
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 38
ZESZYT 5
1987

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Wiceprezesa

Prof. dr JERZY KOŁODZIEJCZAK

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ

Sekretarz Generalny

Doc. dr JANUSZ KONOPKA

Skarbnik

Prof. dr JERZY WDOWCZYK

Członkowie Zarządu

Dr TERESA BIAŁECKA

Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK

Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI

Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

Zastępcy Członków Zarządu

Prof. dr TOMASZ GOWOREK

Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI

Doc. dr IZABELA SOSNOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*

Mgr MACIEJ JĘDRZEJCZAK — *Delta*

Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Doc. dr MICHAŁ ŚWIECICKI (Białystok)

Dr BRONISŁAW GRZEGORZEWSKI (Bydgoszcz)

Dr MARIA DUŚ-SITEK (Częstochowa)

Doc. dr JERZY GRZYWACZ (Gdańsk)

Dr MIECZYSLAW F. PAZDUR (Gliwice)

Dr MARIAN DRZAZGA (Katowice)

Doc. dr KRYSZYNA MAŁUSZYŃSKA (Kielce)

Prof. dr ANDRZEJ BUDZANOWSKI (Kraków)

Doc. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHALAK (Łódź)

Doc. dr ANTONI GOLY (Opole)

Doc. dr JADWIGA STANKOWSKA (Poznań)

Prof. dr ALEKSANDER SZYMAŃSKI (Rzeszów)

Dr HENRYK WREMBEL (Ślupsk)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)

Prof. dr ROMAN S. INGARDEN (Toruń)

Prof. dr MARIAN GRYNBERG (Warszawa)

Prof. dr EUGENIUSZ JAGOSZEWSKI (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 38, Zeszyt 5

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1987

RADA REDAKCYJNA

Iwo Białynicki-Birula, Jerzy Czerwonko, Marek Demiański, Adam Kujawski, Marian Mięso-
wicz, Ludwik Natanson, Tadeusz Skaliński, Maciej Suffczyński, Józef Szudy, Przemysław Zie-
liński

KOMITET REDAKCYJNY

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

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

Korespondenci Oddziałów PTF

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

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

Nakład 2113+97 egz. Ark. wyd. 9,25. Ark. druk. 6⁸/₁₆+13 wkł. Papier druk. kl.
IV. 70×100, 71 g. Oddano do składania w czerwcu 1987. Podpisano do druku
w listopadzie 1987. Druk ukończono w listopadzie 1987. Zam. 295/87.

Cena zł 110.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, ul. Manifestu Lipcowego 13

W dniu 27 kwietnia br. został zatwierdzony przez Zarząd Główny PTF nowy skład Rady Redakcyjnej *Postępów Fizyki*.

Stanowią go profesorowie: Iwo Białynicki-Birula, Jerzy Czerwonko, Marek Demiański, Adam Kujawski, Marian Mięśowicz, Ludwik Natanson, Tadeusz Skaliński, Maciej Suffczyński, Józef Szudy, Przemysław Zieliński.

Serdecznie witamy nową Radę i bardzo liczymy na bliską i owocną dla pisma współpracę.

Komitet Redakcyjny

Robert R. Galazka

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Półprzewodniki półmagnetyczne *

Semimagnetic Semiconductors

Abstract: The most important properties of a new group of solids: semimagnetic semiconductors are reviewed. The influence of magnetic properties in electronic behaviour is described and the reciprocal influence of electrons on magnetic properties is discussed. Current problems of solid state physics in the investigation of semimagnetic semiconductors are named.

Fizyka ciała stałego obejmuje kilka dużych grup materiałów, wśród których półprzewodniki i materiały magnetyczne stanowią obecnie przedmiot szczególnie intensywnych badań.

Własności półprzewodników związane są z własnościami **zdelokalizowanych** nośników prądu. Własności magnetyków określają wymienne oddziaływania spinowe, pomiędzy **zlokalizowanymi** jonami paramagnetycznymi.

Oddziaływania wymienne są pomijane w przypadku półprzewodników. Sieć krystaliczna ma zwykle własności diamagnetyczne, a paramagnetyzm gazu elektronowego nie ma istotnego wpływu na własności materiału. Zjawiska zależne od spinu, takie jak rozszczepienie spinowe pasm, czy też poziomów domieszkowych są istotne dla własności materiału i są szeroko badane, łącznie z innymi efektami, które zależą od wpływu zewnętrznego pola magnetycznego na własności półprzewodników.

Oddziaływanie wymienne w magnetykach jest zwykle oddziaływaniem krótkozasięgowym. Jednakże w stopach metalicznych wysoka koncentracja elektronów może wpływać na własności magnetyczne materiału dzięki istnieniu długozasięgowego mechanizmu typu RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yoshida). Teoria oddziaływania RKKY przewiduje istnienie długozasięgowego oddziaływania zanikającego z odległością w sposób oscylacyjny — oddziaływanie jest kolejno ferro- lub antyferromagnetyczne w funkcji odległości. Jest to oddziaływanie silnie zależne od koncentracji nośników prądu i stężenia jonów paramagnetycznych w stopie. W rozcieńczonych stopach metalicznych wpływ tego oddziaływania na własności magnetyczne materiału może być bardzo istotny.

W półprzewodnikach, koncentracja nośników jest zwykle dużo niższa niż w metalach

* Angielska wersja artykułu została opublikowana w *Europhysics News — Bulletin of the European Physical Society* 18, 90 (1987) (przyp. Red.).

i wpływ oddziaływania typu RKKY jest odpowiednio mniejszy, najczęściej zaniedbywalnie mały.

Półprzewodniki półmagnetyczne (P-PM), są grupą materiałów łączącą w sobie zarówno własności półprzewodników, jak i magnetyków. Własności półprzewodnikowe P-PM są w dalszym ciągu związane ze zdelokalizowanymi nośnikami, ale jednocześnie dzięki obecności w stopie jonów paramagnetycznych, oddziaływanie wymienne pomiędzy elektronami i jonami może w istotny sposób modyfikować własności gazu elektronowego. Z drugiej strony, własności elektronowe, takie jak struktura pasmowa czy koncentracja nośników, mogą mieć wpływ na oddziaływanie pomiędzy jonami magnetycznymi, co z kolei określa magnetyczne własności P-PM. Cechą charakterystyczną P-PM jest wzajemne oddziaływanie na siebie dwu podukładów: elektrycznego i magnetycznego.

Z punktu widzenia składu chemicznego P-PM są roztworami stałymi związków półprzewodnikowych, jak np. CdTe, HgSe, PbS, ..., i odpowiednich związków magnetycznych jak MnTe, MnSe, FeSe czy MnS. Obecnie najszerzej badane są stopy zawierające Mn. Nowe P-PM zawierające w swoim składzie Fe czy Eu są również intensywnie badane.

Zamieniając kation, jak np. Cd czy Hg jonem paramagnetycznym — np. Mn przy zachowaniu struktury krystalograficznej półprzewodnika, nie zmieniamy zasadniczych półprzewodnikowych własności materiału. Wprawdzie przerwa energetyczna ulega zmianie (wzrasta), ale pasma: przewodnictwa i walencyjne zachowują swoją symetrię, podobnie jak w innych czysto półprzewodnikowych roztworach stałych.

Całkowity spin Mn związany jest z powłoką elektronową $3d^5$, energia elektronów d plasuje się około 3 eV poniżej wierzchołka pasma walencyjnego, co powoduje że wpływ elektronów d na kształt pasm w pobliżu ekstremów jest zaniedbywalny. Wszystkie typowe własności półprzewodnikowe związane ze strukturą pasmową pozostają niezmienione, a magnetyczny podsystem oddziałuje na elektrony tylko poprzez spinowe oddziaływanie wymienne pomiędzy nośnikami prądu i zlokalizowanymi jonami magnetycznymi.

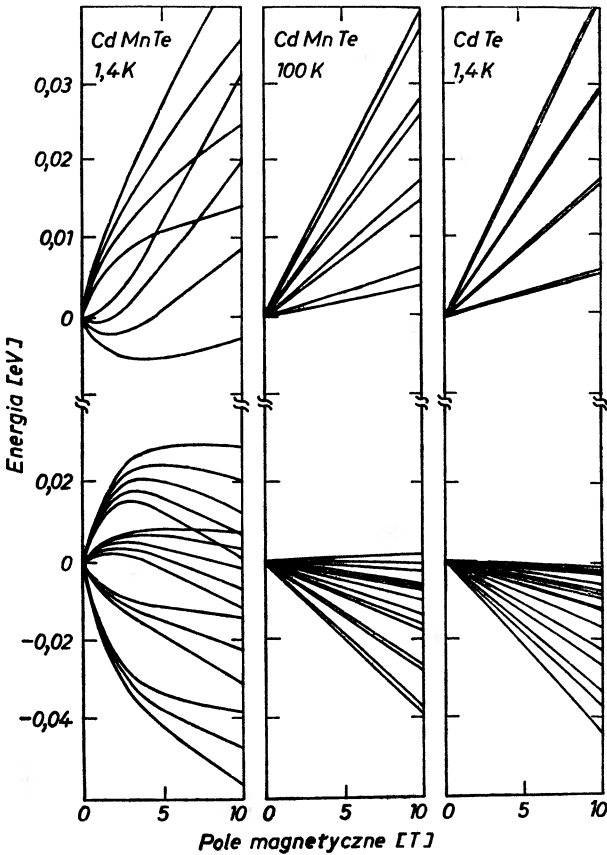
Oddziaływanie to można przedstawić w postaci hamiltonianu Heisenberga $H_{ex} = J\sigma S$, gdzie σ i S są operatorami spinowymi, odpowiednio elektronów i jonów, a J jest stałą (całą) oddziaływania wymiennego. Oddziaływanie to ma charakter ferromagnetyczny dla elektronów i antyferromagnetyczny dla dziur.

Hamiltonian opisujący energię w P-PM musi zawierać człon heisenbergowski dodany do typowego dla półprzewodników hamiltonianu masy efektywnej. Zastosowanie takiego zmodyfikowanego hamiltonianu było punktem zwrotnym w zrozumieniu własności P-PM i stanowi uzasadnienie dla wyróżnienia tej grupy materiałów z innych półprzewodnikowych kryształów mieszanych. Od tego momentu (ok. 10 lat temu), P-PM stały się przedmiotem zainteresowania i intensywnych badań w Europie i USA.

Oddziaływanie wymienne jest zależne od wartości spinu i wartości całki wymiany. Mangan posiada największy spin spośród wszystkich metali przejściowych równy 5 magnetonom Bohra. Typowa wartość całki wymiany dla oddziaływań pomiędzy jonami magnetycznymi J_{d-d} jest rzędu 10^{-3} eV. Całka wymiany charakteryzująca oddziaływanie elektronów i dziur z jonami magnetycznymi J_{sp-d} jest rzędu 1 eV w P-PM, co jednoznacznie charakteryzuje siłę tego oddziaływania. Z drugiej strony, oddziaływanie wymienne charakteryzuje się silną zależnością od temperatury i zewnętrznego pola magnetycznego. Makroskopowe namagnesowanie — magnetyzacja — jest proporcjonalne do średniej

wartości spinów jonów magnetycznych w danej próbce. Z dobrym przybliżeniem można zastąpić operator spinu jonu magnetycznego, który występuje w hamiltonianie, jego wartością średnią — wyliczoną lub też wziętą z doświadczalnie wyznaczonej magnetyzacji próbki. Warto zauważyć, że tym samym typowo magnetyczna wielkość (np. funkcja Brillouina dla paramagnetyka) dostarcza nam informacji o zachowaniu się elektronów w P-PM.

W półprzewodnikach, zewnętrzne pole magnetyczne oddziałując na orbitę i spin elektronu, powoduje kwantyzację landauowską i rozszczepienie spinowe, oba efekty zależą od wartości masy efektywnej nośników prądu. Oddziaływanie wymienne zależy tylko od wartości spinu i nie zależy od masy efektywnej nośników. Duża wartość całki wymiany J_{sp-d} powoduje, że struktura pasmowa w P-PM silnie zmienia się pod wpływem zewnętrznego pola magnetycznego oraz również silnie zależy od temperatury. Na rys. 1 pokazano jak typowa struktura pasma walencyjnego — pasma dziur ciężkich i lekkich — zmienia się drastycznie pod wpływem pola magnetycznego. Taka struktura pasm wal-



Rys. 1. Obraz skwantowanych w polu magnetycznym pasm, przewodnictwa i walencyjnego w $\text{Cd}_{0,95}\text{Mn}_{0,05}\text{Te}$ oraz CdTe. Efekt rozszczepienia spinowego prawie niewidoczny w CdTe jest głównym wynikiem działania pola w —CdMnTe. Rozszczepienie dziur lekkich i ciężkich jest prawie takie samo. Wpływ oddziaływania wymiennego jest widoczny również w temp. 100 K. Obraz CdTe w tym zakresie temperatur nie ulega zmianie.

cyjnych powoduje silny wzrost ruchliwości dziur obserwowany w strukturach dwuwymiarowych. W P-PM z zerową przerwą energetyczną jak $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ i $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ (dla $x \leq 0,07$) pole magnetyczne powoduje przekrycie pasm walencyjnego i przewodnictwa — efekt nigdy nie obserwowany w typowych półprzewodnikach. Oddziaływanie wymienne wpływa również na zachowanie się poziomów domieszkowych w P-PM. Pod wpływem pola magnetycznego energia jonizacji akceptorów maleje, a funkcja falowa staje się anizotropowa. Wynikiem obu tych efektów jest gigantyczny ujemny magnetoopór (spadek oporu ponad 5 rzędów wielkości) oraz związane z tym przejście izolator-metal indukowane polem magnetycznym.

Praktycznie wszystkie efekty fizyczne obserwowane w obecności pola magnetycznego w P-PM są inne niż w typowych półprzewodnikach. Efekt Faradaya, oscylacje Szubnikowa-de Haasa, własności magnetoptyczne, luminescencja itp. zjawiska wykazują silną zależność od pola magnetycznego i temperatury, są również jakościowo inne od tych efektów obserwowanych w niemagnetycznych półprzewodnikach.

W nieobecności pola magnetycznego, średnia wartość spinu wynosi zero, magnetyzacja tym samym również znika i P-PM powinien zachowywać się jak typowy półprzewodnik. Jest to prawdą dla zdelokalizowanych, pasmowych nośników prądu. Jeśli jednak elektron jest zlokalizowany, np. na domieszce, można zaobserwować tworzenie się związanego polaronu magnetycznego. Sama idea polaronu magnetycznego pojawiła się wcześniej (w badaniach chalkogenków Eu), ale znalazła zastosowanie również do P-PM. Zlokalizowany elektron, oddziałując wymiennie na jony magnetyczne znajdujące się w obszarze o rozmiarach jego funkcji falowej może wytworzyć lokalne namagnesowanie bez udziału zewnętrznego pola magnetycznego. Ferromagnetyczne uporządkowanie w obszarze takiego klastru magnetycznego spowoduje rozszczepienie i przesunięcie poziomu domieszki obserwowane w efekcie Ramana w postaci przesunięcia Stokesa w nieobecności zewnętrznego pola magnetycznego. Znajomość stanów elektronowych oraz założenie fluktuacji przestrzennej magnetyzacji, pozwoliły na zadawalający opis teoretyczny szeregu efektów związanych z istnieniem związanego polaronu magnetycznego. Efekty te są typowym przykładem sprzężenia zwrotnego istniejącego pomiędzy podukładami elektronowym i magnetycznym w P-PM.

