
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 36
ZESZYT 5
1985

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ
Prof. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr JANUSZ KONOPKA

Skarbnik

Dr hab. ALEKSANDRA KOPYSTYŃSKA

Członkowie Zarządu

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

Zastępcy członków Zarządu

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

oraz redaktorzy 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 ŚWIECKI (Białystok)
Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (Bydgoszcz)
Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (Częstochowa)
Prof. dr JÓZEF HELDT (Gdańsk)
Prof. dr ANDRZEJ ZASTAWNY (Gliwice)
Dr MAREK ZRAŁEK (Katowice)
Doc. dr MARIAN KARGOL (Kielce)
Prof. dr ANDRZEJ BUDZANOWSKI (Kraków)
Dr MIECZYSLAW BUDZYŃSKI (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHALAK (Łódź)
Dr DANUTA TOKAR (Opole)
Doc. dr TADEUSZ HILCZER (Poznań)
Dr ADAM DRZYMAŁA (Rzeszów)
Dr HENRYK WREMBEL (Ślupsk)
Dr JERZY MAJSZCZYK (Szczecin)
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI (Toruń)
Prof. dr MARIAN GRYNBERG (Warszawa)
Prof. dr KAZIMIERZ ŁUKASZEWICZ (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 36, ZESZYT 5

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1985

RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, Leonard Sosnowski, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Adam Sobiczewski
Członkowie Redakcji — Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

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

Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Piotr Malinowski* (Białystok)
dr *Romualda Pfranger* (Częstochowa)
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)
doc. dr *Eugeniusz Soczkiewicz* (Gliwice)
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)
dr *Stanisław Kaluża* (Kielce)
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)
prof. dr *Leszek Wojtczak* (Łódź)
dr *Wojciech Wojtanowski* (Opole)
prof. dr *Andrzej Graja* (Poznań)
mgr *Ewa Weinert-Rączka* (Szczecin)
doc. dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)
doc. dr *Aniela Wolska* (Warszawa)
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

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

Nakład 2097 + 93 egz. Ark. wyd. 8,5. Ark. druk. 6¹/₁₀ + 7 wkł. Papier piśmienny kl. III. 70 × 100, 80 g. Oddano do składania w maju 1985. Podpisano do druku w grudniu 1985. Druk ukończono w grudniu 1985. Zam. 277/85. Cena zł 80.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, ul. Manifestu Lipcowego 13

Jerzy Garbarczyk
Wacław Jakubowski

Instytut Fizyki
Politechnika Warszawska
Warszawa

Przewodniki superjonowe

Superionic Conductors

Abstract: Properties of typical crystalline and amorphous superionic conductors are reviewed. Relations between high ionic conductivities of these conductors and their structures are discussed. Most important applications of superionic conductors are also presented.

1. Wstęp

Przewodniki superjonowe (*superionic conductors*) stanowią szeroko badaną w ostatnich latach klasę ciał stałych, wyróżniających się niezwykle dużą jonową przewodnością elektryczną. Przewyższa ona bardzo znacznie przewodność typowych kryształów jonowych, takich jak np. NaCl, natomiast jest porównywalna z przewodnością jonową stopionych soli oraz ciekłych elektrolitów (tab. 1).

Tabela 1. Porównanie jonowej przewodności właściwej dla różnych substancji

Substancja	Nośniki ładunku	t [°C]	Rząd wielkości σ [$\Omega \cdot \text{cm}$] ⁻¹
kryształ NaCl	luki po Na ⁺	25	10 ⁻²⁴ [3]
stopiony NaCl	Na ⁺ , Cl ⁻	800	10 ⁻³ [4]
roztwory wodne NaCl	Na ⁺ , Cl ⁻	25	10 ⁻² -10 ⁻¹ [5]
przewodnik superjonowy kryształ β'' -aluminy	Na ⁺	25	10 ⁻¹ [6]

Podstawową przyczyną dużej ruchliwości określonych jonów w przewodnikach superjonowych jest niezwykła struktura tych materiałów, w ramach której niektóre jony tworzą sztywny i nieruchomy szkielet, podczas gdy inne jony tworzą silnie zdeformowaną podsieć i zachowują się w podobny sposób jak cząsteczki cieczy [1, 2]. W zdeformowanej podsieci jonów ruchliwych, zazwyczaj istnieje nadmiar położeń dostępnych dla nośników ładunku w stosunku do liczby tych nośników. Przejście jonu z położenia węzłowego do sąsiedniego,

nieobsadzonego położenia wymaga zwykle pokonania nieznacznej bariery potencjału, często mniejszej od 0.2 eV.

Typowe przewodniki superjonowe zazwyczaj wykazują następujące właściwości [2]:

- przewaga wiązań chemicznych typu jonowego,
- koncentracja defektów punktowych wynosi 10^{20} – 10^{22} cm⁻³,
- przewodność jonowa zawiera się w przedziale 10^{-4} – 10^0 Ω⁻¹·cm⁻¹,
- przewodność elektronowa jest mniejsza od jonowej co najmniej o cztery rzędy.

Dalszymi cechami wielu, choć nie wszystkich, przewodników superjonowych są:

- brak stechiometrii, czyli tej samej strukturze krystalicznej określonego przewodnika odpowiadają nieco różne pod względem ilościowym składy chemiczne,
- duże prawdopodobieństwo występowania jonów ruchliwych w położeniach międzywęzłowych oraz tendencja do tworzenia przez te jony nadstruktur w ramach zdefektowanej podsięci,
- występowanie przemian fazowych pierwszego lub drugiego rodzaju.

Przewodniki superjonowe można podzielić [1] na nieorganiczne przewodniki krystaliczne oraz przewodniki amorficzne (szkła i polimery). Więcej miejsca poświęcimy przewodnikom krystalicznym (polikrystalicznym), gdyż jak dotąd są one lepiej zbadane i wykazują większe przewodnictwo jonowe. Jeśli chodzi o przewodniki amorficzne, to możemy założyć, że mimo braku uporządkowania dalekiego zasięgu, odpowiadają one również przyjętemu modelowi przewodnika superjonowego z tą jednak różnicą, że podsięci jonów nieruchomych i ruchliwych są nieperiodyczne.

Należy dodać, że przewodniki superjonowe często nazywane są również przewodnikami szybkich jonów (*fast ion conductors*) [6] bądź stałymi elektrolitami (*solid electrolytes*) [8]. Ta druga nazwa ma związek z faktem, że omawiane materiały znajdują szerokie zastosowanie jako separatory w pierwotnych i wtórnych ogniach elektrochemicznych. Możliwości zastosowań praktycznych są bardzo istotnym czynnikiem pobudzającym dalsze badania przewodników superjonowych. Dla fizyków ważniejszy jest jednak aspekt czysto poznawczy, gdyż przewodniki szybkich jonów pod wieloma względami różnią się od innych ciał stałych.

Dowodem zainteresowania przewodnikami superjonowymi mogą być międzynarodowe konferencje joniki ciała stałego, które odbywają się od 1979 r. co dwa lata [6, 9–11].

2. Krystaliczne przewodniki superjonowe

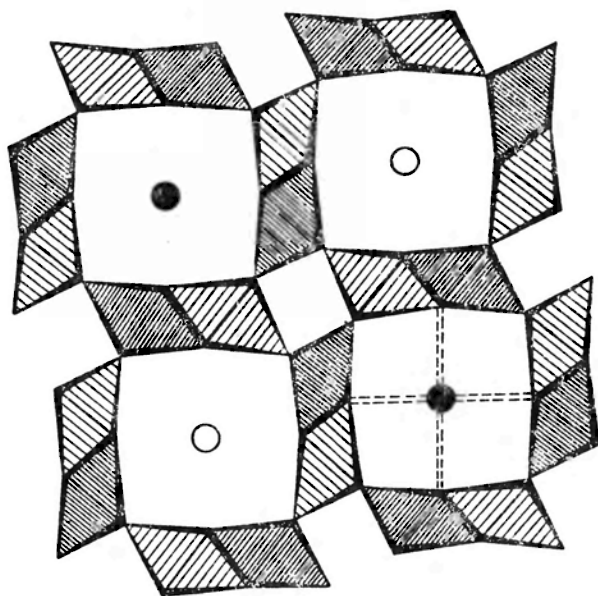
Krystaliczne przewodniki superjonowe stanowią bardzo liczną klasę materiałów różniących się między sobą, między innymi, strukturą krystaliczną, stopniem anizotropii, charakterem zależności przewodności jonowej od temperatury oraz rodzajem nośników ładunku elektrycznego. Celowe jest zatem wprowadzenie jakiejś klasyfikacji porządkującej. Wybór jednej ogólnej klasyfikacji, która uwzględniałaby jednocześnie wszystkie, wymienione wyżej różnice, nie wydaje się możliwy. Dlatego też podamy tutaj (w sposób raczej dowolny) trzy rodzaje możliwych klasyfikacji, które są od siebie niezależne i uzupełniają się wzajemnie w opisie krystalicznych przewodników superjonowych.

2.1. Klasyfikacja ze względu na stopień anizotropii przewodnictwa jonowego

Jak podkreśliliśmy wcześniej, w przewodnikach superjonowych pewne jony tworzą sztywny, nieruchomy szkielet, podczas gdy o innych można powiedzieć, że stanowią naładowany „płyn”, mogący się przemieszczać pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego. Szkielet jonów nieruchomych może być tak ukształtowany, że transport jonów ruchliwych może mieć charakter jedno-, dwu- lub trójwymiarowy. W konsekwencji możemy wyodrębnić przewodniki kanałowe (jednowymiarowe), warstwowe (dwuwymiarowe) i szkieletowe (trójwymiarowe).

2.1.1. Przewodniki kanałowe (jednowymiarowe)

Przykładem takich przewodników jest grupa niestechiometrycznych związków zwanych, od nazwiska odkrywcy, holandytami [12, 13]. Ich skład chemiczny opisuje wzór $K_{2x}Mg_xTi_{8-x}O_{16}$, gdzie $0,75 \leq x \leq 1$. Strukturę holandytu przedstawia rys. 1. Sztywny szkielet tworzą nieregularne oktaedry MgO_6 oraz TiO_6 , które łączą się ze sobą poprzez



Rys. 1. Struktura krystaliczna holandytu. Czarna kółka przedstawiają jony K^+ , puste kółka — luki po jonach K^+ . Schematycznie przedstawiono oktaedry MgO_6 i TiO_6 , które stanowią ściany kanałów prostopadłych do płaszczyzny rysunku [13]

wspólne wierzchołki bądź krawędzie. W wyniku tych połączeń powstają równoległe kanały o przekroju zbliżonym do kwadratowego, w których znajdują się ruchliwe jony potasu. Dla $x = 1$, wszystkie położenia dostępne dla kationów K^+ są obsadzone. Natomiast dla $x < 1$, w podsieci jonów K^+ występują luki, które umożliwiają prawie jednowymiarową dyfuzję wzdłuż osi kanałów. Badania rozpraszania dyfuzyjnego promieniowania X wskazują [12], że konfiguracja luk nie jest przypadkowa. Jony K^+ tworzą zwykle

nadstrukturę, przy czym pomiędzy dwiema lukami w kanale, w zależności od składu, mamy zwykle dwie, trzy lub cztery pozycje obsadzone. Kationy potasu sąsiadujące z luką są przesunięte w jej kierunku o około 25% odległości pomiędzy kolejnymi węzłami jednowymiarowej podsięci.

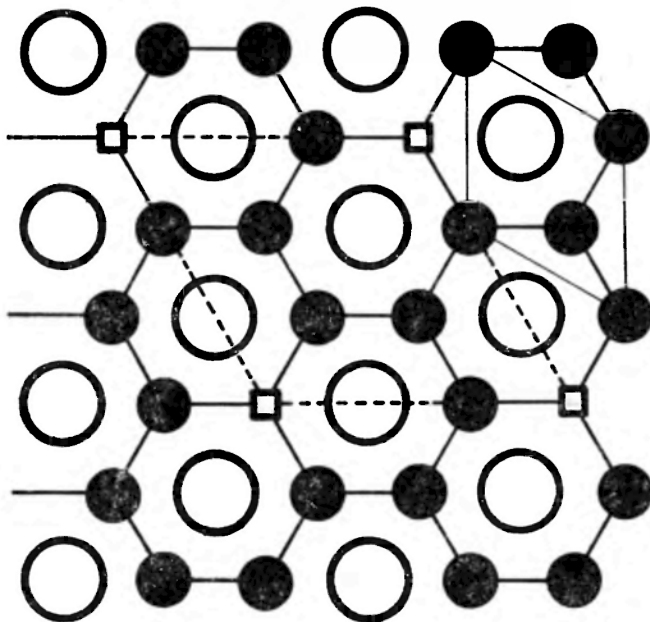
Długość koherencji, która jest miarą jednowymiarowego uporządkowania w pojedynczym kanale, odpowiada odcinkowi zawierającemu ok. piętnastu węzłów sieci. Nie obserwuje się natomiast korelacji pomiędzy lukami po K^+ znajdującymi się w różnych kanałach. Holandyty będąc modelowymi przewodnikami jednowymiarowymi, a więc niezbyt skomplikowanymi przy opisie analitycznym, stały się obiektem dużego zainteresowania teoretyków, zajmujących się przewodnikami superjonowymi. Należy dodać, że zamiast jonów K^+ holandyty mogą zawierać jony Rb^+ , Cs^+ , Ba^{2+} lub Pb^{2+} .

2.1.2. Przewodniki warstwowe (dwuwymiarowe)

Do tej klasy przewodników należą głównie tzw. poligliniany sodu tzn. β -alumina ($Na_{1+x}Al_{11}O_{17+0.5x}$, $0 < x < 0,30$) oraz β'' -alumina ($Na_{1+x}Mg_xAl_{11-x}O_{17}$, $0,66 < x < 1$). W związkach tych, wykazujących odpowiednio strukturę heksagonalną i romboedryczną, można wyodrębnić bloki o gęstym upakowaniu jonów tlenu, które oddzielone są od siebie warstwami luźnego upakowania, w których znajdują się ruchliwe jony sodu. W blokach gęsto upakowanych znajdują się również jony glinu, a także — jak w przypadku β'' -aluminu — jony domieszek stabilizujących strukturę (np. magnezu). Rozmieszczenie tych wszystkich jonów jest podobne, jak w strukturze spineli — stąd omawiane bloki nazywane są blokami spinelowymi. Warstwy luźnego upakowania noszą natomiast nazwę płaszczyzn przewodzenia. W płaszczyznach tych, oprócz ruchliwych jonów sodu, znajdują się nieruchome mostki tlenowe, łączące ze sobą dwa sąsiednie bloki spinelowe.

Rysunek 2 przedstawia uporządkowanie jonów w płaszczyźnie przewodzenia β'' -aluminu, która wykazuje lepszą przewodność jonową niż β -alumina [14]. Jak widać, ścieżki przewodzenia powstałe z połączeń położeń dostępnych dla jonów Na^+ , tworzą dwuwymiarową „sieć plastra miodu”. W przypadku stechiometrycznym ($x = 1$) wszystkie położenia są obsadzone. Jednakże w kryształach, które się najczęściej otrzymuje $x \approx 0,67$. Oznacza to, że na trzy sześciokąty w podsięci plastra miodu przypada jedna luka. Badania rentgenowskie dostarczają dowodów na to, że luki tworzą w płaszczyznach przewodzenia dwuwymiarową nadstrukturę [15]. Odległość pomiędzy sąsiednimi lukami wynosi $a \cdot \sqrt{3}$, gdzie $a = 5,62 \text{ \AA}$ oznacza stałą sieciową β'' -aluminu. Obszary uporządkowanych luk tworzą w płaszczyznach przewodzenia rodzaj „wysp”. Miarą ich wielkości jest tzw. długość koherencji Δ , która maleje ze wzrostem temperatury.

Ruchliwe jony Na^+ występujące w β'' -aluminie mogą być stosunkowo łatwo zastąpione innymi kationami w procesie tzw. wymiany jonowej [16]. Wymianę taką można przeprowadzić np. poprzez zanurzenie próbek sodowej β'' -aluminu w stopionej soli, zawierającej żądane kationy. Istnieje zatem prosty sposób otrzymania β'' -aluminu, której nośnikami ładunku są jony jednowartościowe, np. Li^+ , K^+ , Ag^+ [6], dwuwartościowe, np. Pb^{2+} , Ca^{2+} , Cd^{2+} [17], a także trójwartościowe, np. Gd^{3+} , Eu^{3+} , Nd^{3+} [18]. Pomiedzy bloki spinelowe mogą również wnikać z wilgotnej atmosfery cząsteczki H_2O , co prowadzi do pogorszenia się przewodnictwa jonowego β'' -aluminu oraz jej właściwości



Rys. 2. Płaszczyzna przewodzenia w β'' -aluminie. Zaczernione kółka przedstawiają jony Na^+ , puste kółka — jony O^{2-} , kwadraty — luki po jonach Na^+ . Linia ciągłą zaznaczono rombową podstawę komórki elementarnej. Linia przerywaną oznaczono komórkę elementarną dwuwymiarowej nadstruktury

mechanicznych [19–22]. Mimo tego β -aluminy należą do najlepszych przewodników superjonowych i roszą największe nadzieje na ich szerokie zastosowanie.

Do innych warstwowych przewodników superjonowych należą tzw. β -galaty. Posiadają one taką samą strukturę krystaliczną, jak odpowiednie β -aluminy z tą różnicą, że zamiast jonów Al^{3+} , zajmujących położenia w blokach spinelowych, znajdują się jony Ga^{3+} [23]. Innym warstwowym przewodnikiem jest Li_3N , w którym dużą swobodę przemieszczania się wykazują jony Li^+ [2]. Warto zauważyć, że silna anizotropia właściwości elektrycznych, jaką wykazują superjonowe kryształy warstwowe oraz kanałowe, zanika w przypadku ceramicznych próbek polikrystalicznych, ze względu na przypadkową orientację poszczególnych ziaren krystalicznych. Konsekwencją tego jest utrudniony transport jonowy pomiędzy sąsiednimi ziarnami.

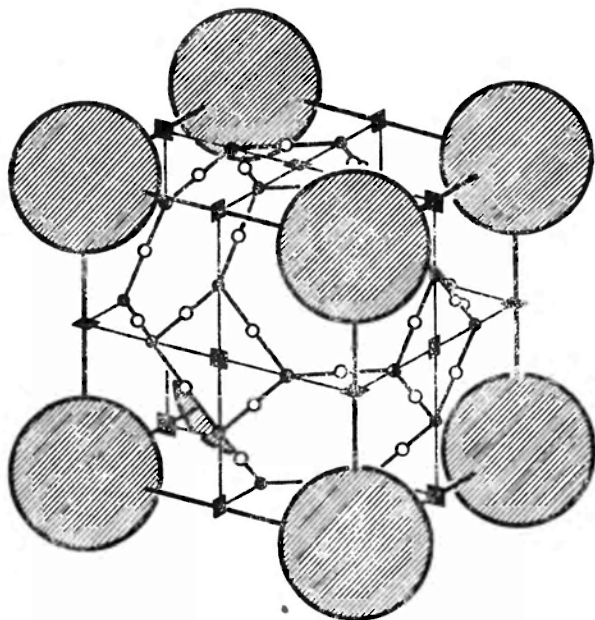
2.1.3. Przewodniki szkieletowe (trójwymiarowe)

Reprezentatywny przykład szkieletowych przewodników superjonowych, wykazujących przewodnictwo trójwymiarowe, stanowią związki z rodziny NASICON-u¹ [23, 24]. Ich skład chemiczny opisuje wzór: $\text{Na}_{1+x}\text{Zr}_2\text{Si}_x\text{P}_{3-x}\text{O}_{12}$, gdzie $0 \leq x \leq 3$. Najbardziej interesującymi ze względu na wysokie przewodnictwo jonowe są związki o składach dla $1,8 < x < 2,5$. Szkielet krystaliczny przewodników z rodziny NASICON-u zbudowany jest z tetraedrów SiO_4 oraz PO_4 połączonych narożami z oktaedrami ZrO_6 . Puste prze-

¹ NASICON (Na SuperIonic CONductor).

strzenie pomiędzy poliedrami tworzą sieć przecinających się tuneli, w których mogą poruszać się jony sodu [25].

Innym przykładem trójwymiarowego przewodnika superjonowego jest α -AgJ (rys. 3). Aniony jodu tworzą, w kryształach tego związku, regularną przestrzennie centrowaną sieć, podczas gdy podsieć kationów srebra jest „płynna”. Dwa jony Ag^+ przypadające na komórkę elementarną mogą zajmować 42 pozycje, które schematycznie zaznaczono



Rys. 3. Struktura krystaliczna α -AgJ. Duże kółka przedstawiają aniony J^- . Dla przejrzystości nie zaznaczono centralnego jonu J^- . Małe, zaczernione kółka oznaczają położenia jonów Ag^+ w otoczeniu tetraedrycznym, puste kółka oznaczają otoczenia trygonalne, a zaczernione kwadraty — otoczenia oktaedryczne

na rys. 3. Spośród nich, 12 znajduje się w tetraedrycznej koordynacji jonów J^- , 24 w koordynacji trygonalnej, zaś 6 położen znajduje się w koordynacji oktaedrycznej [2]. Ścieżki przewodzenia, łączące poszczególne położenia dostępne dla jonów Ag^+ tworzą trójwymiarowy układ przecinających się trajektorii. Badania strukturalne wykazały [2], że w stanie równowagi największe prawdopodobieństwo obsadzenia wykazują pozycje o koordynacji tetraedrycznej, przy czym amplituda drgań w tych położeniach jest stosunkowo duża i wynosi około 0,4 Å.

Do innych znanych związków, wykazujących trójwymiarowe przewodnictwo jonowe należą kryształy o strukturze fluorytu, np. β - PbF_2 lub $\text{ZrO}_2:\text{CaO}$. Sztwywny szkielet tych związków stanowi regularna płasko centrowana sieć kationowa, natomiast aniony tworzą zdefektowaną regularną podsieć jonów ruchliwych. Warto zauważyć, że ten typ struktury jest stosunkowo mało skomplikowany w porównaniu ze strukturami innych przewodników superjonowych.

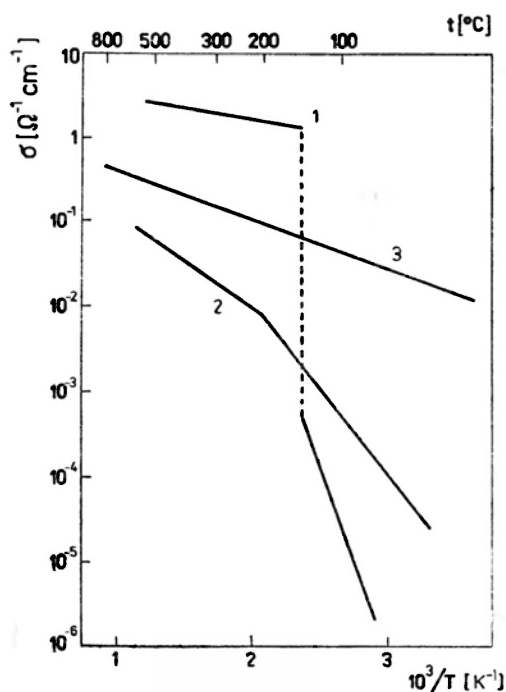
2.2. Klasyfikacja ze względu na przemiany fazowe

Przewodnictwo jonowe przewodników superjonowych jest aktywowane termicznie i rośnie wraz ze wzrostem temperatury. W temperaturowych zależnościach przewodności jonowej różnych przewodników, mogą występować nie tylko różnice ilościowe, ale także istotne różnice jakościowe. Wynikają one z faktu, że w wielu kryształach superjonowych zachodzą przemiany fazowe pierwszego lub drugiego rodzaju. Przy pewnych uproszczeniach można wyodrębnić trzy typy zachowania się przewodników superjonowych, przy wzroście temperatury [2, 26].

2.2.1. Typ 1

W przewodnikach tego typu występuje dobrze określona przemiana fazowa pierwszego rodzaju, której towarzyszy zmiana struktury krystalicznej. Jednocześnie ma miejsce skokowy wzrost przewodności jonowej, często o kilka rzędów wielkości. Obserwuje się również zmianę ciepła utajonego, typową dla przejść fazowych pierwszego rodzaju.

Modelowym przykładem przewodnika typu 1 jest AgJ. W temperaturze około 147°C, odmiana β wykazująca heksagonalną strukturę wurcytu, przechodzi w odmianę α o strukturze kubicznej, w której kationy Ag^+ tworzą „stopioną” podsić jonów ruchliwych (rys. 3). W wyniku przemiany struktury, jonowa przewodność właściwa wzrasta gwałtownie prawie o cztery rzędy wielkości (rys. 4). Jednocześnie energia aktywacji migracji jonów Ag^+ maleje od wartości około 0,96 eV, charakteryzującej fazę β , do wartości



Rys. 4. Temperaturowe zależności przewodności jonowej dla: AgJ (typ 1), $(\text{CeF}_3)_{0,95}(\text{CaF}_2)_{0,05}$ (typ 2) oraz Na^+ β -alumina (typ 3)

0,05 eV dla fazy α [2]. Do innych bardziej znanych związków, reprezentujących omawiany typ przewodników należą: $\text{Na}_3\text{Zr}_2\text{Si}_2\text{PO}_{12}$ (temperatura przemiany około 150°C), LuF_3 (890°C) oraz YF_3 (1000°C). Związki srebra Ag_2S (179°C) oraz Ag_2Se (133°C) oprócz znacznego przewodnictwa jonowego wykazują również przewodnictwo elektronowe.

2.2.2. Typ 2

W przewodnikach reprezentujących ten typ, podstawowa struktura nie zmienia się przy wzroście temperatury, natomiast w podsieci jonów ruchliwych zachodzi przemiana fazowa drugiego rodzaju, charakterystyczna dla przejść typu porządek–nieporządek. Na wykresach temperaturowej zależności przewodności jonowej objawia się to łagodną zmianą energii aktywacji (nachylenia), zaś w pomiarach kalorymetrycznych obserwuje się zazwyczaj (choć nie zawsze) anomalię w zachowaniu się ciepła właściwego. Temperatura przemiany może być określona tylko w przybliżeniu przez temperaturę, dla której występuje maksimum ciepła właściwego bądź następuje zakrzywienie temperaturowej zależności przewodnictwa (rys. 4).

Do przewodników typu 2 należy wiele kryształów o strukturze fluorytu np. $\beta\text{-PbF}_2$ ($\sim 430^\circ\text{C}$), CeF_2 ($\sim 250^\circ\text{C}$), CaF_2 ($\sim 1150^\circ\text{C}$), a także $(\text{CeF}_3)_{0,95}(\text{CaF}_2)_{0,05}$ ($\sim 190^\circ\text{C}$). Prawdopodobnie ten typ reprezentuje również sodowa β'' -alumina. Mimo że w tym przypadku jak dotychczas nie zaobserwowano mierzalnych zmian ciepła właściwego, to jednak badania rentgenowskie [15] świadczą o tym, że nadstruktura, opisana w punkcie 2.1 zanika ze wzrostem temperatury. Przemawia również za tym zmiana energii aktywacji, jaką się obserwuje w temperaturowych zależnościach przewodności jonowej [27, 28]. Niektóre przewodniki superjonowe wykazują podczas wzrostu temperatury zarówno przemiany fazowe pierwszego rodzaju (typ 1), jak i drugiego rodzaju (typ 2). Przykładem może być RbAg_4J_5 . W temperaturze $T_1 = -151^\circ\text{C}$ zachodzi przemiana fazowa pierwszego rodzaju ($\gamma \rightarrow \beta$) z gwałtownym skokiem przewodnictwa, natomiast w temperaturze $T_2 \approx -64^\circ\text{C}$ ma miejsce przemiana drugiego rodzaju ($\beta \rightarrow \alpha$) z łagodną zmianą energii aktywacji [2].

2.2.3. Typ 3

Przewodniki tego typu nie wykazują w szerokim przedziale temperatur żadnych przemian fazowych. Temperaturową zależność przewodności jonowej opisuje wzór Arrheniusa [2]

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{T} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (1a)$$

W tym wzorze E oznacza energię aktywacji ruchu nośników, a k — stałą Boltzmana, zaś

$$\sigma_0 = \frac{e^2 a^2}{p \cdot k} n \left(1 - \frac{n}{N}\right) v_0 \exp\left(\frac{\Delta S}{k}\right), \quad (1b)$$

gdzie e — ładunek elementarny, a — odległość pomiędzy sąsiednimi położeniami węzłowymi sieci, n — koncentracja połączeń obsadzonych, N — koncentracja połączeń węzłowych, v_0 — częstość drgań jonu w położeniu węzłowym, ΔS — entropia migracji de-

fektów, $p = 2,4$ lub 6 w zależności od tego czy przewodnictwo jonowe jest jedno-, dwu-, czy trójwymiarowe.

Klasycznym przykładem przewodnika tego typu jest sodowa β -alumina (rys. 4), dla której energia aktywacji w zakresie od -150°C do 850°C jest stała i wynosi $0,17$ eV [2]. Do grupy tej należą również srebrowa β i β'' -alumina, a także przewodniki z rodziny holandytów.

2.3. Klasyfikacja ze względu na rodzaj nośników ładunku

W odróżnieniu od ciekłych elektrolitów, w stałych przewodnikach superjonowych w transporcie ładunku biorą zazwyczaj udział nośniki tylko jednego rodzaju — kationy bądź aniony. Na ogół kationy wykazują większą ruchliwość, gdyż są mniejsze i nie ulegają tak łatwo polaryzacji, jak aniony. Tabele 2 i 3 podają przykłady najbardziej znanych, do chwili obecnej, przewodników kationowych i anionowych. Należy przypuszczać, że ze względu na szybki postęp prac badawczych z zakresu przewodników superjonowych,

Tabela 2. Niektóre kationowe przewodniki superjonowe

Nośniki ładunku	Przykłady przewodników	σ [$\Omega \cdot \text{cm}$] ⁻¹	t [$^\circ\text{C}$]	E [eV]	Lit.
Li ⁺	Li ⁺ β -alumina	$2,7 \cdot 10^{-3}$	25	0,24	[29]
	Li ₃ N	$8,6 \cdot 10^{-2}$	400	0,63	[2]
	Li ₂ SO ₄	$\sim 1,0$	800	0,36	[2]
	LISICON = Li ₁₄ Zn(GeO ₄) ₄	$1 \cdot 10^{-1}$	300	0,90	[30]
Na ⁺	Na ⁺ β -alumina	$1,6 \cdot 10^{-1}$	300	0,17	[2]
	Na ⁺ β'' -alumina	1,2	300	0,29 ($t < 230^\circ\text{C}$) 0,13 ($t > 230^\circ\text{C}$)	[23]
	Na ⁺ β'' -galat	$8,0 \cdot 10^{-1}$	300	0,18	[23]
	NASICON = = Na _{3,2} Zr ₂ Si _{2,2} P _{0,8} O ₁₂	$3,3 \cdot 10^{-1}$	300	0,35 ($t < 130^\circ\text{C}$) 0,16 ($t > 150^\circ\text{C}$)	[23]
K ⁺	K ⁺ β -alumina	$6,5 \cdot 10^{-5}$	25	0,29	[2]
	K ⁺ β'' -alumina	$1,3 \cdot 10^{-1}$	25	0,21 ($t < 60^\circ\text{C}$) 0,10 ($t > 100^\circ\text{C}$)	[6]
	K _{1,6} Mg _{0,8} Ti _{7,4} O ₁₆	$\sim 10^{-2}$	25	0,26	[31]
Ag ⁺	α -AgJ	1,3	150	0,05	[2]
	RbAg ₄ J ₅	$2,7 \cdot 10^{-1}$	22	0,10	[2]
	Ag ⁺ β -alumina	$6,4 \cdot 10^{-3}$	25	0,17	[2]
	Ag ⁺ β'' -alumina	$4,0 \cdot 10^{-3}$	25	0,19	[6]
Cu ⁺	α -CuBr	$\sim 5,0$	480	—	[2]
	α -CuJ	$1 \cdot 10^{-1}$	450	0,19	[2]
	KCu ₄ J ₅	$6 \cdot 10^{-1}$	280	0,22	[2]
	Cu ₂ S	$\sim 2 \cdot 10^{-1}$	400	0,15	[2]
H ⁺	H ₃ O ⁺ /NH ₄ ⁺ β' -alumina	$1 \cdot 10^{-4}$	25	0,30	[6]
	HUP = H ₂ O ₃ PO ₄ · 4H ₂ O	$4 \cdot 10^{-3}$	25	—	[2]

Tabela 3. Niektóre anionowe przewodniki superjonowe

Nośniki ładunku	Przykłady przewodników	σ [$\Omega \cdot \text{cm}$] ⁻¹	t [°C]	E [eV]
F ⁻	β -PbF ₂	$5 \cdot 10^{-7}$ > 1	25 500	0,60 —
	SrF ₂	$\sim 10^{-2}$	700	—
	LaF ₃	~ 1	600	—
	(CeF ₃) _{0,95} (CaF ₂) _{0,05}	$1 \cdot 10^{-2}$	200	0,37 ($t < 200^\circ\text{C}$) 0,25 ($t > 250^\circ\text{C}$)
O ²⁻	ZrO ₂ :CaO	$5,5 \cdot 10^{-2}$	1000	1,09
	ZrO ₂ :Y ₂ O ₃	$1,2 \cdot 10^{-1}$	1000	0,80
	ZrO ₂ :Sc ₂ O ₃	$2,5 \cdot 10^{-1}$	1000	0,65
	CeO ₂ :SrO	$1,1 \cdot 10^{-1}$	1000	0,58
	Bi ₂ O ₃ :WO ₃	$\sim 10^{-1}$	750	—

Dane liczbowe wzięto z monografii [2].

obie listy mogą być wkrótce wzbogacone nowymi, ważnymi przykładami. Wśród przewodników kationowych zdecydowanie najważniejsze są takie, w których nośnikami są jony jednowartościowe. Kationy o wyższej wartościowości silniej oddziałują z siecią krystaliczną — co powoduje, że ich ruchliwość w danej strukturze jest mniejsza od tej, jaką wykazują kationy jednowartościowe. Do najlepszych przewodników o ruchliwych kationach dwuwartościowych należą Cd²⁺ β'' -alumina, Ca²⁺ β'' -alumina i przede wszystkim Pb²⁺ β'' -alumina, która w temperaturze pokojowej niewiele ustępuje sodowej β'' -aluminie [17].

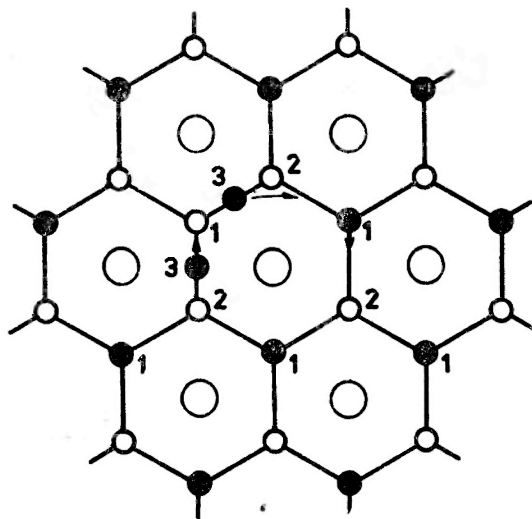
Wśród nielicznych przewodników, w których ruchome są kationy trójwartościowe, można wyróżnić Gd³⁺ β'' -aluminę, której przewodność jonowa w temperaturze 400°C jest rzędu $10^{-4} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ [18].

Ważniejsze przewodniki anionowe (fluorowe i tlenowe) posiadają zazwyczaj strukturę fluorytu. Duże przewodnictwo jonowe w tych związkach osiągane jest w wysokich temperaturach, które na ogół przekraczają 500°C. Interesującym przykładem przewodników anionowych jest ZrO₂:CaO. Domieszkowe jony Ca²⁺ zastępując niektóre z jonów Zr⁴⁺ pełnią tu dwójaką rolę. Po pierwsze stabilizują one kubiczną strukturę ZrO₂, obniżając temperaturę, powyżej której jest ona trwała z 2370°C do temperatury pokojowej [2]. Po drugie, ze względu na konieczność zapewnienia ładunkowej elektroobojętości, jony Ca²⁺ powodują powstawanie luk tlenowych, co znacznie ułatwia transport jonów O²⁻. Ten typ defektów punktowych może również powstawać w wyniku oddziaływania ZrO₂:CaO z tlenem atmosferycznym. Okazuje się przy tym, że w zależności od parcjalnego ciśnienia tlenu, ZrO₂:CaO oprócz przewodnictwa jonowego może wykazywać także przewodnictwo elektronowe bądź dziurowe [2]. Jednakże w temperaturach do około 1000°C i przy ciśnieniach do 100 atmosfer zdecydowanie dominuje przewodnictwo jonowe. Warto dodać, że przewodniki tlenowe wyróżniają się dużą stabilnością termiczną, gdyż ich struktury krystaliczne są trwałe nawet w temperaturach przewyższających 2000°C.

2.4. Mechanizmy transportu jonowego w wybranych przewodnikach superjonowych

Mechanizmy transportu jonowego należą do najbardziej fundamentalnych, lecz jednocześnie najbardziej złożonych problemów związanych z przewodnikami superjonowymi. Z konieczności będziemy się musieli ograniczyć jedynie do kilku jakościowych przykładów. Będą się one odnosić do β -alumin, a więc przewodników, które są chyba najintensywniej badane w ostatnich latach.

Jak już podkreślaliśmy, wyróżniamy β i β'' -aluminę. Oba związki wykazują silne odstępstwa od stechiometrii. W β -aluminie występuje do 30% nadmiarowych, w stosunku do składu stechiometrycznego, jonów Na^+ , natomiast w β'' -aluminie na całkowitą liczbę położeń dostępnych dla Na^+ , jest około 17% miejsc nieobsadzonych [27, 32]. W obu przewodnikach mamy zatem różne typy ruchliwych defektów punktowych: jony międzywęzłowe w przypadku β -aluminy oraz luki w przypadku β'' -aluminy. Te różne rodzaje zdefektowania płaszczyzny przewodzenia narzucają różne mechanizmy przenoszenia ładunku (dyfuzji).



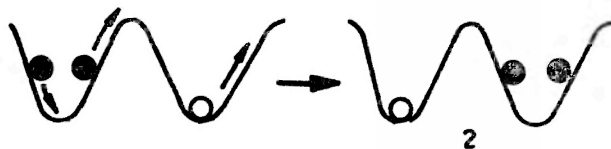
Rys. 5. Model dyfuzji międzywęzłowej z wypieraniem dla sodowej β -aluminy. Małe zaczerknione kółka oznaczają położenia jonów sodu, małe puste — położenia sodu nieobsadzone, duże puste kółka — nieruchome jony tlenu. Znaczenie cyfr 1, 2, 3 podane jest w tekście

W sodowej β -aluminie najbardziej prawdopodobnym wydaje się być mechanizm międzywęzłowy z wypieraniem [32]. Jonami międzywęzłowymi są w tym przypadku kationy Na^+ , nadmiarowe w stosunku do składu stechiometrycznego. Rysunek 5 przedstawia dostępne pozycje dla jonów sodu w β -aluminie. Mogą one zajmować tzw. położenia Beeversa-Rossa (1), położenia anti-Beeversa-Rossa (2) oraz tzw. położenia międzytlenowe (3), w połowie odległości pomiędzy (1) i (2). Położenia (1) i (3) są korzystniejsze energetycznie od położeń (2), dla których prawdopodobieństwo obsadzenia przez jony

Na^+ jest znikome. W przypadku stechiometrycznym zajęte są jedynie położenia (1), podczas gdy pozostałe są nieobsadzone. W przypadku niestechiometrycznym mającym zwykle miejsce, nadmiarowe jony Na^+ zajmują pozycje (3), gdyż są one energetycznie korzystniejsze od pozycji (2). Tym samym najbliższe jony (1), na skutek odpychania kulombowskiego, zostają wyparte ze swoich dotychczasowych położenia do sąsiednich pozycji (3).

Mechanizm dyfuzji międzywęzłowej z wypieraniem polega na tym, że przejście jonu międzywęzłowego (3) do położenia węzłowego (1) związane jest z wypieraniem najbliższego jonu sodu z jego położenia (1) (rys. 5). Wypieranie to zachodzi za pośrednictwem innego jonu międzywęzłowego, który w tym procesie przechodzi przez niestabilne położenie (2) do sąsiedniego położenia (3).

A zatem efektywnie mechanizm międzywęzłowy z wypieraniem przewiduje skorelowany ruch pary jonów. Energia aktywacji takiego kolektywnego ruchu jest znacznie mniejsza niż w przypadku przeskoków pojedynczych jonów. Obliczono [32], że zmiana energii potencjalnej, potrzebnej na przejście kationu Na^+ z położenia węzłowego (1) do sąsiedniego nieobsadzonego położenia (2), w stechiometrycznej β -aluminie wynosiłaby około 2 eV. Tymczasem eksperymentalna wartość wyznaczona z pomiarów przewodności jonowej wynosi 0,17 eV. Zgadza się to dość dobrze z modelem uwzględniającym kolektywny ruch pary jonów, według którego energia aktywacji powinna wynosić około 0,20 eV [32]. Modelowe wyjaśnienie znaczenia, jakie ma ruch kolektywny na zmniejszenia energii aktywacji w przypadku jednowymiarowym, podane jest na rys. 6.

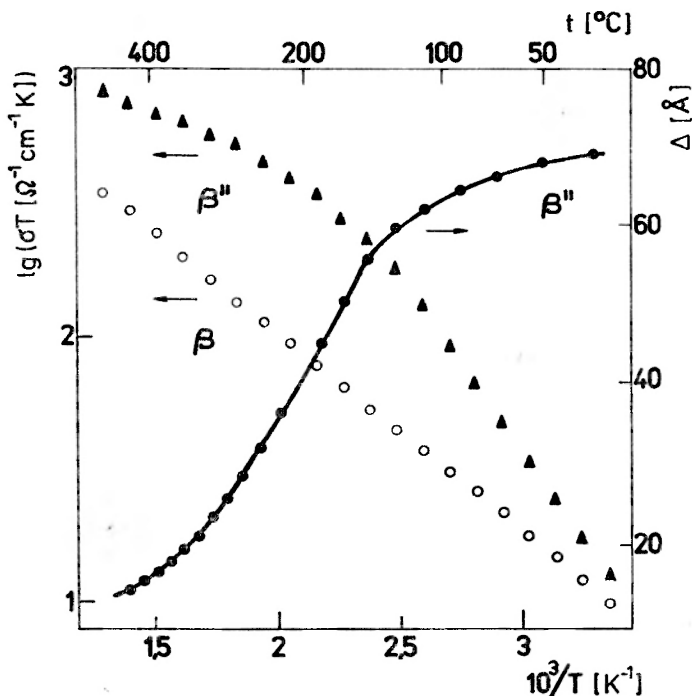


Rys. 6. Jednowymiarowy model dyfuzji międzywęzłowej z wypieraniem w polu krystalicznym o potencjale sinusoidalnym [7]

Za mechanizmem międzywęzłowym z wypieraniem, jaki postuluje się dla dyfuzji jonów Na^+ w β -aluminie, przemawiają także i inne argumenty. Okazuje się np., że gdy około połowy kationów Na^+ zostanie w wyniku wymiany jonowej zastąpione kationami Cd^{2+} , to wyznaczona eksperymentalnie energia aktywacji wzrasta gwałtownie do wartości około 0,75 eV [33]. Ma to prawdopodobnie związek z faktem, że kosztem par Na^+-Na^+ , przybywa liczba par $\text{Na}^+-\text{Cd}^{2+}$, których dyfuzja jest utrudniona ze względu na silniejsze oddziaływanie jonu Cd^{2+} z mostkami tlenowymi.

