
PTF

**DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ**

POSTĘPY FIZYKI

**TOM 36
ZESZYT 6
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 ŚWIĘCKI (Białystok)
Dr BRONISŁAW GRZEGORZEWSKI (Bydgoszcz)
Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (Częstochowa)
Prof. dr JÓZEF HELDT (Gdańsk)
Dr MIECZYŚLAW F. PAZDUR (Gliwice)
Dr MAREK ZRAŁEK (Katowice)
Doc. dr MARIAN KARGOL (Kielce)
Prof. dr ANDRZEJ BUDZANOWSKI (Kraków)
Dr MIECZYŚLAW BUDZYŃSKI (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHALAK (Łódź)
Dr ANTONI GOLY (Opole)
Doc. dr TADEUSZ HILCZER (Poznań)
Prof. dr ALEKSANDER SZYMAŃSKI (Rzeszów)
Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)
Doc. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)
Prof. dr 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 6

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)
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 2098 + 92 egz. Ark. wyd. 8,5. Ark. druk. 6¹/₁₁. Papier offset. kl. III. 70×100, 80 g. Oddano do składania w lipcu 1985. Podpisano do druku w grudniu 1985. Druk ukończono w styczniu 1986. Zam. 338/85. Cena zł 80.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Karol I. Wysokiński

Institut Fizyki UMCS
Lublin

Tomasz Dietl

Institut Fizyki PAN
Warszawa

Całkowity i ułamkowy kwantowy efekt Halla

Integer and Fractional Quantum Hall Effect

Abstract: The paper gives a review of recent Hall measurements in high-mobility two-dimensional electron systems at low temperatures and in intense magnetic fields. These measurements show quantization of the Hall resistivity at integer and fractional occupations of the Landau levels. The current status of the theory is discussed in some details. The main attention is focussed on the physical reasons which may lead to the extremely high precision of the quantization observed in the experiment.

1. Wstęp

Już od ok. stu lat wiadomo, że przyłożenie pola magnetycznego do materiału, przez który płynie prąd elektryczny, powoduje powstanie pola elektrycznego prostopadłego do kierunku wektora gęstości prądu elektrycznego. Efekt Halla, bo taką nazwę nosi omawiane zjawisko, od wielu lat stanowi główną metodę opisu podstawowych cech przewodników, gdyż z reguły powstałe pole elektryczne w prosty sposób wiąże się z koncentracją nośników prądu i ich ładunkiem q ($q = \pm e$ odpowiednio dla dziur i elektronów). W szczególności, dla próbki o kształcie prostopadłościanu, stosunek napięcia Halla U_y do prądu elektrycznego I_x (tzw. opór Halla R_{yx}) określa wyrażenie:

$$R_{yx} = \frac{U_y}{I_x} = \frac{B}{qN_s} \quad (1)$$

gdzie B jest składową pola magnetycznego prostopadłą do powierzchni xy , a N_s liczbą nośników prądu na jednostkę powierzchni w tej płaszczyźnie (rys. 1a).

Znajomość N_s oraz składowej diagonalnej R_{xx} tensora oporu pozwala na wyznaczenie

ruchliwości nośników prądu μ zgodnie ze znanym wyrażeniem

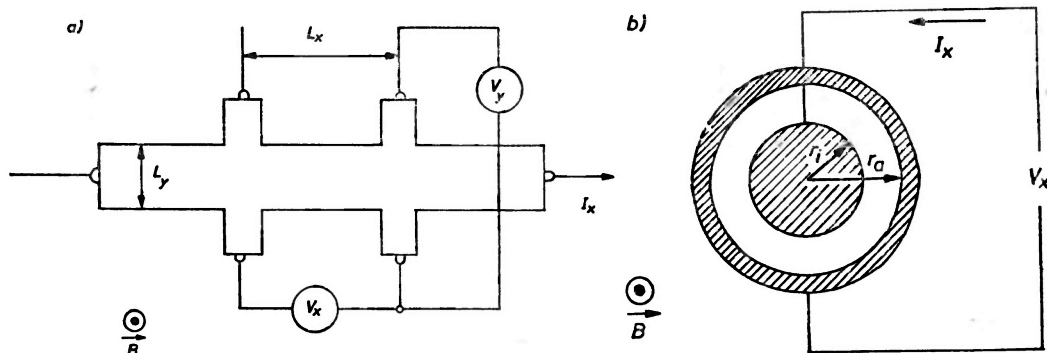
$$R_{xx} = \frac{U_x}{I_x} = \frac{L_x}{e\mu N_s L_y}, \quad (2)$$

gdzie L_x i L_y , jak pokazano na rys. 1a, oznaczają odpowiednio odległość między sondami i szerokość próbki.

Jednym z najbardziej zaskakujących osiągnięć fizyki doświadczalnej ostatnich lat jest wykazanie, że w pewnych warunkach R_{yx} przyjmuje wartości skwantowane

$$R_{yx} = \frac{h}{qen} = \pm \frac{h}{e^2 n} \simeq \pm \frac{25812.8}{n} \Omega, \quad (3)$$

gdzie h jest stałą Plancka, a n jest bądź liczbą całkowitą (1, 2, 3...), bądź wymierną o nieparzystych mianownikach (1/3, 2/3, 4/3, ..., 1/5, 2/5, ...). W pierwszym przypadku mówimy o całkowitym kwantowym efekcie Halla (IQHE), w drugim zaś o ułamkowym kwantowym efekcie Halla (FQHE).



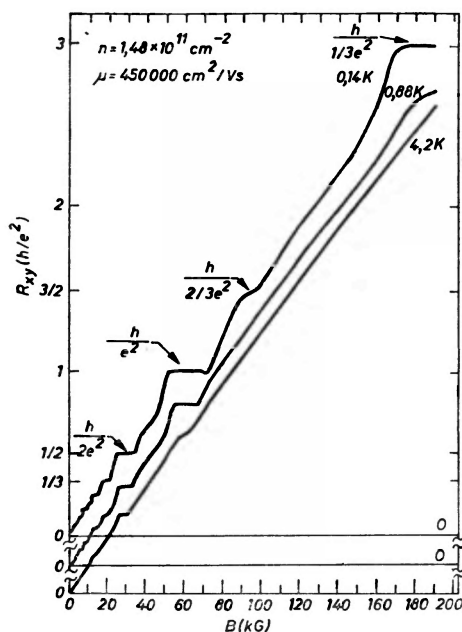
Rys. 1. Geometria próbki przy pomiarach: a) składowych R_{xx} i R_{xy} tensora oporu elektrycznego, b) składowej σ_{xx} tensora przewodnictwa elektrycznego (zaciemniono obszar wdyfundowanych kontaktów).

Zależność R_{xy} od pola magnetycznego w heterostrukturze GaAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As dla różnych temperatur przedstawia rys. 2. W wysokich temperaturach, tj. $T > 4.2$ K, R_{xy} rośnie liniowo z polem magnetycznym, przy czym R_{xy}/B , zgodnie ze wzorem (1), określone jest przez koncentrację elektronów N_s . W niższych temperaturach, $T \lesssim 4.2$ K, oraz w odpowiednio silnych polach magnetycznych i w próbkach o dużej ruchliwości w zależności $R_{xy}(B)$ pojawiają się charakterystyczne załamania przechodzące w odpowiednio niskiej temperaturze w *plateau*. Wartość R_{xy} w obszarze *plateau* opisuje dokładnie wyrażenie (3), niezależnie od np. wymiarów geometrycznych próbki.

Plateau w zależności $R_{xy}(B)$ obserwowane były w tzw. strukturach MOS (metal-tlenek-półprzewodnik) od połowy lat siedemdziesiątych [1]. Istniały też przesłanki teoretyczne [2], że R_{xy} może opisywać wyrażenie (3) z całkowitym n . Uważano jednak, że podobnie jak w innych sytuacjach w fizyce ciała stałego, na wyniki doświadczalne wpływa szereg

niekontrolowanych efektów (np. kontakty, defekty,...). Ponadto istniejąca teoria [2] zbudowana została przy wielu założeniach upraszczających. W związku z tym nie spodziewano się zgodności teorii z wynikami doświadczalnymi lepszej od powiedzmy 10%.

Pierwszym fizykiem, który podjął precyzyjne pomiary R_{xy} w obszarze plateau dla różnych próbek, był Klaus von Klitzing [3]. Wyniki jego eksperymentów wykazywały, że równanie (3) jest spełnione z dokładnością do błędu eksperymentalnego, który w pierwszych doświadczeniach von Klitzinga z 1980 r. wynosił $10^{-3}\%$.



Rys. 2. Zależność oporu Halla R_{xy} od pola magnetycznego B w heterostrukturze GaAs-AlGaAs w różnych temperaturach [4].

Ułamkowy kwantowy efekt Halla został wykryty w 1982 r. przez D. C. Tsui i współpracowników [4]. Motywem prowadzenia pomiarów $R_{xy}(B)$ przez grupę z laboratoriów Bella był wcześniej wykryty całkowity efekt Halla oraz spodziewana kondensacja Wignera gazu elektronowego w odpowiednio silnych polach magnetycznych. Nie było wówczas żadnych teoretycznych sugestii dotyczących możliwości istnienia ułamkowej kwantyzacji.

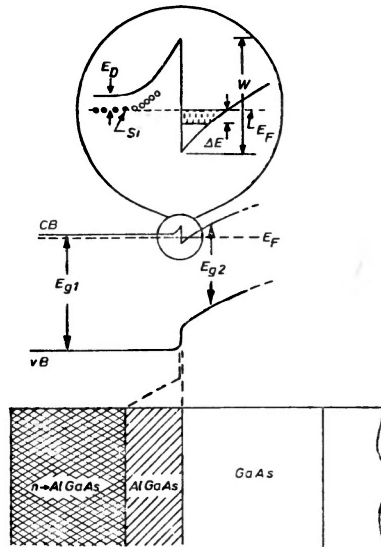
W artykule tym omówimy warunki, przy spełnieniu których obserwuje się kwantowy efekt Halla oraz zreferujemy najbardziej interesujące z dotychczas uzyskanych wyników doświadczalnych. Wspomnimy także o znaczeniu kwantowego efektu Halla w metrologii. Znaczna część artykułu poświęcona jest omówieniu istniejących teorii zjawiska. Wiele uwagi poświęcono fizycznym przyczynom mogącym prowadzić do tak dużej precyzji kwantowania R_{xy} .

Dodajmy, że kwantowemu efektowi Halla poświęcono już szereg artykułów przeglądowych [5—11], w tym krótki artykuł w *Postęпах Fizyki* [12].

2. Warunki obserwacji i wyniki doświadczalne

Do najbardziej znanych układów, w których obserwuje się kwantowy efekt Halla należą tranzystory krzemowe z izolowaną bramką typu MOS-FET oraz heterostruktury GaAs-AlGaAs. O wykorzystaniu tranzystorów MOS-FET do pomiarów kwantowego efektu Halla była mowa wcześniej [12], tutaj omówimy budowę modulatoryjnie domieszkowanej heterostruktury GaAs-AlGaAs [9].

Przedstawiona na rys. 3 heterostruktura GaAs-AlGaAs składa się z warstw GaAs $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ i $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}:\text{Si}$ ($x \approx 0.3$, $N_D \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Warstwy te nakłada się metodą wiązek molekularnych (MBE) na półizolacyjne podłoże z GaAs:Cr. Ponieważ dno pasma



Rys. 3. Schemat modulatoryjnie domieszkowanej heterostruktury GaAs- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Zaznaczono: przerwę energetyczną w GaAs (E_g) i AlGaAs (E_{g1}); położenie poziomu Fermiego (E_F); położenie poziomu domieszkowego Si w AlGaAs (E_D) oraz podpasma elektrycznego w GaAs (ΔE) [9].

przewodnictwa w GaAs leży niżej niż w AlGaAs, elektrony z donorów krzemowych przechodzą do GaAs. Ze względu na przyciąganie kulombowskie elektronów przez zjonizowane domieszki, elektrony pozostają przy międzypowierzchni GaAs i AlGaAs. Efektywny potencjał $V(z)$ w obszarze przypowierzchniowym ma kształt trójkątnej studni potencjału i prowadzi do skwantowania ruchu elektronów w kierunku prostopadłym do międzypowierzchni, a więc do powstania stanów związanych (tzw. podpasma elektrycznych). Odległości między podpasmami elektrycznymi są rzędu kilkudziesięciu meV. Dla typowych koncentracji elektronów na jednostkę powierzchni w płaszczyźnie międzypowierzchni, $N_S \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, obsadzone jest tylko najniższe podpasmo. W niskich temperaturach elektrony, które pozostały w AlGaAs:Si, wymrożone są na donorach. Wówczas jedyny przyczynik do przewodnictwa elektrycznego heterostruktury pochodzi od elektronów w GaAs. Ruch tych elektronów ma charakter kwaziswobodny jedynie w *plaszczyźnie*

międpowierzchni. Z tego względu gaz elektronów w GaAs jest układem dwuwymiarowym. Stanowi on obiekt badań w pracach poświęconych kwantowemu efektowi Halla.

Zjawiska przenoszenia (transportu) ładunku w układach dwuwymiarowych w polu magnetycznym opisuje *tensor* przewodnictwa $\hat{\sigma}$ lub odwrotny do niego tensor oporności $\hat{\rho}$ o wymiarach 2×2 . Jak wiadomo, tensor $\hat{\rho}$ określa związek między wektorem pola elektrycznego a wektorem gęstości prądu elektrycznego, $E = \hat{\rho}j$. Ponieważ w układach dwuwymiarowych gęstość prądu elektrycznego jest równa stosunkowi prądu elektrycznego do szerokości próbki, składowe tensora $\hat{\rho}$ mają wymiar oporu.

W próbkach o geometrii hallowskiej (rys. 1a) związek między tensorem oporu \hat{R} a tensorem oporności $\hat{\rho}$ ma postać

$$U_x/I_x \equiv R_{xx} = \rho_{xx}L_x/L_y,$$

$$U_y/I_x \equiv R_{yx} = \rho_{yx},$$

przy czym $\rho_{yy} = \rho_{xx}$ oraz $\rho_{xy} = -\rho_{yx}$.

Tensor przewodnictwa wiąże się z tensorem oporności zależnościami

$$\sigma_{xx} = \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2}, \quad \sigma_{xy} = \frac{\rho_{yx}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2}.$$

Wielkość σ_{xx} można wyznaczyć bezpośrednio z doświadczenia w próbkach o kształcie tzw. dysku Corbino (rys. 1b)

$$\sigma_{xx} = \frac{I_x}{2\pi V_x} \ln \frac{r_e}{r_i}.$$

Bardzo ważną cechą heterostruktur GaAs-AlGaAs, istotną nie tylko dla kwantowego efektu Halla, ale także z punktu widzenia zastosowań do szybkich urządzeń przełączających, jest duża ruchliwość elektronów w dwuwymiarowej warstwie. Małe rozpraszanie na zjonizowanych domieszkach osiąga się umieszczając między GaAs i AlGaAs:Si cienką (ok. 200 Å) warstwę niedomieszkowanego AlGaAs. Obecność tej warstwy ma na celu przestrzenne odseparowanie elektronów i zjonizowanych domieszek. Ponadto dobre dopasowanie stałych sieci GaAs i AlGaAs prowadzi do małej gęstości defektów na międzypowierzchni. Również małe znaczenie ma rozpraszanie stopowe, gdyż funkcja falowa elektronów w GaAs ma tylko niewielki „ogon” w AlGaAs. Teoretyczne oszacowania sugerują, że ruchliwość w heterostrukturze może sięgać $6 \cdot 10^6$ cm²/Vs [49]. Obecnie otrzymuje się już struktury z ruchliwością ponad 10^6 cm²/Vs w temperaturze 1.5 K [20, 22, 23].

Istnieje szereg metod pozwalających na „sterowanie” koncentracją N_S . Dla przykładu, przyłożenie napięcia między kanał przewodzący w GaAs, a podłoże lub AlGaAs:Si zmienia potencjał $V(z)$, a więc i N_S . Podobny efekt uzyskuje się przez odpowiednie oświetlenie bądź przyłożenie ciśnienia hydrostatycznego [9].

Zależność energii od wektora falowego w układach dwuwymiarowych ma postać

$$E(k) = E_0 + \hbar^2(k_x^2 + k_y^2)/2m^*, \quad (4a)$$

gdzie E_0 jest położeniem podpasma elektrycznego, k_x i k_y są składowymi wektora falowego w płaszczyźnie międzypowierzchni, m^* jest masą efektywną nośników (założono, że pasmo przewodnictwa jest sferyczne i paraboliczne).

W obecności pola magnetycznego prostopadłego do międzypowierzchni następuje pełna kwantyzacja gazu elektronowego

$$E(n) = E_0 + (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c \pm \frac{1}{2}\hbar\omega_s, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (4b)$$

gdzie $\hbar\omega_c$ jest rozszczepieniem cyklotronowym, a $\hbar\omega_s$ rozszczepieniem spinowym. Jak wiadomo, bez względu na szczegóły zależności $E(k)$, każdy poziom Landaua jest ze względu na liczbę kwantową k_x SeB/h -krotnie zdegenerowany, gdzie S jest powierzchnią próbki. Gęstość stanów stanowi zespół funkcji δ scentrowanych wokół energii $E(n)$. W zerowej temperaturze liczbę obsadzonych poziomów Landaua określa więc wyrażenie

$$\nu = hN_S/eB. \quad (5)$$

Zwróćmy uwagę, że pełna kwantyzacja widma elektronowego jest cechą szczególną układów dwuwymiarowych w polu magnetycznym i stanowi podstawowy warunek obserwacji kwantowego efektu Halla.

W rozważaniach, które doprowadziły nas do równań (4) zaniedbywaliśmy obecność defektów struktury krystalicznej. Potencjał rozpraszający $V(r)$ prowadzi do poszerzenia rozproszeniowego podpasem elektrycznych. Poszerzenie Γ jest rzędu średniej amplitudy fluktuacji potencjału $V(r)$. Wielkość Γ można oszacować z ruchliwości elektronów μ zgodnie z wyrażeniem

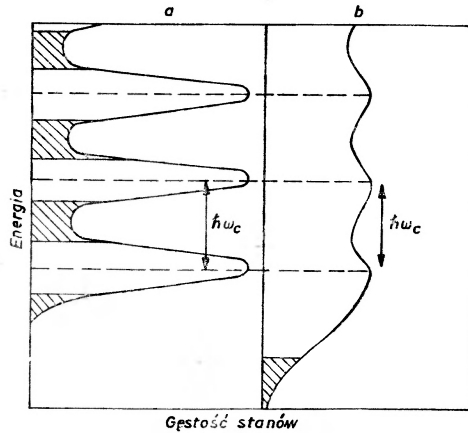
$$\Gamma \simeq e\hbar/\mu m^*. \quad (6)$$

Jeśli odległość między podpaszami elektrycznymi δE jest mniejsza od ich poszerzenia Γ , gaz elektronowy zatracą dwuwymiarowy charakter gdyż możliwe stają się przejścia między poszczególnymi podpaszami, a więc ruch elektronu w kierunku z (funkcja falowa każdego podpasma ma maksima przy innej wartości z).

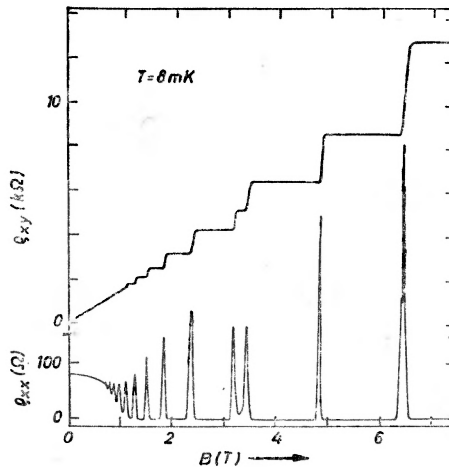
W przypadku heterostruktur GaAs-AlGaAs poszerzenie rozproszeniowe jest znacznie mniejsze od odległości między podpaszami elektrycznymi lub, co jest równoważne, droga swobodna elektronu jest znacznie dłuższa od szerokości studni potencjału $V(z)$. Warunek dwuwymiarowości jest więc w tej strukturze bardzo dobrze spełniony.

W obecności pola magnetycznego i potencjału $V(r)$ gęstość stanów dwuwymiarowego gazu elektronowego przestaje być zespołem funkcji δ , a przyjmuje kształt naszkicowany na rys. 4. Rozmycie poziomów Landaua określa w pierwszym przybliżeniu wyrażenie (6), chociaż w ogólności Γ jest funkcją pola magnetycznego. W przypadku gdy $\Gamma > \hbar\omega_c$, pole magnetyczne słabo zaburza gęstość stanów. W tym obszarze ρ_{xx} praktycznie nie zależy od pola magnetycznego B , a ρ_{xy} rośnie liniowo z B . Dla próbki, dla której wyniki przedstawiono na rys. 5, odpowiada to polom mniejszym od ok. 1 T. Zwiększanie pola magnetycznego prowadzi do wyostrzania się maksimów gęstości stanów oraz do przechodzenia kolejnych poziomów Landaua przez poziom Fermiego. Widoczne na rys. 5 dla $B \gtrsim 1$ T maksima ρ_{xx} odpowiadają przechodzeniu kolejnych maksimów gęstości stanów przez poziom Fermiego gdyż wtedy rozpraszanie elektronów jest największe. Między maksimami ρ_{xx} obserwuje się minima ρ_{xx} , które są tym głębsze im niższa jest temperatura T i silniejsze pole magnetyczne B .

Zależność $\rho_{xx}(T)$ w polach, w których poziom Fermiego znajduje się w minimach gęstości stanów jest bardzo ciekawą i istotną z punktu widzenia kwantowego efektu Halla własnością układów dwuwymiarowych. Stwierdzono, że w odpowiednio silnych polach



Rys. 4. Schemat zależności jednoelektronowej gęstości stanów od energii dla dwuwymiarowego gazu elektronowego w polu magnetycznym: a) energia cyklotronowa $\hbar\omega_c$ większa od średniej amplitudy fluktuacji potencjału, Γ ; b) $\Gamma > \hbar\omega_c$. Zaciemniono obszar stanów zlokalizowanych.



Rys. 5. Całkowity kwantowy efekt Halla w heterostrukturze GaAs-AlGaAs o koncentracji $N_s = 4.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ i ruchliwości $\mu = 1.8 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Dla pól mniejszych od 3 T rozszczepienie spinowe jest mniejsze od amplitudy fluktuacji potencjału, Γ i nie obserwuje się rozszczepień spinowych [13].

magnetycznych i niskich temperaturach ρ_{xx} staje się mniejsze od dokładności nawet najbardziej precyzyjnych eksperymentów. Zerowa wartość ρ_{xx} oznacza, że nie ma spadku napięcia w kierunku prądu elektrycznego. Jest to oznaką braku dysypacji energii w układzie (gęstość mocy M prądu elektrycznego określa znane wyrażenie $M = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$). Ten zaskakujący wynik eksperymentu staje się zrozumiały jeśli zauważyć, że potencjał $V(\mathbf{r})$ może prowadzić do przestrzennej lokalizacji funkcji falowej w obszarze małej gęstości stanów (rys. 4). Elektrony w przestrzennie zlokalizowanych stanach nie przewożą prądu elektrycznego w $T = 0 \text{ K}$. Wtedy jedyny przyczynkiem do prądu elektrycznego pochodzić może od elektronów znajdujących się w stanach rozciągniętych (zdelokalizowanych) pod

poziomem Fermiego. Ruch tych elektronów zachodzi pod wpływem wzajemnie prostopadłego pola elektrycznego (pola Halla) $E = (0, E_y, 0)$ i pola magnetycznego $B = (0, 0, B)$. (Przypomnijmy, że w przybliżeniu klasycznym elektron porusza się po cykloidzie w kierunku prostopadłym zarówno do E jak i B). Elektrony dryfują bez rozprożeń, bo w okolicy stanów przewodzących nie ma stanów nieobsadzonych, do których mogłoby nastąpić rozproszenie.

Tego rodzaju układ przewodzący mógłby więc zasługiwać na miano idealnego przewodnika. Jednakże oporność $\rho_{xx} = 0$ tylko w temperaturze zera w skali bezwzględnej. W każdej innej temperaturze ρ_{xx} jest różne od zera, choć bardzo małe. Do dysypacyjnego transportu ładunku w $T > 0$ mogą prowadzić dwa procesy [13—15]. Po pierwsze, indukowane fononami przeskoki elektronów z okolicy poziomu Fermiego (przewodnictwo *hoppingowe* między stanami zlokalizowanymi). Po drugie, przewodnictwo elektronów termicznie aktywowanych z poziomu Fermiego do wyżej leżących stanów rozciągliwych. W tym ostatnim przypadku $\rho_{xx}(T) \approx \rho_{xx}^0 \exp(-\Delta/kT)$, gdzie $\Delta \lesssim \hbar\omega_d/2$ ($\Delta \approx \hbar\omega_d/2$, gdy poziom Fermiego leży dokładnie w połowie odległości między maksimami gęstości stanów).

Jak widać na rys. 5, w obszarze, w którym $\rho_{xx} \approx 0$, ρ_{xy} nie zależy od pola magnetycznego i przyjmuje wartości skwantowane, $\rho_{xy} = h/e^2 n$, gdzie n jest liczbą poziomów Landaua znajdujących się pod poziomem Fermiego. Stwierdzono [25, 26, 74], że dokładność kwantyzacji jest tym większa im mniejsza jest wartość ρ_{xx} w obszarze *plateau*. Opisuje to empiryczny wzór [74] $\rho_{xy} - h/e^2 n = -s\rho_{xx}$, gdzie $s \approx 0.1 - 0.4$.

Składowe tensora oporności w warunkach kwantowego efektu Halla możemy wyznaczyć w prostym ujęciu półklasycznym. (Bardziej realistyczne modele teoretyczne znajdzie czytelnik w części teoretycznej artykułu.)

Siła działająca na każdy elektron znajdujący się w stanie rozciąglwym wynosi

$$F = q(E + v \times B),$$

przy czym ze względu na bezdysypacyjny charakter transportu pominęliśmy człon rozproseniowy. W warunkach stacjonarnych $F = dv/dt = 0$, a więc dla $B = (0, 0, B)$ oraz $vqN_s = j = (j_x, 0, 0)$ otrzymujemy

$$E_x = 0, \quad E_y = \frac{B}{qN_s} j_x,$$

gdzie N jest ilorazem liczby stanów rozciągliwych i tej powierzchni próbki, która daje przyczynek do transportu ładunku. Stąd

$$\begin{aligned} \rho_{xx} &= 0, \\ \rho_{xy} &= -B/qN_s. \end{aligned}$$

Jeśli pod poziomem Fermiego znajduje się n zapełnionych pasm Landaua ze stanami rozciąglwymi, to, zgodnie ze wzorem (5), $N_s = nB/h$. Otrzymujemy ostatecznie $\rho_{xy} = R_{xy} = -h/qen$, a więc zgodnie z wynikami doświadczalnymi R_{xy} nie zależy od wymiarów geometrycznych i pola magnetycznego.

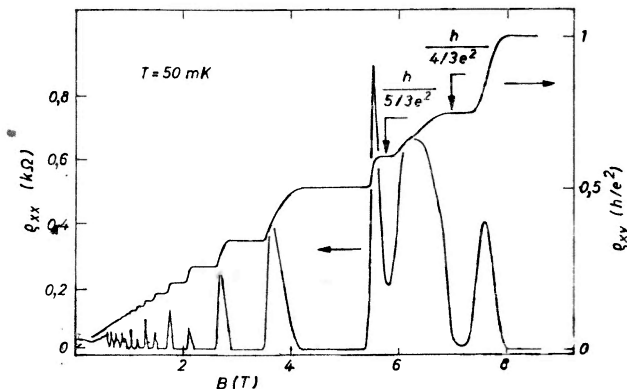
Podkreślmy, że powyższe wyrażenia na ρ_{xx} i ρ_{xy} są słuszne jedynie w polach magnetycznych, w których poziom Fermiego znajduje się w obszarze stanów zlokalizowanych.

W przeciwnym razie $\varrho_{xx} \neq 0$, a $\varrho_{xy} = \varrho_{xy}(B)$ gdyż wzrost pola magnetycznego w wyrażeniu na siłę Lorentza nie jest kompensowany przez wzrost liczby nośników na stanach rozciąglących: stany te przy wzroście pola magnetycznego „wychodzą” nad poziom Fermiego.

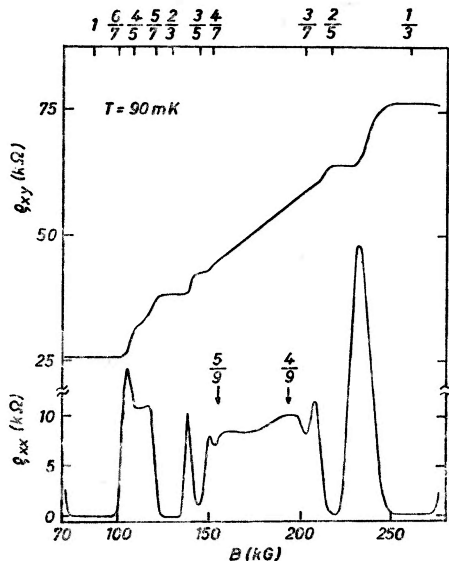
Pewnej informacji o stosunku liczby stanów rozciąglących i zlokalizowanych dostarcza stosunek szerokości maksimów ϱ_{xx} do szerokości *plateau* ϱ_{xy} . Dla próbki przedstawionej na rys. 5, stosunek ten jest bardzo mały. Świadczy to o tym, że tylko niewielka część stanów na poziomach Landaua jest rozciąglą.

W dotychczasowych rozważaniach pomijaliśmy spin elektronu. Jeżeli rozszczepienie spinowe jest mniejsze od Γ , między spinowo rozszczepionymi poziomami Landaua nie ma stanów zlokalizowanych i w obszarze *plateau* $\varrho_{xy} = h/e^2 p$, gdzie p jest liczbą parzystą (patrz rys. 5). W ogólnym przypadku możemy napisać $\varrho_{xy} = h/e^2 g n$, gdzie g jest iloczynem degeneracji poziomów Landaua i ilości warstw dwuwymiarowych dających przyczynę do transportu ładunku. Dla przykładu, w tranzystorach krzemowych MOS-FET $g = 4$ (spin i dwie doliny). Z kolei w heterostrukturach GaAs-AlGaAs typu p $g = 1$ [21]. Wynika to ze zniesienia sześciokrotnej degeneracji pasma walencyjnego przez kombinację oddziaływań $k \cdot p$, spin-orbita oraz przypowierzchniowego pola elektrycznego [9]. W dwuwymiarowym gazie elektronowym na granicach ziaren w InSb stwierdzono, że $g = 4$ [17]. Ponieważ dla pasma przewodnictwa w InSb degeneracja wynosi 2 (spin), przyjęto [17], że gaz dwuwymiarowy na granicy ziaren znajduje się w dwóch równoległych studniach potencjału. Widzimy więc, że kwantowy efekt Halla stanowi użyteczne narzędzie do badania struktury układów dwuwymiarowych.

Na rys. 6 przedstawiono wyniki pomiarów ϱ_{xx} i ϱ_{xy} w heterostrukturze GaAs-AlGaAs o ekstremalnie wysokiej ruchliwości elektronów $\mu \sim 10^6$ cm²/Vs [23]. Duża ruchliwość, a więc małe fluktuacje potencjału $V(r)$ prowadzą do większej szerokości pików ϱ_{xx} i mniejszej szerokości *plateau* ϱ_{xy} . W próbce tej jest więc więcej stanów rozciąglących. Najbardziej ciekawą cechą wyników przedstawionych na rys. 6 i 7 jest obecność minimów ϱ_{xx} i *plateaux* ϱ_{xy} przy częściowym zapełnieniu poziomów Landaua. Dla próbki z rys. 7 [22] anomalie występują, gdy najniższy spinowy poziom Landaua jest obsadzony w 1/3, 2/3, 2/5 i 3/5. Słabsze struktury widać także przy $\nu = 3/7, 4/7, 4/9$ i $5/9$. Z kolei w próbce



Rys. 6. Całkowity i ułamkowy kwantowy efekt Halla w heterostrukturze GaAs-AlGaAs o koncentracji $N_s = 2.3 \cdot 10^{11}$ cm⁻³ i ruchliwości $\mu = 10^6$ cm²/Vs [23].



Rys. 7. Ułamkowy kwantowy efekt Halla w heterostrukturze GaAs-AlGaAs o koncentracji $N_s = 2.13 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ i ruchliwości $\mu \approx 5 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. W przedstawionym zakresie pól magnetycznych elektrony znajdują się na najniższym poziomie Landaua [22].

z rys. 6 widać *plateaux* ρ_{xy} i minima ρ_{xx} gdy najniższy poziom spinowy jest całkowicie obsadzony, a wyższy obsadzony jest w $1/3$ i $2/3$.

Ponieważ ułamkowej kwantyzacji nie udaje się opisać w ramach modelu jednoelektronowego powszechnie uważa się, że ułamkowy kwantowy efekt Halla wynika z oddziaływania kulombowskiego elektron-elektron. W fenomenologicznej interpretacji zjawiska przyjmuje się, że przy ułamkowym obsadzeniu poziomów Landaua pojawia się przerwa energetyczna δ . Przerwa ta oddziela wieloelektronowy stan podstawowy od najniżej leżących stanów wzbudzonych. Potencjał $V(r)$, podobnie jak w przypadku całkowitego efektu Halla, prowadzi do pojawienia się pewnej liczby stanów w przerwie. Jeśli jednak fluktuacje potencjału są na tyle małe, że $\delta > \Gamma$ stany w przerwie są, przynajmniej częściowo, nieprzewodzące w $T = 0 \text{ K}$. Wówczas dla $kT < \delta$ obserwuje się minima ρ_{xx} oraz *plateaux* ρ_{xy} .

Informacje o wielkości przerw dostarczają pomiary $\rho_{xx}(T)$ w obszarze minimów, gdzie $\rho_{xx}(T) = \rho_{xx}^0 \exp(-\delta/2 kT)$. Stwierdzono [20, 22, 23], że δ jest rzędu 1 K, rośnie z polem magnetycznym i zależy od ν . Omawiana w części teoretycznej teoria Laughlina [9, 81] przewiduje występowanie przerw dla $\nu = n_1/n_2$ gdzie n_2 jest liczbą nieparzystą oraz podaje wielkości przerw dla $\nu = 1/3$ i $2/3$, $\delta \approx 0.026 e^{5/2} B^{1/2} / \hbar^{1/2} \epsilon$, gdzie ϵ jest stałą dielektryczną półprzewodnika. Wyliczony z teorii Laughlina parametr δ jest co do rzędu wielkości zgodny z doświadczeniem, chociaż sama teoria, o czym wspominamy dalej, budzi szereg kontrowersji.

Całkowity kwantowy efekt Halla obserwowano już dla wielu struktur półprzewodnikowych. Poza omawianymi już tranzystorami krzemowymi MOS-FET [3,26] i heterostrukturami GaAs-AlGaAs [13, 14] wymienić można heterostruktury InGaAs-InP [15], tzw. studnie kwantowe typu GaSb-InAs-GaSb [16], granice ziaren w InSb [17], a nawet organiczne półprzewodniki w dużej anizotropii przewodnictwa [18].

Dokładność z jaką w obszarze plateau ρ_{xy} nie zależy od B a ρ_{xx} jest równe zero związana jest z jakością materiału (ruchliwością) oraz z zakresem pól magnetycznych i temperatur, w jakich prowadzono poszczególne eksperymenty. Istotny wpływ na zależność $\rho_{xx}(B)$ i $\rho_{xy}(B)$ może mieć także struktura podpasem elektrycznych. Dla przykładu, autorzy pracy [17] wiążą duże wartości ρ_{xx} w obszarze plateau ρ_{xy} z faktem, że na granicy ziaren w InSb elektrony obsadzają co najmniej dwa podpasma elektryczne (podobna sytuacja ma miejsce na granicy ziaren w $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ [19]).

Ułamkowy kwantowy efekt Halla obserwuje się w wielu laboratoriach na świecie. Interesujące jest, że jak dotychczas na Zachodzie i w Japonii zaobserwowano go wyłącznie w heterostrukturach GaAs-AlGaAs [4, 20, 22, 23]. Z kolei, w Związku Radzieckim dwie grupy donoszą [24] o obserwacji efektu w tranzystorach krzemowych MOS-FET. Ruchliwość elektronów w tranzystorach osiągała $4 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, tj. była około 2—3 krotnie wyższa niż tranzystorów MOS-FET, którymi dysponują laboratoria pomiarowe na Zachodzie i w Japonii. Jak wiadomo, tranzystory MOS-FET stanowią podstawowy element układów o dużej skali integracji....

Z powyższej dyskusji i przedstawionych wyników doświadczalnych wypływa wniosek, że obserwacja kwantowego efektu Halla była możliwa dzięki postępowi w technologii materiałowej (w tym technologii wysokiej próżni), technice wysokich pól magnetycznych i niskich temperatur. Współautorami typowej pracy doświadczalnej o kwantowym efekcie Halla są specjaliści wymienionych dziedzin, a prace powstają przy współpracy wielu specjalistycznych laboratoriów, w tym laboratoriów o charakterze międzynarodowym (jak np. laboratorium silnych pól magnetycznych w Grenoble [23] i we Wrocławiu [17]).