Własności magnetyczne P-PM związane ze stałą oddziaływania wymiennego J_{d-d} pomiędzy jonami magnetycznymi są podobne do własności innych rozcieńczonych magnetyków. Szeroki przedział koncentracji jonów (do $x = 0,80$ w $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $x = 0,70$ dla $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$) stwarza możliwość obserwowania ewolucji oddziaływań magnetycznych w tej samej strukturze krystalicznej. Obserwuje się ciągłe przejście od własności diamagnetycznych (dla $x < 0,005$) typowych dla półprzewodnika, do paramagnetyka, szkła-spinowego (dla $x \geq 0,02$) i antyferromagnetyka dla składów wysokich — $x \geq 0,60$. Dominującym mechanizmem oddziaływań wydaje się być nadwymiana, cała wymiana między najbliższymi sąsiadami jest rzędu $(1 \div 2) 10^{-3} \text{eV}$. Antyferromagnetyczne uporządkowanie wskazuje na III typ uporządkowania, tzn. magnetyczna komórka elementarna składa się z dwóch elementarnych komórek podsieci kationowej. Z krystalograficznego punktu widzenia, magnetyczny podukład jest nieuporządkowany, rozkład atomów magnetycznych w podsieci kationowej (f.c.c. czy h.c.p) jest przypadkowy.

Faza szkła spinowego występuje w P-PM w najszerszym zakresie koncentracji jonów

paramagnetycznych ($0,02 \leq x < 0,60$). Nie jest to jednak typowe szkło spinowe. Zależność temperaturowa podatności magnetycznej, jej dynamiczne własności i charakter zależności od pola magnetycznego, sugerują raczej złożony obraz dwufazowego szkła spinowego związany ze współistnieniem i oddziaływaniem w materiale swobodnych spinów i klasterów spinowych. Poniżej granicy perkolacji ($x < 0,17$ dla sieci f.c.c.) mechanizm odpowiedzialny za istnienie szkła spinowego jest jeszcze bardziej złożony. Dla silnie rozcieńczonych P-PM oddziaływanie odpowiedzialne za zamrożenie spinów musi mieć charakter długozasięgowy. Mimo różnych propozycji takiego mechanizmu, jak np. oddziaływania dipolowe, mechanizm korelacji par i wpływ struktury pasmowej — problem do chwili obecnej pozostaje otwarty.

Obecność fazy antyferromagnetycznej stwierdzono na podstawie pomiarów ciepła właściwego i podatności magnetycznej. Pomiary dyfrakcji neutronów wykazały, że jednak tylko część jonów paramagnetycznych (ok. 50% dla $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $x = 0,65$) znajduje się w stanie uporządkowanym. Pozostałe jony znajdują się w stanie nieuporządkowanym w fazie szkła spinowego, co wskazuje na współistnienie dwu faz — fazy antyferromagnetycznej i fazy szkła spinowego.

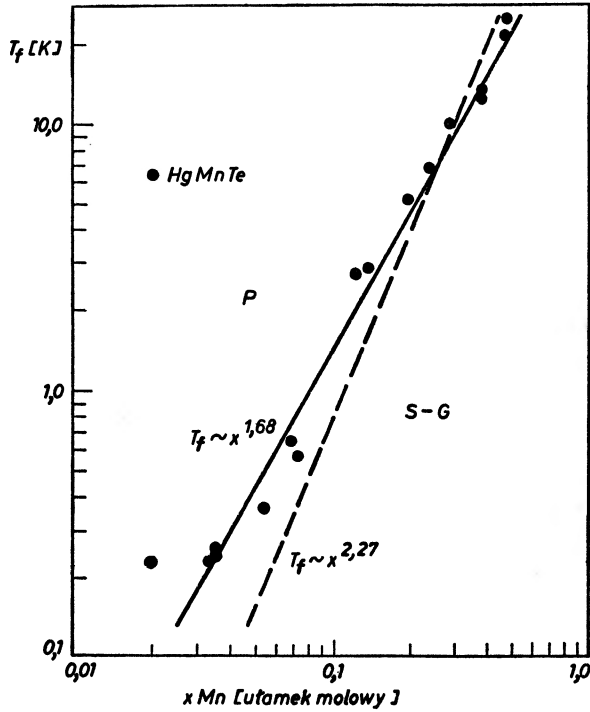
Mimo że związki półprzewodnikowe tworzące P-PM różnią się istotnie między sobą, własności magnetyczne P-PM wykazują wiele cech wspólnych:

- magnetyczne diagramy fazowe są bardzo podobne,
- oddziaływanie wymienne między jonami paramagnetycznymi ma charakter antyferromagnetyczny dla najbliższych i następnych sąsiadów,
- zarówno krótko-, jak i długozasięgowe oddziaływania magnetyczne są istotne dla opisu własności magnetycznych P-PM,
- różne fazy magnetyczne współistnieją w tym samym materiale.

Wpływ własności magnetycznych na elektronowy podukład jest oczywisty: namagnesowanie, fluktuacje magnetyzacji i pochodne zjawiska są decydujące dla zrozumienia zachowania się dziur i elektronów w P-PM. Wpływ elektronowego podukładu na własności magnetyczne jest również istotny i zauważalny. Głównie dwa parametry charakteryzujące elektrony mają wpływ na własności magnetyczne: struktura pasmowa i koncentracja nośników prądu.

Wpływ struktury pasmowej ma bezpośredni związek z położeniem poziomu $3d$ elektronów Mn na tle pasm: walencyjnego i przewodnictwa oraz związaną z tym hybrydyzacją lub lokalizacją tego poziomu. Dużej hybrydyzacji stanów $3d$ można oczekiwać, gdy poziom ten znajduje się blisko ekstremów pasm i jeśli symetria pasma zezwala na oddziaływanie ze stanem d . Duża hybrydyzacja powoduje wzrost wartości całki wymiany J_{d-d} , która jest proporcjonalna do V_h^4 — gdzie V_h jest energią hybrydyzacji. Jeśli rozpatrywać P-PM z tym samym kationem (Zn, Cd, Hg), to rzeczywiście obserwuje się zwiększające się wartości J_{d-d} od tellurków do siarczków. Jest to zgodne z oczekiwaną tendencją przesuwania się poziomu $3d$ Mn od około 3 eV poniżej maksimum pasma walencyjnego dla tellurków do energii bliskiej zera dla siarczków.

Następnym mechanizmem związanym ze strukturą pasmową, a szczególnie z przerwą energetyczną, jest tzw. mechanizm Bloembergena–Rowlanda przewidujący wykładniczy zanik całki wymiany, $J_{d-d} \sim J_{oe}^{-\alpha R}$, dla otwartej przerwy i potęgową zależność od R całki J_{d-d} dla materiałów z zerową przerwą jak: HgMnTe i HgMnSe.



Rys. 2. Magnetyczny diagram fazowy obserwowany dla większości półmagnetyków z Mn. Linia przerywana odpowiada szerokoprzerwowym P-PH jak ZnMnSe, ZnMnTe, CdMnTe i CdMnSe [3]. Linie ciągłą przeprowadzono przez punkty eksperymentalne zebrane w pracy [4] dla HgMnTe o zerowej przerwie. Dla $x > 0,20$ HgMnTe staje się materiałem szerokoprzerwowym i punkty leżą blisko wyników dla innych P-PM. Różnica nachyleń wskazuje na wpływ struktury pasmowej

Temperatura przejścia od fazy szkła spinowego do paramagnetyka T_f jest parametrem szczególnie czułym na oddziaływanie długozasięgowe. Rys. 2 przedstawia zebrane dane dla T_f w funkcji zawartości Mn dla szerokoprzerwowych P-PM oraz HgMnTe. Różnica w nachyleniu prostej obserwowana dla zero-przerwowego i wąskoprzerwowych stopów HgMnTe sugeruje, że struktura pasmowa może wpływać na tworzenie się szkła spinowego.

Wpływ koncentracji nośników prądu na własności magnetyczne był szeroko badany w stopach metalicznych. Niektóre półmagnetyki typu IV-VI, jak SnMnTe, charakteryzują się również wysoką, metaliczną koncentracją nośników. W poczwórnym półmagnetyku PbSnMnTe koncentracja dziur może być łatwo regulowana, poprzez odpowiednie wygrzewanie próbki, w przedziale 10^{20} do $5 \cdot 10^{21} \text{cm}^{-3}$. W $\text{Pb}_{0,25}\text{Sn}_{0,72}\text{Mn}_{0,03}\text{Te}$ dla $p < 3 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$ obserwuje się zachowanie paramagnetyczne w całym mierzonym zakresie temperatur. Dla koncentracji $p > 3 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$ zaobserwowano przejście do fazy ferromagnetycznej. Temperatura Curie zależy od koncentracji dziur, jony Mn zachowują swój atomowy moment spinowy równy 5 magnetonom Bohra. Magnetyczny diagram fazowy dla tego materiału jest trójwymiarowy (T, x, n), gdzie n jest koncentracją nośników w odróżnieniu od zwykle stosowanego dla stopów magnetycznych diagramu dwuwymiarowego (T, x). W HgMnTe zaobserwowano, że nawet niewielka koncentracja spinowo

spolaryzowanych elektronów pompowanych optycznie, zmienia namagnesowanie próbki, co jest wynikiem silnego oddziaływania elektronów z jonami magnetycznymi.

Dalszych badań wymaga zjawisko swobodnego polaronu magnetycznego, który również jest obserwowany w P-PM. Jest to następny przykład oddziaływania obu podukładów: elektronowego i magnetycznego.

Śledząc wyniki badań prowadzonych w dziedzinie P-PM, napotykamy wiele problemów wspólnych dla całej współczesnej fizyki ciała stałego oraz nowe zjawiska związane z faktem, że są to materiały na pograniczu półprzewodników i magnetyków. Takie problemy jak fizyka przejść fazowych, własności układów nieuporządkowanych, fizyka szkieł spinowych, problemy stanów domieszkowych, istnieją razem z problemami swobodnych i związanych polaronów magnetycznych, sprzężenia podukładów elektronowego i magnetycznego, dynamiki tego sprzężenia i zjawisk pochodnych, i czynią z fizyki P-PM nowy, ważny obszar badań w dziedzinie fizyki ciała stałego.

Literatura

- [1] R. R. Gałazka, J. Kossut, w: *Landolt-Börnstein New Series 17b*, red. O. Madelung, M. Schulz i M. Weiss, Springer, Berlin 1982, str. 302 (Zebrane dane numeryczne P-PM).
- [2] Najnowsze artykuły przeglądowe: J. Mycielski, *Prog. Cryst. Growth Charact.* **10**, 101 (1984); N. B. Brandt, V. V. Moshchalkov, *Adv. Phys.* **33**, 139 (1984); R. R. Gałazka, *J. Cryst. Growth* **72**, 364 (1985); R. R. Gałazka, *Proc. 18th ICPS*, Stockholm 1986, w druku.
- [3] A. Twardowski, C. J. M. Denissen, W. J. M. de Jonge, A.T.A.M. de Waele, M. Demianiuk, R. Triboulet, *Solid State Commun* **59**, 199 (1986).
- [4] A. Mycielski, C. Rigaux, M. Menant, T. Dietl, M. Otto, *Solid State Commun.* **50**, 257 (1984).

Richard G. Brewer

San Jose Research Laboratory of IBM
i University of California, Berkeley, USA

Ervin L. Hahn

University of California, Berkeley, USA

Pamięć atomowa *

Atomic Memory

Abstract: Atomic systems that have decayed from some ordered states can be induced to recover their initial order. The degree to which order is restored allows investigation of interactions difficult to observe.

W 1872 r. Ludwig Boltzmann, jeden z twórców współczesnej termodynamiki, powiedział w trakcie pewnego wykładu, że entropia (miara nieporządku) izolowanych układów wzrasta nieodwracalnie w czasie. Obecny na wykładzie Joseph Loschmidt usłyszawszy to, zaprotestował gwałtownie. Stwierdził, że prawa rządzące ruchem wszystkich cząstek są symetryczne względem czasu. Zatem dowolny układ, który ewoluuje od stanu uporządkowania do stanu chaosu może być znów uporządkowany przez proste odwrócenie pędu każdej cząstki, bez zmiany całkowitej energii kinetycznej układu. W odpowiedzi Boltzmann, wskazując palcem na Loschmidta, rzucił wyzwanie: „Niech Pan odwróci tę pędę”.

Ten spór uczonych ilustruje pełną paradoksu naturę drugiej zasady termodynamiki, zgodnie z którą układy atomowe rozwijają się w czasie w kierunku wzrostu entropii. A jednak argument Loschmidta jest w pewnym sensie słuszny. Jeśli ktoś potrafiłby sfilmować ruch dowolnej, niewielkiej liczby cząstek i pokazał ten film fizykowi, to ów fizyk nie byłby w stanie stwierdzić czy projekcja następuje „w przód” czy „w tył”. Jest to zgodne z argumentacją Loschmidta (odwracalność tego rodzaju nazwano paradoksem Loschmidta), że dowolne prawo rządzące ruchem dużych układów cząstek powinno być symetryczne względem czasu. Aczkolwiek znaczenie i implikacje drugiej zasady termodynamiki są wciąż przedmiotem aktywnych dociekań i sporów (patrz: David Layzer, „The Arrow of Time”, *Sci. Am.*, December 1975) to tym niemniej możemy obecnie zrealizować, kilkoma sposobami, loschmidtowskie „odwrócenie” czasu. Innymi słowy, w układzie, w którym

* Artykuł opublikowany w *Scientific American* 251, (no. 6—Dec.), 42 (1984), został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy. [Translated with permission. Copyright © 1984 by Scientific American, Inc. All rights reserved.] (przyp. Red.).

pozornie uległ zniszczeniu pewien stan uporządkowania można, przez odwrócenie kierunku ruchu (lub zmianę jakichś innych stopni swobody) cząstek składowych, stan uporządkowania przywrócić. W efekcie układ atomowy ukazuje nam jak gdyby pewien rodzaj „pamięci” o swoim wcześniejszym stanie.

Dla zademonstrowania tego rodzaju „pamięci”, trzeba układ atomowy odpowiednio przygotować tworząc „skryty porządek” w formalnie nieuporządkowanym stanie. W układach atomowych, o których będzie mowa, skryty porządek powstaje wskutek oddziaływania na próbki (ciała stałe, ciecze lub gazy) spójnego promieniowania elektromagnetycznego różnego typu — radiowego, mikrofalowego, laserowego. Fale dźwiękowe mogą również pełnić tę rolę. Powrót układu do stanu uporządkowanego jest sygnalizowany wówczas, gdy próbka emituje impuls własnego koherentnego promieniowania elektromagnetycznego — jakby echo wcześniejszego sygnału pobudzającego próbkę. Sygnały echa, pomijając zainteresowanie ich istotą, stanowią wraz z pokrewnymi rodzajami emisji koherentnej nowe metody pozwalające badać podstawowe właściwości oddziaływań atomowych.

