  $F$ , spełniające warunek...”.

65<sup>8</sup>: ponieważ  $du \wedge F \in E_3$  oraz  $i_{du}F \in E_1$  (zamiast  $du$  powinno być  $\text{grad } u \equiv gdu$ ), więc czy szczęśliwie jest równanie  $du \wedge F = i_{du}F$ ?

65<sup>8-10</sup>: Cały ten niefortunny ustęp nadaje się do *Szpilek*: „kierunek kontrawariantny do kierunku”- Zamiast  $L_{du}$  powinno być oczywiście  $L_{gdu}$ .

65<sup>10</sup>: lepiej:  $\exp L_{gdu}$ .

70<sup>8</sup>: Zapis niedorzeczny i z błędami.

76<sub>2-1</sub>: Autor od tego momentu wprowadza galimatias z oznaczeniami, oznaczając np. przez  $x$  jednocześnie kilka pojęć:  $x \in \mathbf{R}^4$ , formę różniczkową  $x \in E_1 \equiv T_1^0$ , oraz niekiedy i pole wektorowe  $x \in T_0^1$ . Czyżby „upraszczające” utożsamienie  $\mathbf{R}^4 \equiv E_1(\mathbf{R}^4)$ ? Sądzę, że jest konieczne zaznaczenie tej wieloznaczności symbolu  $x$  w spisie „symboli wyjaśnionych w tekście” na str. 9—10, oraz warto kilkakrotnie to przypomnieć czytelnikowi w tekście. Najlepiej byłoby jednak przyjąć różne symbole.

152<sub>1</sub>: Nazwę „iloczyn skalarny” Autor używa tutaj w *innym* sensie niż poprzednio (1.2, 14). Nie każde odwzorowanie, którego wartością jest pole skalarne, jest iloczynem skalarnym. W tomie 1, patrz 63<sub>8</sub>, odwzorowanie to Autor nazywa *ewaluacją*. Dlaczego w tomie 2 zmienia nazwę? Dalej (str. 155<sub>12</sub>) ta sama nazwa „iloczyn skalarny” jest użyta w innym sensie niż na str. 152.

154<sup>1</sup>: Jest „zewnętrzny”. Nazwa mimo woli zgodna z logiką, lecz jest w sprzeczności z wprowadzoną uprzednio tłustym drukiem w tomie 1 (I. 2.4, 33). Jest: „spełniają ten aksjomat”. Jeśli chodzi o aksjomat  $b$  (str. 153) to Autor nie ma racji: żadna z operacji wymienionych nie jest określona w algebrze tensorowej. Należałoby zamienić algebrę tensorową na algebrę Grassmanna.

Błędy drukarskie: 22<sup>3</sup>: jest „nad”, powinno być „na”.

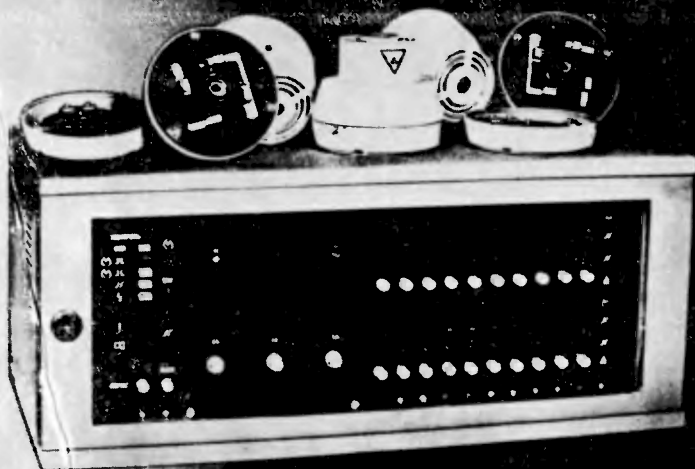
Str. 29: podpis pod rysunkiem: powinno być  $\frac{1}{\sqrt{2}}(t \pm x)$ , dwa błędy. Str. 42<sub>1</sub> — jeden błąd. Wzór, który na str. 50<sub>7</sub> jest poprawny, na str. 44<sub>8</sub> wydrukowany jest z błędem. Str. 51<sub>8</sub>: zbyteczna kreska nad  $x$ . Str. 152<sub>3</sub>: dwa błędy, powinno być tak jak w tomie 1, 63<sub>4-8</sub>. 154<sub>7</sub>: powinno być 4.4,4. 155<sup>14</sup>: dwa błędy: źle przepisane z tomu 1, str. 72.

Przy okazji chciałbym zwrócić uwagę na błędy drukarskie, jakie zauważyłem w tomie 1: 64<sub>11</sub>, 65<sub>2</sub>, 66<sub>8</sub>: zbyteczne  $s$ , 71<sup>5</sup>. Przykłady niedorzeczności w tomie 1: „Rozwiązanie” (65<sub>2</sub>) nie ma nic wspólnego z ćwiczeniem 7, chyba że chodzi o transformacje *współrzędnych*  $m$ -formy, a nie samej  $m$ -formy, a są to istotnie różne pojęcia. „Rozwiązanie” ćwiczenia 4 (65<sup>8-11</sup>) jest nie na temat: Autor oblicza pole wektorowe gradientu *gdf* zamiast *df*. Jak w związku z tym zadaniem rozumieć różniczkę funkcji na str. 90<sub>13</sub>: gradient to czy nie gradient?

Podsumowując, trudno zgodzić się z opinią Recenzenta tomu 1, aby samodzielne studiowanie kursu fizyki teoretycznej Thirringa mogło przynieść „nawet dużo szkody”. Mało kto czyta tego typu książki nie wysłuchawszy lub aktualnie nie uczęszczając na odpowiedni wykład. A w konfrontacji z większością aktualnych wykładów kurs Thirringa na pewno jest pełen zalet. Będzie pobudzał do pozytywnych i bardzo potrzebnych zmian w programach, będzie pomocny wielu wykładowcom. Dla studentów natomiast będzie na pewno nieocenioną pomocą w zrozumieniu oraz w należytej ocenie wykładów.

Zbigniew Oziewicz

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Wrocławski



# POŻAR NIE GROZI

## JEŚLI OBIEKT WYPOSAŻONY JEST W URZĄDZENIE RADIOIZOTOPOWE RUPI-1

RUPI-1 charakteryzuje się wysoką czułością na dym każdego rodzaju. Po jego pojawieniu się urządzenie nadaje dźwiękowe i wizualne sygnały alarmowe i włącza aparaturę gaśniczą i zabezpieczającą.