3. Zastosowanie w metrologii

Znaczenie kwantowego efektu Halla w metrologii wynika z dwóch powodów. Po pierwsze, dzięki temu efektowi możemy uzyskać opór odniesienia. Efekt ten może nawet być wykorzystany do zbudowania „atomowego” wzorca Ohma (podobnie jak zjawisko Josephsona może być użyte do budowy „atomowego” wzorca Volta). Po drugie, $R_{xy} = h/e^2n$ wiąże się w prosty sposób ze stałą struktury subtelnej α ,

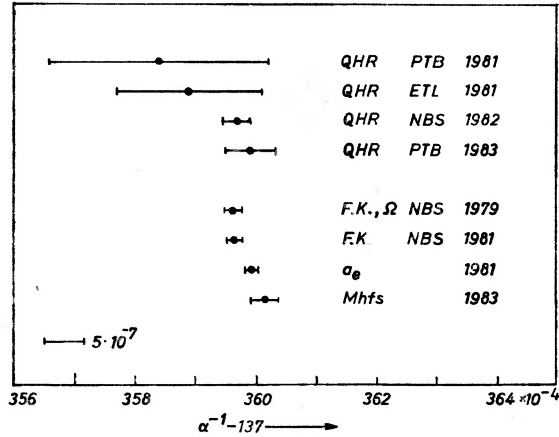
$$\alpha^{-1} = \frac{2h}{\mu_0 c e^2} = \frac{2n}{\mu_0 c} R_{xy}, \quad (7)$$

gdzie μ_0 jest przenikalnością magnetyczną próżni, a c prędkością światła. Jak wiadomo μ_0 i c mają w układzie jednostek SI dokładnie określone wartości. Jak wynika z równania (7) dokładność wyznaczenia α jest więc równa dokładności wyznaczenia wartości R_{xy} w obszarze plateau (jeśli nie ma zjawisk zaburzających drugą równość we wzorze (7)).

Po odkryciu całkowitego kwantowego efektu Halla, szereg laboratoriów podjęło precyzyjne pomiary R_{xy} w krzemowych tranzystorach typu MOS-FET oraz w heterostrukturach z GaAs-AlGaAs. Okazuje się, że w pierwszym przypadku bardzo precyzyjne pomiary R_{xy} w obszarze plateau są możliwe dla $n = 4$, w drugim dla $n = 2$. Z pomiarów tych, prowadzonych w polach magnetycznych rzędu 10 T, wynika, że nie ma zależności R_{xy} od materiału, n oraz temperatury (w obszarze $1 \lesssim T \lesssim 4 \text{ K}$) z odchyleniem standardowym

rzędu 10^{-8} [25, 26]. Ponieważ liczba ta jest około 10 razy mniejsza od dokładności i stabilności najlepszych obecnie stosowanych oporów odniesienia wydaje się, że całkowity efekt Halla może już być obecnie używany jako wysokostabilny opór odniesienia.

Na rys. 8 przedstawiono wyniki pomiarów stałej α otrzymane w różnych laboratoriach na świecie. Jak widać, wartość α wyznaczona z kwantowego efektu Halla jest zgodna z wynikami uzyskanymi przy pomocy innych metod. Głównym źródłem błędu jest obecnie niepewność stosunku laboratoryjnych oporów odniesienia do oma w układzie SI.



Rys. 8. Porównanie wyników pomiarów stałej struktury subtelnej α metodą kwantowego efektu Halla (QHR) z innymi metodami znanymi z elektrodynamiki kwantowej. Poszczególne pomiary wykonano w RFN (PTB), Japonii (ETL) i USA (NBS) [26].

Stwierdzono również, że w przypadku ułamkowego efektu Halla równanie (7) spełnione jest także z dużą dokładnością, a mianowicie z dokładnością $3 \cdot 10^{-5}$ dla $n = \frac{1}{3}$ i $\frac{2}{3}$ oraz ok. 10^{-3} dla $n = \frac{2}{5}$ i $\frac{3}{5}$ [22].

Powyższe eksperymenty sugerują, że kwantowy efekt Halla jest nieczuły, z dokładnością lepszą od 10^{-7} , na obecność domieszek, defektów, kontaktów, skończonych wymiarów próbek, strukturę energetyczną materiału, itp. W dalszej części artykułu przedstawiamy modele teoretyczne podejmujące próbę uzasadnienia tego wyniku doświadczalnego.

4. Dwuwymiarowy gaz elektronowy w silnym polu magnetycznym

Z elementarnej elektrodynamiki wiemy, że pole magnetyczne B opisuje się za pomocą potencjału wektorowego A , przy czym $B = \text{rot} A$. Potencjał A określony jest z dokładnością do gradientu dowolnej funkcji skalarnej $\chi(\mathbf{r})$. Tę dowolność wyboru A wynikającą z tego, że zarówno A jak i $A' = A + \nabla\chi(\mathbf{r})$ prowadzi do tej samej wartości pola magnetycznego B nazywamy cechowaniem. Tu oraz poniżej rozważamy przypadek stacjonarny, stąd brak zależności od czasu t .

Równanie Schrödingera mające dla elektronu w zewnętrznym polu magnetycznym B

i elektrycznym E postać

$$\left\{ \frac{1}{2m} (-i\hbar\nabla + eA)^2 - eE \cdot \mathbf{r} + V(\mathbf{r}) \right\} \Psi(\mathbf{r}) = \varepsilon \Psi(\mathbf{r}), \quad (8)$$

pozostaje niezmiennicze ze względu na cechowanie jeżeli jednocześnie ze zmianą $A(\mathbf{r})$ na $A'(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) + \text{grad}\chi(\mathbf{r})$ zmienimy $\Psi(\mathbf{r})$ na

$$\Psi'(\mathbf{r}) = e^{-ie\chi(\mathbf{r})/\hbar} \Psi(\mathbf{r}). \quad (9)$$

Zmiana cechowania zmienia czynnik fazowy funkcji falowej. Jest to bardzo istotny moment naszych rozważań, gdyż traktowany zwykle jako „nieistotny” czynnik fazowy odgrywa tu ważną, jak się przekonamy, rolę.

Chodzi mianowicie o warunki brzegowe. Jeżeli funkcja $\psi(\mathbf{r})$ spełnia na brzegu obszaru pewne warunki, to w ogólności funkcja $\psi'(\mathbf{r})$ nie spełnia tych samych warunków i nie może więc być rozwiązaniem problemu. Chyba że zachodzi jedna z dwu możliwości. Albo funkcja $\Psi(\mathbf{r})$ zdąży do zera, gdy \mathbf{r} zmierza do brzegu, albo faza $e\chi(\mathbf{r})/\hbar$ jest równa 2π razy liczba całkowita, gdyż wtedy funkcje są identyczne na brzegu i mogą spełniać te same warunki brzegowe. Zachodzenie pierwszej z możliwości oznacza, że taka funkcja falowa jest nieczuła na warunki brzegowe. Ta własność funkcji falowych stała się jednym z kryteriów podziału funkcji (a więc i stanów) na *zlokalizowane* — nieczułe na zmianę warunków brzegowych, mające niezerową amplitudę w niewielkim obszarze przestrzeni, oraz *rozciągłe* — czułe na zmianę warunków brzegowych i posiadające niezerową amplitudę w całym rozważanym obszarze, a więc i na brzegu [36]. Zmiana cechowania, prowadząca do zmiany warunków brzegowych nie jest więc w ogólności dozwolona dla stanów rozciągliwych.

Na zakończenie przypominamy rozwiązanie równania Schrödingera [8] dla elektronu swobodnego, $V(\mathbf{r}) = 0$ w dwu wymiarach. Rozwiązanie problemu trójwymiarowego można znaleźć np. w pracy [27]. Dla ustalenia uwagi wybierzmy potencjał A w postaci $A = -B(y+a, 0, 0)$. Człon $-Ba\hat{x}$ wprowadzamy do potencjału A , aby zobaczyć, w jaki sposób zależą energie własne ε oraz stany własne Ψ od cechowania. Elementarny rachunek dla $E = (0, E_y, 0)$ daje,

$$\Psi_{kn}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{L_x}} e^{ikx} \chi_n((y - y_k - a)/l), \quad (10)$$

gdzie $\chi_n(x)$ jest n -tym stanem własnym liniowego oscylatora harmonicznego, natomiast

$$y_k = l^2(k + mv_D/\hbar); \quad (11)$$

$$v_D = E_y/B; \quad l^2 = \hbar/eB. \quad (12)$$

Energie własne

$$\varepsilon_{nk} = \hbar\omega_c(n + \frac{1}{2}) + eE_y(y_k + a) + mv_D^2/2, \quad (13)$$

zależą od pola cechowania a . Interesujące, że bez pola elektrycznego ($E_y = 0$) stany są zdegenerowane ze względu na liczbę kwantową k i energia nie zależy od a . Liczba kwantowa $n = 0, 1, 2, \dots$ numeruje kolejne poziomy Landaua.

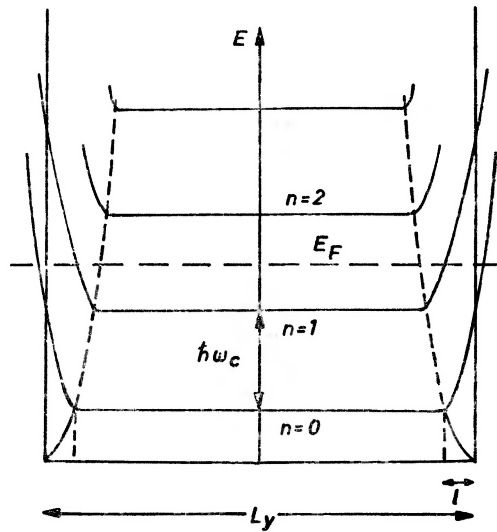
W realnych próbkach, np. Si każdy poziom Landaua jest czterokrotnie rozszczepiony (spin i dwie doliny), jednakże dla prostoty rozważań pominiemy ten efekt przy opisie teoretycznym.

Funkcja falowa (10) opisująca elektron w stanie n , k jest falą płaską w kierunku x , natomiast w kierunku y jest zlokalizowana w obszarze o szerokości l w otoczeniu swego środka ciężkości $y = y_k$, jak łatwo widać ze wzorów (10, 11) dla $a = 0$. Liczba kwantowa k jest wektorem falowym w kierunku x , a jednocześnie określa średnie wartości położenia y oraz energii elektronu w n -tym paśmie Landaua. Narzucenie na funkcję (10) okresowych warunków brzegowych w kierunku x ogranicza dozwolone wartości k do

$$k = 2\pi p/L_x, \quad (14)$$

gdzie p jest liczbą całkowitą. Kolejne wartości k różnią się o $\Delta = 2\pi/L_x$, zaś kolejne dozwolone wartości y dla danego n o $2\pi l^2/L_x$. Ponieważ y zawarte jest w przedziale $\langle 0, L_y \rangle$ więc całkowita liczba dozwolonych wartości k jest równa $L_x L_y / 2\pi l^2$.

Powyższe rozważania, a w szczególności wyrażenia na funkcję (10) oraz energie własne (13) są, ściśle rzecz biorąc, słuszne dla próbki nieskończonej w kierunku y . W rzeczywistości



Rys. 9. Schemat zależności energii poziomów Landaua od parametru y_k (zdefiniowanego w równ. (11)) w próbce o szerokości L_y . Pominięto wpływ pola elektrycznego E_y ; l oznacza długość magnetyczną.

rozmiary próbki są niewielkie $L_y \approx 10^4 l$. Należy więc oczekiwać odstępstw od powyższych zależności przynajmniej dla stanów w pobliżu brzegów próbki, $y = 0$ i $y = L_y$, gdzie występują silne skoki potencjału. Powodują one gwałtowny wzrost energii, proporcjonalny przynajmniej do y_y^2 w pobliżu brzegów. Na rys. 9 przedstawiony jest schematyczny przebieg pasm energetycznych z uwzględnieniem brzegów. Zaznaczono też położenie poziomu Fermiego E_F , przecinającego pasma w pobliżu brzegów.

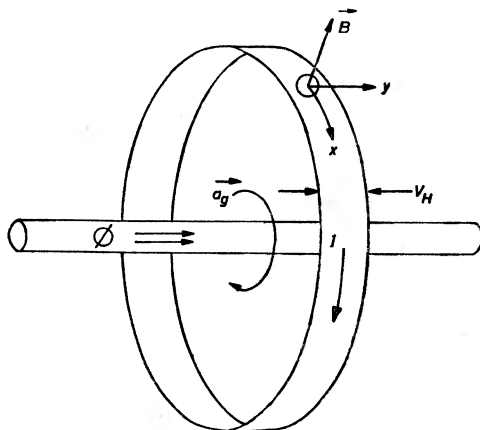
5. Teorie całkowitego kwantowego efektu Halla

Rozpoczynając omawianie teoretycznej strony zjawiska musimy stwierdzić, że mimo wielu sukcesów w zrozumieniu różnych aspektów zagadnienia nie ma w chwili obecnej jednolitej, ogólnie akceptowanej teorii. Co więcej pewne podejścia wydają się być w sprzeczności ze sobą. Istnieją prace objaśniające efekt wyłącznie własnościami stanów brzegowych. Twierdzi się tam m. in., że cały prąd płynie na brzegu [48] (zob. także [42—44]). Nie znana jest rola oddziaływań elektron-elektron w zjawisku z całkowitymi liczbami kwantowymi. Wszystkie dotychczasowe objaśnienia są w zasadzie teoriami w „zerowym przybliżeniu” zaniedbującymi niewielkie lecz mierzalne wartości ρ_{xx} i σ_{xx} . Skończone (niezerowe) wartości ρ_{xx} i σ_{xx} świadczą o dyssypacji w układzie. Występuje ona zawsze w eksperymencie i jest spowodowana nieelastycznymi procesami w niezerowych temperaturach.

W dalszej części artykułu omówimy pokrótce różne podejścia teoretyczne do zjawiska rozpoczynając od całkowitych liczb kwantowych oraz zerowych temperatur.

5.1. Transformacja cechowania

Laughlin [45] (zob. pracę tegoż autora w [9] str. 272) jako pierwszy zauważył związek pomiędzy kwantowaniem oporu Halla, a reakcją stanów na transformację cechowania. Rozważymy pokrótce podejście Laughlina.



Rys. 10. Schemat doświadczenia myślowego Laughlina [45]. Dwuwymiarowy gaz elektronowy znajduje się na powierzchni walca i w polu magnetycznym B . Przez środek walca przechodzi solenoid wytwarzający strumień magnetyczny ϕ i odpowiadający mu potencjał wektorowy a_g .

Wyobraźmy sobie, że długa próbka została zdeformowana w ten sposób, że dwuwymiarowy gaz elektronów znalazł się na powierzchni bocznej walca (rys. 10). Pole magnetyczne B jest prostopadłe, a pole elektryczne E równoległe do powierzchni walca w każdym punkcie. Jeżeli promień walca jest duży, to możemy wprowadzić lokalny kartezjański układ odniesienia, w którym wszystkie wektory mają lokalnie te same składowe co w przypadku płaskim. Wzdłuż osi walca umieszczamy cienki i długi solenoid. Przepływ prądu

przez solenoid powoduje powstanie w jego wnętrzu pola magnetycznego B_g , którego strumień ϕ przenika przez podstawę walca. Zmiana strumienia ϕ powoduje pojawienie się siły elektromotorycznej indukcji $V_{ind} = -d\phi/dt$. Jeżeli po powierzchni walca płynie prąd I , to układowi zostaje dostarczona na sposób pracy energia $V_{ind}I dt$, zmieniając o tyle energię wewnętrzną układu dU . Stąd

$$I = -\frac{\partial U}{\partial \phi}. \quad (15)$$

Zauważmy, że przepływ strumienia ϕ równoważny jest w geometrii z rysunku (10) transformacji cechowania $A_y \rightarrow A'_y = A'_y + a_g$. Obliczenie prądu Halla wymaga więc znalezienia zależności energii wewnętrznej układu od pola cechowania a_g lub strumienia ϕ przez solenoid. Pochodna we wzorze (15) jest różna od zera jedynie wówczas, gdy w układzie istnieją stany rozciągłe, gdyż dla stanów zlokalizowanych (jak już mówiliśmy) transformacja cechowania,

$$\Psi(\mathbf{r}) \rightarrow \Psi'(\mathbf{r}) = \Psi(\mathbf{r}) e^{-iea_g x/\hbar} = \Psi(\mathbf{r}) e^{-i2\pi e \phi x/L_x \hbar}, \quad (16)$$

nie wpływając na warunki brzegowe, nie zmienia energii stanu, $\varepsilon(\Psi) = \varepsilon(\Psi')$ i jest zawsze dozwolona. Dla stanów rozciąglonych taka transformacja w ogólności zmienia warunki brzegowe, a więc i energię chyba że $\phi = \phi_0 \equiv h/e$ lub całkowitej wielokrotności ϕ_0 , gdyż wtedy zarówno $\Psi(\mathbf{r})$, jak $\Psi'(\mathbf{r})$ spełniają cykliczne warunki brzegowe, $\Psi(x, y) = \Psi(x + L_x, y)$. Każda zmiana strumienia o kwant strumienia $\phi_0 = h/e$ prowadzi do wyjściowych warunków brzegowych. Oznacza to periodyczność warunków brzegowych, a także i energii gazu elektronowego w funkcji ϕ_0 (twierdzenie Byersa-Yanga [46]). W warunkach eksperymentu gaz elektronów nie jest układem izolowanym, lecz znajduje się w zewnętrznym polu o różnicy potencjałów równej napięciu Halla V_H . Pole to możemy zasymulować wyobrażając sobie, że dwuwymiarowy gaz elektronów znajduje się w kontakcie z dwoma rezerwuarami elektronów umieszczonymi po obu jego brzegach, których potencjały chemiczne różnią się o eV_H .

Zmiana energii występująca we wzorze (15) jest zmianą energii całego układu (gazu elektronów oraz rezerwuarów). Laughlin pokazuje, że przepływ strumienia ϕ_0 przez solenoid powoduje przemieszczenie się pewnej liczby elektronów z jednego rezerwuaru do drugiego. Zmieni to energię całego układu o $\Delta U = neV_H$. Obliczając w sposób przybliżony pochodną we wzorze (15)

$$I = -\frac{\partial U}{\partial \phi} = -\frac{\Delta U}{\phi_0} = -\frac{neV_H}{h/e} = -n\frac{e^2}{h}V_H, \quad (17)$$

znajdujemy, że oprócz Halla przyjmuje skwantowane wartości

$$\rho_{xy} = -h/ne^2.$$

Jeżeli pasmo zapełnione jest częściowo, elektrony przemieszczane są do sąsiednich stanów w paśmie, dając do energii układu wkład mniejszy od eV_H , co niweczy kwantowanie. Odpowiada to zmianie ρ_{xy} pomiędzy kolejnymi wartościami kwantowymi. Istotnym więc warunkiem kwantowania jest, że poziom Fermiego leży w przerwie energetycznej (przerwie ruchliwości).

Do wyjaśnienia pozostaje wpływ domieszek oraz brzegów próbki na wynik powyższego rozumowania, przeprowadzonego w oparciu o funkcję (10). Laughlin argumentuje, że stany brzegowe (rys. 9) są wręcz niezbędne dla stosowalności analizy gdyż zapewniają kontakt gazu z otoczeniem (rezerwuarami).

Wpływ domieszek jest bardziej złożony. Modyfikują one istniejące w układzie stany i powodują powstanie nowych stanów o energiach w przerwie energetycznej pomiędzy poziomami Landaua. Ponieważ jednak są to stany zlokalizowane, więc nie dają wkładu do przewodnictwa. Przerwa ruchliwości istnieje w dalszym ciągu i wynik (17) pozostaje słuszny. Obecność domieszek nie wpływa na symetrię związaną z niezmienniczością układu ze względu na cechowanie (wzór 16) i nie niweczy kwantowania q_{xy} .

Powyższe objaśnienie całkowitego kwantowego efektu Halla uogólniono na przypadek ułamkowego kwantowego efektu Halla [47], zakładając, że stan podstawowy gazu (w częściowo zapełnionym najniższym poziomie Landaua) jest n -krotnie zdegenerowany. Oznacza to, że przepływ przez solenoid strumienia ϕ_0 nie spowoduje powrotu układu do stanu wyjściowego. Dopiero przepływ strumienia $n_2\phi_0$ może ewentualnie powtórzyć stan układu. Jeżeli przy tym n_1 elektronów zostanie przeniesionych pomiędzy rezerwuarami, to $\Delta U = n_1 eV_H$, i

$$\sigma_{xy} = \frac{n_1 e^2}{n_2 h}$$

Następne dwa paragrafy poświęcamy omówieniu kwantowych teorii, szczegółowo objaśniających fakt niezależności prądu Halla i q_{xy} od obecności domieszek.

5.2. Teoria rozprożeń — przesunięcia fazowe — kompensacja

Spróbujmy zastanowić się nad zmianą wartości własnych ε_{nk} (13) i funkcji własnych (10), jeżeli w swobodnym gazie elektronów umieścimy domieszkę o potencjale $V(r)$. Stany własne hamiltonianu

$$H = H_0 + V(r) = \frac{1}{2m} [p_x - eB(y+a)]^2 + \frac{1}{2m} p_y^2 - eE_y + V(r),$$

różnią się od stanów (10) szczególnie silnie dla tych wartości wektora falowego k dla których stany (10) mają dużą amplitudę w otoczeniu domieszki. Część z nich ulegnie lokalizacji w otoczeniu domieszki, inne ulegną niewielkiej modyfikacji (stany rozproszeniowe). Energia własna elektronu ε_α w rozproszonych (rozciągniętych) stanach α niewiele różni się od energii tychże stanów przed wprowadzeniem domieszki, $\varepsilon_\alpha, \varepsilon_\alpha = \varepsilon_\alpha^0 + \Delta\varepsilon_\alpha^0$. Energie stanów zlokalizowanych będą się znacznie różniły [29]. Poziomy te odszczepiają się od kwazikontinuum (13) i przesuwają się w obszar przerwy ruchliwości. Istotną własnością jest, że ich energia nie zależy od potencjału cechowania a . Pozwala to na łatwe obliczenie wartości prądu Halla w stanie kwantowym α [29]

$$j_\alpha = \frac{1}{B} \frac{\partial \varepsilon_\alpha}{\partial a} = \frac{1}{B} \frac{\partial \varepsilon_\alpha^0}{\partial a} + \frac{1}{B} \frac{\partial \Delta\varepsilon_\alpha}{\partial a} = j_\alpha^0 + \frac{1}{B} \frac{\partial \Delta\varepsilon_\alpha}{\partial a}. \quad (18)$$

Stany zlokalizowane, których liczbę oznaczmy N_l nie uczestniczą w przewodnictwie, stąd obliczając całkowity prąd Halla sumujemy po $N - N_l$ rozciągniętych stanach. Jak widać ze wzoru (13), j_α^0 nie zależy od α , więc

$$I = \sum_{\alpha} j_{\alpha} = (N - N_l)j^0 + \frac{1}{B} \sum_{\alpha} \frac{\partial \Delta \varepsilon_{\alpha}}{\partial a} \quad (19)$$

Drugi człon w ostatnim wzorze można łatwo wyliczyć wprowadzając funkcję $\eta(\varepsilon_{\alpha}^0)$ opisującą przesunięcie każdego z poziomów ε_{α}^0 ; $\Delta \varepsilon_{\alpha}^0 = -\eta(\varepsilon_{\alpha}^0)/\pi$. Jest to znana z teorii rozprożeń funkcja przesunięć fazy, związana twierdzeniem Levinsona [50] z liczbą stanów zlokalizowanych przez potencjał $V(\mathbf{r})$. Szczegółowe rachunki [29, 28] pokazują, że drugi składnik w ostatnim wzorze daje dokładnie wartość $N_l j^0$, co oznacza że prąd całkowity $I = I^0 = N j^0$.

Prąd Halla jest więc po wprowadzeniu domieszki taki sam jak przed jej wprowadzeniem. Ten sam potencjał $V(\mathbf{r})$, który lokalizuje część stanów wyłączając je z udziału w przewodnictwie, jednocześnie przyspiesza inne (drugi człon we wzorze (18)) nie zmieniając wartości prądu, $I = I_0$. Mamy więc do czynienia ze swoistą kompensacją. Istotnym warunkiem kompensacji jest całkowite wypełnienie pasma stanów przewodzących.

Uogólnienie powyższego wyniku na przypadek dowolnej ilości domieszek można znaleźć w pracach [28-32].

5.3. Formalizm Kubo-Greenwooda

Obliczenia przewodnictwa Halla dwuwymiarowego gazu elektronów dokonane zostały metodą Kubo-Greenwooda [51] w samouzgodnionym przybliżeniu Borna [2] znacznie przed odkryciem kwantowego efektu Halla. Wyniki obliczeń dość dobrze zgadzały się z eksperymentem [52]. Nieoczekiwane odkrycie K. von Klitzinga stało się bodźcem do dokładniejszej analizy formuły Kubo-Greenwooda dla σ_{xy} , a w szczególności wkładu stanów zlokalizowanych.

W pracy [53] wskazano na możliwość odseparowania wkładu $\Delta \sigma_{xy}$ stanów zlokalizowanych do przewodnictwa Halla

$$\sigma_{xy} = -\frac{eN}{B} + \Delta \sigma_{xy}. \quad (20)$$

W ostatnim wzorze N oznacza liczbę wszystkich stanów na jednostkę powierzchni pod poziomem Fermiego. Wkład pojedynczego zlokalizowanego stanu α o energii ε_{α} do członu $\Delta \sigma_{xy}$ jest

$$\Delta \sigma_{xy}^{\alpha} = f(\varepsilon_{\alpha}) e/B,$$

gdzie $f(\varepsilon_{\alpha})$ jest funkcją Fermiego-Diraca. Z obu powyższych wzorów wynikają interesujące własności σ_{xy} w temperaturze $T = 0$ K. σ_{xy} pozostaje stała tak długo jak długo poziom Fermiego leży w obszarze stanów zlokalizowanych, gdyż wkład każdego takiego stanu od pierwszego członu w (20) jest dokładnie kompensowany jego wkładem do $\Delta \sigma_{xy}^{\alpha}$. W szczególności $\sigma_{xy} = 0$, jeżeli wszystkie stany poniżej poziomu Fermiego są zlokalizowane.

Stany rozciągle dają wkład tylko do członu eN/B , zwiększając wartość σ_{xy} o e^2/h , gdy poziom Fermiego przejdzie poza kolejne pasmo w obszar przerwy ruchliwości.

Interesujące zastosowania formalizmu Kubo można znaleźć w [54, 55], a także [56], gdzie σ_{xx} i σ_{xy} wyliczono w ramach przybliżenia potencjału koherentnego.

5.4. Teoria przeciekania (perkolacji)

Metody klasycznej teorii perkolacji, właściwie uogólnione, pozwalają na poczynienie nietrywialnych uwag odnośnie zachowania się stanów elektronowych w zewnętrznych polach magnetycznym i elektrycznym oraz w obecności domieszek [57-61]. Pozwalają w szczególności na określenie stopnia lokalizacji stanów i ich względnej ilości.

Rozważmy przypadek stacjonarny bez pola elektrycznego. Stan stacjonarny elektronu o energii ε_α opisujemy niezależną od czasu funkcję falową Ψ_α . Pomijając dla prostoty rozważań degenerację stwierdzamy, że stany α istnieją na hiperpowierzchni stałej energii $\varepsilon_\alpha = \text{const}$. Poza tą hiperpowierzchnią stan α jest niedozwolony i Ψ_α zmierza do zera.

W rozważanym przypadku dwuwymiarowym bez domieszek hiperpowierzchnia jest określona wzorem $\varepsilon_{nk} = \text{const}$. Są to więc linie proste o równaniu $y_k = \text{const}$. Funkcja falowa Ψ_{nk} rzeczywiście zanika wykładniczo dla $y \neq y_k$. Jeżeli układ zawiera domieszki o potencjale $V = V(x, y)$, to linie ekwienergetyczne będą krzywymi płaskimi. Dozwolone stacjonarne stany elektronów Ψ_α rozciągają się wzdłuż tych krzywych. Amplituda stanu Ψ_α szybko maleje w miarę oddalania się od krzywej. Charakterystyczną odległością jest długość magnetyczna l malejąca do zera, gdy pole B wzrasta do nieskończoności. Dla silnych pól można więc stwierdzić, że stan Ψ_α istnieje „na linii” ekwipotencjalnej. Rozmiary linii dają informację o rozmiarach, a więc stopniu rozciągłości stanów. Kształt i rozmiary linii ekwipotencjalnej zależą od potencjału domieszek, podobnie jak topologia linii brzegu morskiego określona jest ukształtowaniem terenu i rzecz jasna poziomem wód. Zmiana poziomu wód (odpowiadająca zmianie energii) wpływa na kształt i długość linii brzegowej (linii ekwipotencjalnej wzdłuż której $|\Psi_\alpha| \neq 0$). Przy niskich stanach wód prawie całą „przestrzeń” wypełnia ląd, a woda zbiera się w jeziorach. Brzegi jezior reprezentujące, w tej analogii, stany elektronowe układu mają niewielkie rozmiary. Stany są więc zlokalizowane. Paradoksalnie, gdy poziom wody jest wysoki wtedy prawie całą przestrzeń wypełnia wszechocean, z którego „wystają” wyspy. Linie woda-ląd odpowiadające dozwolonym stanom mają i w tym przypadku małe rozmiary, reprezentują więc znowu stany zlokalizowane. Gdzieś pomiędzy tymi skrajnymi położeniami istnieje poziom wód (energia), gdy linia brzegu jest bardzo długa (nieskończenie długa w granicy termodynamicznej). Reprezentuje więc stan Ψ , którego amplituda jest niezerowa w całej przestrzeni, stan mogący uczestniczyć w transporcie. Teoria perkolacji stwierdza, że zachowanie się stanów o dużych rozmiarach jest uniwersalne oraz daje oszacowanie rozmiarów tych stanów. Obwód (długość) L stanu o „średnicy” R rośnie jak R^p , $p = 91/48$ (są to więc fraktale).

Przyłożenie zewnętrznego pola elektrycznego (pole Halla w warunkach eksperymentu) powoduje znaczną komplikację zagadnienia. Rozkład stanów ulega drastycznej zmianie. Analiza [61] pokazuje, że część stanów zostaje zdelokalizowana, przy czym procent stanów

rozciągłych wzrasta przynajmniej liniowo z polem. Średnią prędkość elektronu zapiszemy [61]

$$\mathbf{v} = [E(\mathbf{r}) \times B]/B^2, \quad (21)$$

gdzie $E(\mathbf{r}) = E + \nabla V(\mathbf{r})/e$ jest lokalną wartością pola elektrycznego. Prąd I_x przepływający przez linię $x = \text{const}$ zapiszemy

$$I_x = e \int_0^{E_y} dy v_x(\mathbf{r}) n \frac{eB}{h} = n \frac{e^2}{h} \left\{ \int_0^{L_y} E dy - \frac{1}{e} [V(x, L_y) - V(x, 0)] \right\}.$$

Wyrażenie w nawiasie klamrowym jest mierzonym w eksperymencie napięciem Halla V_H . Znajdujemy więc, że $\rho_{xy} = V_H/I_x = h/e^2 n$.

Brak miejsca nie pozwala na omówienie całego szeregu innych interesujących metod jak symulacje numeryczne [62-65], metody teorii pola [66-71] czy metody oparte o elektrodynamikę kwantową [88-92].

6. Całkowity kwantowy efekt Halla przy $T \neq 0$ K

Omawiane dotychczas teorie zakładały, że układ znajduje się w temperaturze zera bezwzględnej oraz brak procesów prowadzących do dyssypacji i niezerowych wartości ρ_{xx} i σ_{xx} w warunkach *plateau*. Ponieważ eksperyment zawsze mierzy niezerowe, choć bardzo małe, wartości ρ_{xx} pojawiło się pytanie o mechanizm transportu, gdy poziom Fermiego leży w obszarze stanów zlokalizowanych. Pomiar temperaturowych zależności ρ_{xx} [13, 14] wskazywał, że w najniższych temperaturach mamy do czynienia ze zmiennozasięgowym hoppingiem. Dokładna analiza pokazała, że $\ln[T\sigma_{xx}(T)] \sim (T_0/T)^{\frac{1}{2}}$. Zależność tę otrzymano także teoretycznie przy założeniu, że funkcje własne są typu Gaussa [72]. W wyższych temperaturach $\ln\sigma_{xx}(T) \sim -\Delta/kT$. Mamy więc do czynienia z aktywacją, przy czym $\Delta \sim \hbar\omega_c/2$. Hopping zmiennozasięgowy daje znacznie mniejszy wkład do σ_{xy} w porównaniu z σ_{xx} [73] i to tłumaczy wyniki eksperymentu [79] nie stwierdzające odstępstw σ_{xy} od zależności aktywacyjnej (por. jednak [74]).

W zastosowaniach kwantowego efektu Halla w metrologii szczególnie ważne jest określenie siły termoelektrycznej i termicznie indukowanych napięć mogących prowadzić do błędów przy określaniu wartości ρ_{xy} [75, 76]. Zarówno eksperyment [75] jak i teoria [77] zgodnie stwierdzają, że siła termoelektryczna S zmierza do zera dla położenia poziomu Fermiego odpowiadających *plateau* na krzywej ρ_{xy} . Obliczenia przeprowadzone w pracy [77] (zobacz także W. Zawadzki w [9], str. 79) pokazują, zgodnie z eksperymentem, że maksymalne wartości siły termoelektrycznej

$$S_{\max} = - \frac{k \ln 2}{e(n + \frac{1}{2})}, \quad (22)$$

traktowane w pracach [54, 76] jako uniwersalne, są ewentualnie osiągalne w granicy

$kT/\Gamma \rightarrow \infty$, tzn. w niskich temperaturach dla parametru rozmycia pasma $\Gamma \rightarrow 0$. (Teoria zaniedbuje unoszenie fononowe).

Dokładną analizę termodynamicznych własności dwuwymiarowego gazu elektronów w silnym polu magnetycznym można znaleźć w pracach [9, 77, 78].

7. Teorie ułamkowego kwantowego efektu Halla

Objaśnienie ułamkowego efektu wymaga, aby oddziałujący gaz elektronów posiadał szczególnie niską energię w stanie podstawowym dla pewnych wymaganych eksperymentalnie wartości parametru wypełnienia pasma ν . Pierwsze teorie odwoływały się do fal gęstości ładunku lub tworzenia się kryształu Wignera o określonej symetrii, np. trójkątnej gdy $\nu = \frac{1}{3}$. Obliczenia [80] pokazały jednak, że energia stanu podstawowego jest zbyt wysoka oraz jest ciągłą funkcją parametru ν . Spośród istniejących teorii ułamkowego kwantowego efektu Halla wyodrębnimy dwie grupy różniące się zastosowaną metodą.

Propozycja Laughlina [81] uogólniona w pracach [11, 82, 83] oparta jest na metodzie wariacyjnej. Zaproponował on kształt (wariacyjnej) funkcji falowej i pokazał, że energia stanu podstawowego dwuwymiarowego gazu opisanego tą funkcją jest niższa od energii kryształu Wignera. Oznacza to, że układ wybierze ten stan (posiadający jak się okazało [10] cechy dwuwymiarowej nieściśliwej cieczy kwantowej).

Analiza wzbudzeń elementarnych układu prowadzi do zaskakującego wniosku, że są to cząstki o ładunku ułamkowym $q = \pm e/m$ [81]. Obrazowo mówiąc wzbudzenia te są obszarami cieczy o rozmiarach rzędu długości magnetycznej l o zwiększonej (zmniejszonej) gęstości ładunku. Nadmiar (niedobór) ładunku w tym obszarze $q = -e/m$, jest ładunkiem wzbudzenia kwazicząstkowego (kwazidziurowego).

Pewnym niedostatkiem omawianego powyżej podejścia jest brak dowodu, że funkcja Ψ_m daje najniższą energię stanu podstawowego [86]. Dokładna diagonalizacja Hamiltonianu oddziałujących elektronów w polu magnetycznym możliwa jest dla układu kilku (czy najwyżej kilkunastu) elektronów [84]. Nie pozostaje więc nic innego, jak zastosować standardowe metody teorii wielu ciał [85-87]. Taką próbę rzeczywiście podjęto [85]. Kłopoty, które pojawiły się w związku z tym, że oddziaływanie elektron-elektron jest tu jednocześnie zaburzeniem, a zarazem czynnikiem znoszącym degenerację poziomu Landaua, pokonano sumując pewne klasy rozbieżnych diagramów. Otrzymano, że energia układu w stanie podstawowym przyjmuje minimalne wartości, gdy obsadzenie stanów w paśmie wynosi $\nu = 1/m$. Główny wkład do niemonotonicznej zależności energii od parametru wypełnienia pasma ν pochodzi od energii korelacji.

Teoria ta stwierdza [87], że stan układu o $\nu = 1/m$ jest m -krotnie zdegenerowany, oraz na obecnym poziomie zaawansowania nie przewiduje szczególnie niskich energii dla nieparzystych m .

Jedną ze sprzeczności między różnymi pracami teoretycznymi [81, 82] jest rodzaj statystyki (Fermiego, Bosego) wzbudzeń elementarnych. Istnieją poważne argumenty teoretyczne, że statystyka ta jest różna od fermionowej i bozonowej [91, 92]. Zamiana miejscami dwu cząstek prowadzi w dwu wymiarach w obecności pola magnetycznego do ciągłej

zmiany fazy funkcji falowej:

$$\Psi(1, 2) = e^{i\theta} \Psi(2, 1). \quad (23)$$

Wartość parametru θ fazy zależy od drogi, względem trzeciej cząstki, na której dokonuje się zamiana $1 \leftrightarrow 2$. Wartość $\theta = 0$ odpowiada bozonom, natomiast $\theta = \pi$ fermionom (spin $\frac{1}{2}$). Nietypowa ułamkowa statystyka wzbudzeń wiąże się dość ściśle z ich ułamkowym ładunkiem [92].