W przypadku β'' -aluminu w płaszczyźnie przewodzenia występują luki po jonach Na^+ , a spodziewanym mechanizmem przenoszenia ładunku jest mechanizm lukowy. Problem nie jest jednak tak prosty, jak w przypadku zwykłego mechanizmu lukowego, który zachodzi w wielu halogenkach metali alkalicznych (np. w NaCl). Trzeba pamiętać, iż koncentracja luk w β'' -aluminie jest na tyle duża, że nie można zaniedbać ich wzajemnego ze sobą oddziaływania. Jak wykazują badania rentgenowskie [15], luki tworzą w płaszczyznach przewodzenia dwuwymiarową nadstrukturę (rys. 2), która ulega znacznej

redukcji w temperaturach powyżej 200°C. Rysunek 7 przedstawia korelację pomiędzy zmianą energii aktywacji przewodnictwa jonowego a zmniejszaniem się długości koherencji, która charakteryzuje rozmiary obszaru uporządkowania luk w płaszczyznach przewodzenia. W temperaturach niskich (< 200°C) długość koherencji wynosi około 70 Å, a energia aktywacji w zależności od składu wynosi 0,21–0,32 eV. W temperaturach wysokich (> 300°C) długość koherencji maleje poniżej 10 Å, a energia aktywacji zmniejsza się do 0,09 eV [6, 23]. Wyjaśnienie tego faktu zaproponował Wang [27]. Według jego

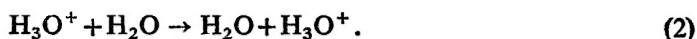


Rys. 7. Temperaturowe zależności przewodności jonowej dla β i β'' -aluminu oraz zależność długości koherencji Δ od temperatury dla β'' -aluminu [7]

modelu, w obszarze niskotemperaturowym, na energię aktywacji składają się dwa człony: energia generacji defektu Frenkla w nadstrukturze luk oraz energia migracji luki. W obszarze wysokotemperaturowym natomiast, nadstruktura występuje w formie szczątkowej i na energię aktywacji składa się głównie energia migracji luki. Tłumaczy to zmniejszanie się energii aktywacji ze wzrostem temperatury.

Ciekawy mechanizm przenoszenia ładunku występuje w β -aluminie, w której jony Na^+ zostały wymienione na tzw. jony hydronowe H_3O^+ . Wymianę taką można przeprowadzić zanurzając próbkę sodowej β -aluminu w H_2SO_4 . Okazuje się, że w hydronowej β -aluminie, w niskich temperaturach, ładunek jest przenoszony nie przez jony H_3O^+ , jak można by przypuszczać, lecz przez protony H^+ . Dzieje się tak dlatego, że podczas wymiany jonowej do płaszczyzn przewodzenia oprócz jonów H_3O^+ wnikają również cząsteczki H_2O . Między sąsiadującymi ze sobą jonem hydronowym i cząsteczką wody może nastąpić

tunelowy przeskok protonu zgodnie z reakcją



Podany wyżej mechanizm przenoszenia ładunku, pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego, nosi nazwę mechanizmu Grotthussa [6] i znany jest szerzej w elektrochemii. W temperaturach powyżej 200°C następuje desorpcja cząsteczek wody z płaszczyzn przewodzenia β -aluminy, co uniemożliwia dalsze przeskoki protonów i powoduje gwałtowny spadek przewodności elektrycznej. W wyższych temperaturach (powyżej 300°C) rozpoczyna się *hopping* pojedynczych jonów H_3O^+ , przy czym energia aktywacji tego procesu jest znacznie większa niż energia aktywacji w mechanizmie Grotthussa.

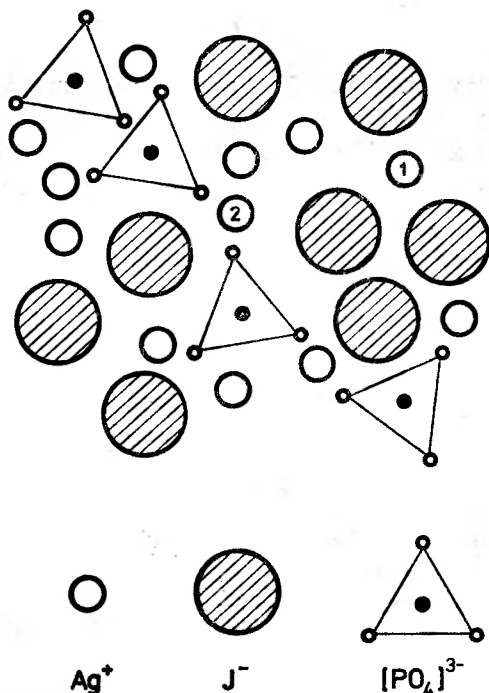
3. Amorficzne przewodniki superjonowe

Sytuacja, w której jedne jony stanowią sztywny szkielet, podczas gdy inne wykazują dużą ruchliwość ma również miejsce w wielu materiałach amorficznych, takich jak szkła i polimery. Ze względu na brak dalekiego porządku w substancjach amorficznych, szkielet jonów nieruchomych jest oczywiście nieperiodyczny, zaś nośniki ładunku zajmują często dosyć przypadkowe położenia. Amorficzne przewodniki superjonowe nie wykazują na ogół tak znacznej jonowej przewodności właściwej, jaka cechuje najlepsze krystaliczne przewodniki jonowe. Pomimo tego, z punktu widzenia zastosowań praktycznych, posiadają one szereg istotnych zalet, których nie mają materiały krystaliczne i polikrystaliczne (ceramiczne). Zalety te zostaną omówione poniżej. Duże zainteresowanie, jakie z czysto poznawczego punktu widzenia, towarzyszy amorficznym przewodnikom jonowym odzwierciedla ogólne zainteresowanie niekrystalicznymi ciałami stałymi.

3.1. Szkła

Szkła o wysokiej przewodności jonowej można otrzymać w układach potrójnych $\text{AgJ-Ag}_2\text{O-M}_x\text{O}_y$, gdzie $\text{M}_x\text{O}_y = \text{P}_2\text{O}_5, \text{B}_2\text{O}_3, \text{MoO}_3, \text{SiO}_2$ bądź GeO_2 [34]. Rolę tzw. substancji szkłotwórczej pełni tu tlenek M_xO_y . Ag_2O jest tzw. modyfikatorem, zaś AgJ jest domieszką, która ma istotny wpływ na duże przewodnictwo kationów Ag^+ . W szklach fosforanowych lub boranowych ($\text{M}_x\text{O}_y = \text{P}_2\text{O}_5$ lub B_2O_3) AgJ może być zastąpione przez AgBr lub AgCl .

Rysunek 8 przedstawia model uporządkowania bliskiego zasięgu w szkle powstałym w układzie $\text{AgJ-Ag}_2\text{O-P}_2\text{O}_5$. Ruchliwe kationy Ag^+ wypełniają puste przestrzenie pomiędzy nieruchomymi anionami J^- oraz tetraedrami $[\text{PO}_4]^{3-}$. Wśród jonów srebra można wyróżnić takie, które znajdują się wyłącznie w otoczeniu anionów J^- (oznaczone jedyneką na rys. 8) oraz takie, które sąsiadują z tetraedrami $[\text{PO}_4]^{3-}$ (oznaczone dwójką). Na skutek silniejszego przyciągania elektrostatycznego, ruchliwość kationów Ag^+ będzie w drugim przypadku mniejsza niż w pierwszym. Ponadto jony srebra sąsiadujące z wierzchołkami tetraedrów mogą być zupełnie unieruchomione w wyniku wiązania kowalencyjnego z jonami tlenu [34]. Przewodność jonowa srebrowych szkieł tlenkowych zależy



Rys. 8. Model rozmieszczenia jonów w szkle superjonowym, powstałym w układzie $\text{AgI-Ag}_2\text{O-P}_2\text{O}_5$

od składu chemicznego. W większości przypadków nie przekracza ona wartości $10^{-2} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ w temperaturze pokojowej. Zależność temperaturowa przewodności ma zazwyczaj charakter zależności Arrheniusa z jedną energią aktywacji.

Temperaturowy zakres pomiarowy ograniczony jest od góry tzw. temperaturą zeszklenia T_g , powyżej której następuje mięknięcie szkła. Temperatura ta dla szkieł fosforanowych jest stosunkowo niska i wynosi około 55°C [35]. Natomiast dla szkieł boranowych, których przewodność jonowa jest nieco mniejsza, T_g zawiera się w zależności od składu w granicach $300\text{--}500^\circ\text{C}$.

Znaczne przewodnictwo jonowe i stosunkowo wysokie temperatury T_g wykazują niektóre szkła litowe. Szkła takie są jednak słabo odporne na działanie wilgoci atmosferycznej.

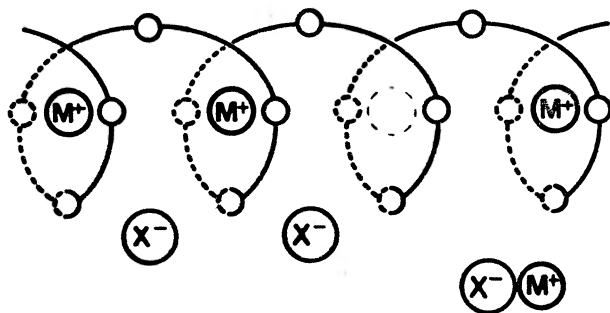
Interesującym przykładem szkła, przewodzącego jonowo, jest NASIGLAS [36], amorficzny związek o składzie chemicznym zbliżonym do NASICON-u, którego strukturę opisano w punkcie 2.1.

Z punktu widzenia zastosowań, szkła superjonowe wykazują szereg zalet, których często nie mają przewodniki krystaliczne i polikrystaliczne. Są nimi: łatwość otrzymywania i formowania dowolnych kształtów, możliwość uzyskiwania cienkich warstw, izotropowość, brak granic ziaren oraz stosunkowo znaczne przewodnictwo jonowe w temperaturze pokojowej.

Wadą wielu szkieł superjonowych jest natomiast stosunkowo niska temperatura T_g .

3.2. Polimery

Jeżeli politlenek etylenu PEO oraz NaJ zostaną rozpuszczone w odpowiednim rozpuszczalniku organicznym, to po jego odparowaniu powstaje częściowo krystaliczny, a częściowo amorficzny stały elektrolit polimerowy, charakteryzujący się znaczną ruchliwością jonów Na^+ . W powstałym polimerze, wielkocząsteczkowe łańcuchy PEO = $(-\text{CH}_2-\text{CH}_2-\text{O}-)_n$ tworzą luźne spirale, we wnętrzach których znajdują się kationy Na^+ , natomiast na zewnątrz aniony J^- (rys. 9). W temperaturach wyższych od temperatury topnienia czystego PEO (około 60°C), coraz większa liczba kationów sodu przedostaje



Rys. 9. Model rozmieszczenia jonów w polimerze superjonowym PEO-MX. M^+ — kationy, X^- — aniony, spirala utworzona jest z wielkocząsteczkowych łańcuchów PEO

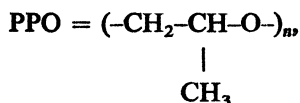
się na zewnątrz spirali i tam łączy się z anionami jodu. Tym samym wzrasta liczba luk po jonach Na^+ oraz przewodnictwo jonowe polimeru. Przewodnictwo anionowe ze względu na małą ruchliwość jonów J^- jest w tym przypadku znacznie mniejsze od przewodnictwa kationowego. Aby otrzymać superjonowy polimer na bazie PEO, zamiast NaJ można użyć innej soli MX, gdzie $\text{M} = \text{Li}^+, \text{K}^+, \text{Rb}^+, \text{Cs}^+$ lub NH_4^+ , zaś $\text{X}^- = \text{Br}^-, \text{SCN}^-$ lub CLO^- [37]. Stopień stechiometrii uzyskanego polimeru wyznacza molowy stosunek tlenu i pierwiastka M (O/M). Przewodnictwo jonowe polimerowych elektrolitów zależy od rodzaju nośników ładunku oraz od stosunku O/M. Wartość σ w temperaturach nieco poniżej temperatury topnienia ($120\text{--}150^\circ\text{C}$), najczęściej wynosi około $10^{-3} \Omega^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$ i przekracza przeszło sześć rzędów wielkości samoistną przewodność (protonową) czystego PEO [38].

W niektórych przypadkach, np. dla PEO-NaJ (O/Na = 4), na wykresie $(\ln \sigma T) \div \frac{1}{T}$ można wyróżnić dwie energie aktywacji (dwa nachylenia): niskotemperaturową $E_1 = 0,92 \text{ eV}$ ($T < 60^\circ\text{C}$) oraz wysokotemperaturową $E_2 = 0,22 \text{ eV}$ ($T > 60^\circ\text{C}$). W ogólności wzór Arrheniusa (1a) nie opisuje jednak poprawnie temperaturowej zależności przewodności jonowej większości polimerów. Znacznie lepsze dopasowanie do danych eksperymentalnych daje wzór wynikający z tzw. modelu objętości wyłączonej [37]

$$\sigma \cdot \sqrt{T} = \sigma_0 \cdot \exp\left(\frac{E}{k(T_0 - T)}\right) \quad (3)$$

W tym wyrażeniu T_0 oznacza temperaturę, dla której entropia konfiguracyjna polimeru przyjmuje wartość równą zeru.

Oprócz PEO również politlenek propylenu



może wraz z niektórymi solami tworzyć stałe polimery superjonowe. Jak dotychczas znane są jego związki (kompleksy) jedynie z solami litu i sodu. Uzyskane polimery (a dokładniej elastomery), w odróżnieniu od tych, które powstały na bazie PEO, są jednak całkowicie amorficzne [37].

Zaletami elektrolitów polimerowych są: stosunkowo łatwa technologia, możliwość otrzymywania cienkich warstw, bardzo dobre właściwości mechaniczne w tym elastyczne, łatwość kontaktu z materiałami elektrodowymi oraz stosunkowo wysokie przewodnictwo jonowe w niskich temperaturach.

4. Związki interkalowane

Niektóre kanałowe bądź warstwowe struktury krystaliczne mogą w sposób odwracalny wbudowywać w swoją sieć pewne obce atomy lub cząsteczki. Proces taki nosi nazwę interkalacji, a powstające w ten sposób nowe związki chemiczne nazywane są związkami interkalowanymi (*intercalation compounds*). Interkalacja może nastąpić w wyniku zanurzenia kryształu z omawianej grupy w odpowiedniej cieczy, bądź może być skutkiem elektrolizy [39]. W tym drugim przypadku, kryształ pełniąc rolę katody pobiera z elektrolitu (np. stałego) kationy, natomiast elektrony dopływają z obszaru anody obwodem zewnętrznym.

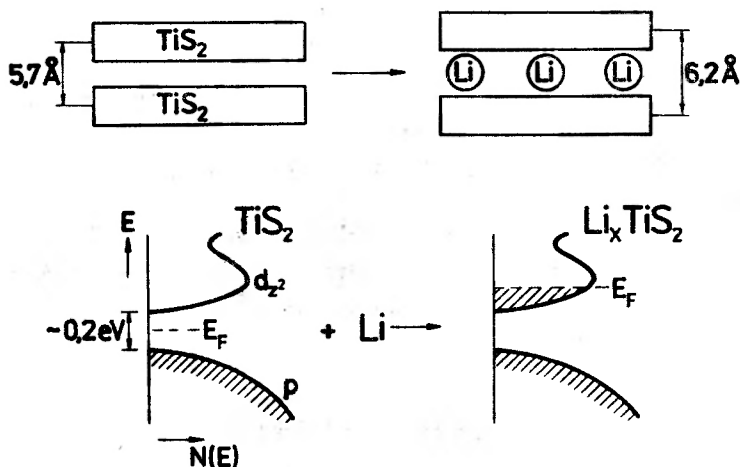
Mimo że ruchliwość wprowadzonych jonów może być znaczna, związki interkalowane nie są typowymi przewodnikami superjonowymi, ponieważ dodatkowo wykazują wysokie przewodnictwo elektronowe. Materiały, które charakteryzują się mieszanym elektronowo-jonowym przewodnictwem mogą jednak służyć jako elektrody w ogniwach elektrochemicznych. Sprawia to, że związki interkalowane są w wielu opracowaniach monograficznych omawiane razem ze stałymi elektrolitami. Ponadto wykazują one podobieństwo strukturalne z wieloma przewodnikami superjonowymi.

Typowym związkiem interkalowanym jest Li_xTiS_2 ($0 \leq x \leq 1$), który powstaje w wyniku reakcji



Dwusiarczek tytanu jest związkiem warstwowym, w którym kolejne warstwy TiS_2 związane są ze sobą, podobnie jak w graficie, słabymi siłami Van der Waalsa. Wprowadzenie jonów (atomów) litu pomiędzy warstwy powoduje wzrost odległości między nimi, co schematycznie przedstawiono na rys. 10. Stała sieciowa w kierunku prostopadłym do warstw jest rosnącą funkcją x , lecz jej przyrost jest większy dla małych wartości x . Dzieje się tak dlatego, że słabe wiązania Van der Waalsa są ze wzrostem x stopniowo zastępowane

przez znacznie silniejsze wiązania jonowe, w miarę jak przybywa jonów Li^+ . Jeżeli interkalacja jest skutkiem zanurzenia w odpowiednim roztworze, to wprowadzone atomy litu zachowują się jak donory, bowiem łatwo ulegając jonizacji ($\text{Li} \rightarrow \text{Li}^+ + e^-$), oddają swe elektrony do pasma przewodnictwa.



Rys. 10. Wpływ interkalacji na wzrost stałej sieciowej i wzrost energii Fermiego E_F dla Li_xTiS_2 ($0 \leq x \leq 1$). $N(E)$ oznacza gęstość stanów elektronowych [2, 39]

Skutkiem interkalacji jest zatem wyraźny wzrost przewodnictwa elektronowego i związane z tym przesunięcie poziomu Fermiego ku większym energiom (rys. 10). Jednocześnie pozostające w luźnej przestrzeni, pomiędzy warstwami TiS_2 , jony Li^+ posiadają dużą swobodę poruszania się. Przewodność jonowa Li_xTiS_2 w zależności od x i temperatury zmienia się w granicach 10^{-4} – $10^{-3} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$, natomiast energia aktywacji dyfuzji Li^+ wynosi około 0,10 eV [39]. Zaobserwowano również, że jony litu mają tendencję do tworzenia nadstruktury.

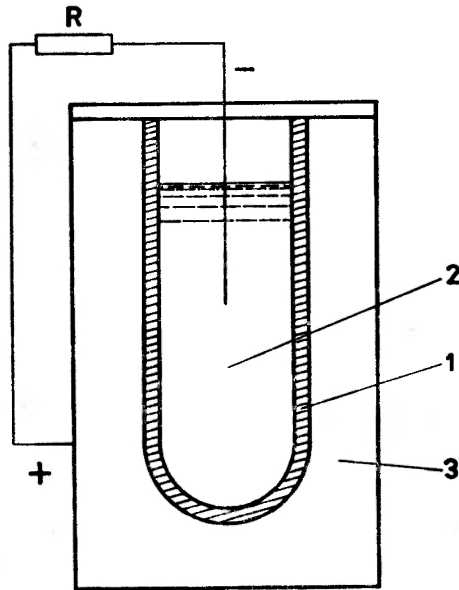
Oprócz TiS_2 , interkalacja może zachodzić również w innych strukturach warstwowych takich, jak TaS_2 , HfS_2 , NbS_2 , MoS_2 oraz WS_2 [39]. Jonami interkalującymi, które w tych związkach posiadają największe ruchliwości są: Li^+ , Na^+ , H^+ i Ag^+ . Do znanych związków interkalowanych należą również brzozy o strukturze kanałowej, takie jak Na_xWO_3 , H_xWO_3 , Ag_xWO_3 , $\text{Ag}_x\text{V}_2\text{O}_5$ oraz Li_xCoO_2 [2].

Warto dodać, że interkalacja zmienia nie tylko właściwości elektryczne omawianych materiałów, lecz również właściwości optyczne. Dla przykładu — Ag_xWO_3 w zależności od x wykazuje zmianę współczynnika ekstynkcji i przyjmuje zabarwienie od żółtego do czarnego. Może to mieć duże znaczenie dla zastosowań praktycznych tych związków.

5. Zastosowania przewodników superjonowych

Do najważniejszych zastosowań przewodników superjonowych należy ich wykorzystanie w charakterze stałych elektrolitów w elektrochemicznych ogniwach akumulacyjnych. Najbardziej znanym przykładem jest chyba ogniwo Na/S , w którym rolę separatora pełni β

lub β'' -alumina (rys. 11). Katodę stanowi w tym ogniwie metaliczny sód, który w temperaturze pracy ogniwa, tj. 300–400°C, jest ciekły. Anodą natomiast jest mieszanina grafitu i wielosiarczków sodu (Na_2S_5 , Na_2S_4 i Na_2S_3). Obie elektrody wykazują zatem zarówno przewodnictwo elektronowe, jak i jonowe. Skutkiem różnicy koncentracji sodu na granicy katody i elektrolitu, jony Na^+ dyfundują przez elektrolit i łączą się po jego przeciwnej stronie z siarką. W rezultacie, w obszarze katody powstaje nadmiar, a w obszarze anody niedobór elektronów. Wartość powstałej różnicy potencjałów wynosi 2,08 V. W miarę rozładowania ogniwa anoda staje się coraz uboższa w Na_2S_5 i coraz bogatsza w Na_2S_3 .

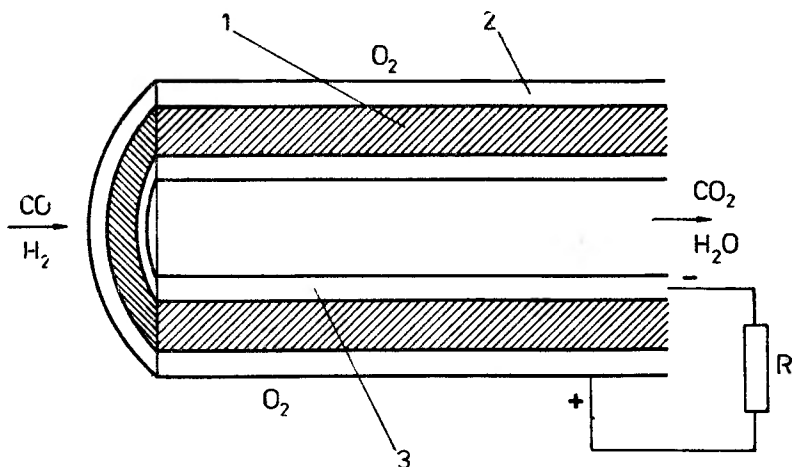


Rys. 11. Schemat ogniwa sodowo-siarkowego: 1 — stały elektrolit (β lub β'' -alumina), 2 — ciekły sód (katoda), 3 — mieszanina grafitu i ciekłych wielosiarczków sodu (anoda). Temperatura pracy ogniwa 300–400°C

Badania otrzymanych ogniw Na/S wykazują, że zmagazynowana w nich energia, w przeliczeniu na jednostkę masy ogniwa, jest prawie 10-krotnie większa niż w powszechnie używanych akumulatorach. Ponadto koszt materiałów ogniwa Na/S jest prawie 20-krotnie niższy od kosztu materiałów składających się na ogniwo ołowiane o podobnej pojemności energetycznej [2, 23]. Wadą ogniwa typu Na/S, której jak dotychczas nie udało się wyeliminować, jest nienajlepsza odporność β (β'')-aluminu na niektóre czynniki degradujące takie, jak: kontakt z ciekłym sodem i ciekłą siarką oraz prądy o gęstości przewyższającej 1 A/cm².

Innym typowym zastosowaniem przewodników superjonowych jest ich wykorzystanie w ogniwach paliwowych. Rysunek 12 przedstawia zasadę działania takiego ogniwa, w którym funkcję stałego elektrolitu spełnia przewodnik tlenowy $\text{ZrO}_2\text{:Y}_2\text{O}_3$ (lub $\text{ZrO}_2\text{:CaO}$), natomiast paliwem jest gazowy wodór tlenek węgla lub mieszanina obu gazów. Ogniwo składa się z trzech koncentrycznych, stykających się ze sobą rur, z których

zewnątrzna, porowata stanowi tzw. elektrodę powietrzną (anodę), środkowa pełni rolę elektrolitu, zaś wewnętrzna, również porowata stanowi tzw. elektrodę paliwową (katodę). Pochodzące z powietrza cząsteczki tlenu, przenikają przez elektrodę zewnętrzną, pobierają od niej elektrony i jako jony O^{2-} dyfundują przez elektrolit. Na elektrodzie wewnętrznej natomiast oddają swe elektrony, łącząc się z przepływającym paliwem. Sumarycznym efektem tego procesu jest wytworzenie między anodą i katodą siły elektromotorycznej. Jej wartość, w przypadku paliwa, które jest mieszaniną H_2 i CO , wynosi około 1,1 V. W miarę wzrostu odległości o otworu wlotowego, siła elektromotoryczna ogniwa ulega stopniowemu zmniejszeniu na skutek zużywania się paliwa (rys. 12).



Rys. 12. Schemat ogniwa paliwowego: 1 — stały elektrolit ($ZrO_2:Y_2O_3$), 2 — elektroda powietrzna (anoda), 3 — elektroda paliwowa (katoda). Temperatura pracy ogniwa ok. $1000^\circ C$

Do innych aktualnych bądź przyszłościowych zastosowań przewodników superjonowych [2] należy ich wykorzystanie w takich urządzeniach, jak:

- ogniwa w kardiostymulatorach (np. Li_3N),
- generatory bezpośredniej zamiany energii cieplnej na elektryczną (np. β -alumina),
- detektory jonów (np. $ZrO_2:CaO$, β - PbF_2),
- elektrolizery wody (np. $ZrO_2:CaO$),
- kulometry (np. $RbAg_4J_5$),
- kondensatory elektrolityczne (np. złącze Pt/AgJ),
- termometry wykorzystujące zjawisko termoelektryczne (np. $ZrO_2:CaO$),
- ogniwa do wyznaczania potencjałów termodynamicznych materiałów elektrodowych, oraz
- lasery (np. Nd^{3+} β'' -alumina).

To ostatni zastosowanie wynika z faktu, iż β'' -aluminy, w których jony Na^+ zostały wymienione na jony ziem rzadkich (Nd^{3+} , Pr^{3+} , Eu^{3+}) wykazują silne właściwości fluorescencyjne [18].

Jeśli chodzi o amorficzne przewodniki szybkich jonów takie, jak szkła i polimery, to ich niewątpliwą zaletą jest to, że można je otrzymywać w postaci cienkich warstw

przewodzących. Warstwy takie mogą spełniać rolę stałych elektrolitów w bateriach elektrochemicznych, charakteryzujących się dużą gęstością energii w przeliczeniu na jednostkę masy oraz pracujących w temperaturach pokojowych.

Związki interkalowane wykazujące mieszane, jonowo-elektronowe przewodnictwo znajdują zastosowanie jako stałe elektrody odwracalne. Duże znaczenie ma np. Li_xTiS_2 , który może służyć jako materiał katodowy w ogniwach ze stałym elektrolitem litowym. Warto tu dodać, że ze względu na małą masę atomową litu i jego silną elektrododatność, ogniwa takie charakteryzuje duża gęstość zmagazynowanej energii, a także znaczna siła elektromotoryczna.

Jak już wspomnieliśmy wcześniej, szereg brązów interkalowanych np. Na_xWO_3 , Ag_xWO_3 zmienia w sposób ciągły swoje zabarwienie w zależności od x . Parametr x można zmieniać elektrolitycznie wykorzystując tzw. zjawisko elektrochromowe [40]. Wywołany efekt można wykorzystać w elektrochromowych wskaźnikach barwnych, które pod wieloma względami są konkurencyjne dla diod elektroluminescencyjnych i ciekłych kryształów.

6. Zakończenie

Z wcześniejszych i ostatnich konferencji międzynarodowych, poświęconych jonice ciała stałego [6, 9–11] wynika, że w badaniach poświęconych przewodnikom superjonowym można wyróżnić dwie główne tendencje. Pierwsza z nich, to poszukiwanie nowych krystalicznych i amorficznych materiałów, które wykazywałyby znaczną przewodność jonową. Natomiast druga tendencja, to prace badawcze, mające na celu głębsze zrozumienie zjawisk fizycznych, jakie zachodzą w dotychczas znanych przewodnikach superjonowych. Prace takie, mając charakter badań podstawowych, jednocześnie posiadają istotne znaczenie dla zastosowań stałych elektrolitów, bowiem prowadzą do poprawy ich parametrów elektrycznych i mechanicznych.

W badaniach eksperymentalnych wyróżnioną rolę odgrywają badania transportu jonowego. Spośród wielu stało- i zmiennoprądowych technik pomiaru przewodności elektrycznej, największe znaczenie ma tzw. metoda spektroskopii impedancyjnej, wykorzystująca szerokie widmo częstości sygnału pomiarowego. Metodą tą można nie tylko wyznaczać przewodnictwo jonowe, ale również można badać procesy polaryzacyjne, jakie zachodzą zwłaszcza w próbkach polikrystalicznych na granicach ziaren [14, 28, 41].

Dla zrozumienia procesów transportowych, zachodzących w przewodnikach superjonowych, fundamentalne są badania strukturalne, zarówno rentgenowskie, neutronowe, jak i elektronowe. Bardzo pożyteczne są również metody badania bliskiego zasięgu, takie jak dyfuzyjne rozpraszanie promieniowania X lub EXAFS (*extended X-ray absorption fine structure*). Wielu cennych informacji o lokalnym ruchu jonów dostarcza magnetyczny rezonans jądrowy NMR. W sumie można powiedzieć, że głównym celem badań strukturalnych i transportowych jest ustalenie związku pomiędzy strukturą i nadstrukturą materiałów superjonowych a ich wysokim przewodnictwem jonowym.

W pracach teoretycznych poświęconych przewodnikom szybkich jonów, coraz częściej wykorzystuje się komputerowe techniki symulacyjne, takie jak metoda dynamiki mole-

kularnej oraz metoda Monte Carlo. Wynika to z faktu, że tradycyjne podejścia analityczne nie wystarczają do rozwiązania skomplikowanych zagadnień wielociałowych, jakie występują w układach o dużej koncentracji defektów punktowych.

Kończąc, należałoby stwierdzić, że fizyka przewodników superjonowych intensywnie się rozwija i wkrótce można się spodziewać nowych, interesujących wyników badań, które wzbogacą naszą wiedzę o tych materiałach i będą mieć istotne znaczenie dla ich zastosowań.

Literatura

- [1] M. Salamon, *Physics of Superionic Conductors*, Plenum Press 1976.
- [2] S. Chandra, *Superionic Solids*, North-Holland 1981.
- [3] J. Hladik, *Physics of Electrolytes*, Academic Press 1972.
- [4] A. Lidiard, *Ionic Conductivity*, Springer-Verlag 1957.
- [5] M. Jeżewski, J. Kalisz, *Tablice wielkości fizycznych*, PWN 1957.
- [6] G. Farrington, J. Briant [w] *Fast Ion Transport in Solids, Proc. Int. Conf. Fast Ion Transport in Solids*, Lake-Geneva, USA 1979, red. P. Vashista, J. Mundy, G. Shenoy, North-Holland 1979, str. 395.
- [7] J. Bates, J. Wang, N. Dudney, *Phys. Today*, July, 46 (1982).
- [8] S. Geller, *Solid Electrolytes*, Top. Appl. Phys. t. 21, Springer-Verlag 1977.
- [9] T. Takahashi, K. Fueki, B. Owens, C. Vincent, *Proc. of the Third Int. Meeting on Solid Electrolytes*, Tokyo, Japan 1980, *Solid State Ionics* 3/4 (1981).
- [10] J. Bates, G. Farrington, *Proc. Int. Conf. on Fast Ionic Transport in Solids, Gatlinburg, USA 1981, Solid State Ionics* 5, 1981.
- [11] M. Kleitz, B. Sapoval, *Proc. of the 4th Int. Conf. on Solid State Ionics, Grenoble, France 1983, Solid State Ionics* 9/10, 1983; por. także sprawozdanie z tej konferencji, *Postępy Fizyki* 36, 81 (1985).
- [12] H. U. Beyeler, C. Schüller, *Solid State Ionics* 1, 77 (1980).
- [13] A. Byström, A. M. Byström, *Acta Crystallogr.* 3, 146 (1950).
- [14] W. Jakubowski, D. Whitmore, *J. Amer. Cer. Soc.* 62, 381 (1979).
- [15] G. Collin, J. Boilot, Ph. Colomban, w poz. [10], str. 151.
- [16] M. Wasiucionek, J. Garbarczyk, W. Jakubowski, *Materiały III Krajowego Sympozjum nt. Przewodników Szybkich Jonów*, Wydawnictwa PW, Warszawa 1984.
- [17] G. Farrington, B. Dunn, *Solid State Ionics* 7, 267 (1982).
- [18] B. Dunn, G. Farrington, w poz. [11], str. 223.
- [19] J. Garbarczyk, M. Wasiucionek, W. Jakubowski, A. Grodziński, *Phys. Status Solidi a* 70, K 163 (1982).
- [20] J. Garbarczyk, M. Wasiucionek, W. Jakubowski, A. Grodziński, *Phys. Status Solidi a* 73, K 97 (1982).
- [21] J. Garbarczyk, W. Jakubowski, M. Wasiucionek, w poz. [11], str. 249.
- [22] W. Jakubowski, J. Garbarczyk, M. Wasiucionek, *Szkło i Ceramika* 32, 83 (1981).
- [23] W. Bogusz, *Prace Instytutu Fizyki Politechniki Warszawskiej*, z. 25 (1981).
- [24] W. Bogusz, F. Krok, W. Jakubowski, *Phys. Status Solidi a* 66, K 113 (1981).
- [25] W. Bogusz, F. Krok, W. Jakubowski, w poz. [11], str. 803.
- [26] J. Boyce, B. Huberman, *Phys. Rep.* 51, 189 (1979).
- [27] C. Wang, *Phys. Rev.* B26, 5911 (1982).
- [28] M. Wasiucionek, J. Garbarczyk, W. Jakubowski, *Solid State Ionics* 7, 283 (1982).
- [29] J. Briant, G. Farrington, w poz. [10], str. 207.
- [30] P. Kurek, W. Bogusz, *Phys. Status Solidi a* 78, K 117 (1983).
- [31] S. Yoshikado, T. Ohachi, I. Toniguchi, Y. Onoda, M. Watanabe, Y. Fujiki, w poz. [11], str. 1305.
- [32] C. Wang, M. Gaffari, S. Choi, *J. Chem. Phys.* 63, 772 (1975).

- [33] P. Sutter, L. Cratty, M. Saltzberg, G. Farrington, poz. [11], str. 295.
- [34] T. Minami, T. Shimizu, M. Tanaka, *ibid.*, str. 577.
- [35] T. Minami, M. Tanaka, *J. Non-Cryst. Solids* 38/39, 289 (1980).
- [36] S. Susman, C. Delbecq, J. McMillan, M. Roche, w poz. [11], str. 667.
- [37] M. Armand, J. Chabagno, M. Duclot, w poz. [6], str. 131.
- [38] S. Ehattacharaja, *Thesis*, Northwestern University USA, 1982.
- [39] A. D. Yoffe, w poz. [11], str. 59.
- [40] E. Leja, K. Marszałek, *Elektronika* 2, 9 (1984).
- [41] W. Jakubowski, J. Garbarczyk, M. Wasiucionek, *Proc. Int. Conf. Solid State Batteries, Alcabideche, Portugal* 1984, w druku.

R Ó Ź N E

*Bernard Jancewicz*Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Wrocławski
Wrocław

Czy są potrzebne jednostki podstawowe?

Fundamental Units — Are They Necessary?

Abstract: The changing role of physical constants is sketched. The importance of universal constants is underlined. Some of them become conversion factors between different units. This occurs when some pairs of physical quantities become synthesized by a well established and commonly recognized physical law. In such a case the fundamental constant is put to be equal to (dimensionless) one and simultaneously the number of fundamental units is reduced by one. Therefore in the so-called natural system of units proposed by Planck no dimensional quantities would be present. A question is posed whether such fate of physics is desirable. Conversion formulae from simplified systems of units to the traditional one with three fundamental units are given.

1. Wstęp

Na pytanie, ile jest jednostek podstawowych, nie można dać odpowiedzi prawdziwej raz na zawsze. Zagadnienie to wiąże się bowiem ze znanymi prawami przyrody i ze stałymi uniwersalnymi. A to nie są sprawy znane do końca i ustalone po wsze czasy.

Warto ustalić, czym są owe stałe uniwersalne. Uczynię to za Lévy-*Leblondem* [1, 2] podając podział różnych stałych fizycznych na trzy typy według rosnącego stopnia ogólności:

A) *Własności konkretnych obiektów fizycznych* uważanych za podstawowe składniki materii, np. masy cząstek elementarnych, ich momenty magnetyczne, itp.

B) *Charakterystyki pewnych klas zjawisk* — dzisiaj są to w istocie stałe sprzężenia różnych oddziaływań: silnych, słabych, elektromagnetycznych i grawitacyjnych.

C) *Stałe uniwersalne*, czyli stałe wchodzące do powszechnych praw fizycznych, charakteryzujące najogólniejsze teorie, stosujące się w zasadzie do każdego zjawiska fizycznego. Typowym przykładem jest tu stała Plancka.

Przynależność jakiejś stałej do jednej z klas nie jest cechą niezmienną w czasie, lecz wynikiem aktualnego stanu wiedzy fizycznej. Dotyczy to najczęściej stałych typu A.

Na przykład, masy atomowe pierwiastków chemicznych należały do klasy A, dopóki atomy uważano za podstawowe składniki materii. Potem pokazano, że można je wyrazić przez masy nukleonów i elektronów oraz stałe sprzężenia elektromagnetycznego czy jądrowego i wtedy masy atomów wypadły z klasy A. Dziś na naszych oczach dzieje się to z masami i momentami magnetycznymi protonu i neutronu.

Występuje również przejście stałych z jednej klasy do drugiej, co zdarzyło się z ładunkiem elementarnym e . Kiedy pojawił się on w fizyce, dzięki odkryciu elektronu i zmierzeniu ładunku tej cząstki, był stałą typu A jako własność konkretnego obiektu elementarnego. Gdy sobie uświadomiono, że dowolny ładunek elektryczny dla wszystkich rodzajów cząstek jest całkowitą wielokrotnością e , ta stała zaczęła charakteryzować całą klasę zjawisk elektromagnetycznych. Dziś pełni ona rolę stałej sprzężenia pola elektromagnetycznego z obiektami naładowanymi, jest więc stałą typu B. To może się jednak zmienić w przyszłości. Gdy jedna spójna teoria opisze wszystkie oddziaływania (dziś mamy już oddziaływania elektroślabe), stała e może być usunięta na rzecz innej, bardziej fundamentalnej stałej.

2. Stała uniwersalna a synteza pojęć fizycznych

Nas oczywiście będą interesować stałe typu C, czyli stałe uniwersalne. Stała Plancka h nie od razu miała taki status. Sam Planck, gdy ją wprowadzał, nie uważał jej za uniwersalną. Traktował ją jedynie jako przejaw złożonego oddziaływania materii z promieniowaniem elektromagnetycznym i spodziewał się możliwości jej wyrażenia przez inne wielkości. Podobny punkt widzenia przyjmują dzisiaj ci, którzy uważają mechanikę kwantową za teorię niepełną i spodziewają się jej zastąpienia przez jakąś głębszą teorię.

My jednak w tym artykule będziemy trzymać się powszechnego poglądu, iż teoria kwantowa jest obecnie najogólniejszą strukturą teoretyczną stosującą się do każdego zjawiska fizycznego. Przyjmijmy również, że „właściwą” stałą Plancka jest nie h , lecz $\hbar = h/2\pi$, która występuje w równaniu Schrödingera, związkach komutacyjnych i zasadzie nieoznaczoności Heisenberga. Stała h wprowadza zbędne potęgi 2π do różnych wzorów.

Stała Plancka weszła do fizyki poprzez związek $\mathcal{E} = h\nu$; z czasem przyjął się inny jego zapis

$$\mathcal{E} = \hbar\omega .$$

Jest to podstawowe prawo mechaniki kwantowej, a na mocy tego, co wyżej powiedziano, również fizyki. Na początku, gdy dużo rozprawiano o dualizmie korpuskularno-falowym i zasadzie komplementarności, mówiono, że wiąże ono cechę korpuskularną — energię kwantu z cechą falową — pulsacją (częstością kołową) odpowiedniego obiektu. Dziś mówimy, że energia i pulsacja są dwiema stronami pewnego ogólniejszego pojęcia objawiającymi się w różnych okolicznościach. Stała Plancka łączy owe dwie strony — jest więc swoistym *syntezatorem pojęć* — jednoczy dwa, kiedyś nie związane, pojęcia fizyczne w jedno o rozszerzonym zakresie.

Ale dzieje się to nie tylko z tą jedną parą pojęć, bo mamy jeszcze inny wzór

$$p = \hbar k ,$$

wiążący pęd p kwantu z wektorem falowym k odpowiedniej fali. Szczególnym przypadkiem tego związku jest wzór na tzw. komptonowską długość fali cząstki o masie m

$$\lambda = \frac{h}{mc}.$$

Na tych przykładach widzimy, że jedna stała uniwersalna może być syntezatorem kilku par pojęć.

Następną stałą uniwersalną jest dzisiaj prędkość światła w próżni c . Początkowo — jak wskazuje jej nazwa — była ona stałą typu A , jako własność konkretnego obiektu fizycznego — światła, i to początkowo tylko widzialnego. Po Maxwellu c objawiła się jako prędkość fal elektromagnetycznych w ogóle, ale nie tylko, gdyż występowała jeszcze np. we wzorze na gęstość energii pola elektromagnetycznego

$$w = \frac{\epsilon_0}{2} (E^2 + c^2 B^2).$$

Z tego punktu widzenia nazywanie c prędkością światła jest zbytnim zawężeniem, nawet w elektrodynamice klasycznej. Zresztą można ją zmierzyć metodami samej elektrostatyki i magnetostatyki jako $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$. W każdym razie na tym etapie c mogło być stałą typu B charakteryzującą ogólnie zjawiska elektromagnetyczne.

Po stworzeniu szczególnej teorii względności, a potem po udanym jej zastosowaniu do teorii cząstek elementarnych okazało się, że c jest nie tylko prędkością fal elektromagnetycznych czy fotonów, lecz również innych cząstek bezmasowych, a w ogóle jest prędkością graniczną wszelkich obiektów, które mogą przenosić energię, i to w dodatku prędkością niezmienną względem przekształceń Lorentza. W ten sposób c przyjęła status stałej uniwersalnej, czyli typu C , związanej ze strukturą czasoprzestrzeni. Najwyraźniej przejawia się to w wyrażeniu na niezmienniczy kwadrat długości przedziału czasoprzestrzennego

$$(\Delta s)^2 = (\Delta t)^2 - c^2 (\Delta r)^2,$$

gdzie c daje syntezę uprzednio nie związanych pojęć: przedziałów czasowych i przestrzennych w jedno ogólniejsze pojęcie. Tak więc stała c pełni tu rolę syntezatora pojęć. Inna para pojęć syntezowanych przez tę stałą, to masa i energia w najslynniejszym wzorze naszego stulecia

$$\mathcal{E} = mc^2.$$

Następna wielkość klasy C to stała Boltzmanna k występująca w prawie ekwipartycji energii, które dla cząstek o trzech stopniach swobody ma postać

$$\mathcal{E} = \frac{3}{2} kT.$$

Ta stała daje syntezę dwóch pojęć: temperatury bezwzględnej i średniej energii kinetycznej cząstek gazu. Inna para pojęć syntezowanych przez tę stałą to entropia S i informacja W :

$$S = kW,$$

gdzie W , wielkość niemianowana, liczona jest w mechanice statystycznej poprzez prawdopodobieństwo stanów. Z tego wzoru widać, że k ma wymiar entropii.