RUPI-1 składa się z: pulpitu odbiorczo-kontrolnego PPK2, radioizotopowego sygnalizatora dymu RID-6M, urządzenia do sygnalizacji optycznej oraz próbnika-ściągacza.

RUPI-1 stale kontroluje stan systemu sygnalizacyjnego.

RUPI-1 może pracować nieprzerwanie całą dobę i nie wymaga dodatkowych źródeł zasilania.

**TENEX**™

**Éksporter: V/O TECHSNABEXPORT**

ZSRR, 121200 Moskwa

Smolenskaja-Siennaja 32/34

Telefon: 244-32-85 Telexy: 411328, 411239 TSE SU



## KRONIKA

### Nowi członkowie PAN

W październiku 1986 Rada Państwa zatwierdziła wybór członków rzeczywistych i członków korespondentów Polskiej Akademii Nauk, dokonany przez Zgromadzenie Ogólne PAN 30 maja 1986.

Członkami rzeczywistymi PAN w Wydziale III zostali spośród fizyków: Andrzej Białas (Uniwersytet Jagielloński), Jan Łopuszański (Uniwersytet Wrocławski), Ryszard Sosnowski (Instytut Problemów Jądrowych, Warszawa), Zdzisław Szymański (Uniwersytet Warszawski).

Członkami korespondentami PAN zostali fizycy, astrofizycy i geofizycy; w Wydziale III: Andrzej Budzanowski (Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków), Józef Smak (Centrum Astronomiczne im. Mikołaja Kopernika, Warszawa), Janusz Zakrzewski (Uniwersytet Warszawski), a w Wydziale VII: Jerzy Jankowski (Instytut Geofizyki PAN, Warszawa).

Andrzej Białas (ur. 26. 7. 1936 w Krakowie) studiował na Uniwersytecie Jagiellońskim. Od 1973 jest profesorem tego Uniwersytetu. Prowadzi badania teoretyczne w zakresie fizyki cząstek elementarnych i fizyki wielkich energii. W szczególności zajął się zagadnieniem roli tarcz jądrowych w analizie mechanizmów produkcji cząstek. Jego badania doprowadziły do stworzenia modelu zderzeń hadron-jądro, tzw. modelu zranionych kwarków. Zajmuje się też zagadnieniami produkcji plazmy kwarkowo-gluonowej w zderzeniach ciężkich jąder (m. in. oscylacje kwarków i antykwarków). Był inicjatorem i długoletnim organizatorem Krakowskiej Szkoły Fizyki Teoretycznej, odbywającej się co roku w Zakopanem. W poprzedniej kadencji Rady Głównej Nauki i Szkolnictwa Wyższego był jej wiceprzewodniczącym.

Jan Łopuszański (ur. 21. 10. 1923 we Lwowie) studiował na Uniwersytecie Wrocławskim, od 1959 jest profesorem tego Uniwersytetu. Przedmiotem jego badań jest kwantowa teoria

poła, w szczególności zagadnienia symetrii, supersymetrii i spontanicznego łamania symetrii w kwantowej teorii pola. Wymienić tu przede wszystkim należy prace dotyczące reprezentacji supersymetrii z ładunkiem centralnym, podanie ogólnej postaci prądu spontanicznie łamanej supersymetrii. Dzięki jego działalności Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego stał się wiodącym w Polsce ośrodkiem w tej dziedzinie. Jest autorem kilku skryptów i książki *Rachunek spinorów* (1985).

Ryszard Sosnowski (ur. 5. 1. 1932 w Białowieży) studiował na Uniwersytecie Warszawskim. W 1970 r. został profesorem w Instytucie Badań Jądrowych. Zajmuje się doświadczalną fizyką cząstek elementarnych, w szczególności badaniami zderzeń wysokoenergetycznych protonów. Zainicjował i zrealizował we współpracy międzynarodowej eksperymenty, które doprowadziły do wykrycia mezonów powabnych w zderzeniach hadronów. Jego dalsze badania umożliwiły zidentyfikowanie zderzających się ze sobą części składowych protonów i rozdzielenie procesów rozpraszania kwarków i gluonów jako efektów „twardych zderzeń” proton-proton. Jest stałym członkiem Rady Naukowej ZIBJ w Dubnej i Rady CERN-u. Jest (wspólnie z G. Białkowskim) autorem obszernej monografii *Cząstki elementarne* (PWN, 1971).

Zdzisław Szymański (ur. 2. 2. 1926 w Czarnem, woj. wrocławskie) ukończył Politechnikę Łódzką, a później studia fizyki na Uniwersytecie Warszawskim (1953). Od 1969 jest profesorem tego Uniwersytetu. Prowadzi badania teoretyczne struktury jąder atomowych, w szczególności jąder o wysokich i bardzo wysokich spinach. Wraz z kierowaną przez siebie grupą fizyków nawiązał współpracę międzynarodową, przede wszystkim z Uniwersytetem w Lund. Uzyskał wiele podstawowych wyników, jak obliczenie energii wzbudzenia w obracających się jądrach, przewidzenie

istnienia tzw. pułapek typu *yrast*, zbadanie własności stanów super-zdeformowanych skutkiem bardzo szybkiego obrotu, przewidzenie zmian kształtu jąder w warunkach szybkiego obrotu, zbadanie efektu przecinania się pasm rotacyjnych obracających się jąder. Wyniki tych badań zawarte są w jego monografii *Fast Nuclear Rotation* (1983). Był wielokrotnie zapraszany do wygłaszania cykli wykładów w różnych ośrodkach zagranicznych. Jest doktorem *honoris causa* Uniwersytetu w Lund.

Andrzej Budzanowski (ur. 13. 3. 1933 we Lwowie) studia fizyki ukończył na Uniwersytecie Jagiellońskim. W latach 1954—71 był pracownikiem UJ. W 1973 został profesorem w Instytucie Fizyki Jądrowej, prowadząc nadal działalność dydaktyczną w Uniwersytecie Jagiellońskim. Zajmuje się doświadczalną fizyką jądrową, w szczególności bada mechanizm reakcji jądrowych oraz strukturę jąder. Do najważniejszych jego osiągnięć należą: odkrycie jądrowego efektu glory, odkrycie procesu fragmentacji cząstek  $\alpha$ , zbadanie polaryzacji spinowej w reakcjach strippingu, doświadczalne wykazanie istnienia powierzchniowej powłoki neutronowej w sekwencji izotopów niklu.