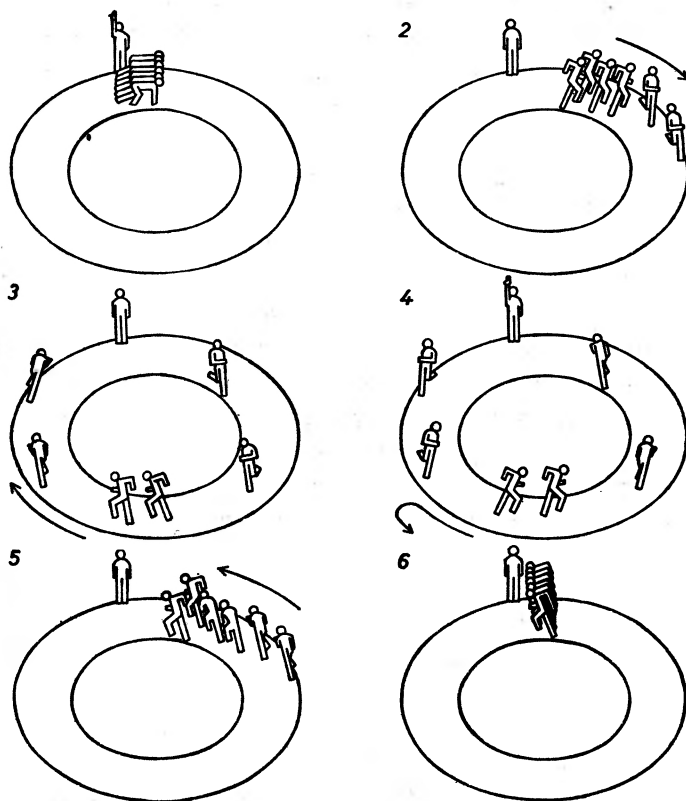
Koncepcję skrytego uporządkowania można zademonstrować przez analogię. Wyobraźmy sobie grupę biegaczy ustawioną na linii startowej okrągłej bieżni (rys. 1). Starter dał sygnał, zaczyna się wyścig i położenia biegaczy rozciągają się wzdłuż bieżni, bo każdy z nich biegnie z różną od innych, ale stałą prędkością. Po kilku okrążeniach toru niektórzy biegacze zdublują innych. Spowoduje to zanik korelacji między względnymi położeniami biegaczy na bieżni a ich prędkościami. Ktoś, kto nie widział startu do biegu, mógłby przyjąć, że nie ma jakiegoś szczególnego uporządkowania położen biegaczy i że reprezentują oni układ nieuporządkowany.

Przypuśćmy teraz, że w pewnej chwili, po usłyszeniu wcześniej umówionego sygnału (np. drugiego strzału startera), wszyscy biegacze zmienili kierunek biegu na przeciwny i niech nastąpi to po czasie t od chwili startu do biegu. Jeśli wartości prędkości biegaczy będą takie same jak przed odwróceniem kierunku biegu, to przekroczą oni linię startu jednocześnie, dokładnie po czasie $2t$ od chwili rozpoczęcia biegu. Mamy zatem do czynienia ze zjawiskiem polegającym na odtworzeniu pierwotnego uporządkowania. (Uporządkowanie to zaniknie znów, kiedy tylko biegacze przekroczą linię startu).

Okazuje się, że również prostszy przypadek, kiedy wszyscy biegacze biegną razem z tą samą prędkością kątową względem środka toru, może być interesujący. W tym przypadku uporządkowanie początkowe jest zachowane i nie ma potrzeby odwracać kierunku biegu. Ma to swoją elektromagnetyczną analogię zwaną relaksacją indukcji swobodnej¹, efektem, który znalazł szerokie zastosowanie zarówno w zakresie częstości radiowych jak i optycznych.

Zdecydowanie wyraźniej można zademonstrować efekt „pamięci” metodą mechaniczną. Lepka ciecz jest umieszczona w obszarze między dwoma koncentrycznymi, wykonanymi z przezroczystego plastiku cylindrami. Podczas gdy zewnętrzny cylinder jest nieruchomy, wewnętrzny może obracać się swobodnie wokół własnej osi. Stan początkowego uporządkowania otrzymujemy po wstrzyknięciu do cieczy wąskiej smugi kolorowego

¹ Termin *free induction decay* jest czasem tłumaczony jako niejednorodny zanik polaryzacji (przyp. tłum.).



Rys. 1. Efekt echa elektromagnetycznego jest analogiczny z sytuacją biegaczy na kolistym torze. W momencie startu (1) biegacze znajdują się w jednej linii (idealnie uporządkowani). Po sygnale danym przez startera, biegacze rozpoczynają bieg i rozciągają się wzdłuż toru (2) tak, że w efekcie jakiegokolwiek porządek w ich położeniu na torze wydaje się całkowicie zanikać (3). (Obraz wydaje się być bardziej nieuporządkowany, gdy niektórzy biegacze zdublują innych). Starter odpala pistolet po raz drugi (4) i biegacze zmieniają kierunek biegu tak, że liderzy są teraz na końcu. Koniec końców, wracając tą samą drogą, którą biegli poprzednio, osiągną linię startu jednocześnie (6) i pierwotny porządek zostaje przywrócony

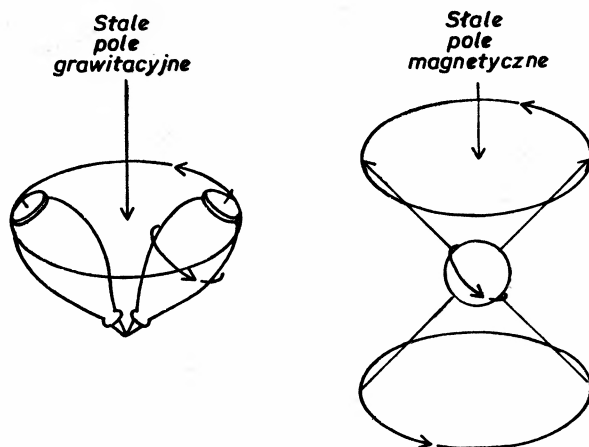
barwnika (fot. 1)². Teraz obracamy wewnętrzny cylinder powodując rozpraszanie barwnika w cieczy. Jeśli ktoś pokazałby nasz układ fizykowi zajmującemu się termodynamiką to powiedziałby on, że mamy do czynienia z układem całkowicie nieuporządkowanym (tj. entropia ma maksymalną wartość) i mieszanie barwnika jest zupełne i nieodwracalne. Tymczasem ciecz jest w stanie skrytego uporządkowania (entropia ma wartość stałą) i odwrócenie kierunku obrotu wewnętrznego cylindra odwraca proces mieszania: po tej samej co poprzednio liczbie obrotów w przeciwnym kierunku, smuga barwnika znowu się ukazuje.

W 1950 r. jeden z nas (Hahn), pracujący wówczas na Uniwersytecie Illinois, odkrył

² W niniejszym przekładzie zmuszeni byliśmy opuścić tę fotografię i ograniczyć się do jej opisu podanego w tekście. Mimo kilku listów, nie otrzymaliśmy bowiem odpowiedzi od osoby posiadającej prawa jej własności. Stąd także spore opóźnienie w ukazaniu się przekładu (przyp. Red.).

efekt „pamięci” którego zasada jest podobna do przykładów z biegaczami i smugą barwnika, lecz który zachodzi na poziomie atomowym. Próbka gliceryny była umieszczona w polu magnetycznym i poddana działaniu dwóch krótkich impulsów o częstości radiowej (cz.r.), oddzielonych od siebie o odstęp czasu t , rzędu kilku setnych sekundy. Próbka jak gdyby zapamiętała kolejność impulsów i po czasie $2t$ od pierwszego impulsu wyemitowała trzeci impuls, echo. Zjawisko to jest znane jako echo spinowe.

Echo spinowe jest konsekwencją żyromagnetycznych właściwości jąder atomowych, np. protonu stanowiącego jądro większości atomów wodoru. Ponieważ proton ma spin i ma ładunek elektryczny, więc ma też moment magnetyczny. Spin jest, w pewnym sensie, analogiem mechanicznego momentu pędu żyroskopu. Jeżeli oś własnego obrotu protonu ma inny kierunek niż zewnętrzne, stałe pole magnetyczne to podobnie jak oś wychylonego żyroskopu w stałym polu grawitacyjnym, wykonuje precesję: tzn. oś spinu, wskutek oddziaływania pola z momentem magnetycznym, obraca się wokół linii równoległej do kierunku zewnętrznego (rys. 2). Częstość precesji, tj. częstość obrotu spinu jest proporcjonalna do wielkości zewnętrznego pola magnetycznego. Tendencja do precesji, jaką przejawia spin protonu w zewnętrznym polu magnetycznym, jest podstawą efektu echa spinowego.

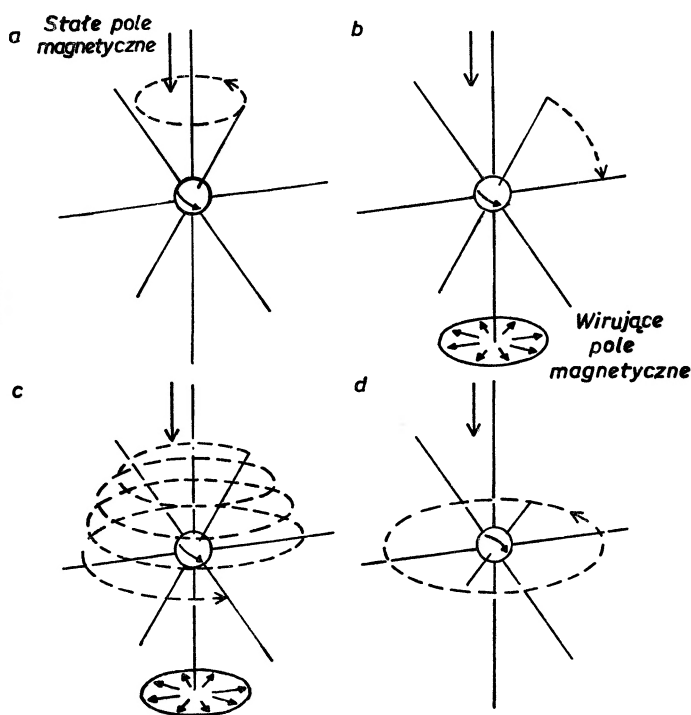


Rys. 2. Precesja żyroskopu w polu grawitacyjnym jest podobna do precesji spinu protonu w polu magnetycznym. Koniec osi wychylonego, obracającego się żyroskopu (na lewo) opisuje okrąg i taki ruch nazywamy precesją wokół kierunku stałej siły (w danym przypadku siły ciężkości). W identyczny sposób proton (na prawo), wykonuje precesję wokół kierunku stałego pola magnetycznego

W eksperymentach z echem spinowym, spiny protonów w próbce są pierwotnie ustawiane równoległe do zewnętrznego pola magnetycznego. Dopóki są one dokładnie równoległe, nie ma precesji (podobnie jak w przypadku dokładnie pionowo ustawionego żyroskopu). Następnie wysyłamy w kierunku próbki pierwszy sygnał cz.r. Sygnał ten zawiera kołowo spolaryzowaną składową — małe wirujące pole magnetyczne — którego częstość jest równa tej, z którą zachodziłaby precesja spinów protonów, jeśli nie byłyby one współzgodne ze stałym polem i jeśli poza stałym polem w układzie nie byłoby żadnego innego.

Sygnal cz.r. powoduje, że układ protonów wykonuje skomplikowany ruch, najlepiej opisywany jako kombinacja dwóch mniej skomplikowanych ruchów precesyjnych (rys. 3). Jeden z nich to precesja wokół stałego pola zewnętrznego: sygnał cz.r. zaburza równoległość spinów i pola (praktycznie pozostają równoległe do siebie podczas krótkiego czasu trwania impulsu), i spiny zaczynają wykonywać precesję wokół kierunku stałego pola z normalną prędkością precesji. Ponieważ składowe magnetyczne impulsu także obracają się z tą częstotliwością, to kąt między wirującym polem cz.r. i spinem każdego protonu pozostaje stały w trakcie precesji. Z punktu widzenia protonu pole magnetyczne impulsu wydaje się mieć stały kierunek. Zatem spin protonu wykonuje precesję zarówno wokół osi o kierunku pola stałego jak i wirującego. Kombinacja tych dwóch precesji daje w efekcie złożony ruch spiralny zilustrowany na rys. 3.

Kąt, o który są wychylone osie spinów, jest określony przez amplitudę i czas trwania impulsu cz.r. W typowym eksperymencie echa spinowego pierwszy impuls jest wysłany



Rys. 3. Precesja spinu protonu, na który działają jednocześnie stałe pole magnetyczne i obracające się (kołowo spolaryzowane) pole magnetyczne, jest kombinacją dwóch prostszych ruchów. Pierwszy, to precesja wokół stałego pola magnetycznego (a — linia przerywana). Jeżeli drugie pole obraca się dokładnie z taką częstotliwością z jaką wykonuje precesję spin protonu, to kąt między tym polem i spinem nie zmienia się. Z punktu widzenia wykonującego precesję protonu, w ten sposób obracające się pole jest równoważne polu stałemu i wykonuje on precesję wokół niego, obracając się w dół (b — linia przerywana), ponieważ pole to leży w płaszczyźnie prostopadłej do rysunku. Złożenie tych ruchów daje w efekcie spiralę rozszerzającą się ku dołowi (c — linia przerywana). Kiedy spin znajdzie się w płaszczyźnie prostopadłej do przyłożonego pola stałego, wówczas pole obracające się jest wyłączane i spin wykonuje precesję, pozostając w tej płaszczyźnie, wokół kierunku stałego pola magnetycznego (d — linia przerywana)

tak by wychylić spiny protonów dokładnie o 90° od kierunku pola stałego: innymi słowy znajdą się one w płaszczyźnie prostopadłej do ich pierwotnej orientacji.

Jeżeli stałe pole magnetyczne pozostaje włączone, wszystkie spiny będą wykonywać jednocześnie precesję w tej nowej płaszczyźnie: w pewnym sensie będą podobne do olbrzymiego wirującego magnesu. W efekcie protony wyemitują oscylujący impuls elektromagnetyczny, sygnał relaksującej indukcji swobodnej, nazwany tak ponieważ zsynchronizowana swobodna precesja spinów indukuje zanikający sygnał elektromagnetyczny. Sygnał ten odpowiada startowi do biegu w naszym przypadku, spiny są w stanie dynamicznego uporządkowania.

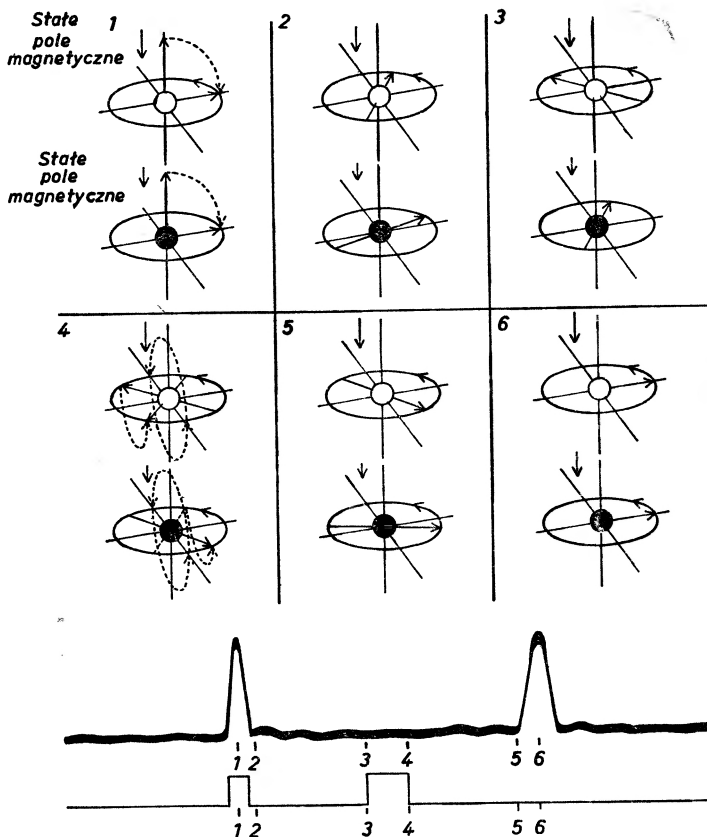
Porządek ów zanika w czasie. Jednym z powodów zaniku sygnału indukcji swobodnej może być fakt, że stałe pole magnetyczne nie ma dokładnie tej samej wartości w całej objętości próbki. Ponieważ częstość precesji protonów zależy od wielkości zewnętrznego pola, protony w miejscu gdzie pole jest silniejsze wykonują precesję szybciej niż inne, dokładnie tak samo jak niektórzy biegacze będą szybciej niż inni. Ostatecznie spiny ustawiają się w różnych kierunkach. Stopniowo „rozciągną się” jak biegacze na bieżni: spiny protonów wykonujących szybciej precesję będą „wyprzedzać” o pewien kąt spiny wykonujące precesję wolniej (rys. 4). Kąt między dwoma nierównoległymi spinami jest nazwany fazą, a jej wielkość jest miarą desynchronizacji spinów. Skoro tylko nastąpi desynchronizacja spinów, nie występuje emisja sygnału elektromagnetycznego i swobodna indukcja zanika. Próbką znajduje się w stanie pozornego nieuporządkowania.