8. Podsumowanie

Kwantowy efekt Halla jest jednym z najbardziej interesujących odkryć fizyki półprzewodników ostatnich lat. Jest on bardzo intensywnie badany zarówno eksperymentalnie, jak i teoretycznie. Zjawisko obserwuje się w coraz większej liczbie struktur i związków. Wspólną cechą wszystkich układów pomiarowych jest dwuwymiarowość gazu nośników. Otrzymanie odpowiednich struktur stawia bardzo wysokie wymagania technologiczne i materiałowe. Do obserwacji zjawiska konieczne są ekstremalnie silne pola magnetyczne oraz bardzo niskie temperatury.

Różnorodne podejścia teoretyczne i brak jedności w interpretacji wyników wynikają ze złożoności zagadnienia. Jest to być może odbiciem znanego matematykom „prawa”, że przestrzenie o parzystej liczbie wymiarów sprawiają zawsze więcej kłopotów. Znaczenie efektu w metrologii, jego nieoczekiwane wielką dokładność i niewyjaśnione do końca podstawy teoretyczne powodują rosnące zainteresowanie zjawiskiem. Ułamkowy kwantowy efekt Halla staje się poligonem dość wiadczylnym współczesnych metod teoretycznej fizyki układu wielu ciał.

Wszystko to obiecuje nowe niewątpliwie interesujące wyniki w najbliższej przyszłości. Musimy tu stwierdzić, że już istniejąca literatura jest znacznie obszerniejsza od przytoczonej w niniejszym artykule i w pewnej mierze sprawą subiektywnego odczucia autorów był taki a nie inny wybór literatury i oczywiście omówionych aspektów teorii i eksperymentu.

Artykuł ten został napisany podczas pobytu autorów na Wydziale Fizyki Politechniki Monachijskiej. Autorzy dziękują Profesorom W. Brenigowi, F. Kochowi i K. von Klitzingowi za wiele cennych dyskusji. Jeden z autorów (T. D.) dziękuje Fundacji Humboldta za przyznane stypendium naukowe.

Dodano w korekcie: Klausowi von Klitzingowi została przyznana Nagroda Nobla za 1985 r.

Literatura

- [1] S. Kawaji, J. Wakabayashi, w *Physics in High Magnetic Fields*, Springer Series in Solid State Sciences vol. 24, 284 (1980).
- [2] T. Ando, Y. Matsumoto, Y. Uemura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **39**, 279 (1975).
- [3] K. von Klitzing, G. Dorda, M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 449 (1980).
- [4] D. C. Tsui, H. L. Störmer, A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1559 (1982); D. C. Tsui, H. L. Störmer, J. C. M. Hwang, J. S. Brooks, M. J. Naughton, *Phys. Rev. B* **28**, 2274 (1983).

- [5] K. von Klitzing, w *Festkörperprobleme, Advances in Solid State Physics* vol. XXI, 1 (1981).
- [6] J. J. Quinn, B. D. McCombe, *Comments Solid State Phys.* **10**, 139 (1982).
- [7] M. E. Cage, S. M. Girvin, *Comments Solid State Phys.* **11**, 1, 47 (1983).
- [8] T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982).
- [9] G. Bauer, F. Kuchar, H. Heinrich, red., *Two-Dimensional Systems, Heterostructures and Superlattices*, Springer 1984.
- [10] *Phys. Today*, June 1981, July 1983.
- [11] B. I. Halperin, *Helv. Phys. Acta* **56**, 75 (1983).
- [12] T. Dietl, *Postępy Fizyki* **33**, 195 (1982).
- [13] G. Ebert, K. von Klitzing, C. Probst, K. Ploog, *Solid State Commun.* **44**, 95 (1982); G. Ebert, K. von Klitzing, C. Probst, E. Shuterth, K. Ploog, G. Weimann, *Solid State Commun.* **45**, 625 (1983); G. Ebert, Praca doktorska, Technischen Universität München, 1983.
- [14] D. C. Tsui, A. R. Gossard, *Appl. Phys. Lett.* **38**, 550 (1981); S. Narita, S. Takeyama, W. B. Luo, S. Hayamizu, K. Nanbu, H. Haskimoto, *Jpn. J. Appl. Phys.* **20**, L447 (1981).
- [15] A. Briggs, Y. Guldner, J. P. Hirtz, J. P. Vieren, M. Voos, M. Razeghi, *Phys. Rev. B* **27**, 10 (1983).
- [16] E. E. Mendez, L. L. Chang, C. A. Chang, L. F. Alexander, L. Esaki, *Surf. Sci.* **142**, 215 (1984).
- [17] R. Herrmann, W. Krak, M. Gliniski, *Phys. Status Solidi b* **125**, K85 (1984).
- [18] P. M. Chaikin, M. Y. Choi, J. F. Kwak, J. S. Brooks, K. P. Martin, M. J. Naughton, E. M. Eugler, R. L. Greene, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 2333 (1983).
- [19] G. Grabecki, T. Dietl, P. Sobkowicz, J. Kossut, W. Zawadzki, *Appl. Phys. Lett.* **46**, 1214 (1984).
- [20] A. M. Chang, M. A. Paalanen, D. C. Tsui, H. L. Stormer, J. C. M. Hwang, *Phys. Rev. B* **28**, 6133 (1983); E. E. Mendez, M. Heiblum, L. L. Chang, L. Esaki, *Phys. Rev. B* **28**, 4886 (1983); S. Kawaji, J. Wakabayashi, J. Yoshino, H. Sakaki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **53**, 1915 (1984).
- [21] H. L. Störmer, Z. Schlesinger, A. Chang, D. C. Tsui, A. C. Gossard, W. Wiegmann, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 126 (1983).
- [22] A. M. Chang, P. Perglund, D. C. Tsui, H. L. Störmer, J. C. M. Hwang, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 997 (1984).
- [23] G. Ebert, K. von Klitzing, J. C. Maan, G. Remyenyi, C. Probst, G. Weimann, W. Schlapp, *J. Phys. C* **17**, L775 (1984).
- [24] W. M. Pudalov, S. G. Semendinsky, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **39**, 143 (1984); M. G. Gavrilov, Z. D. Kvon, I. V. Kukushkin, V. B. Timofeev, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **39**, 420 (1984).
- [25] D. C. Tsui, A. C. Gossard, B. F. Field, M. E. Lage, R. F. Dziuba, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 3 (1982).
- [26] L. Blik, E. Braun, F. Melchert, P. Warnecke, W. Schlapp, G. Weimann, K. Ploog, G. Ebert, G. Dor-da, *Proc. 17th International Conference on Low Temperature Physics*, North-Holland 1984, str. 411.
- [27] W. Zawadzki, w *Physics of Solids in intense magnetic fields*, red. E. D. Haidemenakis, Plenum Press, New York 1969 str. 301; 311.
- [28] R. E. Prange, *Phys. Rev. B* **23**, 4802 (1981); R. E. Prange, R. Joynt, *Phys. Rev. B* **25**, 2943 (1982); R. Joynt, R. E. Prange, *Phys. Rev. B* **29**, 3303 (1984).
- [29] W. Brenig, *Z. Phys. B* **50**, 305 (1983).
- [30] J. T. Chalker, *J. Phys. C* **16**, 4297 (1983).
- [31] A. MacKinnon, *J. Phys. C* **16**, L945 (1983).
- [32] E. B. Hansen, *Physica* **123 B**, 183 (1984).
- [33] Y. Imry, *J. Phys. C* **15**, L221 (1982); **16**, 3501 (1983).
- [34] M. Ya. Azbel, *Phys. Rev. B* **26**, 3430 (1982).
- [35] I. D. Vagner, T. Maniv, E. Ehrenfreund, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1700 (1983).
- [36] D. J. Thouless, *J. Phys. C* **14**, 3475 (1981).
- [37] E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 673 (1979).
- [38] F. Wegner, *Phys. Rev. B* **19**, 783 (1979); *Z. Phys. B* **35**, 207 (1979).
- [39] H. Levine, S. B. Libby, A. M. M. Pruisken, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1915 (1983).
- [40] H. Aoki, *J. Phys. C* **10**, 2583 (1977); **16**, 1893 (1983); **17**, 1875 (1984).
- [41] T. Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.* **52**, 1740 (1983); *Surf. Sci.* **113**, 182 (1982).
- [42] B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **25**, 2185 (1982).
- [43] A. H. MacDonald, P. Streda, *Phys. Rev. B* **B29**, 1616 (1984).

- [44] R. Rammal, G. Toulouse, M. T. Jaekel, B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **27**, 5142 (1983).
- [45] R. B. Laughlin, *Phys. Rev. B* **23**, 5632 (1981); *Surf. Sci.* **113**, 22 (1982).
- [46] N. Byers, C. N. Yang, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 46 (1961).
- [47] R. Tao, Y. S. Wu, *Phys. Rev. B* **30**, 1097 (1984).
- [48] P. Streda, L. Smrcka, *J. Phys. C* **15**, L895 (1983); L. Smrcka, *J. Phys. C* **17**, L53 (1984).
- [49] W. Walukiewicz, H. E. Ruda, J. Lagowski, H. C. Gatos, *Phys. Rev. B* **29**, 4318 (1984).
- [50] N. Levinson, K. Dan, *Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.* **25**, 9 (1949).
- [51] R. Kubo, S. J. Miyake, N. Hashitsumo, *Solid State Phys.* **17**, 269 (1965).
- [52] T. Igarashi, J. Wakabayashi, S. Kawaji, *J. Phys. Soc. Jpn.* **38**, 1549 (1975).
- [53] H. Aoki, T. Ando, *Solid State Commun.* **33**, 1079 (1981).
- [54] P. Streda, *J. Phys. C* **15**; L717; L1299 (1982); **16**, L369 (1983).
- [55] N. A. Usnov, F. R. Ulinich, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **85**, 644 (1984).
- [56] G. Czycholl, *Solid State Commun.* **49**, 203 (1984).
- [57] D. C. Tsui, S. J. Allen Jr, *Phys. Rev. B* **24**, 4082 (1981).
- [58] S. V. Jordansky, *Solid State Commun.* **43**, 1 (1982).
- [59] R. F. Kazarinov, S. Luryi, *Phys. Rev. B* **25**, 7627 (1982).
- [60] S. Luryi, R. F. Kazarinov, *Phys. Rev. B* **27**, 1386 (1983).
- [61] S. A. Trugmann, *Phys. Rev. B* **27**, 7539 (1983).
- [62] H. Aoki, *J. Phys. C* **15**, L1227 (1982); **16**, L205 (1983).
- [63] H. Aoki, H. Kamimura, *Solid State Commun.* **21**, 45 (1977).
- [64] A. MacKinnon, B. Kramer, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1546 (1981).
- [65] L. Schweitzer, B. Kramer, A. MacKinnon, *J. Phys. C* **17**, 5231 (1984).
- [66] F. Wegner, *Z. Phys. B* **51**, 279 (1983).
- [67] S. M. Apenko, Y. E. Lozovik, *J. Phys. C* **16**, L591 (1983).
- [68] I. Affleck, *J. Phys. C* **17**, 2323 (1984).
- [69] S. Hikami, *Phys. Rev. B* **19**, 3726 (1984).
- [70] D. E. Khmel'nitsky, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **38**, 454 (1983).
- [71] H. Levine, S. B. Libby, A. M. M. Pruisken, *Nucl. Phys. B* **240**, FS12 30, 49, 71 (1984).
- [72] K. Ono, *J. Phys. Soc. Jpn.* **51**, 237 (1982).
- [73] K. I. Wysokiński, B. Brenig, *Z. Phys. B* **54**, 11 (1983).
- [74] M. E. Cage, B. F. Field, R. F. Dziuba, S. M. Girvin, A. C. Gossard, D. C. Tsui, *Phys. Rev. B* **30**, 2286 (1984).
- [75] H. Obloh, K. von Klitzing, K. Ploog, *Surf. Sci.* **142**, 236 (1984).
- [76] S. M. Girvin, M. Jonson, *J. Phys. C* **15**, L1147 (1982).
- [77] W. Zawadzki, R. Lassnig, *Surf. Sci.* **142**, 225 (1984); *Solid State Commun.* **50**, 537 (1984).
- [78] W. Zawadzki, *J. Phys. C* **17**, L145 (1984).
- [79] B. Tausendfreund, K. von Klitzing, *Surf. Sci.* **142**, 220 (1984).
- [80] D. Yoshioka, H. Fukuyama, *J. Phys. Soc. Jpn.* **50**, 1560 (1980).
- [81] R. B. Laughlin, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1395 (1983); *Phys. Rev. B* **27**, 3383 (1983); *Surf. Sci.* **142**, 163 (1984).
- [82] F. D. M. Haldane, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 605 (1983).
- [83] P. W. Anderson, *Phys. Rev. B* **23**, 2264 (1983).
- [84] D. Yoshioka, B. I. Halperin, P. A. Lee, *Surf. Sci.* **142**, 155 (1984).
- [85] R. Tao, D. J. Thouless, *Phys. Rev. B* **28**, 1142 (1983).
- [86] R. Tao, *Phys. Rev. B* **29**, 636 (1984); *J. Phys. C* **17**, L53, L419 (1984).
- [87] D. J. Thouless, *Surf. Sci.* **142**, 147 (1984).
- [88] S. M. Girvin, T. Jack, *Phys. Rev. B* **29**, 5517, 5012; **30**, 473, 558 (1984).
- [89] I. E. Dzylaoshinsky, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **39**, 137 (1984).
- [90] M. H. Friedman, J. B. Sokoloff, A. Widom, Y. N. Srivastava, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1853 (1984).
- [91] B. I. Halperin, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1853 (1984).
- [92] D. Arovas, J. R. Schrieff, F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 722 (1984).

Leszek M. Sokołowski

Obserwatorium Astronomiczne
Uniwersytet Jagielloński
Kraków

Teorie Kaluzy-Kleina

The Kaluza-Klein Theories

Abstract: The aim of this short article is to provide the nonexpert with a very elementary introduction to the basic ideas underlying the Kaluza-Klein approach to unification of all interactions. A very brief survey of some of the more recent developments is also given.

1. Wprowadzenie

Wiara, że wszystkie siły w przyrodzie są tylko różnorakimi przejawami jednego fundamentalnego oddziaływania, jest jednym z głównych czynników kształtujących rozwój fizyki teoretycznej naszego stulecia. Wierzył w to Einstein i poszukiwaniu unifikującego pola fizycznego poświęcił trzydzieści lat wyjątkowej pracy. Współcześni mu bardzo krytycznie oceniali jego wyniki i w latach pięćdziesiątych oraz sześćdziesiątych, tj. w okresie dominacji fenomenologicznych modeli cząstek elementarnych i sił jądrowych, wydawało się, że sama idea unifikacji została pogrzebana. Pierwsze rzeczywiste sukcesy odniosła dopiero unifikacja oddziaływań elektromagnetycznych i słabych, dokonana w 1967 r. w modelu Weinberga-Salama. Zbudowana w kilka lat później na podobnych zasadach teoria oddziaływań silnych, chromodynamika kwantowa, jest w powszechnym przekonaniu poprawną teorią sił jądrowych. Podobieństwo obu teorii, opartych na tej samej koncepcji (konstruowanie oddziaływań za pomocą pól cechowania), było tak wyraźne, że pod koniec lat siedemdziesiątych einsteinowska idea unifikacji zdobyła powszechną akceptację.

Niestety pierwsze najprostsze wersje unifikacji oddziaływań elektroslabych z silnymi, tzw. teorie wielkiej unifikacji, okazały się niezgodne z rzeczywistością; przewidywany przez nie rozpad protonu nie został wykryty. Niemniej jednak nie zachwiało to wiary w jednolitość sił przyrody, skłoniło tylko do poszukiwania bardziej wyrafinowanych sposobów konstrukcji pola fundamentalnego. Jest rzeczą paradoksalną, że większość idei aktualnie rozwijanych w tej dziedzinie jest właściwie stara i główny postęp fizyki teoretycznej zachodzi dzięki ożywieniu pomysłów odrzuconych przed kilkudziesięciu laty. Fundamentalna idea pola cechowania wprowadzona została przez matematyka Hermanna Weyla ok. 1920 r. i rozwinięta przez Yanga i Millsa w 1954 r. lecz przez wiele lat, aż do sformułowania modelu Weinberga-Salama, traktowano ją jak elegancką ciekawostkę matematyczną bez większego znaczenia. Podobnie idea wielowymiarowego świata Kaluzy i Kleina sięga początku lat dwudziestych. Chyba jedyną autentycznie nową koncepcją jest supersymetria, wysunięta

w latach 1971-73 niezależnie przez kilka grup autorów (J. Golfand i J. Lichtman, D. Wołkow i W. Akułow, P. Ramond i A. Neveu oraz J. Schwartz, J. Wess i B. Zumino).

Pogląd, że świat w którym żyjemy ma więcej niż cztery wymiary, wyraził po raz pierwszy Theodor Kaluza (nazwisko rodowe brzmiało Kałuża), którego praca „Zum Unitatsproblem der Physik” została przedstawiona Pruskiej Akademii Nauk przez Einsteina w 1921 r. Pogląd ten został wsparty w 1926 r. przez Oskara Kleina w pracy, która zdobyła znaczny rozgłos dzięki rezultatowi ubocznemu, jakim było równanie Kleina-Gordona dla kwantowych relatywistycznych cząstek skalarnych. Obaj mieli nadzieję, że wprowadzając dodatkowy, piąty wymiar o charakterze przestrzennym, uda się połączyć pole grawitacyjne i elektromagnetyczne w jedno pole grawitacyjne w pięciowymiarowej czasoprzestrzeni. W następnym dziesięcioleciu idea unifikacji i geometryzacji fizyki w świecie pięciowymiarowym zyskała uznanie Einsteina, który rozwijał ją w szeregu prac pisanych z P. Bergmannem, V. Bargmannem i W. Paulim (1938-1943). Pomysł wydawał się nader śmiały, oryginalny i obiecujący, niestety teoria ta nie przewidywała żadnych nowych efektów poza jednym — istnieniem bezmasowej cząstki elementarnej opisywanej skalarną funkcją falową; ten efekt był zdecydowaną wadą teorii. Próbowano też poszukiwać w piątym wymiarze „ukrytych zmiennych”, które uczyniłyby mechanikę kwantową teorią deterministyczną w sensie klasycznym; oczywiście bez skutku.

Wobec niepowodzeń uznano, że idee Kaluzy i Kleina nie rokują nadziei w fizyce realnego świata. Przez wiele lat dostrzegali je tylko ci, których pociągała śmiałość i matematyczna elegancja geometrycznej unifikacji w wielowymiarowej przestrzeni. W roku 1963, a więc na długo przed wkroczeniem pół cechowania do teorii cząstek elementarnych, Bryce De Witt wykazał, że można zunifikować pole grawitacyjne z nieabelowymi polami cechowania w czasoprzestrzeni o więcej niż pięciu wymiarach. Do końca lat siedemdziesiątych idea istnienia dodatkowych, nieobserwowalnych wymiarów przestrzeni tworzyła bardzo wprawdzie uboczny, lecz nie zanikający nurt badań. Wymienić tu warto autorów polskich: Ryszarda Kenera i Andrzeja Trautmana. Wreszcie w 1981 r. znany fizyk z Princeton, Edward Witten, opublikował artykuł „W poszukiwaniu realistycznej teorii Kaluzy-Kleina”¹, który z miejsca uczynił tę teorię centralnym obiektem studiów fizyki teoretycznej.

Należy od razu powiedzieć, że ze względu na trudności, z jakimi boryka się teoria pola w przestrzeni więcej niż czterowymiarowej, nie istnieje jedna teoria Kaluzy-Kleina, lecz duża ilość rozmaitych jej wersji, usiłujących różnymi drogami rozwiązać jej kłopoty, toteż raczej należałoby mówić o szerokiej klasie teorii typu Kaluzy-Kleina. Literatura przedmiotu z ostatnich pięciu lat liczy ok. trzystu pozycji i właściwie nie ma wśród nich popularnych artykułów przeglądowych, dlatego też w tym artykule, będącym elementarnym wstępem do idei Kaluzy-Kleina, rezygnujemy z cytowania prac oryginalnych².

Współczesne wersje teorii Kaluzy-Kleina są syntezą klasycznej teorii Kaluzy-Kleina i nowoczesnej teorii cząstek elementarnych. Wywodzą się zatem z trzech źródeł:

- ogólnej teorii względności Einsteina,
- pomysłów Kaluzy i Kleina,

¹ E. Witten, *Nucl. Phys.* **B186**, 412 (1981), (przyp. Red.).

² Obszerny zestaw literatury Czytelnik może znaleźć w artykule przeglądowym M. J. Duffa, B. E. W. Nilssona i C. N. Pope'a w *Nucl. Phys.* **B233**, 433 (1984), (przyp. Red.).

— chromodynamiki kwantowej i teorii sił elektroślabych jako konkretnej wersji teorii nieabelowych pól cechowania.

Połączenia tych trzech źródeł dokonuje się opierając się na trzech heurystycznych postulatach:

I) Einsteińska ogólna teoria względności jako teoria grawitacji jest wzorcową teorią dla konstruowania fundamentalnej teorii fizycznej;

II) Aby uwzględnić oddziaływania inne niż grawitacja, należy teorię Einsteina rozszerzyć zachowując jej strukturę;

III) Liczba wymiarów czasoprzestrzeni jest informacją czysto empiryczną, nie wynikającą z jakiejś teorii, toteż można rozważać teorie w przestrzeniach o dowolnej liczbie wymiarów, byleby tylko ich przewidywania były zgodne z aktualnymi doświadczeniami niskoenergetycznymi.

Omówimy teraz te postulaty.

2. Ogólna teoria względności

Rozdział ten przeznaczony jest dla czytelnika nie znającego tej teorii; czytelnik zaznajomiony choćby ogólnie z jej podstawami może od razu przejść do następnego rozdziału. Oczywiście nie będziemy tu przedstawiać ogólnej teorii względności jako takiej, lecz podamy wyłącznie te informacje, które są nieodzowne dla zrozumienia idei geometrycznej unifikacji.

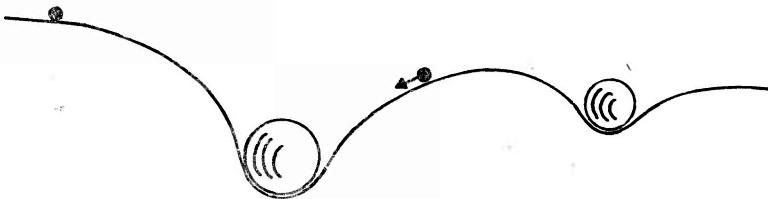
Teoria Einsteina bierze swój początek w badaniach Carla Gaussa powierzchni zanurzonych w przestrzeni Euklidesa E^3 . Rozprostowaną kartkę papieru uważamy za kawałek płaszczyzny; jeżeli zwiniemy ją w stożek lub cylinder, to zmienimy jej zanurzenie w E^3 , lecz sama kartka pozostanie płaska w tym sensie, że odległości i kąty na niej nie ulegną zmianie. Operacja taka zmienia tzw. *krzywiznę zewnętrzną* kartki, zależną od tego jak kartka jest zanurzona w E^3 ; nie zmienia natomiast *krzywizny wewnętrznej*, określającej czy kartka różni się metrycznie (w sensie odległości i kątów) od płaszczyzny. Dowolnie pocięta kartka różni się z kolei od sfery tym, że na tej ostatniej suma kątów trójkąta zawsze przewyższa π . W konsekwencji, dobrze znanej z kartografii, ani całej sfery ani żadnego jej kawałka nie da się rozłożyć na płaszczyźnie bez rozciągania jej w jednych miejscach i kurczenia w innych tak, by każdy trójkąt stał się euklidesowy. Tę różnicę formułujemy za pomocą krzywizny wewnętrznej: kartka jest wewnętrznie płaska, a sfera — zakrzywiona. W roku 1827 Gauss udowodnił zaskakujące wówczas twierdzenie (słynne „*theorema egregium*”): krzywizna wewnętrzna powierzchni jest niezmiennikiem względem zmian jej zanurzenia w E^3 . Wynik ten oznacza, że każdą powierzchnię można traktować jako samodzielną przestrzeń dwuwymiarową i badać jej własności (tzw. własności wewnętrzne) abstrahując od faktu, że jest ona zanurzona w przestrzeni Euklidesa.

Następnego kroku, polegającego na uogólnieniu tej idei na dowolną liczbę wymiarów, dokonał, także w Getyndze, w 1854 r. Bernhard Riemann. Wprowadził on pojęcie n -wymiarowej przestrzeni metrycznej, tzn. zbioru punktów, w którym zdefiniowana jest odległość punktów bliskich oraz kąty. Wielkości te mierzymy za pomocą metryki, czyli zbioru funkcji, będących podstawową charakterystyką tej przestrzeni. Metryka pozwala

określić wewnętrzną krzywiznę przestrzeni. (Odtąd przez krzywiznę będziemy rozumieć wyłącznie krzywiznę wewnętrzną danej przestrzeni.) Przestrzeń taką nazywamy *przestrzenią Riemanna* (nie mylić z powierzchniami Riemanna w teorii funkcji analitycznych!) i oznaczamy V_n .

Przestrzeń Riemanna V_n można interpretować jako powierzchnię w pewnej przestrzeni euklidesowej — według twierdzenia Whitneya o zanurzeniu, każda V_n jest pewnym podzbiorem domkniętym w E^{2n+1} ; można jej wówczas, jako powierzchni, przypisać krzywiznę zewnętrzną. Taka interpretacja okazuje się jednak matematycznie mało wartościowa, bowiem wcale nie upraszcza badania własności V_n , a raczej je komplikuje; z punktu widzenia fizyki jest zbędna. Twierdzenie Whitneya dostarcza nam tylko możliwego modelu przestrzeni Riemanna, mającej być samoistny bez odwoływania się do przestrzeni zanurzającej. Podkreślamy ten fakt, bowiem informacja, że żyjemy w czterowymiarowej czasoprzestrzeni zakrzywionej, u wielu ludzi po raz pierwszy stykających się z ogólną teorią względności wzbudza przekonanie, że czasoprzestrzeń koniecznie musi być powierzchnią w dziewięciowymiarowej przestrzeni Minkowskiego, a w takim razie dlaczego przestrzeni tej nie widzimy? Powtórzmy jeszcze raz: krzywizna jest wewnętrzną cechą przestrzeni i żadna euklidesowa (a raczej Minkowskiego) przestrzeń zanurzająca fizyczną czasoprzestrzeń nie istnieje.

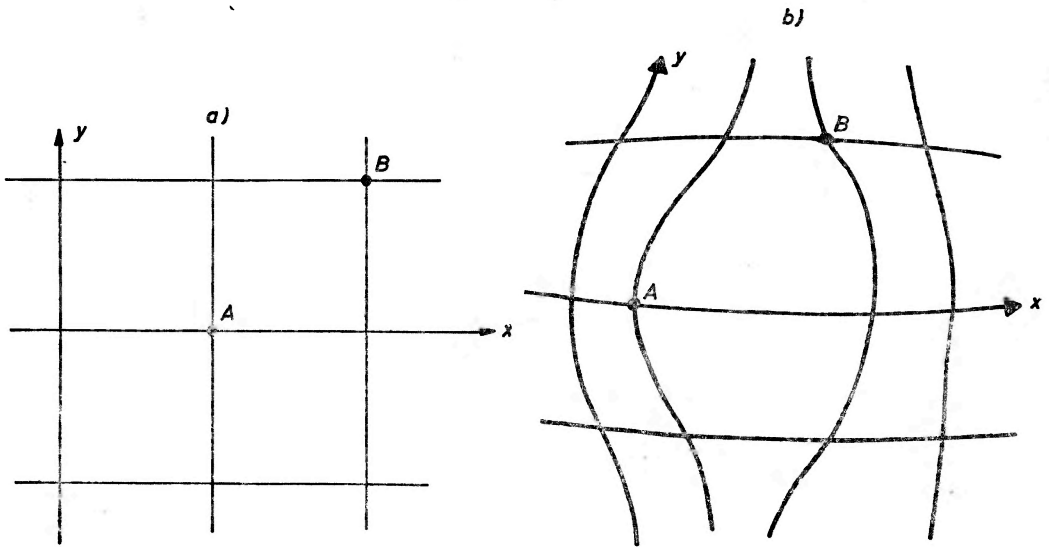
W 1915 r. Einstein wprowadził przestrzeń Riemanna do fizyki, podając pełne sformułowanie ogólnej teorii względności. Zachodzi w niej pełna geometryzacja pola grawitacyjnego: siły ciężenia przejawiają się jako krzywizna czasoprzestrzeni. Krzywizna jest więc obiektem dynamicznym, zależnym od rozmieszczenia i prędkości ciał ciężkich, a sama czasoprzestrzeń jest przestrzenią Riemanna V_4 .



Rys. 1. Pole grawitacyjne utożsamiamy z krzywizną czasoprzestrzeni. Pomijając wymiar czasowy i jeden przestrzenny ilustrujemy to za pomocą sprężystej błony gumowej umieszczonej w ziemskim polu ciężenia i doznającej odkształceń pod ciężarem toczących się po niej kul. Przyciąganie czastki próbnej przez ciało ciężkie jest tu przedstawione za pomocą lekkiej kulki staczającej się do dołka, w którym znajduje się ciężka kula; miarą „siły przyciągania” jest nachylenie błony, rosnące w miarę zbliżania się do deformującej błonę kuli. Pole grawitacyjne staje się więc obiektem czysto geometrycznym. Model ten ma, oprócz innych, jeszcze tę wadę, że błona nie obciążona jest płaska, a zatem odpowiada jej czasoprzestrzeń Minkowskiego, natomiast w teorii Einsteina możliwe jest swobodne pole grawitacyjne, czyli pusta zakrzywiona czasoprzestrzeń.

Aby ją zilustrować musielibyśmy wyobrazić sobie nie obciążoną błonę, która jest zdeformowana.

Poglądowy dwuwymiarowy przestrzenny model teorii Einsteina jest przedstawiony na rys. 1. Pozioma błona gumowa umieszczona jest w ziemskim polu ciężenia. Po błonie toczą się ciężkie kule o różnej masie. Pod ich ciężarem błona wygina się i rozciąga, odkształcenie zależy od ciężaru i wielkości kul. Zakrzywienie jest duże w pobliżu ciężkiej kuli i maleje w miarę oddalania się od niej. Mała kulka jest tak lekka, że nie zakrzywia



Rys. 2. Pomiar odległości dwu punktów bliskich. a) Na swobodnej błonie wystarczy do tego znajomość współrzędnych kartezjańskich obu punktów. b) Obciążona błona doznaje deformacji, które zmieniają pierwotną odległość, toteż potrzebna jest dalsza informacja w postaci współczynników metryki, wyznaczonych przez właściwości błony i naprężenia wywołane ciężarem.

błony, za to stacza się do dołka utworzonego przez dużą kulę (jest przez nią „przyciągana”); jest ona modelem cząstki próbnej w zewnętrznym polu grawitacyjnym. Wskutek ruchu kul krzywizna błony jest funkcją położenia i czasu.

Narysujmy na swobodnej błonie siatkę współrzędnych kartezjańskich (rys. 2a). Zgodnie z twierdzeniem Pitagorasa odległość punktów A i B wynosi

$$l^2(A, B) = (\Delta x)^2 + (\Delta y)^2.$$

Na obciążonej błonie siatka przyjmie kształt jak na rys. 2b. Znajomość Δx i Δy nie wystarczy teraz do obliczenia odległości A od B , musimy jeszcze wiedzieć jakiej deformacji uległa błona pomiędzy nimi. W ogólności będziemy mieli

$$l^2(A, B) = g_{11}(\Delta x)^2 + 2g_{12}\Delta x\Delta y + g_{22}(\Delta y)^2,$$

gdzie współczynniki $g_{ij}(x, y)$ zależą od właściwości materiału błony i działających w niej naprężeń. Konkretna postać zależności tych współczynników od sił naprężających jest nieistotna, ważne jest, że jest to zależność jednoznaczna i wielkości g_{ij} służą do mierzenia odległości. Symetryczną macierz g_{ij} nazywamy *tensorem metrycznym*.

W czasoprzestrzeni V_4 , dziesięć składowych metryki $g_{\alpha\beta}$ odgrywa rolę potencjałów grawitacyjnych. Czasoprzestrzeń nie może być całkowicie dowolna, musi być pewnym rozwiązaniem równań Einsteina, które są równaniami polowymi dla potencjałów grawitacyjnych czyli tensora metrycznego. Dla dalszych rozważań istotna jest nie tyle konkretna postać tych równań co sposób ich wyprowadzenia.

Krzywizna dwuwymiarowej przestrzeni Riemanna opisana jest jedną liczbą, tzw. krzywizną Gaussa. Krzywiznę przestrzeni V_n dla $n > 2$ opisujemy *tensorem krzywizny Riemanna-*

Christoffela o czterech wskaźnikach, zależnym od metryki g i jej pierwszych i drugich pochodnych:

$$R_{\alpha\beta\mu\nu} = f(g, \partial g, \partial^2 g).$$

Zależność ta jest niezwykle skomplikowana: w czterech wymiarach jest to suma zawierająca ponad trzysta tysięcy składników, toteż nigdy nie rozpisuje się jej jawnie. Tensor krzywizny spełnia szereg tożsamości algebraicznych i w V_4 ma tylko 20 składowych niezależnych. Zgodnie z ogólnymi regułami, pochodne potencjałów przedstawiają siły, a drugie pochodne — zmiany sił w czasie i przestrzeni, czyli tzw. *siły pływowe*. Według zasady równoważności, siły grawitacyjne można zawsze wyzerować stosując układ swobodnie spadający; pozostają tylko siły pływowe. A zatem tensor krzywizny jest miarą rzeczywistych pól grawitacyjnych, bowiem o ich istnieniu świadczą siły pływowe. Jeżeli $R_{\alpha\beta\mu\nu} = 0$, to nie ma pól grawitacyjnych i czasoprzestrzeń jest płaska (Minkowskiego); na odwrót, jeśli choć jedna składowa tensora krzywizny jest różna od zera, to występują grawitacyjne siły pływowe.

Za pomocą macierzy $g^{\mu\nu}$ odwrotnej do $g_{\mu\nu}$ konstruujemy z tensora krzywizny dwa tensory z nim stowarzyszone:

— symetryczny tensor Ricciego ${}^3 R_{\alpha\beta} \stackrel{\text{df}}{=} g^{\mu\nu} R_{\mu\alpha\nu\beta}$

— oraz skalar krzywizny $R \stackrel{\text{df}}{=} g^{\beta\alpha} R_{\alpha\beta}$.

W teorii pola, w analogii z mechaniką klasyczną, równania pola wyprowadzamy z zasad wariacyjnych. Pojęciem podstawowym jest tu lagranżjan pola L , który scałkowany po zadanym obszarze czasoprzestrzeni daje działanie

$$S = \int L d^4 x.$$

Warunek stacjonarności działania (czyli żądanie, by wariacja działania zniknęła) daje nam równania Eulera-Lagrange'a dla danego pola. Dla pola grawitacyjnego najprostszym lagranżjanem jest skalar krzywizny R . Zatem działanie Einsteina-Hilberta dla grawitacji jest

$$S_g = -\frac{c^3}{16\pi G} \int R \sqrt{-g} d^4 x,$$

gdzie G — stała grawitacji Newtona, $g = \det(g_{\mu\nu})$.

W obecności materii, do S_g musimy dodać działanie dla materii S_m . Podkreślmy za Einsteinem, że materia stanowi składnik czysto fenomenologiczny w ogólnej teorii względności. Postać lagranżjanu dla materii musimy zaczerpnąć z innych działów fizyki, zarówno co do samego rodzaju materii (ciecz idealna, pył, pole elektromagnetyczne, dowolne inne pola fizyczne) jak i do sposobu ich opis. O ile pole grawitacyjne doznaje całkowitej geometryzacji, to jego źródła są dowolne i *a priori* nie można powiedzieć, co jest źródłem sił ciężenia. Celem teorii Kaluzy-Kleina jest właśnie wyeliminowanie tej fenomenologicznej dowolności przez zunifikowanie grawitacji z jej źródłami.

* Tu jak i dalej stosujemy konwencję Einsteina: sumujemy po dwukrotnie powtarzających się wskaźnikach.

Biorąc niewielką zmianę pola grawitacyjnego: $g_{\mu\nu} \rightarrow g_{\mu\nu} + \delta g_{\mu\nu}$ i żądając by $\delta(S_g + S_m) = 0$ otrzymujemy pełne równania Einsteina

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

gdzie $T_{\mu\nu}$ jest tensorem energii-pędu danego rodzaju materii. W próżni, równania Einsteina upraszczają się do ⁴

$$R_{\mu\nu} = 0.$$

3. Liczba wymiarów przestrzeni

Postulat III może wzbudzić zdziwienie. Jak można w ogóle kwestionować informację tak elementarną i pierwotną jak ta, że żyjemy w świecie czterowymiarowym? Wprawdzie dopiero od Einsteina i Minkowskiego dowiedzieliśmy się, że czas jest wielkością geometryczną i można go sprząć z wymiarami przestrzennymi w jedną całość, ale przekonanie o czterowymiarowości świata jest utrwalone od niepamiętnych czasów. Spróbujmy zatem rozważyć, w jaki sposób można ustalić liczbę przestrzennych wymiarów fizycznej czasoprzestrzeni.