Józef Smak (ur. 5. 1. 1936 w Sochaczewie) studia astronomii ukończył na Uniwersytecie Warszawskim. Jest profesorem od 1971. Był współtwórcą i pierwszym dyrektorem Centrum Astronomicznego im. Mikołaja Kopernika. Przedmiotem jego badań jest astrofizyka, w szczególności badania obserwacyjne i teoretyczne ciasnych układów podwójnych. Jest twórcą powszechnie dziś przyjętego modelu podwójnych układów kataklizmicznych, będących siedliskiem większości zjawisk wybuchowych i wysokoenergetycznych w naszej Galaktyce. Światowe uznanie zdobyły jego prace poświęcone fotometrii i spektroskopii gwiazd pulsujących.

Janusz Zakrzewski (ur. 23. 7. 1932 w Krakowie) studiował fizykę na Uniwersytecie Warszawskim, od 1971 jest profesorem tego Uniwersytetu. Zajmuje się fizyką doświadczalną wysokich energii i cząstek elementarnych. Jest współodkrywcą ciężkich hiperjąder. Prowadził również badania rozszczepienia ciężkich jąder, w szczególności trypartycji obserwowanej w zderzeniach wysokich energii. Zajmował się oddziaływaniami mezonów  $K^-$ . W CERN-ie uczestniczył w eksperymencie, który umożliwił wykrycie bozonów pośredniczących słabego oddziaływania. Jest

także zainteresowany popularyzacją fizyki na różnych poziomach. Można tu przypomnieć jego liczne artykuły w *Postępkach Fizyki*, a w innym zakresie popularyzacji — wspólnie z prof. Andrzejem Wróblewskim — zorganizowanie i postawienie na odpowiednim poziomie wykładów telewizyjnych z fizyki, przeznaczonych dla I roku studiów technicznych i osób przygotowujących się do studiów wyższych. Jest współautorem (z A. Wróblewskim) I tomu podręcznika *Wstęp do Fizyki*. Od 1984 jest członkiem korespondentem Towarzystwa Naukowego Warszawskiego.

Jerzy Jankowski (ur. 22. 9. 1933 we Włocławku) studiował fizykę i geofizykę na Uniwersytecie Warszawskim, tytuł profesora nadzwyczajnego uzyskał w 1976 r. Prowadzi prace w dziedzinie geofizyki, przede wszystkim nad wykorzystaniem obserwowanych na powierzchni Ziemi wariacji pola elektromagnetycznego do badań głębokiego podłoża metodami geomagnetycznymi i magnetotellurycznymi. Wyniki tych badań doprowadziły do nowej oryginalnej interpretacji znaczenia geologicznego anomalii indukcyjnych w obszarze Karpat. Zajmuje się metodami pomiaru i rejestracji słabych pól magnetycznych. Jest dyrektorem Instytutu Geofizyki PAN i kieruje również stacjami naukowymi PAN na Spitsbergenie i Antarktydzie Wschodniej.

B. W.

#### Nominacje na profesorów

Rada Państwa nadała tytuły naukowe profesorów.

Tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Stefan Pokorski (Uniwersytet Warszawski) i Cecylia Wesolowska (Politechnika Wrocławska).

Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Jan Jadżyn (Instytut Fizyki Molekularnej PAN, Poznań), Adam Kijko (Instytut Geofizyki PAN, Warszawa), Stefan Mróz (Uniwersytet Wrocławski) i Józef Szudy (UMK, Toruń).

Wręczenia nominacji profesorskich odbyły się 9 stycznia i 12 lutego 1987.

## Nagrody PAN

W 1986 r. następujące prace z dziedziny fizyki lub z pogranicza fizyki zostały wyróżnione **Nagrodą Sekretarza Naukowego PAN**:

Badania ferroelektrycznych ciekłych kryształów; zespół: dr Wojciech Kuczyński (kierownik pracy) i dr Jerzy Hoffman (obaj z IFM PAN).

Zjawiska lokalizacji w półprzewodnikach półmagnetycznych; zespół: doc. Tomasz Dietl (kierownik), doc. Jacek Kossut, mgr Jan Jarczyński, dr Witold Plesiewicz, mgr Maciej Sawicki, dr Leszek Świerkowski i mgr Tomasz Wojtowicz (wszyscy z IF PAN).

Badania realnej struktury monokryształów granatów w zależności od warunków ich wzrostu; zespół: dr Gabriel Jasiołek (kierownik), dr Marek Berkowski, mgr Antoni Dąbkowski, dr Hanna Dąbkowska, doc. Anna Pajączkowska, dr Jakub Kachniarz, mgr Krzysztof Majcher i dr Ewa Sobczak (wszyscy z IF PAN).

Związki  $A_{II}-B_{VI}$  z żelazem jako nowa rodzina półprzewodników półmagnetycznych; zespół: doc. Andrzej Mycielski (kierownik), dr Witold Dobrowolski, mgr Krzysztof Dybko, mgr Monika Arciszewska (wszystkie cztery osoby z IF PAN) oraz mgr Andrzej Lewicki (AGH).

Electrons in solids; prof. Maciej Suffczyński (IF PAN).

Struktura elektronowa, magnetyzm molekularny i reaktywność metaloorganicznych kompleksów i klastrow metali; zespół: Bogumiła Jeżowska-Trzebiatowska (kierownik), dr Jerzy Hanuza (oboje z INTiBS PAN) oraz dr hab. Adam Jezierski, dr Lechosław Latos-Grażyński, dr Andrzej Vogt, dr Piotr Chmielewski, dr Krzysztof Drabent, dr Stanisław Wołowicz, dr Janina Kuduk-Jaworska, dr Julia Jezierska, dr Zofia Olejnik, dr Ludmiła Szyrenberg i doc. Tadeusz Lis (wszystkie jedenaście osób z ICh UW).

Wykrycie i zbadanie nowych przemian fazowych w międzymetalicznych związkach  $LnX_3$  ( $X = In, Ga$ ); zespół: prof. Bohdan Staliński (kierownik) i dr Andrzej Czopnik (obaj z INTiBS PAN) oraz mgr Hilmar Madge i doc. Czesław Bazan (obaj z MLSPMiNT).