Po zaniknięciu sygnału indukcji swobodnej próbka zostaje poddana działaniu drugiego impulsu cz.r., którego rola jest podobna do roli powtórnego strzału startera. Impuls ten ma tę samą częstość jak pierwszy, ale w typowych eksperymentach trwa dwa razy dłużej niż pierwszy, a co za tym idzie, płaszczyzna, w której leżą spiny, zostaje obrócona o pełne 180° i spiny znajdują się znów w położeniu prostopadłym do kierunku stałego pola. Kierunek spinów jest dokładnie odwrotny do poprzedniego i mamy taką sytuację, jak gdyby płaszczyzna w której leżą spiny została obrócona „górną” stroną „w dół” lub odbita w zwierciadle.

Po pierwszym impulsie faza między szybszymi i wolniejszymi spinami stopniowo wzrasta. Po drugim impulsie, obracającym płaszczyznę, w której leżą spiny, fazy między spinami są te same co przedtem, ale względne pozycje szybszych i wolniejszych spinów zostały odwrócone. Innymi słowy, przed drugim impulsem szybsze spiny wyprzedzały o pewien kąt wolniejsze: po drugim sygnale płaszczyzna, w której leżą spiny, zostaje odwrócona o 180° i spiny wolniejsze tym razem wyprzedzają nieznacznie spiny szybsze.

Spiny wykonujące precesję szybciej są teraz za spinami wykonującymi precesję wolniej, zupełnie tak samo jak szybsi biegacze znajdują się za wolniejszymi po drugim strzale startera. I tak jak w przykładzie z biegiem, szybciej wykonujące precesję spiny, koniec końców, „wyrównają szereg” z wolniej wykonującymi precesję spinami. W tym momencie atomy wyemitują porcję promieniowania, sygnał echa, ukazując tym samym, że pozornie zniszczony stan uporządkowania został przywrócony.

W doświadczeniach z echem spinowym mówi się, że stosowane cz.r. są w rezonansie ze spinami ponieważ częstość impulsów jest zharmonizowana z częstością własną precesji. Właściwość rezonansowego promieniowania polegająca na przewracaniu spinów



Rys. 4. Efekt echa spinowego jest indukowany dwoma impulsami o częstości radiowej (cz.r.), które obracają spiny protonów w ciekłej próbce, umieszczonej w stałym polu magnetycznym. Jako reprezentacyjne wybrano dwa protony: w miejscu, gdzie położony jest „biały” proton pole jest silniejsze niż tam gdzie znajduje się proton „czarny”. Pierwszy impuls (1) odchyła spiny od kierunku stałego pola magnetycznego, dopóki nie znajdują się w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku stałego pola magnetycznego, w której kontynuują precesję. Ponieważ stałe pole nie jest jednakowe w różnych miejscach próbki, jedne spiny wykonują precesję szybciej niż inne i tym samym przejmą różne kierunki (2, 3). Drugi impuls cz.r., trwający dwa razy dłużej niż pierwszy, obraca spiny tak, że znów znajdują się w tej samej co poprzednio płaszczyźnie, ale zależności kątowe między nimi są odwrócone (4). Wykonujące szybciej precesję spiny znajdują się teraz „za” spinami wykonującymi precesję wolniej (2). Ostatecznie „wyrównują front”, tak jak biegacze na bieżni i wykonują precesję jednocześnie (6). W dolnej części rysunku pokazano dwa oscylogramy: niższy — sygnał cz.r., którego działaniu poddana jest próbka, wyższy zaś — sygnały generowane przez próbkę w momencie, kiedy spiny protonów są znów ustawione w jednym kierunku włącznie z sygnałem echa (6)

(*spin-flipping*) była kamieniem węgielnym techniki jądrowego rezonansu magnetycznego NMR, odkrytej niezależnie przez Edwarda M. Purcella z Uniwersytetu Harvarda w 1946 r. i nieco później przez Feliksa Blocha, wówczas pracującego w Uniwersytecie Stanforda. W spektroskopii NMR eksperymentator wzbudza próbkę w celu określenia, które częstości powodują przewracanie spinów: każda częstość rezonansowa odpowiada określonemu spinowi i jego specyficznemu otoczeniu. Przykładowo, wartość lokalnego pola ma-

gnetycznego może być różna w różnych miejscach molekuly, ponieważ chmura elektronowa ekranuje jądra od zewnętrznego pola. Kiedy już eksperymentator wie, jakie są częstości przewracające spiny, może określić z czego zbudowana jest molekula. Echo spinowe należy do najbardziej użytecznych metod otrzymywania obrazów NMR. Stosowanym, zewnętrznym polem magnetycznym można sterować tak, aby ustalić fakt pojawienia się danej częstości rezonansowej w określonym miejscu próbki dużych rozmiarów, nawet tak dużych jak ludzkie ciało.

Istnieje zupełnie inny sposób wykorzystania echa spinowego do badania własności różnych substancji. W naszej analogii z biegaczami mogą oni nie dobiec do mety jednocześnie, jeżeli np. niektórzy biegacze zmęczeni się i zmniejszyli prędkość: zmiana prędkości wprowadza, w pewnym sensie, nieporządek w stanie skrytego uporządkowania. Odpowiedni nieporządek w próbkce atomowej mogłyby wprowadzić zderzenia między atomami, oddziaływania magnetyczne między sąsiednimi atomami lub ruch atomów z obszaru gdzie pole zewnętrzne jest silniejsze do obszaru gdzie pole jest słabsze. Powoduje to w efekcie zmniejszenie częstości precesji. Jeśli przedział czasu między dwoma impulsami cz.r. zostaje wydłużony, to przypadkowy nieporządek, który pojawił się między impulsami, wzrośnie i sygnał echa ulegnie osłabieniu. Amplituda sygnału lub czas jego zaniku może być użyty przez fizyków bądź chemików jako miara takich przypadkowych procesów, zachodzących w badanej substancji.

Wraz z rozwojem techniki laserowej koncepcja echa została, w 1964 r., rozszerzona na częstości optyczne przez Normana A. Kurnita, Izaaka D. Abela i Svena R. Hartmanna z Uniwersytetu Columbia (patrz Sven R. Hartmann, „Photon Echoes”, *Sci. Am.*, April 1968). Zasady fizyczne na których opiera się efekt echa spinowego i fotonowego są takie same: oba zjawiska są przykładami skrytego porządku indukowanego i ujawnianego przez promieniowanie spójne. Echo spinowe jednak dotyczy jąder atomowych, podczas gdy echo fotonowe — elektronów. Jak pokazali Richard P. Feynman, Frank L. Vernon Jr. i Robert W. Hellwarth (wówczas pracujący w Kalifornijskim Instytucie Technologicznym), oba zjawiska dają się opisać tym samym formalizmem matematycznym, będącym uogólnieniem oryginalnych równań Blocha dla żyroskopu.

Powyższe doświadczenia pozwalają stwierdzić, że można czasem ukazać skryty porządek w na pozór nieuporządkowanym układzie. Co więcej, pokazano, że pewne procesy, jak np. zderzenia molekularne, wprowadzają element nieuporządkowania w stan skrytego porządku i powodują zanik sygnału echa. Rodzi się pytanie, czy nie można by ustanowić tak warunków eksperymentu, żeby sprowadzić do minimum wpływ tego typu przypadkowych, i wydawałoby się, nieodwracalnych procesów?

Sugestia ta wydaje się być w sprzeczności z naszym intuicyjnym odczuciem, że konsekwencje zjawisk przypadkowych, takich jak zderzenia między molekułami, są z zasady nieodwracalne. I cóż, okazuje się, że intuicja nas zawodzi, gdyż czasami jest możliwe wyeliminowanie nawet, zaburzających uporządkowanie efektów wywołanych zderzeniami sprężystymi między molekułami. Osiągnąć to można przez zastosowanie dużej liczby pobudzających sygnałów, następujących bardzo szybko jeden po drugim. Te doświadczenia z zastosowaniem wielokrotnych impulsów zostały najpierw wykonane

w NMR przez Hermana Y. Carra, obecnie pracującego na Uniwersytecie Rutgersa i przez Purcella. Jan Schmidt z Państwowego Uniwersytetu w Lejdzie, Paul R. Berman z Uniwersytetu Nowy Jork i jeden z nas (Brewer), zastosowali później metodę wielokrotnego impulsu w zakresie częstości optycznych. Opiszemy taki przypadek, doświadczenie z echem fotonowym w próbce gazowej.

Zjawisko echa fotonowego jest w zasadzie bardzo podobne do echa spinowego. W echu spinowym, pobudzający sygnał cz.r. znajduje się w rezonansie ze spinami protonów utrzymując je w stanie dynamicznego uporządkowania: porządek ten wydaje się zanikać, ale drugi impuls, który odwraca względne fazy, wprowadza z powrotem uporządkowanie i następuje emisja sygnału echa. Echo fotonowe jest zjawiskiem analogicznym z wyjątkiem tego, że pobudzenie następuje przez impuls lasera (tj. w optycznej części widma) i faktu, że rezonans zachodzi z oscylacjami chmury elektronowej otaczającej atomy gazu, a efektem którego jest sygnał echa.

Atomy gazu, w typowym doświadczeniu z echem fotonowym, znajdują się w stanie chaotycznego ruchu termicznego: zachowują się podobnie do kul bilardowych, a wskutek zderzeń zmieniają się ich prędkości lecz nie ulegają zmianie ich stany wewnętrzne. Po wzbudzeniu przez pierwszy sygnał lasera, atomy, w następstwie zderzeń sprężystych, zmieniają swoje tory i prędkości. Z powodu efektu Dopplera zmieni się częstość promieniowania emitowanego przez każdy atom (częstość ta jest analogiem częstości precesji spinu). Układ atomowy nie znajduje się już w stanie skrytego uporządkowania. Odpowiednikiem tej sytuacji w naszym przykładzie z biegiem są zderzenia między biegaczami, które powodują zmiany ich prędkości. W przypadku NMR zachodzi podobne zjawisko, ponieważ niektóre molekuly cieczy, w sposób przypadkowy, dyfundują do obszarów o różnej wartości natężenia pola magnetycznego.

Powróćmy do przykładu z biegaczami i wyobraźmy sobie, że strzały startera następują wiele razy, szybko po sobie, za każdym razem powodując zmianę kierunku biegu zawodników. Jeśli nawet prędkość biegacza zmieniła się nieco wskutek zderzeń między kolejnymi strzałami, to i tak przybiegnie on do linii startu w jednym szeregu z innymi, ponieważ w krótkim okresie czasu między zderzeniami nie ulegnie zmianie w istotny sposób jego „uporządkowane” położenie na torze.

Fakt wielokrotnej zmiany kierunku ma jeszcze bardziej nieoczekiwane następstwa. Przypuśćmy, że prędkość pewnego biegacza została wskutek zderzenia nieco zwiększona. Może on zatem w jednostce czasu przebiec większy dystans, niż gdyby do zderzenia nie doszło. Ponieważ następuje wielokrotna zmiana kierunku, zmiana w stosunku do „uporządkowanej” pozycji następuje to w jedną, to w drugą stronę w równym stopniu i w efekcie odległość, o jaką nastąpi odchylenie od „uporządkowanej” pozycji, uśredni się do zera. Nasz zawodnik pozostanie więc, w przybliżeniu, w jednym szeregu z innymi. W pewnym sensie wygląda to tak, jak gdyby zderzenia nie zachodziły.

To samo dzieje się z próbką gazową, która została pobudzona serią impulsów następujących jeden po drugim, a mianowicie, przesunięcia Dopplera, spowodowane zderzeniami sprężystymi, powinny po uśrednieniu efektywnie wyzerować się. Atom, którego prędkość uległa zmianie, będzie w rzeczywistości emitował światło o częstości innej niż „średni” atom. Ponieważ każdy impuls odwraca fazę (tak jak każdy strzał startera kie-

runek biegu), częstość emisji będzie ulegać zmianie o wartość to większą, to znów mniejszą niż średnia. Efektywnie atomy będą wzbudzone jednocześnie i ponieważ pozostają zsynchronizowane, efekty zderzeń sprężystych są minimalizowane.

Po każdym z wielu impulsów atomy będą powracać do stanu uporządkowanego, tak jak biegacze między kolejnymi strzałami startera i za każdym razem kiedy atomy znajdują się w takim stanie, emitują nowy sygnał echa. Ciąg sygnałów produkuje więc wiele ech, jedno echo następuje między parą sygnałów.

Doświadczenie Carra-Purcella z wieloma impulsami jest w efekcie sposobem wzmocnienia oryginalnego efektu echa: eksperymentator stosuje wiele impulsów w celu otrzymania wielu ech, przedłużając trwanie stanu uporządkowanego w próbce.

Istnieje jeszcze inny rodzaj eksperymentu z wieloma impulsami, może nawet bardziej frapujący. Jest to tzw. magiczne echo (*magic-sandwich echo*), które zostało zademonstrowane po raz pierwszy przez Johna S. Waugha i jego studentów z MIT, Won-Kyu Rhima i Aleksa Pinesa. Efekt polega na poddaniu próbki długiej serii specjalnie spreparowanych impulsów (magiczny sandwicz), ażeby otrzymać pojedynczy sygnał echa. Co jest wyjątkowego w tego typu doświadczeniu, to fakt, że można je zademonstrować w próbce, która normalnie nie daje efektu echa. Bez zastosowania specjalnej serii impulsów istniejący wcześniej stan uporządkowania w próbce nie mógłby być odtworzony.

W typowym doświadczeniu z magicznym sandwiczem kryształ fluorku wapnia jest umieszczony w stałym polu magnetycznym. Podobnie jak w doświadczeniu z echem spinowym pobudzamy próbkę sygnałem o cz.r., który powoduje odchylenie spinów jąder fluoru o 90° . Kryształ emituje wówczas sygnał relaksującej indukcji swobodnej, podobnie jak próbka gliceryny w doświadczeniu z echem spinowym. Po zaniknięciu sygnału stosujemy następny „impuls 90° ” i bezpośrednio po nim następuje długa seria szybkich „impulsów 180° ”, którą kończy kolejny „impuls 90° ”. I to jest właśnie sandwicz: dwa „impulsy 90° ” stanowią kromki chleba, a seria „impulsów 180° ” jest wypełnieniem kanapki.