W teorii grawitacji również występuje pewna stała uniwersalna — stała grawitacji G , która pojawiła się po raz pierwszy w prawie powszechnego ciężenia podanym przez Newtona

$$F = G \frac{mM}{r^2}.$$

W czasach Newtona prawo powszechnego ciężenia, jak wskazuje sama nazwa, odnosiło się do wszystkich oddziaływań: od przylegania cząsteczek na poziomie mikroskopowym do przyciągania ciał niebieskich. Wtedy wiedzano tylko o jednym typie sił, ich symbolem było G , co rzeczywiście nadało G status stałej uniwersalnej. Aby odnaleźć jej ówczesną hipotetyczną rolę syntezatora pojęć, zapiszmy prawo powszechnego ciężenia w postaci podobnej do prawa Coulomba

$$F = \frac{qQ}{r^2},$$

gdzie q i Q odpowiadają hipotetycznym „ładunkom grawitacyjnym”, czyli masie grawitacyjnej wyrażonej w innych jednostkach. Jeśli ów ładunek grawitacyjny ma być proporcjonalny do masy grawitacyjnej, czyli

$$q = \Gamma m, \quad Q = \Gamma M,$$

to widzimy, że $\Gamma^2 = G$, czyli stała \sqrt{G} daje syntezę ładunku grawitacyjnego i masy grawitacyjnej w jedno pojęcie.

W XIX wieku pojawiły się i ugruntowały oddziaływania elektromagnetyczne, a dziś mówimy o jeszcze dwóch oddziaływaniach jądrowych: silnym i słabym. Jeśli grawitacja ma być jednym z czterech podstawowych oddziaływań, to stała G byłaby typu B . Ale jeśli przyjąć stanowisko Einsteina z ogólnej teorii względności, iż grawitacja jest cechą czasoprzestrzeni, przejawem jej geometrii, to zajmuje ona status nadrzędny stwarzając miejsce dla wszystkich innych oddziaływań i wtedy G byłaby stałą typu C . Trzeba przyznać, że te dwa podejścia do grawitacji ciągle jeszcze współzawodniczą ze sobą.

Przyjąwszy jednak stanowisko Einsteina warto zapytać, jakie pojęcia łączy stała G w ogólnej teorii względności. Otóż w równaniu Einsteina

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = -8\pi \frac{G}{c^4} T_{\mu\nu}$$

po lewej stronie mamy tzw. tensor Einsteina $R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R$, a po prawej tensor energii pędu $T_{\mu\nu}$. Z grubsza biorąc stała G daje w tym równaniu syntezę geometrii z materią.

Jeszcze inna zależność, w której ta stała występuje, to wzór na promień grawitacyjny albo promień Schwarzschilda r_g wokół masy punktowej M

$$r_g = \frac{2G}{c^2} M.$$

3. Stała uniwersalna a współczynnik zamiany jednostek

Z dotychczasowych rozważań widzimy, że prawie każda ogólna teoria ma swoją stałą uniwersalną. Niektóre stałe uniwersalne ze starszych teorii wiodą dziś żywot ukryty. Tak jest ze stałą $A = 0,24 \text{ cal/J}$ — cieplnym równoważnikiem pracy mechanicznej, niegdyś bardzo ważnym dla termodynamiki. Jako „syntezator” pojęć, stała ta mówi, że ciepło i praca są różnymi sposobami przekazywania energii, czyli czyni ciepło i pracę różnymi aspektami ogólniejszego pojęcia. Po długim czasie, gdy fizycy oswoili się z ową syntezą, ta stała uniwersalna stała się jedynie współczynnikiem zamiany jednostek, bo oznacza ona, że z jednego dżula można otrzymać 0,24 kalorii ciepła. Albo inaczej

$$\Delta Q \text{ [w kaloriach]} = 0,24L \text{ [w dżulach]}.$$

A ta równość oznacza po prostu, że kaloria jest jedynie większą jednostką energii niż dżul, czyli dokładniej: $1 \text{ J} = 0,24 \text{ cal}$. To samo otrzymuje się z przyrównania stałej A do niemianowanej jedynki

$$A = 0,24 \frac{\text{cal}}{\text{J}} = 1,$$

co pociąga za sobą

$$1 \text{ J} = 0,24 \text{ cal} \quad \text{lub} \quad 1 \text{ cal} = 4,18 \text{ J}.$$

W tym miejscu widzimy już, jaki może być los omawianych stałych. Otóż każda z wymienionych stałych po jakimś dłuższym lub krótszym czasie, gdy prawo fizyczne zawierające tę stałą ugruntuje się powszechnie wśród fizyków, może stać się jedynie współczynnikiem zamiany jednostek, co objawi się przez przyrównanie jej do bezwymiarowej jedynki. Po każdym takim przyrównaniu odpadnie jakaś jedna jednostka ze zbioru podstawowych.

Na naszych oczach dzieje się to ze stałą Boltzmanna k . Jeśli ją przyrównamy do jedynki

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1} = 1,$$

to otrzymamy

$$1 \text{ K} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J}$$

i od tego czasu można temperaturę bezwzględną mierzyć w jednostkach energii. Już dzisiaj czynią to specjaliści z zakresu fizyki cząstek elementarnych, gdy opisują wczesne stadia Wszechświata, czy specjaliści z zakresu zderzeń atomowych, gdy porównują energie zderzeń cieplnych z energiami jonizacji. Taka umowa pociągnie za sobą jeszcze inne zmiany, np. ciepło właściwe będzie się mierzyć w odwrotnościach grama czy kilograma, a entropia stanie się wielkością niemianowaną.

Z tych dwóch przykładów widzimy, że w miarę upływu czasu, gdy kolejne pokolenia fizyków przyzwyczajają się do syntezy pojęć zapewnianej przez jakąś stałą uniwersalną, owa stała przeobraża się stopniowo we współczynnik zamiany jednostek. Po pewnym czasie objawia się to przyrównaniem tej stałej do jedynki i usunięciem jednej spośród jednostek podstawowych.

A jaka jest sytuacja w elektromagnetyzmie? Obecnie w użyciu są co najmniej dwa

układy jednostek: układ SI oraz elektrostatyczny CGS, czyli CGSE. W świetle opisanej tendencji rozwojowej układ SI jest mniej „postępowy”, zawiera bowiem dodatkową stałą uniwersalną: przenikalność magnetyczną próżni μ_0 i w związku z tym dodatkową jednostkę podstawową: amper¹. Stała μ_0 ma wartość

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{H}}{\text{m}}.$$

Już sam fakt wyrażania wartości tej stałej w postaci tak prostej podwielokrotności liczby π wskazuje, że jest ona wprowadzona cokolwiek sztucznie. (Teoretycy mówią: została „włożona ręką”.) Pojawia się więc pytanie: po co utrzymywać tę sytuację? Czy nie lepiej pozbyć się tej stałej, a wraz z nią i niezależnej jednostki elektromagnetycznej? Ja, jak każdy fizyk teoretyk, chętnie bym na to przystał, ale układy jednostek występują nie tylko w fizyce teoretycznej. Trzeba uwzględniać liczne zastosowania pojęć fizycznych w technice, a tam liczy się możliwość zapewnienia wzorców odpowiednich do uproszczonego układu jednostek. Dlatego musimy zostawić układ SI przedstawicielom techniki i nie narzucać im naszego prostszego pojęciowo, ale widocznie trudniejszego praktycznie układu.

Przedstawmy natomiast, jak wyglądałoby — rutynowe już w świetle poprzednich spostrzeżeń — usuwanie ampera. Otóż wyrażając henr przez jednostki podstawowe otrzymujemy

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{kg m}}{\text{A}^2 \text{s}^2}.$$

Teraz należałoby tę stałą przyrównać do jedynki. W tym miejscu musimy jednak zmienić dotychczasową rutynę. Musimy bowiem przyrównać tę stałą do 4π , w czym uwzględniamy tzw. racjonalizację układu, czyli usunięcie czynnika 4π z mianownika w prawie Coulomba. Mamy przeto

$$4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{kg m}}{\text{A}^2 \text{s}^2} = 4\pi.$$

W takim razie

$$\text{A}^2 = 10^{-7} \frac{\text{kg m}}{\text{s}^2} = 10^{-4} \frac{\text{g m}}{\text{s}^2},$$

skąd

$$\text{A} = 10^{-2} \frac{\text{g}^{\frac{1}{2}} \text{m}^{\frac{1}{2}}}{\text{s}} = \frac{1}{10} \frac{\text{g}^{\frac{1}{2}} \text{cm}^{\frac{1}{2}}}{\text{s}}.$$

W ten sposób otrzymujemy związek ampera z tzw. magnetostaticzną jednostką natężenia prądu.

¹ Przenikalność elektryczna próżni ϵ_0 nie jest stałą niezależną, bo jest związana z μ_0 wzorem $\epsilon_0 = 1/\mu_0 c^2$.

Gdybyśmy, zamiast μ_0 do 4π , przyrównali ε_0 do $1/4\pi$, otrzymalibyśmy podobnie inny związek

$$A = \frac{c}{10} \frac{\text{g}^{\frac{1}{2}} \text{cm}^{\frac{1}{2}}}{\text{s}} \cong 3 \cdot 10^9 \frac{\text{g}^{\frac{1}{2}} \text{cm}^{\frac{3}{2}}}{\text{s}^2}$$

wyrażający amper przez elektrostatyczną jednostkę natężenia prądu.

Na skutek tych uproszczeń w układzie CGSE jest kilka osobliwości, np. opór elektryczny mierzy się w odwrotnościach jednostek prędkości, a pojemność elektryczną w jednostkach długości.

Nie było dotychczas mowy o jednostkach fotometrycznych. Otóż przyjmę w tym artykule typową postawę teoretyka i założę, że wielkości takie jak światłość, promienność i wszystkie pochodne dadzą się wyrazić przez energię, wobec czego kandela nie jest jednostką podstawową.

Jeśli zgodzić się z wszystkimi przedstawionymi dotąd propozycjami przeobrażenia stałych uniwersalnych we współczynniki zamiany jednostek, to mamy sytuację, w której występują tylko trzy jednostki podstawowe, powiedzmy: metr, sekunda i gram. W ten sposób jednostki mechaniczne wystarczają jako jednostki podstawowe do tworzenia jednostek pochodnych dla całej fizyki.

4. Stałe archaiczne

Można jeszcze prowadzić rozważania na temat stałych, które mogłyby się były pojawić w fizyce w przeszłości, gdyby ktoś w swoim czasie przykładał do tego należyłą wagę. Wyobraźmy sobie np. związek między objętością wyrażoną w garncach, a objętością prostopadłościanów liczoną jako iloczyn trzech krawędzi mierzonych np. w stopach. Wtedy mogło powstać „prawo fizyki” albo twierdzenie geometrii mówiące, że objętość V sześcianu o krawędzi L wynosi $V = \alpha L^3$, gdzie α jest jakąś stałą uniwersalną. Następnie ktoś inny mógłby zmienić definicję jednostki objętości na objętość sześcianu o jednostkowej krawędzi i wówczas stała α znikłaby z nauki. Tego typu stałe Lévy–Leblond [1, 2] nazywa *archaicznymi*.

Chciałbym podać przykład stałej archaicznej wiążącej się z trzecią zasadą dynamiki Newtona. Sformułujmy ją tak: siła jest proporcjonalna do pochodnej pędu względem czasu². Siłę można mierzyć — i faktycznie mierzono — w jednostkach innych od pochodnej pędu, mianowicie w gramach—siły oznaczanych G . W ten sposób lewa strona równania Newtona jest wyrażona w G , prawa w gm/s^2 , więc potrzebny jest współczynnik β , który jest właśnie taką archaiczną stałą uniwersalną

$$F = \beta \frac{dp}{dt}.$$

² Pochodna pędu względem czasu z powodów dydaktycznych zasługuje nawet na osobną nazwę. Osobiście proponuję *rozpęd*, ale spotkałem też *zrywność* [3]. W angielskiej literaturze wystąpiła propozycja *dynamation* [4].

Wartość tego współczynnika powinna oczywiście wynosić

$$\beta = \frac{1}{9,81} \frac{\text{g m}}{\text{Gs}^2}.$$

Prawo Newtona było pierwszym, które nadało ścisły sens pojęciu siły, nie było osobnych metod wyznaczania sił, dlatego od razu przyjęto w nim $\beta = 1$ i w ten sposób określono jednostkę siły. Zresztą jest to przyczyną kłopotów w nauczaniu fizyki, gdyż uczniowie często uważają, że to równanie określa siłę. Wiemy, że ta równość jest raczej prawem przyrody, a nie wzorem określającym siłę; siła wyznaczona jest bowiem przez pola albo inne czynniki zewnętrzne wobec rozpędzanej cząstki, a nie przez jej kinematykę. Przyrównywanie wprost siły do pochodnej czasowej pędu oznacza więc wyrugowanie pewnej archaicznej stałej uniwersalnej.

Inny przykład takiej stałej można znaleźć w „przypowieści o dwóch geometrach”, którą zaczyna się książka Taylora i Wheelera [5]. Otóż bohaterowie tej przypowieści stosują różne miary do wyznaczania odległości w kierunkach północ-południe i w kierunkach wschód-zachód. To zmusza ich do wprowadzenia współczynnika dla porównywania swoich wyników.

5. Dalsze uproszczone układy jednostek

Przypomnijmy sytuację, do jakiej doszliśmy pod koniec § 3. Otóż pozostawiliśmy trzy jednostki podstawowe: metr, sekundę i gram, wystarczające do tworzenia jednostek pochodnych dla całej fizyki. Pozostały nam także trzy niezależne stałe uniwersalne: c , \hbar , G .

Można przypuszczać, że synteza pojęć, jakiej dostarczają te stałe, może z czasem na tyle ugruntować się w umysłach fizyków, że i te stałe będą służyć li tylko do zamiany jednostek. Zresztą w różnych działach fizyki teoretycznej autorzy już dzisiaj posługują się takimi uproszczonymi układami przyrównując to jedną, to dwie z tych stałych do jedynki wprowadzając w ten sposób różne układy jednostek, dla których proponuje następujące nazwy:

dla $c = 1$	układ <i>relatywistyczny</i> ,
dla $c = 1$, $\hbar = 1$	układ <i>relatywistyczno-kwantowy</i> ,
dla $c = 1$, $G = 1$	układ <i>relatywistyczno-grawitacyjny</i> .

Mamy więc już etap, w którym przynajmniej dla części fizyków owe stałe uniwersalne grają rolę współczynników zamiany jednostek.

5.1. Układ relatywistyczny

Wydaje się, że uznaniu prędkości światła za współczynnik zamiany jednostek są bliscy również metrologowie. Niedawno w *Postęпах Fizyki* mogliśmy przeczytać referat Pierre'a Giacomo [6] z Międzynarodowego Biura Miar i Wag ogłoszony w 1980 roku, a w nim takie zdania: „(...) dokładność, z jaką może być określona prędkość światła c , jest w każdym przypadku ograniczona przez dokładność pomiaru metra zgodnie z jego

aktualną definicją. To irytujące, że znajomość takiej podstawowej stałej może być ograniczona przez definicję, która istnieje 20 lat. Warto więc zastanowić się nad poprawą tej sytuacji". I dalej: „Metr przyszłości mógłby być oparty na prędkości fali świetlnej. Mógłby on równać się: a) odległości przebytej przez światło w czasie 1 s podzielonej przez $[c] = 299\,792\,458$ (...)” Dalsze wymienione przez Autora możliwości pominię.

Skoro w tej propozycji metr ma być określony przez własność światła i sekundę podzieloną przez pewną liczbę, to stąd już jeden krok, aby wprowadzić nową jednostkę długości, dla której owa liczba będzie równa 1 i nazwać ją też sekundą, choć będzie się odnosić do długości. Z tym, że owa „sekunda” będzie jednostką 299 792 458 razy większą od metra. To samo otrzyma się z równości

$$c = 299\,792\,458 \text{ ms}^{-1} = 1,$$

tzn.

$$1 \text{ s} = 299\,792\,458 \text{ m} \cong 3 \cdot 10^8 \text{ m}.$$

Są możliwe dwa relatywistyczne układy jednostek: albo z pozostawioną sekundą albo z metrem. Wybierzmy ten z sekundą. W takim układzie niektóre wielkości fizyczne będą mieć inny wymiar, niż ten, do którego przywykliśmy. Oto wykaz niektórych wielkości z nowym wymiarem fizycznym zobrazowanym poprzez jednostki (dla odróżnienia od wielkości tradycyjnych oznaczyłem je gwiazdką):

długość, czas, odstęp czasoprzestrzenny	$[l^*] = [t^*] = \text{s},$
prędkość	$[v^*] = \left[\frac{l^*}{t^*} \right] = 1,$
prędkość światła w próżni	$c^* = 1,$
przyspieszenie	$[a^*] = \left[\frac{v^*}{t^*} \right] = \frac{1}{\text{s}},$
masa	$[m^*] = [m] = \text{g},$
pęd	$[p^*] = [m^*v^*] = \text{g},$
moment pędu	$[K^*] = [p^*l^*] = \text{gs},$
siła	$[F^*] = \left[\frac{p^*}{t^*} \right] = \frac{\text{g}}{\text{s}},$
moment siły	$[M^*] = [F^*l^*] = \text{g},$
praca, energia, temperatura	$[T^*] = [\mathcal{E}^*] = [F^*l^*] = \text{g}.$

To że energię mierzy się w gramach, odpowiada wzorowi Einsteina $\mathcal{E} = mc^2$, który teraz przyjmuje postać $\mathcal{E}^* = m^*$. W tym układzie gram jest związany z dżulem przez równość $1 \text{ g} = 9 \cdot 10^{13} \text{ J}$.

ciepło właściwe	$[c_w^*] = \left[\frac{\mathcal{E}^*}{m^*T^*} \right] = \frac{1}{\text{g}},$
działanie	$[S^*] = [\mathcal{E}^*t^*] = \text{gs},$
stała Plancka	$\hbar^* = 1,17 \cdot 10^{-48} \text{ gs},$
ładunek elektryczny	$[q^*] = [l^*\sqrt{F^*}] = \text{s}^{1/2} \text{ g}^{1/2},$
natężenia pola elektr. i magn.	$[E^*] = [H^*] = \text{g}^{1/2} \text{ s}^{-3/2},$

napięcie elektryczne	$[U^*] = [E^*I^*] = g^{1/2} s^{-1/2},$
natężenie prądu elektr.	$[I^*] = \left[\frac{q^*}{t^*} \right] = g^{1/2} s^{-1/2},$
opór elektryczny	$[R^*] = \left[\frac{U^*}{I^*} \right] = 1,$
stała grawitacji	$G^* = 2,47 \cdot 10^{-39} \frac{s}{g}.$

Przejdźcie od układu konwencjonalnego do relatywistycznego jest proste: wystarczy w każdym wzorze, gdzie występuje prędkość światła c , wstawić 1, a każdym wyrażeniu na wartość jakiegokolwiek wielkości fizycznej metr zastąpić przez sekundę podzieloną przez $3 \cdot 10^8$. Natomiast przejście odwrotne wymaga zastanowienia, nie widać bowiem, którą sekundę należałoby wyrazić przez metr, a którą zostawić. Zresztą niektóre sekundy już się skróciły, jak to się stało dla przyspieszenia czy energii.

Przejdźcie odwrotne trzeba znaleźć dla każdej wielkości fizycznej z osobna przez dobranie odpowiedniej potęgi prędkości światła, która pomnożona przez uproszczoną wielkość da starą wielkość z jej pełnym wymiarem. Oto znalezione związki dla wielkości podanych w poprzednim wykazie:

$$t = t^*, \quad l = ct^*, \quad v = cv^*, \quad a = ca^*, \quad m = m^*, \quad p = cp^*, \quad K = c^2 K^*, \\ F = cF^*, \quad M = c^2 M^*, \quad \mathcal{E} = c^2 \mathcal{E}^*, \quad c_w = c_w^*, \quad S = c^2 S^*, \quad q = c^{3/2} q^*, \\ E = c^{-1/2} E^*, \quad U = c^{1/2} U^*, \quad I = c^{3/2} I^*, \quad R = c^{-1} R^*, \quad G = c^3 G^*.$$

Ze wzoru $v = cv^*$ widać, że prędkość v^* podawana jako wielkość niemianowana jest w istocie mierzona w ułamkach prędkości światła (w ułamkach, bo $v^* \leq 1$), podobnie opór elektryczny, choć na pozór niemianowany, w gruncie rzeczy mierzony jest w jednostkach c^{-1} .

Ile jest więc jednostek podstawowych w relatywistycznym układzie jednostek? Z podanego wykazu widać, że tylko dwie: gram i sekunda. I tak piszą niemal wszyscy autorzy stosujący ten układ. Ale w istocie tak nie jest, bo istnieje jeszcze trzecia, ukryta jednostka, nie podawana we wzorach, mianowicie prędkość światła.

Trzeba zaznaczyć, że wykaz wymiarów fizycznych będzie inny, jeśli zamiast sekundy zostawić w tym układzie metr. Wtedy przykładowo $[I^*] = [t^*] = m$, $[v^*] = 1$, $[a^*] = m^{-1}$, a wzory przejścia odwrotnego dla tych wielkości przyjmą postać $t = c^{-1} t^*$, $l = l^*$, $v = cv^*$, $a = c^2 a^*$.

5.2. Układ relatywistyczno-kwantowy

✪ Jest to ulubiony układ fizyków zajmujących się relatywistyczną kwantową teorią pola. W tym przypadku do poprzedniego warunku $c = 1$ dodaje się nowy:

$$\hbar^* = 1,17 \cdot 10^{-48} \text{ g s} = 1.$$

To oznacza powiązanie jednostki pulsacji z jednostką energii

$$\frac{1}{s} = 1,17 \cdot 10^{-48} \text{ g},$$

albo równoważnie, jednostki wektora falowego z jednostką pędu. Wielkości fizyczne w tym układzie oznaczam gwiazdką i wężykiem. Oczywiście teraz wzory de Broglie'a przyjmują postać

$$\tilde{\mathcal{E}}^* = \tilde{\omega}^*, \quad \tilde{p}^* = \tilde{k}^*,$$

a wzór na komptonowską długość fali

$$\tilde{\lambda}^* = \frac{1}{\tilde{m}^*}.$$

Teraz jeszcze pozostają trzy możliwości dla układu relatywistyczno-kwantowego, zależnie od tego, czy zostawimy gram, sekundę czy metr. Wybierzmy układ z pozostawionym gramem. Oto stosowny wykaz wymiarów fizycznych:

$$\begin{aligned} [l^*] = [\tilde{l}^*] = \frac{1}{g}, \quad [\tilde{v}^*] = 1, \quad [\tilde{a}^*] = g, \quad [\tilde{m}^*] = g, \quad [\tilde{p}^*] = [\tilde{\mathcal{E}}^*] = g, \\ [\tilde{K}^*] = 1, \quad [\tilde{F}^*] = g^2, \quad [\tilde{M}^*] = g, \quad [\tilde{S}^*] = 1, \quad [\tilde{q}^*] = 1, \quad [\tilde{E}^*] = [\tilde{H}^*] = g^2, \\ [\tilde{U}^*] = [\tilde{I}^*] = g, \quad [\tilde{R}^*] = 1, \quad \tilde{G}^* = 2,11 \cdot 10^9 g^{-2}. \end{aligned}$$

To, że moment pędu i działanie są niemianowane, wiąże się z tym, że dla nich jednostką naturalną jest \hbar , które tutaj jest bezwymiarowe. Ładunek też ma tu być wielkością niemianowaną, bo przecież stała struktury subtelnej $e^2/\hbar c = \alpha = 1/137$ jest wielkością niemianowaną. Ładunek jednostkowy odpowiada w tym układzie $\sqrt{137}$ ładunków elektronu. Jednostką napięcia jest energia 1 g dzielona przez $\sqrt{137}$ ładunków elektronu, czyli

$$1[\tilde{U}^*] = \frac{gc^2}{\sqrt{137} e} = \sqrt{a} \frac{gc^2}{e}$$

Jednostką natężenia prądu jest prąd złożony z łańcucha ładunków o wartości $\sqrt{137}$ ładunków elektronu odległych od siebie o jednostkę długości g^{-1} biegnących z prędkością światła.

Oto wzory przejścia odwrotnego do relatywistycznego układu jednostek:

$$l^* = \hbar^* \tilde{l}^*, \quad t^* = \hbar^* \tilde{t}^*, \quad v^* = \tilde{v}^*, \quad a^* = \frac{1}{\hbar^*} \tilde{a}^*, \quad m^* = \tilde{m}^*, \quad p^* = \tilde{p}^*,$$

$$\mathcal{E}^* = c^2 \tilde{\mathcal{E}}^*, \quad K^* = \hbar^* \tilde{K}^*, \quad F^* = \frac{1}{\hbar^*} \tilde{F}^*, \quad M^* = \tilde{M}^*, \quad S^* = \hbar^* \tilde{S}^*,$$

$$q^* = \hbar^{*1/2} \tilde{q}^*, \quad E^* = \hbar^{*-3/2} \tilde{E}^*, \quad U^* = \hbar^{*-1/2} \tilde{U}^*, \quad I^* = \hbar^{*-1/2} \tilde{I}^*,$$

$$R^* = \tilde{R}^*, \quad G^* = \hbar^* \tilde{G}^*,$$

oraz do tradycyjnego układu jednostek:

$$t = \frac{\hbar}{c^2} \tilde{t}^*, \quad l = \frac{\hbar}{c} \tilde{l}^*, \quad v = c \tilde{v}^*, \quad a = \frac{c^3}{\hbar} \tilde{a}^*, \quad m = \tilde{m}^*, \quad p = c \tilde{p}^*,$$

$$\mathcal{E} = c^2 \tilde{\mathcal{E}}^*, \quad K = \hbar \tilde{K}^*, \quad F = \frac{c^3}{\hbar} \tilde{F}^*, \quad M = c^2 \tilde{M}^*, \quad S = \hbar \tilde{S}^*, \quad q = c^{1/2} \hbar^{1/2} \tilde{q}^*,$$

$$E = c^{5/2} \hbar^{-3/2} \tilde{E}^*, \quad U = c^{3/2} \hbar^{-1/2} \tilde{U}^*, \quad I = c^{5/2} \hbar^{-1/2} \tilde{I}^*, \quad R = c^{-1} \tilde{R}^*,$$

$$G = c \hbar \tilde{G}^*.$$

Z wzorów tych widać, że działanie i moment pędu, na pozór wielkości niemianowane, mierzy się w jednostkach \hbar , zaś ładunek elektryczny — w $\sqrt{c\hbar}$. Wobec tego, mimo że w wykazie wymiarów fizycznych figuruje tylko jedna jednostka podstawowa: gram, tak naprawdę są w nim jeszcze dwie ukryte jednostki: prędkość światła i stała Plancka.

Oczywiście wzory przejść odwrotnych będą inne od podanych, jeśli zamiast grama zestawimy sekundę albo metr.

5.3. Układ relatywistyczno-grawitacyjny

Jest to układ nagminnie stosowany w ogólnej teorii względności. Dla jego otrzymania trzeba do $c = 1$ dodać nowy warunek:

$$G^* = 2,47 \cdot 10^{-39} \frac{\text{s}}{\text{g}} = 1,$$

który oznacza powiązanie jednostki masy z jednostką długości:

$$1 \text{ g} = 2,47 \cdot 10^{-39} \text{ s}.$$

Wielkości fizyczne w tym układzie będą oznaczać krzyżykiem i gwiazdką. Teraz równanie Einsteina (zwięźone) przyjmie postać

$$R^{*+} = 8\pi T^{*+},$$

a wyrażenie na promień Schwarzschilda

$$r^{*+} = 2M^{*+}.$$

Ten ostatni wzór wyraźnie potwierdza równoważność masy i odległości.

Z trzech możliwych układów relatywistyczno-grawitacyjnych wybierzmy ten z pozostawionym gramem. Otrzymamy dla niego taki wykaz wymiarów poszczególnych wielkości fizycznych

$$\begin{aligned} [l^{*+}] &= [t^{*+}] = \text{g}, & [v^{*+}] &= 1, & [a^{*+}] &= \text{g}^{-1}, & [m^{*+}] &= \text{g}, \\ [p^{*+}] &= [\mathcal{E}^{*+}] = \text{g}, & [K^{*+}] &= \text{g}^2, & [F^{*+}] &= 1, & [M^{*+}] &= \text{g}, & [S^{*+}] &= \text{g}^2, \\ [q^{*+}] &= \text{g}, & [E^{*+}] &= \text{g}^{-1}, & [U^{*+}] &= [I^{*+}] = 1, & [R^{*+}] &= 1, \\ \hbar^{*+} &= 4,74 \cdot 10^{-10} \text{ g}^2. \end{aligned}$$

To, że ładunek elektryczny mierzy się w gramach, odpowiada utożsamieniu masy grawitacyjnej z ładunkiem grawitacyjnym, o którym była mowa w § 2.

Przejście odwrotne do układu relatywistycznego jest dane przez wzory

$$\begin{aligned} l^* &= G^* l^{*+}, & t^* &= G^* t^{*+}, & v^* &= v^{*+}, & a^* &= G^{*-1} a^{*+}, & m^* &= m^{*+}, \\ p^* &= p^{*+}, & \mathcal{E}^* &= \mathcal{E}^{*+}, & K^* &= G^* K^{*+}, & F^* &= G^{*-1} F^{*+}, & M^* &= M^{*+}, \\ S^* &= G^* S^{*+}, & q^* &= G^{*1/2} q^{*+}, & E^* &= G^{*-3/2} E^{*+}, & U^* &= G^{*-1/2} U^{*+}, \\ I^* &= G^{*-1/2} I^{*+}, & R^* &= R^{*+}, & \hbar^* &= G^* \hbar^{*+}, \end{aligned}$$

a do układu tradycyjnego przez wzory

$$l = \frac{G}{c^2} l^{*+}, \quad t = \frac{G}{c^3} t^{*+}, \quad v = cv^{*+}, \quad a = c^4 G^{-1} a^{*+}, \quad m = m^{*+},$$

$$\begin{aligned}
 p &= cp^{*+}, & \mathcal{E} &= c^2 \mathcal{E}^{*+}, & K &= \frac{G}{c} K^{*+}, & F &= c^4 G^{-1} F^{*+}, & M &= c^2 M^{*+}, \\
 S &= \frac{G}{c} S^{*+}, & q &= G^{1/2} q^{*+}, & E &= c^4 G^{-3/2} E^{*+}, & U &= c^2 G^{-1/2} U^{*+}, \\
 I &= c^3 G^{-1/2} I^{*+}, & R &= c^{-1} R^{*+}, & \hbar &= \frac{G}{c} \hbar^{*+}.
 \end{aligned}$$

Z podanych wzorów widać, że siłę, na pozór niemianowaną, mierzy się w jednostkach $c^4 G^{-1}$, napięcie elektryczne w $c^2 G^{-1/2}$, natężenie prądu w $c^3 G^{-1/2}$. Wobec tego w tym układzie jednostek oprócz występującego w wykazie grama ukryte są jeszcze dwie jednostki: prędkość światła i stała grawitacji.

Dodajmy jeszcze, że wykaz wymiarów fizycznych i wzory przejść odwrotnych zmieniają swoją postać, jeśli zamiast grama zostawić w tym układzie metr albo sekundę.

W tym i wszystkich innych dotychczasowych uproszczonych układach jednostek stwierdziliśmy, że ilekroć jakaś wielkość fizyczna stawała się niemianowana, to oznaczało, że w gruncie rzeczy była ona mierzona w pewnych jednostkach utworzonych ze stałych uniwersalnych.

5.4. Układ naturalny

Istnieje jeszcze jedna, najbardziej śmiała możliwość — przyrównać wszystkie trzy stałe uniwersalne do jedynki: $c = \hbar = G = 1$. Układ taki zaproponował Max Planck [7] nazywając go *naturalnym*. W układzie tym nie ma (na pozór) żadnej jednostki podstawowej, a wszystkie wielkości fizyczne stają się niemianowane. Trzeba przyznać, że Planck nie mówił nic o mianach wielkości fizycznych, ale wniosek o braku mian wielkości fizycznych nasuwa się sam, jeśli nasze trzy stałe uniwersalne przyrównywane są do jedynki niemianowanej. Jest to sytuacja upragniona przez matematyków, którzy w swoich pracach nie posługują się jakimikolwiek jednostkami.

Oczywiście rozumiemy z poprzednich rozważań, że w układzie tym istnieją pewne jednostki, choć się ich jawnie nie pisze. Są to: c , \hbar , G . W tym miejscu widać nieodpowiedniość dotychczasowego nazewnictwa. Otóż jednostki takie jak gram, metr czy sekunda nie powinny się nazywać podstawowymi, bo np. w rozważanym przedtem układzie relatywistycznym gram i sekunda są mniej podstawowe od prędkości światła. Żeby być konkretnym, proponuję dla nich nazwę: jednostki *ustalane umownie*, choć nie uważam tej propozycji za ostateczną. Otóż planckowski układ naturalny nie ma żadnej jednostki ustalonej umownie, ale ma trzy jednostki podstawowe, którymi są stałe uniwersalne.

Do naturalnego układu jednostek możemy dojść na dwa sposoby: od układu relatywistyczno-kwantowego kładąc $\tilde{G}^* = 1$, lub od relatywistyczno-grawitacyjnego kładąc $\hbar^{*+} = 1$. W pierwszym wypadku dostajemy

$$\tilde{G}^* = 2,11 \cdot 10^9 \text{ g}^{-2} = 1,$$

a stąd

$$g = \sqrt{2,11 \cdot 10^9} \cong 4,6 \cdot 10^4.$$

Natomiast w drugim otrzymujemy

$$\hbar^{*+} = 4,74 \cdot 10^{-10} \text{ g}^2 = 1,$$

czyli

$$1 \text{ g} = \sqrt{\frac{10^{10}}{4,74}} \cong 4,6 \cdot 10^4.$$

Obydwoma sposobami dostaliśmy ten sam wynik. Wykorzystując podane wcześniej związki sekundy z gramem i metra z sekundą dojdziemy do następujących wzorów:

$$1 \text{ s} = 1,86 \cdot 10^{43}, \quad 1 \text{ m} = 6,2 \cdot 10^{34}.$$

Ale co oznacza np. równość $g = 4,6 \cdot 10^4$? Otóż oznacza ona, że gram jest taką właśnie wielokrotnością niemianowanej jednostki masy z układu naturalnego. A z poprzednich rozważań domyślamy się już, że jednostki wszystkich wielkości fizycznych są w gruncie rzeczy zbudowane ze stałych uniwersalnych c , \hbar , G .

Zobaczymy to najwyraźniej podając odwrotne przejście od układu naturalnego do tradycyjnego o trzech jednostkach umownych

$$l = \left(\frac{G\hbar}{c^3}\right)^{1/2} \tilde{l}^{*+}, \quad t = \left(\frac{G\hbar}{c^5}\right)^{1/2} \tilde{t}^{*+}, \quad m = \left(\frac{\hbar c}{G}\right)^{1/2} \tilde{m}^{*+}.$$

Te trzy wzory już wystarczą, bo wiemy, że jednostki wszystkich innych wielkości fizycznych dadzą się zdefiniować przez jednostki czasu, odległości i masy. Współczynniki stojące w powyższych wzorach noszą odpowiednie nazwy:

$$\left(\frac{G\hbar}{c^3}\right)^{1/2} = 1,61 \cdot 10^{-35} \text{ m} \text{ — odległość planckowska,}$$

$$\left(\frac{G\hbar}{c^5}\right)^{1/2} = 5,39 \cdot 10^{-44} \text{ s} \text{ — czas planckowski,}$$

$$\left(\frac{\hbar c}{G}\right)^{1/2} = 2,18 \cdot 10^{-5} \text{ g} \text{ — masa planckowska.}$$

Układem tym teoretycy jeszcze się nie posługują. Teoria, w której można by stosować naturalny układ jednostek powinna być syntezą trzech następujących: mechaniki kwantowej, teorii względności i teorii grawitacji, czyli powinna to być kwantowa teoria grawitacji. Takiej uznanej teorii jeszcze nie ma, więc musimy jeszcze poczekać na stosowanie tego układu.

Odległość planckowska jest bardzo mała i żadne doświadczenia nie pozwalają jeszcze penetrować takich małych odstępów. Podobnie jest z czasem planckowskim. Możemy się spodziewać, że na odległościach i w przedziałach czasowych mniejszych od planckowskich nie będziemy mogli posługiwać się dotychczasową ogólną teorią względności. Natomiast masa planckowska jest stosunkowo duża — jest ona większa $1,3 \cdot 10^{19}$ razy od masy protonu. Zapewne, gdy natrafimy na cząstkę kwantową o masie większej od planckowskiej, nie wystarczy nam dotychczasowa teoria cząstek elementarnych.

Wielkości fizyczne, z jakimi mamy najczęściej do czynienia, wyrażałyby się w liczbach

bardzo dużych albo bardzo małych, gdyby je podawać w układzie planckowskim. W literaturze fizycznej pojawił się już artykuł [8], w którym autor rozważał ulepszenie zapisów takich liczb, np. 3N3 zamiast $3 \cdot 10^{-3}$ lub 2,5 P 70 zamiast $2,5 \cdot 10^{70}$. Według wyliczeń tego autora przykładowo gęstość wody wynosiłaby 2 P 98, a opór właściwy miedzi 1,6 N 24.

6. Zakończenie

Po głębszym zastanowieniu nad przedstawionym rozumowaniem pojawia się pewna refleksja. Przejście od statusu stałej uniwersalnej do współczynnika zamiany jednostek opisane na przykładzie cieplnego równoważnika pracy mechanicznej jest dosyć naturalne i oczywiste. Łatwo bowiem zgodzić się, że cieplny równoważnik pracy jest jedyneką, a energia i ciepło są różnymi przejawami tej samej wielkości fizycznej. Może jeszcze łatwo jest przystać na uznanie tożsamości temperatury i energii.

Jednakże w dalszych przykładach jest z tym coraz gorzej. O ile w elektromagnetyzmie możemy jeszcze zgodzić się na przyrównywanie przenikalności elektrycznej czy magnetycznej do jedynki lub 4π , to już uznanie, że pojemność elektryczna jest tym samym co długość, albo odwrotność oporu elektrycznego tym samym co prędkość, przychodzi nam trudniej. Podobne zahamowania mamy przed przyjęciem, że czas jest innym przejawem odległości (co otrzymujemy po przyjęciu $c = 1$) albo energia innym przejawem częstości (po przyjęciu $\hbar = 1$). Jeszcze trudniej przychodzi uznanie, że masa jest w gruncie rzeczy tym samym co długość (po podstawieniu $c = 1$ i $G = 1$).

Ponadto w całym tym procesie zastraszająco maleje liczba jednostek podstawowych, aby wreszcie na końcu w układzie naturalnym spaść do zera. Trzeba otwarcie postawić pytanie, czy fizyka może się obejść bez jednostek podstawowych?

Wybierając coraz więcej stałych niemianowanych musimy stopniowo rezygnować z tak pożytecznego narzędzia, jakim jest analiza wymiarowa. Z analizy takiej jest przecież tym mniej pożytku, im mniej jest niezależnych wymiarów fizycznych. A już zupełnie jej nie będzie, gdy przyjmiemy planckowski układ naturalny, w którym cała fizyka staje się niemianowana.

Wydaje mi się, że rozumowanie opierające się na pełnej analogii między stałą A czy k i pozostałymi stałymi c , \hbar , G jest błędne. Może przyrównywanie np. stałej c do jedynki nie oznacza wcale jedynki niemianowanej?

Należałoby tu zdać sobie sprawę, że w przeszłości były już próby wprowadzania „naturalnych” jednostek. Było tak np. w czasach Wielkiej Rewolucji Francuskiej, gdy jednostkę objętości — litr dobrano do jednostki masy — kilograma tak, aby pewna stała — gęstość wody była równa jedyńce. Przy tym ta umowa nie prowadziła do tego, że gęstość stawała się niemianowana. Pozostawiono litr i kilogram jako niezależne jednostki fizyczne, więc gęstość wody wynosiła 1 kg/l. Nawiasem mówiąc metr też miał być jednostką „naturalną” jako 1/10000 część ćwiartki południka ziemskiego, ale to nie jest istotne dla naszych obecnych rozważań, bo nie wiąże się z przyrównaniem jakiegokolwiek stałej fizycznej do jedynki.

Wydaje się zatem, że występująca obecnie w fizyce teoretycznej praktyka przyrównywania tych czy innych stałych uniwersalnych do jedynki wymaga głębokiego zasta-

nowienia. Chodzi przede wszystkim o to, do czego takie postępowanie właściwie prowadzi. Cieszyłbym się, gdyby mój artykuł wywołał jakąś refleksję na ten temat. Mam poza tym nadzieję, że jakimś pożytkiem z niego mogą być wzory podane w § 5 pozwalające przynajmniej wrócić od układów uproszczonych do układu z trzema niezależnymi wymiarami fizycznymi. Podobne wzory, ale w węższym zakresie możliwych przejść, można znaleźć w artykule [9].

A na pytanie postawione w tytule odpowiedziałbym w ten sposób: jednostki podstawowe są potrzebne, choć nie muszą to być jednostki ustalane umownie -- mogą to być np. uniwersalne stałe przyrody.

Literatura

- [1] J. M. Lévy-Leblond, *Riv. Nuovo Cimento* **7**, 187 (1977).
- [2] J. M. Lévy-Leblond, *Problems in the Foundations of Physics. Proc. Int. School of Phys. Enrico Fermi. Course 72*, North Holland 1979, str. 237-263.
- [3] S. Jakubowicz, *Materiały Jesiennej Szkoły „Problemy Dydaktyki Fizyki”*. Karpacz 1977, IKNiBO, Wrocław 1978, str. 37.
- [4] D. F. Holcomb, R. M. Cotts, *Am. J. Phys.* **31**, 26 (1963).
- [5] E. F. Taylor, J. A. Wheeler, *Fizyka czasoprzestrzeni*, PWN, Warszawa 1972.
- [6] P. Giacomo, *Postępy Fizyki* **33**, 367 (1982).
- [7] M. Planck, *Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung*, Verlag J. A. Barth, Leipzig 1906, str. 163-165.
- [8] D. F. Bartlett, *Am. J. Phys.* **42**, 148 (1974).
- [9] E. S. Weibel, *Am. J. Phys.* **36**, 1130 (1968).

WSPOMNIENIA — ROCZNICE

Daniel Curie

Laboratoire de Luminescence
 Université Pierre et Marie Curie
 Paris, Francja

Sonia Lehrer

Centre de Ressources Historiques
 Ecole Supérieure de Physique et de Chimie
 Industrielles de la Ville de Paris
 Paris, Francja

Maria i Piotr Curie**Marie and Pierre Curie**

Abstract: Life and scientific activities of Marie and Pierre Curie are described.

W ubiegłym roku (1984) minęła 50. rocznica śmierci Marii Skłodowskiej-Curie. Uczczona ona została specjalnym Sympozjum w Lublinie (por. Sprawozdanie J. Pomorskiego *PF* 36, 178 (1985)). Chcieliśmy, by także w *Postęпах Fizyki* znalazł się artykuł przypominający tę postać, a przedstawiający jednocześnie jakieś nowe spojrzenie czy może nawet jakieś nowe szczegóły z jej życia i życia osób jej najbliższych.