Rozwinięcie teorii i wykonanie obliczeń struktury elektronowej wybranych układów molekularnych; zespół: prof. Włodzimierz Kołos (kierownik), dr hab. Bogumił Jezierski, dr Leszek

Stolarczyk i mgr Maciej Gutowski (wszyscy z UW).

Spektroskopowa i koligatywna charakterystyka wiązania wodorowego w kompleksach molekularnych i jonowych oraz ich agregatach; zespół: prof. Mirosław Szafran (kierownik), prof. Zofia Dega-Szafran, dr Piotr Barczyński, dr Ewa Dulewicz i dr Bogumił Brycki (wszyscy z UAM).

Określenie natury i mechanizmów defektowania wybranych półprzewodników organicznych na podstawie badań spektroskopowych napromieniowanych elektronami soli TCNQ; zespół: prof. Andrzej Graja (kierownik), dr Roman Świetlik (obaj z IFM PAN) oraz dr Wojciech Pukacki (AR, Poznań).

**Nagrody Naukowe Wydziału III PAN** za rok 1986 otrzymali:

w zakresie fizyki:

dr Piotr Bogusławski (IF PAN) za zastosowanie metody pseudopotencjałów atomowych do obliczeń aperiodycznych układów półprzewodnikowych,

dr Mieczysław Jurczyk (IFM PAN) za opracowanie technologii otrzymywania materiałów magnetycznych o dużym iloczynie energii oraz za zbadanie ich własności strukturalnych i magnetycznych,

doc. Jerzy Langer (IF PAN) za cykl prac wiążących strukturę energetyczną domieszek metali przejściowych w półprzewodnikach z kanonicznym skokiem potencjału w obszarze granicznym heterołącz półprzewodnikowych,

dr Antoni Sym (IFT UW) za cykl prac dotyczących geometrycznych aspektów nieliniowych równań różniczkowych, posiadających rozwiązania solitonowe,

zespół (IFJ, Kraków) w składzie: dr Marek Jeżabek i dr Maria Różańska za badania w zakresie oddziaływań wysokoenergetycznych protonów i antyprotonów z jądrami atomowymi oraz mechanizmu anihilacji liczby barionowej,

w zakresie astronomii:

dr Andrzej Kus (UMK) za cykl pięciu prac na temat: radiowe badania kwazarów i galaktyk,

dr Romuald Tylenda (CAMK PAN, Toruń) za prace: „Planetary nebulae with massive nuclei. I” „Planetary nebulae with massive nuclei. II”.

*Małgorzata Głódź*

### Medal dla Weisskopfa

Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP) przyznała medal Międzynarodowej Komisji Kształcenia w Fizyce V. F. Weisskopfowi. Medal, ustanowiony w 1979 r., przyznawany jest w uznaniu za wkład do kształcenia w fizyce „o wielkim znaczeniu i wpływie, trwającym przez znaczny okres czasu”.

Victor F. Weisskopf, emerytowany profesor MIT, jest znakomitym fizykiem, który dokonał znaczących odkryć w fizyce atomowej i jądrowej. Ma też ogromne zasługi w zakresie kształcenia w fizyce i upowszechnianiu wiedzy. Komisja przyznając mu medal stwierdziła, że jego książki, wykłady na konferencjach, artykuły przeglądowe i popularne są dowodem, że posiada on umiejętność trafnego i głębokiego przedstawiania zagadnień nauki.

Przy okazji warto może przypomnieć, że Polskie Towarzystwo Fizyczne nadało Weisskopfowi w 1979 r. Medal Mariana Smoluchowskiego. Czytelnicy pamiętają z pewnością wiele przekładów jego artykułów czy przemówień opublikowanych w *Postępkach Fizyki*.

*Phys. Today* 39, No 11 (1986)

B. W.

### Nagroda Problemów 1986

Nagrodę czasopisma *Problemy* za r. 1986 otrzymał Andrzej Kajetan Wróblewski, profesor Uniwersytetu Warszawskiego, za „wieloletnią popularyzację fizyki oraz krzewienie kanonów racjonalnego myślenia”.

Głównym przedmiotem działalności naukowej Wróblewskiego są badania oddziaływań cząstek o wysokich energiach. Zajmuje się także historią fizyki i astronomii. Swój stosunek do popularyzacji wyraził: „Konieczna jest dobra popularyzacja wiedzy na każdym poziomie — od laika do poziomu uniwersyteckiego. Każdy członek świata nauki powinien uznać popularyzację wiedzy na swój niezwykle ważny obowiązek wobec społeczeństwa”.

Wróblewski jest członkiem korespondentem PAN, doktorem *honoris causa* Uniwersytetu w Siegen (RFN), laureatem Nagrody Marii Skłodowskiej-Curie (1973). Był przewodniczącym

Komitetu Naukowego *Encyklopedii Fizyki Współczesnej*, przez wiele lat był redaktorem naczelnym *Uranii*. Jest autorem podręcznika (wspólnie z J. Zakrzewskim) *Wstęp do fizyki*, t. 1 oraz książek popularnonaukowych, m. in. *Z powrotem na Ziemię* (PIW 1981) i *Prawda i mity w fizyce* (Ossolineum 1982).

Już drugi raz *Problemy* wyróżniają Wróblewskiego — w 1961 r. był laureatem Nagrody *Problemów* za popularyzację astronomii.

*Problemy* Nr 11 (484) 1986

B. W.

### Nowa definicja siwerta

Obecnie obowiązuje (*Monitor Polski* nr 1, poz. 9, 1985) następująca definicja siwerta (Sv): siwert jest to równoważnik dawki pochłoniętej promieniowania jonizującego, występujący gdy dawka pochłonięta w tkance jest równa 1 Gy (grej), a współczynnik jakości promieniowania  $Q$  oraz inne ewentualne współczynniki modyfikujące  $N$  są równe jedności:

$$1 \text{ Sv} = 1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/1 kg.}$$

Jerzy Massalski

### Międzynarodowe Sympozjum Luminescencji Molekularnej i Fotofizyki — Pół Wieku Diagramu Jabłońskiego

W dniach od 2 do 5 września 1986 odbyło się w Toruniu Międzynarodowe Sympozjum Luminescencji Molekularnej i Fotofizyki zorganizowane przez Instytut Fizyki UMK. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był prof. Andrzej Bączyński.

Sympozjum zgromadziło 210 specjalistów z 27 krajów. Wygłoszono podczas niego 19 referatów plenarnych i 3 referaty z prac własnych, a 126 komunikatów przedstawiono w sesjach plakatowych. Uczestnicy otrzymali wydane drukiem streszczenie (4 stronicowe) każdego komunikatu.