Zauważmy najpierw, że obecnie istniejące teorie fizyczne są w dużym stopniu niezależne od tej liczby ⁵. Oznacza to, że liczba wymiarów ma charakter dodatkowej danej („początkowej”) wprowadzanej do teorii i nie ogranicza wyboru teorii przez wykluczenie jednych i wyróżnienie innych. Nie oznacza to bynajmniej, by zjawiska fizyczne były nieczułe na wymiar przestrzeni. Rozpatrzmy bowiem pochodzący od Einsteina przykład płaszczaków, istot dwuwymiarowych, mogących poruszać się tylko po powierzchni kuli. Istoty te nie mogą poruszać się w kierunku pionowym, lecz mogą określić krzywiznę swej planety mierząc sumę kątów w dowolnym trójkącie. Jeżeli znają elektrodynamikę, to mogą również ustalić liczbę wymiarów fizycznej przestrzeni. Równanie Laplace’a dla potencjału elektrostatycznego, $\Delta\varphi = 0$, ma następujące rozwiązania podstawowe (potencjał kulombowski) w zależności od wymiaru przestrzeni:

$$\varphi \propto \frac{1}{r} \quad \text{w } E^3,$$

$$\varphi \propto \ln r \quad \text{w } E^2,$$

$$\varphi \propto \text{const} \cdot r \quad \text{w } E^1.$$

Mierząc więc siłę przyciągania między dwoma ładunkami (eksperyment jednowymiarowy) i my, i płaszczaki stwierdzamy, że żyjemy w przestrzeni trójwymiarowej. Z jednym zastrzeżeniem: przy obecnej dokładności pomiarów. Przecież naprawdę żyjemy w czaso-

⁴ Znikanie tensora Ricciego oznacza nałożenie 10 równań algebraicznych na 20 składowych tensora krzywizny. Na ogół więc tensor krzywizny będzie różny od zera.

⁵ Odnosi się to do teorii potwierdzonych doświadczalnie. W najnowszych teoriach tak być nie musi, np. supergrawitacja może istnieć tylko w przestrzeniach o wymiarze $D \leq 11$.

przestrzeni zakrzywionej i równanie Laplace'a jest tylko przybliżeniem. W pobliżu czarnej dziury Schwarzschilda o masie M potencjał elektrostatyczny A^0 spełnia równanie

$$\Delta_E A^0 - \frac{2M}{r} \left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} A^0 - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} A^0 + \frac{2r-M}{r^2(r+2M)} A^0 \right] = 0,$$

gdzie Δ_E jest laplasjanem w przestrzeni euklidesowej we współrzędnych sferycznych. Wyniki doświadczeń, przede wszystkim z zakresu elektrodynamiki kwantowej, mówią nam tylko, że w skali długości laboratoryjnych krzywizna jest znikomo mała. Hipotetyczne wyższe wymiary przestrzenne nie mogą więc mieć, w odróżnieniu od pierwszych trzech, charakteru euklidesowego; w tych wymiarach przestrzeń winna mieć takie własności, żeby ich istnienie, podobnie jak krzywizna, miało znikomą wpływ na oddziaływania cząstek elementarnych.

Osiągamy to zakładając, że w piątym wymiarze (i ewentualnie dalszych) przestrzeń zwiija się w okrąg o bardzo małym obwodzie. Nasz świat stanowiłby wówczas rurkę o bardzo małym przekroju, przy czym cztery zwykłe, makroskopowe wymiary określałyby „oś” tej rurki, a piąty wymiar biegłby po jej obwodzie. Najbezpieczniej nie zakładać istnienia nowej stałej uniwersalnej, odpowiadającej rozmiarowi świata w piątym wymiarze i posługiwać się wielkościami już znanymi. Jak wiadomo, z trzech niezależnych stałych uniwersalnych, \hbar , c i G , można zbudować jednostkę długości, tzw. długość Plancka $l_P = \left(\frac{\hbar G}{c^3} \right)^{1/2} = 1,6 \cdot 10^{-33}$ cm. Jeżeli obwód świata w piątym wymiarze jest rzędu l_P , to nie tylko my nie możemy podróżować w nim, ale i żadne oddziaływania nie mogą się w nim propagować przy obecnie dostępnych energiach⁶. Przyjmujemy zatem hipotezę: *istnieją wyższe wymiary przestrzenne naszego świata; w każdym z nich czasoprzestrzeń jest zamknięta i fizyczny jej rozmiar w każdym z nich jest rzędu długości Plancka.*

Nasuwa się tu od razu pytanie: skoro w każdym z tych wymiarów przestrzeń zamyka się w sobie (mówimy, że przestrzeń jest w nich zwarta) i ma skrajnie małe rozmiary, tak że ich wpływ na oddziaływania elementarne jest znikomą, to po co w ogóle je wprowadzać? Rzecz w tym, że te nieobserwowalne na razie wymiary dają co prawda znikome poprawki do znanych oddziaływań, lecz same te oddziaływania są konsekwencją istnienia tych wymiarów — w tym tkwi istota pomysłu Kaluzy i Kleina. O tym, że nie jest to pomysł szaleńczy, świadczy przykład symetrii relatywistycznej (Lorentza). Na pierwszy rzut oka wydawałoby się, że teoria względności powinna mieć zauważalne konsekwencje tylko przy prędkościach bliskich c , a przy małych prędkościach winna dawać przewidywania wyłącznie takie same jak fizyka nierelatywistyczna. Tymczasem w kwantowej teorii pola, z symetrii względem grupy Lorentza wynika istnienie antycząstek. Bardzo powoli poruszając się pozyton dobitnie świadczy o słuszności teorii względności.

⁶ Kwant pola „zmieści się” w piątym wymiarze jeśli długość jego fali $\lambda \lesssim l_P$. Z zasady nieoznaczoności wynika, że jego pęd jest rzędu \hbar/l_P , a energia $\frac{\hbar c}{l_P}$, czyli rzędu masy Plancka $M_P = \left(\frac{\hbar c^3}{G} \right)^{1/2} = 1,2 \cdot 10^{19}$ GeV.

4. Koncepcja Kaluzy-Kleina

Można przypuszczać, że realizacja pomysłu, iż znane nam oddziaływania są przejawem istnienia zwartych wymiarów przestrzennych, musi iść drogą geometryzowania tych oddziaływań, a to z miejsca podsuwa ogólną teorię względności jako wzorzec i prowadzi do wspomnianego na początku postulatu II.

Rozważmy czystą teorię grawitacji w przestrzeni Riemanna V_D (jeden wymiar czasowy i $D-1$ wymiarów przestrzennych) o dowolnej liczbie wymiarów $D > 4$. Przestrzeń jest pusta, nie istnieje żadna materia. Metryka dana jest macierzą $\bar{g}_{AB}(x^C)$, $A, B, C = 1, \dots, D$, o wyznaczniku \bar{g}_D , skalar krzywizny jest równy R_D . Działanie jest równe działaniu dla pola grawitacyjnego i ma postać taką jak w czterech wymiarach

$$S = S_g = \frac{-1}{16\pi G_D} \int R_D \sqrt{-\bar{g}_D} d^D x, \quad (1)$$

gdzie G_D jest odpowiednikiem stałej grawitacyjnej Newtona dla świata D -wymiarowego. Stosujemy układ jednostek naturalnych: $\hbar = c = 1$, w którym działanie S jest bezwymiarowe. Wynika stąd, że G_D ma wymiar $\text{cm}^{(D-2)}$. Dodajmy od razu, że stała \hbar pojawia się tu ze względu na przyszłe kwantowanie tej teorii. W teorii niekwantowej stała G_D jest nieistotnym mnożnikiem w S . Warunek stacjonarności działania daje nam próżniowe równania Einsteina $R_{AB} = 0$.

Centralną ideą teorii Kaluzy-Kleina jest tzw. „redukcja wymiarowa”: *czysta teoria grawitacji w przestrzeni V_D jest efektywnie równoważna pełnej teorii pola w czterowymiarowej czasoprzestrzeni, zaś pozostałe $D-4$ mikroskopowe wymiary przestrzenne są nieobserwowalne przy aktualnie dostępnych energiach.*

Omówimy teraz krótko na czym polega redukcja wymiarowa prowadząca do pełnej teorii pola, tzn. teorii uwzględniającej oddziaływania inne niż grawitacja. Zaczniemy od historycznie pierwszego przykładu — przestrzeni pięciowymiarowej.

5. Redukcja wymiarowa dla $D = 5$

Współrzędne punktu w tej przestrzeni są równe $x^A = (x^\mu, x^5)$, $\mu = 0, 1, 2, 3$. Piąty wymiar jest okręgiem o promieniu r_5 , $0 \leq x^5 < 2\pi r_5$. r_5 jest tu parametrem o wymiarze długości, nie ma on bezpośredniego sensu fizycznego, natomiast wielkością mającą bezpośrednio taki sens, a więc mierzalną, jest obwód świata w piątym wymiarze. Jest on równy długości krzywej zamkniętej $x^\mu = \text{const}$ i wynosi

$$L_5 = \int_0^{2\pi r_5} \sqrt{\bar{g}_{55}} dx^5 \sim l_p.$$

(Notabene, jeżeli teoria jest ściśle ogólnie kowariantna, w duchu ogólnej teorii względności, to żaden układ odniesienia nie jest wyróżniony i długość krzywej parametrycznej którejkolwiek ze współrzędnych, chociaż mierzalna, nie ma znaczenia fizycznego. Zmieniając układ współrzędnych zastąpimy okrąg elipsą i wartość L_5 ulegnie zmianie. Faktycznie

już w tym miejscu robimy założenie, że V_5 jest nie tylko zawarta w piątym wymiarze, ale również jest w nim symetryczna i x^5 jest wyróżnioną współrzędną odpowiadającą tej symetrii. Matematycznie oznacza to, że ogólna kowariancja przestrzeni V_5 (oznaczająca, że grupa transformacji współrzędnych zależy od 5 dowolnych funkcji 5 zmiennych) ulega spontanicznemu łamaniu do ogólnej kowariancji w czasoprzestrzeni V_4 i symetrii obrotowej $U(1)$ w piątym wymiarze. Wówczas L_5 charakteryzuje świat niezależnie od wyboru układu odniesienia.)

Piętnaście składowych metryki parametryzujemy za pomocą układu funkcji $g_{\mu\nu}$, A_μ oraz φ

$$(\bar{g}_{AB}) = \varphi^{-1/3} \begin{pmatrix} g^{\mu\nu} + \varphi A_\mu A_\nu & \varphi A_\mu \\ \varphi A_\nu & \varphi \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Zauważmy, że jest to jedna z zawsze możliwych parametryzacji i mimo że oznaczenia tych funkcji nasuwają nam pewne skojarzenia, to w (2) nie robimy żadnego założenia ograniczającego ogólność. W literaturze występuje kilka różnych parametryzacji metryki \bar{g}_{AB} , powyższą zaczerpnęliśmy z pracy Appelquista i Chodosa.

Współrzędna x^5 jest zmienną cykliczną, zatem dowolną funkcję na V_5 możemy rozwinąć w szereg Fouriera. Dla metryki

$$\bar{g}_{AB}(x^\mu, x^5) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \bar{g}_{AB}^{(n)}(x^\mu) e^{inx^5/r_5}. \quad (3)$$

Redukcja wymiarowa wymaga założenia symetrii V_5 w piątym wymiarze: *metryka nie zależy od x^5* . Zatem szereg (3) ogranicza się do wyrazu $n = 0$. Tę postać metryki wstawiamy do działania (1) i wykonujemy całkowanie po x^5 . Pozostaje całka czterowymiarowa

$$\begin{aligned} S &= \frac{-1}{16\pi G_5} \int R_5 \sqrt{-\bar{g}_5} d^5x = \\ &= \frac{-1}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-\det(g_{\mu\nu})} \left[R_4 + \frac{1}{4} \varphi F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{6\varphi^2} \partial_\mu \varphi \partial^\mu \varphi \right]. \quad (4) \end{aligned}$$

Wielkość $G = \frac{G_5}{2\pi r_5}$ interpretujemy jako stałą Newtona, R_4 jest skalarzem krzywizny dla metryki $g_{\mu\nu}$ w V_4 oraz

$$F_{\mu\nu} \stackrel{\text{df}}{=} \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu.$$

Wprowadzając nowe pole skalarne $\psi \stackrel{\text{df}}{=} \ln \frac{\varphi}{\varphi_0}$, gdzie $\varphi_0 = \text{const}$, możemy ostatni wyraz w (4) zapisać w postaci $\partial_\mu \psi \partial^\mu \psi$.

Wskutek redukcji wymiarowej lagranżjan w czterech wymiarach jest sumą trzech członów, z których pierwszy reprezentuje pole grawitacyjne o potencjale $g_{\mu\nu}$, drugi — pole elektromagnetyczne $F_{\mu\nu}$ o potencjale A_μ (sprzężone z polem φ), a trzeci — swobodne bezmasowe pole skalarne ψ .

Wynik zawarty w (4) niektórzy autorzy nazywają „cudem” teorii Kaluzy-Kleina: piąty wymiar ujawnia się jako abelowe pole cechowania $F_{\mu\nu}$ i pole skalarne. I na odwrót: całko-

wicie od siebie niezależne w czterowymiarowej czasoprzestrzeni pola grawitacyjne i elektromagnetyczne zostają geometrycznie zunifikowane dzięki wprowadzeniu piątego wymiaru. Wprawdzie osiągnięto to dzięki zręcznej parametryzacji (2), ale sam wynik jest niezależny od wyboru parametryzacji. Okazuje się też, że transformacja współrzędnych, będąca translacją w piątym wymiarze $x^\mu \rightarrow x^\mu$, $x^5 \rightarrow x^5 + \lambda(x^\mu)$ prowadzi do transformacji cechowania $A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu \lambda$.

Ważnym wynikiem jest też, że próżniowe równania Einsteina w V_5 , $R_{AB} = 0$, mają jako stan podstawowy (w sensie mechaniki kwantowej) rozwiązanie postaci

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}, A_\mu = 0, \varphi = \varphi_0 = \text{const.} \quad (5)$$

Przestrzeń V_5 będącą tym stanem podstawowym zapisujemy jako iloczyn kartezjański $V_5 = \mathfrak{M}_4 \times S_1$ czasoprzestrzeni Minkowskiego \mathfrak{M}_4 i okręgu, wyrażając w ten sposób fakt, że metryka jest „blokowa”

$$(\bar{g}_{AB}) = \begin{pmatrix} \eta^{\mu\nu} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Trudnością tej klasycznej teorii Kaluzy i Kleina jest obecność нефизycznego pola skalarnego, sprzężonego z polem elektromagnetycznym. Oznacza to, że efekty grawitacyjne opisane są nie tylko polem metrycznym $g_{\mu\nu}$ ale też polem skalarnym φ , i efektów tych nie da się rozdzielić. Tym samym grawitacja nie jest opisana einsteinowską ogólną teorią względności, lecz tzw. teorią skalarno-tensorową; jest to wariant teorii Bransa-Dickego, w którym parametr ω znika.

Dla Kaluzy i Kleina była to trudność poważna. Obecnie można próbować potraktować pole φ jako pole Higgsa odpowiedzialne za łamanie symetrii któregoś z oddziaływań.

6. Unifikacja grawitacji z nieabelowymi polami cechowania

Możność geometrycznej unifikacji sił grawitacyjnych i elektromagnetycznych zachęciła do przeprowadzenia podobnej unifikacji z uwzględnieniem pól cechowania przenoszących oddziaływania silne i słabe. Dokonujemy tego w przestrzeniach o wymiarze większym niż 5.

Zauważmy, że redukcja wymiarowa dla przestrzeni V_5 wymagała, by przestrzeń ta miała symetrię obrotową $U(1)$ w piątym wymiarze. Po dokonaniu redukcji wymiarowej ta pierwotnie przestrzenna symetria przejawia się jako symetria cechowania dla pola $F_{\mu\nu}$, a więc jako symetria wewnętrzna. Podobnie będzie i teraz.

Dodatkowe mikroskopowe wymiary przestrzenne tworzą razem zwartą przestrzeń B („przestrzeń wewnętrzną”) o wymiarze $\dim B = D - 4$. Współrzędne punktu w przestrzeni wewnętrznej oznaczamy przez y^i , $i = 1, \dots, D - 4$. Przestrzeń B posiada pewne symetrie (analogiczne do obrotów i przesunięć w E^n), które łącznie tworzą jej grupę symetrii G . Grupa ta jest N -parametrowa i z założenia nieprzemienne. Transformacje tej grupy generowane są przez N operatorów T_a , zapisywanych, jak zwykle, w postaci operatorów różniczkowych

$$T_a(y) = K_a^i(y) \frac{\partial}{\partial y^i}, \quad a = 1, \dots, N.$$

Ponieważ B jest przestrzenią Riemanna, więc transformacje symetrii muszą zachowywać jej metrykę, w tym przypadku N pól wektorowych $K_a^i(y)$ na B , występujących w definicji operatorów grupy, nazywamy *polami Killinga*; pola te muszą spełniać równania Killinga (ich dokładna postać nie będzie nam potrzebna).

Grupa G jest zdefiniowana przez związki komutacyjne pomiędzy jej operatorami

$$[T_a, T_b] = f_{abc} T_c, \quad (7)$$

gdzie f_{abc} są stałymi strukturalnymi grupy. Podobnie jak dla pięciu wymiarów, pierwszym etapem redukcji wymiarowej jest odpowiednie sparometryzowanie tensora metrycznego. Wybieramy parametryzację Wittena

$$\bar{g}_{AB}(x^\mu, y^i) = \begin{pmatrix} g_{\mu\nu}(x) & \sum_a A_\mu^a(x) K_a^i(y) \\ \sum_a A_\nu^a(x) K_a^i(y) & \gamma_{ij}(y) \end{pmatrix}, \quad (8)$$

gdzie γ_{ij} jest metryką przestrzeni wewnętrznej. Zauważmy, że metryka nie jest blokowa, toteż nie możemy przedstawić V_D w postaci iloczynu kartezyjskiego $V_4 \times B$. Istnienie symetrii przestrzeni B założyliśmy na początku, toteż od razu możemy wykonać następny krok redukcji. Po podstawieniu (8) do (1) działanie S rozpada się na sumę kilku członów, których ze względu na skomplikowaną formę nie będziemy w całości wypisywać. Istotne jest, że podobnie jak dla pięciu wymiarów, występuje tu działanie w czterowymiarowej czasoprzestrzeni, zawierające lagranżjan R_4 dla pola $g_{\mu\nu}$ oraz lagranżjan dla nieabelowego pola cechowania

$$L_{FCC} \sum_a F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu},$$

gdzie

$$F_{\mu\nu}^a \stackrel{\text{df}}{=} \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$$

jest natężeniem pola cechowania o potencjale A_μ^a . Grupa G staje się teraz grupą symetrii wewnętrznych — grupą cechowania dla pól A_μ^a .

Tak wygląda „uogólniony cud” Kaluzy i Kleina: wychodząc z czystego pola grawitacyjnego w przestrzeni o dostatecznie wysokim wymiarze D możemy redukcją do 4 wymiarów wygenerować pola cechowania $F_{\mu\nu}^a$ z dowolną nieabelową grupą symetrii G . W skrócie: symetrie przestrzenne w wymiarach wewnętrznych ujawniają się jako symetrie oddziaływań w zwykłej czasoprzestrzeni. Nie trzeba chyba przekonywać, jak fascynująca jest ta koncepcja.

Na tym etapie teoria Kaluzy-Kleina nie daje jeszcze żadnych nowych przewidywań doświadczalnych. Jej wartość tkwi w elegancji i prostocie konstruowania lagranżjanów dla realistycznej teorii pola. Według niej wszystkie oddziaływania przenoszone są przez pola cechowania i wszystkie te pola unifikują się geometrycznie w pole grawitacyjne w D -wymiarowej przestrzeni. Odtąd nie musimy „wsadzać palcami” kolejnych pól cechowania do lagranżjanu w V_4 — byłoby to pogwałceniem idei unifikacji — przeciwnie, u wyjścia musi być zawsze grawitacja w pewnej V_D , zawierającej przestrzeń wewnętrzną B o zadanej grupie symetrii G .

7. W poszukiwaniu modelu realistycznego

Siłą koncepcji Kaluzy-Kleina jest jej ogólność i elastyczność: jest ona w stanie zmieścić dowolną grupę cechowania. Spróbujmy teraz znaleźć taki model w jej obrębie, który odpowiadałby rzeczywistości światu.

Realistyczna grupa symetrii musi zawierać symetrie chromodynamiki kwantowej i teorii oddziaływań słabych, które można przedstawić jako grupę $G_0 = SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Dla prostoty zakładamy, że $G_0 = G$, gdzie G jest grupą symetrii przestrzeni wewnętrznej B . Szukamy przestrzeni B , w której G_0 działa jako grupa symetrii. Przestrzeni takich jest oczywiście nieskończenie wiele (jest nią np. $B_0 \times R^n$, jeżeli jest nią B_0), szukamy więc przestrzeni o najniższym możliwym wymiarze.

Spróbujmy najpierw znaleźć dla orientacji przykład przestrzeni B z grupą G_0 . Grupa $U(1)$ jest grupą obrotów, jest więc grupą symetrii okręgu S^1 . Grupa $SU(2)$ jest homomorficzna z grupą obrotów $SO(3)$, która opisuje symetrie sfery S^2 . Trochę gorzej jest z grupą $SU(3)$. Można wykazać, że działa ona jako grupa symetrii na zespolonej płaszczyźnie rzutowej CP^2 . Definicja i własności tej przestrzeni nie są nam potrzebne, całkowicie wystarczy informacja, że jest to przestrzeń 4-wymiarowa. A zatem grupa G_0 opisuje symetrie przestrzeni będącej iloczynem kartezjańskim $CP^2 \times S^2 \times S^1$. Ma ona $4+2+1 = 7$ wymiarów.

Na ile przykład ten jest znaczący? Czy istnieją przestrzenie B o wymiarze niższym od 7? Zauważmy, że przestrzeń Minkowskiego, która jest najbardziej symetryczna spośród przestrzeni 4-wymiarowych, ma 10-parametrową grupę symetrii (grupę Poincarégo). Grupa G_0 ma $8+3+1 = 12$ parametrów, toteż musi działać w przestrzeni co najmniej pięciowymiarowej.

Szczegółowa analiza teoriogrupowa przeprowadzona przez Edwarda Wittena wykazała, że nie istnieją przestrzenie pięcio- i sześciowymiarowe o symetrii G_0 , symetrią tą mogą być obdarzone dopiero przestrzenie siedmiowymiarowe. Są to przestrzenie jednorodne, konstruowane jako iloraz grupy G_0 przez jej podgrupę $SU(2) \times U(1) \times U(1)$. Jest ich wiele i można je poklasyfikować; nieliczne z nich mają prostą interpretację geometryczną, np. siedmiowymiarowa sfera S^7 , torus T^7 , przestrzeń $S^5 \times S^2$. Obecnie najczęściej zakłada się, że przestrzeń wewnętrzna B jest sferą S^7 .

Geometryzacja i unifikacja oddziaływań elektroslabych i silnych wymaga zatem istnienia aż 7 dodatkowych mikroskopowych wymiarów przestrzennych. Świat fizyczny miałby zatem aż 11 wymiarów. Liczba 11 jest tu o tyle interesująca, że jeżeli teorię Kaluzy-Kleina budować nie w oparciu o ogólną teorię względności, lecz o supergrawitację (tj. teorię pola z supersymetrią jako symetrią lokalną), to okazuje się, że supergrawitacja nie da się konsekwentnie wprowadzić w przestrzeni o $D > 11$. Przestrzeń jedenastowymiarowa jest więc zarazem „najmniejszą” przestrzenią, w której teoria Kaluzy-Kleina dopuszcza oddziaływania elektroslabe i silne, i „największą” przestrzenią dopuszczającą supergrawitację; koincydencja zaiste intrygująca. Liczba 11, skądinąd zupełnie nieciekawa liczba pierwsza, nabiera wyjątkowego znaczenia.

8. Kwarki i leptony

Według idei Kaluzy-Kleina bozony przenoszące oddziaływania silne, słabe i elektromagnetyczne są odpowiednimi składowymi metryki w przestrzeni V_{11} , co oznacza geometryczną ich unifikację. Ale oprócz oddziaływań mamy jeszcze i cząstki, których oddziaływanie zostały zgeometryzowane, są to fermiony — kwarki i leptony. I tu trzeba od razu powiedzieć, że prawidłowy opis fermionów w ramach redukcji wymiarowej następuje poważne trudności.

Jeżeli w V_{11} uprawiać einsteinowską teorię grawitacji, to nie ma mowy o tym, by uzyskać z niej w „naturalny” (tj. geometryczny) sposób cząstki o spinie połówkowym. Fermiony muszą być do tej przestrzeni „włożone palcami”, co poważnie psuje elegancję teorii i jest występkiem przeciwko samej idei Kaluzy i Kleina. Dlatego też znacznie lepiej jest brać supergrawitację jako teorię fundamentalną, bowiem w niej od początku wmontowana jest symetria pomiędzy bozonami i fermionami. Dla prostoty jednak zacznijmy od teorii bez supersymetrii.

Zakładamy zatem istnienie w V_{11} fermionów o spinie $\frac{1}{2}$ opisywanych polem ψ . Są to cząstki fundamentalne, pozbawione masy, spełniające jedenastowymiarowe równanie Diraca

$$\sum \gamma^A D_A \psi = 0, \quad (9)$$

w którym γ^A są macierzami Diraca, zaś D_A jest tzw. operatorem pochodnej kowariantnej, będącym uogólnieniem pochodnej cząstkowej $\frac{\partial}{\partial x^A}$, koniecznym ze względu na to, że przestrzeń jest zakrzywiona oraz pole ψ jest niezmiennicze wobec transformacji cechowania. Operator równania Diraca możemy rozdzielić na część zewnętrzną i wewnętrzną:

$$\sum_{\mu=0}^3 \gamma^\mu D_\mu(x) \psi(x, y) + \sum_{i=1}^7 \gamma^i D_i(y) \psi(x, y) \equiv \mathcal{D}_4 \psi + \mathcal{D}_{\text{int}} \psi = 0. \quad (10)$$

Operator \mathcal{D}_{int} działa w przestrzeni wewnętrznej B zmiennych y^i i jako operator hermitowski ma zupełny zbiór ortogonalnych funkcji własnych $\phi_n(y)$ o wartościach własnych λ_n

$$\mathcal{D}_{\text{int}} \phi_n = \lambda_n \phi_n.$$

Dzięki temu możemy ψ rozwinąć w uogólniony szereg Fouriera

$$\psi(x, y) = \sum_n \psi_n(x) \phi_n(y). \quad (11)$$

Wstawiając to do (10) otrzymujemy znikanie szeregu

$$\sum_n \phi_n(y) [\mathcal{D}_4(x) \psi_n(x) + \lambda_n \psi_n(x)] = 0.$$

Ortogonalność funkcji ϕ_n daje stąd zwykle równanie Diraca w czasoprzestrzeni,

$$\mathcal{D}_4 \psi_n + \lambda_n \psi_n = 0. \quad (12)$$

Dla obserwatora żyjącego w makroskopowej V_4 i nieświadomego istnienia wyższych wymiarów, obserwowalne są tylko składowe $\psi_n(x)$ pełnego pola ψ ; dla niego opisują one fermiony o masie równej $|\lambda_n|$. Operator \mathcal{D}_{int} działa w zwartej przestrzeni B , zatem jego widmo musi być dyskretne (podobnie jak kwantowanie w pudle wymusza dyskretne wartości energii). Wielkości λ_n mają wymiar masy, czyli cm^{-1} . Operator ten sam z siebie nie wyróżnia żadnej skali mas czy długości, skala taka pojawia się dzięki temu, że działa on w przestrzeni zwartej o rozmiarze rzędu l_p . A zatem albo $\lambda_n = 0$, albo λ_n jest pewną wielokrotnością $1/l_p$, czyli masy Plancka. Fundamentalne pole fermionowe ψ , bezmasowe w przestrzeni V_{11} , w czasoprzestrzeni ukazuje się jako zbiorowisko różnorodnych cząstek o spinie $\frac{1}{2}$, z których jedne są bezmasowe, a pozostałe — superciężkie; najlżejsze z tych ostatnich mają masy rzędu $M_p = 2,18 \cdot 10^{-5}$ g. Istnienie takich superciężkich fermionów, aczkolwiek daleko poza zasięgiem obecnych technik eksperymentalnych, stanowi konkretny test dla teorii Kaluzy-Kleina. A gdzie w tym schemacie umieścić znane nam trzy generacje kwarków i leptonów?

Jak już mówiliśmy, w teorii Kaluzy-Kleina jedynymi wielkościami wymiarowymi są wielkości planckowskie: długości, energii i czasu. Wobec tego wszelkie cząstki są bądź bezmasowe bądź superciężkie. Rozumowanie to opiera się wyłącznie na argumentach wymiarowych i jego słuszność nie ogranicza się tylko do tej teorii. W teoriach wielkiej unifikacji wyróżniona jest energia rzędu 10^{15} GeV, przy której zachodzi zrównanie oddziaływań elektrosłabych z silnymi; w tych teoriach cząstki winny mieć masy albo rzędu 10^{14} GeV albo nie mieć jej wcale. Według aktualnych poglądów wszystkie znane kwarki i leptony zaliczamy do cząstek bezmasowych. Fakt, że z wyjątkiem neutrino(?) kwarki i leptony mają masę spoczynkową, i to dość okazałą, bo dochodzącą do 30 GeV dla kwarka t , tłumaczy się w kwantowej teorii pola działaniem mechanizmu Higgsa — łamaniem odpowiedniej symetrii.

Traktując kwarki i leptony jako bezmasowe ($\lambda_0 = 0$) dochodzimy do wniosku, że równanie Diraca w czasoprzestrzeni

$$\mathcal{D}_4 \psi_0 = 0,$$

musi mieć tyle różnych typów rozwiązań („modów”), ile jest różnych stopni swobody dla tych cząstek. Biorąc 6 kwarków, z których każdy ma 3 kolory i 2 stany spinowe, otrzymamy 36 stopni swobody. Z kolei leptony dzielimy na 3 tryplety; tryplet elektronowy składa się z elektronu lewoskrętnego, prawoskrętnego i neutrino elektronowego, podobnie jest dla trypletu mionowego i taonowego. Daje to 9 modów, w sumie 45 stopni swobody. Z kolei istnienie 45 różnych modów bezmasowych w czasoprzestrzeni jest konsekwencją tego, że w przestrzeni wewnętrznej równanie

$$\mathcal{D}_{\text{int}} \phi_0 = 0$$

ma 45 różnych modów. Innymi słowy, w (11) sumujemy nie tylko po różnych λ_n , ale i po różnych modach odpowiadających tej samej wartości λ .

Powyższy wynik oznacza, że w przestrzeni wewnętrznej B musimy skonstruować co najmniej 45 różnych modów bezmasowych dla równania Diraca. Jeżeli stosować supergravitację, to zamiast pola o spinie $\frac{1}{2}$ musimy używać pola Rarity-Schwingera o spinie $\frac{3}{2}$ i zadanie to staje się nieco łatwiejsze.

Niestety, pojawia się zasadnicza trudność, niezależnie od tego, czy stosujemy teorię Einsteina czy supergravitację, wynikająca z podstawowej własności kwarków i leptonów: fermiony lewoskrętne transformują się przy transformacjach cechowania inaczej niż fermiony prawoskrętne. W teorii Kaluzy-Kleina zarówno lewoskrętne jak i prawoskrętne fermiony są konsekwencją istnienia różnych bezmasowych modów równania Diraca (lub Rarity-Schwingera) w mikroskopowej przestrzeni wewnętrznej. Ale rozróżnienie na cząstki lewo- i prawoskrętne zachodzi dopiero w czasoprzestrzeni Minkowskiego. W przestrzeni wewnętrznej rozróżnienie to nie ma sensu i operator Diraca „nie wie” czy generowany przezeń mod będzie zachowywać się w czasoprzestrzeni jak spinor lewo- czy prawoskrętny przy transformacjach Lorentza. W rezultacie cząstki lewoskrętne i prawoskrętne będą transformować się identycznie względem transformacji cechowania należących do grupy $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Mówiąc inaczej, nie potrafimy dotąd znaleźć geometrycznej przyczyny występującej w przyrodzie różnicy pomiędzy fermionami o różnej skrętności. Jest to bardzo poważna trudność teorii Kaluzy-Kleina.

9. Kłopoty niekwantowej teorii Kaluzy-Kleina

Słońce nie zawsze świeci w dodatkowych wymiarach. Nie tylko fermiony przysparzają ogromnych kłopotów zwolennikom wielowymiarowego świata, trudności pojawiają się również na poziomie czysto klasycznym.

Przypomnijmy, że według teorii Kaluzy-Kleina świat, w którym żyjemy, jest pewną realizacją pola grawitacyjnego w przestrzeni V_{11} . Ta wyjściowa przestrzeń jest pusta — materia pojawia się dopiero w czasoprzestrzeni (będącej podprzestrzenią w V_{11}) wskutek redukcji wymiarowej. Sposoby oddziaływania pomiędzy różnymi formami materii są uwarunkowane symetriami przestrzeni wewnętrznej. Gdyby przestrzeń ta miała inne symetrie, to obserwowalibyśmy całkowicie odmienne oddziaływania cząstek elementarnych. Obraz niewątpliwie frapujący, ale czy wewnętrznie spójny?

Jak już mówiliśmy, w teorii pięciowymiarowej równania Einsteina mają rozwiązanie, które z oczywistych względów nazywamy podstawowym: czasoprzestrzeń jest przestrzenią Minkowskiego \mathfrak{M}_4 , pole elektromagnetyczne znika, a skalarne jest stałe; zapisaliśmy to rozwiązanie w postaci $V_5 = \mathfrak{M}_4 \times S^1$.

Dla większej liczby wymiarów stan podstawowy definiujemy analogicznie — jest nim przestrzeń $V_D = \mathfrak{M}_4 \times B$, której metrykę otrzymujemy kładąc w (8) $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ oraz $A_\mu^a = 0$, czyli

$$\bar{g}_{AB}(x, y) = \begin{pmatrix} \eta_{\mu\nu} & 0 \\ 0 & \gamma_{ij}(y) \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Spójność wymaga, by ta metryka była rozwiązaniem próżniowych równań Einsteina w V_D . Równania $R_{AB} = 0$ dla metryki (13) redukują się do równań Einsteina dla metryki γ_{ij} przestrzeni wewnętrznej,

$$R_{ij}(\gamma) = 0. \quad (14)$$

Przestrzeń wewnętrzna B poddana jest zatem trzem zbiorom równań:

a) równaniom Einsteina (14),

- b) relacjom komutacyjnym (7) dla operatorów T_a grupy G ,
 c) aby grupa G była grupą symetrii przestrzeni B , spełnione muszą być równania Killinga.

Istnieje twierdzenie (V. Moncrief), że dla przestrzeni zwartej te 3 zbiory równań są niezgodne, jeżeli G jest nieabelowa. A zatem przestrzeń $\mathfrak{M}_4 \times B$ nie może być rozwiązaniem próżniowych równań Einsteina. Zakwestionowanie któregokolwiek z powyższych równań oznacza podważenie definicji stanów próżniowych dla pól fizycznych, odrzucenie nieabelowych pól cechowania lub samych równań Einsteina.

Większość autorów stara się prześlizgnąć nad tą niespójnością teorii, wykonując możliwie szybko redukcję wymiarową i unikając odpowiedzi na pytanie, czy proces tej redukcji jest przemienny z procesem rozwiązywania równań wyjściowej teorii. W literaturze występują trzy sposoby usunięcia tej niekonsystencji.

1. Redukcja wymiarowa jest zabiegiem, którego jedynym celem jest wygenerowanie efektywnej realistycznej teorii pola w czterech wymiarach; jest wówczas rzeczą nieistotną, czy równania teorii wyjściowej są spełnione, bowiem dodatkowe wymiary mają charakter czysto pomocniczy. Jest to sposób skuteczny, ale wszelka unifikacja jest z góry wykluczona.
2. Wyższe wymiary rzeczywiście istnieją, ale przestrzeń nie jest pusta — występuje jakaś materia, której obecność modyfikuje zbiór równań teorii i zapewnia ich zgodność. Unifikacja zostaje, częściowo przynajmniej, ocalona, lecz za cenę wprowadzenia *ad hoc* materii, łamiącej podstawowe postulaty teorii.
3. Wyjściową teorią jest teoria pola grawitacyjnego w fizycznie realnej przestrzeni wielowymiarowej. Efekty kwantowe modyfikują klasyczne równania pola dając spójny opis dynamiczny. To podejście wydaje się najwłaściwsze; niestety dotychczasowe wyniki nie są zbyt zachęcające.

Ostatnio (1984) Steven Weinberg wysunął myśl, że w wyższych wymiarach świat może nie być przestrzenią Riemanna, tylko tzw. *przestrzenią ze skrzyżowaniem*⁷. Oznacza to rezygnację w dodatkowych wymiarach z lokalnej symetrii obrotowej na rzecz innej, nieznannej jeszcze symetrii. I tu daleko jeszcze do jakichś konkretnych rezultatów.

10. Kwantowa wersja teorii

Dotychczas bardzo niewiele mówiliśmy o kwantowej wersji teorii Kaluzy-Kleina. Sam fakt, że rozmiary przestrzeni wewnętrznej powinny być rzędu długości Plancka, a nie dużo większe, wskazuje, że efekty kwantowe będą nader istotne. Większość ekspertów uważa też, że trudności teorii niekwantowej wskazują jedynie na konieczność przejścia do teorii skwantowanej, a nie na wadę teorii jako takiej. Pogląd ten wydaje się dość uzasadniony, niestety, zrealizowaniu go stoi na przeszkodzie trudność zasadnicza — nie mamy konsekwentnej kwantowej teorii grawitacji. W jej braku można wykonywać jedynie obliczenia poprawek kwantowych w przybliżeniu jedno- lub więcej pętlowym. Przy tym poprawki z większą liczbą pętli są nie tylko skrajnie trudne do wyliczenia, ale przede wszystkim pozabawione znaczenia, gdyż kwantowa teoria grawitacji nie jest renormalizowalna.