Ucieszyliśmy się zatem, gdy napisania takiego artykułu podjęli się prof. Daniel Curie oraz pani Sonia Lehrer z Paryża, osoby bardzo zaangażowane w sprawy Marii i Piotra Curie. Profesor Daniel Curie, ur. w 1927 r. w Paryżu, profesor fizyki w Uniwersytecie Piotra i Marii Curie, jest synem Maurice'a Curie, założyciela Laboratorium Luminescencji na Wydziale Nauk Ścisłych i wnukiem Jacquesa — brata Piotra Curie. Jest wybitnym specjalistą w dziedzinie luminescencji kryształów i autorem m. in. książek: *Questions actuelles en luminescence cristalline*, napisanej wspólnie z Maurice'em Curie i wydanej w r. 1955; *Luminescence in Crystals*, wydanej w r. 1963 i przełożonej następnie na polski przez Apolonię Wrzesińską (*Luminescencja fosforów krystalicznych*, PWN 1965); *Champ cristallin et luminescence* (1968). Jest członkiem Rady Redakcyjnej *Journal of Luminescence*.

Pani Sonia Lehrer, ur. 1922 r. w Białymstoku, rozwijała we Francji działalność pedagogiczną, potem poświęciła się badaniom historycznym i tworzeniu pomocy dydaktycznych. Jest autorką wędrowną wystawę poświęconą Piotrowi i Marii Curie. Od 1980 r. pracuje w Centrum Źródeł Historycznych przy Ecole Supérieure de Physique et de Chimie Industrielles zbierając materiały związane z historią tej Szkoły i przygotowując na ich podstawie wydawnictwa informacyjne.

W Polsce

Pokróćce przypomnimy wczesne lata Marii Skłodowskiej. Urodziła się w Warszawie 7 listopada 1867. Rodzicami jej byli Władysław Skłodowski, absolwent uniwersytetu w Petersburgu, ceniony nauczyciel matematyki i fizyki w gimnazjach warszawskich, i Bronisława z Boguskich, przełożona szkoły dla dziewcząt. Państwo Skłodowscy mieli pięcioro dzieci: Zofię, Józefa, Bronisławę, Helenę i najmłodszą Marię (nazywaną w rodzinie Manią). W 1876 r. zmarła na tyfus najstarsza z sióstr — Zofia, a w 1878 dziewięcioletnia wówczas Mania straciła matkę, która umarła na gruźlicę płuc. Ojciec, doświadczony pedagog, umiał dobrze pokierować wychowaniem dzieci, choć warunki nauki w ówczesnych szkołach w zaborze rosyjskim były ciężkie i stwarzały wiele napięć. Maria mając 15 lat kończy gimnazjum rządowe ze złotym medalem. Wtedy ojciec wysłał ją dla odpoczynku na rok na wieś do różnych krewnych zarówno ze strony Skłodowskich, jak i Boguskich. Młoda dziewczyna używa życia wiejskiego, jeździ konno, pływa, wiosłuje, jeździ na łyżwach, bawi się. Z tego okresu zachowa na całe życie umiłowanie przyrody i otwartych przestrzeni.

Tymczasem sytuacja finansowa Skłodowskiego znacznie się pogarsza. Maria po powrocie do Warszawy zaczyna udzielać korepetycji. Chce zebrać fundusz, który umożliwiłby jej wyjazd za granicę na studia. Do tego samego dąży jej starsza siostra Bronisława. Siostry obiecują sobie wzajemną pomoc. Pierwsza wyjeżdża do Paryża Bronia, by tam studiować medycynę. Po uzyskaniu dyplomu lekarskiego wychodzi za mąż za Polaka, lekarza, Kazimierza Dłuskiego. Maria w 1886 r. przyjmuje posadę nauczycielki domowej w ziemiańskiej rodzinie Żórawskich. Przy okazji, wraz z najstarszą ze swych wychowanek, uczy wiejskie dzieci czytać i pisać po polsku. Wieczorami dokształca się sama. Początkowo interesuje ją zarówno literatura, jak socjologia i nauki ścisłe. Powoli jednak, badając swe zdolności i upodobania, skłania się ku matematyce i fizyce. Siostrze wysłała do Paryża co miesiąc dużą część swych zarobków. Gdy na wieś przyjeżdża na wakacje najstarszy syn państwa Żórawskich, Kazimierz, student matematyki, zawiązuje się silne między nimi uczucie. Jednak rodzice Kazimierza nie zgadzają się na małżeństwo syna z guwernantką. Kazimierz nie ma dość silnego charakteru, by oprzeć się rodzicom i w 1891 r. dochodzi do ostatecznego zerwania.

W 1890 r. Maria wraca do Warszawy, uzupełnia swe wykształcenie na tajnym Uniwersytecie Latającym, a w pracowni fizycznej Muzeum Przemysłu i Rolnictwa, kierowanej przez jej brata ciotecznego Józefa Boguskiego, uczy się technik pomiarowych. W swojej *Autobiografii* wspomina: „Próbowałam różnych doświadczeń, opisanych w podręcznikach fizyki i chemii, a wyniki ich były czasem bardzo dobre. Niekiedy dodawał mi otuchy jakiś drobny sukces. Kiedy indziej znów wpadałam w głęboką rozpacz z powodu wypadków i błędów, wynikających z mojego braku doświadczenia. Na ogół jednak wiedziałam, że postępy nie mogą przychodzić ani szybko, ani łatwo; te pierwsze próby utrwaliły we mnie zamiłowanie do badań eksperymentalnych z dziedziny fizyki i chemii.” Na te zajęcia może poświęcać tylko wieczory i niedziele. W dzień zarabia udzielając lekcji prywatnych. Wreszcie 23 września 1891 pisze do siostry do Paryża: „Teraz Bronciu raz jeszcze proszę Cię o ostateczne postanowienie: namyśl się czy możesz mnie wziąć do siebie, bo ja mogę przyjechać. Miałabym na wszystkie swoje wydatki, jeśli więc możesz

bez wielkiej dla siebie krzywdy dać mi jeść, to napisz mi to. Cieszyłabym się bardzo, bo toby mnie moralnie postawiło na nogi po bardzo przykrych przejściach tego lata, które mają znaczenie dla całego mego życia”. W październiku spełnia się jej marzenie — wyjeżdża na studia do Paryża. Żegnając się obiecuje ojcu „Nie zostanę tam długo. Najwyżej dwa lub trzy lata”.

Studentka Sorbony

Maria przyjeżdża na tonący w oparach dymu Dworzec Północny. Paryż niezupełnie odpowiada jej wyobrażeniom. Bronia wyszła za mąż za młodego lekarza, mieszka przy ul. d'Allemagne (przemianowanej dziś na Avenue Jean Jaurès). Na Uniwersytet Maria dojeżdża piętrowym omnibusem „na imperialu”, najpierw do Dworca Wschodniego, a potem przesiada się w drugi omnibus, który dowozi ją do Dzielnicy Łacińskiej. To tutaj znajduje się ta słynna Sorbona, o której tak marzyła. Oczekiwała, że ujrzy Sorbonę w zaścigłym majestacie minionej chwały, tymczasem zastała budynki w pełnym toku przebudowy, trwającej już od dziesięciu lat. Stara świątynia musi się przystosować do potrzeb współczesnego świata. W miarę postępujących prac, słuchacze muszą zmieniać sale, ale to nieważne. Liczy się tylko niewielki afisz, zawieszony przy wejściu, z informacją, że zajęcia i wykłady rozpoczną się 3 listopada 1891. Maria zapisuje się, przyjmując francuską wersję imienia: Marie. Kolejno po Mani, Marii, pojawia się studentka Marie Skłodowska.

Inne młode dziewczęta zwykle marzą o pałacach lub klejnotach, a Maria zawsze marzyła o tym, żeby być tutaj. Ma swoje miejsce na amfiteatralnie ustawionych ławkach, a także w salach ćwiczeń; słucha najznakomitszych uczonych — zupełnie jak w bajce! Nieśmiała, zamknięta w sobie, ubrana w sposób niewyszukany, nosi ciągle tę samą suknię. Przychodzi często wcześniej, by zająć lepsze miejsce, by lepiej widzieć i słyszeć swoich profesorów. Wykładają w czarnych ubraniach, ze śladami kredy; noszą białe koszule i sztywne kołnierzyki.

Na listach wykładowców wymieniono dwadzieścia trzy nazwiska uczonych, a ona pragnęłaby słuchać ich wszystkich. Chodzi pilnie na wykłady Lippmanna i Bouty'ego. Mimo dobrych stopni z francuskiego w szkole, stwierdza, że ma duże trudności w rozumieniu wykładów i odczytów. To ją ogromnie irytuje. Przede wszystkim postanawia, że musi lepiej opanować język. Spędza wolny czas w bibliotece, zagłębia się w gramatykach francuskich; wsłuchując się w język mówiony, stara się nabrać paryskiego akcentu. Jej wiadomości z matematyki i fizyki są niedostateczne. Trudno — obejdzie się więc bez wakacji w 1892 roku — pozostanie w Paryżu i przerobi kurs matematyki. Od drugiego roku Maria przewyciężyła swoje braki. Tym razem zabierze się poważnie do pracy.

Bronia, która jeszcze w Warszawie po śmierci Zosi musiała objąć obowiązki pani domu, dzielnie wywiązuje się ze swoich licznych obowiązków. Maria jest więc znów otoczona miłością i serdeczną troską. Dłuscy oboje są lekarzami. Mieszkanie w ciągu dnia służy za gabinet lekarski, ale wieczorem Kazimierz Dłuski chętnie przyjmuje gości; lubi rozrywki. Gra na pianinie, interesuje się artystami. Wśród tej wesołej polskiej kolonii, zbierającej się u Dłuskich, Maria poznaje Ignacego Paderewskiego, który stanie się

światowej sławy pianistą. Nawiązuje także kontakt z młodym biologiem Danyszem¹, oraz z przyszłym prezydentem² Rzeczypospolitej Polskiej.

A jednak Maria postanawia zerwać z tym życiem. Nie może w ten sposób tracić czasu, choćby to było i bardzo miłe. Przyjechała do Paryża, żeby uzyskać dyplomy tak szybko, jak to tylko możliwe. Oczekuje na nią ojciec. Zaczyna szukać „pokoiku dla służby”, byle w Dzielnicy Łacińskiej. I urządza się: minimum mebli i tylko niezbędne przedmioty. Wraz z niezależnością powraca w życie Marie samotność i surowość. Oszczędza na wszystkim. Stopniowo wyłącza nawet kłopotliwe posiłki, pochłaniające czas. Oszczędzając wydatków na opał, przebywa jak najdłużej w dobrze ogrzanych pomieszczeniach, np. w bibliotece Sainte-Geneviève, zamykanej dość późno. Po powrocie do domu pracuje w łóżku, aż do drugiej w nocy, narzucona wszelkimi okryciami, wtulona w pościel.

Niebezpieczne igraszki z własnymi siłami wyczerpują ją, podupada na zdrowiu. Bronia alarmowana kilkakrotnie przez przyjaciół musi interweniować. Nalega, żeby Maria zaczęła normalnie jadać posiłki. Ona jednak nigdy w życiu nie czuła się tak szczęśliwa. Oto kilka wyjątków z listów wysłanych do brata. Dnia 17 marca 1893 pisze: „... Zdecydowałam mieszkać bliżej Szkół, co z różnych przyczyn jest mi konieczne. Piszę do Ciebie właśnie z mojego nowego mieszkania przy ul. Flatters 3. Mam mały pokój, bardzo dla mnie dobry, a w dodatku tani. Za kwadrans mogę być w laboratorium chemii, a za dwadzieścia minut — na Sorbonie”. Rok później pisze mu: „... i tego tylko żałuję, że dzień jest krótki i tak prędko upływa, ...człowiek nigdy nie ogląda się na to, co zrobione, lecz na to patrzy, co ma przed sobą do zrobienia, ...ale cóż robić, trzeba mieć odwagę i głównie wiarę w siebie, w to, że się jest do czegoś zdolnym i że do tego czegoś dojść potrzeba za wszelką cenę”.

Na Uniwersytecie styka się bliżej z innymi polskimi studentami. Dwie matematyczki, panny Kraskowska i Dydyńska zostają jej przyjaciółkami. W 1893 r. Dydyńska, która zna trudności finansowe Marii, podejmuje starania o przyznanie jej stypendium Aleksandrowiczów w wysokości 600 rubli, przeznaczonego dla wyróżniających się studentów, pragnących prowadzić badania naukowe za granicą.

I rzeczywiście, Maria otrzymuje nieoczekiwaną „mannę z nieba” w postaci 600 rubli. Po letnich wakacjach spędzonych w Polsce, wraca pełna nadziei. Dla niej, która doszła do tego, że umiała żyć za 40 rubli miesięcznie, stypendium rozwiązało wszystkie problemy finansowe. Kilka lat później zwróci tę sumę, by inna studentka mogła kolejno korzystać z tych pieniędzy.

Polska studentka zostaje zauważona przez profesorów i kolegów. Dnia 18 lipca 1893 r. dostaje (z pierwszą lokatą) dyplom z fizyki (licence-ès-sciences physiques), a 28 lipca 1894 (z drugą lokatą) dyplom z matematyki (licence-ès-sciences mathématiques). W międzyczasie jednak nieprzewidziane wydarzenia wyznaczają tok jej życia.

¹ Jan Danysz, ojciec fizyka Jana Kazimierza i dziadek fizyka Mariana Danysza (przyp. Red.).

² Tj. Stanisławem Wojciechowskim (przyp. Red.).

Piotr Curie

Na początku roku 1894 Maria otrzymuje zlecenie Towarzystwa Popierania Przemysłu Narodowego (*Société d'encouragement de l'industrie nationale*): ma przeprowadzić badania różnych gatunków stali. Gabriel Lippmann, profesor Sorbony, pozwala jej korzystać z własnego laboratorium. Maria szybko zdaje sobie sprawę, że do swoich doświadczeń potrzebuje dużo miejsca. Gdzie mogłaby znaleźć coś odpowiedniego? Poszukiwanie lokalu staje się problemem nr 1. Mówi o tym wszystkim przyjaciółom. Jakim przyjaciółom? Właśnie dwoje przyjechało z Polski. Chodzi o młodą kobietę, którą poznała w kraju, a która właśnie poślubiła prof. Kowalskiego³, pracującego we Fryburgu. Ich pobyt w Paryżu jest zarazem podróżą poślubną, choć dla prof. Kowalskiego łączył się z obowiązkami zawodowymi. Wygłasza odczyty, uczestniczy w posiedzeniach Towarzystwa Fizycznego, nawiązuje kontakty z wieloma badaczami francuskimi. Oczywiście, gdy młoda para składa przyjacielską wizytę Marii, rozmowa oscyluje wokół jej pracy i jej nierozwiązanego problemu: znalezienia odpowiedniego pomieszczenia na laboratorium. Prowadzenie zleconych badań uwarunkowane jest posiadaniem własnego kąta. Kowalski bez namysłu podaje nazwisko, które przychodzi mu na myśl: „Niech Pani pójdzie do prof. Pierre'a Curie. To bardzo wybitny uczony; pracuje w Ecole de Physique⁴ przy ul. Lhomond”. Po krótkiej przerwie poprawia się: „Nie, raczej niech Pani przyjdzie do nas na herbatę jutro wieczorem. Zaproszę go także”. W ten oto sposób przy herbatce i ciasteczkach miały narodzić się jednocześnie: współpraca naukowa o doniosłym znaczeniu i wielka miłość. W książce, którą później napisze o Piotrze Curie, Maria tak opowiada o tym spotkaniu: „Gdy weszłam, Piotr Curie stał we drzwiach balkonowych. Wydał mi się bardzo młody, chociaż miał już wtedy 35 lat; uderzył mnie wyraz jego jasnego spojrzenia i pewien pozór zaniedbania w jego wysokiej postaci. Jego prostota, uśmiech zarazem poważny i młody, sposób w jaki mówił — dość powoli i z namysłem — wzbudziły moją ufność”.

Po tym wieczorze, Piotr i Maria spotykają się na posiedzeniach Towarzystwa Fizycznego. Piotr przyjmuje Marię w swoim laboratorium i odwiedza ją w jej „pokoiku dla służby”. Jest bardzo poruszony surowym i pracowitym życiem, które prowadzi ta zupełnie młoda dziewczyna. Wzajemnie interesują się swymi badaniami. Dla wyrażenia Marii swojego uznania i swej rodzącej się miłości, Piotr nie znajduje piękniejszego podarunku nad odbitkę swej ostatniej publikacji: „O symetrii w zjawiskach fizycznych — Symetria pola elektrycznego i pola magnetycznego” (*Sur la symétrie d'un champ électrique et d'un champ magnétique*). Zopatruje podarunek w pełną szacunku dedykację.

Teraz po uzyskaniu dyplomów z fizyki i matematyki, Maria myśli o definitywnym powrocie do Polski. Spędza tam swe letnie wakacje roku 1894. Między Piotrem i Marią nawiązuje się stała korespondencja. Porzucając wrodzoną rezerwę, Piotr oświadcza jej, że w imię nauki ich przyszłość powinna być wspólna. Ile delikatności kryją te linijki z datą 10 sierpnia: „A jednak, jakżeby pięknie było — wprost nie śmiem w to uwierzyć —

³ Józef Wierusz-Kowalski (1866–1927) (przyp. Red.).

⁴ Chodzi o Ecole de Physique et de Chimie Industrielles de la Ville de Paris (przyp. Red.).

gdybyśmy żyli jedno obok drugiego, zawładnięci naszymi marzeniami. Pani marzeniem patriotycznym, naszym marzeniem obejmującym całą ludzkość i naszym marzeniem naukowym". Nowy rok akademicki sprowadza Marię do Paryża. Piotr wygrał. Okazuje się, że nie tylko on ma wyjątkowe właściwości przywiązywania do siebie, ale także i jego rodzina: gdy Maria ją poznaje, pod wieloma względami przypomina jej własną.

Eugène Curie, ojciec Piotra, zawsze cenił zasady wolności i równości. Maria została przyjęta bez zastrzeżeń. W tym środowisku nie ma miejsca ani na nienawiść, ani na podziały majątkowe czy narodowościowe. W młodości Eugène Curie był zatrudniony w laboratorium Muzeum jako asystent; równocześnie jednak podjął badania nad szczepieniami przeciwko gruźlicy. Chętnie poświęciłby życie badaniom, ale jako człowiek żonaty i ojciec dwóch synów zdecydował się na praktykę lekarską, by zapewnić rodzinie potrzeby bytowe. W 1848 r. w czasie czerwcowych dni rewolucji, niósł pomoc lekarską rannym na barykadach. Za ten akt odwagi przyznano mu honorowy medal. Podczas wydarzeń Komuny zgłasza się jako ochotnik i w odpowiedzi na apel służby zdrowia zajmuje się rannymi na barykadach nieopodal swego domu. W tym okresie Piotr miał lat dwanaście, a jego starszy brat Jacques — lat piętnaście. Eugène bierze ich ze sobą do pomocy w przenoszeniu rannych komunardów. Pacjenci doktora patrzą bardzo niechętnym okiem na tę pomoc w ruchu insurekcyjnym. Po upadku Komuny, po przejściu miasta przez rząd Thiersa, jest praktycznie na indeksie. Pacjenci odchodzą od niego; dochody kurczą się ustawicznie, aż stają się niewystarczające. Doktor zmienia więc zajęcie — zostaje inspektorem ochrony zdrowia dzieci najmłodszych. To stanowisko przynosi co prawda skromne dochody, ale Eugène Curie, usposobiony jak zwykle filozoficznie, wynajduje także dobre strony tej zmiany. Ma więcej swobody, ma czas na czytanie, na zajmowanie się edukacją synów. Może śledzić na bieżąco współczesne odkrycia. Odpada problem pacjentów, a zatem może opuścić stolicę. Maria poznała rodzinę Curie, gdy ta już mieszkała w Sceaux, w małym starym domku, ukrytym wśród zieleni ładnego ogrodu.

Urodzony w Miluzie w r. 1827, Eugène Curie zamieszkał w Paryżu, gdzie w r. 1854 poślubił Claire Depouilly. Przyszli na świat dwaj synowie: Jacques w 1855 r. i Pierre w 1859. Chłopcy mieli bardzo różne temperamenty: Jacques — dynamiczny, przedsiębiorczy, zdecydowany; Piotr natomiast był nieśmiały; gdy go fukano — łatwo się peszył; peszył się do tego stopnia, że wychowawca uznał za stosowne wezwać rodziców, by poinformować ich o trudnościach szkolnych dziecka. Powoli myślący Piotr nie wydawał się stworzony do nauki. Claire zdecydowała więc zająć się nim osobiście. Nie miała z nim trudności. Piotr nauczył się normalnie czytać, a jego ciekawy umysł interesował się wszystkim. Po ukończeniu przez Pierre'a czternastu lat rodzice powierzyli go Bazille'owi, profesorowi matematyki, który bardzo się do chłopca przywiązał. Piotr czuje się znakomicie w świecie abstrakcji. Nie ma najmniejszych trudności z wyobrażeniem sobie różnych form geometrycznych w przestrzeni. Wszystko to, co jest wysiłkiem umysłowym, pociąga go. W odniesieniu do lektur przyznaje: „Lubię nudne książki”. Eugène interesuje się żywo kształceniem intelektualnym i moralnym swych synów. Dostrzegł w nich niezaprzeczalne talenty naukowe. Przekazuje im właściwą sobie inklinację do nauk przyrodniczych. Edukacja chłopców nie jest książkowa. Uczy chłopców odkrywać tajemnice przyrody w warunkach naturalnych — podczas długich spacerów, rozwijając bardzo



Piotr Curie (z lewej) z rodzicami i bratem Jacquesem w 1878 r.



Państwo Curie z córką Ireną i doktorem Eugène Curie w ogrodzie Biura Miar i Wag w Sèvres w 1904 r.



Piotr Curie w 1905 r. (ze zbiorów Muzeum Marii Skłodowskiej-Curie w Warszawie)



Maria Curie z córką Ewą w 1908 r.

starannie ich zmysł obserwacyjny. Piotr nauczył się introligatorstwa, a Jacques studiował sztuki piękne.

W szesnastym roku życia Piotr zdaje egzamin maturalny z kierunku matematyczno-przyrodniczego. Podejmuje wyższe studia na Sorbonie. Od r. 1877, to jest od uzyskania dyplomu ukończenia studiów na Wydziale Nauk Ścisłych, zatrudniony zostaje w Laboratorium Fizyki na Wydziale Nauk Ścisłych. Ta praca zapewnia mu utrzymanie, a jako nauczyciel zwolniony zostaje ze służby wojskowej.

Jacques także pracuje naukowo. Swój dyplom otrzymał w r. 1875; został asystentem na chemii w Ecole de Pharmacie, potem asystentem u prof. Charlesa Friedela w laboratorium mineralogii na Sorbonie. Od 1876 do 1883 Piotr współpracuje z Jacquesem w badaniach przez niego prowadzonych. Wspólnie badają własności kryształów. Opierając się na znanych już prawach piroelektryczności, wysuwają hipotezę podobnego zjawiska, które nazwą „piezoelektrycznością”. Pierwszą notatkę na ten temat opublikował w *Comptes Rendus* dnia 2 sierpnia 1880 r. Piotr ma wtedy zaledwie 21 lat. W 1882 r. Jacques i Piotr konstruują nowy przyrząd przystosowany do pomiarów małych ilości elektryczności. Ten przyrząd nazwany „kwarcem piezoelektrycznym” okazał się później opatrnościowo odpowiedni do pomiarów prądów jonizacji wytwarzanych przez ciała promieniotwórcze. W r. 1883 Jacques wyjeżdża na Uniwersytet do Montpellier, gdzie dostał stanowisko wykładowcy mineralogii. Mimo rozstania, obaj bracia będą kontynuowali wspólną pracę nad problemem wyjściowym.

Podczas, gdy zainteresowania Jacquesa kierują się ku przewodnictwu elektrycznemu i zdolności indukowania momentu elektrycznego w kwarcu i innych kryształach (co będzie stanowiło przedmiot jego pracy doktorskiej, obronionej w czerwcu 1888 r.), Piotr zwraca się ku badaniom ogólnym właściwości symetrii: symetrii w naturze, w molekułach, w kryształach. Już w 1884 r. pojawiła się jego pierwsza publikacja na ten temat, ale dopiero w artykule drukowanym w 1894 r. w *Journal de Physique*, zatytułowanym „Symetria w zjawiskach fizycznych” (*La symétrie dans les phénomènes physiques*) wypowiada się o tym, co dziś nazywa się „zasadą symetrii”: „Skoro pewne przyczyny wywołują pewne skutki, to elementy symetrii przyczyn muszą się odnajdywać w wywołanych skutkach. Jeśli pewne skutki wykazują asymetrię, ta asymetria musi się odnajdywać w przyczynach, z jakich te skutki powstały. Zasada ta nie może być odwrócona, przynajmniej praktycznie, tzn. że wywołane skutki mogą być bardziej symetryczne niż przyczyny...”.

Doniosłość tej zasady została doceniona przez społeczność fizyków dopiero znacznie później. Należy tu zacytować takie nazwiska jak Paul Renaud, Jacques Nicole, Jean Louis Destouches, a z bliższych nam — René Thom. Usiłowali oni uogólnić zasadę i nadać jej bardziej matematyczną formę, uciekając się do teorii grup.

W czasie konferencji zorganizowanej w Ecole Supérieure de Physique et de Chimie de la Ville de Paris w roku 1980 na temat „Symmetries and Broken Symmetries”, P. G. de Gennes w referacie wstępnym nie zawaha się powiedzieć: „Ten artykuł jest jednym z najgłębszych wkładów do nauki XIX wieku”. Oto klasyczny przykład. Rozważmy najpierw pole elektryczne E . Wszystkie płaszczyzny P przechodzące przez E są płaszczyznami symetrii tego pola. Dodajmy pole magnetyczne B prostopadłe do E : tylko płaszczyzna P prostopadła do B pozostaje płaszczyzną symetrii całości. Skutek uzyskany — efekt Halla — jest prądem płynącym w tej płaszczyźnie P .

W tym przykładzie „przyczynami” zjawiska są pola E i B ; „skutkiem” jest uzyskany prąd. Widzimy, że należało przede wszystkim wykonać pogłębione badanie odpowiednich symetrii E i B , aby prawidłowo przeanalizować to zjawisko.

„Symetrie złamane” można pogodzić z zasadą przyjmując pewne zastrzeżenia. Zapożyczmy jeszcze następujący przykład od P. G. de Gennes: „Podgrzewanie” belki podanej na dwu końcach działaniu sił równych i przeciwnie skierowanych: „przyczyny” (siły) mają oś symetrii — oś początkową belki. Jeśli jednak kształt końcowy belki („skutek”) jest jedynym możliwym, to belka musi być współliniowa z osią. W rzeczywistości jednak wiemy, że powyżej pewnej siły belka przyjmuje formę łuku, usytuowanego w pewnej płaszczyźnie wygięcia, która może być dowolna. Istnieje nieskończona liczba możliwych stanów końcowych, a ich zbiór ma tę samą symetrię, co przyczyny. Jednak każdy z tych stanów ma niższą symetrię.

Jest oczywiste, że prace Piotra Curie na temat symetrii pola magnetycznego i pola elektrycznego doprowadziły go do zainteresowania się właściwościami magnetycznymi ciał w różnych temperaturach (*Propriétés magnétiques des corps à diverses températures*) i tak właśnie brzmi tytuł jego pracy doktorskiej, którą obronił dnia 6 marca 1895, mniej więcej na cztery miesiące przed swoim ślubem. Dziwne jednak wydaje się to, że w tej pracy nie ma *explicite* aluzji do rozważań o symetrii. Jest to praca czysto eksperymentalna, gdzie znajduje się słynne prawo Curie o podatności paramagnetycznej ciał. Ta praca zadedykowana została dyrektorowi Szkoły Fizyki i Chemii, Paulowi Schutzenbergerowi, który w momencie utworzenia Szkoły w 1882 powierzył Piotrowi obowiązki asystenta w laboratorium fizyki. Później Piotr zarzucił badania nad symetrią, a także nad magnetyzmem, by dzielić pracę małżonki nad badaniami ciał promieniotwórczych. Jednak, pod koniec życia, nieco sfrustrowany napływem badaczy do tej dziedziny zamierzał powrócić do swych badań nad symetrią, dziedziną, w której miał więcej czasu na myślenie.

Zaskakująca genealogia rodziny Curie

Jacques i Piotr, kierując swe zainteresowania ku fizyce, nie mieli pojęcia, że dwa wieki wcześniej niektórzy spośród ich dalekich przodków pasjonowali się matematyką i prawami fizyki.

Dopiero w 1924 r. Jacques przy pomocy jednego ze swych kuzynów, pułkownika Curie, komendanta okręgu Fez w Maroku, postanowił ustalić genealogię swej rodziny. To cofnięcie się w czasie zaprowadziło go w Pireneje, okolice dość odległe od Alzacji. Historia ich rodziny bowiem wiąże się głęboko z tragicznymi wydarzeniami wojen religijnych, które w XVI i XVII wieku okryły Francję żałobą. Doktryna Kalwina rozprzestrzeniła się na południu Francji. Rodzina Curie reprezentująca drobną szlachtę należała, jak większość mieszkańców, do klanu hugenotów.

W r. 1594 za sprawą niezbadanych wyroków prawowitej sukcesji królewskiej, tron Francji przypadł Henrykowi z Nawarry, księciu protestanckiemu. Ten odżegnuje się od swojej wiary i przechodzi na katolicyzm. Zostaje koronowany na „Króla Francji

i Nawarry” w r. 1594 jako Henryk IV. Świadom straszliwych zniszczeń spowodowanych wojnami religijnymi, stara się uśmierzyć nienawiści i podpisuje prawo zapewniające protestantom w kraju dużo swobody. Ten „Edykt Nantejski” pozwala na swobodę kultu protestanckiego i na posiadanie własnych fortec w okolicach zamieszkania.

Chwilowo uśmierzone walki religijne rozgorzeją wkrótce na nowo: po zabójstwie Henryka IV władza przechodzi w ręce nieprzejednanych katolików. Ludwik XIV odwołuje Edykt Nantejski w r. 1685. I znów rozpoczyna się polowanie na czarownice. Liczni protestanci odmawiają przejścia na katolicyzm i wybierają wygnanie. W ten sposób część rodziny Curie wyjedzie w okolice gościnniejsze dla protestantów i znajdzie się w Księstwie Montbéliard, blisko Szwajcarii.

W wieku XVIII dwóch „rycerzy” rodziny pozostawiło w annałach wojskowych swe nazwiska: kawaler Pierre Etienne de Curie, kapitan Gwardii księcia Montbéliard i jego brat, kawaler Michel de Curie, pułkownik regimentu w Vermandois. Ten ostatni, komendant fortu Vanlan w Belfort, zostaje zabity w czasie utarczki w 1794 r. w wieku 34 lat. Wymieniono go w raporcie dziennym Konwencji, staje się bohaterem Republiki Francuskiej. Pierwszy kawaler — Pierre Etienne de Curie jest pradiadkiem Jacquesa i Piotra. Jest ostatnim, który nosi widomy znak szlachectwa — „de” przed nazwiskiem. Rewolucja francuska zniosła nierówności dawnego prawa. Odtąd wszyscy z rodziny de Curie nazywać się będą bez żalu po prostu Curie. Co więcej, nikt nie będzie pamiętał o tym pochodzeniu. Potomkowie Curie staną się Alzatzycami francuskimi, republikanami i wolnomysłicielami.

Jeden z synów Pierre’a, Etienne Curie jest lekarzem. Nazwisko jego brzmi: Paul François Gustave Etienne Curie. Jest ojcem Eugène’a Curie.

Ale gdzież ci przodkowie fizycy? Po prostu w linii po kądzieli. W genealogii matki Eugène’a Curie — Augustine Hofer, która pochodzi z wybitnej rodziny Bernoullich.

Historia rodziny Bernoulli przypomina zadziwiająco historię rodziny Curie. Przodek, Jacques Bernoulli, pochodzący z Antwerpii, musiał uciekać ze swojego miasta z powodu prześladowań religijnych, skierowanych przeciw protestantom. W roku 1570, Jacques Bernoulli opuszcza Antwerpię i osiedla się we Frankfurcie. A jego dzieci, emigrując kolejno, osiedlają się w Bazylei. Tworzą tu potężną rodzinę o międzynarodowym autorytecie naukowym. Prawdziwa dynastia! Przy imionach pisano numery, jak w rodach królewskich; Jean I — profesor matematyki, ojciec dziewięciorga dzieci, pośród których byli Nicolas III, Daniel i Jean II — należący do grupy 8 matematyków Bernoullich, zajmujących się rachunkiem różniczkowym, rachunkiem prawdopodobieństwa, teorią liczb i fizyką. Daniel wślawił się teoriami ruchu płynów. Jego twierdzenie, sformułowane po raz pierwszy w 1726 r., można wyrazić w sposób uproszczony następującym zdaniem: „Gdy powietrze jest w ruchu, jego ciśnienie jest o tyle słabsze, o ile większa jest prędkość jego przemieszczania się i odwrotnie”. Pośród dziewiątki dzieci Jeana I była Anne-Catherine Bernoulli, siostra trzech wyżej wymienionych matematyków. Poślubiła w dniu 10 czerwca 1720 Jeana Dolfusa, osobistość z Miluzy. Z tego związku mieli się urodzić potomkowie Curie.

Gdy Maria Skłodowska wyrażała swą zgodę na małżeństwo z Piotrem, nikomu nawet na myśl nie przychodził związek Bernoullich z rodziną Curie.

Ślub bez ceremonii (26 lipca 1896)

Nie było białej sukni ani złotych obrączek, ani obfitego przyjęcia... Nie było także ceremonii kościelnej, bo Piotr był wolnomyślicielem. Ślub odbył się w Ratuszu w Sceaux. W ogrodzie rodziny Curie zbiera się grupka przyjaciół, profesorów, studentów, członków obu rodzin. Ze strony Marii, jej siostra i szwagier Kazimierz Dhuski; jest także ojciec, profesor Skłodowski, który przyjechał z Helą. Ze strony Curie rodzina jest liczniejsza. Podarunki ślubne są raczej praktyczne. Piotr i Maria szczególnie uradowani są rowerami, które umożliwiają im, tego wieczoru jeszcze, wyruszenie w podróż poślubną. Wspólne życie rozpoczynają od długich przejażdżek i wędrowek z dala od miast. Spędzają piękny miodowy miesiąc, a zarazem pierwsze wspólne wakacje.

Wysportowani oboje, Piotr i Maria przerywają podróż długimi pieszymi wędrowkami, by być jeszcze bliżej przyrody. W rozmowach w sposób nieunikniony powracają do spraw naukowych. Delikatnie przewijają się tematy prac Piotra: kryształy i problemy symetrii. Maria rozważa wybór tematu na konkursowy egzamin nauczycielski.

To, co najbardziej rzuca się w oczy, to ich wzajemne korzystne oddziaływanie na siebie. Maria — zmierzająca do uznania, do zwycięstwa — była wytrwała, nawet uparta w dochodzeniu do celów, które sobie wytyczyła. Ożywia temperament Piotra, który był bardziej zainteresowany samymi odkryciami niż oficjalną publikacją rezultatów. Z myślą o Marii, żeby zyskać jeszcze w jej oczach, przyspieszył był redagowanie swej pracy doktorskiej, którą przedstawia w marcu 1895 r., wkrótce przed ślubem. Otrzymał dzięki temu stanowisko profesora, które ułatwiło życie materialne małżeństwa.

Maria odkrywa, że Piotr jest uczonym doskonałym: uzdolniony i kompetentny jako teoretyk, bogaty jest także w talenty manualne, niezbędne do wykonywania doświadczeń czy konstruowania przyrządów.

Na początku roku akademickiego państwo Curie wprowadzają się do małego mieszkania przy ul. de la Glacière. Dnia 23 grudnia 1895 nagroda Planté wieńczy odkrycie Jacques'a i Piotra za odkrycie piezoelektryczności... z roku 1880! Piotr starannie przygotowuje się do wykładów w Ecole de Physique. Maria pomaga mu w przygotowaniach, pogłębiając tym samym własne wiadomości. Dzięki wyrozumiałości Paula Schutzenbergera, dyrektora Szkoły, Maria ma prawo pracować w jednym z laboratoriów, pod warunkiem, że nie będzie przeszkadzać w regularnych zajęciach i zobowiąże się do pokrywania kosztów związanych ze swą pracą. Kontynuuje więc badania nad właściwościami magnetycznymi różnych rodzajów stali, badania, które stały się przyczyną jej spotkania z Piotrem. Jaki temat pracy doktorskiej wybierze Maria? Myślała nad tym już od dłuższego czasu, gdy dwa naukowe wydarzenia zadecydowały o wyborze. Pierwsze — to odkrycie promieni X przez Röntgena i publiczny pokaz wykonany przez niego w grudniu 1895 (pierwsza radiografia, radiografia ręki niemieckiego uczonego Kollikera). Drugie, w kilka miesięcy później — to odkrycie przez Henri Becquerela promieni emitowanych z uranu oraz ich zaskakujących właściwości.

Zainteresowana tymi dwoma odkryciami decyduje się poświęcić swą pracę doktorską poszukiwaniom innych substancji o tych samych właściwościach co uran. Naturalnej emisji promieni nadaje nazwę „radioaktywności”, a ciała zdolne do promieniowania

nazywa „radiopierwiastkami”. Maria bada nie tylko dobrze określone sole i tlenki, ale także wszelkie próbki minerałów, które może znaleźć.

We wrześniu 1897 r. ich życie rodzinne ulega zmianie. Dnia 12 września na świat przychodzi pierwsza córka, Irena. Kilka dni później umiera matka Piotra, Claire. Osamotniony Eugène Curie podejmuje decyzję zamieszkania z Piotrem i Marią. Wprowadzają się do domku otoczonego ogrodem przy bulwarze Kellermann 108. Są to peryferie południowego Paryża. Raczej daleko od Sorbony i Ecole de Physique, ale dla ludzi nawykłych jak oni do marszu, jest to odcinek drogi możliwy do przejścia pieszo. Świadomi tego, że mała Irena oddycha świeżym powietrzem, spokojniejsi o nią, Piotr i Maria będą mogli poświęcić się swym badaniom. Co do Eugène’a Curie, to będzie on wiernym kompanem Ireny, traktując ją jak własną córkę.

Rozpoczynając badania nad ciałami radioaktywnymi, Maria sądziła, że uran był ciałem wyjątkowym, w każdym razie jednym z najsilniej promieniotwórczych. Była więc bardzo zaskoczona swymi pierwszymi wynikami. Kiedy oddzieliła uran, skonstatowała, że pozostały minerał zamiast stać się mniej radioaktywny — staje się bardziej promieniotwórczy. Skoro nie popełniła pomyłki w doświadczeniu, logiczną konkluzją było, że minerał zawierał inne ciało, jeszcze bardziej promieniotwórcze. Piotr decyduje się chwilowo przerwać swe prace nad symetrią i kryształami i zacząć pracować razem z Marią, by wyodrębnić te nieznanne ciała, które wydają się kryć w badanej rudzie.

Odkrycie radu: 1898-1902

Od tej chwili, komunikaty w *Comptes Rendus* podpisywane będą ich dwoma nazwiskami. W lipcu 1898 piszą: „Sądzimy, że substancja, którą otrzymaliśmy z rudy, zawiera metal dotąd nieznaną. Jeśli istnienie tego nowego metalu potwierdzi się, proponujemy nazwać go polonem od nazwy kraju pochodzenia jednego z nas”.

W tym samym czasie, gdy redaguje teksty naukowe, Maria robi bardzo skrupulatne notatki w wielkim zeszycie poświęconym Irenie: „Irenie wyrósł siódmy ząbek na dole z lewej strony. Może się utrzymać stojąc pół minuty... Bawi się z kotem...”.

Maria i Piotr zdają sobie jednak sprawę, że polon nie jest jedyną przyczyną intensywnej radioaktywności, którą stwierdzają w minerale. Istnieje jeszcze inne ciało, o którego istnieniu komunikują w swym sprawozdaniu z 26 grudnia 1898 roku: „Sądzimy, że nowa badana substancja musi zawierać nowy pierwiastek, który proponujemy nazwać radem”. Pracownię urządzili w starej szopie z oknami wychodzącymi na podwórze Szkoły. Budynek szopy jest bardzo stary, brakuje ogrzewania. Warunki pracy są bardzo trudne. Maria spędza czas przy nieco dziwnym „kucharzeniu”: w wielkim kotle podgrzewa rudę, przelewa ciecze, miesza godzinami gotującą się materię... Tę rudę (smółkę) dostarczył im austriacki przyjaciel. Pochodzi z kopalni w Czechach, będącej własnością rządu austriackiego. Po wyseparowaniu z niej uranu, pozostały minerał nie posiada już rynkowej wartości. Dla Piotra i Marii — wprost przeciwnie — ruda w tej postaci przedstawia większą wartość niż materiał wyjściowy. Pewna część pracy przy oddzieleniu różnych elementów została

już istotnie dokonana. Wielkie worki, przypominające worki węgla, przychodzą na ciężkich wozach, ciągniętych przez konie i zrzucane są na podwórzu przed szopą. Do podjęcia takiej pracy niezbędna byłaby mała fabryka, dobrze wyposażona. Maria opowiada: „Musiałam przerabiać do dwudziestu kilogramów materiału na raz. Była to wyczerpująca praca: przenoszenie pojemników, przelewanie cieczy i mieszanie godzinami gotującej się masy w żelaznym kotle”. Wobec tego, że nie było urządzeń odprowadzających szkodliwe gazy, Piotr i Maria pracują na podwórzu. W czasie deszczu, materiał doświadczalny trzeba było przynosić do wnętrza i robić przeciąg, by odprowadzić na zewnątrz powstające gazy.

Wreszcie po czterech latach trudów, ten rad, o którym marzyli od dawna, został oddzielony. Marii udało się otrzymać jeden decygram (0,1 g) radu i określić jego ciężar atomowy. Wieczorem, po kolacji Piotr i Maria, często wędrują do laboratorium. Po przybyciu i otwarciu drzwi, wpadają w zachwyt na widok niebieskawych światełek, które błyszczą na etażerkach, gdzie ustawione są parowniczk i rurki z radem. Ta tajemnicza „niebieska luminescencja” różna od wszystkich dotychczas znanych luminescencji, była w rzeczywistości pierwszą obserwacją efektu Czerenkowa (fala uderzeniowa spowodowana elektronami o szybkości większej od c/n , tj. od prędkości światła w ośrodku materialnym o współczynniku załamania n). Około roku 1926 Mallet prowadzi systematyczne badania doświadczalne tego zjawiska, a począwszy od 1934 r. — także sam Czerenkow. Jednakże właściwą interpretację podali dopiero w 1937 r. Frank i Tamm. Teraz zjawisko to wykorzystane jest w licznikach Czerenkowa, które posłużyły m. in. do odkrycia antyprotonu. Szczególnie spektakularna jest obserwacja tego zjawiska w jądrowym reaktorze basenowym.

Piotr i Maria mówią o radzie jak o dziecku, powtarzają, że jest piękny... Piękny i strasznie przewrotny, ale nie wiedzą jeszcze tego, że jest przewrotny mimo ostrzeżeń, których im nie szczędzi. Piotr nosi ciągle próbkę radu przy sobie, żeby móc ją demonstrować na wykładach: „Proszę spojrzeć na fantastyczne właściwości radu: promieniuje, wydziela ciepło, działa na kliszę fotograficzną, czyni otaczające powietrze przewodnikiem elektrycznym, pali wszystko czego dotknie”.