Referaty plenarne dotyczyły przeglądu stanu wiedzy w dziedzinie spektroskopii molekularnej. Wśród wykładowców byli znani specjaliści:

N. A. Borysewicz (ZSRR), S. Daehne (NRD), M. Kasha (USA), S. Leach (Francja), N. Mataga (Japonia), D. S. McClure (USA), M. A. El-Sayed (USA), J. H. Van der Waals (Holandia), A. Weller (RFN), U. P. Wid (Szwajcaria).

Teksty referatów plenarnych zostaną opublikowane w *Acta Physica Polonica* w I półroczu 1987 r.

*Hanna Męczyńska*

### Ogólnopolskie Seminarium Spektroskopii Mössbauerowskiej

Kolejne Ogólnopolskie Seminarium Spektroskopii Mössbauerowskiej odbyło się w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie w dniach 8—10 października 1986 r. Wzięło w nim udział ok. 80 osób z 23 różnych krajowych placówek naukowych. Intensywna działalność doświadczalna z zakresu spektroskopii mössbauerowskiej jest obecnie prowadzona w ok. 10 instytucjach naukowych w kraju.

W trakcie Seminarium wygłoszono 40 półgodzinnych referatów, w tym 9 referatów dotyczących przeglądu dorobku różnych grup, jako że Seminarium odbywało się w 25-lecie stosowania spektroskopii mössbauerowskiej w Polsce, 7 referatów dotyczących rozwoju w zakresie aparatury i opracowywania danych oraz 24 referaty dotyczące zastosowania spektroskopii mössbauerowskiej w badaniach fazy skondensowanej materii. Ostatnią grupę referatów można sklasyfikować następująco: 11 referatów dotyczyło badań magnetyzmu, 3 referaty dotyczyły metalurgii stopów i materiałów amorficznych, 6 prac opisywało zastosowania w chemii i fizykochemii, 2 prace zajmowały się mikrodynamiką fazy skondensowanej i 2 referaty dotyczyły pewnych aspektów metodologicznych niekonwencjonalnych technik pomiarowych, z tym, że w pozostałych grupach prac także stosowano często niekonwencjonalne metody.

Materiały Seminarium zostaną wydane w najbliższym czasie jako Raport IFJ.

Podczas trwania Seminarium utworzył się nieoficjalny komitet, który ma reprezentować środowisko w okresach pomiędzy seminariami (głównie wobec producentów aparatury), pełnić

pewną rolę opiniotwórczą oraz ułatwiać kontakty pomiędzy grupami, zwłaszcza tymi, które znajdują się na dorobku. Komitet ten jest otwarty dla wszystkich osób zainteresowanych wyżej wymienioną działalnością, a w szczególności liczy na współpracę kierowników różnych grup. W chwili obecnej skład komitetu jest następujący: dr L. Dobrzyński (Białystok), prof. K. Krop (Kraków), dr D. Kulgawczuk (Kraków), dr T. Panek (Katowice) — kontakty z przemysłem, doc. K. Ruebenbauer (Kraków) — oprogramowanie, koordynacja prac komitetu, doc. J. Suwalski (Warszawa) — źródła promieniotwórcze, mgr inż. J. Szlanta (Radom) — aparatura wysokotemperaturowa, doc. M. Szuszkiewicz (Wrocław) — aparatura kriogeniczna, doc. W. Zych (Warszawa) — aparatura pomiarowa.

Następne seminarium odbędzie się we wrześniu 1988 r. w Warszawie. Jego organizacji podjął się doc. W. Zych z Instytutu Fizyki Politechniki Warszawskiej.

*Krzysztof Ruebenbauer*

### Kim są i gdzie pracują nowi fizycy w USA?

Z ankiety przeprowadzonej przez Amerykański Instytut Fizyki wynika, że w USA szybko rośnie udział obcokrajowców wśród studiujących i uzyskujących doktorat z fizyki. W roku akademickim 1984/85 obcokrajowcy stanowili 31% uzyskujących doktorat z fizyki (25% w poprzednim roku akademickim). Około 3/4 z tej grupy pozostało w USA, aby pracować, przy czym 70% z nich podjęło zajęcia na określony okres czasu, przeznaczone dla „świeżo upieczonych” doktorów, a nie stałą pracę. Wynika to z faktu, że wizy studenckie nie dają pozwolenia na podjęcie stałego zatrudnienia.

Rynek pracy dla kończących studia fizyki jest dobry. Około 95% nowych doktorów dostało oferty pracy w momencie ukończenia przewodu doktorskiego, a 90% magistrów w momencie ukończenia studiów.

Do przemysłu idzie 57% nowych magistrów i ok. połowy tych nowych doktorów, którzy mogą podjąć stałą pracę. Jedna czwarta nowych

doktorów znajduje zatrudnienie na uczelniach. W ciągu ostatnich 10 lat liczba nowych fizyków podejmujących pracę w przemyśle podwoiła się, natomiast liczba idących na stanowiska w uczelniach zmalała o połowę.

*Phys. Today* 39, No 11 (1986)

B. W.

### Pomiary warstwy ozonu nad Antarktydą

Instytut Maxa Plancka Optyki Kwantowej w Garching wspólnie z Uniwersytetem w Monachium opracował urządzenie laserowe, za pomocą którego można będzie mierzyć rozkład wysokościowy ozonu nad Antarktydą. Nad tym obszarem Ziemi występują zagadkowe nieprawidłowości w grubości warstwy ozonowej. Dotychczasowe pomiary za pomocą balonów i satelitów dają jedynie globalną koncentrację ozonu. Pomiary natężenia światła laserowego odbijanego od warstwy ozonu pozwolą na znalezienie rozkładu koncentracji ozonu na wysokości od 10 do 50 km. Urządzenie działa na zasadzie LIDAR-u (Light Detection and Ranging). Użyty będzie laser ekscimerowy XeCl, który z częstotliwością repetycji 100 Hz będzie wysyłał bardzo krótkie impulsy światła. Dokładność pomiarów powinna wynieść ok. 1%. Poważnym kłopotem technicznym są pomiary w czasie dnia polarnego. Konstruktorzy jednak twierdzą, że znaleźli na to sposób.

*Phys. Bl.* 42, No 12 (1986)

B. W.

### Synchrotron protonowy do terapii nowotworów

Fermilab we współpracy z Loma Linda University Medical Center (LLUMC) w Kalifornii opracowuje typ synchrotronu protonowego specjalnie przystosowanego do celów medycznych.