Aktualnie nie ma prostego modelu, który pozwoliłby, w sposób obrazowy, opisać to, co dzieje się w trakcie efektu magicznego sandwicza. Można tylko powiedzieć (zgodnie z obecnie akceptowanym formalizmem matematycznym), że magiczny sandwicz powoduje pozorną zmianę znaku czasu (transformacja CP): tj. osiągnęty jest dokładnie efekt, o którym mówił Loschmidt Boltzmannowi, a mianowicie odwrócenie pędu.

Pomimo stosowania wielu impulsów, wciąż możemy obserwować pewien zanik sygnału echa: amplitudy kolejnych ech są słabsze. W przypadku próbki gazowej zanik sygnału echa jest spowodowany przede wszystkim zderzeniami niesprężystymi, na tyle silnymi, że powodują nieodwracalne zmiany w stanach kwantowych zderzających się atomów. Zanik sygnału echa, w doświadczeniu wieloimpulsowym, pozwala na uzyskanie informacji o częstości zderzeń niesprężystych i dyfuzji w próbce. Tym samym możemy prowadzić badania, wykonując wieloimpulsowe doświadczenia w celu wyselekcjonowania określonych oddziaływań atomów, bez komplikacji pochodzących od współzawodniczących procesów dynamicznych.

Istnieje jeszcze inny sposób ukazania „pamięci” atomowej, w którym odwrócenie czasu nie jest konieczne. Podstawowa idea może być pokazana na przykładzie z biega-

czami. Otóż jest możliwy przypadek, że biegacze pozostaną w jednym szeregu podczas biegu — wystarczy, że będą biegli z tą samą prędkością kątową względem środka toru. Oczywiście jest to cudownie proste, ale jak to osiągnąć?

W przypadku próbki gazowej istnieje możliwość selekcji atomów o określonej prędkości przez pobudzenie próbki prawie monochromatycznym (o określonej częstotliwości) promieniowaniem lasera o fali ciągłej mającym odpowiednią częstotliwość rezonansową. Z uwagi na efekt Dopplera, identyczne atomy poruszające się z różnymi prędkościami, będą absorbować światło o niewiele różniących się częstotliwościach. Jeżeli częstotliwość fali lasera jest spektralnie czysta, tj. jeśli faktycznie jest pojedynczą częstotliwością, to tylko poruszające się z jedną szczególną prędkością atomy będą wzbudzone koherentnie. Posługując się analogią z biegaczami, możemy powiedzieć, że mamy do czynienia z sytuacją, kiedy do biegu dopuszczono zawodników biegnących z pewną określoną prędkością.

Uporządkowanie takich spójnie wzbudzonych atomów demonstruje się za pomocą przełączanego częstościowo lasera: po długim okresie wzbudzenia częstotliwość lasera jest przełączona na nową wartość, czyli przestaje być w rezonansie ze wzbudzoną grupą atomów. W tym momencie przestajemy pobudzać atomy. Jednakże spójnie wzbudzone atomy zachowują się teraz jak zbiór identycznych kamertonów, w które ktoś uderzył jednocześnie: ponieważ wszystkie mają tę samą częstotliwość rezonansową, wzmacniają się wzajemnie i promieniają zgodnie, intensywną, spójną wiązkę światła skierowaną w przód (tak jak światło lasera). Wiązka ta ma wszystkie cechy światła laserowego (spójność, kierunkowość i monochromatyczność), ponieważ atomy zachowują „pamięć” o ich stanie uporządkowanym. Zjawisko to jest optyczną analogią relaksacji indukcji swobodnej związanej z rezonansem magnetycznym.

Relaksacja indukcji swobodnej została odkryta pierwotnie w NMR w zakresie częstotliwości radiowych przez jednego z nas (Hahna), natomiast w zakresie optycznym przez drugiego z nas i Richarda L. Shoemakera, pracującego obecnie w Uniwersytecie Stanu Arizona. Podobnie jak efekt echa, relaksacja indukcji swobodnej pozwala fizykowi czy chemikowi zmierzyć, w różnych materiałach, wielkości pierwotnie praktycznie niedostępne dla pomiarów. Badając zanik różnych częstotliwości emisji, w różnych warunkach, można lepiej zrozumieć oddziaływania zachodzące wewnątrz molekuł i między molekułami próbki.

Przełączany częstościowo laser wprowadzono do eksperymentów w laboratorium IBM w San Jose. Uczynił to jeden z nas (Brower) we współpracy z Azrielem Z. Genackiem. Został użyty nie tylko do obserwacji relaksacji indukcji swobodnej, ale także całej klasy zjawisk pamięci atomowej. Proces strojenia lasera tak, aby był w rezonansie z próbką atomową i proces rozstrojenia, dają efekt równoważny, w pewnym sensie, stosowaniu impulsowego światła laserowego: i tak przełączanie lasera, aby był w rezonansie z próbką w ciągu dwóch krótkich odstępów czasu jest zasadniczo równoważne zastosowaniu dwóch krótkich impulsów i da w efekcie zjawisko echa. Metoda przełączania częstotliwości ma tę przewagę, że proces przełączania może być precyzyjnie mierzony i kontrolowany za pomocą urządzeń elektrooptycznych. Dodatkowo, interferencja między falą emitowaną przez próbkę i światłem laserowym (przestrojonym na nową częstotliwość) daje w efekcie silny (heterodyna) sygnał dudnienia, który może być użyty do odróżnienia światła emitowanego przez próbkę od tła szumu.

Jeden z nas (Brewer) użył ostatnio, wraz z Ralphem G. De Voe z IBM, lasera przełączanego częstościowo w celu sprawdzenia podstawowych równań żyroskopu, stosowanych przez Blocha do pierwszego opisu NMR. Zgodnie z tymi równaniami, czas zaniku pamięci jądrowej nie powinien zależeć od przyłożonego pola. W 1955 r. Alfred G. Redfield pokazał, posługując się argumentami termodynamicznymi, że konieczna jest pewna modyfikacja tych równań. Obserwując NMR w czystym metalu zauważył, że intensywne pole o cz.r. może wydłużyć czas życia pamięci, tj. redukuje prędkość zaniku sygnału związanego z uporządkowaniem poprzez efekt uśrednienia po czasie, podobny do pewnego stopnia do odwrócenia czasu.

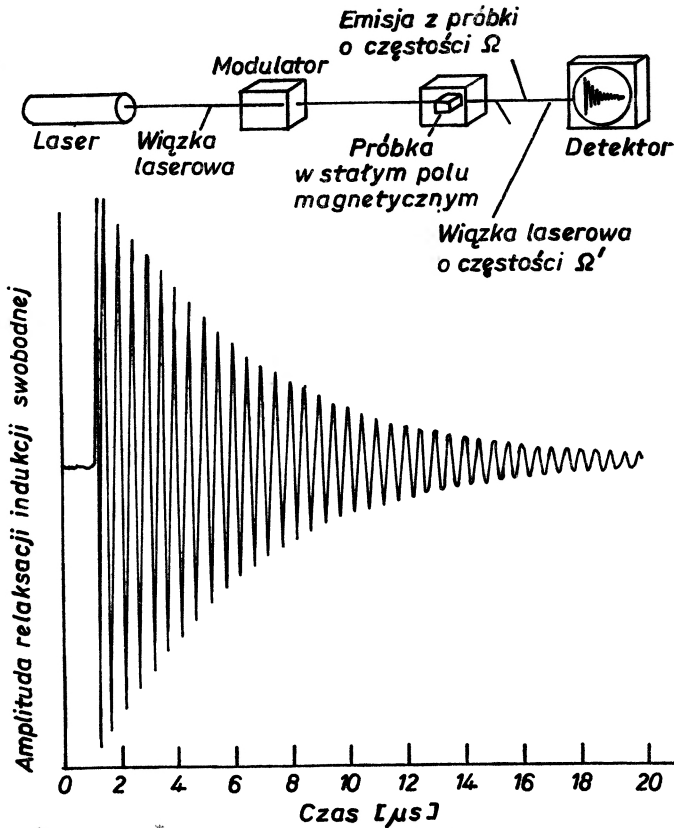
De Voe i Brewer przenieśli argumentację Redfielda na obszar optyczny. Użyli w tym celu najbardziej stabilnego z istniejących laserów strojonych (częstość emisji może być w nim regulowana i kiedy jest ustawiona na zadaną wartość, jest stabilna z dokładnością $5 \cdot 10^{-13}$). Za pomocą tego lasera De Voe i Brewer wykonali doświadczenie, w którym badali relaksację indukcji swobodnej. Próbkę stanowił kryształ trójfluorku lantanu, domieszkowanego prazeodymem (rys. 5). Oddziaływanie magnetyczne między prazeodymem i sąsiednimi jądrami fluoru jest przyczyną zaniku sygnału indukcji swobodnej.

Podobnie do protonu, jądra fluoru zachowują się jak obracający się ładunek elektryczny i kreują własne pole magnetyczne. Pole jąder fluoru jest na tyle silne, że powoduje odwracanie spinów sąsiednich jąder fluoru, w taki sam sposób, jak sygnał cz.r. był w stanie spowodować odwracanie spinu protonu. Zmiana lokalnego pola magnetycznego, spowodowana odwracaniem spinów jąder fluoru, jest często wystarczająca do tego, by spowodować odwracanie następných spinów jądrowych. Tego typu przypadkowa sekwencja odwracanych spinów jest rzeczą zwykłą w kryształach trójfluorku lantanu.

Kiedy kryształ trójfluorku lantanu poddajemy naświetlaniu spójnym światłem laserowym, o prawidłowo dobranej częstości, jony prazeodymu są pobudzane synchronicznie i emitują synchronicznie swoją własną falę, sygnał indukcji swobodnej. Jądra fluoru, w których zachodzi przypadkowe odwracanie spinów, są w stanie spowodować rozsynchrozowanie sąsiednich jonów prazeodymu i doprowadzić do zaniku koherentnego promieniowania optycznego.

De Voe i Brewer mierzyli czas zaniku używając lasera z przełączaną częstością, opisanego powyżej. Próbkę trójfluorku lantanu była pobudzana przestrajającym laserem barwnikowym, a następnie przełączano częstość lasera tak, aby nie była w rezonansie z częstością emisji jonu prazeodymu. Doświadczenie to stawiało niezwykle wysokie wymagania co do stabilności częstości lasera, gdyż należało pobudzać próbkę w bardzo wąskim zakresie częstości: szerokość linii emisji jonu prazeodymu wynosi tylko 10 kHz, czyli jest węższa ok. 10 milionów razy, niż wcześniej otrzymywane w doświadczeniach optycznych szerokości linii emitowanych przez ciała stałe. Po przełączeniu częstości lasera, prazeodym emituje sygnał relaksacji indukcji swobodnej, który zanika w czasie ok. 17 μ s.

Możliwe jest wygaszanie oddziaływań magnetycznych między jądrami fluoru i prazeodymu poprzez zwiększenie intensywności promieniowania lasera użytego do wzbudzenia próbki. Wzrost intensywności sprawia, że w jonach prazeodymu zaczynają zachodzić szybciej przejścia między wyższymi i niższymi stanami kwantowymi, gdy absorbują one i reemitują fotony. Za każdym razem, kiedy jon prazeodymu przechodzi cykl emisja-po-



Rys. 5. Układ z laserem z przestrajaną częstotliwością, za pomocą którego jeden z autorów (Brewer) i R. De Voe obserwowali szereg efektów pamięci atomowej. Światłem laserowym o częstotliwości Ω pobudzamy próbkę krystaliczną znajdującą się w stałym polu magnetycznym. Następnie przy pomocy modulatora przełączamy częstotliwość lasera na nową wartość Ω' . Próbka znajdując się w stanie rezonansu z pobudzającą częstotliwością Ω , emituje promieniowanie spójne — sygnał relaksacji indukcji swobodnej o częstotliwości Ω . Promieniowanie próbki nakłada się na sygnał lasera i detektor odbiera sygnał interferencyjny. Czas trwania tego sygnału jest charakterystyką pamięci danej próbki — wskazuje on jak długo atomy „pamiętają” pierwotne promieniowanie laserowe

chłanianie, zmienia się znak magnetyczny oddziaływania między nim i jądrami fluoru: innymi słowy oddziaływanie, które zachodzi między jonami prazeodymu i jądrami fluoru, zmienia się na przeciwne w procesie pochłanianie-emisja. Tym samym jądra fluoru, które są powodem rozsynchronizowania jonów prazeodymu, w efekcie odwrócą swoją rolę i zaczną działać w kierunku synchronizacji. Efekt ten jest podobny do efektu odwracania fazy, jaki zachodzi w wieloimpulsowym doświadczeniu Carra i Purcella. Jeżeli czas między odwróceniami fazy jest krótszy niż czas między zdarzeniami powodującymi rozsynchronizowanie (w tym przypadku jest to przypadkowe odwracanie spinów jąder fluoru), wtedy zaburzenia wywołane przez jądra fluoru są kompensowane, ponieważ ich oddziaływanie z prazeodymem jest odwracane. De Voe i Brewer, wspólnie z Axelem Schenzlem z Uniwersytetu w Essen i Masaharu Mitsunagą z IBM, rozwinęli ogólną, mikrosko-

pową teorię tego zjawiska, która wstępnie pozwala rozszerzyć argumenty termodynamiczne Redfielda na obszar optyczny widma.

Metody promieniowania impulsowego o cz.r., których zasady były znane od niemal 40 lat, są ważnym narzędziem w naukach przyrodniczych i medycznych, a szczególnie w NMR-owskiej tomografii ciała, analizie strukturalnej związków chemicznych i ciała stałego. Dzięki rozwojowi wyjątkowo precyzyjnych i stabilnych laserów metody te można obecnie stosować i w optycznym zakresie widma.

Przedstawione zjawiska pamięci atomowej ucieszyłyby Loschmidta, ponieważ pokazują one, że pewien rodzaj zaniku promieniowania, nawet taki jaki powodują zderzenia przypadkowe, może być odwracalny. Poza ich urokiem filozoficznym, zjawiska te mogą być niezwykle użyteczne. Eliminując efekty zaniku wynikające z niektórych procesów, pozwalają fizykom na badanie, z większą dokładnością, innych procesów, dając nam jednocześnie jaśniejszy wgląd w strukturę i oddziaływania substancji na poziomie atomowym.

Tłumaczył:

Miroslaw Hamera

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Literatura

- W.-K. Rhim, A. Pines, J. S. Waugh, „Time-reversal experiments in dipolar-coupled spin systems”, *Phys. Rev.* **B3**, 684 (1971).
- R. G. Brewer, „Coherent optical spectroscopy” w: *Aux Frontières de la Spectroscopie Laser*, red. R. Balian, S. Haroche, S. Liberman, North-Holland 1977.
- A. Schenzle, M. Mitsunaga, R. G. De Voe, R. G. Brewer, „Microscopic theory of optical line narrowing of a coherently driven solid”, *Phys. Rev.* **A30**, 325 (1984).

Steven Weinberg

Physics Department
University of Texas
Austin, Texas, USA

Przeszość i przyszłość fizyki cząstek elementarnych *

Particle Physics: Past and Future **

Zastanawiając się nad tym, co mógłbym powiedzieć o historii fizyki cząstek elementarnych, zdałem sobie sprawę, że historia tego działu fizyki ma nieco inny sens niż historia innych dziedzin nauki. Matematycy, biolodzy, a nawet fizycy materii skondensowanej mają przed sobą nieograniczoną liczbę zagadnień i nigdy nie zabraknie im tematów do badań. W tym sensie historia większości dziedzin nauki przypomina historię polityczną. Fizycy cząstek elementarnych i pól mają zaś do rozwiązania tylko jedno zagadnienie — poznać prawa przyrody, które stanowią podstawę wszystkich innych nauk przyrodniczych. Historię tego działu można dlatego omawiać w kategoriach postępu na drodze do określonego szczególnego celu. Niektórzy piszą w taki sposób także historię polityczną, przy czym celem jest wtedy cywilizacja, liberalne społeczeństwo itp. Historyk Herbert Butterfield wprowadził nawet określenie dla takich historyków, mówiąc, że mają oni wigowski¹ pogląd na historię. W obecnych czasach najgorszą oczywiście rzeczą, jaką historyk może powiedzieć o innym historyku, jest nazwanie go wigiem. W przeciwieństwie do historii jakiegokolwiek innej nauki (lub czegokolwiek innego) w naszym dziale fizyki jest w pełni właściwe przyjąć pogląd wigów i dokonywać oceny w zależności od postępu w zbliżaniu się do naszego ostatecznego celu. Mój referat będzie w każdym razie wigowski.