Od 1898 r. pracowali nieprzerwanie. Oprócz swych badań musieli jednak wykonywać jeszcze jakieś zajęcia zapewniające utrzymanie. Piotr jako profesor w Ecole de Physique musi prowadzić 120 godzin lekcyjnych rocznie i kierować ćwiczeniami z fizyki. Stanowisko na Sorbonie nie wymagałoby tylu godzin obecności na miejscu, a zapewniałoby mu wyższe pobory. A ponadto dysponowałby lepiej wyposażonym laboratorium do prowadzenia prac doświadczalnych. Pierwsze podanie Piotra z 1898 r. zostaje zaopiniowane przez Uniwersytet odmownie. Motyw odmowy: badania Piotra Curie niezupełnie pokrywają się z dziedziną fizyko-chemii!

W lipcu 1898 Maria otrzymuje nowy impuls do pracy: Akademia Nauk przyznaje jej nagrodę Gegnera. Nieco później, w ciągu r. 1900, sprawy jakoś się zaczęły układać. Społeczność naukowców buntuje się przeciw brakowi zrozumienia u oficjalnych czynników. Dnia 2 marca Piotr mianowany zostaje pomocniczym repetytorem w Ecole Polytechnique; ale to stanowisko dodane do stanowiska w Ecole de Physique tak go męczy, że w październiku składa rezygnację. Natomiast uniwersytet zagraniczny zgłasza gotowość pomocy parze młodych uczonych. Chodzi o Uniwersytet w Genewie. Proponuje Piotrowi katedrę z dobrą pensją i dodatkiem na koszty urządzenia się, a Marii oficjalne

stanowisko w laboratorium kierowanym przez Piotra. Uniwersytet chce im dać do dyspozycji materiały niezbędne do prac własnych. Jest to duża pokusa dla obojga Curie; nawiązują więc kontakt z przedstawicielami Genewy. Potem jednak, w ostatniej chwili, rezygnują z tego rozwiązania. Przeprowadzka wydaje im się nie do pogodzenia z kontynuacją rozpoczętych prac. Nie mogą opuścić ulicy Lhomond przed weryfikacją swych hipotez. Nie mogą też opuścić swych przyjaciół. Mała kolonia uczonych i intelektualistów spotyka się w niedzielę w ogródku przy bulwarze Kellermanna. Dnia 2 października Piotr Curie otrzymuje oficjalne zlecenie prowadzenia kursu fizyki na Wydziale Nauk Ścisłych (Faculté des Sciences) w Paryżu. Maria ze swej strony dostaje wykłady fizyki w Ecole supérieure de jeunes filles w Sèvres. Będzie tam uczyła do 1906 r. Zaprzyjaźni się ze swymi uczennicami i kilka z nich będzie zapraszać do siebie do domu. W taki sposób właśnie Eugénie Feytis zaczęła uczestniczyć w „niedzielnach przy bulwarze Kellermanna”. Poślubi następnie młodego uczonego z tej grupy, Aimé Cottona. Jako Eugénie Cotton napisze później książkę-dokument *Les Curie et la radioactivité*, książkę, która mówi nie tylko o Piotrze i Marii, ale także o Irenie i Fryderyku Joliot-Curie. Wspomina w książce o „niedzielnach przy bulwarze Kellermanna”: „Chemik André Debierne, współpracownik Piotra i Marii Curie w badaniach nad otrzymywaniem radu, często był obecny przy tych rozmowach. Zdarzało się, że chemik Georges Urbain wchodził przez otwarte okno jadalni, żeby uczestniczyć w rozmowach. Szczęśliwa byłam, że mogłam się przysłuchiwać rozmowom tak wybitnych uczonych o sprawach ich interesujących... Wychowana w małym mieście, gdzie dbano o hierarchię społeczną i wygląd zewnętrzny, niejeden raz byłam zaskoczona ich zupełnym lekceważeniem pustych formuł towarzyskich i całkowitą niezależnością ich sądów...”.

Dnia 21 lipca 1902 oficjalnie ogłoszono odkrycie radu. Rok później 25 lipca Maria Curie broni swej pracy doktorskiej zatytułowanej „Substancje radioaktywne” (*Les substances radioactives*). Dnia 14 listopada 1903, Szwedzka Akademia Nauk przyznaje nagrodę Nobla z fizyki wspólnie Henri Becquerelowi oraz Piotrowi i Marii Curie za ich odkrycia dotyczące promieniotwórczości. Wręczenie nagród odbywa się 10 grudnia 1903 r. Niestety ani Piotr, ani Maria nie będą mogli uczestniczyć w uroczystości. Czują się bardzo zmęczeni, choć nie bardzo wiedzą, dlaczego. Piotr cierpi na bóle nie pozwalające mu spać. Eugène Curie nie umie znaleźć przyczyny choroby i sądzi, że chodzi o reumatyzm. Co do Marii, która zawsze marzyła o licznej rodzinie, to oczekuje ona drugiego dziecka z wielką radością. Doznała jednak wielkiego zawodu, gdy latem 1903 rodzi się wcześniak i umiera. Skąd takie problemy ze zdrowiem?

„Uświęcenie” nazwisk nagrodą Nobla przyciąga obecnie licznych dziennikarzy, którzy wprowadzają dużo zamętu w ich życie rodzinne i pracę. Oboje mieli już tego dosyć, a Piotr tęsknił do spokojnego życia skromnego uczonego, pracującego w ciszy laboratorium.

Piotr porzucił swą pracę w Ecole de Physique, zatrzymując tylko zajęcia w laboratorium przy ul. Cuvier. Laboratorium, które mu zaoferowano, nie spełnia wszystkich warunków oczekiwanych. Do własnej dyspozycji posiada dwa małe pokoje. Stara się o katedrę mineralogii na Sorbonie, ale jego kandydatura nie znajduje poparcia. Przyjaciele namawiają go, żeby ubiegał się o przyjęcie do Akademii Nauk. Bez przekonania czyni zwyczajowe kroki — składa wizyty akademikom. Niestety, nie umie walczyć w tego rodzaju współzawodnictwie. Dnia 9 czerwca 1902 wygrywa jego konkurent, Emile Amagat. Piotr gorzko

żałuje straconego czasu. Zapytany kolejno przez prof. Paula Appella o pozwolenie wpisania jego nazwiska na listę proponowanych do odznaczenia Legią Honorową — denerwuje się i prosi o przekazanie panu ministrowi, co następuje: „Proszę mu powiedzieć, że nie odczuwam potrzeby otrzymania odznaczenia, natomiast odczuwam wielką potrzebę posiadania laboratorium”.

Małżonkowie Curie kontynuują publikacje naukowych komunikatów z prac własnych — trzydzieści dwie prace od 1899 do 1904. Od roku 1900 korespondencja naukowa adresowana jest na ul. Lhomond. Wszędzie uczeni rzucają się na odkrycia nowych substancji promieniotwórczych. Niemcy Walkhoff i Giesel ogłaszają, że rad wywołuje skutki fizjologiczne. Piotr, chcąc to sprawdzić, wystawia swoje ramię na promieniowanie i rzeczywiście pojawia się obrażenie ciała. Starannie obserwuje przebieg zmian na ręce: „Skóra stała się zaczerwieniona na przestrzeni 6 cm². Wygląda na oparzenie, ale skóra jest prawie bezbolesna. W ciągu kilku dni zaczerwienienie nie rozprzestrzeniło się, lecz staje się bardziej intensywne. Dwudziestego pierwszego dnia utworzyła się skorupa, potem rana, którą leczymy opatrunkami. Czterdziestego drugiego dnia naskórek zaczyna się odnawiać od brzegów po środek. Pięćdziesiątego piątego dnia od napromieniowania zostaje jeszcze rana na przestrzeni 1 cm². Ma ona odcień szarawy, co wskazuje na głębszą martwicę”.

Piotr wraz z profesorami Bouchardem i Balthazardem zaczyna badać działanie radu na zwierzęta. Niszcząc komórki chore, rad leczy toczenia, guzy, pewne formy raka. Ta nowina bulwersuje świat lekarski. Szeroka publiczność, której to dotyczy, żywo interesuje się otrzymanymi wynikami. Piotr i Maria otrzymują liczne odznaczenia honorowe we Francji i poza jej granicami.

W 1904 Armet de Lisle, francuski przemysłowiec, otwiera fabrykę w celu produkcji radu i oddaje małżonkom Curie lokal na ich prace. Pierwszy numer *Le Radium* — przeglądu poświęconego wyłącznie produktom promieniotwórczym, pojawia się w styczniu tego samego roku. Dnia 1 października, Piotr dotychczas tylko „wykładowca”, zostaje profesorem fizyki, a Maria zostaje kierownikiem pracowni fizyki ogólnej przy katedrze Piotra. Ukoronowaniem roku, który przyniósł im tyle satysfakcji, jest przyjęcie na świat drugiej córeczki — Ewy.

Lekarze zaczynają coraz częściej korzystać z właściwości terapeutycznych radu. Dostarczany jest bezpłatnie przez laboratorium Curie w formie emanacji radu zamkniętej w małych ampulkach.

W regularnej sprzedaży rad osiąga wkrótce cenę substancji najdroższych na świecie. Z prawnego punktu widzenia, Piotr i Maria mogliby uzyskać patent na technikę oczyszczania minerałów promieniotwórczych i ekstrakcji radu. Dyskutują o tym. Oto co pisze Maria na ten temat: „Za moją zgodą Piotr Curie zrzekł się wszelkich korzyści materialnych z naszego odkrycia: nie wzięliśmy żadnego patentu i bez zastrzeżeń ogłaszaliśmy wszystkie wyniki naszych badań oraz metod wydzielania radu. Dawaliśmy również wszystkim zainteresowanym w tym względzie wskazówki, o jakie nas prosili. Było to wielkie dobrodziejstwo dla przemysłu radowego, który mógł się rozwinąć całkiem swobodnie najpierw we Francji, a potem i za granicą, dostarczając uczonym i lekarzom potrzebnych produktów. Inne działanie byłoby sprzeczne z duchem nauki”. Jakże różna to koncepcja od koncepcji technokratów, którzy dziś pretendują do roli sędziów, oceniając jakość wyników badań na podstawie ilości patentów wydanych naukowcom.

Z początkiem lata 1905 r. małżonkowie Curie składają wreszcie oficjalną wizytę, na którą oczekiwano w Sztokholmie. Piotr wygłasza tu 6 czerwca przemówienie, przygotowane z okazji przyznania nagrody Nobla. Ma pełną świadomość doniosłości swojego odkrycia. Oto fragment zakończenia: „Można mieć obawy, czy w rękach zbrodniarzy rad nie stanie się bardzo niebezpieczny i tu można sobie postawić pytanie, czy ludzkości wyjdzie to na dobre, że będzie знаła tajniki przyrody; czy ta wiedza nie jest może dla ludzkości szkodliwa? Znamionnym przykładem jednak są odkrycia Nobla: potężne materiały wybuchowe umożliwiły ludziom dokonanie prac godnych podziwu. W rękach zbrodniarzy, którzy wciągają ludzi do wojny, mogą stać się straszliwym środkiem zniszczenia. Należę do tych, którzy myślą podobnie jak Nobel, że nowe wynalazki działają dla ludzkości więcej dobra niż zła”.

Przyjęcie, jakie małżonkom Curie zgotowano w Sztokholmie, jest im bardzo miłe. Nie ma tłumów dziennikarzy, natomiast bardzo serdecznie przyjmowani są w rodzinnych domach szwedzkich uczonych. Odbывают piękną podróż po kraju, którego nie znali i powracają wypoczęci.

Teraz we Francji wydaje się nieodzowne przyjęcie Piotra Curie do Akademii. Przyjaciele nalegają, żeby przedsięwziął kroki zgodnie z obowiązującym zwyczajem. Tym razem zostaje wybrany, choć niewielką większością głosów. Wybory odbywają się 3 lipca 1905 roku. Oto co pisze Piotr do swego przyjaciela Georgesa Gouya 24 lipca: „...Niezależnie od niewielkiej kampanii, bardzo sprawnie prowadzonej przeciwko mnie, działał brak sympatii ze strony klerykałów i wszystkich tych, którzy uznali, że złożyłem za mało oficjalnych wizyt... Chodzą plotki, że jestem dumny...”. Piotr należy więc do Akademii, choć tego nie pragnął jak mówi. Za obowiązek poczytuje sobie obecność na posiedzeniach i pisze 6 października, znów do Georgesa Gouya: „Byłem w poniedziałek w Instytucie, ale naprawdę zapytuję sam siebie co mam tam do roboty. Nie jestem związany z żadnym z członków. Posiedzenia są zupełnie nieciekawe. Czuję to aż nadto dobrze, że nie należę do tego środowiska. Jeszcze nie odkryłem, czemu służy Akademia...”.

W nowym roku akademickim, Piotr widzi, że wakacje nie zdołały przywrócić mu sił. Piotr do Georgesa Gouya, 7 listopada 1905: „Jutro rozpoczynam swoje zajęcia, ale czuję się źle, nie mam sił, by przygotować doświadczenia; sala wykładowa jest na Sorbonie, a moje laboratorium przy ul. Cuvier... Nie czuję się ani bardzo dobrze, ani bardzo źle, ale łatwo się męczę i mam bardzo małą wydajność pracy. Moja żona przeciwnie, prowadzi bardzo aktywne życie, między dziećmi, Szkołą w Sèvres i laboratorium. Nie traci ani chwili, zajmuje się regularnie niż ja pracami w laboratorium, w którym spędza większość dnia...”.

Kwiecień 1906

Praca i praca, dzień po dniu. A w laboratorium przy ul. Cuvier, wokół nich uczniowie i współpracownicy: André Debierne, Albert Laborde, prof. Duane (Amerykanin).

„Pracujemy, pani Curie i ja nad precyzyjnymi pomiarami radu na podstawie emanacji, którą wydziela. Wygląda to na błahą sprawę, tymczasem siedzimy nad tym już od kilku miesięcy i dopiero teraz zaczynamy uzyskiwać regularne wyniki...” List ten napisał Piotr

dnia 14 kwietnia 1906 roku. Dzień 19 kwietnia zapowiada się jako ciężki dzień: pogoda jest dżdżysta, a czas Piotra wypełniony wieloma obowiązkami. Musi iść na obiad zorganizowany przez Stowarzyszenie Profesorów Wydziału Nauk Ścisłych. Potem musi zajść do swego wydawcy, Gauthier-Villarsa, żeby przeprowadzić korektę rękopisu. Wreszcie udać się do Instytutu.

Obiad mija w miłym nastroju. Profesorowie w czasie przedłużających się rozmów poruszają zagadnienie wypadków w laboratoriach, mówią o przepisach, które mogłyby wpłynąć na ograniczenie rozmiaru wypadków. Piotr opuszcza Dom Towarzystw Naukowych około drugiej trzydzieści. Przypomina przyjacielowi Jeanowi Perrinowi, że mają się spotkać wieczorem. Pada deszcz, więc Piotr otwiera parasol i wychodzi na ulicę, kierując się ku swemu wydawcy. Drukarnia jest zamknięta: strajk u Gauthier-Villarsa! Piotr wraca więc, zatopiony w myślach. Życie w Paryżu staje się niemożliwe. Z trudem toruje sobie drogę. Ulica Dauphine, na której się znajduje, zapchana jest pieszymi na trotuarach, a na jezdni — nieprzerwanym potokiem mijających się pojazdów. Pod parasolem, chroniąc się od deszczu, Piotr wchodzi na jezdnię, szukając przejścia między omnibusem i wozami ciężarowymi. Znajduje przejście za jakąś dorożką i zmierza ku trotuarowi naprzeciw, gdy nagle dwa konie wyjeżdżają galopem ze skrzyżowania i przecinają mu drogę. Piotr usiłuje się cofnąć, potyka, ślizga się i upada na jezdnię. Woźnica próbuje daremnie powstrzymać konie. Ciężarowy wóz, ciężko naładowany, sunie dalej. Koło wozu strzaskalo głowę Piotra. Policjanci podnoszą ciało. Dopiero przeglądając papiery ofiary, komisarz policji stwierdza, że człowiek, który uległ wypadkowi, to nikt inny jak Piotr Curie, wielki fizyk, laureat nagrody Nobla. Zostają powiadomione oficjalne władze. Pierwszy dowiaduje się o śmierci Eugène Curie; Marii nie było w domu, gdy pojawili się Jean Perrin i dziekan Wydziału, by zawiadomić rodzinę o wypadku. Maria dowiaduje się o śmierci po powrocie z pracy; zupełnie oniemiała pod wpływem ciosu. Ta rzeczywistość wydaje jej się nie do przyjęcia: łudzi się, że to tylko zły sen.

Historia Piotra i Marii kończy się po jedenastu latach wspólnego życia. Dnia 20 kwietnia gazety podają w tytułach: „Tragiczna śmierć p. Curie — słynny uczony, wynalazca radu, zginął wczoraj po południu na ul. Dauphine, przygnieciony wozem ciężarowym”. Potem płynie potok telegramów, listów kondolencyjnych, słów uznania; wszystko to jeszcze bardziej przygnębia Marię. „Po co te słowa uznania i wyrazy żalu? Dlaczego odmawiano mu ciągle prawdziwego laboratorium, przystosowanego do badań?” Maria pragnie uciec od tych pustych słów. — Niechaj ją zostawią w spokoju przynajmniej w czasie ostatniego pożegnania. — Przyśpiesza pogrzeb, by uniknąć oficjalnych ceremonii. Piotr zostanie pochowany na cmentarzu w Sceaux, obok matki. Nie będzie przemówień nad trumną. Maria nie pozwala na przybycie dziennikarzy. Z osobistości oficjalnych obecny jest tylko Minister Szkolnictwa, Aristide Briand. Mimo odmowy, dziennikarze uciekają się do różnych sztuczek, by zrelacjonować wydarzenie; m. in. kryją się za grobami. *Le Journal*, w artykule z dn. 22 kwietnia pisze: „Pani Curie wsparta na ramieniu teścia postępowiała za trumną męża aż do grobu wykopanego u stóp muru. Z wiązanki kwiatów wyciągała kwiatek za kwiatkiem, rzucając je na trumnę... Mistrz ceremonii uważał za właściwe przypomnieć jej, że musi przyjąć kondolencje od zebranych. Puściła z rąk bukiet, odeszła od grobu, zbliżyła się do teścia”.

„Po ulicy chodzę jak zahipnotyzowana, nie dbając o nic. Nie zabiję się, nawet nie

pragnę popełnić samobójstwa. Czy jednak pomiędzy tymi wszystkimi pojazdami nie znajdzie się ani jeden, który by mi pozwolił podzielić los mego ukochanego?" — pisze Maria w swym intymnym dzienniku.

Kalekie ognisko

Konsternacja zapanowała wokół Marii Curie. Co robić, żeby jej pomóc? Co robić żeby ją przekonać, że tę brutalną śmierć odczuli zarówno przyjaciele, jak i społeczność fizyków? Rząd proponuje przyznanie renty dla wdowy i córek osieroconych przez Piotra Curie. Maria obrusza się i odmawia: „Nie chcę renty. Jestem dostatecznie młoda, żeby zarobić na siebie i córki”. Szwagier, Jacques Curie, i Georges Gouy interweniują u Paula Appella; pragną go przekonać, że jedynym fizykiem, który jest w stanie poprowadzić prace Piotra Curie, jest sama Maria. W konsekwencji domagają się potrząśnięcia i przewietrzenia uświęconych tradycji i zwyczajów, by umożliwić tym samym nominację Marii na katedrę na Sorbonie. Dnia 13 maja 1906 r. Rada Wydziału Nauk Ścisłych decyduje o utrzymaniu Katedry utworzonej dla Piotra Curie i powierzeniu jej Marii Curie.

„Madame Pierre Curie, doktorowi nauk ścisłych, kierownikowi pracowni na Wydziale Nauk Ścisłych Uniwersytetu Paryskiego powierza się prowadzenie wykładów z fizyki na wymienionym Wydziale. Pani Curie otrzyma na tym stanowisku pensję roczną w wysokości 10 000 franków, poczynając od 1 maja 1906 roku”.

Po raz pierwszy na francuskiej uczelni wyższej powierzono stanowisko kobiecie. Ta nominacja nie wszystkim się spodobała: niektórzy nie mogą pogodzić się z faktem, że kobiety są w pełni ludzkimi istotami. Na dodatek, ta pierwsza kobieta-profesor jest „cudzoziemką”, co budzi uczucie ksenofobii, ciągle żywej od czasu afery Dreyfusa.

Maria nie wyjeżdża na wakacje. Potrzebuje samotności i ciszy. Dziadek zabiera małą Ewę na wieś. Irena wyjeżdża nad morze z ciotką Helą, która przyjechała do Francji na wakacje.

Sama w opustoszałym domu, Maria staje twarzą w twarz z rzeczywistością: odtąd trzeba żyć bez Piotra, a jednak „dla niego”. Pierwsza decyzja zapada — wyprowadzić się z domu przy bulwarze Kellermanna. Uciec od tego wnętrza przesyconego obecnością Piotra, a tak odległego od cmentarza, gdzie spoczywa. Wynajmuje dom w Sceaux. Tam przenosi się cała rodzina Curie: stary doktor Curie (lat siedemdziesiąt dziewięć), Maria (lat trzydzieści dziewięć) i obie dziewczynki. Maria sprowadza z Polski szwagierkę swego brata Józefa, Marię Kamieńską. Jest ona zarazem nauczycielką dzieci i prowadzi dom, zapewnia Marii polskie i rodzinne oparcie.

Madame Curie, profesor, badacz, dyrektor laboratorium

Najlepszym towarzyszem Marii jest praca. Każdego ranka wsiada w pociąg i jedzie z Sceaux do Laboratorium. Rzadko bywa na obiedzie w domu i wraca do zwyczaju przegryzania czegoś w miarę apetytu. Nie płacze, nie skarży się. Jej odporność fizyczna słabnie jednak. Dłonie spalone radem sprawiają jej ustawiczne kłopoty. Czasem interweniuje doktor Curie, prosząc, żeby się położyła i nikogo nie przyjmowała. W liście

pisany w 1907 r. do jednej z przyjaciółek z dzieciństwa, czytamy: „Moje życie jest tak zdruzgotane, że już go nie ułożę...”.

Podjąć na nowo pracę i badania Piotra, zbudować noszący jego nazwisko Instytut Radowy — oto dwa cele wypełniające jej egzystencję. Dzień 5 listopada 1906 r. pozostanie pamiętnym dniem w annałach Uniwersytetu. Tego właśnie dnia odbył się pierwszy wykład Marii Curie na Sorbonie. Stał się wydarzeniem w wielkim świecie, wydarzeniem, o którym pisano w gazetach. Wszyscy chcieli w nim uczestniczyć. Oto co napisano w *Le Journal*: „Madame Curie, wdowa po sławnym uczonym, która dostała nominację na katedrę zajmowaną przez jej małżonka na Sorbonie, poprowadzi w poniedziałek, 5 listopada 1906 r. swój pierwszy wykład o godzinie 1³⁰ pp. Pani Curie będzie wykladała w sali amfiteatru. Sala ta ma mniej więcej sto dwadzieścia miejsc, które w większej części zostaną zajęte przez studentów. Publiczności i prasie, które mają też pewne prawa, zostanie do podziału około dwudziestu miejsc. W tych okolicznościach, jedynych w historii Sorbony, czyż nie można by dać na pierwszy wykład do dyspozycji Marie Curie sali wielkiego amfiteatru?”

Maria dzielnie stawia czoła próbie, panuje nad emocjami. Burza oklasków towarzyszy jej wejściu na salę. Czeka, aż zapanuje cisza; bez wstępów informuje, że będzie kontynuowała wykłady Piotra Curie poczynając od punktu, w którym zostały przerwane i zaczyna: „Gdy zastanawiamy się nad postępem dokonany w fizyce w ciągu dziesięciu lat, zaskoczeni jesteśmy zmianami, jakie nastąpiły w naszych wyobrażeniach o elektryczności i materii...”.

Po skończeniu wykładu, po omówieniu rozpadu atomu i problemu ciał promieniotwórczych, Maria Curie wymyka się szybko tylnymi drzwiami.

Rok 1911

Rok 1911 jest jednym z najtragiczniejszych w życiu Marii Curie. Przerwała wykłady w Ecole normale pour jeunes filles w Sèvres z chwilą nominacji na Sorbonę. Wielu uczonych i przyjaciół namawia ją, żeby ubiegała się o przyjęcie do Akademii Nauk. Konkuruje z nią Edouard Branly, lat sześćdziesiąt sześć, wykładowca w l'Institut Catholique, wynalazca w r. 1890 aparatu do odbierania sygnałów radiowych. Kampania przed wyborami do Akademii nabiera akcentów politycznych, wybuchają namiętności, a prawica tradycyjna, nacjonalistyczna i katolicka rzuca dwa hasła: „Kobiety nie mogą wchodzić w skład Akademii” i „Głosujcie na Francuzów i katolików”. Edouard Branly zwycięża trzydziestu dwoma głosami przeciw dwudziestu ośmiu oddanym na Marię Curie.

Maria jest dotknięta porażką do żywego. Nie przegraną jako taką, ale tą wyzwoloną u przeciwników napaścią. Przybyła przecież do Francji, która reprezentowała w jej oczach ideał wolności, równości, wspaniałomyślnej gościnności.

Wybory odbyły się w styczniu. Ten rok nie szczędził jej i innych, jeszcze przykrzejszych afrontów. Odkąd nagroda Nobla zwróciła uwagę czytelników na małżonków Curie, dziennikarze wiedzą, że wszystkie plotki, dotyczące ich życia prywatnego podniosą poczytność gazety. Tak się stało w przypadku niespodzianej śmierci Piotra, potem nominacji jej, jako pierwszej kobiety, na profesora wyższej uczelni, wreszcie, ostatnio — walki

o kandydaturę Marii Curie na członka Akademii Nauk. Cała skandalizująca prasa stara się wykorzystać odruch niechęci do obcokrajowców, która rozgorzała przy pojedynku Edouard Branly — Maria Curie. Wydarzenie z intymnego życia Paula Langevina stanie się pretekstem do nikczemnej kampanii oszczerczej przeciw Marii Curie.

Paul Langevin przejął stanowisko Piotra Curie w Ecole de Physique et Chimie przy ul. Lhomond. Bliski przyjaciel małżonków, był ciągle w nurbie prac nad radem, a także nad magnetyzmem. Toteż po śmierci Piotra Curie, Paul Langevin podjął kontynuację niedokończonego dzieła swego mistrza. Jednocześnie jest też najlepszym przyjacielem Marii Curie, więc po tym strasznym nieszczęściu otacza ją szczególnymi atencjami. Maria szuka sensu życia w wychowywaniu córek, poświęcając im wszystkie wolne chwile. Nie satysfakcjonują jej metody wychowawcze stosowane we Francji: za dużo godzin na pracę umysłową, za mało ćwiczeń fizycznych; zbyt mało inicjatywy pozostawia się samym dzieciom. Odzywa się w niej znów nauczycielka, jak kiedyś w Polsce. Dla niej wartość moralną kraju mierzy się wysokością nakładów na oświatę. Francja jej zdaniem nie stoi na wysokości zadania. Rzeczywistość jest różna od tego, co sobie kiedyś wyobrażała. Zamierza więc wespół z młodymi profesorami, którzy ją otaczają, zorganizować dla grupy dzieci ze swego środowiska nauczanie eksperymentalne.

Rodzice-profesorowie nazywają to zgrupowanie „kooperatywą”. Paul Langevin w swym pięknym domu w Fontenay-aux Roses uczy matematyki, Jean Perrin prowadzi lekcje chemii w laboratorium na Sorbonie. Henri Mouton zbiera dzieci przy bulwarze Kellermanna, w domu Perrinów, by tam uczyć ich przyrody. Madame Perrin i Madame Chavanne chodzą z dziećmi do muzeów, ucząc ich w ten sposób historii, literatury, sztuk pięknych. Co się tyczy Marie, to zarezerwowała dla siebie fizykę i prowadzi lekcje w swoim laboratorium. Ten pedagogiczny eksperyment nie omieszkiał wzbudzić poruszenia u dziennikarzy. W prasie pisano oczywiście o tym, jak: „Ten mały świeatek, co to za ledwie umie czytać i pisać, ma wszelkie prawa do ćwiczeń laboratoryjnych i wypróbowywania reakcji chemicznych... Sorbona i budynki przy ul. Cuvier jeszcze nie wyleciały w powietrze, ale nie traćmy nadziei!” W tej słynnej „kooperatywie” nauki pobierali: Alina i Francis Perrin, André Mouton, Fernand i Isabelle Chavennes, Irène Curie, Jean Langevin. Ta inicjatywa nie przetrwa nawet dwóch lat. Rodzice zdali sobie sprawę, że czas, poświęcony dzieciom wprowadza perturbacje w ich własną pracę naukową. Pozostała im jednak tęsknota za tą akcją, i wydaje się, że dla Paula Langevina, stała się ta próba początkiem długich poszukiwań pedagogicznych, które doprowadziły w końcu do opracowania planu Langevina-Wallona, reformy szkolnictwa zaproponowanego rządowi francuskiemu w roku 1945, po wyzwoleniu.

Paul Langevin, ojciec czworga dzieci, napotykał wiele trudności w swym małżeńskim życiu. Pod pretekstem rozmaitych zajęć i licznych podróży uciekał od czasu do czasu z domu. Madame Langevin czuła się opuszczona. Była zazdrosna o wszystkie kobiety, które były w pobliżu jej męża; postanowiła publicznie dochodzić swych praw małżonki. Najbardziej eksponowana była Maria Curie. Eugène Curie zmarł w lutym 1910 r., polska guwernantka wróciła do kraju — miała wyjść za mąż. Maria była tym bardzo zmartwiona i przyjaciele wzmogli jeszcze atencje w stosunku do niej. Paul Langevin nalegał, żeby Maria „wróciła do życia”, żeby pomyślała o strojach, o rozrywkach. I Maria poszła za jego radami; zaczęła więcej uwagi poświęcać strojom, i trochę więcej smakować życia.

Niewątpliwie, poza więzami współpracy naukowej zaczęły ich łączyć bardziej czułe związki. Skandal wybuchł nagle 4 listopada 1911 roku. W *Le Journal* pojawił się artykuł pod obiecującym tytułem: „Historia miłosna”. „Pani Curie i profesor Langevin — ogniska radu promieniującego w sposób tak tajemniczy na wszystko co nas otacza, sprawiły nam niespodziankę. Promienie X spalające tych, którzy są zbyt blisko, wzniciły pożar w sercu kogoś, zajmującego się właśnie ich oddziaływaniem. Tymczasem żona wraz z sześciorgiem dzieci tonie we łzach. Rankiem, trzy miesiące temu, pan Langevin wyjechał z dziećmi. W tym samym czasie opuściła Paryż także pani Curie. Chciałbym wiedzieć, co nam powiedzą o tej smutnej historii pani Curie i pan Langevin? Niestety, pani Curie zniknęła, a o panu Langevin także nic nie wiadomo...”. Artykuł podpisał Fernand Hauser. Historyjka była zęcnie zmontowana. Nawet najnormalniejsze sprawy, stały się podejrzane. Przede wszystkim Langevin miał czwórkę dzieci, a nie sześcioro, jak chce autor artykułu na wstępie, manipulując wzruszeniem czytelników. Trzy miesiące temu rzeczywiście Langevin wyjechał na wakacje ze starszymi dziećmi. Pani Curie także wyjechała z córkami, a mianowicie na wakacje do Polski. W świetle artykułu, jeśli ów Fernand Hauser naprawdę tak szukał Marii Curie i Paula Langevina, to był po prostu źle poinformowany.

Rzeczywiście byli później razem, ale wraz z dwudziestką innych fizyków. Nie była to tajemna schadzka, ale pierwszy Kongres Solvayowski. Pod koniec tego zjazdu, *Le Journal* dotarł do rąk uczestników, i oczywiście do rąk Marii Curie i Langevina. Dla Marii był to szok, z którego nie mogła się podnieść. Skróciła pobyt i wróciła do domu, zdecydowana zamknąć drzwi dla wszystkich.

Tymczasem doniosłość prac naukowych, prowadzonych przez Marię Curie w czasie ostatnich lat przynosi jej uznanie za granicą: w Stanach Zjednoczonych, Anglii, Chile, Polsce, Szwecji. Otrzymuje nagrodę Nobla z chemii w grudniu 1911. Mimo niepokojącego stanu zdrowia, udaje się do Sztokholmu, w towarzystwie siostry Broni i córki Ireny, która miała wtedy czternaście lat. Te zaszczyty wzmagają jeszcze nienawiść przeciwników. Podstępne rewelacje prasy francuskiej wywołują manifestacje o niezwykłej sile. Maria Curie jest atakowana na wszystkich odcinkach pracy zawodowej i życia prywatnego. Gazety utrzymują, że jedynym prawdziwym uczonym w tym związku był Piotr, że Francja w ogóle nie potrzebowała tej Polki, wnoszącej tyle niepokoju do francuskiego domowego ogniska. Manifestanci posuwają się do tego, że rzucają kamienie w okna domu w Sceaux. Dnia 29 grudnia Maria załamuje się i odwieziona zostaje niezwłocznie do kliniki. Choruje zarówno psychicznie, jak i fizycznie. Wystąpiło załamanie nerwowe i choroba nerek. Na początku roku 1912 opuszcza dom w Sceaux i wynajmuje mieszkanie w Paryżu, przy quai de Béthune 36. W marcu przechodzi operację nerek. Rekonwalescencja potrwa długo, bardzo długo. Maria kryje się, nie chce widzieć nikogo. Na wypoczynek wyjeżdża na prowincję lub za granicę pod przybranym nazwiskiem. Przyjaciele obawiają się, że nie przetrzyma tej strasznej próby.

W Warszawie intelektualisci wysuwają projekt utworzenia laboratorium zajmującego się promieniotwórczością i proponują Marii Curie objęcie kierownictwa. Henryk Sienkiewicz zwraca się do niej ze słowiańską emfazą: „Racz, Wielce Czcigodna Pani, przenieść wspaniałą Twą działalność naukową do nas, do naszego kraju, do stolicy... Nasz naród Cię podziwia, lecz chciałby Cię widzieć pracującą w rodzinnym Twoim mieście. Jest to

gorącym pragnieniem całego społeczeństwa”. Jednakże Maria nie może przyjąć propozycji mimo najszczerzych chęci mieszkania w Polsce.

W miarę poprawy zdrowia, powraca do swego projektu utworzenia wspaniałego laboratorium dla uczczenia pamięci Piotra. W końcu, poza nikczemnymi napaściami ludzi niechętnych obcokrajowcom, otoczona tu jest wszystkimi swymi przyjaciółmi. Podtrzymuje ją bardzo na duchu szwagier Jacques, oburzony niskimi pobudkami i ciosami poniżej pasa zadawanymi Marii przez pravicową prasę, usiłującą pod pretekstem sprawy Marii uprawiać swoją politykę.

Inauguracja Instytutu Radowego w Paryżu i pierwsza wojna światowa

Po powrocie do pracy i normalnego życia Maria zrozumiała, że jej równowaga uzależniona jest od higienicznego trybu życia: wróciła więc do sportu, przywiązuje dużo uwagi do wypoczynku wakacyjnego. Lato roku 1913 spędziła podróżując z córkami i uprawiając długie górskie wędrowki. W czasie wycieczek w Alpy Szwajcarskie spotkała swego przyjaciela, Alberta Einsteina. W 1914 wynalazła malowniczy i mało uczęszczany zakątek w Bretanii — l'Arcouest. Od 1895 r. kilku uczonych, historyków i pracowników nauk ścisłych, miało zwyczaj spędzać tu wakacje. Wynajęła dom na lato 1914, wysyłając najprzód Irenę i Ewę w towarzystwie guwernantki. Perrinowie, przebywający także w l'Arcouest, mieli doglądać córek aż do chwili jej przybycia. Opóźniła wyjazd, bo wkrótce nastąpić miała inauguracja Instytutu Radowego (*l'Institut du Radium*), stąd to wielkie ożywienie. Maria sama projektowała, nadzorowała budowę, czuwała nad wyposażeniem wnętrza; zadbała także o otoczenie — tworząc skwerki zieleni. Pozostała jeszcze na lipiec w Paryżu, by dokonać przeprowadzki swego laboratorium i przygotować oficjalną inaugurację, która miała się odbyć w październiku. Miała właśnie wyjechać do l'Arcouest, zmęczona ale szczęśliwa z wykonanej pracy, gdy dnia 2 sierpnia 1914 r. wybuchła wojna. W tym roku Maria nie będzie miała wypoczynku: pracuje poczynając od 3 sierpnia — jej pierwszą misją jest ukrycie cennego gramu radu. Wsiada w pociąg do Bordeaux. Męcząca to podróż, po pierwsze dlatego, że pociąg bez końca się zatrzymuje, po drugie — bo przewozić gram radu nie znaczy to, że ma się przy sobie małeńki pakiecik; wokół tego gramu radu jest dwadzieścia kilogramów ołowiu! Podróż-epopea dobiegła końca. Teraz z kolei Maria postanowiła zorganizować serwis ambulansów radiologicznych na froncie. Przede wszystkim poszukuje prywatnych dotacji umożliwiających zakup aparatów Roentgena. Zwraca się do wszystkich posiadaczy samochodów, by zechcieli je „wypożyczyć” dla zorganizowanej przez nią służby zdrowia. Instaluje aparaty Roentgena w tych „wypożyczonych” pojazdach. Zasłynęły potem jako „małe Curie”. Pierwszy ambulans krąży od 1915 r. Maria podróżuje wraz ze swymi ambulansami, które umożliwiają prześwietlanie chorych na miejscu. Irena i Ewa pozostały w Paryżu i śledzą „krążenie” swjej mamy poprzez kartki pocztowe, które przesyła im „z frontu”. Irena jednak nie chce siedzieć bezczynnie. Z zapałem uczy się, by zdobyć dyplom pielęgniarki radiologa. Maria nauczy ją obchodzenia się z aparatem, a następnie zabierze ze sobą, jako operatorkę tejże aparatury. Irena ze swej strony zostaje wkrótce „peda-

gogiem” i zaczyna kształcić pielęgniarki-radiologów dla armii. W 1918 r. Irena dostanie oficjalną nominację na asystenta, oddelegowanego do laboratorium Curie.

Oficjalna inauguracja Instytutu Radowego ma miejsce w 1919. Maria i Irena podejmują prace nad promieniotwórczością. Organizują także wstępny kurs przeznaczony dla wojskowych amerykańskiego korpusu ekspedycyjnego, przebywających w Paryżu.

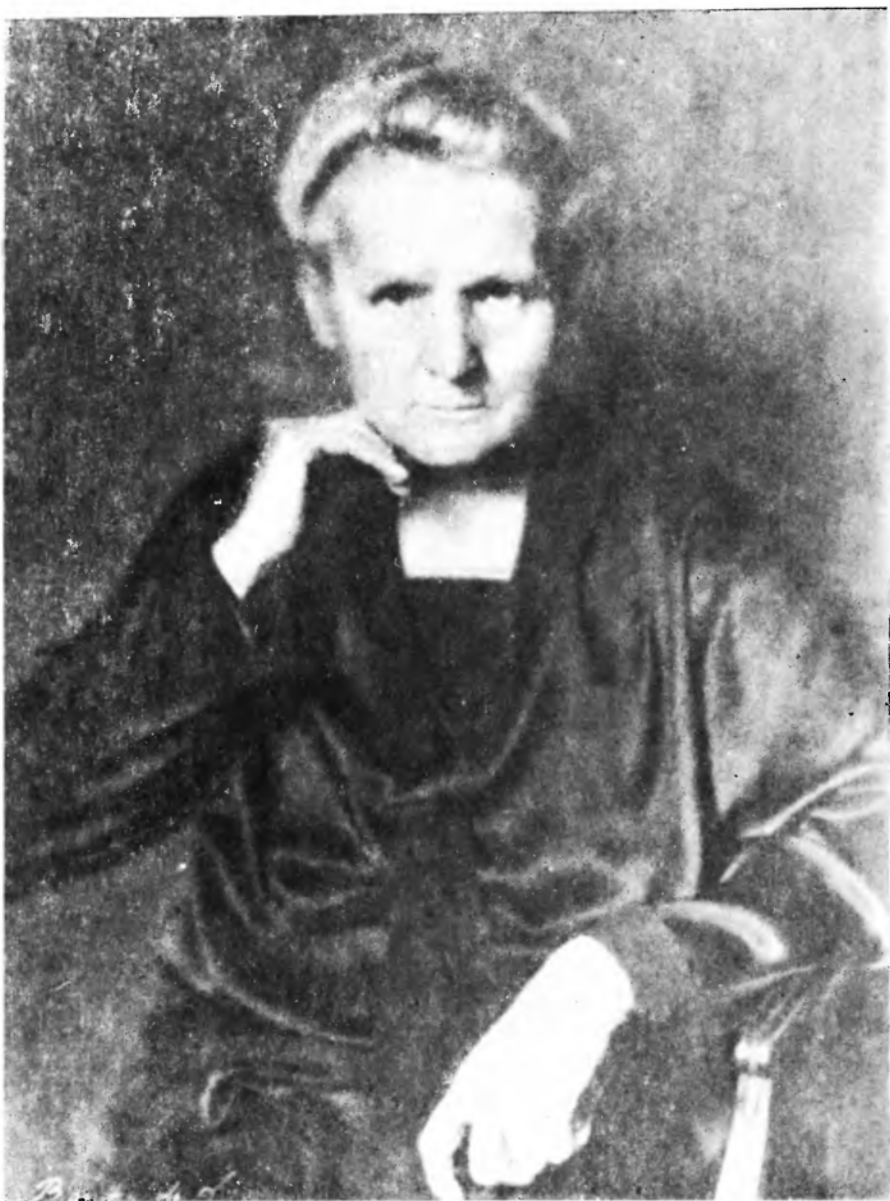
Welcome, Madame Curie!

Wojna zdezorganizowała pracę naukową Marii i zrujnowała jej zdrowie. W Instytucie Radowym brak materiałów. Maria, która tak się namęczyła, jest znużona ustawiczną walką i żebranią. Chciałaby wrócić do spokojnej pracy w laboratorium odciętym od niepokoju zewnętrznego. Szczególnie odgradza się od dziennikarzy; zachowała zbyt przykre wspomnienia. Dopuszcza do siebie tylko amerykańską dziennikarkę, która zdobyła jej zaufanie. Amerykańscy żołnierze po powrocie do kraju opowiadają, jak ich przyjmowano w Instytucie Radowym. Opowiadają swe wrażenia, mówią o prostocie życia Marii Curie i jej skromnych laboratoriach. Wzbudzili zainteresowanie Amerykanów, a szczególnie kobiet amerykańskich, tą tajemniczą postacią. Dziennikarka, pani Meloney, kierująca redakcją wielkiego magazynu w Nowym Jorku, decyduje się w 1920 r. na podróż do Europy w celu poznania „najwybitniejszych ludzi”. Wie, że niełatwo być przyjętą przez panią Curie, ale nalega wielokrotnie: „Od dwudziestu lat jest Pani w moich oczach kimś ważnym. Chciałabym tylko pobyc z Panią przez kilka chwil”. I Maria Curie otwiera przed nią drzwi. Od pierwszej chwili między obiema kobietami nawiązuje się nić sympatii. „Missy”, jak potocznie nazywają dziennikarkę, tak reasumuje swe spotkanie w Instytucie Radowym: „Maria Curie przyczyniła się do postępu nauki i do ulgi w cierpieniach ludzi. Tymczasem dziś, gdy liczni fabrykanci bogacą się na produkcji radu — odkrytego przez małżonków Curie — ona sama nie może pozwolić na jeden gram radu, niezbędny do jej badań w laboratorium”.