Zastosowanie promieniowania jonizującego do zwalczania raka ma już długą historię. Zapoczątkowały ją eksperymenty Piotra Curie z oddziaływaniem biologicznym preparatów radioaktywnych. Początkowo wykorzystywano przede wszystkim fotony. Już jednak Rutherford i jego

współpracownicy robili próby z terapią neutronową. Zastosowanie protonów zaproponował w 1946 r. Robert Wilson, jako jedną z możliwości wykorzystania cyklotronu zbudowanego w Uniwersytecie Harvarda. Cyklotron ten dotychczas jest jeszcze używany do celów terapeutycznych. Prace nad zastosowaniami medycznymi ciężkich jonów prowadzono w USA w Berkeley, w Japonii (KEK), w ZSRR (Gatczina, Dubna, Inst. Teoretycznej i Eksperymentalnej Fizyki w Moskwie). Wszystkie akceleratory w tych ośrodkach były budowane do badań w fizyce, a zastosowania medyczne były jakby uboczną działalnością.

Główną zaletą wiązki protonowej jest łatwość lokalizacji implantowanej dawki (efekt nasświetlenia jest wynikiem konkurencji zabijania chorych komórek i zabijania komórek zdrowych będących w pobliżu miejsca zaatakowanego chorobą). Dawka protonów może być zlokalizowana (w kierunku padania wiązki czyli w głąb) z dokładnością do milimetrów, w wyniku tego, że większość energii jest oddawana przy końcu biegu jonów. To samo odnosi się oczywiście do ciężkich jonów, które ponadto mają większą efektywność biologiczną, jednak koszt akceleratorów ciężkich jonów jest znacznie wyższy.

Projekt koncepcyjny odpowiedniego do celów medycznych akceleratora protonów jest gotów. Ma to być synchrotron przyspieszający protony do energii 250 MeV, natężenie wiązki  $2 \cdot 10^{11}$  cząstek na impuls. Wiązka, po przyspieszeniu, będzie kierowana do jednego z trzech pomieszczeń terapeutycznych. Akcelerator będzie działał w Laboratorium Fermiego (Fermilab) od 1988 r. Oczekuje się, że przemysł szybko podejmie produkcję tego typu akceleratorów.

*CERN Courier* 26, No 10 (1986)

B. W.

### Tristan

W pierścieniu akumulacyjnym o długości 3 km akceleratora TRISTAN w ośrodku KEK w Japonii uzyskano w czasie wstępnych prób wiązkę elektronów o energii 25,5 GeV. Po przeprowadzeniu odpowiednich prób z przyspieszaniem protonów przystąpi się do eksperymentów zderzeniowych.

Akcelerator TRISTAN budowano 5 lat (ko szt ok. 600 milionów dolarów). Urządzenie składa się z akceleratora liniowego przyspieszającego elektrony lub protony do energii 2,5 GeV, pierścienia akumulującego „pośredniego”, gdzie cząstki nabierają dalszej energii 6,5—8 GeV i głównego pierścienia, gdzie następuje ostateczny stopień akceleracji. W czasie prób uzyskano natężenie prądu elektronowego 0,4 mA, ale należy się spodziewać, że będzie można dojść do 2—3 mA, co stanowi minimum konieczne do eksperymentów zderzeniowych.

Uruchomienie tego akceleratora jest niewątpliwie triumfem fizyków japońskich i wyprowadza KEK na czoło ośrodków akceleratorowych.

*Nature* 324, No 6092 (1986)

B. W.

**Maria Halina Chęcińska**  
(1910—1986)

Maria Halina z Sikorów Chęcińska urodziła się 1 lipca 1910 r. w Łowiczu, jako drugie dziecko w wielodzietnej (6 córek) rodzinie pracownika kolei. Dzieciństwo i wczesną młodość spędziła w Kaliszu, gdzie w 1928 r. ukończyła Gimnazjum im. Anny Jagiellonki. W tym samym roku rozpoczęła studia na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym Uniwersytetu Warszawskiego, które ukończyła w r. 1933. Na podstawie pracy dotyczącej zjawiska fotoelektrycznego uzyskała stopień magistra filozofii w zakresie fizyki.

Trzy lata później została asystentką w Pracowni Radiologicznej Towarzystwa Naukowego Warszawskiego, kierowanej przez prof. Ludwika Wertensteina. Tematyka badań tu prowadzonych związana była z fizyką jądrową.

W rok później zawarła związek małżeński z Marią Józefem Chęcińskim, adwokatem.

Wybuch wojny, a potem okres okupacji zmienił całkowicie jej dotychczasowe życie. Radosnym jednak wydarzeniem było przyjście na świat syna w końcu 1939 r. Ponieważ mąż dostał się do niewoli niemieckiej, gdzie przebywał przez całą okupację, zmuszona była wziąć cały ciężar utrzymania rodziny na siebie. Podejmuje pracę nauczycielki w miejskich szkołach, których istnienie tolerował okupant. Jak większość nauczycieli,



włącza się też w nurt tajnego nauczania. Wybuch Powstania Warszawskiego zastaje ją w Otwocku.

Po wojnie Halina Chęcińska została zaangażowana jako starszy asystent w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. Prowadziła tam zajęcia ze studentami w I Pracowni i podjęła pracę naukową w dziedzinie fizyki półprzewodników pod kierunkiem prof. Leonarda Sośnowskiego. Tematem jej badań były zjawiska fotowoltaiczne i fotoelektryczne w selenku i telurku ołowiu. Wyniki były przedmiotem paru publikacji, a także stanowiły podstawę rozprawy kandydackiej (doktorskiej). Stopień kandydata nauk fizycznych uzyskała w 1953 r.

Należała do zespołu autorów podręcznika *Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki* (red. T. Dryński, I wydanie PWN 1954), którym posługiwało się wiele roczników studenckich.

W 1953 r. przechodzi do IF PAN, a w 1956 do Instytutu Łączności na stanowisko kierownika laboratorium naukowego. W tym okresie odbywa kilka krótkich wyjazdów zagranicznych.