Dotychczasowe wyniki wskazują, że wprowadzenie kwantowych pól materii daje zmo-

⁷ S. Weinberg, *Phys. Lett.* **138 B**, 47 (1984) (przyp. Red.).

dyfikowane równania dynamiczne, których jednym z rozwiązań jest pożądana przestrzeń $\mathfrak{M}_4 \times S^7$. Co więcej, pola te wywołują kompaktyfikację, tzn. okazuje się, że przestrzeń wewnętrzna musi być zwarta i nie trzeba tego zakładać z góry, co jest konieczne w teorii niekwantowej. Niestety, aby otrzymać promień tej sfery zbliżony do l_P , konieczna jest olbrzymia liczba tych pól, idąca w dziesiątki tysięcy. Jest to wynik mocno nierealistyczny.

Powstrzymajmy się w tym momencie od dalszego omawiania teorii kwantowej, w której techniczny formalizm rachunkowy wyraźnie przeważa nad dogłębnym zrozumieniem treści fizycznej. Jak już mówiliśmy, teoria Kaluzy-Kleina nie przewiduje jak dotąd żadnych nowych obserwowalnych efektów, toteż akceptacja jej wymaga pewnego zaufania *a priori*. Na zakończenie zacytujmy opinię jednego z ekspertów, Alana Chodosa z Yale University. „Nie ulega wątpliwości, że dla wielu fizyków ma ona estetyczny urok, musimy jednak poczekać, aby dowiedzieć się, czy ostateczny opis Przyrody zawierać będzie dodatkowe wymiary przestrzeni, czy też idea Kaluzy-Kleina, aczkolwiek elegancka, nie okaże się jeszcze jedną miłą twarzą, która wyłoniła się z tłumu, by po chwili zniknąć w nim ponownie”.

R Ó Ź N E

*Jerzy Kołodziejczak*Komitet Fizyki PAN
Warszawa

Stan i kierunki rozwoju fizyki w Polsce *
Present State and General Trends in Development
of Physics in Poland

Abstract: The major topics in research and general trends in development of physical sciences in Poland are described.

1. Wstęp

Referat niniejszy opracowany został na podstawie szczegółowej analizy sytuacji w poszczególnych działach fizyki, przeprowadzonej przez specjalistyczne sekcje Komitetu Fizyki PAN. Analizę tę, za okres od II Kongresu Nauki Polskiej przeprowadziły: Sekcja Fizyki Fazy Skondensowanej, Sekcja Fizyki Jądrowej, Sekcja Fizyki Molekularnej, Sekcja Optyki i Spektroskopii oraz Zespół ds. Wydawnictw i Informacji Naukowej. Ramy referatu pozwalają jedynie na dokonanie pewnej syntezy bardzo obszernych i szczegółowych opracowań wykonanych przez powyższe sekcje.

Stan i rozwój fizyki w Polsce od czasu II wojny światowej do r. 1979 został obszernie omówiony w moim referacie, wygłoszonym na XXVI Zjeździe Fizyków Polskich w Toruniu w 1979 r. (*Postępy Fizyki* 31, 533 (1980); 32, 151 (1981)). Niezależnie od tego, obszerne opracowanie rozwoju fizyki jądrowej w Polsce zostało dokonane przez prof. Z. Wilhelmię (*Postępy Fizyki* 34, 267 (1983)). W części dotyczącej lat ostatnich, wiele z treści tych opracowań zachowało swą aktualność do chwili obecnej. W świetle powyższego wydaje się uzasadnione przedstawienie obecnie jedynie syntetycznego ujęcia problemów rozwoju fizyki w Polsce i to za okres tylko ostatnich lat, przy znacznym skoncentrowaniu uwagi na perspektywach.

Jak wynika z analizy aktualnego stanu fizyki w świecie i jej tendencji rozwojowych, ustalenia II Kongresu Nauki Polskiej co do kierunków rozwoju fizyki w Polsce okazały się

* Referat przygotowany na III Kongres Nauki Polskiej (przyp. Red.).

w większości przypadków trafne. Ustalenia te, uwzględniając istniejące już w Polsce silne szkoły naukowe, objęły wszystkie najważniejsze działy fizyki takie jak:

- 1) doświadczalną i teoretyczną fizykę jądra atomowego i cząstek elementarnych,
- 2) fizykę atomową i molekularną oraz optykę kwantową,
- 3) fizykę ciała stałego ze szczególnym uwzględnieniem półprzewodników, dielektryków, magnetyków oraz nadprzewodników,
- 4) fizykę stanów ekstremalnych materii,
- 5) obserwacyjne i teoretyczne badania w dziedzinie astronomii i związanych z nią działach fizyki.

Ustalenia II Kongresu Nauki Polskiej uwzględniły fakt, że fizyka z natury rzeczy jest najbardziej podstawową nauką przyrodniczą, której przedmiotem badań są zagadnienia związane z najbardziej fundamentalnymi prawami rządzącymi światem materii nieożywionej. Odkrycia fizyki w zakresie takich elementarnych pojęć jakimi są czas, przestrzeń, energia, materia, symetria itp. wywierają ogromny wpływ nie tylko na poszerzenie wiedzy o otaczającym nas świecie, ale decydują o powstawaniu nowych kierunków filozoficznych oraz rozwoju naukowego światopoglądu i tym samym, mówiąc najogólniej, stanowią istotny czynnik kulturotwórczy. Ostatni Kongres Nauki Polskiej, widząc tę rolę fizyki, nie pominął jednak jej równie ważnej roli, jaką jest stwarzanie naukowych podstaw dla światowego postępu technicznego. Ta rola fizyki, związana z praktycznym wykorzystaniem jej odkryć, powoduje zaliczenie tej nauki do grupy istotnych czynników decydujących o rozwoju cywilizacji naukowo-technicznej ludzkości.

Te właśnie dwa oblicza fizyki stanowiły na II Kongresie punkt wyjścia przy ustalaniu kierunków badań fizycznych w Polsce. W kierunkach tych uwzględnione zostały zagadnienia teoretyczne o znaczeniu najbardziej fundamentalnym dla poznania i zrozumienia świata materialnego, takie jak struktura czasoprzestrzeni i teoria grawitacji, elementarna struktura materii, unifikacja znanych oddziaływań fizycznych, ewolucja Wszechświata jako całości itp. Z drugiej strony uwzględniono w tematyce badawczej te działy fizyki, które dostarczają wiedzy bezpośrednio związanej z rozwojem techniki jako takiej oraz postępem technicznym w innych dyscyplinach naukowych. Ze względu na ten właśnie szeroki zakres oddziaływania fizyki i jej wpływ na rozwój takich nauk jak astronomia, biologia, chemia, medycyna, różne nauki techniczne itd., może fizyka być uważana za jeden z najbardziej interdyscyplinarnych działów nauki.

2. Obecny stan; ocena realizacji ustaleń II Kongresu Nauki Polskiej w odniesieniu do poszczególnych działów fizyki

2.1. Fizyka wysokich energii i cząstek elementarnych oraz fizyka jądrowa niskich energii

Badania w dziedzinie szeroko pojętej fizyki jądrowej obejmowały tematykę z zakresu fizyki wysokich energii i cząstek elementarnych oraz z zakresu fizyki jądrowej niskich energii, tj. jądra atomowego.

W fizyce wysokich energii i cząstek elementarnych nastąpił na świecie po 1974 r. burzli-

wy rozwój zupełnie nowych kierunków badawczych jak np.: badania kwarków, gluonów i bozonów przenoszących słabe oddziaływania. Fizycy polscy włączyli się bardzo intensywnie do tych nowych badań, choć nie mogły one być zawarte w kierunkach rekomendowanych wcześniej przez II Kongres Nauki Polskiej. Rozwinęły się zwłaszcza w ostatnich latach w świecie, a także w kraju, badania nowych rodzajów cząstek fundamentalnych. Z tych badań wyłania się doniosła synteza różnych typów oddziaływań występujących w przyrodzie. Jest to zatem okres wielkiej przemiany w rozwoju fizyki. Zmienia się także charakter badań eksperymentalnych, które jeszcze w silniejszym stopniu wymagają wykorzystania wielkich urządzeń doświadczalnych znajdujących się w międzynarodowych centrach badawczych, takich jak Europejski Ośrodek Badań Jądrowych (CERN) w Genewie. Ponadto, na styku fizyki cząstek elementarnych i fizyki jądrowej wyłoniła się ostatnio nowa dziedzina fizyki, relatywistyczna fizyka jądrowa, fizyka oddziaływań jonów wielkiej energii, która jest uprawiana w Polsce głównie dzięki współpracy międzynarodowej skupionej wokół Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej.

Fizyka wysokich energii — to obecnie uznana w skali międzynarodowej polska specjalność. Wśród krajów socjalistycznych, polska fizyka wysokich energii zajmuje drugie po ZSRR miejsce. Obecną pozycję osiągnęła ona dzięki powstaniu dwóch silnych szkół naukowych: w Krakowie i w Warszawie. Utworzenie tych szkół oraz wysoka opinia o pracach fizyków polskich umożliwiły dostęp do wielkich akceleratorów w międzynarodowych i zagranicznych ośrodkach badawczych. Partnerskie uczestnictwo w programach badawczych jest możliwe dzięki budowaniu w kraju części aparatury dla rejestracji i przebiegu badanych zjawisk. W wyniku prowadzonych badań uzyskano szereg fundamentalnych rezultatów, zarówno eksperymentalnych jak i teoretycznych. Dla przykładu, odkrycie materii hiperjądrowej w Polsce doprowadziło do powstania nowego działu fizyki jądrowej, któremu obecnie poświęcone są tysiące prac, a wyniki są przedmiotem wchodzącym do podręczników współczesnej fizyki. Fizyka wielkich energii jest działem nauki o charakterze podstawowym, a nie stosowanym. Ze względu jednak na stosowane najwyższej miary technologie i techniki staje się ona źródłem postępu technicznego. Niestety, temu ważnemu kierunkowi polskiej fizyki nie stworzono w ostatnich latach należytych warunków rozwoju. Ta dziedzina nauki, która wszędzie w świecie wymaga intensywnej międzynarodowej współpracy, ale także międzynarodowego współzawodnictwa, może się należycie rozwijać w Polsce jedynie pod warunkiem zapewnienia niezbędnej aparatury i środków obliczeniowych w kraju.

Według ustaleń II Kongresu Nauki Polskiej fizyka jądra atomowego została zaliczona do priorytetowych kierunków badań fizycznych. Była ona finansowana w ramach problemów: węzłowego 04.3 i międzyresortowego MR.1.5.

W uchwałach II Kongresu postulowane było wyposażenie placówek naukowych w nowoczesną aparaturę i urządzenia. W związku z tym podjęto budowę dwóch instalacji akceleratorowych: podwójnego cyklotronu ciężkich jonów (AJC 144) w Krakowie oraz cyklotronu ciężkich jonów (C-200) w Warszawie. Kryzys ekonomiczny spowodował zahamowanie obydwu inwestycji. W Krakowie próby z wiązką wewnętrzną przewidziane są dopiero w przyszłym roku, a budowa cyklotronu w Warszawie napotyka wciąż na trudności — uwagi na brak ostatecznych decyzji władz w tej sprawie.

Mimo tych trudności polska fizyka jądrowa zrealizowała przy największym wysiłku

i zaangażowaniu swojej kadry większość planowanych badań naukowych. Było to możliwe dzięki wychowanej wcześniej licznej i dobrej kadrze naukowej i szerokiej współpracy międzynarodowej. Należy podkreślić tu znaczenie udziału ZIBJ w Dubnej dla rozwoju fizyki jądrowej w Polsce.

Prowadzono teoretyczne i doświadczalne prace nad:

- 1) stanami kolektywnymi jąder atomowych, również przy wysokich obrotach i wysokich energiach wzbudzenia,
- 2) emisją cząstek z wysoko wzbudzonych stanów oraz rozszczepieniem jąder,
- 3) pełną i niepełną syntezą jąder i układami quasimolekularnymi,
- 4) głęboko nieelastycznymi reakcjami, „break-up” i przekazu,
- 5) jądrami dalekimi od ścieżki trwałości i jądrami najcięższymi,
- 6) gigantycznymi rezonansami.

Badania te stanowią istotny wkład fizyków polskich do światowej nauki tego okresu. Wiele z nich weszło na trwałe do podręczników i monografii tej dziedziny.

Ponadto należy podkreślić, że zarówno fizyka cząstek elementarnych jak i fizyka jądrowa często przekazywały wysoko zaawansowane technologie do innych dziedzin nauki i do przemysłu, czego przykładem może być technologia elektroniki systemu CAMAC, która stała się przedmiotem eksportu. W laboratoriach fizyki jądra atomowego zrodziły się nowe w Polsce dziedziny fizyki technicznej: fizyka reaktorowa, fizyka plazmy gorącej, fizyka akceleratorów, geofizyka jądrowa. Tutaj rozwinęły się także i są szeroko stosowane w różnych naukach i w technice rozmaite metody jądrowe — metoda neutronowa, aktywacyjna mössbauerowska, rezonansu jądrowego.

2.2. Fizyka molekularna

Obok fizyki jądrowej, fizyki półprzewodników i fizyki magnetyków, fizyka molekularna była szeroko rozwijającą się w kraju dziedziną, wypełniając tym samym ustalenia II Kongresu Nauki Polskiej. W szeregu specjalności, polska fizyka molekularna osiągnęła lub utrzymała najwyższy poziom światowy. Należą do nich dokładne obliczenia potencjałów molekularnych, teoria zjawisk nieliniowych, badania układów jednowymiarowych, dynamiki sieci i molekularnych mechanizmów przemian fazowych, fotofizyka i inne. Nie wszystkie z nich były zawarte w wytyczonych przez II Kongres kierunkach rozwoju fizyki, a ich podjęcie w kraju wynikało z szybkiego rozwoju lub intensyfikowania nowych kierunków badawczych w nauce światowej, takich jak np. magnetyzm molekularny, dynamika cieczy i roztworów, rozwój teorii przejść bezpromienistych, czy też z szerokiego przeniesienia metod rezonansowych i radiospektroskopowych do praktycznych zastosowań, np. medycznych.

Ogólnym celem fizyki molekularnej jest badanie prostych układów molekularnych i układów modelowych oraz przenoszenie tych wyników do badania właściwości i oddziaływań w złożonych układach takich jak np. polimery, węgle, struktury białkowe i krystaliczne, a końcowym celem może być nawet śledzenie tkanki żywej. Tym samym fizyka molekularna operuje często na pograniczu innych dyscyplin naukowych takich jak chemia, fotochemia, biofizyka i biochemia, biologia molekularna, a nawet medycyna. Ten wybitnie

interdyscyplinarny charakter fizyki molekularnej uległ wyraźnemu wzmocnieniu w ostatnim dziesięcioleciu, szczególnie na styku z biofizyką i fotochemią, a w zastosowaniach praktycznych — z medycyną (rozwój podstaw konstrukcyjnych polskiego tomografu).

Badania w dziedzinie fizyki molekularnej w Polsce prowadzone były w 58 laboratoriach, skupionych głównie w siedmiu ośrodkach: poznańskim, wrocławskim, krakowskim, warszawskim, toruńskim, gdańskim i łódzkim. Ośrodek poznański zajmuje się radiospektroskopią i optyką nieliniową; ośrodek wrocławski spektroskopią i kryształami molekularnymi; ośrodek warszawski specjalizuje się w teorii oddziaływań molekularnych, spektroskopii molekularnej i fotofizyce; ośrodek krakowski zajmuje się radiospektroskopią oraz kryształami molekularnymi, stosując spektroskopię optyczną i rozpraszanie neutronów; ośrodek toruński jest tradycyjnie związany z metodami optyki układów molekularnych; ośrodek gdański rozwija akustykę molekularną oraz spektroskopię molekularną i wreszcie ośrodek łódzki zajmuje się polimerami. W każdym z ośrodków rozwijane były techniki eksperymentalne i metody nowoczesnej teorii. Finansowanie prac w zakresie fizyki molekularnej odbywało się poprzez problemy międzyresortowe: MR.1.9, MR.1.5 i MR.1.4.

Mimo iż fizyka molekularna jest dziedziną stostunkowo tanią, gdyż nie wymaga ona gigantycznych instalacji, a o randze wyników decyduje raczej finezyjność koncepcji i stosowanych metod, to jednak jej rozwój w ostatnich latach był wyraźnie hamowany przez braki w nowoczesnej aparaturze badawczej (w szczególności w szybkiej elektronice) i niedorozwój w kraju metod spektroskopii laserowej i kriogeniki.

Postanowienia II Kongresu Nauki Polskiej dotyczyły również rozwoju badań kriogenicznych, które powinny rozwijać się przy wykorzystaniu helu w Odolanowie. Dlatego zorganizowano placówkę IFM PAN przy Zakładzie Odazotowania Gazu Ziemi w Odolanowie, której celem jest opracowanie techniki najniższych temperatur i wykorzystanie jej w nauce polskiej. Tematyka prowadzona pod tym kątem jest jak na razie skromna, gdyż placówka ta jest w początkowej fazie rozwoju.

2.3. Fizyka ciała stałego

Szczególne znaczenie fizyki ciała stałego polega na jej ogromnym wpływie na rozwój nowoczesnej techniki. W dziedzinie tej zaciera się granica pomiędzy badaniami o charakterze poznawczym i stosowanym. Obok fizyki jądrowej, fizyka ciała stałego wywarła ogromny wpływ na rozwój cywilizacji naukowo-technicznej i przemysłowej świata w drugiej połowie XX wieku. Związane to jest w szczególności z trwającą ciągle jeszcze rewolucją w dziedzinie nowoczesnej elektroniki, której naukowe podstawy stworzone zostały w rezultacie przełomowych odkryć w dziedzinie fizyki półprzewodników, magnetyków i dielektryków. Rewolucja w elektronice doprowadziła do powstania całkowicie nowych dziedzin naukowo-technicznych wywierających zasadniczy wpływ na rozwój współczesnego świata. Wystarczy wymienić tu przykładowo informatykę, nowoczesną telekomunikację z wykorzystaniem dla jej potrzeb techniki satelitarnej, osiągnięcia w dziedzinie automatyzacji i sterowania procesami produkcyjnymi, rozwój badań kosmicznych i inne. To znaczenie fizyki ciała stałego zostało dostrzeżone przez II Kongres Nauki Polskiej, który sformułował kierunki rozwoju tego działu fizyki w Polsce. Obecnie, z perspektywy czasu, można stwier-

dzić, że wytyczone przez Kongres zadania badawcze były w zasadzie zgodne z tendencjami światowymi. Do głównych kierunków fizyki ciała stałego rozwijanych w Polsce należały: fizyka półprzewodników, magnetyków i dielektryków powiązana z badaniami strukturalnymi, fizyką wzrostu kryształów oraz fizyką powierzchni i granic międzycząsteczkowych. W dziedzinie badań półprzewodnikowych na pierwszy plan wysunęła się tematyka:

— Badania strukturalne ze szczególnym uwzględnieniem realnej struktury kryształów oraz analizy powstawania defektów. Ten rodzaj badań ma podstawowe znaczenie dla doskonalenia procesów krystalizacji oraz metod kontroli jakości niezbędnych dla rozwoju technologii materiałów wykorzystywanych w elektronice.

— Badania dynamiki swobodnych elektronów w półprzewodnikach ze szczególnym uwzględnieniem struktury pasmowej oraz procesów rozproszeniowych. Obok podstawowego znaczenia poznawczego tej tematyki odnotować tu trzeba również jej znaczenie praktyczne związane z faktem, że „ruchliwość” elektronów jest czynnikiem determinującym wiele praktycznych zastosowań półprzewodników.

— Badania roli elektronów związanych z domieszkami i defektami sieci. Ten kierunek badań ściśle wiąże się z własnościami optycznymi półprzewodników. Szczególne znaczenie praktyczne w tzw. optoelektronice mają własności luminescencyjne półprzewodników zdeterminowane przez elektronowe procesy rekombinacji promienistej i bezpromienistej.

— Otrzymywanie materiałów półprzewodnikowych o nowych własnościach. W tej dziedzinie nastąpił zainicjowany w Polsce intensywny rozwój technologii tzw. półprzewodników półmagnetycznych łączących w sobie cechy materiałów półprzewodnikowych i magnetycznych.

W powyższych badaniach stosowane były różnorodne techniki eksperymentalne ze szczególnym uwzględnieniem rentgenowskich i elektronowo-mikroskopowych, metod elektrycznych, wielu technik spektroskopowych obejmujących szeroki przedział widmowy, technik mikrofalowych. Badania prowadzone były w różnorodnych warunkach uwzględniających wysokie ciśnienie, niskie temperatury, silne pola elektryczne i magnetyczne.

Tematyka półprzewodnikowa realizowana była przede wszystkim w ośrodku warszawskim stanowiącym główny ośrodek badań podstawowych jak i stosowanych w tej dziedzinie. Poprzez system koordynacji badań, do współpracy zaangażowane były również zespoły badawcze z innych ośrodków takich jak wrocławski, katowicki, krakowski, lubelski i toruński.

W dziedzinie fizyki magnetyków badania koncentrowały się na poznaniu struktury elektronowej dwóch dużych grup materiałowych:

— materiałów monokrystalicznych *d* i *f* elektronowych, głównie związków międzymetalicznych aktynowców i lantanowców oraz materiałów tlenkowych,

— materiałów z zaburzonym porządkiem krystalicznym i magnetycznym m. in. materiałów amorficznych i szkieł spinowych.

Istotne znaczenie, zarówno poznawcze jak i praktyczne miały badania procesów magnesowania w wymienionych wyżej grupach materiałowych, w powiązaniu z badaniami zmian struktury domenowej pod wpływem pola magnetycznego i temperatury.

Opracowano szereg nowych technologii wytwarzania materiałów magnetycznych i rozwinięto nowe metody badawcze, jak np. spektroskopia elektronów tunelujących czy ory-

ginalna w skali światowej metoda obserwacji struktur domenowych, opierające się na kriokondensacji cząstek tlenu.

Z wielu ważnych wyników uzyskanych w omawianym okresie na szczególne podkreślenie zasługują:

- odkrycie gigantycznej anizotropii i magnetostrykcji w związkach lantanowców,
- określenie mechanizmów determinujących właściwości magnetoelastyczne stopów amorficznych,
- odkrycie współistnienia magnetyzmu i nadprzewodnictwa w Y_4Co_3 .

Badania w dziedzinie fizyki magnetyków realizowane były w Polsce w licznych ośrodkach. Rozwinęły się one do szczególnie wysokiego poziomu w ośrodku warszawskim, wrocławskim, krakowskim, poznańskim i katowickim.

W omawianym okresie zaznaczył się również bardzo wyraźnie w Polsce rozwój badań w dziedzinie ferroelektryków. Uzyskane tu rezultaty, oprócz dużego ich znaczenia dla nauki jak np. badania tzw. faz niewspółmiernych czy odkrycie nowych ferroelektryków, znalazły również zastosowanie w praktyce. Wiodąca rola w dziedzinie fizyki ferroelektryków przypadła w udziale ośrodkom wrocławskiemu i poznańskiemu.

Od czasu II Kongresu Nauki Polskiej pomyślnie rozwijane były badania strukturalne stanowiące pomost pomiędzy różnymi kierunkami fizyki ciała stałego. Badania realnej struktury kryształów i jej wpływu na fizyczne własności materiałów, stały się polską specjalnością. Na podkreślenie zasługuje w tej dziedzinie rozwinięcie szeregu nowych metod badawczych, zwłaszcza rentgenowskich, elektronowo-mikroskopowych, neutronowych, rezonansowych, ultradźwięków, implantacyjnych. Badania mikrostruktury i mikrodynamiki ciał stałych prowadzono również metodami fizyki jądrowej. Stosowano metody spektroskopii mössbauerowskiej, zaburzonych korelacji i rozkładów kątowych promieniowania γ oraz anihilacji pozytonów. Badania te rozwinęły się szczególnie w ośrodkach warszawskim, krakowskim, wrocławskim i lubelskim.

Na rozwój fizyki ciała stałego w Polsce istotny wpływ miały badania prowadzone w stacjach ekstremalnych, a w szczególności niskich temperaturach i pod wysokimi ciśnieniami. Uzyskano interesujące rezultaty w zakresie własności fizycznych nowych nadprzewodników o strukturze A-15 i faz Chevrela. Powstały nowe techniki oraz konstrukcje aparaturowe niezbędne do badań wysokociśnieniowych.

Ważnym dla fizyki ciała stałego kierunkiem stały się badania przejść fazowych zarówno krystalicznych jak i magnetycznych.

Podsumowując można stwierdzić, że ustalenia wynikające z obrad II Kongresu Nauki Polskiej, w odniesieniu do fizyki ciała stałego, zostały prawie w pełni zrealizowane. Kierunki badań odpowiadały aktualnym tendencjom światowym. Ich zakres jednak mógłby być szerszy, gdyby nie drastyczne ograniczenia, od połowy lat 70-tych, dotacji dewizowych na zakup unikalnej aparatury, książek i czasopism naukowych. Utrzymanie w niektórych dziedzinach światowego poziomu stało się możliwe dzięki szeroko rozwiniętej współpracy międzynarodowej umożliwiającej naszym fizykom dostęp do najlepiej wyposażonych laboratoriów świata. Mimo to jednak, na szereg ważnych kierunków badawczych niedoinwestowanie wywarło negatywny wpływ w sposób bardzo znaczący. W dalszym ciągu obserwuje się niedorozwój fizyki metali. Niedostatecznie również rozwinęła się tak ważna tematyka

jąką jest fizyka powierzchni i granic międzyfazowych. Szczególnie negatywne skutki w zakresie powiązań fizyki ciała stałego z potrzebami polskiego przemysłu elektronicznego wynikały z drastycznego niedorozwoju w dziedzinie fizyki wzrostu kryształów, wymagającej nowoczesnej i kosztownej technologicznie aparatury naukowej.

2.4. Optyka i spektroskopia

W zakresie optyki i spektroskopii, II Kongres Nauki Polskiej postulował rozwój w trzech głównych kierunkach: spektroskopia atomowa, spektroskopia molekularna, optyka nieliniowa i kwantowa wraz z holografią.

Biorąc pod uwagę obecny stan optyki i spektroskopii w Polsce, można stwierdzić istotny postęp we wszystkich powyższych kierunkach badawczych. Nasi fizycy zajmujący się tą dziedziną wiedzy utrwalili swoją mocną pozycję w fizyce światowej. Ustalenia II Kongresu Nauki nie sprawdziły się głównie w zakresie wyposażenia laboratoriów w aparaturę badawczą. Z najważniejszych urządzeń fizycy nie otrzymali akceleratora jonów do badań metodą wiązka-tarcza, przestrajalnych laserów barwnikowych wysokiej klasy, wielu spektrometrów, a przede wszystkim spektrometrów fourierowskich oraz optycznych analizatorów wielokanałowych. Brakowało również wielu innych urządzeń laserowych, optoelektronicznych i innych, w tym także małych komputerów wyposażonych w *interface* do pracy *on line*. Braki te zahamowały poważnie badania. Niektóre odkrycia i zdobycze naukowe fizyków polskich, mimo przedstawionych niesprzyjających warunków finansowania, są jednak wysokiej rangi. Osiągnięcia te dokonane były dużym wysiłkiem zarówno w kraju jak i we współpracy z ośrodkami zagranicznymi, która przyczyniła się do utrzymania wysokiego poziomu i prestiżu nauki polskiej w dziedzinie optyki i spektroskopii w skali światowej. Osiągnięciami takimi w ośrodku poznańskim są: teoria stanów ścięzionych samoundukowanych zmianą fazy wiązki laserowej (*self-squeezing*) propagowanej w ośrodku nieliniowym, opracowanie teorii lasera wielofotonowego, badania dynamiki reakcji chemicznych i izomerycznych w układach biologicznych, osiągnięcia w rozwoju i badaniach stechiometrycznych materiałów laserowych, synteza i hodowla kryształów stechiometrycznych, uzyskanie akcji laserowej w zakresie widzialnym na centrach barwnych, odkrycie przestrajalnego lasera na kryształach szmaragdu na przejściach wibracyjnych (patent), badania zjawiska sprzężenia fazowego w układach molekularnych umożliwiające separację funkcji korelacji pojedynczych molekuł i oddziaływań międzymolekularnych, opracowanie autokorelatora pojedynczego impulsu laserowego do pomiaru ultrakrótkich impulsów, opartego na zjawisku sprzężenia fazowego. Z innych ośrodków na podkreślenie zasługuje opracowanie interferometrycznej metody aktywnej modulacji fazowej lasera barwnikowego (Warszawa), uruchomienie produkcji linii technologicznej światłowodów do celów telekomunikacji (Lublin). Znaczące są osiągnięcia optyki kwantowej (Warszawa) oraz atomowej (metody stochastyczne, zjawisko odwracania czoła fali, statystyka światła itp. — Toruń, Kraków), a także w zakresie laserów barwnikowych (Toruń, Kraków, Warszawa). Obecnie wiele ośrodków optyki i spektroskopii dysponuje aparaturą laserową, głównie zbudowaną w kraju, z niewielką ilością importowanych podzespołów. Dobrze jest również zaopatrzenie w lasery jonowe typu XLA 120 produkcji zakładów Carl Zeiss Jena. Zbudowane własnymi siłami układy na ogół odbiegają jed-

nak daleko od klasy urządzeń produkowanych za granicą, głównie z powodu braku takich elementów jak lampy błyskowe i łukowe o działaniu ciągłym, specjalne siatki dyfrakcyjne i wiele innych nie wytwarzanych w kraju elementów optycznych. Trudności aparaturowe pogłębiły się znacznie w ostatnich kilku latach wobec niemal całkowitego braku dewiz. Nie rozwinął się w kraju przemysł optyczny w zakresie laserów i innej aparatury pomiarowej. Zapoczątkowana przez PZO produkcja niektórych laserów zmalała do zera, a wyśiłki COBRABiD-u, wobec niewystarczającego zaplecza technicznego są niewpółmierne do potrzeb. Trzeba tu podkreślić, że niektóre opracowania były zupełnie udane, jak np. monochromatory, oświetlacze, zasilacze do laserów, mierniki mocy promienistej z COBRABiD-u, czy też zestawy holograficzne z PZO. Niestety ich produkcja ograniczała się częstokroć do wypuszczenia serii informacyjnej bez kontynuacji w następnych latach. Zespoły badawcze zdane są więc w dużym zakresie na własne opracowania aparaturowe, które trwają jednak długo i pochłaniają wiele cennego czasu, który powinien być wykorzystany na badania podstawowe. Zasadniczo w kraju nie wytwarza się aparatury spektroskopowej. Jej głównym dostawcą jest NRD i ZSRR. Możliwości zakupu tej aparatury z innych krajów są znikome. Dalszy rozwój badań eksperymentalnych jest więc w dużej mierze uzależniony od budowy własnej aparatury w produkcji małoseryjnej. Należy zaznaczyć tu, że obecnie istnieje wiele gotowych i stosunkowo dobrych opracowań krajowych, które nie są jednak produkowane w większych seriach.

3. Perspektywy rozwoju badań w dziedzinie fizyki, wynikające z ich aktualnego stanu w Polsce, tendencji światowych oraz potrzeb społeczno-gospodarczych w kraju

Główne kierunki badań w naukach fizycznych, rekomendowane przez II Kongres Nauki Polskiej, powinny w zasadzie zachować swoją aktualność i w latach następnych. Konstruując perspektywiczne programy badawcze należy kierować się m. in. następującymi kryteriami:

- 1) utrzymanie istniejących szkół naukowych oraz zabezpieczenie wysokiej pozycji światowej niektórych działów fizyki, osiągniętej w latach ubiegłych,
- 2) utrzymanie się w głównym nurcie tematycznym przewidywanych badań fizycznych na świecie,
- 3) lepsze powiązanie proponowanej tematyki badawczej z potrzebami rozwoju techniki, przemysłu i innych dyscyplin naukowych.

Uwzględniając te kryteria można sformułować dla poszczególnych działów fizyki następujące założenia programowe.

3.1. Fizyka wysokich energii i cząstek elementarnych oraz fizyka jądrowa

W dziedzinie fizyki cząstek elementarnych, mającej podstawowe znaczenie poznawcze dla nauk przyrodniczych, należy kontynuować dotychczasowe badania oddziaływań elementarnych i jądrowych, poświęcając stopniowo coraz więcej uwagi i środków dużym programom badawczym skupionym wokół wielkich ośrodków międzynarodowych.

Należy prowadzić badania doświadczone oddziaływań cząstek przy wysokich energiach,

zwłaszcza tych, które prowadzą do zbadania struktury kwarkowo-partonowej hadronów, właściwości leptonów oraz bozonów W i Z, a także poszukiwania nowych elementarnych składników materii (np. plazmy kwarkowo-gluonowej). W związku z międzynarodowym wysiłkiem i koncentracją badań przy użyciu budowanych obecnie akceleratorów nowej generacji, szczególnie ważne jest przygotowanie eksperymentów i ich prowadzenie w następujących tematach: badania oddziaływań elektronów z pozytonami i protonami, badania oddziaływań hadron-hadron, badania oddziaływań hadronów i leptonów z jądrami atomowymi.

W związku z budową nowych ośrodków akceleracji cząstek w świecie (UNK w ZSRR i SSC w Stanach Zjednoczonych Ameryki Północnej) należy planować uczestnictwo polskich zespołów w eksperymentach następnej generacji. Obecny potencjał ekonomiczny kraju nie pozwala na budowę akceleratora cząstek wielkiej energii w Polsce, konieczna jest jednak radykalna poprawa zaopatrzenia w aparaturę i środki obliczeniowe, a także poprawa stanu informacji naukowej. Należy nadal rozwijać prowadzone owocnie i na wysokim poziomie europejskim badania promieniowania kosmicznego w ośrodku łódzkim. Badania te łączą zagadnienia fizyki cząstek elementarnych i fizyki kosmosu, dwóch działów fizyki o szczególnym w chwili obecnej znaczeniu poznawczym.

Fizyka jądrowa ma wielkie znaczenie zarówno poznawcze, jak i praktyczne, szczególnie w dobie rozwoju energetyki jądrowej i zastosowań metod fizyki jądrowej w innych dziedzinach fizyki, w naukach przyrodniczych, w przemyśle, medycynie, rolnictwie oraz w zagadnieniach ochrony środowiska. Fizyka jądrowa powinna w dalszym ciągu należeć do badań priorytetowych.

Zgodnie ze światowymi tendencjami nauki należy rozwijać w Polsce:

1) badania własności materii jądrowej i jąder atomowych przy użyciu akceleratorów ciężkich jonów, zarówno polskich (C-200 w Warszawie, AJC 144 w Krakowie), jak i akceleratorów dostępnych za granicą,

2) prowadzenie badań nad strukturą jąder atomowych i poznawaniem własności najcięższych jąder,

3) eksperymentalne badanie rozkładu gęstości materii jądrowej oraz kształtów jąder, w szczególności przy wysokich krętach, i dynamiki ich zmian,

4) badanie efektów polaryzacyjnych w reakcjach jądrowych,

5) badanie gigantycznych rezonansów,

6) poszukiwanie równania stanu materii jądrowej w różnych obszarach wzbudzeń i gęstości z jego implikacjami astrofizycznymi,

7) badanie reakcji wywoływanych przez neutrony prędkie,

8) uprawianie tematyki kosmologicznej oraz badań nad ewolucją galaktyk i gwiazd w powiązaniu fizyki jądrowej z fizyką cząstek elementarnych, teorią grawitacji i teorią względności.

Koniecznym warunkiem realizacji tych zamierzeń jest ukończenie budowy i wyposażenie cyklotronów w Warszawie i Krakowie oraz rozwój nowoczesnych skomputeryzowanych metod detekcji i identyfikacji promieniowania jądrowego. Tylko posiadanie w kraju odpowiednich urządzeń umożliwi wychowanie nowej kadry specjalistów, prowadzenie prac badawczych w kraju, kontynuowanie współpracy z zagranicą na partnerskim pozio-

mie. Jednocześnie pozwoli to na pełną koncentrację tematyki i ekonomiczne wykorzystanie dostępnych środków.

Należy zauważyć, że współpraca międzynarodowa w fizyce jądrowej będzie miała zawsze podstawowe znaczenie ze względu na dostęp do wielkich urządzeń badawczych, międzynarodowo wykorzystywanych, których w Polsce nie posiadamy. Ma to szczególne znaczenie dla badań przy wielkich energiach.

Należy także włączyć się do rozwoju badań w dziedzinie oddziaływań ciężkich jonów przy energiach pośrednich i relatywistycznych. Ten nowy dział, burzliwie rozwijający się w świecie, może być u nas w kraju bardzo skutecznie rozwijany, a kompleksowe badania oddziaływań ciężkich jonów niskich, pośrednich i wysokich energii przynieść może znaczące efekty poznawcze (jądra egzotyczne, materia jądrowa w stanach ekstremalnych, plazma kwarkowo-gluonowa). Gdy ośrodki krakowski i warszawski otrzymają akceleratory ciężkich jonów, badania w tym zakresie będą mogły połączyć fizykę cząstek elementarnych i fizykę jądrową oraz pomogą polskiej fizyce jądrowej wstąpić na nową drogę rozwoju, hamowanego w ostatnich latach wskutek braku podstawowej aparatury badawczej.

3.2. Fizyka molekularna

Fizyka molekularna ma wielkie znaczenie poznawcze, wzmocnione faktem przenoszenia jej wyników do innych dziedzin i dyscyplin nauki. Ma ona również znaczenie dla praktyki i wdrożeń przemysłowych i ten jej charakter według prognoz rozwoju elektroniki i informatyki w odległym horyzoncie czasowym do roku 2000 lub nawet dalej, powinien wybitnie zwiększyć swój ciężar gatunkowy.