Dla Ameryki wydaje się to niepojęte. Missy postanawia coś zrobić. Wraca do Stanów z obsesyjnym obrazem „tej bladej kobiety, nieśmiałej i o twarzy najsmutniejszej, jaką kiedykolwiek widziała...”. Rozwinie kampanię prasową w stylu amerykańskim, jednocząc wszystkie kobiety wokół rzuconego przez nią hasła: *podarujmy gram radu Madame Curie*. Entuzjazm przechodzi wszelkie wyobrażenia. W niespełna rok Missy pisze do Marii: „Pieniądze znaleźliśmy, ma Pani rad”. Na zaproszenie kobiet amerykańskich pani Curie pojedzie do Nowego Jorku po darowany jej rad. Missy nie waha się wrócić do Europy, by osobiście zorganizować ten wyjazd. Missy zaplanowała wspólny wyjazd pani Curie, z córkami Ireną i Ewą oraz amerykańską studentką mówiącą biegle po francusku w charakterze przewodniczki i towarzyszkii obu młodych dziewcząt. Dnia 20 maja 1921 roku odbywa się oficjalna ceremonia, w czasie której w Białym Domu prezydent Harding przekazuje symbolicznie gram radu pani Curie. Symbolicznie — bo w szkatułce nie ma prawdziwego radu. Następnie Maria wraz z córkami zostaje zaproszona do zwiedzenia Stanów Zjednoczonych. Bardzo zmęczona, ceduje na swoje córki obowiązek reprezentacji na licznych przyjęciach zorganizowanych na jej cześć. Z dużym zainteresowaniem natomiast zwiedza fabrykę w Pittsburgu, w której otrzymano podarowany jej gram radu.



Maria Curie i prof. O. M. Corbino w Rzymie w 1918 r. (ze zbiorów Muzeum Marii Skłodowskiej-Curie w Warszawie)



Pani Curie w czasie pobytu w USA w 1929 r. Fot. Blanche de Lorier



Pani Curie w rozmowie z prezydentem Stanisławem Wojciechowskim w czasie uroczystości położenia kamienia węgielnego pod Instytut Radowy w Warszawie 7 czerwca 1925 r. (ze zbiorów Muzeum Marii Skłodowskiej-Curie w Warszawie)



Maria Curie sadzi drzewko przed Instytutem Radowym w Warszawie w dniu uroczystego otwarcia Instytutu 29 maja 1932 r.

Ambasadorka radu

Po powrocie do Francji, Maria wraca do swego laboratorium i swych naukowych działań. Po tej podróży do Ameryki zasmakowała w kontaktach z ludźmi; zbudziło się w niej pragnienie bliższego poznania świata. Kongresy, w których uczestniczy, zaproszenia nadsyłane przez stowarzyszenia naukowe rozsiane w najróżniejszych miastach, dadzą jej możliwość częstych wyjazdów za granicę. Dla całego świata Maria stanie się „ambasadorką radu”. Dnia 15 maja 1922 po raz pierwszy składa swe nazwisko na liście członków organizacji nie wyłącznie naukowej: zostaje członkiem Międzynarodowej Komisji Współpracy Intelktualnej (Commission Internationale de Coopération Intellectuelle) Ligi Narodów. Celem działania Marii w łonie tej organizacji jest walka z anarchią w pracy naukowej na świecie. Domaga się także prawa do „własności naukowej”. Piotr i ona zrezygnowali na początku wieku z ciągnięcia osobistych korzyści materialnych z odkrycia radu. Dziś jednak najlepszym sposobem przyjscia z pomocą badaniom naukowym jest zdobycie patentu, chroniącego „prawo autorskie” uczonych.

W zakresie działalności krajowej przyłączyła się do Jeana Perrina, by utworzyć narodowy fundusz nauki. Tymczasem żebrze o stypendia dla naukowców, którzy pracują w Instytucie Radowym.

W grudniu 1923 r. „Fundacja Curie” uroczystie uczciła dwudziestą piątą rocznicę odkrycia radu. Rząd przyłącza się do tego hołdu. Obie izby uchwalają dekret przyznający Marii tytułem „nagrody państwowej” fundusz roczny w wysokości 40 000 franków, fundusz przechodzący na Irenę i Ewę Curie. Józef, Bronia i Hela przybyli z Polski, by uczestniczyć we wzruszającej ceremonii zorganizowanej w wielkim amfiteatrze Sorbony. Grudzień 1923 — to także miesiąc inauguracji Domu Opieki Lekarskiej tejże Fundacji⁵. Odkąd jednak Polska jest znów wolna, Maria marzy o utworzeniu tam Instytutu Radowego na podobieństwo paryskiego. Korzystając z przykładu Missy, Bronia natychmiast rozpoczyna kampanię za pomocą plakatów i znaczków z wizerunkiem Marii i zbiera fundusze pod hasłem: „Kup cegiełkę na budowę Instytutu Marii Skłodowskiej-Curie”. Bronia załatwia wszystkie niezbędne sprawy i w 1925 r. Maria zostaje zaproszona do Warszawy na uroczystość położenia kamienia węgielnego pod budynek. Jest to triumfalna wizyta. Prezydent młodej Rzeczypospolitej Polskiej kładzie pierwszy kamień, drugi — Maria Skłodowska-Curie. Ich wzajemnych stosunków nie regulują żadne względy etykiety — to stara przyjaźń z młodych lat. Prezydent Wojciechowski należał do małej grupki studentów, z którymi spotykała się Maria Skłodowska, gdy przyjechała do Paryża. „Pamięta Pani — pyta prezydent — ten mały jasek, który mi Pani pożyczyła przed trzydziestoma laty, gdy jechałem do Polski w tajnej misji?” „Pamiętam i to, że ciągle zapominał mi go Pan oddać”.

Stopniowo cegły przeobrażają się w mury, wyłania się Instytut, ale do funkcjonowania

⁵ Fundacja Curie jest instytucją prywatną, służącą użyteczności publicznej od 27 maja 1921 r. Funkcjonuje więc swobodnie pod kontrolą państwa. Jej rada administracyjna jednoczy przedstawicieli Uniwersytetu (Wydziału Nauk Ścisłych i Wydziału Medycyny), Akademii Nauk i Akademii Medycyny, Instytutu Pasteura, Personelu Lekarskiego Szpitali, dobroczyńców. Doktor Henri de Rothschild wyposażył Fundację w statutową dotację, jest więc jej prawdziwym fundatorem. Utworzona i wyposażona w środki Fundacja Curie miała wspomagać środki działania Instytutu Radowego.

niezbędny jest mu rad. Pani Curie znów zwraca się do Ameryki. Jednak od r. 1921 czasy się zmieniły. Na świecie panuje kryzys ekonomiczny, który dotyka zarówno Europę, jak Amerykę. Missy czyni znowu cud i piękna historyjka powtórzy się jeszcze raz. W roku 1929 Maria płynie do Stanów Zjednoczonych i składa podziękowanie prezydentowi Hooverowi i kobietom amerykańskim w imieniu Polski za nowy gram radu, który dotrze do Warszawy. Maria przyjedzie ponownie do Warszawy po raz ostatni na inaugurację Instytutu dn. 29 maja 1932 roku.

L'Arcouest zwany „Fortem Nauki”

W r. 1932 Maria jest już bardzo drobna i szczupła. Często mówi o potrzebie odpoczynku i zamieszkania gdzieś na wsi, pełnej słońca, ale wie, że nigdy nie będzie mogła obejść się bez atmosfery laboratorium.

Trzykrotnie operowana na kataraktę, mimo starań okulistów widzi coraz gorzej. Ukrywa ten stan przed wszystkimi bliskimi. Tylko Bronia wie o tym. Do końca, mimo wszystkich utrudnień Maria będzie kontynuowała swe doświadczenia i będzie robiła obliczenia, rachując głośno po polsku, jak to zawsze czyniła.

Słucha rady Ireny i dla zachowania formy możliwie dużo czasu spędza w L'Arcouest, w maleńkim porcie, odkrytym przez nią w 1914 r. Podobnie jak wielu przyjaciół z Sorbony, i ona kupiła tu dom. L'Arcouest stało się miejscem spotkań tylu uczonych, historyków, laureatów Nobla, że jakiś dowcipny dziennikarz przezwiał miejscowość „Fortem Nauki”. Tu Maria pływa, uprawia sporty wodne, chodzi na skały na wycieczki. Gdy w roku 1926 Irena poślubiła Fryderyka Joliot, ten wysportowany młody człowiek, uprawiający żeglarstwo, przystał także do L'Arcouest. Kolejno przyjeżdżała tu młoda generacja: młodzi Joliotowie, młodzi Grigourowie (lekarz Fundacji), młodzi Langevinowie. Jeszcze później — w następnym pokoleniu — ich dzieci połączą się węzłem małżeńskim: Héléne Joliot, córka Ireny i Fryderyka, została Héléne Langevin, poślubiając André Langevina, którego ojcem był Paul Langevin.

Sztuczna promieniotwórczość

„Maria Curie miała szczęście zobaczyć jeszcze przed śmiercią, jak dzieło jej kontynuują Irena i Fryderyk Joliot-Curie. Otrzymanie licznych i nowych ciał promieniotwórczych otwierało nauce, technice i medycynie bardzo rozległe horyzonty...” (*Les Curie et la radioactivité* — Eugène Cotton).

Podczas wykładu 16 kwietnia 1957 r. Fryderyk Joliot wraca do wspomnienia, które zachował z tego okresu: „Maria Curie była świadkiem naszych badań i nigdy nie zapomnę wyrazu intensywnej radości, która ją ogarnęła, gdy Irena i ja pokazaliśmy jej małą rurkę szklaną z pierwszym sztucznym pierwiastkiem promieniotwórczym. Widzę jeszcze, jak bierze w swe przepalone radem palce tę rurkę z radiopierwiastkiem o dość słabej jeszcze aktywności. W celu potwierdzenia naszych słów zbliża ją do licznika Gcigera-

-Müllera i słyzy wielokrotne tykanie licznika. Była to niewątpliwie ostatnia wielka satysfakcja w jej życiu”.

Odkrycie sztucznej promieniotwórczości przyniosło Fryderykowi i Irenie nagrodę Nobla z chemii w roku 1934. Maria Curie już nie żyła. Zmarła na białaczkę 4 lipca tegoż roku w sanatorium w Sancellemoz w Sabaudii.

Tłumaczyła *Wiesława Zielińska*

NOWOŚCI NAUKOWE

*Barbara Badelek*Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa*Zbigniew Dziembowski**Maria Krawczyk*Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa**Fizyka cząstek elementarnych w 1984 r.****Physics of Elementary Particles in 1984**

Abstract: The state of the current research in particle physics, both experimental and theoretical, that emerged at the XXII International Conference on High Energy Physics in Leipzig, is presented.

W drugiej połowie lipca 1984 r. odbyła się w Lipsku (NRD) XXII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii, poświęcona przeglądowi najnowszych osiągnięć fizyki cząstek elementarnych. Wyłonił się z niej obraz stanu badań w tej dziedzinie, który przedstawiamy poniżej.

Najważniejszy temat dyskusji, odbywających się na tej konferencji, to sprawy statusu modelu standardowego, jego sukcesy ale i zagrożenia pochodzące od nowych, nieoczekiwanych wyników doświadczalnych. Przypomnijmy, że model standardowy, tak jak go dzisiaj rozumiemy, opiera się na czterech filarach: a) relatywistycznej kwantowej teorii pola, b) założeniu o czterowymiarowości czasoprzestrzeni, c) podstawowych symetriach oddziaływań: symetrii geometrycznej Poincarégo oraz lokalnej symetrii cechowania $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, d) obiektach elementarnych: kwarkach, gluonach, leptonach, bozonach γ , W i Z oraz bozonach Higgsa. Prawomocność wszystkich wymienionych założeń była podczas prac Konferencji poważnie kwestionowana. Nim przejdziemy do tych spraw warto najpierw wspomnieć o tych doniesieniach, które mieściły się w ramach modelu standardowego.

Podobnie jak na konferencji w Brighton w 1983 r. duże zainteresowanie wzbudziły wyniki eksperymentów UA1 i UA2 (por. artykuł K. Rybickiego, *PF* 35, 305 (1984)), a wśród nich komunikat grupy UA1 o sześciu przypadkach oddziaływania $p + \bar{p} \rightarrow l + 2$ „jety” (l — elektron lub mion), które można interpretować jako rezultaty rozpadu bozonu W^+ na parę kwarków: t i \bar{b} i następującego potem rozpadu $t \rightarrow l^+ \nu b$. Interpretacja ta pozwala przyjąć, że masa obserwowanego po raz pierwszy kwarka t jest zawarta między 30 a 50 GeV/ c^2 . Sporo nowych danych pojawiło się na temat prądów neutralnych, których odkrycie przed ponad dziesięcioma laty stanowiło pierwszy poważny argument doświadczalny za modelem oddziaływań elektroślabych opartym na symetrii $SU(2) \times U(1)$. Dane te pochodzą m. in. z eksperymentów głęboko nieelastycznego rozpraszania $\bar{\nu}N$ i pozwalają z dużą precyzją zmierzyć parametry prądów neutralnych ($\sin^2 \theta_W$ i ρ). Jeśli chodzi o naładowane prądy słabe, to w pięknym eksperymencie przeprowadzonym w ośrodku TRIUMF w Vancouver pokazano, że wkład oddziaływań typu $V+A$ jest mniejszy niż 3% (zatem dominuje struktura prądu typu $V-A$). Także nowe pomiary czasu życia taonu dały wartość (około $2,9 \cdot 10^{-13}$ s) zgodną z wymaganą przez założenie uniwersalności $\tau - \mu - e$. Poszukiwania procesów przejścia między różnymi rodzinami leptonów pokazały, że liczba leptonowa zachowana jest z dokładnością lepszą niż 10^{-10} . Wszystkie rezultaty są we wspaniałej zgodności z modelem standardowym. Wyrażano nadzieję, że wkrótce doświadczenia tego typu osiągną stopień dokładności pozwalający badać rolę poprawek radiacyjnych.

Obok modelu oddziaływań elektroślabych ważnym elementem modelu standardowego jest chromodynamika kwantowa opisująca oddziaływanie kwarków i gluonów. Trudności i sukcesy tej teorii referował B. Ioffe z Moskwy. Głównym źródłem trudności jest tu brak głębszego zrozumienia problemu uwięzienia koloru. Nie potrafimy, wychodząc z zasad modelu standardowego, podać związku między oddziaływaniami kwarków i gluonów a własnościami swobodnych hadronów. Rozkłady kwarków w hadronie opisujemy funkcjami struktury, które wyznaczamy wprost z doświadczenia. Podobnie postępujemy z funkcjami fragmentacji kwarków i gluonów w hadrony. Własności obu tych funkcji były tematem osobnego wykładu plenarnego I. Savina z Dubnej. W centrum uwagi znajduje się ciągle sprawa tzw. „efektu EMC” (struktura kwarkowa nukleonów najprawdopodobniej zależy od otaczającego środowiska), ponieważ posiada on poważne implikacje dla interpretacji rezultatów eksperymentów głęboko nieelastycznego rozpraszania leptonów na tarczach jądrowych. Potwierdzenie efektu nadeszło z CERN-u, z eksperymentu z wiązką mionową rozproszoną na tarczy węglowej. W eksperymentach wykorzystujących wiązkę neutrin (BEBC, CDHS) nie zaobserwowano jednak żadnego znaczącego sygnału. Planuje się wiele doświadczeń (np. w SLAC-u) w celu dokładnego zbadania tego zjawiska, m. in. poprzez mierzenie wkładu od fotonów wirtualnych spolaryzowanych podłużnie i poprzecznie w oddziaływaniach naładowanych leptonów z tarczą jądrową. Wydaje się, że wkład ten jest zależny od rodzaju jądra, choć istnieją rozbieżności w rezultatach pomiarów nawet na tarczach wodorowych. Funkcje struktury nukleonów mierzone w oddziaływaniach mionów i neutrin są ze sobą bardzo dobrze zgodne; zrozumienia wymagają rozbieżności na poziomie kilku procent.

Najobfitszym źródłem informacji o chromodynamice kwantowej są wciąż jeszcze procesy inkluzywne z produkcją hadronów o dużych pędach poprzecznych (pp , $\bar{p}p$, e^+e^- , lp ,

a także z użyciem tarcz jądrowych). W tej dziedzinie konferencja przyniosła szereg nowych ale nie zaskakujących informacji zebranych w wykładzie M. Jacoba z CERN-u. Przedstawił on postęp, jakiego dokonano szczególnie w analizie dżetów. Metody stają się na tyle subtelne, że pozwalają odróżnić „jety” pochodzące z kwarków od tych, które biorą swój początek z gluonów. Jako wyróżnik tych ostatnich podaje się produkcję kaonów (doświadczenie SFM w CERN-ie) oraz mezonów powabnych (wstępne dane z grupy UA1).

Uzyskano dalszy postęp w zrozumieniu roli miękkich gluonów w procesach hadronowych o dużej energii. Prace Brodsky'ego i współpracowników sprzed kilku lat zwróciły uwagę na niebezpieczeństwo związane z wymianą miękkich gluonów między zderzającymi się hadronami prowadzące do naruszenia faktoryzacji wkładów funkcji struktury i twardego procesu partonowego. Obecnie wydaje się, że ten problem uzyskał właśnie rozwiązanie w pracach Collinsa i Sopera.

Można by znacznie dłużej kontynuować relację o doniesieniach, które potwierdzały model standardowy, jednak nad konferencją unosił się już duch nowej fizyki, która swymi pojęciami wychodzi poza ramy modelu standardowego. Teoretycy od dawna powątpiewali w fundamentalność modelu standardowego. Podczas konferencji raz jeszcze przywołano najważniejsze argumenty przeciw niemu: duża liczba wolnych parametrów (28), brak wytłumaczenia pojawiania się rodzin fermionów, dowolna struktura sektora Higgsa i wreszcie chyba najważniejszy problem hierarchii (mas). Wszystkie dyskutowane rozszerzenia modelu standardowego wiążą się z próbami podważenia któregoś z podanych na początku aksjomatów, na których się on opiera. Oto zasadnicze kierunki poszukiwań.

Być może na odległościach rzędu długości Plancka (rzędu 10^{-33} cm) czasoprzestrzeń ma większą liczbę wymiarów. Idea ta jest najbardziej obiecująco rozwinięta w teoriach typu Kaluzy-Kleina, które zreferował w Lipsku Abdus Salam, jeden z autorów modelu standardowego. Teorie te dają szansę na unifikację grawitacji z innymi oddziaływaniami elementarnymi. Stąd pochodzi ich szczególne znaczenie i entuzjazm, jaki budzą wśród teoretyków. Dalej przypuszcza się, że na małych odległościach ($\ll M_W^{-1}$) natura wykazuje symetrię wyższą niż to zakłada model standardowy. Od szeregu lat badania idą w dwóch kierunkach. Pierwszy, to takie rozszerzenie grupy symetrii wewnętrznych, by zawierała ona grupę $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ modelu standardowego jako podgrupę. Najciekawszym rezultatem takiego podejścia, zwanego wielką unifikacją, jest przewidywanie niestabilności protonu. Żadne z dotychczasowych doświadczeń nie dostarczyło przekonujących sygnałów tego rozpadu, choć dla kilku przypadków zarejestrowanych w eksperymentach o lepszej zdolności rozdzielczej trudno znaleźć wytłumaczenie inne niż obserwacja niestabilności protonu. Według M. Koshiy z Uniwersytetu w Tokio: „zaczynamy obserwować sygnały rozpadu protonu”. Planowana jest rozbudowa wszystkich dotychczas używanych detektorów i konstrukcja nowej ich generacji. Detektory takie stanowią zawsze wyzwanie dla eksperymentatora: muszą być bardzo masywne, czułe na rejestrację obiektów o długim czasie życia, ale o bardzo złożonej konstrukcji, tak aby można było obserwować niskoenergetyczne produkty rozpadu. Obecna granica czasu życia protonu wynosi 10^{31} – 10^{32} lat, to jest o około dwa rzędy wielkości więcej niż przewidują najprostsze modele wielkich unifikacji dla kanału rozpadu $p \rightarrow \pi^0 + e^+$.

Drugi sposób powiększenia symetrii modelu oferują teorie supersymetryczne. Ich stan przedstawił J. Wess z Uniwersytetu w Karlsruhe w wykładzie nazbyt może hermetycznym

jak na konferencję przeglądową. Teorie te łączą w nietrywialny sposób symetrię Poincarégo z symetrią wewnętrzną. Przewidują one znaczne powiększenie rodziny cząstek elementarnych (już i tak przecież bardzo licznej), przyjmując istnienie tzw. partnera supersymetrycznego każdego ze znanych obiektów elementarnych, przy czym obserwowanym fermionom (bozonom) odpowiadałyby supersymetryczne bozony (fermiony).

Próbuje się wreszcie podważyć ostatni fundament modelu standardowego, a mianowicie rozważa się możliwość iż na małych odległościach ($\ll M_W^{-1}$) wszystkie, lub przynajmniej część obiektów elementarnych jest w istocie cząstkami złożonymi, zbudowanymi z tzw. preonów. Przeglądu tych prób dokonał H. Terezawa z Uniwersytetu w Tokio. Wynikało z niego, że dotychczas nie ma realistycznego modelu struktury fermionów, bozonów pośredniczących ani nawet cząstek Higgsa. Zatem ciągle nie rozwiązane są takie problemy jak natura widma mas cząstek, czy zagadka mechanizmu pojawiania się rodzin kwarków i leptonów. Podkreślano, że podstawowym problemem jest wyjaśnienie dlaczego złożone fermiony są praktycznie bezmasowe. Brak postępu w dziedzinie modeli struktur złożonych nie przeszkadzał przedstawieniu doniesień, które wskazywały na pewne egzotyczne rozpady bozonu Z jako na sygnały struktur złożonych (nie ma dowodów doświadczalnych wskazujących na złożoność leptonów czy też kwarków). Wspominamy o tym poniżej.

Aż do ostatniego roku jedynie teoretycy wskazywali na konieczność rozszerzenia modelu standardowego. Właśnie na konferencji w Lipsku dołączyli do nich eksperymetatorzy, którzy przedstawili szereg wyników nie mieszczących się w podejściu standardowym. Oto one i ich możliwe interpretacje.

1. Zespoły UA1 i UA2 zakomunikowały o istnieniu kilku przypadków rozpadów $Z^0 \rightarrow l^+ l^- \gamma$ z dużą energią fotonu i dużym kątem między leptonem i fotonem. Mało prawdopodobnym wyjaśnieniem jest promieniowanie hamowania znane z elektrodynamiki kwantowej. Jako najbardziej popularne rozważano wytłumaczenie przywołujące dyskutowane powyżej pojęcie złożoności. W takim podejściu rozpad Z miałby zachodzić w sposób kaskadowy, przez jeden z następujących stanów pośrednich: wirtualny Z + foton, wzbudzony lepton + lepton, bozon skalarny + foton.

2. Zakomunikowano (znowu grupy UA1 i UA2) o zaobserwowaniu kilku klas dziwnych zdarzeń. Wszystkie one charakteryzują się obecnością „jetów” i dużym brakującym pędem poprzecznym. Nie jest jasne jak można byłoby zrozumieć te przypadki przy użyciu jedynie standardowych mechanizmów. Powszechnie uważano, że jeśli wykluczyć możliwość fluktuacji statystycznej i założyć, że efekt będzie potwierdzony w dalszych doświadczeniach, to przypadki te mogą być znakiem nowej fizyki związanej z supersymetrią lub strukturami złożonymi. Przedstawiono następujące argumenty za interpretacją produkcji „supercząstek”. Supercząstki mogą produkować się tylko parami; oznacza to, że wśród produktów rozpadu supercząstki musi być inna supercząstka. Przeto najlżejsza supercząstka musi być trwała. Uważa się ponadto, iż najlżejsza supercząstka powinna być neutralna i pozbawiona możliwości oddziaływań silnych. Odpowiednim kandydatem wydaje się fytino¹, $\tilde{\nu}$. Zatem wyróżnikiem produkcji supercząstek byłby brakujący pęd unoszony

¹ Omówienie problemu cząstek supersymetrycznych i reguł tworzenia ich nazw znaleźć można w artykule K. Zalewskiego w *Postęпах Fizyki* 36, 111 (1985).

przez słabo oddziałujące fotino. Mogłoby ono być produktem rozpadu gluina \tilde{g} lub skwarka \tilde{q} , które produkowałyby się parami w zderzeniach $\bar{p}p$. Okazuje się dalej, że jeśli $m_{\tilde{g}}$ i $m_{\tilde{q}}$ są małe (około $40 \text{ GeV}/c^2$), to w stanach końcowych będzie dominowała konfiguracja z jednym dżetem (monodżet), co właśnie obserwuje się w doświadczeniach grupy UA1.

Pewne ograniczenia na masy cząstek supersymetrycznych ustalono w doświadczeniach z akceleratorami wiązek przeciwbieżnych e^+e^- (szczególnie PETRA).

3. Podczas konferencji podano wiele nowych danych na temat słabych rozpadów ciężkich kwarków. Wyniki podsumował R. Klanner z Monachium. Potwierdzono anomalnie długi czas życia kwarka b , $\tau_b = (1,5 \pm 0,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-12} \text{ s}$. Fakt ten, zestawiony z masą kwarka t , $m_t \approx 40 \text{ GeV}/c^2$ i ograniczeniem doświadczalnym $\bar{R} \equiv (\bar{b} \rightarrow u)/(\bar{b} \rightarrow c) \leq 0,04$, może stanowić zagrożenie dla standardowego mechanizmu łamania CP w modelu Kobayashi–Maskawy (K–M). Długi czas życia oznacza małe kąty mieszania K–M, a to z kolei pociąga za sobą żądanie dużej masy t , aby otrzymać wystarczająco silne łamanie CP.

4. Inny potencjalny problem dla standardowego modelu K–M mogą stanowić wyniki nowych pomiarów stosunku ε'/ε , wielkości charakteryzującej mieszanie w układzie mezonów dziwnych $K^0-\bar{K}^0$. Dwa zespoły, Chicago-Saclay i BNL-Yale otrzymały mniej więcej tę samą wartość bezwzględną tego stosunku, ale ich wyniki różnią się znakiem. Kłopot polega na tym, że model standardowy przewiduje znak dodatni i podaje dalszą granicę wartości bezwzględnej jako funkcji m_t . Granica ta jest niepokojąco duża (dla $m_t \approx 40 \text{ GeV}/c^2$), jeżeli porównać ją z wynikami obu doświadczeń.

5. Podczas Konferencji potwierdzono wcześniejsze doniesienia o niezerowej masie neutrina elektronowego mierzonej w rozpadzie związanego trytu. Wyniki te przedstawił jeden z autorów eksperymentu, W. Lubimow z Moskwy. Od czasów konferencji w Brighton spektrometr użyty w doświadczeniu został znacznie ulepszony; poprawiono także zdolność rozdzielczą. Pozwoliło to Lubimowowi na, jak to nazwał, realistyczne stwierdzenie, że $20 < m_{\nu_e} < 45 \text{ eV}/c^2$. Ciągłe jednak niepewne są oszacowania energii wiązań molekularnych w źródle promieniotwórczym β oraz energii stanów wzbudzonych jądra ^3He w stanie końcowym. W dyskusjach podkreślano pilną konieczność niezależnego potwierdzenia tego fundamentalnego wyniku, ważnego dla fizyki cząstek elementarnych i kosmologii. Podane zostały także nowe ograniczenia doświadczalne na masy dwóch pozostałych neutrin, mianowicie $m_{\nu_\tau} < 143 \text{ MeV}/c^2$ (z rozpadu τ) i $m_{\nu_\mu} < 0,49 \text{ MeV}/c^2$ (z rozpadu π).

W ostatnim czasie przeprowadzono dwa inne typy doświadczeń zmierzających do rozstrzygnięcia problemu niezerowej masy neutrina. Zakomunikowano, że doświadczenia reaktorowe (np. w reaktorze w Le Bugey) i typu „beam dump” (np. grupy CDHS i CHARM) nie są w stanie wykluczyć zjawiska oscylacji neutrin. Natomiast wyniki eksperymentów, w których poszukiwano podwójnego rozpadu β bez neutrina w stanie końcowym (np. doświadczenie grupy mediolańskiej w tunelu pod Mont Blanc) zmuszają do przyjęcia wniosku, że masa ν_e jest jednak prawdopodobnie mniejsza niż $10 \text{ eV}/c^2$.

6. Na zakończenie przeglądu wyników doświadczalnych sugerujących konieczność wyjścia poza model standardowy wspomnijmy o największej sensacji konferencji w Lipsku. Był nią komunikat grupy Crystal Ball pracującej w laboratorium DESY w Hamburgu o odkryciu nowego wąskiego ($\Gamma < 80 \text{ MeV}/c^2$) stanu ξ (8300) w rozpadzie radiacyjnym $\Upsilon_{1s} \rightarrow \gamma\xi$. Pierwsze doniesienia interpretowały ten stan jako bozon Higgsa produkowany

zgodnie z tzw. mechanizmem Wilczka anihilacji ciężkich kwarków na parę ($H\gamma$). Dokładniejsza analiza, zaprezentowana na konferencji przez P. Langackera z Uniwersytetu w Filadelfii pokazała, że nie może to być bozon Higgsa ze standardowego modelu $SU(2) \times U(1)$. Okazuje się bowiem, że prawdopodobieństwo rozpadu $B(\Upsilon_{1s} \rightarrow \gamma\xi)$ jest około 100 razy za duże w stosunku do przewidywań modelu standardowego, a obserwowany stosunek $B(\Upsilon_{2s} \rightarrow \gamma\xi)/B(\Upsilon_{1s} \rightarrow \gamma\xi)$ jest 4 razy za mały. Doniesienie to było szeroko dyskutowane podczas konferencji. Podano szereg interpretacji ξ wychodzących poza model standardowy. Z wyciągnięciem poważnych wniosków warto jednak poczekać na potwierdzenie tego efektu przez inne laboratoria specjalizujące się w fizyce stanów ypsilon.

Oprócz dyskusji nad modelem standardowym i jego rozszerzeniami, trzecia grupa zagadnień będących przedmiotem prac konferencji dotyczyła nowych metod w badaniach teoretycznych i doświadczalnych.

Po raz pierwszy na konferencji fizyki wysokich energii dyskutowano sprawy kosmologii. Można przypuszczać, że związki obu dyscyplin będą się pogłębiały; budowa nowych akceleratorów o coraz wyższej energii nie nadąży bowiem ze względów technicznych za wyobraźnią fizyków. Sprawdzenia tego jak wyglądają oddziaływania elementarne na małych ($\ll M_W^{-1}$) odległościach muszą oni szukać w danych astrofizycznych.

Piękny referat plenarny pokazujący związek obu tych dziedzin przedstawił A. Linde z Moskwy; mówił on przede wszystkim o tzw. modelu „nadmuchanego Wszechświata,”

Warto wspomnieć jeszcze o trzech wykładach plenarnych (J. Kripfganz z Lipska, A. Sławnow z Moskwy i C. Callan z Princeton) referujących postęp w dziedzinie nieperturbacyjnych metod rachunkowych w kwantowej teorii pola oraz o referacie V. Telegdiego z Zurychu, który zawierał informację o planach budowy akceleratorów przyszłego dziesięciolecia. Nowe urządzenia na etapie konstrukcji to głównie akceleratory wiązek przeciwbieżnych e^+e^- (Chiny, Japonia, USA, Szwajcaria) o energii od 2,8 do 100 GeV na wiązkę oraz $\bar{p}p$ (USA) i ep (Niemcy Zachodnie). Akceleratory e^+e^- są szczególnie potrzebne ze względu na to, że dostępna w oddziaływaniu energia jest tu kilkakrotnie wyższa niż w analogicznych urządzeniach proton–proton, a zderzenia są „czystsze” i dostarczają znacznie bardziej bezpośredniej informacji niż zderzenia hadronów. Klasyczny akcelerator protonowy o energii dochodzącej do 3 TeV konstruowany jest w ZSRR. Patronat nad współpracami międzynarodowymi, które konstruują a następnie będą użytkować te akceleratory sprawuje Międzynarodowy Komitet do spraw Przyszłych Akceleratorów, ICFA.

Na zakończenie wspomnijmy, że nie było na Konferencji doniesień o odkryciu monopoli magnetycznych. Proponowane są jednak nowe generacje doświadczeń, które, jak się wydaje, zbliżą się już do (teoretycznej) granicy czułości na wykrycie monopoli.

Była to ciekawa i pożyteczna konferencja, a także pierwsza po dłuższej serii poprzedzających ją, w której dominowały doniesienia o nowych, nieoczekiwanych faktach doświadczalnych nie dających się uporządkować (miejmy nadzieję, że jedynie przez krótki czas) w ramach modelu, któremu przysługiwałoby miano standardowego.

Bardziej szczegółowe przedstawienie omówionych tu zagadnień można znaleźć w materiałach Konferencji, które zostały wydane przez Akademię Nauk NRD pod redakcją A. Meyera i E. Wiczorka.



Prezydium dyskusji plenarnej Zjazdu, profesorowie (od lewej): S. Łęgowski, J. Czerwonko, G. Białkowski, J. Kołodziejczak



Prof. Zdzisław Wilhelmi członek honorowy PTF w rozmowie z prof. Marianem Mięśowiczem

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

XXVIII Zjazd Fizyków Polskich

W dniach od 17 do 20 września 1984 r. odbył się w Gdańsku XXVIII Zjazd Fizyków Polskich zorganizowany przez Zarząd Główny i Oddział Gdański Polskiego Towarzystwa Fizycznego przy współudziale Uniwersytetu Gdańskiego. W Zjeździe udział wzięło ponad 500 fizyków z różnych ośrodków, w tym znaczna liczba nauczycieli fizyki. Uroczystego otwarcia Zjazdu dokonał przewodniczący Komitetu Organizacyjnego prof. J. Fiutak, który w swoim krótkim przemówieniu przywitał zaproszonych gości i uczestników Zjazdu, a następnie przekazał przewodniczenie Zjazdowi prezesowi Zarządu Głównego PTF prof. T. Skalińskiemu. W imieniu władz terytorialnych przemówił wojewoda gdański, a w imieniu kierownictwa Uniwersytetu Gdańskiego prorektor prof. dr A. Śliwiński.

Podczas otwarcia wręczono nagrody i medale PTF. Medal Smoluchowskiego otrzymali: prof. A. Gozzini (Piza, Włochy) przyznany w 1981 r. i prof. W. Opęchowski (Vancouver, Kanada) przyznany w 1982 r. Nagrodę naukową otrzymał doc. J. Szudy (UMK, Toruń). Wręczono również nagrody dydaktyczne wyróżniającym się nauczycielom fizyki. Otrzymali je: mgr R. Cybulski (Słupsk), mgr J. Pontus (Gdańsk), mgr W. Sanik (Opole) i mgr K. Węglarska (Gdańsk). Nagrodę za pracę magisterską otrzymał mgr M. Dąbrowski (Wrocław).

Wykład inauguracyjny na temat zastosowań teorii grup wygłosił prof. W. Opęchowski.

Obrady Zjazdu odbywały się w salach budynku Instytutów Matematyki i Fizyki UG w Oliwie, a uczestnicy Zjazdu zakwaterowani byli w pobliskich domach akademickich. Program Zjazdu obejmował ważniejsze dziedziny fizyki uprawiane w kraju. Obrady odbywały się w pięciu sekcjach: fizyka fazy skondensowanej (124 zgłoszone komunikaty), fizyka atomowa i molekularna (53), fizyka jądrowa i cząstek elementarnych (28), fizyka makromolekuł i biofizyka (30), dydaktyka fizyki (19). Ogółem wygłoszono 16 wykładów, w tym inauguracyjny, 3 plenarne i 12 specjalistycznych.

Wygłoszone zostały następujące wykłady plenarne:

1. „Wybrane zagadnienia spektroskopii atomowej” — prof. S. Łęgowski (Toruń),
2. „Obecny stan nauczania fizyki w Polsce” — prof. G. Białkowski (Warszawa),
3. „Fizyka jądrowa w Polsce — stan i perspektywy” — prof. Z. Wilhelmi (Warszawa).

Ponadto odbyło się 16 wykładów specjalistycznych: „Tunelowanie protonów w ciele stałym” (prof. J. Stankowski, Poznań), „Doświadczalne dowody efektów drugiego przybliżenia w strukturze atomu” (doc. J. Dembczyński, Poznań), „Gigantyczne wzbudzenie jąder atomowych” (doc. P. Decowski, Warszawa), „Niektóre aktualne zagadnienia fizyki polimerów” (prof. M. Kryszewski, Łódź), „Zderzeniowe przekazywanie energii wzbudzenia w parach atomu w obecności promieniowania laserowego” (dr hab. A. Kopyścińska, Warszawa), „Oddziaływanie cząstek przy wysokich energiach” (prof. K. Zalewski, Kraków), „Grupa renormalizacyjna i jej znaczenie w fizyce statystycznej i teorii przejść fazowych” (doc. J. Przystawa, Wrocław), „Kwarki i gluony w hadronach” (prof. J. Namysłowski, Warszawa), „Polaryzacja fluorescencji anizotropowych układów molekuł” (doc. T. Marszałek, Toruń), „Fizyka ciała stałego a stałe uniwersalne” (prof. L. Sosnowski, Warszawa), „Obecny stan i perspektywy rozwoju badań w zakresie dydaktyki fizyki” (doc. K. Badziąg, Gdańsk).

Spośród 254 komunikatów z prac własnych wygłoszono 26, a pozostałe przedstawiono w postaci plakatów, które towarzyszyły poszczególnym sekcjom tematycznym. Streszczenia komunikatów opublikowano w *Materialach Zjazdowych XXVIII Zjazdu Fizyków Polskich*.

Podczas Zjazdu nie tylko dokonano oceny dorobku naukowego fizyków w ostatnich trzech latach, ale również, tradycyjnie już, podjęto temat stanu dydaktyki fizyki w Polsce. Generalnie można stwierdzić, że dydaktyka fizyki nie została jeszcze zaakceptowana przez naszych fizyków jako dyscyplina naukowa. Pomimo tego, że na uniwersytetach i Wyższych Szkołach Pedagogicznych dydaktyką fizyki zajmuje się profesjonalnie 109 osób i że w ciągu 40-lecia PRL opublikowano ok. 10 tys. prac, nie ma jednak ani jednego profesora dydaktyki fizyki, a nawet doktora habilitowanego. Postulowano, aby w najbliższej przyszłości zajęto się (przy współudziale PTF) rozwiązaniem problemu możliwości naukowego awansu dydaktyków fizyki, podobnie jak to jest w innych krajach na świecie. Brak możliwości i warunków przeprowadzenia habilitacji z dydaktyki fizyki uniemożliwia prawidłowy rozwój tej dyscypliny w Polsce.

Równie ważnym zagadnieniem była sprawa nauczania fizyki w szkolnictwie podstawowym i ponadpodstawowym. Stwierdzono ciągle rosnące zapotrzebowanie na kadrę pedagogiczną, a tymczasem liczba absolwentów — nauczycieli fizyki maleje. Spowodowane to jest niskim naborem na ten kierunek studiów, jak również niskimi płacami, a przecież nauczanie fizyki przy obecnym bardzo złym stanie bazy technicznej jest rzeczą wysoce uciążliwą dla nauczyciela i mało atrakcyjną dla uczniów. Sygnałem tego jest malejące w ostatnich latach zainteresowanie olimpiadami fizycznymi wśród uczniów.

Wśród uczestników Zjazdu niepokój wzbudził również niezmiernie niski udział wydatków na naukę w dochodzie narodowym. Udział ten w 1985 r. ma wynosić 1,25%, co stanowi ok. połowę kwoty przeznaczanej na ten cel w 1984 r. Sytuacja taka na pewno nie będzie sprzyjać rozwojowi fizyki w Polsce w najbliższych latach.

W czasie Zjazdu czynny był punkt sprzedaży książek Księgarni Naukowej oraz Wydawnictwa Uniwersytetu Gdańskiego. Uczestnikom Zjazdu umożliwiono zwiedzenie laboratoriów naukowych i dydaktycznych Instytutu Fizyki Politechniki Gdańskiej, jak również zwiedzanie Gdańska. Zorganizowano również wieczór towarzyski.

Stanisław Zachara

Srodowiskowe Laboratorium
Akustyki i Spektroskopii
Uniwersytet Gdański
Gdańsk

XVII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Półprzewodników w San Francisco

Już ponad 30 lat co dwa lata odbywa się światowa konferencja fizyki półprzewodników. W 1984 roku konferencja odbyła się w dniach 6–10 sierpnia w San Francisco (USA). W Konferencji udział wzięła rekordowa liczba ok. 1100 uczestników reprezentujących wszystkie liczące się w tej dziedzinie kraje. Z Polski uczestniczyła stosunkowo liczna grupa fizyków (14 osób). Tematyka Konferencji zdominowana została przez burzliwie rozwijające się obecnie kierunki: supersieci oraz dwuwymiarowego gazu elektronowego. Problemem tym poświęconych było ponad 40% wszystkich przedstawionych prac. Spośród 5 plenarnych referatów, 3 poświęcone były właśnie im. Prof. Esaki mówił o aktualnym stanie badań fizyki supersieci. Dr Tsui dyskutował doświadczalne wyniki badań nad kwantowym efektem Halla ze szczególnym uwzględnieniem zjawisk zachodzących w bardzo silnych polach magnetycznych, gdzie obserwuje się coraz więcej tzw. „ułamkowych plateau”. Dr Laughlin przedstawił zaproponowany przez siebie model interpretacji tego niezwykle frapującego zjawiska. Zaczyna się mówić, że efekt ten związany jest z powstaniem w dwuwymiarowym gazie elektronowym w silnych polach magnetycznych nowego stanu skupienia materii.

Olbrzymie wrażenie na zebranych zrobiły rezultaty „tunelowego skaningu” powierzchni ciał stałych (nie tylko półprzewodników), przedstawione przez dra Binninga w referacie plenarnym. Urządzenie zbudowane przez Binninga i Rohrera pozwala, wykorzystując prąd tunelowy pomiędzy powierzchnią ciała stałego a zbliżonym do powierzchni ostrzem, „oglądać” powierzchnię z dokładnością 0,2 Å — jest to

długość ponad dwukrotnie mniejsza od pierwszej orbity bohrowskiej w atomie wodoru (por. także artykuł A. Ciszewski i A. Kiejna „Skaningowa mikroskopia tunelowa” P. F. zes. 2/1985). Metodą tą badano dotychczas bliskie idealnych powierzchnie metali i półprzewodników. Obecnie rozpoczyna się badanie defektów punktowych, włącznie z określeniem ich stanu ładunkowego. Sygnalizowane były wstępne rezultaty badań tą techniką struktury spirali DNA.

Wiele prac dotyczyło badań struktury elektronowej kryształów będących związkami intermetalicznymi III i V oraz II i VI kolumny tablicy Mendelejewa. Badanie defektów w GaAs budzi duże zainteresowanie ze względu na ogromne znaczenie w zastosowaniach. Referat na ten temat wygłosiła na zaproszenie organizatorów dr Maria Kamińska z Uniwersytetu Warszawskiego. Został on bardzo przychylnie przyjęty w środowisku specjalistów.

Prace polskich fizyków przedstawione na Konferencji dotyczyły również półprzewodników półmagnetycznych, półprzewodników z wąską przerwą energetyczną oraz stanów domieszkowych.

Następna Konferencja odbędzie się w roku 1986 w Sztokholmie, natomiast w roku 1988 w Warszawie. Jest to szczególne wyróżnienie, ponieważ będzie to już druga Konferencja odbywająca się w Warszawie (poprzednia w 1972 r.). Dotychczas dwukrotnie konferencje odbywały się tylko w USA, Francji, Anglii i Japonii.