W 1958 r. przenosi się do Politechniki Warszawskiej na stanowisko zastępcy profesora w Katedrze Fizyki Ogólnej D, kierowanej przez prof. Włodzimierza Ścisłowskiego. Od październi-

nika 1959 r. do końca marca 1961 r. przebywa na stażu naukowym w University of Hull (Anglia) u prof. G. F. Garlicka. Rezultatem tego pobytu jest praca dotycząca fotoprzewodnictwa w warstwach siarczku ołowiu oraz zebranie materiału do rozprawy habilitacyjnej „Własności półprzewodnikowe niektórych detektorów i emiterów promieniowania podczerwonego”. Postępowanie habilitacyjne zostało przeprowadzone na Wydziale Mechanicznym-Technologicznym Politechniki Warszawskiej w r. 1963. W tym czasie ukazuje się też jej książka popularnonaukowa *Energia Słońca* (Wiedza Powszechna 1964).

W r. 1964 otrzymuje stanowisko docenta w Politechnice Warszawskiej. Zaczyna organizować własny zespół badawczy. Wtedy przychodzi bolesny cios — nieuleczalna choroba jedyne go syna i jego śmierć w wieku 26 lat.

Powoli wraca do zwykłych, codziennych zajęć na uczelni. Jest zwolenniczką współpracy badawczej fizyków z inżynierami. Organizuje wspólne seminarium dla doktorantów — fizyków i mechaników, co zaowocowało potem podjęciem prac nad konstrukcją pierwszego w Polsce elipsometru (prototypowy egzemplarz został wykonany w b. Katedrze Konstrukcji Przyrządów Precyzyjnych i Optycznych, kierowanej przez prof. J. Matysiaka). Wykorzystując elipsometryczną metodę badania powierzchni, wykonano pod kierunkiem Haliny Chęcińskiej dwie prace doktorskie (z wyróżnieniem), a w dwóch następnych pracach (których promotorem była również Chęcińska) elipsometria stanowiła pomocnicze narzędzia badawcze.

Lubiła pracę z młodzieżą studencką. Przez wiele lat była opiekunem I roku na Wydz. Mechaniki Precyzyjnej PW. Młodzież wyczuwając jej przychylność często zwracała się ze swoimi problemami, nierzadko i osobistymi. Zdawała sobie sprawę z konieczności ciągłego uzupełniania wiedzy i przypominała o tym młodszemu współpracownikom, dla których była wyjątkowo życzliwa. Cieszyła się ich sukcesami i zachęcała do wytrwałej pracy.

Działała również aktywnie w Polskim Towarzystwie Fizycznym. W latach 1953—59 pełniła kolejno funkcje: skarbnika, sekretarza i wiceprezesa Oddziału Warszawskiego PTF. W tym czasie była też sekretarzem pierwszych Olimpiad Fizycznych. W r. 1961 została wybrana do Zarządu Głównego PTF i w latach 1967—74 była sekretarzem generalnym PTF. Wniosła duży wkład

w pracę komisji wydawniczej serii „Polish Men of Science” i organizację miesięcznika *Delta*. W latach 1971—73 była delegatem PTF do Rady Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS) oraz korespondentem organu EPS *Europhysics News*.

W r. 1970 została powołana na Przewodniczącą Podzespołu Fizyki w Międzyuczelnianym Ośrodku Metodycznym Wyższych Studiów Technicznych dla Pracujących w Gliwicach. Z tego okresu pochodzi jej *Poradnik metodyczny dla wykładowców fizyki na studiach technicznych dla pracujących*. Pisała również dużo artykułów popularnonaukowych. Prowadziła czynne życie, dużo wyjazdów zarówno krajowych jak i zagranicznych, kontakty z wieloma ludźmi.

Znów przychodzi osobiste, bolesne przeżycie — śmierć męża.

W r. 1980 przeszła na emeryturę. Za swoje zasługi została wyróżniona odznaczeniami państwowymi (Złoty Krzyż Zasługi, Medal XXX-lecia).

W ostatnich latach ciężko chorowała. Ze względu na schorzenia naczyń krwionośnych amputowano jej stopę. Znosiła nadzwyczaj pogodnie kalectwo i na miarę swoich możliwości uczestniczyła w bieżących wydarzeniach, także dotyczących fizyki. Zmarła 17 czerwca 1986 r. Została pochowana na Cmentarzu Powązkowskim w Warszawie w kwaterze 348, rząd 2, nr 21 (31).

Osobom, które udzieliły mi bliższych informacji o Zmarłej, składam serdeczne podziękowania.

*Kazimierz Blankiewicz*

**Roman Sexl**  
(1939—1986)

Dnia 10 lipca 1986 zmarł Roman Sexl, wybitny fizyk austriacki.

Sexl urodził się 19 października 1939 w Wiedniu. Fizykę studiował na Uniwersytecie Wiedeńskim, był uczniem Waltera Thirringa. Po paroletnim okresie pracy w Institute for Advanced Study w Princeton i w Uniwersytecie Maryland został w 1969 r. profesorem Uniwersytetu Wiedeńskiego.

Jego działalność naukowa obejmowała teorię względności, fizykę kwantową i dydaktykę fizyki.



Był autorem ponad 100 prac i autorem bądź redaktorem ok. 30 książek. Jak umiał łączyć te trzy dziedziny swoich zainteresowań świadczyć mogą np. tytuły dwóch jego prac: „Teoria względności jako wyzwanie dla dydaktyki” i „Czy można rozumieć teorię kwantów?”. Był utalentowanym wykładowcą i popularyzatorem, co szczególnie jest widoczne w jego podręcznikach przeznaczonych dla szkół średnich. W licznych

pracach dydaktycznych Sexl podkreślał znaczenie historii fizyki w procesie przekazywania treści naukowych.

Od 1978 r. był członkiem Komisji Nauczania Fizyki Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej i w kadencji 1984—87 przewodniczącym tej Komisji.

*Phys. Bl.* 42, No 11 (1986)

*B. W.*

## 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 — przewidywana liczba uczestników, język (jeżeli inny niż polski), O — wysokość opłaty konferencyjnej.

### KONFERENCJE 1987

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: 31.1.87, A: 30.4.87, 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.

P, U: 500, ang., O: 7000 zł

8—11 września 1987, Karpacz

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

8—10 września 1987, Rzemień

**Kryształy Molekularne '87.** Zakład Fizyki, Politechnika Rzeszowska, patronat PTF. Prof. A. Szymański, ZF PRz., W. Pola 2, 35-959 Rzeszów, tel. 42-400 w. 53.