Dotychczasowe osiągnięcia polskiej fizyki molekularnej i obecne tendencje światowe w tej dziedzinie wskazują, iż kierunki badań w Polsce dobrane zostały właściwie. Powinny one być kontynuowane i rozwijane, z jednoczesnym ześrodkowaniem krajowego potencjału badawczego na takich działach jak: radiospektroskopia, spektroskopia elektronowa oraz spektroskopia stanów wzbudzonych i przejściowych, oddziaływania międzymolekularne warunkujące strukturę, dynamikę i specyficzne własności układów i faz molekularnych, fizyka polimerów, ferroelektryki i inne dielektryki specjalne, kryształy molekularne, układy niskowymiarowe i ciekłe kryształy, magnetyzm molekularny.

Wszystkie te dziedziny i tematy mogą mieć charakter ukierunkowany i być centralnie koordynowane i rozliczane w ramach jednolitego programu badawczego na najbliższe pięćdziesiąt lat.

W najbliższych latach przyspieszone winny być działania zmierzające do efektywnego wykorzystania polskiego helu w nauce i praktyce, opierając się na specjalistycznej placówce Instytutu Fizyki Molekularnej w Odolanowie.

Należy się również spodziewać wyraźnego postępu i finalnego podjęcia produkcji polskiego tomografu już w najbliższych latach.

Osobnym zagadnieniem jest konieczność podjęcia przez fizykę molekularną już dzisiaj programu wyprzedzeniowego w dziedzinie zwanej umownie „elektroniką molekularną”. Rozwój elektroniki i pokrewnych gałęzi, np. optoelektroniki wykazuje stałą tendencję do miniaturyzacji. Trend miniaturyzacji zmierza do sytuacji, w której pojedyncze wieloato-

mowe cząstki spełniać będą rolę elementów i przetworników elektronicznych. Ten trend już dzisiaj jest poważnie traktowany przez uczonych i przemysł elektroniczny w wysoko rozwiniętych krajach Zachodu. Jest rzeczą niezwykle istotną, ażeby i polska fizyka molekularna już dziś podjęła ten nurt badań podstawowych i materiałowych, tak aby kolejny skok technologiczny za lat 15 czy 20 nie był dla polskiej nauki i techniki zaskoczeniem.

3.3. Fizyka ciała stałego

Główne kierunki badawcze w dziedzinie fizyki ciała stałego rekomendowane przez II Kongres Nauki Polskiej powinny w zasadzie zachować w pełni swoją aktualność w latach następnych. Ze względu na znaczenie poznawcze i możliwości zastosowań w elektronice, w kriogenice, w technice obliczeniowej, w automatyzacji oraz przy rozwiązywaniu zagadnień dotyczących konwersji energii i otrzymywania nowych materiałów, należy przewidzieć, że fizyka ciała stałego będzie nadal jednym z głównych kierunków badań fizycznych. W szczególności rozwijana będzie problematyka półprzewodnikowa, badania magnetyków, metali, nadprzewodników oraz dielektryków. We wszystkich tych grupach materiałowych wysuwa się na plan pierwszy następująca tematyka: przejścia fazowe, struktura krystaliczna, struktura realna i diagnostyka materiałów krystalicznych, struktura elektronowa i magnetyczna, badania nadstrukturą czyli tzw. supersieci, technologia materiałów i fizyka wzrostu kryształów, badania powierzchni, cienkie warstwy i międzypowierzchnie (*interface*), wzbudzenie elementarne, materiały quasi-jednowymiarowe, spektroskopia we wszystkich obszarach widma, materiały kompozytowe, implantacja, fizyka niskich temperatur, fizyka wysokich ciśnień, silne pola elektryczne i magnetyczne.

We wszystkich tych badaniach winno się kłaść nacisk na harmonijne wiązanie aspektów poznawczych z zastosowaniami. W badaniach strukturalnych np. związane jest to z potrzebą rozwoju nowych metod diagnostyki materiałów, w szczególności niezbędnych dla rozwoju przemysłu elektronicznego. Rozwijane powinny być nadal techniki pozwalające na identyfikację oraz badanie domieszek i defektów w kryształach. Kontynuacji wymagają również badania zjawisk wynikających ze specyficznej dynamiki elektronów w kryształach, a w tym struktury pasmowej i procesów rozproszeniowych. Ze względu na przewidywany rozwój optoelektroniki i optyki zintegrowanej należy kontynuować badania określonych własności optycznych ciał stałych ze szczególnym uwzględnieniem procesów rekombinacji promienistej i bezpromienistej w półprzewodnikach. W dalszym ciągu niezbędne są intensywne prace w dziedzinie poszukiwania materiałów półprzewodnikowych, magnetycznych i dielektrycznych o nowych, interesujących z punktu widzenia zastosowań, własnościach. W tym kontekście, kontynuacji wymagają badania półprzewodników półmagnetycznych. Ze względu na znaczenie poznawcze oraz szczególnie bliskie związki z potrzebami przemysłu elektronicznego, niezbędne jest nadrobienie zaległości w dziedzinie fizyki wzrostu kryształów. Rozwój tej dziedziny do właściwego poziomu warunkuje możliwość przemysłowego wykorzystania krajowych osiągnięć naukowych uzyskiwanych w fizyce półprzewodników i magnetyków. Wydaje się, że efektywnym rozwiązaniem byłoby tu utworzenie, wspólnie z przemysłem, laboratorium badawczego koncentrującego się na materiałach szczególnie ważnych dla rozwoju elektroniki, takich jak np. półizolujący arsenek galu. Laboratorium to powinno podjąć badania nad otrzymywaniem struktur

specjalnych oraz supersieci warunkujących rozwój szybkiej elektroniki. Z dziedzin zaniedbanych, intensyfikacji wymagają badania w dziedzinie fizyki powierzchni i stanów elektronowych występujących na granicach międzyfazowych.

W badaniach nad magnetykami szczególnie nacisk należy położyć na poszukiwania nowych materiałów, zwłaszcza z grupy związków lantanowców i aktynowców charakteryzujących się dużą anizotropią magnetokrystaliczną i silnym sprzężeniem spin-sieć. Dużego znaczenia nabierają także badania prowadzące do pełnego zrozumienia wpływu niejednorodności na właściwości magnetyczne kryształów oraz do opanowania metod sterowania niejednorodnościami w celu otrzymywania materiałów o jakościowo nowych właściwościach.

Oprócz powyższej problematyki wchodzącej w zakres klasycznej fizyki i technologii ciała stałego, należy zwrócić uwagę na zagadnienia interdyscyplinarne związane z rozwojem takich dziedzin jak fizyka i technika niskich temperatur, wysokich ciśnień, silnych pól magnetycznych. Te działy fizyki obejmują z jednej strony duży obszar własnych problemów fizycznych o charakterze poznawczym, z drugiej zaś stanowią bazę dla rozwoju nowych metod i technik badawczych w fizyce ciała stałego.

3.4. Optyka i spektroskopia

Badania w zakresie spektroskopii i optyki nie są objęte całościowo żadnym problemem centralnie koordynowanym. W latach 1970-75 istniał problem węzłowy z zakresu elektroniki kwantowej, który stworzył podwaliny jej rozwojowi, ale niestety został przedwcześnie zlikwidowany. W latach 1975-80 problem ten ograniczono jedynie do budowy określonych urządzeń laserowych. Powierzenie koordynacji tego problemu byłemu Zjednoczeniu OMEL zakończyło się jego całkowitym fiaskiem. Obecnie tematyka ta jest rozproszona w wielu różnych problemach, zarówno centralnie koordynowanych, jak i w obrębie planu badań własnych. Istnieje zatem ważna potrzeba skoncentrowania zagadnień optyki i spektroskopii w jednym problemie centralnie koordynowanym, w którym badania podstawowe znajdują należne miejsce, obok zagadnień budowy aparatury i jej zastosowań. Sekcja Optyki i Spektroskopii Komitetu Fizyki PAN mogłaby patronować temu problemowi.

Należy również podkreślić konieczność szerokiego rozwoju nowych technik badawczych wykorzystujących zjawiska optyczne w badaniach chemicznych, biologicznych, a nawet medycznych. Przez udział w takich badaniach interdyscyplinarnych, środowisko optyków jest w pełni przygotowane, by wnieść swój wkład m. in. do programu żywnościowego i programu ochrony zdrowia.

Oto ważniejsze zagadnienia naukowe, które powinny być rozwijane w optyce i spektroskopii:

- badania teoretyczne w zakresie generacji i propagacji impulsów świetlnych w rezonansowych ośrodkach atomowych. Badania zjawisk odwracania czoła fali świetlnej,
- badania procesów wielofotonowych i oddziaływań parametrycznych różnych typów, w tym takich procesów, w których otrzymuje się spolaryzowane wiązki elektronów lub atomów,
- badanie ruchu i promieniowania wiązek elektronowych w strukturach elektromagnetycznych — pod kątem zastosowań w laserze na elektronach swobodnych,
- badania statystyki światła klasycznego i laserowego. Efekty zgrupowania i rozgrupowania

wania fotonów. Badanie stanów ścieśnionych (*squeezed states*). Rozwijanie metod stochastycznych w optyce kwantowej,

- analiza teoretyczna i badania eksperymentalne optycznych zjawisk nieliniowych,
- badania podstawowe w dziedzinie elektroniki kwantowej: poszukiwanie nowych materiałów laserujących (np. kryształy stechiometryczne, kryształy z centrami barwnymi, nowe barwniki laserujące, anizotropowe materiały o wysokim stężeniu jonów aktywnych, półprzewodniki),
- budowa urządzeń laserowych różnych typów (układy dużej i małej mocy, w tym przestrzajalne lasery barwnikowe, lasery azotowe itp.),
- badania układów atomowych i molekularnych metodami spektroskopii wysokiej zdolności rozdzielczej (spektroskopia nasyceniowa, polaryzacyjna, uwolniona od efektu Dopplera, metoda zdudnień kwantowych, metody CARS, spektroskopia fourierowska),
- badania teoretyczne i eksperymentalne struktury elektronowej ciał stałych ze szczególnym uwzględnieniem półprzewodników,
- badania właściwości jąder atomowych metodami spektroskopii interferencyjnej,
- badania oddziaływań międzymolekularnych i wewnątrz-molekularnych układów luminiujących w stanach wzbudzonych w niepolarnych i polarnych rozpuszczalnikach,
- badania wpływu promieniowania laserowego na układy wielkocząsteczkowe (kwasy rybonukleinowe, tRNA, hemoglobinę itp.) — również pod kątem zastosowań detekcyjnych i kuracyjnych. Badania konformacji i dynamiki kwasów tRNA,
- badania procesów fotosyntezy, w tym również w pikosekundowej skali czasowej,
- badania w zakresie holografii i optycznego przetwarzania danych.

Podjęcie tych tematów będzie możliwe pod warunkiem wyposażenia laboratoriów w niezbędną aparaturę i zapewnienia wystarczających środków finansowych. Przy obecnym poziomie cen, zadowalający byłby poziom ok. 2—3 mln zł rocznie na jednego pracownika naukowego, przy czym pewna część tej kwoty powinna być w dewizach. Wiele uwagi należy poświęcić kontaktom międzynarodowym, które są niezbędne dla utrzymania wysokiego poziomu kadry naukowej. Sprawą podstawową jest zapewnienie szerokiego dostępu do czasopism i wydawnictw książkowych. Wiele korzyści przynosi organizowanie konferencji o zasięgu międzynarodowym (dobra tradycja Szkół Optyki Kwantowej i Konferencji EKON) oraz udział w konferencjach zagranicznych. Największy nacisk należy jednak położyć na współpracę i staże w ośrodkach o ustalonej wysokiej randze naukowej. Wreszcie — rozwój nowoczesnej optyki nie może być dokonany bez równoczesnego rozwoju optyki klasycznej, a więc bez produkcji podstawowych elementów optycznych.

4. Warunki rozwoju fizyki w Polsce

Omówione wyżej działy fizyki obejmują tematykę uprawianą w kraju bardzo szeroko i w wielu ośrodkach naukowych. Zajmuje się nią wiele dużych instytutów i zakładów naukowych związanych z wyższymi uczelniami i Polską Akademią Nauk. Harmonijność rozwoju fizyki w Polsce wymaga kontynuacji i rozwijania badań fizycznych także w tych dziedzi-

nach, które uprawiane są w naszym kraju w węższym zakresie i reprezentowane są przez mniejsze zespoły badawcze, a niekiedy nawet pojedynczych uczonych. Ta małość ilościowa nie oznacza niskiego poziomu. Wynika ona najczęściej z charakteru prowadzonych badań. Nie istnieje np. żadna naturalna potrzeba, aby w niektórych działach fizyki teoretycznej tworzyć wielkie ośrodki badawcze. Istniejące dotychczas zespoły powinny mieć stworzone niezbędne warunki do kontynuacji badań na najwyższym światowym poziomie w takich dziedzinach jak ogólna teoria względności ze szczególnym uwzględnieniem problemów grawitacji, chromodynamika kwantowa i problemy tzw. „wielkiej unifikacji”, elektrodynamika kwantowa, fizyka statystyczna itp. Integracji merytorycznej i środowiskowej wymagają, prowadzone w Polsce w znacznym rozproszeniu, badania w dziedzinie fizyki plazmy. Kontynuacji wymaga także tematyka fizyczna związana z badaniami kosmicznymi. Należy również za wszelką cenę utrzymać wysoką pozycję naszej nauki w dziedzinie astronomii i astrofizyki.

Dalszy rozwój nauk fizycznych w Polsce związany z podejmowaniem najambitniejszej tematyki naukowej wymaga spełnienia szeregu elementarnych warunków. Należą do nich przede wszystkim:

- 1) wyposażenie placówek w niezbędną nowoczesną aparaturę badawczą oraz utrzymanie w eksploatacji istniejącej aparatury (części zamienne),
- 2) zakończenie budowy akceleratorów C-200 w Warszawie i AJC-144 w Krakowie,
- 3) modernizacja i rozbudowa bazy obliczeniowej oraz stworzenie łączności komputerowej z dużymi międzynarodowymi ośrodkami fizyki,
- 4) poprawa informacji naukowej poprzez zaopatrzenie bibliotek naukowych w bieżące czasopisma i książki,
- 5) istotna modernizacja i rozbudowa bazy poligraficznej w kraju, pozwalająca na wzrost ilościowy i jakościowy drukowanych książek i czasopism oraz skrócenie ich cyklu wydawniczego,
- 6) rozwój intensywnej współpracy międzynarodowej będącej dźwignią postępu fizyki współczesnej. W szczególności, rozwój skutecznych środków kooperacji z wielkimi ośrodkami, dysponującymi niedostępnymi w kraju urządzeniami badawczymi (akceleratory jonów, źródła promieniowania synchrotronowego, spektrometry ultrapróżniowe itd.) oraz najwyższymi technologiami, którymi jeszcze nie rozporządzamy w kraju,
- 7) stworzenie warunków do kształcenia kadr naukowych na możliwie wysokim poziomie, zwłaszcza przez rozwój nowoczesnie wyposażonych laboratoriów specjalistycznych i środowiskowych oraz zapewnienie dostępu do nich dyplomantom, doktorantom i stażystom,
- 8) stworzenie warunków dla lepszego wykorzystania badań naukowych w technice i innych gałęziach fizyki (szkolenie specjalistów, menadżerów oraz szersza popularyzacja osiągnięć fizyki),
- 9) stworzenie bazy kriogenicznej zapewniającej w szczególności opanowanie wytwarzania i dystrybucji ciekłego helu w skali kraju.

Poprawy zaopatrzenia bibliotek w czasopisma i książki można by dokonać w sposób ekonomiczny przez stworzenie sieci środowiskowych bibliotek zaopatrzonych we wszystkie podstawowe pozycje oraz niezbędne środki reprodukcji. Biblioteki takie obsługiwałyby mniejsze biblioteki danego regionu.

W zakresie rozwoju bazy poligraficznej, konieczny jest również rozwój usług poligraficznych w uczelniach i Polskiej Akademii Nauk (mała poligrafia) oraz wyposażenie instytutów w dobrze działające kserografy. Istnieje pilna potrzeba lepszej organizacji dystrybucji naszych czasopism naukowych i książek za granicę. Mogłyby tego dokonywać wyspecjalizowane agendy Polskiej Akademii Nauk.

Podstawowym zagadnieniem dotyczącym procesów wdrażania rezultatów badań naukowych do gospodarki narodowej jest rozwój nowych form organizacyjnych, w których procesy te byłyby skutecznie realizowane. Ze względu na wielką złożoność problemów innowacyjnych konieczna jest duża elastyczność i różnorodność rozwiązań. Potrzebne jest zarówno doskonalenie rozwiązań już istniejących jak i tworzenie nowych.

Nowe formy organizacyjne powinny pozwolić na powstanie małego przemysłu, działającego na styku pomiędzy placówkami naukowymi i przedsiębiorstwami przemysłu kluczowego. Małe jednostki organizacyjne mogą skutecznie wykorzystywać drobne wynalazki, które ze względu na swój charakter nie leżą w sferze zainteresowań przemysłu kluczowego (przeprowadzone ankiety wskazują, że jest wiele takich wynalazków gotowych do wykorzystania praktycznego). Ponadto jednostki takie będą odgrywały ważną rolę w procesach wdrożeniowych nowych technologii w przemyśle kluczowym. Kierunkiem, którego rozwój rokuje duże nadzieje jest tworzenie małych wyspecjalizowanych zespołów produkcyjno-wdrożeniowych, głównie jako spółek autorów wynalazków i ich macierzystych jednostek oraz zainteresowanych przedsiębiorstw. Dla ułatwienia rozwoju jednostek tego typu konieczne jest uregulowanie kwestii osobowości prawnej placówek naukowych. Sprawa wdrażania osiągnięć naukowych do praktyki winna być również bardziej doceniona i rozumiana przez samo środowisko fizyków.

Analizując rozwój fizyki na świecie stwierdzić można następującą, niewątpliwą prawidłowość. Rola fizyki jest szczególnie doceniana w tych krajach, które są zarazem najsilniej rozwinięte gospodarczo i posiadają przemysł działający na tak wysokim poziomie, że dalszy jego rozwój możliwy jest już tylko dzięki bezpośredniemu czerpaniu inspiracji z nauki. Słabość fizyki w jakimś kraju zawsze jest oznaką jego słabości przemysłowej i technicznej. Prawidłowość ta sugeruje istnienie jakiegoś bezpośredniego związku między tymi sferami. Faktu tego nie wolno ignorować, jeżeli rozwój kraju chce się traktować poważnie. Warto, aby wyciągnęli z niego właściwe wnioski zarówno tzw. decydenci jak i samo środowisko fizyków.

NOWOŚCI NAUKOWE

*Piotr Myśliński*Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa**Femtosekundowe impulsy światła****Femtosecond Light Pulses**

Abstract: Recent results on generation and measurement methods of 70 femtosecond light pulses are reviewed.

1. Wstęp

Pikosekundowe i femtosekundowe impulsy świetlne, uzyskiwane w układach laserowych od przeszło dwudziestu lat, odgrywają ważną rolę w elektronice kwantowej. Umożliwiają one badanie zjawisk fizycznych przebiegających w pikosekundowej skali czasowej, a ostatnio dostrzega się, że ultraszybkie impulsy świetlne otwierają nowe drogi rozwoju dla tak ważnej dziedziny jak przesyłanie i przetwarzanie danych [1-4].

Od roku 1965 r., gdy po raz pierwszy uzyskano synchronizację modów lasera szklanego-neodymowego generując impulsy świetlne o czasie trwania 10 ps, technika wytwarzania pikosekundowych impulsów świetlnych przeszła gwałtowny rozwój. Czas trwania generowanych impulsów udało się zmniejszyć o prawie trzy rzędy wielkości, do ok. 70 fs [5, 6], a stosując odpowiednie metody kompresji — do 30 fs [7]. Coraz to większe częstotliwości powtarzania tych impulsów, jak również większe moce uzyskiwane poprzez ich wzmacnianie [6], zwiększyły znacznie możliwości eksperymentalne. Produkowane układy pikosekundowe¹ stały się podstawowym wyposażeniem laboratoriów fizycznych, elektronicznych, a także biologicznych. Te interdyscyplinarne zastosowania pozwalają, co jest szczególnie godne podkreślenia, zbliżyć do siebie problemy występujące w różnych dziedzinach nauki. Przy obecnym stanie rozwoju technologicznego, nie sposób jeszcze określić, jak olbrzymi potencjał możliwości tkwiący w ultraszybkich technikach laserowych zostanie wykorzystany w przyszłości.

¹ Laser model 346-03 firmy Spectra-Physics, laser model 599-04 firmy Coherent.

W niniejszym artykule przedstawimy dwa różne systemy laserowe umożliwiające generację rekordowo krótkich impulsów świetlnych, jak również omówimy metodę ich detekcji.

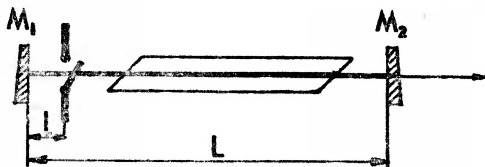
2. Zjawisko synchronizacji modów

Zjawisko synchronizacji modów staje się łatwo zrozumiałe, gdy rozpatrzmy wnękę laserową zawierającą migawkę modulującą jej dobroć.

Rozważmy wnękę rezonansową składającą się z dwóch zwierciadeł M_1 i M_2 (rys. 1). Wewnątrz wnęki umieścimy ośrodek wzmacniający oraz, w odległości l od zwierciadła M_1 , migawkę. Efektywną długość wnęki oznaczmy przez L . Dla każdego z fotonów czas obiegu wnęki będzie więc wyrażony jako $T = \frac{2L}{c}$, gdzie c jest prędkością światła. Zażądajmy

jeszcze, aby migawka była otwarta przez czas $t = \frac{2l}{c}$, i aby otwieranie powtarzało się

z częstością $\frac{1}{T} = \frac{c}{2L}$. Wówczas we wnękę rezonansowej będą propagować się tylko te fotony, które tuż przed otwarciem migawki znajdowały się bezpośrednio przed nią i poruszały się w kierunku zwierciadła M_1 . Wszystkie inne fotony zostaną zablokowane przez



Rys. 1. Prosty model lasera z synchronizacją modów.

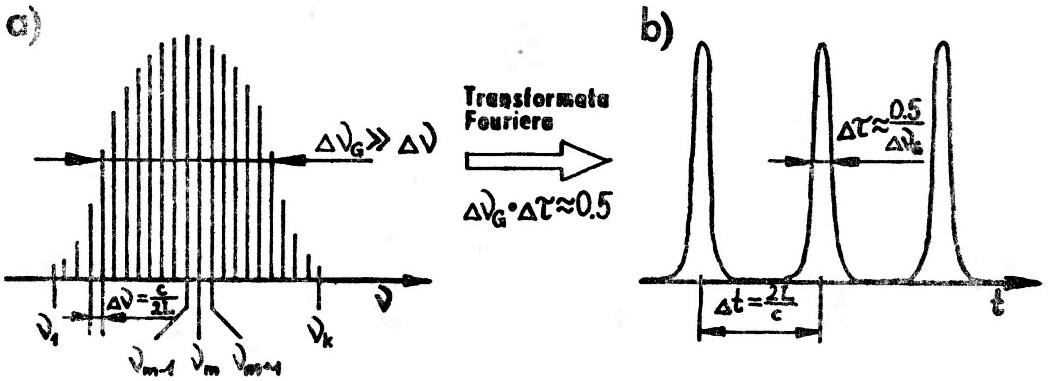
migawkę zamkniętą. Propagujące się natomiast fotony będą, sukcesywnie, po każdym obiegu wnęki, wzmacniane przez ośrodek aktywny i wytworzą, na zewnątrz rezonatora, ciąg impulsów. Czas trwania pojedynczego impulsu będzie równy $t = \frac{2l}{c}$, a częstość repetycji impulsów równa $\frac{1}{T}$. W efekcie zbliżania migawki do zwierciadła M_1 ($l \approx 0$) czas trwania impulsów dążyłby do zera ($t \approx 0$).

Bardziej ściśle rozważania można przeprowadzić uwzględniając strukturę modów podłużnych wnęki rezonansowej, oddalonych od siebie o $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$ i odpowiadających modom transmisji interferometru Fabry'ego-Perota (rys. 2a).

Gdy dobroć wnęki rezonansowej jest zewnętrznie modulowana z częstością $\frac{c}{2L}$, wokół m -tego modu wnęki o częstości ν_m wytworzą się wstęgi boczne o częstościach $\nu_m \pm \frac{c}{2L}$.

Częstości wstęp bocznych pokrywają się z częstościami modów o indeksach $m \pm 1$, sąsiadujących z modem m -tym. Oddziaływanie wstęp bocznych z tymi modami sprzęgnie je fazowo i amplitudowo z modem m -tym. Wytworzenie się wstęp bocznych wokół każdego modu sprzęgnie ze sobą wszystkie mody.

Struktura modowa światła emitowanego przez laser nie rozciąga się, jak struktura modowa wnęki rezonansowej, w całym widmie częstości, lecz jest ograniczona obwiednią odpowiadającą profilowi wzmocnienia ośrodka laserującego. Szerokość obwiedni $\Delta\nu_G$ jest zwykle o kilka rzędów wielkości większa niż odległość między modami $\Delta\nu$ (rys. 2a).



Rys. 2. Struktura widmowa a) i czasowa b) lasera z synchronizacją modów. Fazy drgań ν_m , $m = 1, \dots, k$, są sobie równe.

Struktura czasowa natężenia światła emitowanego przez laser związana jest ze strukturą widmową poprzez transformatę Fouriera. Transformata Fouriera struktury modowej lasera wielomodowego (rys. 2a), przy założeniu, że fazy drgań poszczególnych modów są ze sobą sprzężone, przedstawiona jest na rysunku 2b. Reprezentuje ona ciąg impulsów o czasie trwania $\Delta\tau$, emitowanych z częstością $\frac{c}{2L}$. Iloczyn szerokości spektralnej profilu

wzmocnienia $\Delta\nu_G$ i czasu trwania impulsów $\Delta\tau$ jest bliski 0,5 i słabo zależy od przyjętego kształtu profilu. W laserach generujących ultrakrótkie impulsy iloczyn ten jest zwykle znacznie większy od 0,5. Jedynie w przypadku osiągnięcia pełnej fazowej synchronizacji modów udaje się uzyskać impulsy o czasie trwania $\Delta\tau_{\min}$, spełniającym warunek $\Delta\nu_G \cdot \Delta\tau_{\min} \approx 0,5$, gdzie $\Delta\tau_{\min}$ jest najkrótszym dopuszczalnym czasem trwania impulsów.

Z rozważań przedstawionych powyżej wynika więc, że uzyskanie ciągu krótkich impulsów świetlnych wymaga jedynie zastosowania wewnątrz rezonatora migawki modulującej dobroć wnęki rezonansowej z częstością $\frac{c}{2L}$. Modulację tę można uzyskać kilkoma metodami.

Najprostszą metodą prowadzącą do synchronizacji modów jest umieszczenie w rezonatorze elementu nieliniowego, którego absorpcja jest funkcją natężenia światła. Zwykle jest to roztwór barwnika, który wybiela się pod wpływem światła, tzn. dla dużych natężeń światła

jego absorpcja jest bliska zeru. Efekt wybielania, bądź powrotu barwnika do dużej absorpcji, powinien zachodzić w czasie znacznie krótszym od czasu obiegu wneki $T = \frac{2L}{c}$.

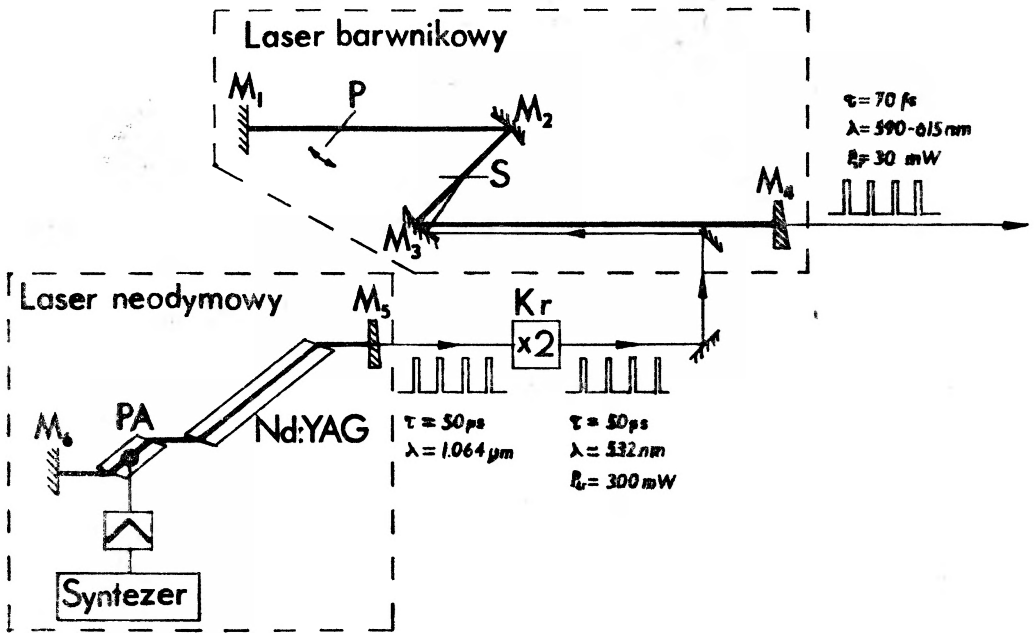
Inną metodą modulującą dobroć wneki jest umieszczenie wewnątrz rezonatora przetwornika akustooptycznego w postaci bloku kwarcowego, w którym wytwarzana jest, w kierunku prostopadłym do osi rezonatora, stojąca fala ultradźwiękowa o częstotliwości $\frac{c}{4L}$. Fali ultradźwiękowej towarzyszą gradienty gęstości, a zatem i gradienty współczynnika załamania kwarcu. Wewnątrz bloku tworzy się więc przestrzenna siatka dyfrakcyjna odchylająca wiązkę światła poza rezonator. Dwukrotnie w ciągu okresu, czyli z częstotliwością $\frac{c}{2L}$, strzałki fali stojącej osiągają zerową amplitudę, a zatem wiązka światła nie jest odchylana.

Ostatnią z metod, szeroko obecnie stosowaną, jest modulacja dobroci wneki poprzez pompowanie synchroniczne. Stosuje się ją w laserach barwnikowych, gdzie inwersję obsadzeń ośrodka wzmacniającego uzyskuje się przez pompowanie lasera barwnikowego innym laserem. Laser pompujący, pracując również w reżimie synchronizacji modów, emituje ciąg impulsów o częstotliwości repetycji $\frac{c}{2L_{\text{pomp}}}$, gdzie L_{pomp} jest efektywną długością wneki lasera pompującego. Wzmocnienie ośrodka czynnego w laserze barwnikowym jest zatem modulowane z częstotliwością $\frac{c}{2L_{\text{pomp}}}$. Tego rodzaju modulacja równoważna jest modulacji dobroci wneki. Dla osiągnięcia synchronizacji modów lasera barwnikowego wystarczy zatem zrównać długość jego wneki rezonansowej z długością rezonatora lasera pompującego.

3. Synchronizacja modów metodą pompowania synchronicznego

W 1981 r. G. A. Mourou i T. Sizer II z Uniwersytetu w Rochester w USA, stosując metodę pompowania synchronicznego uzyskali impulsy laserowe o czasie trwania 70 fs [5]. System laserowy wytwarzający tak krótkie impulsy przedstawia rys. 3. Jako lasera pompującego użyto lasera pracy ciągłej, w którym ośrodkiem aktywnym był granat itrowo-glinowy, domieszkowany jonami neodymu (Nd:YAG). Synchronizację modów tego lasera uzyskano umieszczając w jego wnece rezonansowej przetwornik akustooptyczny PA. Przetwornik sterowany był sygnałem wysokostabilnego syntezerza częstotliwości. Wysoka stabilność długości wneki rezonansowej zapewniona została dzięki zamocowaniu zwierciadeł M_5 , M_6 rezonatora, jak również elementów umieszczonych we wnece, na masywnym pręcie inwarowym. Generowane przez laser impulsy świetlne o czasie trwania 50 ps i długości fali 1,064 μm kierowane były na nieliniowy kryształ Kr(Ba₂NaNb₅O₁₅) wytwarzający drugą harmoniczną, a więc 50 pikosekundowe impulsy świetlne o długości fali 532 nm.

Druga harmoniczna (o mocy średniej 300 mW) światła emitowanego przez laser



Rys. 3. System laserowy wytwarzający impulsy o czasie trwania 70 fs.

neodymowy pompowała synchronicznie laser barwnikowy. Wnęka rezonansowa lasera barwnikowego składała się z czterech zwierciadeł M_{1-4} ustawionych w typowej konfiguracji Z. W ognisku zwierciadeł M_2 , M_3 umieszczono strugę S uformowaną z glikolu, w której rozpuszczone były: barwnik rodamina 6G ($\Delta\nu_G = 20 \text{ THz}$ co odpowiada $\Delta\tau_{\min} = 20 \text{ fs}$) — ośrodek wzmacniający oraz barwnik DQOCI — wybielacz. Strugę wytworzono przepompowując pod ciśnieniem kilku atmosfer roztwór barwników przez wąską dyszę. Obszar strugi o dobrych własnościach optycznych znajdował się w odległości kilku milimetrów od wylotu dyszy. Kierunek przepływu strugi, o grubości $200 \text{ }\mu\text{m}$ i prędkości przepływu kilkunastu metrów na sekundę, był prostopadły do płaszczyzny wnęki rezonansowej. W celu zapewnienia stabilności termicznej, wszystkie elementy rezonatora zamocowano również na pręcie inwarowym. Warunki synchronicznego pompowania spełniono ustalając efektywną długość wnęki na dokładnie równą efektywnej długości wnęki lasera pompującego. We wnęcie rezonansowej umieszczona była także płytka P o grubości $2 \text{ }\mu\text{m}$! Spełniała ona rolę interferometru Fabry'ego-Perota i umożliwiała strojenie lasera.

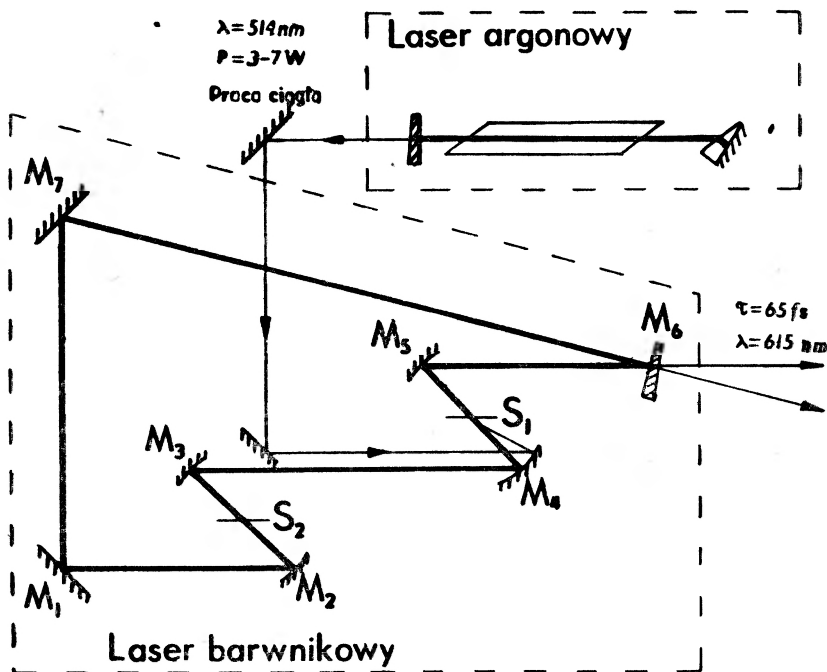
Laser barwnikowy generował impulsy światła o czasie trwania 70 fs i długości fali 615 nm. Możliwe było również jego przestrajanie w zakresie 590-615 nm. Obserwowano wtedy nieznaczne wydłużanie się generowanych impulsów.

W femtosekundowym systemie laserowym przedstawionym powyżej uzyskanie krótkich impulsów światła wymagało stosowania aż dwóch metod modulacji dobroci wnęki rezonansowej jednocześnie: synchronicznego pompowania oraz umieszczenia we wnęcie barwnika wybielacza. System laserowy przedstawiony poniżej nie posiada tej niedogodności.

4. Synchronizacja modów metodą „zderzających się impulsów”

Prace nad laserami generującymi femtosekundowe impulsy światła były również prowadzone w Bell Laboratories w Holmdel (USA). Tam właśnie w 1981 r. R. L. Fork, C. V. Shank, R. Yen i C. A. Hirlimann, stosując jedynie wybielający się barwnik, uzyskali rekordowo krótki impuls o czasie trwania 65 fs [6].

Zaproponowany przez nich system laserowy składał się z pompującego lasera argonowego pracy ciągłej, który emitował promieniowanie świetlne o długości fali 514,5 nm i mocy od 3 do 7 W oraz z pierścieniowego lasera barwnikowego (rys. 4). We wnęce la

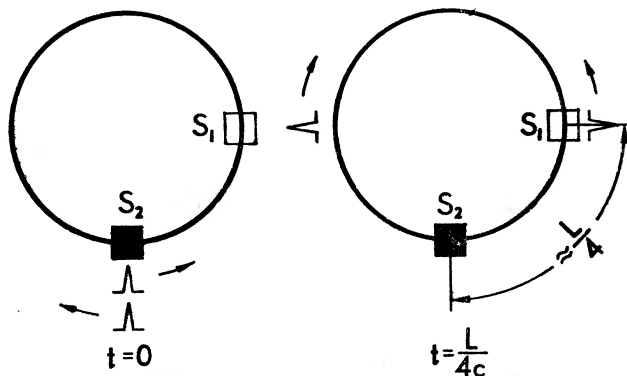


Rys. 4. System laserowy wytwarzający impulsy o czasie trwania 65 fs.

sera barwnikowego, złożonej ze zwierciadeł M_1 – M_7 , umieszczono dwie strugi S_1 i S_2 . Struga S_1 — ośrodek wzmacniający — uformowana była z barwnika rodaminę 6G rozpuszczonego w glikolu. Struga S_2 o grubości $10 \mu\text{m}$! zawierała barwnik wybielacz (jodek 3,3'-dwutyloksydwukarbocyaniny) również rozpuszczony w glikolu. Laser emitował impulsy promieniowania świetlnego o czasie trwania 65 fs i długości fali ok. 615 nm.