Marian Grynberg

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Międzynarodowa konferencja GIREP '84 na temat nauczania mechaniki

Konferencja „The Many Faces of Teaching and Learning Mechanics” odbyła się w Woudschoten koło Utrechtu w dniach 20–25 sierpnia 1984 r. Była to kolejna konferencja GIREP-u (Groupe international de recherche sur l'enseignement de la physique), organizacji, która zgodnie ze swoim statutem zajmuje się nauczaniem fizyki, a zwłaszcza dostosowaniem nauczania do współczesnej wiedzy, organizowaniem i ułatwianiem wymiany informacji oraz współpracy naukowej między członkami. Faktycznym organizatorem był Zakład Kształcenia Nauczycieli i Badań Dydaktycznych Wydziału Fizyki Uniwersytetu w Utrechcie, a komitetem organizacyjnym kierował prof. H. Hooymayers. Konferencję finansowały m. in. Holenderska Federacja Badań Oświatowych i inne organizacje związane z kształceniem nauczycieli, UNESCO oraz różne międzynarodowe firmy przemysłowe (IBM, Shell, Nashua Copies i inne).

Zasadnicza problematyka konferencji koncentrowała się wokół problemu poszukiwania właściwych metod nauczania mechaniki. Dobrym wprowadzeniem do tej tematyki był referat pani Rosalyn Driver z Uniwersytetu w Leeds, w którym w następujący sposób podsumowała ona wyniki dotychczasowych badań. Uczniowie przystępują do nauki już z pewnymi gotowymi wyobrażeniami o budowie świata i o zjawiskach w nim zachodzących. Wyobrażenia te zwane „wiedzą spontaniczną” są wspólne dla większości dzieci i dorosłych z różnych krajów świata oraz mają pewne elementy wspólne z koncepcjami, które znane są z historii fizyki. Wiedza spontaniczna wykazuje nadzwyczajną trwałość i bardzo skutecznie opiera się nauczaniu w szkole. Odpowiednie testy wykonywane na różnym poziomie nauczania, w tym również na uniwersytetach, wykazały np., że powszechnie łączy się pojęcie siły z ruchem. Nauczanie fizyki często prowadzi do wytworzenia struktury wiedzy niezależnej od wiedzy spontanicznej, którą uczeń posługuje się tylko na lekcjach fizyki. Tymczasem nauczanie fizyki powinno prowadzić do zmiany struktury wiedzy spontanicznej, a nie do budowy struktury równoległej. Z tego powodu autorka przedstawiła stan wiedzy psychologicznej dotyczącej uczenia się i przedstawiła następujące wnioski wpływające stąd dla nauczania fizyki:

1) Konieczność identyfikacji i klasyfikacji aktualnej wiedzy uczniów i jej struktury;

- 2) Wykrycie błędnych elementów struktury wiedzy uczniów. Autorka wskazała użyteczność przykładów komputerowych;
- 3) Wprowadzanie nowych koncepcji. Bardzo skuteczne jest nauczanie problemowe, w którym uczniowie sami odkrywają nowe koncepcje;
- 4) Stosowanie nowych koncepcji w jak największej liczbie sytuacji.

Dla uzyskania trwałej restrukturalizacji wiedzy spontanicznej uczniów trzeba przedsięwziąć bardzo długo-trwałe i systematyczne oddziaływanie. Stąd powyższe idee powinny być uwzględnione w strategii zawartej w programach nauczania. Zatem strategia ta powinna uwzględnić:

- 1) Konieczność planowania programów, w których uwzględni się fakt, że człowiek nie zmieni po jednej lub dwu godzinach struktury wiedzy, którą tworzył przez całe dotychczasowe życie;
- 2) Konieczność rozwoju nauczania i dostosowania go do aktualnego stanu wiedzy uczniów. Trzeba zidentyfikować przeszkody uniemożliwiające restrukturalizację wiedzy i sposobu myślenia uczniów;
- 3) Konieczność wprowadzenia eksperymentów fizycznych, szczególnie w początkowym okresie nauczania. Najważniejszym celem tych eksperymentów jest stworzenie okazji „zmagania się” ze zjawiskami. Cele te najlepiej osiąga się w doświadczeniach jakościowych, w których uczniowie mogą na różne sposoby obserwować zjawisko, opisywać swoje obserwacje i dyskutować swoją interpretację zjawisk. Tak prowadzone nauczanie pozwala osiągnąć również inne cele:
- 1) Prowadzi do zrozumienia, w którym wiedza teoretyczna i doświadczalna są dobrze zintegrowane;
- 2) Zachęca do stawiania pytań i do stosowania wiedzy w nowych sytuacjach;
- 3) Wytwarza postawę krytyczną i zachęca do polegania w większym stopniu na własnym myśleniu niż na autorytetach innych;
- 4) Uświadamia ograniczenia wynikające z własnych wyobrażeń i konieczność ich zmiany. Równocześnie pozwala uświadomić sobie, że inni mają inne wyobrażenia;
- 5) Prowadzi do postawy otwartej na nowe koncepcje, poglądy innych oraz do gotowości zmiany własnego myślenia, a tym samym przyczynia się do rozwoju osobowości.

Wokół tej tematyki skupiało się wiele referatów. W szczególności, były to referaty dotyczące poszukiwania nowych metod nauczania mechaniki, np. referaty W. Yunga z Frankfurtu, J. Ogborna z Londynu, A. E. Volka z Utrechta, B. Redekera z Paderborn, E. Saltiel z Paryża, P. Thomsena z Kopenhagi, W. Westphala z Kolonii i inne. Każdy z tych autorów przedstawił inne podejście. Niektóre referaty stanowiły podsumowania wieloletniej pracy całych grup, np. referat Volka dotyczył holenderskiego programu PLON, a badania Westphala dotyczą zastosowań fizyki w codziennym życiu. Obydwa te programy zostały stworzone w krajach, w których fizyka jest przedmiotem do wyboru i zachodzi konieczność maksymalnego jej uatrakcyjnienia. Rozważa się więc takie problemy, jak jazda na rowerze i bezpieczeństwo ruchu drogowego, rola fizyki w sporcie, w ergonomii, w budowie mostów itp.

Wyeksponowano również problem zastosowań technicznych fizyki: celowi temu służyły referaty R. F. McKima (Marlborough), który przedstawił wydawane w W. Brytanii krótkie broszury dla nauczycieli i uczniów zawierające omówienie problemów fizycznych w wybranych rozwiązaniach technicznych, np. „fizyka w żeglarskim” lub „fizyka w sporcie”, „karate”, „transport górniczy na taśmociągach” itp. oraz w sytuacjach z życia codziennego.

Jak zwykle w konferencjach dydaktycznych ostatnich lat bardzo silnie eksponowana była problematyka zastosowania mikrokomputerów w nauczaniu fizyki. Omówiono zastosowanie ich do obliczeń, do współpracy z aparaturą pomiarową (*on line*), w których komputer natychmiast zbiera i przetwarza dane pomiarowe, jako narzędzie nauczania programowanego, w którym jego zastosowanie jest najbardziej problematyczne. Jako jedno z najważniejszych zastosowań wymienia się zastosowanie mikrokomputera do wykrywania błędnych elementów struktury wiedzy studentów. Stosuje się najczęściej symulacje komputerowe, w których student może zmieniać parametry i obserwować wyniki wprowadzonych zmian. Okazuje się, że jest to najskuteczniejsza metoda wykrywania błędów struktury wiedzy spontanicznej i przekonania ucznia o tych błędach. Pozwala ona stwarzać sytuacje, których nie można uzyskać w doświadczeniu. Można stosować również nauczanie poprzez gry komputerowe. Jeden z ważnych aspektów zastosowań minikomputerów wiąże się z wykorzystaniem ich możliwości graficznych.

Na zjeździe przedstawiono najnowsze osiągnięcie — sprzężenie komputera z laserowym magnetowidem dyskowym, które daje wprost nieograniczone możliwości w dydaktyce fizyki. Demonstrowano to na przykładzie analizy kinematyki skoku o tyczce. Do zwykłego wideodyskowego nagrania skoku za-

stosowano analizę komputerową, w wyniku czego na obraz skoku można nałożyć wykresy toru, prędkości przyspieszeń itp. Podobną analizę demonstrowano dla zderzenia pojazdów mechanicznych.

Niektóre wykłady były ilustrowane doskonałymi doświadczeniami. Do takich należał wykład autora znanych podręczników — profesora E. Rogersa, który mówił na temat grawitacji — nowego „Kopciuszka” w nauczaniu mechaniki. Pokazał on wspaniały mechaniczny model odchylenia elektronów. W świetle stroboskopowym poruszał się strumień kropeł wody oczywiście po paraboli, co widać w rzucie bocznym. W rzucie pionowym jest to ruch kropeł po prostej. Przyłożenie pola elektrycznego w osi poziomej prostopadle do ruchu kropeł powoduje wtedy takie odchylenie kropeł, jakiego doznają elektrony w lampie oscyloskopowej. Prof. P. Thomsen przedstawił ciekawe doświadczenie wprowadzające energie kinetyczną i potencjalną za pomocą wózków i sprężyn. Szczególnie zainteresowanie wzbudziła doskonałość wykonania i uniwersalność tych wózków. Wreszcie H. Vos zademonstrował prosty bumerang z balsy, który sprawował się doskonale.

W programie konferencji przewidziano zwiedzanie pracowni Uniwersytetu w Utrechcie, szkoły kształcącej nauczycieli, oraz szkoły średniej. Przewidziano wycieczkę do budowanej obecnie 10-kilometrowej zapory osłaniającej Zelandię przed powodziami sztormowymi. Zajęcia odbywały się w centrum konferencyjnym w Woudschoten, co sprzyjało nawiązywaniu kontaktów, wymianie doświadczeń i zbliżeniu między uczestnikami, którzy pochodzili z różnych części świata od Chin po Stany Zjednoczone i od Norwegii po Południową Afrykę.

Konferencja była bardzo pożyteczna, szczególnie dla sześciorga reprezentantów z Polski, ponieważ przy olbrzymich trudnościach ze zdobyciem zagranicznych czasopism z dydaktyki fizyki, konferencje i materiały konferencyjne stanowią jedno z nielicznych źródeł informacji o badaniach dydaktycznych w świecie.

Przedstawienia problemów na tej Konferencji dokonano w sposób piękny. Prof. Jon Ogborn stwierdził w podsumowaniu, że tak być powinno, bowiem przedstawienie *prawdy w fizyce* wymaga *piękna* i nauczyciele wymagania to powinni wypełniać.

Henryk Szydłowski

Instytut Fizyki UAM
Poznań

Międzynarodowa Konferencja Mas Atomowych

W dniach 3–7 września 1984 r. odbyła się VII Międzynarodowa Konferencja „Masy Atomowe i Stałe Fundamentalne” (AMCO-7). Zorganizowana została przez Laboratorium Ciężkich Jonów (GSI) oraz Politechnikę (Technische Hochschule) w Darmstadcie (RFN), a miejscem jej obrad była mała miejscowość pod Darmstadtem: Seheim. W Konferencji wzięło udział 150 osób z 19 krajów.

Konferencje mas atomowych mają już prawie 30-letnią tradycję. Pierwsza z nich odbyła się w Monacji (RFN) w 1956 r. i od tamtąd odbywają się one stosunkowo regularnie w odstępach 3–5 lat, w różnych krajach. Celem ich jest wszechstronna dyskusja aktualnych wyników doświadczalnych dla mas, otrzymanych różnymi metodami, oraz ich interpretacja teoretyczna. Chociaż mierzona jest w zasadzie masa całego atomu, to dobrze znany (w skali mas jądra) wkład powłok elektronowych do niej łatwo jest odjąć i dostać interesującą fizyków jądrowych masę samego jądra. Ponieważ masa ta jest chyba najważniejszą wielkością jądrową, decydującą o sposobie i na ogół o szybkości rozpadu jądra w danym jego stanie, to konferencje mas są przeglądem prawie całej fizyki jądrowej, choć dokonany naturalnie z określonego punktu widzenia.

Wobec tego, że badanie mas przenosi się obecnie na jądra coraz bardziej oddalone od obszaru jąder trwałych, konferencje mas mają coraz więcej wspólnego z innym znanym cyklem konferencji, które poświęcone są własnościom jąder dalekich od stabilności (por. sprawozdanie J. Żylicza i niżej podpisanego

z jednej z takich konferencji, *PF27*, 613 (1976)). Oba cykle odbywają się z podobnym (3–5-letnim) okresem, a tylko przesuńnię są w „fazie”. Mają też coraz bardziej wspólne grono uczestników.

Obecnie znamy masy ok. 2000 nuklidów. Zostały one wyznaczone bądź w bezpośrednim pomiarze (spektroskopia masowa) bądź też z energii rozpadu β lub z energii reakcji jądrowych. Wyniki takich pomiarów są coraz obfitsze. Obejmują one pomiary dokonane dla nowych nuklidów, a także pomiary dokładniejsze lub wykonane nowymi metodami mas wcześniej już znanych. Nierzadko się zdarza, że wyniki otrzymane dla tego samego nuklidu przez różne grupy są niezgodne. Istotną więc sprawą jest ciągle gromadzenie wszystkich tych wyników i jednolite ich opracowywanie, polegające na odpowiednim ich uśrednieniu (z uwzględnieniem dokładności poszczególnych pomiarów) i właściwym oszacowaniu błędu. Od dłuższego już czasu pracę taką wykonuje A. H. Wapstra (Amsterdam) ze współpracownikami i publikuje co kilka lat odpowiednie tablice. Oprócz samych mas, zawierają one także często używane wielkości pochodne, jak całkowita energia wiązania jądra, energia rozpadu α i β , energia separacji jednego i dwóch nukleonów z jądra, energie prostszych reakcji jądrowych, itp. Bardzo obszerne dane zawarte w tych tablicach można otrzymać od grupy Wapstry nagrane na taśmę magnetyczną, przesyłając im uprzednio czystą taśmę. Przedostatnie takie opracowanie wykonane było w r. 1977 (A. H. Wapstra, K. Bos, *Nuclear Data Tables* 20, 1–126 (1977)), a ostatnie w r. 1983 (A. H. Wapstra, G. Audi, *Nuclear Physics A*432, 1–362 (1985)).

Równoległe z gromadzeniem wyników doświadczalnych, postępuje ulepszanie opisu teoretycznego. Opis ten odbywa się na trzech poziomach: fenomenologicznym, półmikroskopowym i mikroskopowym. W opisie fenomenologicznym chodzi o podanie zgrabnej formuły, pozwalającej na możliwie dokładne odtworzenie mas doświadczalnych. Są to formuły masowe o dużej z reguły liczbie swobodnych parametrów (kilkadziesiąt a nawet kilkaset). W opisie półmikroskopowym, masa przedstawiona jest jako suma dwóch części: fenomenologicznej i mikroskopowej. Część fenomenologiczna opisuje gładką, uśrednioną po efektach powłokowych zależność masy od liczby protonów, neutronów oraz deformacji jądra. Jest to zwykle, ulepszany na różne sposoby, model kropłowy jądra, o niedużej (do kilkunastu) liczbie parametrów swobodnych. Część mikroskopowa jest poprawką powłokową. Oblicza się ją opierając się na modelu wewnętrznej (powłokowej) struktury jądra. Wreszcie, opis czysto mikroskopowy polega na tzw. obliczeniach samozgodnych, typu Hartree’ego–Focka, wychodzących z efektywnego oddziaływania nukleon–nukleon w jądrze (tj. w obecności innych nukleonów). Na Konferencji przedstawiono postęp, dosyć znaczny ale nie rewolucyjny, we wszystkich trzech kierunkach. Na przykład, ulepszenie opisu półmikroskopowego polegało na ulepszeniu modelu kropłowego przez uwzględnienie rozmycia powierzchni jądra. Sposób i wyniki tego ulepszenia przedstawił P. Möller z grupy fizyków z Lund (Szwecja), którzy są znanymi specjalistami od modelu struktury wewnętrznej jądra zdeformowanego (model Nilssona), współpracujący z grupą fizyków z Berkeley (W. J. Świątecki, W. D. Myers), którzy są od lat znanymi specjalistami od modelu kropłowego.

Jak wspomnieliśmy wyżej, znaczny postęp w technice przyspieszania ciężkich jąder oraz w technice detekcji pozwolił na otrzymywanie i badanie własności jąder dalekich od stabilności, w szczególności jąder o dużym nadmiarze protonów oraz jąder bardzo ciężkich.

Wśród jąder o dużym nadmiarze protonów możliwe stało się przekroczenie linii zerowej energii wiązania protonu, tj. osiągnięcie jąder, w których proton nie jest związany już w stanie podstawowym. Szacuje się, że dla jąder ciężkich linia ta oddalona jest na mapie nuklidów o kilkanaście jednostek w protonach i kilkanaście lub nawet ponad dwadzieścia w neutronach od obszaru jąder trwałych. Doświadczalnym dowodem na to, że dane jądro znajduje się już poza tą linią, jest zaobserwowanie emisji protonu w stanie podstawowym tego jądra. Emisję taką zaobserwowano po raz pierwszy w 1981 r. w Laboratorium Ciężkich Jonów (GSI) w Darmstadtzie w jądrach ^{161}Lu i ^{147}Tm , a dwa lata później w Politechnice Monachijskiej w jądrach ^{100}I i ^{123}Cs . Emisja taka nie jest natychmiastowa, gdyż proton napotyka na barierę kulombowską i ewentualnie także odśrodkową, jeśli jego orbitalny moment pędu w stanie podstawowym jest różny od zera. Zaobserwowane rozpady odpowiadają czasom życia od części do kilkuset milisekund. Gospodarze Konferencji, jako odkrywcy tego zjawiska, zorganizowali na terenie Laboratorium GSI specjalną sesję, połączoną ze zwiedzaniem jego pracowni. Na sesji tej dyskutowane były szerzej dotychczasowe wyniki i obecny przebieg prac nad emisją protonową. Innym ciekawym zagadnieniem związanym z jądrami oddalonymi od obszaru stabilności jest obserwacja jak zmienia się powłoka protonowa, gdy liczba neutronów zmienia się w dużym zakresie, lub neutronowa gdy liczbę protonów silnie zmieniamy. Badanie takie

Mikroskop-analizator rentgenowski do badania próbek nieprzeźroczystych dla światła widzialnego o grubości do 2 mm **MIR-3**

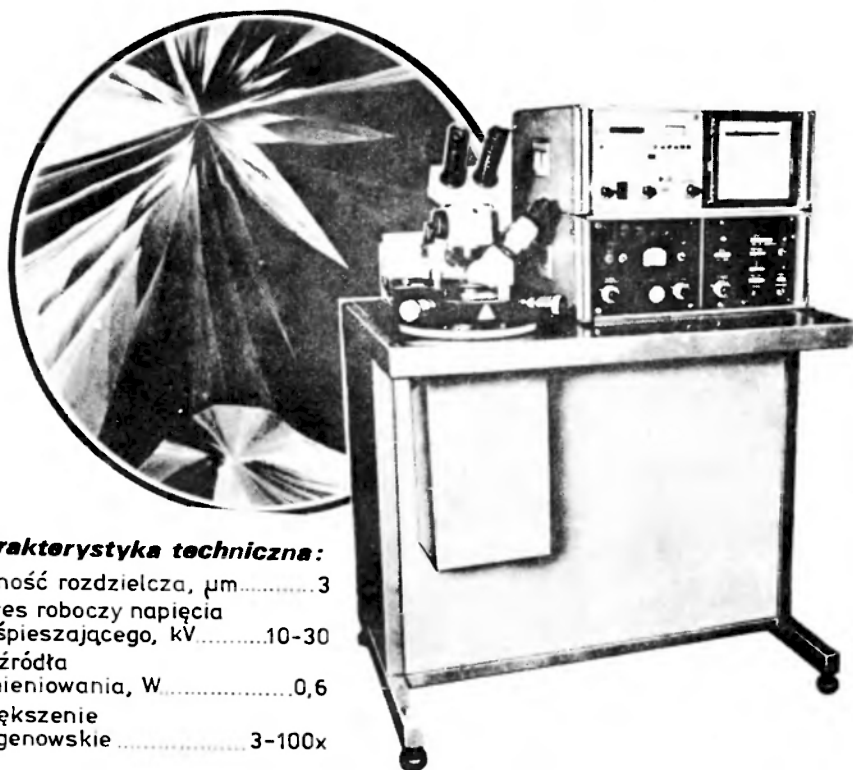
Zalety mikroskopu rentgenowskiego. dające mu przewagę nad świetlnym:

- praktycznie nieskończona głębina ostrości
- brak konieczności specjalnej obróbki próbek i umieszczania ich w próżni

Dziedziny zastosowania:

- biologia • hutnictwo • mineralogia • materiałoznawstwo • medycyna
oraz inne dziedziny nauki i techniki

Może pracować w systemie rentgenowskiego mikroskopu projekcyjnego
oraz w systemie rentgenowskiego analizatora absorpcyjnego.



Charakterystyka techniczna:

zdolność rozdzielcza, μm	3
zakres roboczy napięcia przyspieszającego, kV.....	10-30
moc źródła promieniowania, W.....	0,6
powiększenie rentgenowskie.....	3-100x

Eksporter: V/O  **Techsnaexport**
USSR MOSCOW

ZSRR, 121200, MOSKWA, Smolenskaja-Siennaja pł 32/34
Telefon: 244-32-85 Teleks: 411328 tse su

stało się możliwe dopiero ostatnio, gdy jesteśmy w stanie odchodzić daleko od ścieżki jąder trwałych. W szczególności, stało się możliwe badanie nuklidów z otoczenia jądra podwójnie magicznego $^{100}_{50}\text{Sn}$. Wyniki tych badań przedstawił na Konferencji J. Żylicz z Uniwersytetu Warszawskiego.

Znaczny postęp został ostatnio osiągnięty w syntezie i badaniu własności pierwiastków najcięższych. W latach 1981–82 zostały wytworzone w GSI (w zderzeniach ciężkich jąder) pierwiastki o $Z = 107$ (izotop $^{282}107$) i $Z = 109$ (izotop $^{286}109$), a ostatnio także o $Z = 108$ (izotop $^{285}108$). Zidentyfikowane one zostały poprzez łańcuch rozpadów α prowadzących do jąder już znanych. O subtelności tych prac niech świadczy fakt, że nuklidów $^{282}107$ zarejestrowano jedynie 7, a $^{286}109$ — tylko jeden, a mimo to pozwoliło to na identyfikację właściwie niewątpliwą. Najcięższym jądrem, którego masę wyznaczono, jest jądro $^{280}106$. Dokonano tego przez pomiar energii rozpadów α prowadzących do jądra o masie znanej. Wyniki tych prac przedstawił na Konferencji K. H. Schmidt z GSI, będący ich współautorem.

Fakt, że jesteśmy w stanie wytwarzać i obserwować jądra tak ciężkie jak $^{286}109$ interpretujemy jako wynik silnych efektów powłokowych, występujących w tych jądrach. Obliczenia teoretyczne przewidują, że efekty powłokowe dają dla jąder z okolicy nuklidu $^{270}108$ dodatkowe wiązanie wynoszące ok. 8 MeV. Doświadczalnym świadectwem tego zwiększonego wiązania jest nie tylko fakt istnienia tych jąder, ale jąder byłoby także fakt obserwacji ich rozpadu α . Bez tego zwiększonego wiązania, samorzutne rozszczepienie tych o wiele rzędów szybsze od rozpadu α , nie pozwalając na jego obserwację.

Wielkość energii wiązania jądra jest czułą funkcją jego deformacji. Każde jądro osiąga minimum swojej energii (masy) przy określonym kształcie. Z reguły, najważniejszą składową deformacji, tj. odchylenia od kształtu kulistego, jest składowa kwadrupolowa (kształt elipsoidy). Dla wspomnianego zwiększonego wiązania jąder najcięższych, odkrytych ostatnio, istotną również okazuje się składowa heksadekapolowa (multipolowość cztery — opisująca przewężenie lub zgrubienie w kształcie elipsoidalnym).

Przeprowadzone niedawno (1981 r.) obliczenia teoretyczne pokazały, że dla pewnej grupy jąder (z otoczenia radu i toru) istotna jest inna deformacja: oktapolowa (kształt gruski). O tych pracach teoretycznych i wnioskach jakie z nich wynikają dla prac doświadczalnych mówił na Konferencji niżej podpisany. Dotychczasowe wyniki doświadczalne (masy, widma najniższych stanów wzbudzonych, momenty magnetyczne jąder nieparzystych, przesunięcia izotopowe) zdają się potwierdzać przewidywania teoretyczne. Badania doświadczalne nad tym zagadnieniem prowadzone są od wielu lat przez J. Żylicza i współpracowników z Uniwersytetu Warszawskiego.

Interesującym doniesieniem na Konferencji było potwierdzenie obserwacji, dokonanej po raz pierwszy kilka miesięcy wcześniej w Oxfordzie, rozpadu jądra w stanie podstawowym przez emisję cząstki cięższej od cząstki α . Była to emisja węgla ^{14}C z jądra ^{223}Ra . Proces taki jest bardzo mało prawdopodobny ze względu na większą barierę kulombowską, w stosunku do bariery dla cząstki α , jak i większą masę, która także obniża prawdopodobieństwo przeniknięcia bariery. W efekcie, w Oxfordzie zaobserwowano 19 przypadków w eksperymencie trwającym ponad rok. Dzięki stworzeniu lepszych warunków doświadczenia, w Orsay powtórzono te wyniki w ciągu 5 dni. Ostatnio doniesiono, już poza omawianą Konferencją, o obserwacji emisji ^{14}C także z jąder ^{221}Fr , ^{221}Ra , ^{223}Ra i ^{224}Ra , dokonanej w CERN-ie. Zaobserwowana emisja ^{14}C zachodzi od ok. miliarda do ok. biliona (tj. 9 do 12 rzędów) razy rzadziej niż emisja cząstki α .

Obecnie na konferencjach jądrowych pojawia się zwykle jeden lub kilka referatów próbujących interpretować efekty jądrowe na poziomie subnukleonowym (kwarkowym). Na omawianej Konferencji, K. Bleuler z Bonn przedstawił próbę (prezentowaną przez niego wcześniej na seminarium teorii jądra w Warszawie) objaśnienia powłokowej struktury jądra za pomocą powłokowego modelu kwarkowego.

Zagadnienie stałych fundamentalnych (por. artykuł M. Suffczyńskiego, *PF* 27, 35 (1976)), które przetrwało jeszcze w tytule tej serii konferencji, odgrywa w nich obecnie coraz mniejszą rolę. Chodzi o sprawę coraz większej dokładności wyznaczenia stałych fizycznych oraz o sprawę jednostek fizycznych. Na przykład, przed około dziesięciu laty stałą Rydberga potrafiliśmy wyznaczyć z dokładnością ok. 10^{-7} , dzisiaj zaś ok. 70 razy (a więc prawie dwa rzędy) dokładniej. Metr definiowany jest obecnie jako długość, którą światło przebywa w ciągu $1/299792458$ sekundy. Dla celów metrologicznych jednak, tę nieoperacyjną definicję trzeba uzupełnić jakimś standardem operacyjnym, który pozwoli nam „zrealizować” metr. Odwołujemy się tu naturalnie do laserów. Przegląd wszystkich tych zagadnień przedstawił na Konferencji E. R. Cohen ze Stanów Zjednoczonych.

Laboratorium GSI, współorganizator Konferencji, jest obecnie jednym z najbardziej znanych laboratoriów fizyki jądrowej na świecie. Dysponuje ono liniowym akceleratorem ciężkich jonów (UNILAC),

który przyspiesza jony wszystkich pierwiastków do energii powyżej bariery kulombowskiej. Pozwala to na przeprowadzanie reakcji między dowolnymi jądrami. Obecnie planuje się rozbudowę systemu przyspieszania wiązki jonów, a także formowania i przyspieszania wiązki wtórnej, tj. wiązki produktów reakcji. UNILAC ma być wykorzystywany jako pierwszy, wstępny stopień przyspieszania. Stopień drugi ma stanowić synchrotron (SIS 18), a trzeci — nadprzewodzący, przecinający się pierścień akumulacyjny. W pierścieniu tym byłaby bądź przyspieszana dalej (do energii rzędu 20 GeV/nukleon w układzie środka masy) wiązka jonów z synchrotronu, bądź też formowana i przyspieszana wiązka wtórna, otrzymana z naświetlania tarczy wiązką z synchrotronu. Byłby więc to układ o bardzo dużych możliwościach. O pracach projektowych nad nim oraz o planach naukowych związanych z nim mówił dyrektor GSI, P. Kienle.

Materiały Konferencji (o objętości 756 stron) zostały wydane przez pracownię poligraficzną Politechniki w Darmstadtzie w ciągu trzech miesięcy od końca Konferencji. Redaktorem materiałów jest O. Klepper z GSI.

Następna konferencja z tego cyklu ma się odbyć w 1989 r. w jednym z następujących trzech krajów, znacznie zaangażowanych w badania nad masami jąder: Izraelu, Polsce lub USA.

Adam Sobczewski

Instytut Problemów Jądrowych
Warszawa

RECENZJE

A. Szymański, A. Mulak, A. Duda, A. Romanowski: *Optyka elektronowa*, WNT, Warszawa 1984, s. 285, nakład 3000 egz., wydanie II, cena zł 200.—

Omawiana książka jest podręcznikiem przeznaczonym dla studentów wydziałów elektroniki politechnik oraz dla inżynierów i fizyków używających urządzeń z wiązką elektronową lub jonową, albo budujących takie urządzenia. Stanowi ona rozwinięcie wykładu prowadzonego na Wydziale Elektroniki Politechniki Wrocławskiej. Instytut Technologii Elektronowej Politechniki Wrocławskiej, z którego wywodzą się Autorzy omawianej książki, jest wydawcą licznych monografii z optyki elektronowej oraz organizatorem konferencji „Zastosowanie wiązki jonowej i elektronowej”.

Treść omawianej książki jest klasyczna. Natomiast zakres i wybór jednego z kilku możliwych sposobów ujęcia jest decyzją Autorów (trafna). Nowoczesność pojawia się w zastosowaniach, dotyczy to np. układów korekcji czystości kolorów w kineskopie PIL lub płytek strefowych i fazowych dla poprawy kontrastu w mikroskopie prześwietlającym.

Wydanie recenzowanej książki uważam za celowe i na czasie. Z dwu wydanych wcześniej w kraju książek, *Optyka elektronowa* B. Paszkowskiego dotyczy głównie układów elektrooptycznych z symetrią obrotową, a *Zastosowania optyki elektronowej* W. Baiwicza, A. Mulaka i H. Szymańskiego odnoszą się do lamp elektronowych i mikroskopów elektronowych.

W książce wyprowadzone zostały równania różniczkowe toru elektronu w polu elektrycznym o symetrii obrotowej. Powtórzono to dla pola magnetycznego. Wyprowadzono związek między współrzędnymi przedmiotu punktowego i jego punktowego obrazu gaussowskiego. Przedstawiono błędy geometryczne trzeciego rzędu obrazu gaussowskiego i ich systematykę. Omówiono błędy niegeometryczne: aberrację chromatyczną, dyfrakcję, astygmatyzm osiowy. Przedstawiono soczewki immersyjne, katodowe, symetryczne pojedyncze, przesłonowe i zwierciadła elektronowe. Omówiono magnetyczne soczewki o symetrii obrotowej. Przedstawiono analizę macierzową parametrów kardynalnych soczewki grubej.

Omówiono metody wyznaczania rozkładu pól elektrycznych i magnetycznych. Wyprowadzono równania różniczkowe torów elektronów nierelatywistycznych w polach o symetrii obrotowej, z wykorzystaniem potencjału Stoermera, które dla torów blisko- i równoległosiowych przechodzą w równanie Buscha. Omówiono równania torów w polach nie mających symetrii, lecz mających wyróżniający się tor centralny, i na tej podstawie wyprowadzono wzór na tor elektronu w płaszczyźnie prostopadłej do osi kondensatora cylindrycznego. Przedstawiono bardzo użyteczne zastosowanie rachunku macierzowego do opisu transportu wiązki elektronowej przez układy elektrooptyczne. Na tle twierdzenia Liouville'a przedstawiono emitancję źródła elektronów i akceptancję przesłony, soczewek i kwadrupoli.

W rozdziale „Optyka elektronowa w ujęciu falowym” przeprowadzono obliczenia toru elektronu w polu elektryczno-magnetycznym w przypadku paraaksjalnym. Otrzymałoby rozkład funkcji Schrödingera $\psi(x, y, z)$ w dowolnej płaszczyźnie $z = \text{const}$, jeżeli dana jest funkcja ψ w płaszczyźnie $z = z_0$. Omówiono błąd dyfrakcji. Przeprowadzono analizę przenoszenia rozkładu kontrastu (amplitudowego i fazowego) w płaszczyźnie przedmiotu do płaszczyzny obrazu, w elektronowym mikroskopie prześwietlającym. Omówiono możliwość poprawy kontrastu za pomocą płytek z nieprzezroczystymi pierścieniami strefowymi lub apertury półkolistej lub przezroczystych płytek fazowych o grubości zmiennej z promieniem.

W rozdziale dotyczącym soczewek o symetrii wielokrotnej (kwadrupole, sekstupole...) przedstawiono rodzaje symetrii i antysymetrii. Przedstawiono rozkład potencjału elektrycznego (w postaci szeregu) w kwadrupolu o skończonej długości. Opierając się na tym rozkładzie wyprowadzono równanie różniczkowe toru elektronu w płaszczyźnie ogniskującej (x, z) i równanie toru w płaszczyźnie rozpraszającej (y, z) . Są to albo równania liniowe przedstawiające tor gaussowski, albo równania zawierające wyrazy trzeciego stopnia, które przedstawiają tor z aberracjami trzeciego rzędu. Analogiczne równania wyprowadzono dla kwadrupola magnetycznego. Rozwiązania liniowych równań różniczkowych można zapisać w postaci macierzowej, co bardzo ułatwia opis układów elektrooptycznych złożonych z kilku kwadrupoli i kilku obszarów przelotu.

Przedstawiono równania różniczkowe torów elektronu w kwadrupolu krótkim wprowadzając pewną funkcję $k(z)$, określającą wygasanie pola przy brzegach kwadrupola. Funkcja $k(z)$ dobrana jest tak, aby pole elektryczne spełniało równanie Laplace'a, i aby równanie różniczkowe miało rozwiązanie analityczne. Znalaziono dwie funkcje $k(z)$ czyniące zadość tym żądaniom. Omówiono układ dwóch soczewek kwadrupolowych (dublet), trzech soczewek (triplet) oraz układ czterech soczewek jednego rodzaju (kwadruplet $xyxy$) i kwadruplet drugiego rodzaju ($xyyx$). Podano sposób ich realizacji, własności, zapis macierzowy i zastosowania.

Omówiono aberracje geometryczne soczewek kwadrupolowych: występuje 20 stałych aberracji. Największe znaczenie ma aberracja sferyczna. Kształt elektrod (nabiegunników) nie ma wpływu na aberracje trzeciego rzędu. Przedstawiono aberracje niegeometryczne. Pojedynczy kwadrupol elektryczny lub magnetyczny ma aberrację chromatyczną dodatnią. Jeżeli jedna soczewka zawiera kwadrupol elektryczny i magnetyczny, staje się achromatyczna w pewnym zakresie prędkości elektronów. Omówiono skutki niedokładności obróbki i montażu części kwadrupola.

Omówiono zastosowania multipoli wyższych rzędów, a mianowicie sekstupola i oktopola. Przedstawiono kwadrupole o konstrukcji specjalnej: kwadrupol achromatyczny i dublet kwadrupolowy z aperturą eliptyczną. Podano rodzaje uzwojeń kwadrupoli magnetycznych. Przedstawiono zastosowania soczewek kwadrupolowych i oktopolowych.

Przedstawiono elektryczne układy odchylające z elektrodami płasko-równoległymi, ukośnymi, łamanymi, profilowanymi oraz układy odchylające w dwu prostopadłych kierunkach. Omówiono magnetyczne układy odchylające: a) z jarzmem i nabiegunnikami ferromagnetycznymi, b) powietrze z cewkami siodłowymi, c) toroidalne z pierścieniami ferrytowymi. Przedstawiono dublety odchylające wiązkę w mikroskopie analizującym. Przedstawiono układy odchylające wysokiej częstości. Omówiono błędy układów odchylających. Przedstawiono błędy zbieżności w układach odchylających kineskopów wielobarwnych oraz układy korekcji statycznej i dynamicznej oraz korekcji czystości kolorów w kineskopach typu PIL.

Zaletą książki jest właściwy dobór materiału i przejrzystość treści. Sporadycznie występują uchybienia terminologiczne jak np. wyrażenie „promień elektronowy” stosowane przez Autorów zamiast „cienka wiązka” lub „tor elektronu” (rozdz. 7). Znaczna część książki to analityczne rozwiązywanie równań. W następnym wydaniu pożądane byłoby zamieszczenie, uzyskanych przy pomocy matematycznych maszyn cyfrowych, rysunków i tablic dotyczących torów elektronów, obwiedni wiązek, figur aberracyjnych. Programy obliczeń należałoby podać w tekście, wtedy niepotrzebne stałoby się przytaczanie obliczeń analitycznych.

Stefan Nowicki

Instytut Problemów Jądrowych
Świerk

A. Bohr, B. R. Mottelson: *Struktura jądra atomowego*. T. 2. *Deformacje jądrowe*, tłum. S. Ogaza, J. Jastrzębski, P. Decowski, A. Sobiczewski, PWN, Warszawa 1985, s. 630, nakład 3200 egz., cena zł 500.—

Nakładem PWN ukazał się drugi tom tłumaczenia dzieła Aage Bohra i Bena R. Mottelsona *Struktura jądra atomowego*. Piszę „dzieła”, bo jest to coś więcej niż monografia i dużo więcej niż podręcznik. Fizycy jądrowi nazywają często *Strukturę jądra atomowego* swoją biblią. A. Bohr i B. R. Mottelson, laureaci Nagrody Nobla przyznanej im za wyjaśnienie kolektywnych wzbudzeń jąder, twórcy podstaw współczesnej teorii struktury jąder atomowych i twórcy dominującego przez wiele lat w fizyce jądrowej kopenhaskiego centrum badań w tej dziedzinie, wyłożyli w niej swój sposób rozumienia procesów zachodzących w jądrach, ilustrując go obszernym materiałem wyników badań doświadczalnych i teoretycznych oraz uzupełniając prezentacją ważniejszych metod badawczych.

Podobnie jak tom pierwszy, tom obecnie wydany w polskim przekładzie podzielony jest na przepłatające się ze sobą trzy teksty.

Tekst zasadniczy, to synteza dotychczasowej wiedzy o strukturze jąder atomowych — rezultat wieloletniej pracy, dyskusji i przemyśleń Autorów. Napisany został z ogromną troską o dokładne wyważenie

każdej myśli, zdania, nawet każdego słowa, żeby nie powiedzieć więcej niż wiadomo, a jednocześnie wszystko to, co niezbędne dla prawdziwego zrozumienia procesów jądrowych.

Tekst drugi przedstawia przykłady ilustrujące tekst zasadniczy. Oparty jest na rezultatach wieloletnich kontaktów ze wszystkimi ośrodkami i uczonymi prowadzącymi badania w dziedzinie fizyki jądrowej. Jednakże z ogromnego materiału danych doświadczalnych i wyników teoretycznych znalazły się tutaj tylko te, które zdaniem Bohra i Mottelzona wniosły istotny, trwały wkład w rozwój wiedzy o strukturze jąder. Dokonali oni podobnie zresztą jak w obszernej i wyczerpującej bibliografii, ostrej selekcji ogromnego w fizyce jądrowej zbioru wyników badań. Nic więc dziwnego, że znalezienie swojego nazwiska w *Strukturze jądra atomowego* fizycy uważają za rodzaj nobilitacji.

Trzeci tekst, to dodatki, uzupełniające prezentację metod teorii struktury jąder atomowych w zastosowaniu do niektórych omawianych problemów.

Tom 2 obejmuje rozdziały: czwarty — poświęcony wzbudzeniom rotacyjnym, piąty — poświęcony zagadnieniu ruchu jednocząstkowego w jądrach niesferycznych i szósty — poświęcony widmom wibracyjnym.

Jak piszą Autorzy w przedmowie, już w trakcie tworzenia drugiego tomu rozszerzyli oni znacznie w stosunku do pierwotnych zamierzeń zakres omawianych tu zagadnień, szczególnie w rozdziale szóstym. Pierwsze dwa tomy stały się w ten sposób pewną zamkniętą całością, zawierającą wiele problemów, które początkowo miały się znaleźć dopiero w tomie trzecim.

Mimo że oryginał tomu 2 w języku angielskim ukazał się dziesięć lat temu, dzieło Bohra i Mottelzona nie straciło nic na swojej aktualności. W świetle rozwoju fizyki jądrowej w ostatnich latach przemyslenia Autorów *Struktury jądra atomowego* nie tylko nic nie tracią, lecz zostały podbudowane nowymi wynikami badań. Jest to więc niezmiennie pozycja do studiowania, zarówno dla zainteresowanego strukturą jądra fizyka jak i dla zaawansowanego studenta fizyki. Trudno jej użyć jako podręcznika fizyki jądrowej, ale znam wiele przypadków budowania opartego na niej wykładu uniwersyteckiego. Jest jednocześnie encyklopedią wiedzy o najważniejszych wynikach w tej dziedzinie.

Bardzo dobrze się stało, że do rąk polskiego czytelnika trafiły wreszcie oba tomy w polskim tłumaczeniu, po mało dostępnym oryginale w języku angielskim i po bardziej dostępnej, ale z różnych względów mniej wygodnej w użytkowaniu wersji w języku rosyjskim. Autorami polskiego przekładu są świetni specjaliści w zakresie fizyki jądrowej: S. Ogaza, J. Jastrzębski, P. Decowski i A. Sobiczewski. Redaktorem naukowym był Z. Szymański — jeden z głównych współtwórców współczesnej teorii struktury jąder atomowych i bliski współpracownik A. Bohra i B. R. Mottelzona. Ten zestaw nazwisk gwarantuje wierność przekładu w stosunku do oryginału, co w przypadku dzieła o tak dużym ładunku precyzyjnie formułowanych przemyśleń jest niewątpliwie sprawą najważniejszą.

Na wierności oryginałowi ucierpiał język. Trzeba jednak przyznać, że Autorzy przekładu musieli pokonać ogromne trudności, także te związane z wprowadzeniem nowych w języku polskim zwrotów i terminów. Nic dziwnego, że nie każdemu czytelnikowi łatwo się będzie do nich szybko przyzwyczać.

Bardzo szkoda, że drugiego tomu nie udało się wydać w formie zbliżonej (okładka, papier) do tomu pierwszego. Nie pasują do siebie na półce. Co gorsza, po dwóch miesiącach użytkowania tom 2 wygląda na bardziej zniszczony od poprzedniego po kilku latach. No, ale najważniejsze, że nareszcie jest!

Zbigniew Bochnacki

Institut Fizyki Jądrowej
Kraków

LIST DO REDAKCJI

Jak powinniśmy rozwijać polskie słownictwo fizyczne —
wypowiedź polemiczna *

Zdaniem niektórych terminologów prace nad systemem terminologicznym należy rozpocząć od definicji pojęć, po czym dopiero przychodzi kolej na opracowanie i dobranie prawidłowego terminu polskiego. Zadanie kończy się przytoczeniem terminów obcych. A zatem „od hasła przez definicję do terminu”.