10—12 września 1987, Warszawa

**I Krajowa Konferencja Naukowa „Mikrokomputery w dydaktyce fizyki”.** Instytut Fizyki, Politechnika Warszawska. Mgr inż. Marek Peryt, IF PW, Koszykowa 75, 00-662 Warszawa, tel. 210007-1295, tx 81-3307 pw pl.

Z: 15.4.87, P, O: 4000 zł (dla studentów zniżki).

21—25 września 1987, Łódź

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

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

15—16 października 1987, Lublin

**Symposium Newtonowskie — 300 lat Philosophiae Naturalis Principia Mathematica.** Zakład Fizyki Teoretycznej UMCS. Dr Wiesław Kamiński, IF UMCS, pl. Marii Skłodowskiej-Curie 1, 20-031 Lublin.

#### **SZKOŁY 1987**

31 sierpnia — 12 września 1987, Mikołajki

**XIX Międzynarodowa Letnia Szkoła Fizyki Jądrowej.** Inst. Fizyki Doświadczalnej UW i Inst. Problemów Jądrowych (Świerk), patronat PTF. Mgr Małgorzata Dąbrowska, IFD UW, Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel. 28-30-31 w. 206 lub 21-67-27. Z: 31.5.87, P, U: 120, ang., O: 20 000 zł (zakwaterowanie, wyżywienie, opłata organizacyjna).

3—9 września 1987, Frombork

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

A: 1.5.87, P, U: 50, ang.

#### **KONFERENCJE 1988**

25—29 lipca 1988, Toruń

**9th International Conference on Spectral Line Shapes.** Uniwersytet Mikołaja Kopernika. Prof. J. Szudy, IF UMK, ul. Grudziądzka 5, 87-100 Toruń, tel. 210-65 i 224-87.

Z: 15.2.88, A: 1.3.88, P, ang.

15—19 sierpnia 1988, Warszawa

**19 Międzynarodowa Konferencja Fizyki Półprzewodników.** Patronat IUPAP. Inst. Fizyki PAN, Wydział Fizyki UW, Zakł. Wysokich Ciśnień „Unipress”. Dr Jacek Kossut, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43-70-01 w. 242 lub 43-56-26.

A: 15.3.88, P, U: 1000, ang.

#### **SZKOŁY 1988**

13—27 stycznia 1988, Karpacz

**XXIV Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Metody stochastyczne w fizyce matematycznej.** IFT UWr., prof. W. Karwowski, IFT UWr., Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław.

Z: 30.11.87, P, U: 100, ang.

4—13 maja 1988, Polanica-Zdrój

**9 Szkoła Biofizyki Transportu przez Błony.** Katedra Fizyki i Biofizyki AR, Wrocław i Inst. Biochemii i Biofizyki PAN, Warszawa. Dr Halina Kleszczyńska, Kat. Fiz. i Biofiz. AR, Norwida 25, 50-375 Wrocław, tel. 22-66-61 w. 167, telex 0715327 arw pl.

## NOWE KSIĄŻKI

P. L. Kapica, *Eksperyment, teoria, praktyka* (artykuły, wystąpienia), z języka ros. tłum. Janusz Kempa, PWN, Warszawa 1987, 467 s., nakład 1200 egz., cena zł 540.—

T. Mayer-Kuckuk, *Fizyka jądrowa*, z języka niem. tłum. Marcin Kubiak, wyd. II, PWN, Warszawa 1987, 311 s., nakład 3000 egz., cena zł 420.—

F. Giroud, *Maria Skłodowska-Curie*, z języka franc. tłum. Janina Pałęcka, PIW, Warszawa 1987, nakład 30 000 egz., cena zł 750.—

*Studia z historii astronomii, fizyki i matematyki w Uniwersytecie Jagiellońskim*, red. B. Średniawa, Zeszyty Naukowe UJ, Prace Fizyczne z. 25, PWN, Warszawa—Kraków 1986, wyd. I, 82 s., nakład 450 egz., cena zł 130.—

B. K. Ridley, *Czas, przestrzeń, rzeczy*, z języka ang. tłum. Zbigniew Majewski, Wiedza Powszechna, Biblioteka Omega, Warszawa 1987, nakład 1000 egz., 208 s., cena zł 150.—

W. K. Kobuszkin, *Metodyka rozwiązywania zadań z fizyki*, z języka ros. tłum. Wanda Szymańska, wyd. IV, PWN, Warszawa 1987, 282 s., cena zł 300.—

*Zadania z fizyki*, praca zbiorowa pod red. M. S. Cedrika, z języka ros. tłum. Janusz Kempa, PWN, Warszawa 1987, wyd. VI, 324 s., cena zł 310.—

K. Huang, *Mechanika statystyczna*, z języka ang. tłum. Zygmunt Ajduk i Marek Cieplak, PWN, Warszawa 1987, wyd. I, 439 s., cena zł 500.—

## 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 przesyłać 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 wskaźniki i wykładniki potęg. Symbole wielkości wektorowych należy podkreślić czarnym ołówkiem, gdy 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 kolejną cyframi arabskimi u góry, winny być zamieszczone nie w spisie literatury, a u dołu strony, na której są odsyłacze.

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

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

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

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

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

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

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamówić odpłatnie przy przesyłaniu korekty. Cena 1 odbitki o obj. do 1 ark. druk. wynosi zł 50.—

## SPIS TREŚCI

A. Kuczkowski — Polimerowe metale organiczne — nowe materiały o potencjalnych możliwościach technologicznych . . . . .	199
A. Kopystyńska — Pułapkowanie cząstek naładowanych . . . . .	215
WSPOMNIENIA — ROCZNICE	
J. Hurwic — Czesław Białobrzęski (1878—1953). Fizyk i filozof fizyki . . . . .	225
NOWOŚCI NAUKOWE	
M. W. Kalinowski — Piąta siła . . . . .	233
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI . . . . .	245
RECENZJE . . . . .	257
KRONIKA . . . . .	261

## CONTENTS

A. Kuczkowski — Organic Polymer Metals: New Materials with a Possible Application in New Technologies . . . . .	199
A. Kopystyńska — Trapping of Charged Particles . . . . .	215
RECOLLECTIONS — ANNIVERSARIES	
J. Hurwic — Czesław Białobrzęski (1878—1953). Physicist and Philosopher . . . . .	225
SCIENTIFIC NEWS	
M. W. Kalinowski — The Fifth Force . . . . .	233
MEETINGS AND CONFERENCES . . . . .	245
REVIEWS . . . . .	257
CHRONICLE . . . . .	261