Nie zakładam wcale, że zawsze umiemy ocenić uzyskany postęp lub że poruszamy się stale w jednym kierunku. Wydaje mi się, że historia fizyki cząstek elementarnych w ostatnich trzydziestu latach w dużej części sprowadza się właściwie do oscylacji między dwoma szerokimi nurtami, które odpowiadają dwom podejściom do podstawowych praw przyrody i które można krótko określić jako kwantową teorię pola i teorię macierzy S . Mówiąc mniej ściśle, oscylowaliśmy między poglądem, że przyroda to świat pól, w którym cząstki

* Referat, wygłoszony na zakończenie konferencji Sekcji Cząstek Elementarnych i Pól Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego w Eugene w sierpniu 1985 r., został przetłumaczony za zgodą Autora. [Translated with permission. Copyright © 1985 by Steven Weinberg]. Tekst oryginalny jest opublikowany w *Proceedings of the Oregon Meeting, Eugene, Oregon, Aug. 1985*, red. R. C. Hwa (World Scientific, Singapore 1986) i w *International Journal of Modern Physics A1*, 135 (1986) (przyp. Red.).

** Praca została sfinansowana częściowo przez NSF Grant 8304629 i Fundację Roberta A. Welcha.

¹ W Wielkiej Brytanii od XVII do XIX wieku stronnictwo liberalne nazywano partią wigów, a stronnictwo konserwatywne partią torysów (przyp. tłum.).

są po prostu ich kwantami i poglądem, że przyroda to świat cząstek, a pola są ich koherentnymi stanami makroskopowymi. Nie mówię tu o naszych poglądach na istniejące teorie, gdyż nie jest to tak ważne, ale o strategii, jaka wydaje się nam najwłaściwsza dla uzyskania postępu w poznaniu praw przyrody. Obecnie ta oscylacja między teorią macierzy S i kwantową teorią pola weszła, jak się zdaje, w nową fazę, jaką jest odrodzenie teorii strun. Zagadnienie to omówię nieco później, gdyż najpierw chciałbym przypomnieć historyczne tło tych ostatnich osiągnięć.

Kwantowa teoria pola zaczęła się oczywiście od teorii fotonów. W jednym z pierwszych artykułów o mechanice kwantowej w 1926 r. Born, Heisenberg i Jordan pokazali, jak z zastosowania mechaniki kwantowej do pola elektromagnetycznego pojawiają się fotony Einsteina. W rok później Dirac zastosował ten formalizm do teorii emisji samorzutnej, a Fermi następnie go rozwinął. Idea kwantowej teorii pola wszystkiego, zarówno elektronów, protonów jak i fotonów, pojawiła się jednak dopiero w artykułach Heisenberga i Pauliego z 1929 r.

Ten wielki nowy pogląd na przyrodę znalazł się prawie natychmiast w kłopotcie. W 1930 r. Oppenheimer i Waller odkryli rozbieżności nadfioletowe, które od tego czasu stale przątają nasze umysły. A nieco później w latach trzydziestych stało się jasne, że elektrodynamika kwantowa nie nadaje się do opisu rozwoju kaskady elektromagnetycznej wywołanej przez promienie kosmiczne o wielkich energiach. Był to fałszywy sygnał, gdyż anomalie były w rzeczywistości związane z produkcją mezonów, ale mezony nie były w tym czasie znane i wydawało się, że jest to niepowodzenie elektrodynamiki kwantowej. Ogólna wiedza o kwantowej teorii pola z lat trzydziestych prowadziła do przybliżenia dobrego w obszarze małych energii i można je było stosować do energii rzędu 100 MeV, ale poza tym obszarem nie można go było traktować poważnie.

Pierwsze odrodzenie kwantowej teorii pola nastąpiło w 1947 r., gdy powstały niezmiennicze lorentzowsko metody obliczeń i rozwiązano zagadnienie nieskończoności w elektrodynamice kwantowej, a także zdołano obliczyć takie wielkości jak moment magnetyczny elektronu i przesunięcie Lamba z dokładnością do kilku miejsc po przecinku, uzyskując doskonałą zgodność z doświadczeniem. Nie zajmowałem się wtedy fizyką i mogę tylko powiedzieć, że zazdroszczę ówczesnym fizykom tych wyników.

Chociaż ten przełom z końca lat czterdziestych był tak pasjonujący, to jednak upłynęło niewiele czasu i zaczął się nowy okres rozczarowania do kwantowej teorii pola. Okazało się prawie natychmiast, że teoria renormalizacji, która usuwała nieskończoności elektrodynamiki kwantowej, nie działa po prostu dla słabych oddziaływań w jedynej istniejącej dla nich wówczas teorii, jaką była teoria Fermiego oddziaływań słabych. Jasne było także, że żadna teoria perturbacyjna nie może pracować dla oddziaływań silnych. Jeśli czytelnik ma tę możliwość, to niech zajrzy do Wykładów im. Sillimana, jakie miał Fermi w Yale w 1952 r. Dokonał on przeglądu fizyki cząstek elementarnych z tego okresu, czyli w kilka lat po wielkim odrodzeniu z końca lat czterdziestych. Jest to bardzo przygnębiające. Fermi rozważa tam jeden proces po drugim, za każdym razem wykonuje przybliżone rachunki i ustawicznie przyznaje, że słabe są podstawy do tego, by wierzyć w słuszność stosowanych przybliżeń.

Istnieje także inny powód ponownego rozczarowania do kwantowej teorii pola, który jest nieco bardziej pośredni, ale mimo to uważam go za ważny. Kwantowa teoria

pola zawiera w sobie ideę, że cząstka elementarna jest czymś istotnie różnym od jądra atomowego czy gąbki do tablicy. Za cząstkę elementarną uważa się dowolną z cząstek, której pole występuje w lagranżjanie teorii. Dopóki Wszechświat zdawał się składać z małej liczby rodzajów cząstek elementarnych: fotonu, elektronu, protonu, neutronu i neutrina, to rzeczywiście można było sobie wyobrazić, że będzie istnieć teoria uwzględniająca pola tych wszystkich cząstek. Niestety, wkrótce stało się jasne, że jeśli proton i neutron nazwiemy cząstkami elementarnymi, to trzeba tak nazwać jeszcze setki obiektów. Nie można bowiem uzasadnić tego, że proton jest bardziej elementarny niż mezon ρ czy stan wzbudzony hiperonu lambda. Badanie kwantowych teorii pola, w których tylko kilka najwcześniej odkrytych cząstek pojawiało się w roli cząstek elementarnych, wydawało się bez sensu.

Z tego właśnie rozczarowania do kwantowej teorii pola lat pięćdziesiątych powstało w końcu podejście alternatywne. W swej początkowej wersji nosiło ono nazwę teorii dyspersyjnej, gdyż było oparte na znanej teorii dyspersji fal elektromagnetycznych. Chew, Gell-Mann, Goldberger, Low, Nambu, Thirring, Toll, Wheeler i inni rozwinęli ideę, w której analityczność macierzy S miała dostarczyć związków między rzeczywistymi i urojonymi częściami amplitud rozpraszania, a unitarność macierzy S miała powiązać ze sobą części urojone tych amplitud z kwadratami ich modułów. W ten sposób uzyskiwałoby się zamknięty układ równań, który można by rozwiązać albo perturbacyjnie, albo metodą samouzgodnioną i uwolniłoby to nas całkowicie od pojęciowych i matematycznych trudności kwantowej teorii pola.

W pewnym sensie oznaczało to powrót do koncepcji filozoficznej, która odgrywała poważną rolę w fizyce, a zgodnie z którą fizyka winna nie tylko przewidywać wielkości obserwowalne, ale wszystkie wielkości w jej równaniach winny być także bezpośrednio obserwowalne. Kwantowa teoria pola narusza jawnie tego rodzaju logiczny pozytywizm. W teorii tej mamy do czynienia z wieloma obiektami, jak np. kwantowe pole elektronu, których w rzeczywistości nie zamierzamy wcale mierzyć i które są tylko matematycznymi narzędziami do obliczania macierzy S . Odrzucenie kwantowej teorii pola i badanie teorii z wielkościami obserwowalnymi: masami i elementami macierzy S było w jakimś sensie aktem oczyszczenia. Już w 1937 r. Wheeler i w latach czterdziestych Heisenberg i Møller poczynili pierwsze kroki w kierunku tego rodzaju teorii macierzy S i wydawało się w latach pięćdziesiątych, że teoria dyspersyjna okaże się jej podstawą dynamiczną.

Niestety, unitarność łączy każdy proces fizyczny z każdym innym i dlatego program macierzy S wymagał zdobycia umiejętności stosowania podstawowych zasad analityczności, unitarności, niezmienniczości lorentzowskiej itp., nie tylko do prostych amplitud rozpraszania elastycznego, ale również do amplitud wielocząstkowych, gdy liczby cząstek przed i po zderzeniu są dowolne. Pełną teorię dynamiczną macierzy S zaczęto rozwijać w Berkeley i główną rolę odegrała grupa, której przewodził Chew i w skład której wchodził Mandelstam, Stapp i inni. Pamiętam, że gdy byłem w tym okresie w Berkeley, to teoria macierzy S stanowiła największą nadzieję na postęp w fizyce. Nie zaangażowałem się w nią osobiście, ale pod wpływem teorii macierzy S próbowałem sprawdzić, jak można by zrozumieć w jej kontekście podstawowe fakty z elektromagnetyzmu i grawitacji. Wykazałem np., że w dowolnej teorii macierzy S z cząstkami bezmasowymi o spinie 1 sprzężenia tych cząstek (fotonów) winny być takie, jakich wymaga niezmienniczość względem

transformacji cechowania, a w dowolnej teorii z cząstkami bezmasowymi o spinie 2 sprzężenia cząstek (grawitonów) winny być takie, jakich wymaga ogólna współzmienniczość; niezależnie zauważył to także Feynman. Powróć do tej sprawy nieco później.

Mimo dużych nadziei, jakie żywiono przy narodzinach teorii macierzy S , teoria ta wkrótce załamała się. Sądzę, że w połowie lat sześćdziesiątych tylko niewielu fizyków wiązało jeszcze duże nadzieje z programem macierzy S . Było kilka powodów tego załamania, które warto przypomnieć. Po pierwsze, nie było nigdy ani dobrze uzasadnionego schematu przybliżeń umożliwiającego numeryczne znajdowanie rozwiązań, ani jakiejś metody upraszczania równań, która mogłaby prowadzić do rozwiązań. W rozważanej teorii nie było żadnego małego parametru. Po drugie, aby wyrazić sens warunku analityczności dla czegokolwiek bardziej złożonego niż amplituda rozpraszania ku przodowi, trzeba było wykorzystywać teorię funkcji wielu zmiennych zespolonych i uwzględnić cięcia i bieguny równocześnie w kilku zmiennych zespolonych. Właściwe zrozumienie tego działu matematyki zdaje się przekraczać możliwości umysłu ludzkiego — w każdym razie jestem całkowicie pewny, że przekraczało to moje siły.

Na koniec, teoria macierzy S miała w rzeczywistości bardzo małe możliwości osiągnięcia sukcesów doświadczalnych. Teoria dyspersyjna dostarcza użytecznej informacji o amplitudach rozpraszania ku przodowi, ale poza tym (i poza sukcesami fenomenologii biegunów Reggego) wielki program macierzy S nie miał większego kontaktu z doświadczeniem. W szczególności, chociaż w teorii macierzy S poświęcono bardzo dużo uwagi rozpraszaniu pionów, to nie przewidziano kluczowego faktu, że oddziaływania pionów przy niskich energiach są dość słabe — zostało to udowodnione przez zastosowanie algebry prądów i wykorzystanie reguły sum Adlera-Weisbergera w połowie lat sześćdziesiątych. Program macierzy S umarł ostatecznie nie dlatego, że okazał się błędny, ale dlatego, że fizycy zrezygnowali z prób uzyskania jakiegoś postępu przy jego użyciu.

Zanim program macierzy S ostatecznie upadł, nastąpił niezwykły, ostatni wybuch aktywności. Teoretycy, którzy próbowali usilnie rozwinąć teorię macierzy S dla skomplikowanych amplitud wielocząstkowych, odkrywając, że nie można było sformułować nawet odpowiednich aksjomatów, zaczęli realizować skromniejszy program, czyli po prostu próbowali odgadnąć modelowe amplitudy rozpraszania, które miałyby wszystkie podstawowe właściwości wymagane przez mechanikę kwantową. W szczególności, Veneziano w 1968 r. wypisał prostą amplitudę rozpraszania dla dwóch cząstek bezspinowych, która w szczególny sposób uwzględniała te właściwości, jakich oczekiwaliśmy z teorii macierzy S . Amplituda ta miała asymptotyczne zachowanie Reggego ze względu na wymianę nieskończonej liczby cząstek o coraz wyższym spinie w kanale skrzyżowanym. Jeśli spojrzano się na tę amplitudę rozpraszania, powstała w wyniku sił odpowiadających tej nieskończonej liczbie wymian, to w kanale wprost pojawiały się te same cząstki, które tworzyły poprzednio siły. Modele takie nazwano dlatego dualnymi. Po ukazaniu się artykułu Veneziana duży wysiłek skierowano na zbadanie tych modeli. Bardzo szybko w 1969 r. Bardakci i Ruegg, Goebel i Sakita, Chan i Tsun oraz Koba i Nielsen uogólnili te modele na procesy wielocząstkowe, a Nambu, Nielsen i Susskind wykazali potem, że dualne amplitudy rozpraszania są rozwiązaniem zagadnienia ruchu relatywistycznej struny. Oznaczało to, że nieskończona liczba cząstek, których wymiana tworzyła trajektorię Reggego, była w jednoznacznej odpowiedniości z modami wibracji relatywistycznej stru-

ny. Dla modelu Veneziana w oryginalnej postaci struna była otwarta i jej swobodne końce poruszały się z prędkością światła. Struny te miały pewne naprężenie, a ponieważ pojawiały się w kontekście fizyki silnych oddziaływań, wyobrażano sobie, że naprężenie to jest rzędu masy pionu na femtometr, czyli ok. $(100 \text{ MeV})^2$. Powstały także inne modele i np. model, który podali Virasoro i Shapiro, odpowiadał strunie zamkniętej, a naprężenie tej struny przyjmowano znów za ok. $(100 \text{ MeV})^2$. Neveu i Schwarz, Ramond i inni włączyli do teorii strun spinory i w 1974 r. właśnie ten formalizm doprowadził Wessa i Zumina do rozwinięcia supersymetrii.