Tak znaczne skrócenie czasu trwania generowanych impulsów stało się możliwe dzięki efektowi zderzenia się impulsów. Efekt ten wykorzystuje fakt, że straty rezonatora związane z wprowadzeniem do niego cienkiej warstwy ($10 \mu\text{m}$) barwnika wybielacza gwałtownie maleją, gdy dwa przeciwniebieżnie propagujące się we wnęce impulsy świetlne spotykają się w wybielaczu. Spotykające się w wybielaczu impulsy interferują ze sobą tworząc falę stojącą, której maksima natężenia światła pokrywają się z minimami wytworzonymi w populacji stanu podstawowego wybielacza i odwrotnie. Fakt ten istotnie zmniejsza absorpcję

wybielacza, a więc stabilizuje sprzężenie modów i skracza czas trwania impulsów. Oddziaływanie pomiędzy przeciwbieżnymi impulsami w ośrodku wzmacniającym jest natomiast zmniejszone do minimum poprzez odpowiednie usytuowanie przestrzenne strug S_1 i S_2 w rezonatorze (rys. 5). Odległość pomiędzy ośrodkiem wzmacniającym a wybielaczem ustalona została na około jedną czwartą obiegu wneli. Takie usytuowanie strug zapewnia wyrównanie okresów czasu następujących między kolejnymi procesami wzmacniania impulsów propagujących się w prawo i w lewo. Długość wneli rezonansowej dobrano tak, aby czas ten był większy niż czas potrzebny na regenerację ośrodka wzmacniającego.



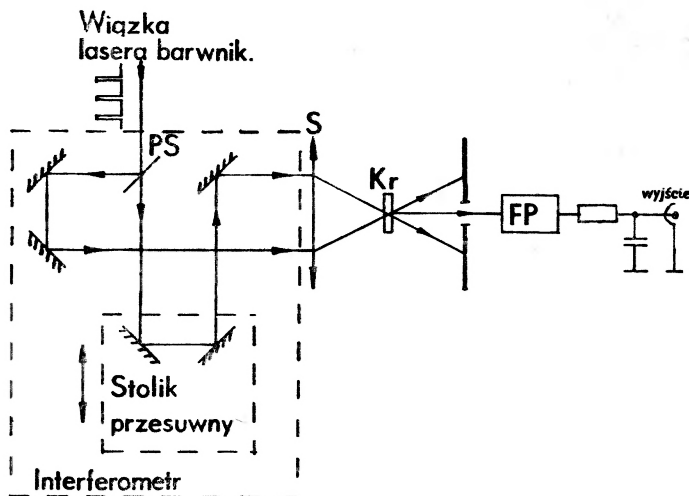
Rys. 5. Schemat obiegu impulsów w pierścieniowej wneli laserowej.

Dalsze istotne skrócenie czasu trwania impulsów bezpośrednio generowanych przez laser wydaje się, obecnie, technologicznie dość trudne. Ci sami autorzy [6], stosując technikę skracania czasu trwania impulsów poza wnelą rezonansową, uzyskali jednakże impulsy o czasie trwania 30 fs i długości fali 600 nm (14 okresów drgań fali elektromagnetycznej!) [7].

5. Detekcja

Oddzielnym zagadnieniem jest pomiar czasu trwania femtosekundowych impulsów świetlnych. Wszelkie bezpośrednie próby pomiaru są niemożliwe ze względu na niewykonalność odpowiednio szybkich urządzeń elektronicznych. Stosuje się zatem metodę pośrednią, opartą na generacji, w kryształach nieliniowych, drugiej harmonicznej światła laserowego [8, 9].

Typowy układ pomiarowy przedstawiony jest na rysunku 6. Ciąg impulsów podzielony jest przez płytkę światłodziącą PS i trafia do dwóch ramion interferometru. Obie wiązki skupione przez soczewkę S spotykają się ponownie w nieliniowym kryształach Kr. Kryształ produkuje drugą harmoniczną światła padającą w kierunku fotopowielacza FP jedynie w przypadku, gdy oba impulsy propagują się w kryształach jednocześnie. Ze względu na wysoką stabilność częstości repetycji impulsów (rzędu 10^{-8}), dla ustalonych długości ramion interferometru napięcie na wyjściu fotopowielacza, przetwarzającego drugą harmoniczną światła padającego na kryształ, po scałkowaniu, jest stałe. Zależy ono jedynie od



Rys. 6. Autokorelator optyczny.

przesunięcia czasowego propagujących się w kryształach impulsów. Zmiana długości jednego z ramion interferometru umożliwia zatem wyznaczenie funkcji autokorelacji impulsów, z której łatwo można wywnioskować o czasie ich trwania.

Zastosowanie we współczesnych autokorelatorach elementów o znikomej dyspersji, jak również dobranie odpowiedniego kryształu, umożliwiło uzyskanie zdolności rozdzielczych rzędu kilku femtosekund. Periodyczna zaś zmiana długości jednego z ramion interferometru, z częstością kilkudziesięciu Hz, pozwoliła wyświetlać funkcję autokorelacji bezpośrednio na ekranie oscyloskopu, znacznie w ten sposób ułatwiając justowanie laserów femtosekundowych.

6. Zakończenie

Najkrótszy możliwy czas trwania impulsów generowanych w laserach z synchronizacją modów ograniczony jest przez trzy czynniki: szerokość spektralną profilu wzmocnienia ośrodka wzmacniającego, dyspersję elementów składających się na wnękę rezonansową, oraz rodzaj zastosowanego modulatora dobroci wnęki.

Za szerokość spektralną profilu wzmocnienia barwnika rodaminy 6G można przyjąć, w najlepszym przypadku, 400 Å. Zezwala to, przy założeniu bezdyspersyjnej wnęki rezonansowej, na generację impulsów nie krótszych niż 15 fs.

Niezwykle trudne jest też zbudowanie wnęki rezonansowej z zerową wartością dyspersji. Jak wykazały dotychczasowe doświadczenia, głównymi elementami dyspersyjnymi w rezonatorze są dielektryczne pokrycia zwierciadeł laserowych. Techniki femtosekundowe narzucałyby więc wprowadzenie zmian w technologii wykonywania tego typu pokryć.

Generator impulsów o czasie trwania kilku femtosekund musiałby więc wykorzystywać: rezonator zbudowany z elementów o znikomej dyspersji, ośrodek wzmacniający o wyjątkowo szerokim profilu wzmocnienia, oraz wystarczająco szybki modulator dobroci wnęki rezonansowej.

Literatura

- [1] *Ultrashort Light Pulses*, red. S. L. Shapiro, New York, Springer—Verlag 1977.
- [2] *Picosecond Phenomena*, red. C. V. Shank, E. P. Ippen, S. L. Shapiro, New York, Springer—Verlag 1978.
- [3] *Picosecond Phenomena II*, red. R. M. Hichstrasser, W. Kaiser, C. V. Shank, New York, Springer—Verlag 1980.
- [4] *Picosecond Phenomena III*, red. A. Loubereau, K. B. Eisenthal, New York, Springer—Verlag 1982.
- [5] G. A. Mourou, T. Sizer II, *Opt. Commun.* **41**, 47 (1982).
- [6] R. L. Fork, C. V. Shank, R. Yen, C. A. Hirlimann, *IEEE J. Quantum Electron.* **19**, 500 (1983).
- [7] C. V. Shank, R. L. Fork, R. Yen, R. H. Stolen, W. J. Tomlinson, *Appl. Phys. Lett.* **40**, 761 (1982).
- [8] R. L. Fork, F. A. Beisser, *Appl. Opt.* **17**, 3534 (1978).
- [9] K. L. Sala, G. A. Kenney-Wallace, G. E. Hall, *IEEE J. Quantum Electron.* **16**, 990 (1980).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Współczesne problemy fizyki i dydaktyki fizyki — konferencja dla nauczycieli

W dniach 7—9 lutego 1985 r. odbyła się w Politechnice Świętokrzyskiej w Kielcach konferencja naukowo-dydaktyczna dla nauczycieli fizyki szkół średnich województwa kieleckiego pod ogólnym tytułem „Współczesne problemy fizyki i dydaktyki fizyki”, zorganizowana przez Katedrę Fizyki Politechniki Świętokrzyskiej i Oddział Kielecki Polskiego Towarzystwa Fizycznego przy współudziale Kuratorium Oświaty i Wychowania oraz Oddziału Doskonalenia Nauczycieli w Kielcach. Konferencję otworzył rektor Politechniki Świętokrzyskiej prof. Zbigniew Kowal podkreślając rolę fizyki w nauczaniu zawodów technicznych i wychowaniu współczesnych obywateli świadomych związków naszej cywilizacji z rozwojem i podstawami nauk przyrodniczych.

Doc. M. Kargol — kierownik Katedry Fizyki Politechniki Świętokrzyskiej, doc. I. Stępniewski — dyrektor Instytutu Doskonalenia Nauczycieli w Warszawie, doc. Z. Ratajek — dyrektor Oddziału Doskonalenia Nauczycieli w Kielcach i doc. Wł. Figarski — Kurator Oświaty i Wychowania w Kielcach powitali zebranych nauczycieli fizyki i poinformowali ich o celach i zadaniach Konferencji. W trakcie trzech kolejnych sesji Konferencji wygłoszono 14 referatów dotyczących: roli fizyki teoretycznej w kształceniu nauczycieli (prof. A. Staruszkiewicz — UJ), problemów związanych z pisaniem podręczników (prof. J. Masalski — AGH), nowych pokazów w nauczaniu fizyki (doc. T. Pniewski i mgr K. Tabaszewski — UW, mgr B. Tokar i dr D. Tokar — WSP Opole), nauczania problemowego (dr J. Salachowa — WSP Kraków), problemów biofizyki i fizyki ciała stałego (prof. S. Przestalski — WSR Wrocław, doc. M. Kargol, mgr H. Nowicki, dr K. Stachulec — Politechnika Świętokrzyska), miejsca czasopisma *Fizyka w Szkole* w kształceniu nauczycieli (dr Z. Przeniczny — redaktor naczelny *Fizyki w Szkole*), języka w nauczaniu fizyki (doc. I. Stępniewski — IKN Warszawa) oraz specyfiki składania egzaminów wstępnych w uczelniach technicznych (dr K. Schab, dr K. Beres — Politechnika Świętokrzyska).

Następnie zebrani nauczyciele zwiedzili laboratoria naukowe i dydaktyczne Politechniki Świętokrzyskiej.

Wszyscy uczestnicy Konferencji, podkreślając potrzebę doskonalenia procesu nauczania fizyki w szkołach średnich, wyrażali jednocześnie niepokój w związku ze słabym zaopatrzeniem w pomoce naukowe szkół, niedopracowaniem programów nauczania, brakiem podręczników do samokształcenia i sytuacją finansową nauczycieli, która nie zachęca ani do lepszej pracy z uczniami ani do podnoszenia kwalifikacji. Szczególnie żywo dyskutowano sprawę stopni specjalizacji zawodowej dla nauczycieli.

Uczestnicy Konferencji w podsumowującej dyskusji zgłosili następujące wnioski:

1) Istnieje potrzeba zorganizowania, korzystając z możliwości Katedry Fizyki Politechniki Świętokrzyskiej, studium podyplomowego jako podstawy do zdobywania na terenie Kielc stopni specjalizacji zawodowej przez nauczycieli fizyki. Wiąże się to też z koniecznością powołania przez Instytut Doskonalenia Nauczycieli przy Oddziale Doskonalenia Nauczycieli w Kielcach odpowiedniej Komisji Kwalifikacyjnej.

2) Proponuje się organizowanie w Kielcach okręgowych zawodów Olimpiady Fizycznej, a także sugeruje organizację regionalnego konkursu wiedzy fizycznej dla uczniów szkół podstawowych i średnich.

3) W ramach działalności PTF i opierając się na kadrze oraz bazie materialnej Katedry Fizyki PŚ zaproponowano:

- systematyczne prowadzenie pokazów laboratoryjnych dla nauczycieli,
- zorganizowanie punktu konsultacyjnego dla nauczycieli,

— zorganizowanie (wykorzystując warsztaty Katedry Fizyki Politechniki Świętokrzyskiej) punktu napraw przyrządów fizycznych.

4) Nauczyciele fizyki bardzo ostro ocenili zadania testowe z fizyki, które w ostatnich latach kandydaci na studia rozwiązywali na egzaminach wstępnych. Szczególnie ostro krytykowano testy z fizyki na medycynę, gdzie od czasu do czasu występują niejednoznaczne sformułowania pytań oraz zazwyczaj są znaczne różnice w porównaniu z obowiązującymi w szkolnictwie średnim programami.

5) Uznano za celowe zorganizowanie następnej podobnej Konferencji dla nauczycieli z tym, że część referatów powinni przygotować sami nauczyciele. Jako tematykę referatów plenarnych przyszłej konferencji zaproponowano: astrofizykę, biofizykę, geofizykę, kryteria oceny ucznia i jego wiedzy oraz możliwe najbogatsze pokazy ćwiczeń laboratoryjnych.

Stanisław Kaluża

Katedra Fizyki
Politechnika Świętokrzyska
Kielce

V Konferencja Ogólna Wydziału Materii Skondensowanej EPS

W dniach 18—22 marca 1985 r. w Berlinie Zachodnim odbyła się V Konferencja Ogólna Wydziału Materii Skondensowanej EPS, która zgromadziła ok. 1550 uczestników. Spośród uczestników z krajów socjalistycznych Polacy stanowili największą grupę (31 osób reprezentujących, co istotne, różne ośrodki z całego kraju). W trakcie Konferencji oprócz 11 referatów plenarnych, przedstawiono ponad 100 prac w ramach 31 różnych sesji. Przedstawiono ponadto aż 1050 komunikatów z prac własnych w ramach sesji plakatowych. Oprócz prac z Europy, Kanady i USA pojawiły się również komunikaty podpisane przez autorów z Australii, Japonii, Brazylii, Egiptu, Argentyny, ChRL czy Indii.

W trakcie Konferencji wręczone zostały dwie nagrody: Hewlett-Packarda oraz Waltera Schottky'ego za rok 1985. Pierwszą z nich otrzymali J. Als-Nielsen z Danii i M. Pepper z W. Brytanii za prace eksperymentalne dotyczące badania własności układów fizycznych o niskiej liczbie wymiarów, drugą H. W. Diehl oraz S. Dietrich z RFN za prace teoretyczne analizujące zjawiska na powierzchni.

Ponad połowa prezentowanych na Konferencji prac poświęcona była półprzewodnikom. Stosunkowo duże zainteresowanie i co za tym idzie spora ilość prac związana była z własnościami dwuwymiarowego gazu elektronowego w ciałach stałych. Zagadnieniom zarówno spektroskopii, lokalizacji elektronów jak i kwantowego efektu Halla poświęcone były oddzielne sesje cieszące się bardzo dużą frekwencją. Uwagę zwracała duża ilość komunikatów z prac własnych dotyczących problemów nowoczesnych technologii w przemyśle elektronicznym, wiele komunikatów dotyczyło również konkretnych zastosowań. Istotny postęp osiągnięto np. w miniaturyzacji struktur otrzymywanych metodą litografii, która w tej chwili pozwala na otrzymywanie linii o szerokościach dochodzących zaledwie do 10 nm. Prezentowano zarówno fotografie, jak i szereg wyników badań tranzystora typu FET wykonanego z GaAs, przy użyciu powyższej techniki. Większość warstw epitaksjalnych służących bezpośrednio do badań lub poddawanych dalszej obróbce technologicznej otrzymywanych było przy użyciu jednej z dwóch metod: metodzie wiązki molekularnej (MBE) lub metodzie opartej na związkach metaloorganicznych (MOCVD).

Wydaje się, że osiągnięto dalszy postęp w zrozumieniu fizyki półzłotacyjnego GaAs, w szczególności ścisłego związku głębokiego poziomu donorowego, tzw. EL2 z defektem typu „antysite”. Najnowsze badania wskazują, że chodzi tu nie tyle o pojedynczy poziom i pojedynczy defekt, ale o cały kompleks i co za tym idzie o „poziom” mający subtelną strukturę. Podobnie wydaje się, że z całym kompleksem związane jest tzw. centrum $D(X)$ w kryształach mieszanych GaAlAs. Szereg prezentowanych prac dotyczyło także zarówno wyników badań podstawowych jak i zastosowań krzemu amorficznego. Bardzo liczna grupa prac dotyczyła własności powierzchni.

Oprócz prac z dziedziny fizyki ciała stałego interesujące referaty i komunikaty związane były z fizyką cieczy i ciekłych kryształów. Dotyczy to zarówno cieczy kwantowych, takich jak ^3He i ^4He , jak i np. wody w strukturach biologicznych.

Na zakończenie warto podkreślić, że pewien postęp widać było w wielu przypadkach w technice prezentowania wyników referowanych prac. Dotyczy to nie tylko barwnych (czasami nawet chciałoby się dodać o cudownych kolorach) przezroczy przedstawiających plastycznie wyniki obliczeń komputerowych, ale także kolorowych folii do rzutnika, częstego przedstawiania wzorów i rysunków o jaskrawych barwach na idealnie czarnym tle itd. Atrakcyjność formy w wielu przypadkach nie tylko ułatwiała zrozumienie pewnych rzeczy, ale również wpływała na tzw. ogólne wrażenie i ocenę jakości prezentowanych prac przez uczestników Konferencji, co jest nie bez znaczenia.

Przeglądowe referaty wygłoszone w trakcie trwania Konferencji opublikowane zostaną w serii *Advances in Solid State Physics* w ciągu najbliższych miesięcy.

Następna konferencja tego typu odbyć się ma w marcu 1986 r. w Sztokholmie.

Wojciech Szuszkiewicz

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

RECENZJE

Andrzej Sukiennicki, Alfred Zagórski: *Fizyka ciała stałego*, WNT, Warszawa 1984, s. 415, nakład 8 000 egz., wyd. II zmienione, cena zł 230.—

Podręcznik napisany przez pracowników Politechniki Warszawskiej, prof. Andrzeja Sukiennickiego i dra Alfreda Zagórskiego, został wydany przez Wydawnictwa Naukowo-Techniczne w ramach serii wydawniczej „Podręczniki akademickie — Elektronika — Informatyka — Telekomunikacja”. Jest to drugie, zmienione wydanie skryptu *Fizyka ciała stałego*, który ukazał się w 1977 r., nakładem Wydawnictwa Politechniki Warszawskiej. Jak piszą Autorzy, „jest on adresowany głównie do studentów i absolwentów uczelni technicznych, zwłaszcza tych, których specjalizacja jest blisko związana z fizyką ciała stałego. Odnosi się to przede wszystkim do studentów i absolwentów wydziałów elektroniki, ale może dotyczyć również innych kierunków. Zakres tematyczny podręcznika jest przy tym na tyle obszerny, że może zaspokajać, przynajmniej częściowo, również potrzeby studentów fizyki technicznej wyższych uczelni technicznych, a także niektórych młodszych pracowników nauki”.

Ukazanie się nowego podręcznika fizyki ciała stałego, dostosowanego do programu studiów i poziomu przygotowania studentów politechnik, należy powitać z uznaniem. Dostępne w języku polskim tłumaczenia znanych podręczników Kittela [1], Zimana [2], Harrisona [3], Werta i Thomsona [4], a także przygotowywane do druku tłumaczenie podręcznika Ashcrofta i Merminia [5] swoją objętością, zakresem i stopniem trudności nie odpowiadają programom studiów. Są albo zbyt trudne [2,3] albo zbyt obszerne i źle tłumaczone [1] albo zbyt uproszczone [4], a poza tym są niedostępne na rynku księgarskim. Przetłumaczone na język polski lub też oryginalne, nieliczne podręczniki fizyki półprzewodników, fizyki metali i inne bardziej specjalistyczne, których nie wymieniam, obejmują z natury rzeczy wąski zakres materiału.

Podręcznik składa się z 15 rozdziałów: 1. Elementy mechaniki kwantowej, 2. Elementarne problemy kwantowe, 3. Rachunek zaburzeń, 4. Fizyka statystyczna stanów równowagi, 5. Fizyka statystyczna stanów nierównowagi, 6. Budowa ciał stałych, 7. Wiązania w ciałach stałych, 8. Drgania sieci krystalicznej, 9. Elektrony swobodne, 10. Struktura pasmowa ciał stałych, 11. Metale, 12. Półprzewodniki, 13. Magnetyki, 14. Dielektryki. Ferroelektryki, 15. Nadprzewodniki. Każdy rozdział kończy się zestawem około 10 zadań, przeznaczonych do samodzielnego rozwiązania. Podręcznik zawiera 163 rysunki i wykresy oraz 6 tabel. Książkę uzupełnia spis zalecanej literatury (dostępnych w języku polskim podręczników) i skorowidz rzeczowy.

Pierwsze pięć rozdziałów, mniej więcej jedna trzecia objętości podręcznika, obejmuje podstawowe wiadomości z mechaniki kwantowej i fizyki statystycznej, niezbędne w dalszym toku wykładu. Omówiono tu: elementarne wprowadzenie do mechaniki kwantowej, rachunek zaburzeń z czasem i bez czasu, proste zastosowania łącznie ze szczegółowym rozwiązaniem zagadnienia oscylatora harmonicznego, momentu pędu i atomu wodoru, a także podstawowe własności układu wielu cząstek. Wiadomości z fizyki statystycznej dotyczą: rozkładu mikrokanonicznego, kanonicznego i wielkiego kanonicznego, funkcji termodynamicznych, statystyk kwantowych, elementów teorii przejść fazowych Landaua oraz podstawowych informacji o równaniu Boltzmanna i teorii fluktuacji. Stopień trudności wykładu odpowiada poziomowi znanych podręczników Matthews'a [6] i Zalewskiego [7]. Zestawienie podstawowych wiadomości z mechaniki kwantowej i fizyki statystycznej w podręczniku fizyki ciała stałego dla studentów politechniki należy uznać za celowe, a nawet bardzo pożyteczne. Wiedza studentów opiera się głównie na kursie fizyki ogólnej, w którym niewiele miejsca zajmują elementy mechaniki kwantowej i fizyki statystycznej. Wiadomości te są wyraźnie niewystarczające do głębszego zrozumienia podstaw fizyki ciała stałego. Wydaje mi się jednak, że należałoby postarać się o bardziej systematyczną i uporządkowaną formę prezentacji materiału, tak aby ta część podręcznika przybrała formę kompendium. W tej części podręcznika znalazłem szereg nieścisłości.

A oto ich niepełna lista:

- s. 30¹¹: $\sin^2 \frac{\pi \cdot x}{a}$ nazwano falą stojącą,
- s. 30¹²: mowa jest o reprezentacji, a nie o obrazie Schrödingera,
- s. 33₃: korzysta się z pojęcia zespołu statystycznego, którego nie zdefiniowano,
- s. 38: zbyt powierzchownie wprowadzono pojęcie przybliżenia jednocząstkowego,
- s. 64¹: niefortunne sformułowanie: „Równanie Schrödingera daje się podzielić na trzy równania”,
- s. 93₁₇: mowa jest o wartości spinu 1/2, a nie o długości,
- s. 99¹¹: dziwne zdania: „Bozony mają spin całkowity, często równy zero. Ich przykładem w fizyce ciała stałego mogą być drgania normalne sieci...”
- s. 103¹²: niefortunna definicja funkcji gęstości stanów,
- s. 108 i 109 (por. również 114 i 115): niejasna definicja gęstości prądu,
- s. 118—125: nieudana definicja i klasyfikacja przejść fazowych,
- s. 113₁₀: niefortunne wyprowadzenie wzoru (5/21).

W zasadniczej części podręcznika można wyróżnić dwie grupy rozdziałów o różnym stopniu trudności. Rozdziały 6, 7, 8, 9 i 14 są zupełnie standardowe i zawierają wiadomości, które można znaleźć w każdym elementarnym podręczniku fizyki ciała stałego. Rozdziały 10, 11, 12, 13 i 15 są bardziej zaawansowane, niektóre z nich zawierają materiał przedstawiony w oryginalny sposób. Zrozumienie tych rozdziałów wymaga od czytelnika dużego wysiłku i dobrej znajomości podstaw fizyki.

Przejdźmy do omówienia elementarnej części podręcznika. Rozdziały 6 i 7 zawierają podstawowe wiadomości o strukturze ciał stałych i o ich klasyfikacji z uwagi na charakter oddziaływań w nich występujących. Rozdział 6 zawiera paragrafy o defektach sieci krystalicznej, ciałach bezpostaciowych i ciekłych kryształach. Rozdział 7 zawiera dość szczegółową dyskusję wiązania kowalentnego na przykładzie cząsteczki H₂. W tej części podręcznika znalazło się trochę błędów lub niefortunnych sformułowań.

A oto niektóre z nich:

- s. 129¹¹: Autorzy piszą: „Istnieje wiele struktur pośrednich, tak, że o wyraźnej różnicy między ciałami krystalicznymi i bezpostaciowymi nie może być mowy” (A symetria translacyjna?),
- s. 130₄: nie podkreślono, że wektory translacji podstawowych są liniowo niezależne,
- s. 151₁₄: Autorzy piszą: „Struktury ciał krystalicznych nie można opisywać przy użyciu pojęć stosowanych w krytalografii”,
- s. 157: wzór (7/3) powinien mieć postać $\left(\frac{d^2U}{dr^2}\right)_{r=r_0} > 0$,
- s. 177²: należy mówić o kryształach pierwiastków gazów szlachetnych (a nie o kryształach gazów szlachetnych!),
- s. 177³: należy dodać, że hel można zestalić pod ciśnieniem ok. 30 atm (kryształ kwantowy).

W rozdz. 8 omówiono, na przykładzie sieci jednowymiarowej, pojęcie drgań normalnych i kwantowanie tych drgań. Wprowadzono również pojęcie drgań lokalnych i powierzchniowych. Rozdział zawiera teorię ciepła właściwego Debye'a. Przy rozpatrywaniu dynamiki sieci Autorzy preferują dyskusję modeli jednowymiarowych. Nie jest to złe. Ale należy wtedy szczególnie skrupularnie podkreślić, jak można przenieść wyniki na przypadek trójwymiarowy. Istnieją w literaturze modele trójwymiarowe, proste matematycznie, które bardzo dobrze nadają się do wyjaśnienia podstawowych zasad teorii dynamiki sieci. Razi w tym rozdziale błędne wprowadzenie pojęcia fononu. Autorzy utożsamiają pojęcie fononu z pojęciem drgania normalnego. Oczywiście fonon jest kwantem energii drgania normalnego, ale nie jest drganiem normalnym. Na s. 198⁹ Autorzy piszą: „Należy jeszcze ustalić górną granicę całkowania względem q , a następnie względem ω . Jest ona zdeterminowana tym, że liczba niezależnych fononów jest równa liczbie stopni swobody układu czyli $3N$ (!)”. Na s. 195 znajdujemy zdanie: „Przez oscylatory rozumiemy tu (przy omawianiu modelu Einsteina) nie oddzielne atomy, lecz określone drgania kolektywne — fonony...”. Podobne nieporozumienie występuje przy omawianiu drgań lokalnych (s. 204). Niezbyt przejrzyste wprowadzono pojęcie quasi-pędu i ważną zasadę zachowania quasi-pędu (s. 192). Podobne niejasności występują przy omawianiu warunków cyklicznych (lub periodycznych) Borna-von Kármána. Razi utożsamianie fal sieciowych (określonych jedynie w węzłach sieci krystalicznej) z falami płaskimi (określonymi w całej

przestrzeni). Na s. 197^a można przeczytać niezręczne zdanie: „Prędkości obu typów polaryzacji mogą być różne...”. Rozdział 8 wymaga poprawek i uzupełnień.

W rozdz. 9 przedstawiono model elektronów swobodnych, teorię ciepła właściwego gazu elektronów i wprowadzono pojęcie ekranowania oddziaływań. Jest on napisany w dość tradycyjny sposób. Warto było pokusić się o bardziej nowoczesne przedstawienie tego ważnego w fizyce ciała stałego modelu. Trudno wciąż powtarzać zdanie o pomijaniu oddziaływań kulombowskich. Autorzy piszą: „Pomija się również oddziaływania kulombowskie, które w niektórych zagadnieniach odgrywają ważną rolę” (s. 218^a). A przecież sprawę można bardzo ładnie wyjaśnić wprowadzając pojęcie kwazi-cząstki. W *Postęпах Fizyki* ukazało się na ten temat wiele artykułów, które mogą być pomocne w opracowaniu omawianego zagadnienia. Przejdźmy teraz do omówienia rozdz. 14, który poświęcony jest dielektrykom, ze szczególnym uwzględnieniem kryształów ferroelektrycznych. Jest on bardzo słabo opracowany i odpowiada stanowi wiedzy sprzed co najmniej 30 lat. Po przedstawieniu elementarnych wiadomości o polu lokalnym, mikroskopowych mechanizmach polaryzacji, relaksacji dielektrycznej, Autorzy zajmują się (na 8 stronach) własnościami kryształów ferroelektrycznych. Nie podano jednak poprawnej definicji fenomenologicznej ferroelektryka i nie wykorzystano, przedstawionej w rozdz. 5, teorii Landaua przejść fazowych do opisu jego własności makroskopowych. Omówienie prawa Curie-Weissa (s. 376) jest mylące. Podobna uwaga dotyczy zjawiska piroelektrycznego (s. 381) i piezoelektrycznego (s. 376). Przedstawiona klasyfikacja ferroelektryków (ferroelektryki z wiązaniem wodorowym i ferroelektryki z wiązaniem jonowym) jest przestarzała. Obecnie klasyfikuje się ferroelektryki z uwagi na mechanizm przemiany fazowej (typu przemieszczenia i typu porządek-nieporządek). Szkoda, że nie wspomniano wyraźnie, że przejście z fazy paraelektrycznej do ferroelektrycznej jest strukturalnym przejściem fazowym, tzn. wiąże się ze zmianą symetrii kryształu. Krótki paragraf o teoriach uporządkowania ferroelektrycznego (14.6) zawiera wiele nieścisłości. Nie wydaje się uzasadnione stwierdzenie Autorów, że „...nie ma jednolitej teorii ferroelektryczności i często trzeba posługiwać się różnymi modelami, zależnie od rozważanego problemu”. Istnieją modele fizyczne, które tłumaczą szeroką klasę zjawisk fizycznych w dwóch grupach kryształów ferroelektrycznych (ich proste przedstawienie można znaleźć, np. w książeczce [8]). Jest dzisiaj powszechnie przyjęte, że zjawisko ferroelektryczności wiąże się z efektami anharmonicznymi drgań sieci krystalicznej lub efektami uporządkowania pewnych elementów struktury kryształu, a pojęcie miękkiego modu jest w tej teorii pojęciem bardzo ważnym. Sprawy te nie znalazły należytego odzwierciedlenia w omawianym rozdziale. Znajdujemy w nim natomiast stwierdzenie: „Bardzo popularna jest obecnie tzw. dynamiczna teoria ferroelektryczności. Uwzględnia się w niej tylko siły harmoniczne” (s. 379₁₁)... „Fonony optyczne mogą mieć różne długości fal. Fale krótkie są szybkozmiennymi funkcjami położenia, wskutek czego lokalne momenty dipolowe kompensują się w małych obszarach przestrzeni i nie dają wypadkowego momentu. Pozostają, praktycznie rzecz biorąc, tylko te fale, dla których wektor falowy q jest bliski zeru” (s. 379₈)... „Bardziej szczegółowe rozważania prowadzą do wniosku, że zniknięcie jednego z drgań normalnych powoduje pojawienie się stanu ferroelektrycznego. Z tego względu drganie to nazywa się drganiem ferroelektrycznym. Zakłada się (!? — H. K.) ponadto, że jego częstotliwość jest proporcjonalna do $\sqrt{T-T_c}$, dzięki czemu można uzyskać dobrą zgodność z danymi doświadczalnymi” (!? — H. K.) (s. 380^b)... „Brak jest spójnej teorii antyferroelektryczności” (s. 381^f).

Z każdym zdaniem chciałoby się polemizować, ale brak miejsca na to nie pozwala. Rozdział 14 wymaga więc całkowitej przeróbki.

Rozdziały 10, 11, 12, 13 i 15, stanowiące bardziej zaawansowaną część podręcznika, należą również do jego lepszej partii. Rozdział 10 omawia podstawy teorii pasmowej ciała stałego. Przedstawiono w nim podstawowe założenia przybliżenia jednoelektronowego, omówiono metody obliczania struktury pasmowej i sposoby jej doświadczalnej weryfikacji. Ważne uzupełnienie rozdziału stanowi i ciekawe przedstawienie problemu stanów zlokalizowanych i wyjaśnienie pojęcia ekscytonu i polaronu. Rozdział 11 zawiera elementy teorii metali. Omówiono zjawisko przewodnictwa elektrycznego, emisję elektronów z metalu, pojęcie powierzchni Fermiego a także podstawowe własności stopów metalicznych i metali amorficznych. Nje wspomniano jednak o przewodnictwie cieplnym metalu chociaż podano prawo Wiedemana-Franza, nie zaznaczając jednak, że jest to prawo przybliżone. Rozdział 12 dotyczy półprzewodników i omawia własności półprzewodników samoistnych i niesamoistnych, mechanizmy przewodnictwa elektrycznego, własności optyczne, efekt Halla, zjawiska termoelektryczne, zjawiska kontaktowe i powierzchniowe. Przed-

stawiono również podstawowe własności półprzewodników amorficznych. Rozdział ten zawiera wiele pożytecznych informacji. W rozdziale 13 omówiono podstawowe własności ciał magnetycznych: diamagnetyków, paramagnetyków, ferromagnetyków i antyferromagnetyków. Dość szczegółowo omówiono typy uporządkowań magnetycznych, w tym uporządkowania niekolinearnego. Przedstawiono podstawy modelu Heisenberga, wprowadzono pojęcie fal spinowych a także zasadnicze idee pasmowego modelu ferromagnetyzmu. Rozdział zawiera również podstawy teorii struktury domenowej (wspomniano o domenach cylindrycznych), podstawowe informacje o rezonansie magnetycznym, o magnetykach amorficznych i szklach spinowych. W rozdz. 15, po omówieniu najważniejszych własności nadprzewodników pierwszego i drugiego rodzaju, Autorzy zajmują się stanem pośrednim i na podstawie równań Londonów omawiają elektrodynamikę nadprzewodników. W obszernym paragrafie przedstawiono podstawy teorii BCS, obliczone najważniejsze charakterystyki stanu nadprzewodzącego (przerwa energetyczna, temperatura przejścia) i wyjaśniono podstawowe własności nadprzewodników (idealne przewodnictwo, efekt Meissnera) w świetle rozpatrywanej teorii mikroskopowej. Rozdział kończy omówienie efektu Josephsona i zestawienie najważniejszych zastosowań nadprzewodników. Być może trochę miejsca należało poświęcić nadprzewodnikom o wysokich temperaturach przejścia i wspomnieć o najwyższej obserwowanej temperaturze przejścia (Nb_3Ge —23 K).

Warto podkreślić, że omówione wyżej rozdziały 10—13 i 15 zawierają, oprócz tradycyjnego materiału przedstawionego często w sposób żywy a nawet oryginalny, omówienie szeregu problemów, które są zazwyczaj pomijane w elementarnych podręcznikach fizyki ciała stałego. Wymienię niektóre: stany zlokalizowane i powierzchniowe, półprzewodniki i metale amorficzne, szkła spinowe, model Hubbarda i model Zenera, stopy metaliczne, domeny cylindryczne, zjawisko Josephsona itd. Problemy te nie są potraktowane zbyt głęboko, niemniej jednak tego typu informacja ożywia tok wykładu.

I w tej części podręcznika można znaleźć szereg niedociągnięć. Sformułowanie przybliżenia adiabatyicznego (par. 10.1) jest bardzo uproszczone, a zdanie: „Dla uwzględnienia wzajemnych oddziaływań między elektronami stosuje się tzw. przybliżenie jednoelektronowe” (s. 224¹⁰) — niefortunne. Wzór (10/13) jest sformulowaniem twierdzenia Blocha, a wzór (10/20) określa funkcję Blocha. Werbalne omawianie zaawansowanych metod obliczania struktury pasmowej (Wignera-Seitza, OPW, APW, KKR i pseudopotencjału) bez wzorów i choćby schematycznych rysunków, mija się z celem — trudno te wywody zrozumieć. Oznaczanie liczby komórek prymitywnych w obszarze podstawowym przez N^3 (zamiast przez N , jak to jest ogólnie przyjęte) (s. 238) prowadzi do nieporozumień (por. wzór (9/9)). Przy omawianiu klasyfikacji ciał stałych, z uwagi na ich strukturę pasmową (par. 10.8), warto było wspomnieć o półmetalach. Podobnie w rozdz. 12 należało wspomnieć o półprzewodnikach o zerowej przerwie energetycznej. Podany na str. 266 wzór na gęstość prądu nie zgadza się ze wzorem (5.27). Definicja gęstości stanów na s. 266 nie pokrywa się z definicją daną wzorem (9/8) (bez V i z V). Niezbyt jasno wyjaśniono sens pseudopotencjału (s. 242). Omawianie struktury i własności magnetycznych ferrytów, granatów i spineli bez jednego choćby schematycznego rysunku, uniemożliwia praktycznie zrozumienie paragrafu 13.6. Podobna uwaga dotyczy wielu innych problemów przedstawionych w książce. Przy omawianiu modelu pasmowego ferromagnetyzmu Autorzy używają nieszczęśliwego wyrażenia: „...elektrony w ciele stałym są do pewnego stopnia wędrowne” (s. 338¹⁴). W tej części podręcznika razi słowna krytyka różnych modeli (np. modelu Hubbarda, modelu Heisenberga i innych) zamiast wskazania zakresu ich stosowności. Czytelnik może odnieść wrażenie, że prawie wszystkie modele będące przedmiotem fizyki ciała stałego są złe, zamiast, że każdy z nich ma ograniczony zakres stosowności.