Uważam, że kolejność jest odwrotna, zanim jednak spróbuję to uzasadnić — kilka uwag o językach międzynarodowych w nauce. W naukach ścisłych, a w szczególności w fizyce uznawane są oficjalnie cztery języki międzynarodowe: angielski, francuski, niemiecki i rosyjski. Jest to reguła uświęcona wieloletnią tradycją. W rzeczywistości sprawa przedstawia się jednak odmiennie. W ostatnich latach nauka została zdecydowanie zdominowana przez język angielski i w kontaktach międzynarodowych Francuz, Niemiec czy Rosjanin, jeśli chce być rozumiany, to musi pisać i mówić po angielsku. Mamy dziś zatem praktycznie tylko jeden język nauki. Posiada to doniosłe konsekwencje. Sprawy np. niemieckiego słownictwa fizycznego stały się obecnie wewnętrzną sprawą narodów mówiących po niemiecku. Natomiast angielskie słownictwo nie jest i nie może być wewnętrzną sprawą narodów anglosaskich, ponieważ także my, podobnie jak wiele innych narodów, posługujemy się w swojej działalności naukowej językiem angielskim. Angielskie słownictwo fizyczne jest dzięki temu współtworzone przez fizyków różnych narodowości: Japończyków, Holendrów, Skandynawów i wielu innych.

Jest to zjawisko pozytywne i wynikają z niego określone wnioski. Uważam, że w obecnej sytuacji nowe terminy fizyczne winny być tworzone w języku angielskim. Jest to zresztą oczywiste, również dlatego, że prawie wszystkie nowatorskie prace fizyczne wykonane w Polsce, publikowane są w języku angielskim. Nowe zjawiska fizyczne wymagają nowych pojęć i nowych terminów, które, szczególnie wówczas gdy powstają „na gorąco”, nie zawsze są dostatecznie logicznie podbudowane. Nowy termin jest następnie podchwytywany i stosowany przez środowisko naukowe, które ma tu wpływ decydujący. Od społeczności naukowej zależy bowiem, czy termin się przyjmie i w jakim zakresie będzie stosowany. Prawidłowa selekcja terminów naukowych przebiega na ogół sprawnie i prawidłowo. Decydujący głos mają tu powszechnie uznawane i ustabilizowane autorytety naukowe.

W sprawie tworzenia nowych polskich terminów naukowo-technicznych istnieją dwa różne poglądy. Jedni uważają, że należy preferować rdzenne polskie terminy, a w najgorszym przypadku stosować terminy pochodzenia łacińskiego lub greckiego, które zdaniem tych autorów są stosunkowo najbardziej zgodne z duchem języka polskiego. Jestem zwolennikiem odmiennego poglądu — preferować należy terminy angielskie — co postaram się pokrótce uzasadnić. Dążenie do czystości polskiego słownictwa naukowo-technicznego ukształtowało się w Polsce w okresie zaborów i było uzasadnione koniecznością zachowania tożsamości narodowej. Dzisiaj sytuacja jest zupełnie odmienna. Nie ma dziś obaw o zagrożenie bytu narodowego — zagrożona jest natomiast pozycja nauki i techniki polskiej w szybko rozwijającym się świecie.

* Prof. K. Łukaszewicz przedstawia w tym liście tezy swego referatu wygłoszonego na sesji „Język i terminologia polska w fizyce” zorganizowanej przez PTF i Sekcję Terminologii Nauk Ścisłych Komitetu Terminologii PAN we Wrocławiu dn. 23 listopada 1984. Interesującą wypowiedzią z poruszonego kręgu zagadnień jest także artykuł prof. G. Białkowskiego pt. „Wszyscy jesteśmy nauczycielami języka ojczystego”, opublikowany w *Fizyce w Szkole* 30, no. 3, 131 (1984) (przyp. red.)

Kilkanaście lat temu pracowałem nad pierwszym polskim słownikiem terminów krystalograficznych posługując się słownikiem wydanym przez Międzynarodową Unię Krystalografii. Z prac tych wynikało, że istnieje spora grupa terminów, które w językach zachodnioeuropejskich mają brzmienie takie same lub podobne, natomiast w języku rosyjskim są odmienne. Stwierdziłem wtedy, że w zakresie terminologii krystalograficznej poszliśmy dalej niż Rosjanie, dzięki czemu mamy obecnie w języku polskim znacznie więcej terminów odbiegających od terminologii angielskiej niż w innych znanych mi językach europejskich. Wydaje się to dziwne, bo przecież to właśnie my lubimy się chlubić przynależnością do kultury europejskiej. Nie potrafię zacytować konkretnych danych, ale obawiam się, że podobnie przedstawia się sytuacja w innych działach fizyki. W moim przekonaniu jest to sytuacja niepokojąca. Od autarkii jest niedaleko do zaścianka.

W praktyce codziennej, w zakresie własnej specjalności znamy dobrze zarówno terminy polskie, jak i angielskie. Jednakże przy studiowaniu innych działów nauki, a jest to niezbędne przy badaniach interdyscyplinarnych, rozbieżności terminologii polskiej i angielskiej stanowią istotne utrudnienie.

Dlatego uważam, że najlepszym wyjściem jest adaptacja w języku polskim terminów angielskich. Za szczególnie korzystne uważam przypadki, kiedy zarówno pisownia, jak i wymowa odpowiadają pisowni i wymowie angielskiej, jak np. spin, foton, soliton i wiele innych. Oczywiście nie zawsze jest to możliwe.

Pragnę dodać, że nie nawołuję do pociągnięć radykalnych i dobrze znam uwarunkowania wynikające ze struktury, gramatyki i tradycji języka polskiego, twierdzą jednak, że wiele zastrzeżeń i obaw przed słownictwem obcojęzycznym w tym przypadku głównie angielskim, wynika z postawy konserwatywnej. Tymczasem język musi przede wszystkim spełniać jak najlepiej funkcje użytkowe, bo w przeciwnym razie stanie się pięknym wprawdzie, ale zabytkiem.

Nasz język jest naszą wspólną sprawą i wszyscy powinniśmy wspólnie decydować o jego rozwoju. Wszyscy, tzn. przede wszystkim użytkownicy języka, a nie tylko specjaliści od terminologii. Ci spośród nas natomiast, którzy zajmują się terminologią i pragną świadomie kształtować polski język fizyczny, powinni pamiętać, że naszym najważniejszym zadaniem jest obserwowanie i rejestrowanie zjawisk związanych z rozwojem języka oraz doradzanie naszym kolegom. Jestem natomiast przeciwnikiem stosowania metod administracyjnych przy kształtowaniu terminologii naukowej.

Praktyczna działalność w dziedzinie polskiej terminologii naukowej winna się zatem koncentrować w pierwszej kolejności na opracowywaniu specjalistycznych słowników angielsko-polskich. Uważam przy tym za dopuszczalne, a nawet za pożyteczne podawanie dwu (a w szczególnych przypadkach nawet więcej) terminów polskich odpowiadających określonej terminowi angielskiemu. Chodzi tu o stwierdzenie i uznanie faktu, że terminy te są w Polsce używane (jeżeli oczywiście nie są one rażąco niepoprawne lub sprzeczne z logiką). Decyzja, który termin ostatecznie się przyjmie, winna być pozostawiona wyczuciu językowemu społeczności naukowej.

Słowniki terminologiczne wielojęzyczne uważam za mało użyteczne. Wymagają one dużego nakładu środków, a nie zawsze jesteśmy kompetentni w sprawach słownictwa fachowego w obcych językach, co prowadzić może do nieporozumień.

Istnieje natomiast niewątpliwie duże zapotrzebowanie na słowniki definicyjne. Opracowanie takiego słownika jest jednak zadaniem niezwykle trudnym i odpowiedzialnym. Można oczywiście napisać specjalistyczny słownik definicyjny nawet jednoosobowo i słownik taki nie pretendując do pełnej ścisłości może posiadać wielkie walory dydaktyczne. Opracowanie jednak słownika, który by rzeczywiście uporządkował terminologię w danej dziedzinie wiedzy, wymaga zaangażowania wielu specjalistów o wysokim autorytecie.

Jako przykład niech posłuży glosariusz terminów stosowanych w fizycznej chemii organicznej opracowany w języku angielskim przez Komisję Chemii Organicznej IUPAC i spolszczony staraniem Komisji Terminologii Polskiego Towarzystwa Chemicznego (Ossolineum 1983). Glosariusz zawiera objaśnienia około 400 terminów, przy czym lista współautorów obejmuje 128 nazwisk. Dla ilustracji przytaczam jedno z haseł:

Rodzaj chemiczny — Chemical species

Zbiór chemicznie identycznych indywiduów molekularnych, którego elementy mają ten sam skład i mogą osiągać te same poziomy energii cząsteczkowej w skali czasu eksperymentu. Na przykład dwa izomery konformacyjne mogą ulegać interkonwersji dostatecznie wolno, aby można je było wykryć za pomocą widm NMR i dlatego uważane są za osobne rodzaje chemiczne w skali czasu określonej przez

**WIELOKANAŁOWY
SPEKTROMETR
RENTGENOWSKI**

SRM-20M

do prowadzenia szybkościowej automatycznej analizy wielokładnikowej nieciągłych próbek materiałów fluorescencyjną metodą widma rentgenowskiego w zakresie od Na do U.

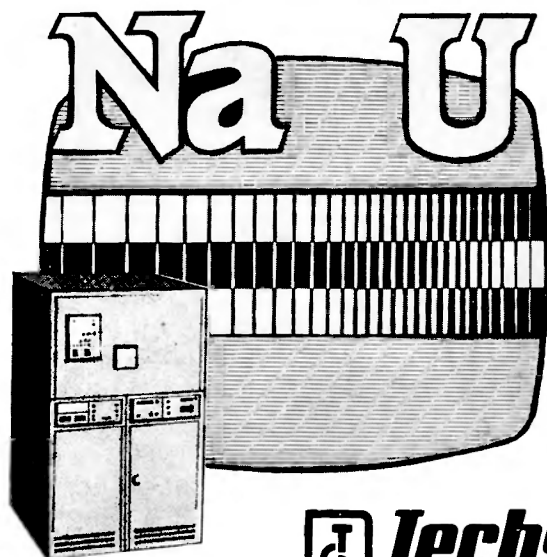
UMOŻLIWIA ANALIZĘ

- *stali*
- *żeliwa*
- *żużli*
- *metali kolorowych i ich stopów*
- *cementu*
- *materiałów silikatowych*
- *rud*
- *minerałów*

w warunkach zakładów przemysłowych.

Ilość jednocześnie określanych pierwiastków12

Odnacza się niezawodnością, i wysokimi parametrami analitycznymi.



Eksporter:

V/O "Techsnabexport"

ZSRR, 121200, MOSKWA
Smolenskaja-Siennaja pt.
32/34

Teleks: 411328 tse su
Telefon: 244-32-85



Techsnabexport
USSR MOSCOW

częstość radiową użytego spektrometru. Z drugiej strony, w wolnej reakcji chemicznej mieszanina konformerów może zachowywać się jako pojedynczy rodzaj chemiczny, tzn. występuje pozornie całkowita równowaga populacji zestawu poziomów energii cząsteczkowej.

Jeśli kontekst nie wymaga, aby było inaczej, zakłada się, że termin odnosi się do zbioru zawierającego indywidua molekularne o naturalnym składzie izotopowym.

W zwyczajowym użyciu chemicznym, i w tym słowniku, ogólne i szczegółowe nazwy chemiczne (takie jak rodnik lub jon hydroksylowy) odnoszą się albo do rodzajów chemicznych, albo do „indywiduów molekularnych”.

Autorzy starają się podać ścisłą definicję każdego terminu, nie zawsze jest to jednak możliwe. Jak widać w przytoczonym przykładzie, zakres znaczeniowy terminu jest nieostry i zależy między innymi od czynników związanych z eksperymentem, a także od kontekstu i zakresu zainteresowań. Należy dodać, że jest to termin stosunkowo nowy i można oczekiwać, że jego znaczenie ulegnie w przyszłości jeszcze dalszym modyfikacjom, terminy żyją bowiem własnym życiem, a o ich losach decydują nie słowniki, ale społeczność naukowa.

Pomimo zastrzeżeń, które wysunąć można odnośnie do niektórych definicji podanych w glosariuszu, jest to niewątpliwie książka bardzo pożyteczna, która wskazuje między innymi to, że problem porządkowania terminologii naukowej jest problemem międzynarodowym. Naszym natomiast zadaniem jest tworzenie polskich odpowiedników fizycznych terminów stosowanych i rozumianych na całym świecie, którymi są najczęściej terminy angielskie.

Kazimierz Łukaszewicz

Institut Niskich Temperatur
i Badań Strukturalnych PAN
Wrocław

KRONIKA

EPS

Komitet Wykonawczy

Na zebraniu Rady EPS w Berlinie Zachodnim w dniach 22 i 23 marca 1985 wybrano Komitet Wykonawczy na kadencję 1985/86: prezes — G. H. Stafford (Oxford), wiceprezes — W. Buckel (Karlsruhe), sekretarz — W. J. Merz (Zurych), zastępca sekretarza — N. Kroo (Budapeszt), skarbnik — D. Kuhn (Innsbruck), zastępca skarbnika — E. W. A. Lingeman (Amsterdam), członkowie — B. Dreyfus (Grenoble), J. M. Gilles (Namur), O. V. Lounasmaa (Espoo), K. K. Rebane (Tallinn), R. A. Ricci (Padwa).

Rada uchwaliła podniesienie podstawowej składki rocznej o 10% oraz 50% zniżki składek dla emerytów i dla młodych fizyków (poniżej 30 lat).

Europhys. News 16, No 4 (1985)

Delegat członków indywidualnych

W wyniku wyborów przeprowadzonych korespondencyjnie przez indywidualnych członków EPS, w skład ich delegatów do Rady EPS wszedł W. Thirring (Wiedeń). M. Balkanski (Paryż) został zastępcą delegata.

Europhys. News 16, No 4 (1985)

Nominacje na profesorów

Rada Państwa nadała tytuły naukowe profesorów. Tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymał Jan Fiutak (Uniwersytet Gdański).

Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Adam Kujawski (Instytut Fizyki PAN, Warszawa) i Krzysztof Pomorski (UMCS, Lublin).

Wręczenie nominacji profesorskich odbyło się 25 kwietnia 1985.

Wykład im. Mariana Smoluchowskiego

Od pewnego czasu Polska Akademia Nauk zaprasza wybitnych fizyków zagranicznych do wygłoszenia wykładu im. Mariana Smoluchowskiego. W tym roku wykład zatytułowany „Dziedzictwo Smoluchowskiego i Einsteina w fizyce statystycznej” wygłosił prof. N. G. van Kampen (Utrecht). Wykład ten odbył się 7 marca w Instytucie Fizyki Doświadczalnej UW, a bezpośrednimi jego organizatorami był Zakład Fizyki Teoretycznej PAN, Wydział Fizyki UW i Oddział Warszawski PTF.

Przekład polski wykładu van Kampena będzie opublikowany w *Postępiech Fizyki*.

B. W.

Nagroda Hewletta-Packarda

Europejska nagroda Hewletta-Packarda za rok 1985 została przyznana Jensenowi Als-Nielsenowi z Laboratorium w Risø (Dania) oraz Michaelowi Pepperowi z Cavendish Laboratory w Wembley (Anglia).

W uzasadnieniu przyznania nagrody stwierdzono, że w ostatnich latach wykazano kluczowe znaczenie wymiarowości układu fizycznego w fizyce fazy skondensowanej, materiałoznawstwie i fizyce statystycznej. Podkreślono, że prace laureatów stanowiły istotny przyczynek do tych badań. Zwrócono także uwagę, że laureaci w swoich doświadczeniach nad układami o zredukowanej wymiarowości posługiwali się zaawansowanymi technikami eksperymentalnymi oraz że ich prace przyczyniły się do postępu w zastosowaniach fizyki.

J. Als-Nielsen w ostatnich latach prowadził badania międzypowierzchni para-ciecz w obszarze powierzchniowych i objętościowych przejść fazowych. Zjawiska krytyczne towarzyszące przejściom analizował metodami rozproszenia światła i promieniowania X. Jego badania pozwoliły na doświadczalną weryfikację współczesnych teorii przejść fazowych.

M. Pepper od wielu lat interesuje się zjawiskami

przenoszenia ładunku przez gaz elektronowy o zredukowanej wymiarowości. Dwuwymiarowy gaz elektronowy istnieje np. w tranzystorach polowych z izolowaną bramką typu MOS-FET, gdzie quasi-swobodny ruch elektronów jest możliwy tylko w płaszczyźnie międzypowierzchni tlenek-półprzewodnik. Prace doświadczalne M. Peppera wykazały m. in. wpływ wymiarowości układu fizycznego na zjawiska lokalizacji przez centra rozpraszające oraz na możliwość opisu przewodnictwa elektrycznego metodami matematycznymi znanymi z fizyki przejść fazowych.

Tomasz Dietl

Europ. Phys. News 16, No 4 (1985)

Nowi członkowie zagraniczni Académie des Sciences

Dwaj wybitni fizycy teoretycy Sir Rudolf Peierls (Oxford) i Ryogo Kubo (Yokohama) zostali wybrani na członków zagranicznych francuskiej Académie des Sciences.

La Vie des Sciences 1, No 6 (1984)

Medal Łomonosowa

Akademia Nauk ZSRR przyznała wybitnemu fizykowi niemieckiemu Rudolfowi Mössbauerowi złoty Medal Łomonosowa za „jego wybitne zasługi w dziedzinie fizyki”.

Jak wiadomo, Rudolf Ludwig Mössbauer, profesor Politechniki w Monachium, otrzymał w 1961 r. Nagrodę Nobla z fizyki za badania absorpcji rezonansowej promieniowania γ . W metodzie przez niego zaproponowanej, jądra emitujące i absorbujące promieniowania γ są jądrami atomów związanych w sieci krystalicznej. Emisja i absorpcja zachodzą więc tu praktycznie bezodrutowo, co pozwala na uzyskanie rezonansu. Metoda Mössbauera znalazła szerokie zastosowanie w różnych dziedzinach fizyki, m. in. w fizyce ciała stałego.

B. W.

Phys. Bl. 41, No 4 (1985)

Wypowiedź prezesa IUPAP

W wywiadzie udzielonym czasopismu amerykańskiemu *Physics Today* prezes Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP), D. Allan Bromley wyraził zaniepokojenie objawami wzrastającej izolacji fizyki amerykańskiej. Potencjał ba-

dawczy Stanów Zjednoczonych jest wg niego ogólnie jeszcze najwyższy, ale w poszczególnych dziedzinach czynione są w innych krajach istotne postępy. Fizycy amerykańscy powinni zwiększyć wysiłki, aby utrzymywać kontakty z fizykami spoza Stanów Zjednoczonych. W rzeczywistości dzieje się odwrotnie. Fizykom amerykańskim trudniej jest teraz uzyskiwać środki na podróże do Europy, niż fizykom europejskim na podróże do USA. Fizyka amerykańska jest przez to niedostatecznie reprezentowana na międzynarodowych konferencjach, gdzie nawiązywane są pożyteczne stosunki osobiste i gdzie pojawiają się pierwsze sygnały nowych osiągnięć.

Sytuacja jest specjalnie niepomyślna w zakresie zagranicznych stażów naukowych dla fizyków, którzy świeżo uzyskali stopień doktora. Wymiana pracowników naukowych spada bardzo wyraźnie. Jedną z przyczyn są obawy młodych pracowników naukowych, że trudniej byłoby im ubiegać się o pożądane stanowiska przebywając po drugiej stronie Atlantyku. Również wysokość uposażeń w Stanach Zjednoczonych, w porównaniu z europejskimi, zmieniła się na korzyść uposażeń europejskich.

Wycofanie się Stanów Zjednoczonych z UNESCO powoduje trudności w realizacji programów związanych z działalnością tej instytucji. Bromley sądzi, że większość uczonych amerykańskich uważa wycofanie się Stanów Zjednoczonych z UNESCO za uzasadnione. Sądzi on jednak, że rozwiązanie zagadnień spornych i powrót Stanów Zjednoczonych do UNESCO jest pożądane. Pozostając poza UNESCO Stany Zjednoczone powinny jednak udzielać poparcia Międzynarodowej Radzie Unii Naukowych (ICSU), która kieruje realizacją szeregu pożytecznych programów badawczych w skali światowej (głównie w dziedzinie geofizyki). Poważną wartość przypisuje Bromley stanowisku ICSU w kwestii swobody podróżowania uczonych.

Bromley ma nadzieję, że porozumienia dwustronne (zwłaszcza z Niemcami) dopomogą do odwrócenia tendencji spadkowej w wymianie naukowej. IUPAP, która dysponuje budżetem ok. 100 000 dol., przeznaczonym głównie na wspieranie organizowania konferencji, nie może zapewnić podwyższenia płac fizyków ani zwiększenia funduszy na pokrycie kosztów podróży, ale Bromley oczekuje, że IUPAP będzie zabiegała o ożywienie dwustronnych programów wymiany fizyków.

Dużą uwagę przypisuje Bromley działalności komisji do spraw kształcenia fizyków i komisji

do spraw publikacji. Pragnąłby również wzmocnienia działalności na odcinku fizyki stosowanej (zgodnie z nazwą Unii). Komitet Wykonawczy IUPAP ma rozważyć kwestię, czy mają być utworzone nowe komisje, które zajęłyby się zagadnieniami zastosowań fizyki, czy też może istniejące komisje mogłyby zająć się sprawą zastosowań w swoim dziale fizyki.

Bromley wyraża chęć nawiązania kontaktów z przemysłem i fizykami zatrudnionymi w przemyśle i uważa, że działalność Amerykańskiego Instytutu Fizyki (AIP) podejmowana w związku z przyjmowaniem firm przemysłowych jako członków wspierających mogłaby służyć jako wzór dla podobnej działalności IUPAP podjętej w skali międzynarodowej.

B. W.

Phys. Today 38, No 4 (1985)

Stulecie urodzin Weyla

W roku bieżącym przypada stulecie urodzin Hermanna Weyla (1885—1955), wybitnego matematyka i fizyka-teoretyka niemieckiego.

Weyl był asystentem Hilberta w Getyndze. W 1913 przeniósł się do ETH w Zurychu, gdzie zetknął się z Einsteinem. Podjął (w 1918) próbę modyfikacji ogólnej teorii względności, tak aby obejmowała nie tylko oddziaływania grawitacyjne, lecz również elektromagnetyczne. Usiłowania Weyla wzbudziły żywe zainteresowanie, chociaż ostatecznie nie doprowadziły do zamierzonego celu. Weyl w znacznym stopniu przyczynił się do ewolucji pojęć, która doprowadziła do powstania mechaniki kwantowej. Szczególnie godna uwagi jest wysunięta przez niego koncepcja niezmienniczości cechowania, odgrywająca podstawową rolę w słynnych obecnie pracach teoretycznych nad unifikacją oddziaływania elektromagnetycznego z oddziaływaniem słabym. W 1933 r. Weyl przeniósł się do Institute for Advanced Study w Princeton.

W związku z setną rocznicą urodzin Weyla odbyła się w Uniwersytecie w Kilonii konferencja „Nauki ścisłe i ich podstawy filozoficzne”. Wśród referentów znaleźli się m. in. J. Schwinger, B. d'Espagnat i J. A. Wheeler.

B. W.

Phys. Bl. 41, No 4 (1985)

Pamięci Alfreda Kastlera — Sympozjum w Paryżu

Dnia 7 stycznia 1984 zmarł w Bandol (koło Tuluzy) w wieku 82 lat Alfred Kastler, znakomity fizyk francuski, laureat Nagrody Nobla z fizyki

(1966), członek honorowy Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Jego współpracownicy i wychowankowie uznali, że najlepszym sposobem uczczenia jego pamięci będzie zorganizowanie sympozjum, które przedstawiłoby rozwój idei naukowych przezeń głoszonych. Takie sympozjum odbyło się w Paryżu w dniach od 9 do 12 stycznia 1985. Zgromadziło ono ponad dwustu fizyków z całego świata, którzy w ten czy w inny sposób byli związani z Kastlerem i z rozwijaną przez niego tematyką badań.

Program sympozjum podzielono w ten sposób by w kolejnych dniach przedstawić: a) historię odkrycia przez Kastlera metody pompowania optycznego i podwójnego rezonansu oraz ich rozwój w różnych ośrodkach naukowych w latach minionych, b) przegląd zagadnień badanych obecnie (sesja nosiła tytuł: foton jako źródło informacji i środek działania), c) analizę perspektyw (tytuł sesji: fotony — zagadnienia podstawowe i układy proste). Uzupełnieniem tych trzech dni była uroczysta sesja na Sorbonie.

A oto garść szczegółów. Referenci pierwszego dnia (P. Jacquinot, J. Brosel, A. Agrabam, G. W. Series, J. M. Winter, W. Happer, G. zu Putlitz i E. Otten) przedstawili różne aspekty wprowadzenia i zastosowania metody pompowania optycznego. Nie brakło tu bardzo licznych wspomnień osobistych. W drugim dniu obok tematów o charakterze astrofizycznym (C. H. Townes, J. E. Blamont) mówiono głównie o zjawisku fotochłodzenia (P. Toschek, W. Phillips, J. Hall). Program trzeciego dnia pozwalał uzmysłowić sobie, do jak różnych kierunków fizyki współczesnej prowadzą metody zapoczątkowane 35 lat temu przez Kastlera i Brosela. Tak więc J. S. Bell mówił o mechanice kwantowej i doświadczeniach nad korelacją fotonów, M. A. Bouchiat — o pompowaniu optycznym i niezachowaniu parzystości w atomach, H. G. Dehmelt — o promieniowaniu pojedynczych atomów w pułapce, S. Haroche — o elektrodynamice wysoko wzbudzonych atomów we wnęce rezonansowej i wreszcie C. Cohen-Tannoudji — o atomach w wiązce świetlnej i w próżni fotonowej. Oprócz wymienionych wygłosił jeszcze wykłady N. Bloembergen, L. M. Schaerer, D. Kleppner, C. K. Walters, Norman Ramsay i V. Hughes.

Na uroczystą sesję na Sorbonie złożyły się dwa wykłady i kilka przemówień wspomnieniowych. Pierwszy wykład B. Cagnaca („Pompowanie optyczne czyli o dobrym użyciu fotonu i jego momentu pędu”) przedstawiał popularnie metodę pompowania optycznego. Wzruszającym momentem było wyświetlenie kilkuminutowego fragmentu

filmu popularnonaukowego, w którym sam Kastler objaśniał zasadę tej metody. O pompowaniu optycznym naturalnym w ośrodkach astrofizycznych mówił J. C. Pecker.

Uzupełnieniem części naukowej symposium było zwiedzanie laboratoriów i piękny koncert.

Organizatorem symposium z ramienia École Normale Supérieure i CNRS był prof. Franck Laloë przy współudziale pań: dr Elisabeth Giacobino, Valerie Lefèvre i Lucile Julien. Mimo bardzo krótkich terminów (praktycznie pół roku), organizacja była znakomita.

Planowane jest wydanie książki pamiątkowej. Będzie ona zawierać teksty wszystkich wygłoszonych wykładów, jak też i artykuły, które z uwagi na ograniczony czas nie mogły być wygłoszone. Udział polskich fizyków jest następujący: T. Dohnalik omówił prace wykonane w Polsce, a inspirowane przez idee Kastlera, autor zaś tej notatki przedstawił wspomnienia z wieloletnich naukowych i osobistych kontaktów z Kastlerem, w szczególności z okresu rocznego pobytu w laboratorium kierowanym przez Kastlera.

Tadeusz Skaliński

Szkoła Fizyki Teoretycznej w Karpaczu

Kontynuując dwudziestoletnią już tradycję, w dniach 18 lutego—2 marca 1985, Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego zorganizował w Karpaczu XXI Zimową Szkołę Fizyki Teoretycznej. W tym roku miała ona tytuł „Spontaniczne łamanie symetrii i zagadnienia pokrewne”.

Dyrektorami Szkoły byli: prof. Louis Michel (Institut des Hautes Etudes Scientifiques, Bures-sur-Yvette, Francja) i prof. Jan Mozrzyk (Uniwersytet Wrocławski). Udział w niej wzięło 120 osób reprezentujących niemal wszystkie krajowe ośrodki, w których uprawiana jest fizyka teoretyczna, oraz goście zagraniczni z Bułgarii, Francji, Holandii, Irlandii, Kanady, RFN, Rumunii, Szwajcarii, USA, Węgier, Włoch i ZSRR.

Szkoła miała 26 wykładów, w tym 19 zagranicznych. Jej cechą charakterystyczną była wielka rozpiętość tematyczna wynikająca z uniwersalności tytułu. Były więc wykłady z teorii ciała stałego (A. Janner, K. Łukaszewicz, P. Toledano, H. R. Trebin), z mechaniki statystycznej (C. Gruber, D. Merlini, A. Rieckers), z kwantowej teorii pola (I. Białynicki-Birula, H. J. Borchers, E. A. Ivanov),

z teorii grup i algebr (J. P. Antoine, R. Chatterjee, H. Ruegg, V. Rittenberg, S. Woronowicz) oraz przeglądowe wykłady L. Michela i L. O'Riada. Poza tym uczestnicy wygłosili 17 referatów dotyczących prac własnych.

Janusz Jędrzejewski

Wartościowość mieszana

Jednym z ważnych odkryć w fizyce ciała stałego w ostatnich latach jest stwierdzenie, że niektóre związki lantanowców odznaczają się mieszaną wartościowością. W *Postępkach Fizyki* 35, 99 (1984) był na ten temat artykuł E. Müller-Hartmanna. Zagadnieniu temu poświęcone były dwie konferencje: w Zurychu w 1982 r. i w Kolonii w 1984 r.

W celu przybliżenia tego tematu szerokiemu kręgowi polskich fizyków, zorganizowano w dniach 16 i 17 listopada 1984 w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego robocze seminarium poświęcone problemom wartościowości mieszanej. Uczestniczyło w nim 54 fizyków reprezentujących ośrodki: katowicki, krakowski, poznański, warszawski i wrocławski. Wygłoszono 9 referatów: — W. Suski (INTiBS, Wrocław) — Badania doświadczalne stanu mieszanej wartościowości, — Z. Kletowski (INTiBS, Wrocław) — Sprawozdanie z konferencji w Kolonii, — J. Pietrzak (UAM, Poznań) — Związki metali z mieszaną wartościowością, — E. Zipper, M. Drzazga (UŚ, Katowice) — Koncepcja temperatury fluktuacji w układach z mieszaną wartościowością, — J. Markowski (INTiBS, Wrocław) — Oddziaływanie elektronów przewodnictwa ze zlokalizowanymi momentami magnetycznymi, — W. Borgiel (UŚ, Katowice) — Wpływ korelacji d-f na przewodnictwo elektryczne związków z mieszaną wartościowością, — E. Görlich (UJ, Kraków) — Efekt Mössbauera w badaniach mieszanej wartościowości, — J. Żukrowski (AGH, Kraków) — Wpływ ciśnienia i temperatury na średnią wartościowość EuPd_2Si_2 , — K. Łątka (UJ, Kraków) — Wartościowość ceru w CeCu_2Si_2 .

Seminarium zakończyła podsumowująca dyskusja prowadzona przez profesorów J. Morkowskiego i W. Suskiego. Większość referowanego materiału pochodziła z danych literaturowych. W kraju podejmowane są prace w tej dziedzinie: w zakresie

teorii w ośrodku katowickim, w zakresie doświadczalnym w ośrodku poznańskim (dla układów d-elektronowych) i w ośrodku krakowskim (dla układów f-elektronowych).

Andrzej Szytuła

Amerykańsko-radziecka współpraca astrofizyczna

Niedawno opublikowano wiadomość o nowej współpracy naukowej amerykańsko-radzieckiej. Na dwóch raketach radzieckich Vega, wystrzelonych 15 i 22 grudnia 1984, które mają spotkać się z kometą Halleya w marcu 1986, umieszczono bardzo czułą aparaturę do pomiarów gęstości i rozkładu mas cząstek pyłu w ogonie komety. Twórcą aparatury jest astrofizyk amerykański John Simpson z University of Chicago.

Ponieważ Amerykanie nie wysyłają rakiet, które zbliżyłyby się do komety Halleya, Simpson próbował umieścić swoją aparaturę na rakiecie Europejskiej Agencji Przestrzeni Kosmicznej. Jednak wystąpił z tym projektem zbyt późno, całe wyposażenie tej rakiety było już zaplanowane i nie można tam było zmieścić aparatury Simpsona.

Simpson omawiał swój projekt na sympozjum astrofizycznym w Holandii w 1983 r. Wkrótce później dostał od Instytutu Badań Kosmicznych w ZSRR zaproszenie do umieszczenia swojej aparatury na raketach Vega. Od rządu USA uzyskał fundusz 300 000 dol. na budowę przyrządów, które osobiście dostarczył do Moskwy.

Dane z aparatury Simpsona będą przesyłane za pośrednictwem Centralnego Instytutu Badawczego na Węgrzech i Instytutu Maxa Plancka w Lindau (RFN). Będą dostępne dla uczonych na całym świecie i posłużą m. in. do wyznaczenia odległości, na jaką do komety Halleya zbliżą się rakiet europejska i japońska. Ta współpraca mogła dojść do skutku tylko dzięki osobistym kontaktom uczonych amerykańskich i radzieckich.

B. W.

Science 227, No 4684 (1985)

Przez zielen brnąć i jej odcienie można, jak wiemy,
nieskończenie

Jak wiadomo Newton był nie tylko genialnym teoretykiem — twórcą zasad dynamiki i odkrywcą ciężenia powszechnego — ale również znakomitym eksperymentatorem, szczególnie w dziedzinie op-

tyki. W 1666 r. przy pomocy pryzmatu rozszczepił światło słoneczne, uzyskując wielobarwne widmo. Pokazał także, że ze złożenia barw widmowych powstaje światło białe. Odkrył również zjawisko interferencji („pierścienie Newtona”).

Wyniki swoich badań optycznych zawarł Newton w dziele *Opticks or, a Treatise of the Reflections, Refractions, Inflections and Colours of Light*, które zostało wydane w 1704 r.

W zeszycie kwietniowym *Physics Today*, David L. MacAdam z Instytutu Optyki Uniwersytetu w Rochester stwierdza, że już wcześniej (w r. 1665) Francesco Grimaldi (1613–1665) wykonał podobne doświadczenie z rozszczepieniem światła i opisał je w dziele *Physicomathesis de lumine, coloribus et iride, aliisque annexis libri duo* wydanym w Bolonii. Grimaldi zaproponował falową teorię światła, której barwie przypisując właściwe „undulatio”.

W trzecim tomie swojego *Optics*, Newton wspomina o odkryciu przez Grimaldiego barwnych prążków dyfrakcyjnych pojawiających się przy przechodzeniu światła przez mały otwór. Nic nie pisze jednak o dokonanych przez Grimaldiego analizie i syntezie światła białego.

Od ponad dwustu lat specjaliści w zakresie widzenia barw zastanawiają się nad kwestią, czy Newton cierpiał na pewną anomalię wzroku, z powodu której odróżniał osobną barwę między fioletową a niebieską. Newton nazywał tę barwę indygo.

Jeśli, jak to jest od dawna i do dziś przyjęte, „niebieski” oznacza barwę, która nie jest ani czerwona (jak fiolet) ani zielonkawa, to między barwą niebieską a fioletową nie ma barwy, która wymagałaby osobnej nazwy.

MacAdam przypuszcza, że „indygo” Newtona jest tą barwą, którą obecnie nazywamy niebieską, a to co on nazywał niebieską jest barwą występującą w zielonej części widma (ok. 475–495 nm). Tę barwę, która gra istotną rolę w fotografii kolorowej, w poligrafii kolorowej oraz w grafice i malarstwie, przyjęto nazywać „zieleń cjanowa”.

B. W.

Phys. Today 38, No 4 (1985)

Superlattices and Microstructures

Firma Academic Press rozpoczęła wydawanie nowego czasopisma *Superlattices and Microstructures*. Redaktorem naczelnym jest John D. Dow (Notre Dame Univ., USA). W skład Rady Redak-

cyjnej weszli: G. H. Döhler (Max Planck Inst. f. Festkörperforschung, Stuttgart, RFN), L. Esaki (IBM Thomas J. Watson Center, Yorktown Heights, USA), K. Hess (Univ. of Illinois, USA), H. P. Hjalmarson (Sandia Natl. Labs, Albuquerque, USA), V. Narayanamurti (AT & T Bell Labs, Murray Hill, USA), Shang Yuan Ren (Univ. of Sci. & Techn. of China, Heifi, Anhui, Chiny), H. Sakaki (Univ. of Tokyo, Japonia), D. C. Tsui (Princeton Univ., USA).

Pismo zamieszcza prace oryginalne i artykuły przeglądowe poświęcone fizyce, chemii i materiałoznawstwu struktur submikronowych, zarówno półprzewodnikowych jak metalicznych, izolujących i nadprzewodzących. Tematyka obejmuje również zastosowania struktur submikronowych do nowych urządzeń optycznych, elektronicznych, do czujników mechanicznych i optycznych.

Maszynopisy prac muszą być przygotowane w formie nadającej się do powielania techniką fotograficzną. Odpowiednie instrukcje można otrzymać od firmy Academic Press Inc., Journal Marketing Dep., 24-28 Oval Road, London NW1 7DX Anglia.

M. Ryle
(1918—1984)

Dnia 14 października 1984 zmarł Sir Martin Ryle, wybitny astrofizyk angielski.

Ryle urodził się 27 września 1918 r. Studiował fizykę w Oxfordzie. W czasie II wojny światowej pracował w Telecommunications Research Establishment nad problemami związanymi z rozwojem radaru. Od 1945 prowadził badania astrofizyczne w Cambridge. Korzystając ze sprzętu zwolnionego po wojnie z magazynów wojskowych zbudował radiointerferometr, analogiczny do optycznego interferometru Michelsona. Przy pomocy

tej aparatury stwierdził w 1946 r., że pewne małe obszary korony słonecznej emitują promieniowanie nietermiczne. Później zbudował wielki interferometr, zawierający 4 sterowane zwierciadła radiowe.

Wcześniej, bo już w 1955, Ryle doszedł do wniosku, że rozkład radioźródeł w przestrzeni przeczy teorii stanu ustalonego. Potwierdzeniem hipotezy ewolucji było odkrycie w 1965 r. promieniowania relikowego przez A. Penziasa i R. W. Wilsona (za co otrzymali Nagrodę Nobla z fizyki w 1978 r.).

Dążeniem Rylego było uzyskanie kątowej zdolności rozdzielczej porównywalnej ze zdolnością rozdzielczą teleskopów optycznych. W tym celu Ryle wykorzystał obrót Ziemi do uzyskania „syn-tezy apertury”. Skonstruowany w Cambridge pod jego kierunkiem teleskop radiowy długości 5 km ma zdolność rozdzielczą rzędu 1 sekundy kątowej i pracuje na fali centymetrowej. Przy pomocy tego przyrządu Ryle, A. Hewish i ich współpracownicy mogli uzyskać dokładne mapy radiowe nieba, a dzięki temu uzyskać obrazy procesów niestacjonarnych związanych z radiogalaktykami i kwazarami.

Za swoje osiągnięcia Sir Martin Ryle otrzymał w 1974 r. wraz z Antonym Hewishem Nagrodę Nobla z fizyki. Ryle był członkiem Towarzystwa Królewskiego, członkiem honorowym brytyjskiego Instytutu Fizyki. Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu nadał mu w 1973 r. doktorat *honoris causa*.

W ostatnich latach życia Ryle przeciwstawiał się niewłaściwemu wykorzystywaniu nauki, prowadził dobrze udokumentowaną kampanię przeciw wyścigowi zbrojeń jądrowych. Wiele wysiłku wkładał w badanie możliwości wykorzystania energii wiatru i zainicjowany przez niego program badań w tym przedmiocie jest nadal prowadzony w Cambridge.

B. W.

Phys. Bull. 36, No 2 (1985)

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 przeglądu 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. Maszynopisy 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 dokładny adres do dalszej korespondencji (do przesłania korekty i honorarium autorskiego). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

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

4. Pierwsza strona maszynopisu winna zawierać imię i nazwisko autora, miejsce pracy z adresem, tytuł pracy w języku polskim i angielskim oraz streszczenie (do 20 wierszy maszynopisu) w języku angielskim (angielski tytuł i streszczenie nie są potrzebne do recenzji książek, notatek do kroniki i sprawozdań ze zjazdów i konferencji).

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

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

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

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

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

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

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

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

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

10. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. 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 autorskiej. Cena na 1 egz. odbitki o objętości 1—16 s. wynosi zł 24.—

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

KALENDARZ IMPREZ

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

KONFERENCJE 1986

5—9 sierpnia 1986, Wrocław

10. European Crystallographic Meeting and Exhibition. Komitet Krystalografii PAN i Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN. Prof. K. Łukaszewicz, INTiBS PAN, Pl. Katedralny 1, 50-950 Wrocław

10—14 sierpnia 1986, Cieszyn

12. Conf. on Applied Crystallography. Uniwersytet Śląski i Polska Akademia Nauk. Dr E. Łagiewka, Inst. Fizyki i Chemii Metali, Uniw. Śląski, Bankowa 12, 40-007 Katowice

Z: 1. 1. 1986

2—5 września 1986, Toruń

Międzynarodowe Sympozjum Luminiscencji Molekularnej i Fotofizyki — Pół wieku Schematu Poziomów Jabłońskiego. IF UMK, patronat PTF. Prof. A. Bączyński, IF UMK, Grunwaldzka 5/7, 87-100 Toruń, tel. 21-065 i 26-370.

8—12 września 1986, Poznań

Fizyka dla Przemysłu. Polskie Towarzystwo Fizyczne. Doc. dr J. Dembczyński, Inst. Fizyki Pol. Poznańskiej, Piotrowo 3, 60-695 Poznań.

SZKOŁY 1986

17 lutego—1 marca 1986, Karpacz

XXII Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Pola i geometria.

IFT UWr., doc. A. Jadczyk, IFT UWr., Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław

Z: 15.12.1985, P, U: 80, ang.

4—13 maja 1986, Mierki k. Olsztyna

8. Szkoła Biofizyki Transportu przez Błony. Katedra Fizyki i Biofizyki AR, Wrocław i Instytut Biochemii i Biofizyki PAN, Warszawa. Dr Teresa Broda, Kat. Fiz. i Biofiz. AR, Norwida 25, 50-375 Wrocław, tel. 21-66-61 w. 167, telex 0715327 arwpl.

maj 1986, Wieżyca

3rd Int. Spring School on Acoustooptics and Applications. Prof. A. Śliwiński, IFD UG, Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk.

POSTĘPY FIZYKI
(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma na rok 1986

Cena prenumeraty: półrocznie zł 270.—
rocznie zł 540.—

Prenumeratę krajową przyjmuje się:

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

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

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

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

SPIS TRESCI

J. Garbarczyk, W. Jakubowski — Przewodniki superjonowe	415
RÓŻNE	
B. Jancewicz — Czy są potrzebne jednostki podstawowe?	439
WSPOMNIENIA — ROCZNICE	
D. Curie, S. Lehrer — Maria i Piotr Curie (tłum. <i>Wiesława Zielińska</i>)	455
NOWOŚCI NAUKOWE	
B. Badełek, Z. Dziembowski, M. Krawczyk — Fizyka cząstek elementarnych w 1984 r.	481
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	487
RECENZJE	495
LIST DO REDAKCJI	499
KRONIKA	503

CONTENTS

J. Garbarczyk, W. Jakubowski — Superionic Conductors	415
MISCELLANEA	
B. Jancewicz — Fundamental Units — Are they Necessary?	439
RECOLLECTIONS — ANNIVERSARIES	
D. Curie, S. Lehrer — Marie and Pierre Curie	455
SCIENTIFIC NEWS	
B. Badełek, Z. Dziembowski, M. Krawczyk — Physics of Elementary Particles in 1984	481
MEETINGS AND CONFERENCES	487
REVIEWS	495
LETTER TO THE EDITOR	499
CHRONICLE	503