Spoglądając obecnie wstecz na okres późnych lat sześćdziesiątych i wczesnych siedemdziesiątych, wydaje się rzeczywiście zastanawiające, że tak wiele pracy włożono w teorie strun bez najmniejszej zachęty ze strony doświadczenia. Ściśle rzecz biorąc, teoria strun miała właściwości, które nie tylko nie zostały potwierdzone doświadczalnie, ale były w rażącej sprzeczności z doświadczeniem. Jedną z tych właściwości było to, że teorie te zawierały cząstki bezmasowe, które ze względu na okoliczności powstania tych teorii uważano za bezmasowe cząstki silnie oddziałujące — oczywiście cząstki takie musiałyby być już zaobserwowane. W teorii struny otwartej pojawiała się cząstka bezmasowa o spinie 1, a w teorii struny zamkniętej były cząstki bezmasowe o spinie 2 i 0. Inna trudność polegała na tym, że przy próbie uwzględnienia poprawek unitarności do elementów macierzy S okazało się, że teorie te w rzeczywistości mają sens jedynie w 26 wymiarach, a po włączeniu fermionów do teorii — w 10 wymiarach. Stanowiło to poważny kłopot. Schwarz i Scherk zasugerowali w 1974 r., że nie należy uważać tych teorii za teorie oddziaływań silnych i cząstkę bezmasową o spinie 2, pojawiającą się w teorii struny zamkniętej, należałoby raczej identyfikować z grawitonem. Innymi słowy, naprężenie struny nie byłoby rzędu $(100 \text{ MeV})^2$, ale stawałoby się rzędu kwadratu masy Plancka, czyli 10^{38} GeV^2 . Mimo że nie zakłada się tu ogólnej współmienniczości czy zasady równoważności, to ze względu na współmienniczość lorentzowską tych teorii, jak wspomniałem już wcześniej, każda cząstka bezmasowa o spinie 2 w takich teoriach musi oddziaływać jak grawiton w ogólnej teorii względności. Propozycja ta nie wywołała jednak zainteresowania głównie dlatego, że, jak sądzę, uznano za żenujące zajmowanie się teoriami, które mają sens tylko w 10 lub 26 wymiarach.

Ale prawdopodobnie znacznie większą rolę niż jakiegokolwiek niepowodzenie modeli dualnych czy teorii strun odegrało drugie odrodzenie kwantowej teorii pola, które nastąpiło właśnie w okresie rozwoju teorii strun. Nie muszę się zbytnio nad tym rozwodzić, gdyż sądzę, że wszyscy to dobrze znają. Najpierw 't Hooft i in. wykazali, że zasugerowana wcześniej dla oddziaływań elektroslabych renormalizowalna teoria z cechowaniem i spontanicznym naruszeniem symetrii² jest rzeczywiście poprawna matematycznie. Wkrótce potem odkrycie prądów neutralnych i zbadanie ich właściwości udowodniło, że nie tylko teoria oddziaływań elektroslabych mogłaby zostać taką metodą skonstruowana, ale że zaproponowana już teoria $SU(2) \times U(1)$ była w rzeczywistości poprawną teorią oddziaływań elektroslabych. W tym samym czasie rozwinęła się również w końcu teoria oddziaływań silnych, oparta głównie na tych samych strukturach matematycznych Yanga-Mill-

² Teorię tę sformułowali niezależnie Salam i Weinberg w latach 1967—68 (przyp. tłum.).

sa, ale zamiast spontanicznego naruszenia symetrii cechowania pojawia się w nich mechanizm uwięzienia, który uniemożliwia bezpośrednią obserwację podstawowych składników materii — gluonów i kwarków. We wczesnych latach siedemdziesiątych mieliśmy więc do dyspozycji w pełni rozwinięty model standardowy oddziaływań słabych, elektromagnetycznych i silnych, który w zasadzie umożliwiał opis wszystkiego, co było dostępne fizyce cząstek elementarnych. Pasjonujące doświadczenia z lat siedemdziesiątych przyniosły później ostateczne potwierdzenie tych teorii dowodząc, że prądy neutralne rzeczywiście zachowują się tak jak powinny, że kwarki i leptony mają oczekiwane właściwości (z tym tylko, że jest ich więcej) oraz że bozony W i Z rzeczywiście istnieją.

Kwantową teorię pola można było znów uważać za fundamentalną teorię przyrody. W szczególności ponownie można było mówić o cząstkach jako o obiektach rzeczywiście elementarnych, ponieważ nie musieliśmy już uważać protonu, neutronu czy mezonu ρ za cząstki elementarne. Zbiór cząstek elementarnych został zredukowany do zupełnie poręcznego układu leptonów, kwarków, gluonów, bozonów W i Z , fotonu i prawdopodobnie kilku bozonów Higgsa. Rzeczą, która mnie szczególnie zainteresowała, był fakt, że w teoriach tych można nareszcie zrozumieć w naturalny sposób, dlaczego takie wielkości jak parzystość, dziwność i spin izotopowy zachowują się w pewnych oddziaływaniach, a nie zachowują się w innych. Nagle zaczęły mieć racjonalny sens wszystkie tajemnicze fakty, których fizycy mojej generacji musieli się uczyć na studiach jako reguł empirycznych.

Coleman opublikował ostatnio zbiór swoich wykładów z Erice i we wstępie pięknie mówi o entuzjazmie dla odrodzenia się kwantowej teorii pola. Wykłady te pochodzą z lat 1966-79 i o okresie tym Coleman pisze: „Były to wielkie czasy dla teoretyka wielkich energii, okres sławnego triumfu kwantowej teorii pola. I był to triumf w dawnym znaczeniu tego słowa: wspaniała parada zwycięstwa, pełna fantastycznych rzeczy wprowadzonych z daleka, aby widz mógł zaniemówić z wrażenia i śmiać się z radości”.

Zgadzam się całkowicie z Colemanem. Niemniej jednak pod koniec tego okresu i na początku lat osiemdziesiątych zaczęto odczuwać pewnego rodzaju niezadowolenie z kwantowej teorii pola. Na przykład, gdy w 1981 r. poproszono mnie o referat z okazji pięćdziesięciolecia Lawrence Berkeley Laboratory, to w wystąpieniu swym wyraziłem pogląd, że być może nastąpił okres odwrotu od kwantowej teorii pola. Niech mi będzie wolno zacytować samego siebie: „Były to pasjonujące czasy. Kwantowa teoria pola osiągnęła bardzo wiele i w pełni zrozumiała jest duże zadowolenie z tego postępu. Ale prawdopodobnie nastąpi teraz ponownie odwrót od kwantowej teorii pola. Być może powrócimy do czegoś w rodzaju teorii macierzy S ”.

Jednym z powodów tej uwagi było to, że byłem w Berkeley i chciałem powiedzieć coś miłego o teorii macierzy S . Podałem jednak również dwie poważne przyczyny swych wątpliwości, jeśli chodzi o przyszłość kwantowej teorii pola.

Pierwszą przyczyną było to, że teoretycy doznali niepowodzenia w próbach osiągnięcia dalszego postępu w wyjaśnianiu lub przewidywaniu właściwości cząstek elementarnych i wyjścia poza postęp osiągnięty we wczesnych latach siedemdziesiątych. Model standardowy ma wiele swobodnych parametrów: stosunki mas, stałe sprzężenia, liczbę kwarków i leptonów, i ich po prostu nie udało się nam wyjaśnić. Wypróbowano wiele atrakcyjnych idei: wielką unifikację, technicolor, preony, supersymetrię, teorie Kaluzy-Kleina itp., ale mimo tak zaawansowanej matematyki nie otrzymano prawie żadnych

konkretnych liczb, które mogłyby być porównane z doświadczeniem. Jedynym chyba sukcesem w sensie ilościowym było określenie wartości $\sin^2\theta$ przez teorie wielkiej unifikacji, wynik, który wydaje się dość silny i jest zgodny z doświadczeniem. Stało się wkrótce jasne, że dokonanie następnego kroku i wyjście poza model standardowy będzie prawdopodobnie wymagać zrozumienia fizyki w rejonie skali Plancka, gdyż przy niej następuje naruszenie symetrii związanej z jakąkolwiek grupą wielkiej unifikacji i grawitacja, która jednak istnieje, staje się w tym rejonie oddziaływaniem silnym. Niestety, w latach siedemdziesiątych większość z nas nie widziała żadnych nadziei na kwantową teorię pola dla grawitacji.

Drugą przyczyną, którą podałem w 1981 r. wyrażając swój sceptycyzm, jeśli chodzi o przyszłość kwantowej teorii pola, było to, że jej sukcesy w zakresie niskich energii, w obszarze do 1 TeV, można zrozumieć bez konieczności przyjmowania kwantowej teorii pola za teorię fundamentalną. Jest takie ludowe twierdzenie (określenie, które wprowadził Wightman i które oznacza coś, o czym powszechnie wiadomo, że jest prawdą, choć nie zostało to udowodnione) mówiące, że dowolna teoria spełniająca aksjomaty teorii macierzy S i zawierająca tylko skończoną liczbę cząstek o masie mniejszej od jakiejś masy M będzie w obszarze energii poniżej M wyglądać jak kwantowa teoria pola zawierająca te właśnie cząstki. Oznacza to, że kwantowa teoria pola sama w sobie nic nie zawiera i jest tylko metodą obliczania najogólniejszych amplitud rozpraszania, które spełniają aksjomaty teorii macierzy S . Oczywiście, można argumentować, że stworzone przez nas kwantowe teorie pola, jak np. chromodynamika kwantowa, nie są przecież starymi kwantowymi teoriami pola, lecz są teoriami pola wyróżniającymi się prostotą i pięknem. Inne twierdzenie ludowe mówi jednak, że w efektywnej teorii pola, do której redukuje się każda teoria dla dostatecznie małych energii, oddziaływania nierenormalizowalne są zawsze stłumione przez potęgę podstawowej skali mas, za którą można uważać skalę Plancka. Tak więc fizyka, którą obserwujemy przy dostępnych energiach, powinna dać się opisać przez renormalizowalną efektywną teorię pola i wiemy, że liczba i złożoność oddziaływań w teoriach tego rodzaju są zawsze ograniczone. Aby dostrzec coś więcej, należałoby wykonać doświadczenia przy skali Plancka, chyba że niektóre oddziaływania, mimo ich słabości, można by odkryć z jakichś szczególnych powodów w obszarze dostępnych energii. Przykładem może być oddziaływanie grawitacyjne, które jest rzeczywiście niezmiernie słabe, ale ze względu na koherentne sumowanie się efektów grawitacyjnych możemy je wykryć dla ciał makroskopowych.

Podsumowując: kwantowa teoria pola nie przyniosła nam ostatnio nic wartościowego, a to, co uzyskaliśmy od niej wcześniej, można zrozumieć bez konieczności przyjmowania, że jest ona teorią fundamentalną.

Gdy wypowiadałem te uwagi w 1981 r., nie wiedziałem, jaki kierunek rozwoju mogłaby wybrać teoria macierzy S zastępując ewentualnie kwantową teorię pola. Wprawdzie Schwarz wyraźnie wskazywał na teorię strun jako jedyną nadzieję na kwantową teorię grawitacji już w swej pracy z Scherkiem w 1974 r., ale prawie nikt (ze mną włącznie) nie traktował tego poważnie. W 1980 r. Green i Schwarz udowodnili supersymetrię czasoprzestrzenną teorii superstrun. W następnych dwóch latach rozwinęli oni nowy supersymetryczny formalizm dla superstrun, zastosowali go do stworzenia teorii superstrun II typu i udowodnili skończoność tych teorii na poziomie jednopętlowym. Na Konfe-

rencji Solvayowskiej w Austin w 1982 r. Zumino wymienił tę teorię Greena i Schwarza jako naturalną kandydatkę na skończoną teorię grawitacji. Później na Czwartym Spotkaniu Roboczym nt. Wielkiej Unifikacji w 1983 r. Witten miał bardzo sugestywny referat o teorii superstrun w 10 wymiarach i wtedy także niektórzy z pozostałych teoretyków zaczęli poważnie traktować takie teorie jako obiecujące podejście do kwantowej grawitacji. W przeciwieństwie do 1974 r. czasy dojrzały już do tej sugestii, częściowo dlatego, że wszyscy byliśmy już sfrustrowani czymkolwiek innym, a także dlatego, że wiele lat zajmowania się teoriami Kaluzy-Kleina przyzwyczyło nas do idei, że czasoprzestrzeń może rzeczywiście mieć więcej niż 4 wymiary i że te dodatkowe wymiary odpowiadają zwartej rozmaitości o bardzo małym obwodzie.

Witten w swym referacie wskazał również teoretyczną przeszkodę, która wiązała się z obecnością anomalnych diagramów sześciokątnych i hamowała rozwój teorii superstrun. Wspólnie z Alvarezem-Gaumém odkrył on później skracanie się tej anomalii na przykładzie jednej z teorii superstrun, która niestety nie wydawała się fenomenologicznie obiecująca. Wkrótce w 1984 r. nastąpił wielki przełom, gdy Green i Schwarz wykazali, że istnieje kilka potencjalnie realistycznych teorii superstrun z bardzo szczególnymi grupami cechowania, w których anomalie wskazane przez Wittena skracają się. Fakt ten spowodował prawdziwą eksplozję zainteresowania teorią strun, które dotąd nie osiągnęło jeszcze szczytu.

Przypuszczam, że etap ten będzie uznany za zwycięstwo podejścia teorii macierzy S . Teoria strun wyrosła z teorii macierzy S , ale w pewnym sensie ma właściwości zarówno teorii macierzy S jak i kwantowej teorii pola i eksperci nie rozstrzygnęli jeszcze, czym jest w rzeczywistości. Faktycznie, jest to jedna z tych rzeczy, które utrudniają nauczenie się tej teorii — każdy ma własne zdanie o tym, czego chcemy się nauczyć.

Z jednej strony istnieje podejście, w którym teorię tę traktuje się poważnie jako teorię strun. Zamiast pól kwantowych, które są zależnymi od czasu funkcjami położenia w przestrzeni określonej cząstki, mamy pola kwantowe, które są zależnymi od czasu funkcjonalami konfiguracji przestrzennej poruszającej się struny. Kwantowa teoria pola dla strun, odpowiadająca drugiej kwantyzacji, niestety jeszcze nie istnieje i wielu wybitnych ekspertów w tej dziedzinie pracuje wytrwale, aby ją stworzyć. Chciałbym przypomnieć, że cząstki są modami normalnymi strun i obliczając element macierzy S (co w końcu zawsze trzeba zrobić) można wyobrażać sobie, że struna w określonym modzie normalnym zderza się z inną struną w innym modzie normalnym, te dwie struny łączą się ze sobą tworząc jedną strunę i następnie ta pojedyncza struna może się rozpaść na dwie inne struny, które w końcu przechodzą w dwa inne mody normalne. Obecnie nie robi się obliczeń w ten sposób. Przedstawiony tu opis jest często wykorzystywany przy publicznym przedstawianiu teorii strun przez ekspertów, ale, jak mi wiadomo, obecnie nikt nie wykonuje obliczeń tą metodą. Jest to za trudne i odpowiedni formalizm nie został jeszcze rozwinięty.

Istnieje inne podejście do teorii strun, którego teraz używają prawie wszyscy. W podejściu tym wychodzi się z obserwacji, że struna poruszająca się w przestrzeni zakieśla w czasoprzestrzeni dwuwymiarową powierzchnię. Strunę można opisać podając współrzędne czasoprzestrzenne x^μ jako funkcje dwóch parametrów. Jeden parametr σ wskazuje, w którym miejscu struny się znajdujemy, a drugi parametr τ określa czas w ruchu struny. Teorię strun można więc traktować jako kwantową teorię pola w *dwóch* wymiarach,

gdzie rolę „pól” spełnia d wielkości $x^{\mu}(\sigma, \tau)$, a także być może kilka spinorów $\Psi(\sigma, \tau)$, przy czym $d = 4, 10, 26$ itp. Interpretacja tej dwuwymiarowej teorii pola przy użyciu procesów fizycznych w d wymiarach czasoprzestrzennych wymaga odpowiedzi na pytanie, które średnie kwantowe w świecie dwuwymiarowym mają właściwości unitarności i zachowują się odpowiednio przy przekształceniu Lorentza, czego wymagamy od macierzy S w d -wymiarowej czasoprzestrzeni. Mamy więc tutaj osobliwą mieszaninę kwantowej teorii pola i teorii macierzy S .