Zaletą podręcznika jest zaopatrzenie każdego rozdziału w zestaw ok. 10 zadań, często dość trudnych i wykraczających poza zakres materiału zawartego w tekście, które mogą być tematem ćwiczeń do wykładu. Układ materiału przyjęty w podręczniku odpowiada ramowemu programowi przedmiotu fizyka ciała stałego na wydziałach elektroniki politechnik (przynajmniej tak jest w Politechnice Wrocławskiej). Oczywiście zakresem materiału podręcznik poza ten program wykracza. Autorzy używają konsekwentnie układu jednostek SI. Stosowana terminologia, według mojej skromnej w tej dziedzinie wiedzy, jest poprawna z drobnymi odchyleniami (typu: zamiast metoda ciasnego wiązania — metoda silnego wiązania, zamiast dołączone fale płaskie — dopasowane fale płaskie itp.) i ustępstwami na rzecz terminologii preferowanej przez techników (typu: zamiast częstość—częstotliwość, zamiast koherencja—koherentność).

Wydaje mi się, że recenzowaną książkę w obecnej postaci trudno nazwać podręcznikiem fizyki ciała stałego. Przypomina ona raczej skrypt lub notatki do wykładów. Autorzy nie mogli zdecydować się na

jednolitą koncepcję, jak połączyć przedstawienie faktów z wyjaśnieniem zasad, które te fakty tłumaczą. W rezultacie powstała książka, którą można zwięźle określić jako skrzyżowanie podręczników Kittela [1] i Zimana [2], napisanych przecież w oparciu o różne idee przewodnie. Wydaje mi się, że podręcznik przeznaczony dla studentów politechnik powinien zawierać więcej faktów (danych doświadczalnych) i więcej oszacowań typu „obliczeń na palcach”. Ważny jest dobór przejrzystych modeli fizycznych i staranne wyjaśnienie zakresu ich stosowalności. Niedostępnym wzorem w tej dziedzinie jest podręcznik Ashcrofta i Mermina [5]. Język kolokwialny stosowany w recenzowanym podręczniku ożywia, być może, tok wykładu, ale utrudnia zwięźle przekazywanie informacji.

Szata typograficzna książki jest raczej skromna. Rysunki i wykresy są schematyczne i jest ich za mało. Papier gazetowy, okładka miękka. Liczba błędów drukarskich dość duża (brak jest erraty). Oto niektóre z nich¹:

- s. 31: we wzorze (1/64) brak $\varphi(r)$ po lewej stronie w liczniku;
- s. 67₁: jest $l = 0$, powinno być $l \neq 0$;
- s. 89³: jest $E' = E_c + E$, powinno być $E' = E_c - E$;
- s. 90¹¹: jest $-k\beta \frac{d}{d\beta}$, powinno być $-k\beta^2 \frac{d}{d\beta}$;
- s. 115: we wzorze (5/27) jest v_k^2 , powinno być v_k ;
- s. 186₈: jest brzegowych, powinno być periodycznych;
- s. 220: we wzorze (9/30) brak trójki w liczniku;
- s. 271: we wzorze (11/5) jest $E' = E' \pm \hbar\omega$, powinno być $E' = E \pm \hbar\omega$;

Oceniając krytycznie obecną formę recenzowanego podręcznika, należy docenić duży trud Autorów włożony w jego opracowanie.

Wydanie podręcznika należy uznać za fakt pożyteczny i uzasadniony. Biorąc pod uwagę brak tego typu książek na rynku księgarskim, należy sądzić, że omawiany w recenzji podręcznik, okaże się użyteczny jako pomoc do wykładu fizyki ciała stałego dla studentów politechnik. Być może potrzebnym okaże się czynny komentarz wykładowcy przedmiotu. Mam nadzieję, że następne wydanie podręcznika będzie gruntownie przerobione i uzupełnione.

Literatura

- [1] Ch. Kittel, *Wstęp do fizyki ciała stałego*, PWN, Warszawa 1974.
- [2] J. M. Ziman, *Wstęp do teorii ciała stałego*, PWN, Warszawa 1977.
- [3] W. Harrison, *Teoria ciała stałego*, PWN, Warszawa 1976.
- [4] C. A. Wert i P. M. Thomson, *Fizyka ciała stałego*, PWN, Warszawa 1974.
- [5] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin, *Solid State Theory*, Holt, Reinhart and Winston, New York 1976.
- [6] P. T. Matthews, *Wstęp do mechaniki kwantowej*, PWN, Warszawa 1974.
- [7] K. Zalewski, *Wykłady z termodynamiki fenomenologicznej i statystycznej*, PWN, Warszawa 1966; Wyd. 3 zmienione PWN, W-wa 1973.
- [8] B. A. Strukov, A. P. Levanyuk, *Fizicheskie osnovy segnetoelektricheskikh yavlenii v kristallakh*, Nauka, Moskva 1983.

Henryk Konwent

Instytut Fizyki
Politechnika Wrocławska
Wrocław

¹ Pełną listę 32 błędów, zauważonych przez Recenzenta, przekazujemy Wydawnictwu (przyp. Red.)

KRONIKA

Komisja Astrofizyki IUPAP

Jak informowaliśmy (Kronika 2/85), Walne Zgromadzenie IUPAP w październiku 1984 postanowiło utworzyć nową komisję: C19 — Komisja Astrofizyki. Jej przewodniczącym został prof. P. Ledoux z Instytutu Astrofizyki w Ougrée, Belgia, a sekretarzem — prof. P. E. Maltby z Instytutu Astrofizyki Teoretycznej Uniwersytetu w Oslo.

IUPAP News Bull, 85—1

EPS

W czerwcu 1985 Europejskie Towarzystwo Fizyczne (EPS) miało 3803 członków indywidualnych i 29 organizacji członkowskich (głównie krajowe towarzystwa fizyczne), a ponadto 65 członków stowarzyszonych (instytucje naukowe i firmy przemysłowe). Prezesem EPS jest G. H. Stafford (Oxford). Aktualny skład Komitetu Wykonawczego podaliśmy w poprzedniej Kronice. Teraz informujemy o Komitetach Doradczych, podając nazwiska ich przewodniczących (i w nawiasach nazwiska polskich członków tych Komitetów):

Fizyka Stosowana i Fizyka w Przemysle — przew. G. Pfister, Männedorf, CH (A. Oleś, Kraków),

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

Finanse — A. Messiah, Saclay, F,

Nauczanie Fizyki — przew. J. Depireux, Liège, B (F. Kaczmarek, Poznań i J. Konopka, Warszawa),

Fizyka a Społeczeństwo — przew. D. H. Parkinson, Malvern, GB (J. Konopka, Warszawa),

Publikacje — przew. J. M. Araujo, Porto, P (Ł. A. Turski, Warszawa),

Europhysics News — przew. J. Muller, Genewa, CH (A. Sobiczewski, Warszawa),

Wolność Nauki — przew. J. M. Charap, Londyn, GB.

Grupa — Fizyka dla Rozwoju — przew. W. Liljethun, Bergen, N.

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

B. W.

Europhys. News 16, No 6 (1985)

Zebranie Komitetu Doradczego EPS
ds. Nauczania Fizyki

Kolejne zebranie ACPE (Advisory Committee on Physics Education) odbyło się w dniach 19 i 20 marca 1985 w Poznaniu, w Collegium Minus Uniwersytetu Adama Mickiewicza. Przewodniczącym ACPE jest obecnie J. Depireux (Belgia), a sekretarzem — M. G. Ebison (Anglia). Uczestnicy zebrania otrzymali od sekretarza ACPE następujące materiały: dokument o badaniach w dziedzinie kształcenia w fizyce, dokument o centralnej europejskiej instytucji certyfikacyjnej dla nauczycieli fizyki, specjalną gazetkę fizyczną *Snippets* wydaną w Anglii, streszczenie działalności Komitetu w ciągu ostatnich 12 miesięcy, raporty w sprawie czasopisma EPS *European Journal of Physics*.

W sprawozdaniu z działalności podano, że: 1) sekretarz ACPE reprezentował Komitet na XV Międzynarodowej Olimpiadzie Fizycznej w Szwecji w czerwcu 1984,

2) ACPE wniósł dość znaczny wkład do 6 Konferencji Generalnej EPS w Pradze; ACPE zorganizował specjalne sympozjum oraz współuczestniczy

w organizacji innego sympozjum związanego z tą Konferencją,

3) idea Europejskiego Centrum Nauczania Fizyki przybiera formy sieci (*network*); forma ta polega na organizacji w różnych krajach europejskich szkół i seminariów na temat dydaktyki fizyki.

European Journal of Physics — rozważano możliwości wnoszenia opłaty za to czasopismo w walutach lokalnych. Wysunięto propozycję, by niektóre numery poświęcone były w całości określonej tematyce. Zgodzono się z sugestią Redaktora Naczelnego by został on członkiem ACPE. Postanowiono, że ACPE wystosuje słowa podziękowania dla ustępującego Redaktora Naczelnego prof. W. G. Seriesa za jego wielki wkład pracy, szczególnie na początku istnienia czasopisma. ACPE rekomenduje następujące osoby do Rady Redakcyjnej: prof. K. F. Alexander (NRD), prof. Z. Białynicka-Birula (Polska), prof. A. Fernandez-Ranada (Hiszpania), prof. A. R. Mackintosh (Dania), prof. S. O. Lundqvist (Szwecja).

European Education News — ostatnio wydrukowano nr 13 poświęcony mikrokomputerom. UNESCO nie zgodziło się stale finansować wydawnictwa, ale może to czynić sporadycznie w odniesieniu do niektórych numerów. Prof. G. Born (RFN) zgodził się przygotować kolejny numer (na temat popularyzacji fizyki). ACPE wyraża podziękowanie prof. Jannerowi oraz Uniwersytetowi w Nijmegen za wielkie wysiłki, jakie poczynili, by czasopismo to mogło ukazywać się w ostatnich kilku latach.

Nauczanie za granicą — prof. F. Kaczmarek złożył ustne sprawozdanie z dwumiesięcznego pobytu w Uniwersytecie w Lund w ramach programu EPS „Teaching Abroad”. Sprawozdanie to ukazało się w *Europhysics News*, a również w *Postępek Fizyki* 35, 515 (1984). Do Lund pojedzie w tym roku prof. K. Leuchner z RFN. Następnego wykładowcę zagranicznego przyjmie prawdopodobnie Uniwersytet w Duisburgu (RFN).

Konferencja Generalna EPS w Helsinkach (1987) — zaproponowano, by ACPE zorganizował sympozjum „Aims and consequences of physics education” oraz „Aims and ways of teaching physics at various levels”. Grupa robocza wyłoniona spośród członków Komitetu opracuje ostateczną koncepcję udziału ACPE w konferencji.

Olimpiady Fizyczne — ACPE nie bierze bezpośredniego udziału w organizowaniu olimpiad fizycznych, jednak wykazuje wielkie zainteresowanie ich przebiegiem i analizuje płynące z nich wnioski. Obserwatorem z ramienia ACPE na XVI Między-

narodowej Olimpiadzie Fizycznej w Jugosławii w 1985 r. będzie prof. L. Silverberg (Szwecja).

Zakres prac ACPE w najbliższym czasie — 1) kształcenie nauczycieli, 2) podstawy naukowe nauczania fizyki, 3) co rozumie się pod pojęciem „dydaktyka fizyki”, 4) rola prac manualnych w nauczaniu fizyki, 5) ocena efektywności pracy nauczyciela.

Kolejne spotkania ACPE — następne spotkanie członków ACPE odbędzie się w dniach 14 i 15 marca 1986 w Londynie, a w 1987 r. ACPE zbierze się we Włoszech.

Przedmiotem obrad były jeszcze inne zagadnienia, z których na wymienienie zasługują: komputeryzacja na różnych szczeblach nauczania fizyki, przedstawianie komunikatów i referatów na zjazdach (wskazówki metodyczne), rola badań statystycznych na temat nauczania fizyki w krajach europejskich.

W czasie spotkania wykład „Nauczanie fizyki i kształcenie nauczycieli w Polsce” wygłosił doc. Henryk Szydłowski. Po wykładzie wywiązała się ożywiona dyskusja.

Dla uczestników spotkania zorganizowano wycieczkę po Poznaniu i Ostrowiu Tumskim.

Franciszek Kaczmarek

Czterdzięci lat fizyki w Łodzi

W Instytucie Fizyki Uniwersytetu Łódzkiego odbyła się 22 maja 1985 uroczystość z okazji czterdziestolecia fizyki w Łodzi.

W związku z założeniem Uniwersytetu Łódzkiego w 1945 r., prof. Marian Grotowski i prof. Feliks Joachim Wiśniewski (obaj z Wolnej Wszechnicy Polskiej) wraz z kilkoma współpracownikami rozpoczęli wtedy prace w celu utworzenia w tym Uniwersytecie katedr fizyki.

W ramach uroczystości czterdziestolecia odbyło się zebranie, na którym wygłoszone zostały referaty stanowiące przegląd rozwoju historycznego kierunku fizyki w ośrodku łódzkim, tj. w Uniwersytecie, w Wyższej Szkole Pedagogicznej i w łódzkim oddziale Instytutu Badań Jądrowych. Tego samego dnia, na drugim zebraniu, przedstawiono ważniejsze osiągnięcia naukowe dokonane w Łodzi.

Na zakończenie uroczystości odbyło się zebranie towarzyskie.

B. W.

Tablica ku czci Włodzimierza Mościckiego

W związku z piętnastoleciami utworzenia na Politechnice Śląskiej pierwszego w krajowych uczelniach technicznych Wydziału Matematyczno-Fizycznego, senat Politechniki podjął uchwałę o wmurowaniu w pobliżu pomieszczeń Pracowni Pomiarowej C-14, zorganizowanej przez prof. Włodzimierza Mościckiego, tablicy pamiątkowej z napisem:

Profesor zwyczajny doktor Włodzimierz Mościcki
1911—1977

pracownik Uniwersytetów Stefana Batorego w Wilnie, Adama Mickiewicza w Poznaniu i Mikołaja Kopernika w Toruniu oraz Politechnik Gdańskiej i Śląskiej. Zasłużony nauczyciel i krzewiciel fizyki. Współtwórca chronologii radiowęglowej. Organizator pierwszego laboratorium C-14 w Polsce.

Równocześnie postanowiono przemianować „Pracownię Pomiarową C-14” na „Laboratorium C-14 im. Włodzimierza Mościckiego”.

Uroczyste odsłonięcie tablicy w dniu 12 grudnia 1984 połączono z jubileuszowym, otwartym posiedzeniem Rady Wydziału Matematyczno-Fizycznego. Na uroczystości z udziałem J. M. Rektora i Senatu obecna była wdowa po Profesorze — Stanisława z synem Jerzym, współpracownicy i koledzy Profesora z Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie, Politechniki Gdańskiej, Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie, młodzież akademicka i pracownicy Wydziału Matematyczno-Fizycznego. Nadeszły telegramy z ośrodków zagranicznych: z Zagrzebia, Lundu, Marsylii i Berlina, z którymi prof. Mościcki współpracował, oraz od wielu fizyków polskich.

Uczeń prof. Mościckiego, dyrektor Instytutu Fizyki Politechniki Śląskiej — prof. Andrzej Zastawny — w swym wystąpieniu przedstawił życie i działalność Włodzimierza Mościckiego, żarliwego nauczyciela, uczonego, patrioty i prawego człowieka. Utworzone przez prof. Mościckiego laboratorium chronologii radiowęglowej jest kierowane i dalej rozwijane przez dra hab. Mieczysława Pazdura.

Autor niniejszej notatki poznał Profesora słuchając jego wykładów z fizyki doświadczalnej na UMK w Toruniu i później współpracował z nim w Gliwicach będąc sekretarzem Oddziału Gliwickiego PTF, któremu przez wiele lat przewodniczył prof. Mościcki, zawsze pogodny i życzliwy, z entuzjazmem popularyzujący fizykę przez organizo-

wanie pokazów i odczytów dla młodzieży szkół średnich.

Eugeniusz Soczkiewicz

ICTP czci pamięć Kastlera

Międzynarodowe Centrum Fizyki Teoretycznej (ICTP) w Trieście uczciło pamięć Alfreda Kastlera na specjalnej uroczystości w trakcie Kursu Fizyki Atomowej, Molekularnej i Laserowej. Kastler (przewodniczący Rady Naukowej ICTP w latach 1970—82) był inicjatorem serii tych właśnie kursów, które znacznie rozszerzyły interdyscyplinarność działalności ICTP.

Kastler był niesłychanie zaangażowany w powodzenie tego przedsięwzięcia. W trakcie pierwszego kursu z tego cyklu nie tylko był obecny na wszystkich wykładach i brał udział we wszystkich dyskusjach, lecz starał się też dopomagać indywidualnie młodym uczestnikom z krajów rozwijających się, a nawet nie opuścił żadnej lekcji języka włoskiego, związanej z tym kursem.

Inną nowością wprowadzoną przez Kastlera było zorganizowanie kursów, z językiem wykładowym francuskim, dla uczestników z krajów Afryki, mówiących po francusku. Z czasem przekształciły się one w szkoły letnie na temat nauczania fizyki i na temat niekonwencjonalnych źródeł energii. Niektóre z nich odbywały się w ICTP w Trieście, inne we Francji lub w Belgii.

W czasie uroczystości dyrektor ICTP Abdus Salam, przewodniczący Rady Naukowej ICTP S. Lundqvist i kilku dawnych współpracowników Kastlera przedstawiło jego osiągnięcia naukowe i wkład w rozpowszechnianie nauki.

B. W.

CERN Courier 25 No 5 (1985)

XXXIV Olimpiada Fizyczna

W XXXIV Olimpiadzie Fizycznej (rok szkolny 1984/5) wzięło udział w stopniu

wstępnym	1289 uczniów z	255 szkół
I	1122 „ z	304 „
II teoretycznym	744 „ z	210 „
II doświadczalnym	294 „ z	140 „
III (finał)	80 „ z	57 „

Ogólna liczba przystępujących do zawodów olimpijskich w porównaniu z ubiegłym rokiem

szkolnym nieznacznie wzrosła (z 1185 do 1289) przy prawie niezmięnionej liczbie szkół. Nadal jednak nie osiągnięto poziomu uczestnictwa XXX OF z r. 1979/80 (2514 uczestników z 451 szkół).

Spśród finalistów Komitet Główny Olimpiady Fizycznej wyłonił 29 laureatów, którzy uzyskali 62 punkty na 100 możliwych. Trzech pierwszych zawodników uzyskało powyżej 90 punktów, a najlepszy — 93 punkty. Rozkład finalistów i laureatów (liczby w nawiasach) na poszczególne klasy był następujący:

	kl. II	kl. III	kl. IV	kl. V	Suma
lic. ogólnokształcące	3 (—)	9 (5)	55 (18)	—	67(23)
technika zawodowe	—	—	—	13 (6)	13 (6)

Najwięcej było laureatów z okręgu warszawskiego (7) i częstochowskiego (5). Szczególnie należy podkreślić sukces XIV LO im. K. Gottwalda (Warszawa), z którego 5 uczniów zakwalifikowało się do finału, a dwóch zostało laureatami. Po dwóch laureatów miały: XIV LO im. Polonii Belgijskiej (Wrocław) oraz XXIV LO im. C. K. Norwida (Warszawa).

Dnia 27 maja 1985 na Wydziale Fizyki UW odbyło się zakończenie tegorocznej Olimpiady. Uroczystość prowadził prof. Henryk Szymczak, przewodniczący Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej, a prof. Adam Kujawski wygłosił referat „25 lat lasera”.

Podajemy nazwiska 7 pierwszych laureatów i ich nauczycieli: Jarosław Lis (ZSO im. M. Kopernika, Tarnobrzeg, nauczyciel — mgr Jacek Bąk), Jacek Wójcik (I LO im. K. Brodzińskiego, Tarnów, nauczyciel — mgr Adam Szklarz), Marcin Wolter (LO im. B. Nowodworskiego, Kraków, nauczyciel — dr Zofia Gołąb-Meyer), Piotr Hajłasz (XIV LO im. K. Gottwalda, Warszawa, nauczyciel — dr Wiera Olfieruk), Przemysław Siemion (XIV LO im. Polonii Belgijskiej, Wrocław, nauczyciel — mgr Marian Bąk), Henryk Borek (V Techn. Hutniczo-Mechaniczne, Ostrowiec Świętokrzyski, nauczyciel — mgr Krystyna Walczyk), Sławomir Winecki (LO w Myszkowie, nauczyciel — mgr Aleksander Surma).

Kilku spośród laureatów było już laureatami w poprzednich olimpiadach. Zdobywcy pierwszych pięciu miejsc reprezentowali Polskę na XVI Międzynarodowej Olimpiadzie Fizycznej, która odbyła się w końcu czerwca w Jugosławii.

Krystyna Pniewska

Amerykanie zainteresowani Międzynarodową Olimpiadą Fizyczną

Amerykański Instytut Fizyki postanowił wyasygnować 10 000 dolarów na pokrycie kosztów wysłania dwóch obserwatorów na Międzynarodową Olimpiadę Fizyczną w lipcu 1985 w Jugosławii.

Jack Wilson, członek Zarządu Amerykańskiego Stowarzyszenia Nauczycieli Fizyki (AAPT) wyraził opinię, że udział w igrzyskach Olimpiady Fizycznej podniesie prestiż fizyki w oczach młodzieży amerykańskiej i przyciągnie zdolniejszych do studiowania tego kierunku. Jest też zdania, że obecnie wiele z zadań olimpijskich odzwierciedla staroświeckie podejście do kształcenia w naukach ścisłych. Ma jednak nadzieję, że gdy Amerykanie staną się pełnoprawnymi współorganizatorami olimpiad fizycznych, będą mogli wpłynąć na unowocześnienie tych zadań.

Phys. Today 38, No 5 (1985)

B. W.

Co przyciąga do studiowania fizyki?

Peter Kalmus, profesor fizyki w Queen Mary College w Londynie, omawia w kwietniowym zeszycie *Physics Bulletin* wyniki ankiety przeprowadzonej jesienią 1984 wśród studentów brytyjskich rozpoczynających I rok studiów fizyki. Chodziło o ustalenie, jakie były czynniki wpływające na wybór tego właśnie kierunku studiów.

Analiza wyników uwzględniła odpowiedzi 2354 studentów z 45 wyższych uczelni. Na pytanie kto czy co pobudziło zainteresowanie fizyką (nauczyciele, rodzice, inne osoby, lekcje w szkole, inne wykłady, podręczniki szkolne, inne książki, telewizja, filmy, gazety codzienne, inne czasopisma) najczęściej ankietowanych wskazało nauczycieli, lekcje w szkole, książki (pozaszkolne), TV i czasopisma. Dalej proszono ankietowanych, aby z listy 13 działów fizyki wybrali 3, które najsilniej wpłynęły na dokonany przez nich wybór kierunku studiów. Najwyższy wynik uzyskała teoria względności i grawitacja (56% studentów), następnie astronomia i astrofizyka (39%), cząstki elementarne (34%), fizyka jądrowa (32%), mechanika kwantowa (30%), elektronika (27%), inne działy uzyskały między 17% a 4%. Ciekawe jest, że działy fizyki dalekie od bezpośrednich zastosowań miały największy wpływ na wybranie fizyki jako głównego kierunku studiów.

Phys. Bull. 36, No 4 (1985)

B. W.

Rozbudowa GSI zatwierdzona

Doniesiono ostatnio (czerwiec 1985) o ostatecznym zatwierdzeniu projektu rozbudowy systemu przyspieszania wiązki jonów w Laboratorium Ciężkich Jonów (GSI) w Darmstadcie. Istniejący tam liniowy akcelerator jonów UNILAC ma być uzupełniony synchrotronem oraz dwoma pierścieniami akumulacyjnymi (pisaaliśmy już o tym krótko w sprawozdaniu z konferencji AMCO-7, współorganizowanej przez GSI we wrześniu 1984 — PF 36, 491 (1985)). Cały ten system akceleracyjny pozwoli na otrzymywanie wiązki jonów wszystkich pierwiastków (aż do aktywnowców) o dowolnej energii, od najniższych (poniżej bariery kulombowskiej — wzbudzenie kulombowskie) aż do relatywistycznych, rzędu 1 GeV/nukleon (dla jąder najcięższych). Pozwoli on także na formowanie i przyspieszanie wiązki jąder nietrwałych, otrzymywanych jako produkty reakcji jądrowych. Uczyni to z GSI ośrodek o zupełnie wyjątkowych możliwościach przeprowadzania reakcji jądrowych, zarówno co do wielkiego zakresu energii zderzenia jak i wielkiej różnorodności zderzających się jąder. Realizacja tego programu ma kosztować ok. 300 milionów marek zachodnioniemieckich.

A. S.

Nowe detektory bolometryczne

Pomiary energii promieniowania wysyłanego przez ciała promieniotwórcze poprzez wyznaczenie ilości ciepła, które powstaje z konwersji energii tego promieniowania w energię termiczną, są nieomal tak stare jak sama nauka o promieniotwórczości. W 1903 r. Piotr Curie zastosował metodę kalorymetryczną do mierzenia ilości ciepła wydzielanego w rozpadzie promieniotwórczym. W 1927 r. C. D. Ellis i A. Wooster stosując mikrokalorymetr stwierdzili, że średnia energia cząstek β z rozpadu ^{210}Bi jest 0.337 MeV. Różnica między tym wynikiem a maksymalną energią 1.17 MeV w widmie rozpadu β skłoniła Pauliego do wysunięcia hipotezy istnienia nowej cząstki elementarnej — neutrina.

W metodzie Curie mierzone było całkowite ciepło wydzielane w rozpadzie. Stosunkowo nie tak dawno, przed ok. dziesięć laty, opracowano detektor termiczny zdolny do wyznaczania nie tylko całkowitej energii lecz również widma ener-

getycznego. Mikrokalorymetry pracujące w bardzo niskich temperaturach mają dobrą energetyczną zdolność rozdzielczą, lepszą niż detektory półprzewodnikowe.

Następnym krokiem było sprzężenie absorbenta o stosunkowo dużej powierzchni (kilku milimetrów średnicy) z małym (o średnicy ułamka milimetra) termistorem półprzewodnikowym. W ten sposób można było rozdzielić funkcjonowanie przyrządu jako absorbenta od funkcjonowania jako detektora. Uzyskana zdolność rozdzielcza była dość dobra, ale reakcja przyrządu powolna, głównie z przyczyn konstrukcyjnych. Ostatnio zastosowano tego typu detektor do pomiarów widma cząstek α emitowanych z mieszanego źródła ^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm . W zakresie energii cząstek α 5-6 MeV uzyskano zdolność rozdzielczą ok. 30 keV. Oczekuje się, że po zastosowaniu ulepszonych układów elektronicznych można będzie uzyskać zdolność rozdzielczą 3 keV.

Ta dobra zdolność rozdzielcza otwiera duże możliwości zastosowania nowych detektorów w fizyce jądrowej, atomowej, astrofizyce i fizyce ciała stałego. Jest bardzo istotne, że w przyrządach tych nie ma już problemów związanych z gromadzeniem się ładunków i wobec tego są one w zasadzie zdolne do detekcji cząstek słabo jonizujących lub w ogóle niejonizujących, a więc takich jak powoli poruszające się monopole lub neutrina astrofizyczne. W CERN-ie podjęto prace dotyczące zagadnienia możliwej masy spoczynkowej neutrina. Detektory nowego typu mogłyby wykryć masę spoczynkową neutrina rzędu kilku eV/ c^2 .

CERN Courier 25, No 5 (1985)

B. W.

Wykorzystanie wielkich komputerów

Dzięki staraniom naukowców, głównie fizyków (m. in. laureata Nagrody Nobla 1982 Kennetha Wilsona), Kongres Stanów Zjednoczonych zgodził się przydzielić Narodowej Fundacji Naukowej (NSF) znaczne kredyty na rozwój wielkich komputerów, w szczególności na stworzenie kilku ośrodków komputerowych. Centra takie powstaną w Uniwersytetach: Cornell, Princeton, Illinois w Urbana-Champaign i Kalifornijskim w San Diego.

Ośrodek w Uniwersytecie Illinois otrzyma komputer Cray X-MP, obecnie najszybszy na rynku. Dotacje wyniosą tu 45 mln dol. od NSF i 30 mln

dol. z innych źródeł. Ośrodek w Uniwersytecie Princeton, który zostanie nazwany Centrum im. Johna von Neumanna, otrzyma maszynę Cyber 205, która następnie będzie usprawniona przez dodanie multiprocessora ETA-10; dotacja 75 mln dol. od NSF i 48 mln dol. z innych źródeł, głównie od członków konsorcjum, które będzie korzystać z tego ośrodka (11 wyższych uczelni i Instytut Studiów Zaawansowanych). W San Diego będzie zainstalowany Cray X-MP, dotacja NSF wyniesie 65 mln dol. uzupełniona sumą 35 mln dol. z innych źródeł. Centrum to rozpocznie działalność na wiosnę 1986 i będzie mieć połączenia z użytkownikami (19 wyższych uczelni i instytutów) głównie przez satelitę. Ośrodek w Cornell będzie się nazywał Centrum Teorii i Symulacji w Nauce i Inżynierii, kierownikiem będzie Kenneth Wilson. To Centrum będzie ściślej niż inne współpracować z przemysłem. Dotacja NSF wyniesie 25 mln dol. Firma IBM ofiaruje komputer 3084 QX, do tego dojdą różne układy procesorów.

Poza nowo powstającymi Centrami, NSF wspomaga inne ośrodki komputerowe, m. in. ośrodek Uniwersytetu Minnesota, gdzie wkrótce będzie zainstalowany Cray-2, który ma pojemność głównej pamięci 256×10^6 słów i prędkość szczytową 1.6 „gigaflópów” (1.6×10^9 operacji zmiennoprzecinkowych na sekundę).

Fundusze z NSF będą użyte nie tylko na zakup i eksploatację urządzeń, lecz także na cele szkoleniowe. Szacuje się, że obecnie jest ok. 135 superkomputerów na świecie i tylko ok. 1000 osób, które są ekspertami w korzystaniu z nich.

Możliwość rozporządzania szybkimi komputerami o bardzo dużej pamięci jest niezmiernie istotna dla rozwoju nauki i są już zaplanowane badania z różnych dziedzin wykorzystujące te urządzenia.

Phys. Today 38, No 5 (1985)

B. W.

Od 1 stycznia 1986 będzie się ukazywać czasopismo *Europhysics Letters* powstałe z połączenia *Journal de Physique Lettres* i *Il Nuovo Cimento Lettere*. Publikować będzie komunikaty nie przekraczające w zasadzie 3000 słów. Ukazywać się będzie dwa razy w miesiącu w formacie B5 (16×24 cm). Każdy zeszyt będzie miał ok. 64 strony.

Redaktorem Naczelnym jest N. Kurti (Oxford), który ma do pomocy 14 współredaktorów. Oni będą decydować, na podstawie opinii recenzentów, o przyjęciu lub odrzuceniu pracy.

Wydawcami są: Francuskie Towarzystwo Fizyczne, które ofiarowało *Journal de Physique Lettres*, Włoskie Towarzystwo Fizyczne, które ofiarowało *Il Nuovo Cimento Lettere*, brytyjski Institute of Physics, który dostarczył początkowego kapitału 150 000 Fr. szw., Europejskie Towarzystwo Fizyczne, które zapewnia poziom naukowy. Następujące Towarzystwa zagwarantowały dostarczenie dalszych kapitałów, gdyby to okazało się konieczne: Austriackie Towarzystwo Fizyczne, Niemieckie Towarzystwo Fizyczne, Węgierskie Towarzystwo Fizyczne, Skandynawskie Towarzystwa Fizyczne (które działają jako jedna grupa), Szwajcarskie Towarzystwo Fizyczne, Tureckie Towarzystwo Fizyczne, Jugosłowiańskie Towarzystwo Fizyczne.

Maszynopisy prac wraz z ilustracjami, przygotowane według wskazówek zawartych w *Europhysics Style Manual*, należy nadsyłać w 4 egzemplarzach pod adresem: Staff Editor, Europhysics Letters, EPS, POB 69, CH-1213 Petit-Lancy 2, Szwajcaria.

Prenumerata roczna dla instytucji 550 Fr. szw., dla członków indywidualnych EPS (którzy muszą składać zamówienia poprzez sekretariat EPS) tylko 55 Fr. szw.

Europhys. News 16, No 6 (1985)

B. W.

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 zgłoszeń, A — termin nadsyłania streszczeń, P — przewidywane wydanie materiałów, U — przewidziana liczba uczestników, język (jeżeli inny niż polski), O — wysokość opłaty konferencyjnej.

KONFERENCJE 1986

24—26 czerwca 1986 r., Wrocław

VIII Intern. Wrocław Symposium on Electromagnetic Compatibility. SEP i Politechnika Wrocławska. Dr. W. Waszkis, skr. poczt. 2141, 51-645 Wrocław 12.
P, ang. i ros.

5—9 sierpnia 1986, Wrocław

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

10—14 sierpnia 1986, Cieszyn

12th 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. 01. 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.

10—12 września 1986, Poznań

Fizyka dla Przemysłu. Inst. Fizyki Pol. Poznańskiej. Dr Danuta Bauman (tel. 78-23-22) i mgr Barbara Szczęsnowska (tel. 78-23-24), IF PP, ul. Piotrowo 3, 60-965 Poznań.

Z: 10. 02. 86, A: 30. 04. 86, P. U: 300, O: dla zamiejscowych 5000 zł (włącznie z zakwaterowaniem i pełnym wyżywieniem)

14—20 września 1986, Spała

3rd Int. Conference on Physics of Magnetic Materials. Instytut Fizyki PAN.
D. Żymierska, IF PAN, Al. Lotników 32, 02-668 Warszawa, tel. 43-70-01
Z: 31.01.86, A: 31.03.86, P, ang., U: 200, O: 50 dol.

SZKOŁY 1986

17 lutego — 1 marca 1986, Karpacz

XXII Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Pola i geometria. IFT UW., doc.
A. Jadczyk, IFT UW., 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.

23—31 maja 1986, Wieżyca

3rd Int. School on Acousto-optics and Applications. Prof. A. Śliwiński, IFD UG, Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk
Z: 31.03.86, U: 80, ang., O: 250 dol.

czerwiec 1986, Bachotek

Szkoła Letnia Optyki Kwantowej. Inst. Fizyki UMK

1—13 września 1986, Mikołajki

XVIII Int. Summer School on Nuclear Physics — „Trends in Nuclear Physics”. Zakład Fizyki Jądra Atomowego IFD UW.

ERRATA

Pragniemy sprostować dwa błędy w podpisie pod trzecią fotografią w artykule: „Fragmenty rozmowy z Władysławem Kapuścińskim”, zamieszczonym w zeszycie 2/85. Zamiast Zbigniew Grabowoski powinno być Zbigniew Grabowski, a zamiast Janina Kosińska — Janina Kasińska. Przepraszamy.

Sprostowanie to zawdzięczamy prof. Józefowi Hurwicowi, który jest autorem poprzedniej (tj. drugiej w artykule) fotografii Władysława Kapuścińskiego, wykonanej w latach 60.

INFORMACJE DLA AUTORÓW

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

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

2. Maszynopis pracy (**oryginał i jedną pełną — z rysunkami, tablicami itd. — kopię**) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładne adresy, zarówno prywatny jak i instytucji, z zaznaczeniem, na który przesyłać korespondencję, korektę i honorarium autorskie. O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

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

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

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

6. Wzory należy wpisywać czytelnie, a w szczególności bardzo wyraźnie wpisywać wskaźniki i wykładniki potęg. Symbole wielkości wektorowych należy podkreślić czarnym ołówkiem, 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 teoryu kvantovannykh polei*, Nauka, Moskva 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. Przetrzymywanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

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

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

POSTĘPY FIZYKI
(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma na rok 1986:

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

Prenumeratę krajową przyjmuje się:

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

Instytucje 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.

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

Bieżące 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”.

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.

PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

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

SPIS TREŚCI

K. I. Wysokiński, T. Dietl — Całkowity i ułamkowy kwantowy efekt Halla	515
L. M. Sokołowski — Teorie Kaluzy-Kleina	539
RÓŻNE	
J. Kołodziejczak — Stan i kierunki rozwoju fizyki w Polsce	557
NOWOŚCI NAUKOWE	
P. Myśliński — Femtosekundowe impulsy światła	573
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	583
RECENZJE	587
KRONIKA	593

CONTENTS

K. I. Wysokiński, T. Dietl — Integer and Fractional Quantum Hall Effect	515
L. M. Sokołowski — The Kaluza-Klein Theories	539
MISCELLANEA	
J. Kołodziejczak — Present State and General Trends in Development of Physics in Poland	557
SCIENTIFIC NEWS	
P. Myśliński — Femtosecond Light Pulses	573
MEETINGS AND CONFERENCES	583
REVIEWS	587
CHRONICLE	593