Naturalną rzeczą staje się wypisanie dla teorii dwuwymiarowej lagranżjanu, który nie zależy od wyboru parametrów σ i τ , co prowadzi oczywiście do pojawienia się tensora metrycznego o wymiarach 2×2 . Jak zauważył Polakow, stara teoria strun staje się wtedy nie tylko ogólnie współzmienniczą teorią pola w 2 wymiarach, ale jest także teorią niezmienniczą względem przekształceń konforemnych, które odpowiadają pomnożeniu tensora metrycznego przez dowolną funkcję dwuwymiarowych współrzędnych. Mogłoby się wydawać, że zagłębiając się tu w sprawy techniczne, ale dodanie niezmienniczości konforemnej do dwuwymiarowej ogólnej współzmienniczości i d -wymiarowej lorentzowskiej niezmienniczości ma nadzwyczaj ważną konsekwencję: lagranżjan struny odpowiada wtedy teorii pola *swobodnego* w dwóch wymiarach i nietrywialność macierzy S w płaskiej d -wymiarowej czasoprzestrzeni wynika nie z członów oddziaływania w lagranżjanie, ale z nietrywialnej topologii powierzchni Riemanna opisanej przez tensor metryczny o wymiarach 2×2 . W ten sposób realizuje się dawne marzenie o tym, czym powinna być teoria fundamentalna: oddziaływania nie są czymś co wprowadzamy w mniej lub bardziej dowolny sposób do lagranżjanu (i jeśli chcemy, można je całkiem pominąć), ale wynikają w sposób nieunikniony z natury stopni swobody teorii.

Różnice między powyższymi dwoma poglądami na teorię strun zilustruję omówieniem, jak przebiega w nich obliczanie macierzy S na poziomie jednopętlowym dla rozpraszania dwucząstkowego w teorii struny zamkniętej. W podejściu odpowiadającym dwuwymiarowej teorii pola należy sobie wyobrazić dwuwymiarową przestrzeń tworzącą torus i dokonać w teorii pól swobodnych kwantowego uśrednienia na torusie iloczynu czterech „funkcji wierzchołkowych” związanych z każdą wchodzącą i wychodzącą cząstką. W drugim podejściu, odpowiadającym teorii strun z uwzględnieniem drugiej kwantyzacji, należy wyobrazić sobie dwie zamknięte struny w różnych modach normalnych, które zbliżają się i następnie się łączą tworząc jedną strunę, która pęka tworząc ponownie dwie zamknięte struny w określonych modach normalnych. Podejście to nadaje strunom większą realność fizyczną, lecz nie jest tak eleganckie jak wykorzystanie torusa.

Nie jestem tu całkiem bezstronny przy przedstawianiu różnic między tymi dwoma wiódącymi podejściami do teorii strun. Wyróżnianie podejścia dwuwymiarowej teorii pola może wiązać się częściowo z faktem, że jest to jedyne podejście, jakiego dotąd byłem w stanie się nauczyć. Oczywiście trzeba próbować zrozumieć wszystkie możliwe podejścia. Być może, jak sądzą to niektórzy, teoria pola strun z uwzględnieniem drugiej kwantyzacji stanowi największą nadzieję na zrozumienie efektów nieperturbacyjnych. Skoro jednak teoria strun ma być lepsza od kwantowej teorii pola, to nie jest dla mnie jasne, czy najlepszą strategią jest budowanie teorii strun na podobieństwo teorii pola z tą tylko różnicą, że struny mają zastąpić cząstki, a takim wydaje mi się podejście oparte na drugiej kwantyzacji.

Ostatnie kilka minut chciałbym przeznaczyć na pytanie, jakie bez wątpienia stawiają sobie wszyscy, którzy nie stali się jeszcze entuzjastami strun. Pytanie to brzmi: czy można ignorować teorię strun spodziewając się, że przeminie? Dla teoretyka pytanie to oznacza, czy trzeba uczyć się wszystkiego o funkcjach automorficznych, powierzchniach Riemanna, algebrach Virasora itp., czy po prostu nie podejmować tego wysiłku i poczekać na zmianę mody w fizyce teoretycznej. Dla fizyka doświadczalnego pytanie to oznacza, czy warto zacząć zastanawiać się nad możliwymi testami tych teorii.

Chcąc odpowiedzieć na to pytanie, muszę od razu podkreślić, iż nie ma najmniejszego śladu doświadczalnego przemawiającego za teorią strun. Podobnie było także z innymi teoriami, które rozwinęliśmy podejmując desperacką próbę wyjścia poza model standardowy, a w szczególności z supersymetrią i z teoriami Kaluzy-Kleina, które obecnie zostały włączone do teorii superstrun. Nigdy dotąd fizycy nie wykorzystywali tak wspaniałej matematyki przy tak małym poparciu ze strony doświadczenia. Co więcej, podobnie jak supersymetrie i teorie Kaluzy-Kleina, teorie strun nie ustabilizowały się jeszcze w takim stopniu, aby mogły dać dobrze określone przewidywania, które można by sprawdzić doświadczalnie. Sądzę jednak, że w tym aspekcie teorie strun różnią się istotnie od teorii Kaluzy-Kleina i supersymetrii. Supersymetria jest symetrią podobną do niezmienniczości lorentzowskiej i dopuszcza ogromną różnorodność możliwych teorii dynamicznych. Podobnie teoria Kaluzy-Kleina jest tylko ogólną ideą, zgodnie z którą liczba wymiarów czasoprzestrzeni może być większa, ale dodatkowe wymiary są zwarte i idea ta dopuszcza również ogromnie dużo szczegółowych teorii. W przeciwieństwie do teorii strun prowadzą do silnych ograniczeń i mogą istnieć tylko nieliczne teorie tego typu. Co więcej, z tych kilku możliwości obecnie tylko superstruna „heterotyczna” Grossa, Harveya, Martineca i Rohma wydaje się w ogóle obiecująca fenomenologicznie. Mówiłem już wcześniej, że w teorii strun bada się w istocie dwuwymiarową konforemną grawitację (a faktycznie supergrawitację), która jest teorią pola swobodnego i oddziaływania wynikają jedynie z topologii dwuwymiarowych różnorodności. Topologia dowolnej różnorodności dwuwymiarowej jest jednak całkowicie określona przez liczbę dziur, które się wprowadzi (przy założeniu, że różnorodność ta jest zorientowaną powierzchnią zamkniętą). Nie ma więc żadnej swobody w tych teoriach i są one od razu albo poprawne, albo błędne. Nie mamy żadnego potwierdzenia doświadczalnego teorii strun i nie potrafię nawet powiedzieć eksperymentatorom, czego powinni szukać. W ciągu paru następnych lat teoretycy zajmujący się strunami powinni być jednak w stanie uzyskać określone przewidywania, które będzie można wtedy przetestować. Nappi i Segre³ mówili dziś rano, że istnieją wskazówki, iż dowolna realistyczna teoria strun po uzwarczeniu (kompaktyfikacji) do czterech wymiarów będzie prawdopodobnie zawierać dodatkowo przynajmniej grupę $U(1)$ i dlatego warto poszukiwać dodatkowej symetrii cechowania poza $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ w modelu standardowym. Obecnie nie ma jeszcze jednoznacznych przewidywań szczegółowych właściwości tej dodatkowej grupy $U(1)$. Największa trudność, jaką trzeba pokonać, zanim uzyska się takie przewidywania, polega na konieczności zrozumienia dynamiki

³ C. R. Nappi, „O stanie modeli superstrun”, *Proceedings of the Oregon Meeting, Eugene, Oregon, Aug. 1985*, red. R. C. Hwa (World Scientific, Singapore 1986); G. C. Segre, „Naruszenie symetrii E_6 w modelach superstrun”, tamże.

uzwarcenia z 10 do 4 wymiarów czasoprzestrzeni. Candelas, Horowitz, Strominger, Witten i inni dokonali pewnego postępu na drodze do zrozumienia ogólnych właściwości tego uzwarcenia, lecz dużo pozostało jeszcze do zrobienia.

Wspominałem już, że nie ma żadnych oznak przemawiających za teoriami strun, ale istnieją także wypowiedzi krytyczne o bardziej podstawowym charakterze. Georgi powiedział mi, że jest nadzwyczaj mało prawdopodobne, aby teoria superstrun doprowadziła do fundamentalnej teorii grawitacji i pozostałych oddziaływań chociażby dlatego, że teorie strun rozwinęły się z idei Veneziana, która pierwotnie dotyczyła oddziaływań silnych w rozpraszaniu mezon-mezon. Dlaczego mielibyśmy wierzyć, że struktury matematyczne, które powstały z próby zrozumienia oddziaływań silnych, można stosować nie tylko do nich, ale do wszystkich oddziaływań, łącznie z grawitacją? Nie zgadzam się z tym argumentem, gdyż nie zgadzam się z jego historyczną podstawą. Teorie strun i powstałe wcześniej modele dualne nie rozwinęły się w wyniku próby zrozumienia szczegółowych faktów empirycznych o oddziaływaniach silnych i w rzeczywistości nigdy nie miały takiej wartości. Powstały one przy próbie znalezienia jakiegoś rozwiązania zagadnienia sprowadzającego się do konstrukcji amplitudy rozpraszania, która spełniałaby podstawowe aksjomaty analityczności, unitarności itd. Są to oczywiście te same zagadnienia, których rozwiązania wszyscy poszukujemy zarówno przy skali 100 MeV jak i przy skali Plancka. Jest bardzo prawdopodobne, że sposób uwzględnienia tych podstawowych zasad teorii macierzy S , jakiego dostarcza teoria strun, jest jedyny, jeśli chcemy przy okazji uwzględnić grawitację. Teorie strun z końca lat sześćdziesiątych i początku lat siedemdziesiątych dowodziły, że proponowany model dualny (po odpowiedniej unitaryzacji) okazuje się dość jednoznacznym rozwiązaniem aksjomatycznej teorii macierzy S . Jeśli tak jest rzeczywiście, to odnosi się to nie tylko do oddziaływań silnych, lecz do wszystkich, łącznie z grawitacją. Być może obecnie znamy już rozwiązanie zagadnienia, o którym wspominałem na początku. Być może rzeczywiście znamy prawa przyrody i w najbliższych kilku latach trzeba jeszcze ustalić tylko, jak wygląda uzwarcenie z 10 do 4 wymiarów, odszukać, jakie kwarki, leptony i bozony pośredniczące pozostają w obszarze małych mas, obliczyć dla tych cząstek stosunki mas, sprawdzić, czy wyniki są zgodne z doświadczeniem i na tym pracę zakończyć.

Zdając sobie sprawę z tego, że w życiu nic nie wychodzi tak, jak byśmy tego chcieli („my” odnosi się tu do teoretyków), sądzę, że zanim ostatecznie uzyskamy rozwiązanie naszego zagadnienia, czeka nas jeszcze wiele niespodzianek, których dostarczą nam obdarzeni wyobraźnią teoretycy i pomysłowi doświadczalnicy. Mimo wszystko podtrzymuję jednak swoją opinię, że nie należy ignorować teorii strun i czekać na kolejną zmianę mody. Teorie te są zbyt obiecujące i zbyt piękne, aby nie traktować ich bardzo poważnie i nie badać ich konsekwencji tak długo, jak tylko potrzeba.

Tłumaczył:
Zygmunt Ajduk

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

WSPOMNIENIA — ROCZNICE

*Bronisław Średniawa*Instytut Fizyki
Uniwersytet Jagielloński
Kraków**Wspomnienie o profesorze Janie Weysenhoffie****In Memory of Professor Jan Weysenhoff**

Abstract: At the fifteenth anniversary of Professor Weysenhoff's death we briefly review his life, presenting his personality and activity as scientist and teacher. We also discuss his merits for Cracow physics in the time before the war, his underground activity during the nazi occupation and his work for reconstruction and development of Cracow and Polish physics after the war.

W bieżącym (1987) roku mija 15 lat od śmierci wybitnego polskiego fizyka teoretyka, prof. Jana Weysenhoffa. Wydaje się, że obecnie z perspektywy tych lat, które upłynęły od jego zgonu, należałoby spojrzeć jeszcze raz na jego osiągnięcia naukowe, zasługi dla fizyki polskiej i na jego rolę jako nauczyciela paru pokoleń fizyków w Krakowie. Zarówno jego życiorys [1—3], jak również artykuły, omawiające jego prace [4—7], zostały już opublikowane, przeto w niniejszym szkicu nie będziemy ich powtarzać. Wybierzemy natomiast te fakty z jego życia i działalności, które jak sądzę, będą mogły możliwie wyraziście nakreślić jego sylwetkę.

1. Studia w Krakowie i Zurychu, doktorat i habilitacja

Jan Weysenhoff [1—3, 8] urodził się w Warszawie 27 listopada 1889 r. jako syn znanego pisarza Józefa Weysenhoffa. Uczęszczał do II Realnej Szkoły Średniej w Krakowie. Ukończywszy ją zapisał się w 1907 r. jako słuchacz nadzwyczajny na studia matematyki i fizyki w Uniwersytecie Jagiellońskim. W czasie studiów złożył egzamin dojrzałości w zakresie gimnazjum, przez co uzyskał pełne prawa studenckie. Słuchał wykładów matematyki, prowadzonych przez profesorów Stanisława Zarembę i Kazimierza Żorawskiego oraz wykładów fizyki profesorów Augusta Witkowskiego i Władysława Natansona [9]. Szczególnie podobały mu się wykłady Witkowskiego, o którym wyrażał się wielokrotnie z wielkim szacunkiem, uznaniem i sympatią. Wykłady matematyki uważał natomiast za trudne i formalne, nie ukazujące jej piękna, które jak mówił, odkrył po raz pierwszy studiując podreęcznik Gerharda Kowalewskiego o wyznacznikach.

Ukończywszy studia w 1911 r., Weysenhoff rozpoczął pracę naukową w dziedzinie fizyki doświadczalnej pod kierunkiem profesorów Witkowskiego i (Konstantego) Zakrzewskiego, interesując się zjawiskiem Halla w cienkich warstwach selenu. W 1913 r. zmarł prof. Witkowski, a jego następcą w Krakowie w katedrze fizyki doświadczalnej został przybyły ze Lwowa prof. Marian Smoluchowski. Zakrzewski przeniósł się do Lwowa, gdzie objął katedrę fizyki teoretycznej, zajmowaną uprzednio przez Smoluchowskiego. Weysenhoff otrzymał od Smoluchowskiego temat pracy doktorskiej z fizyki doświadczalnej, dotyczący przewodnictwa cieplnego wody [2] (zob. też [6], str. 156). Praca ta była już daleko zaawansowana, gdy przerwał ją wybuch pierwszej wojny światowej, który zastał Weysenhoffa w Szwajcarii.

Tam kontynuował na Uniwersytecie w Zurychu studia, zakończone w 1916 r., uzyskaniem doktoratu na podstawie pracy teoretycznej pt. „Die Anwendung der Quantentheorie auf rotierende Gebilde und die Theorie des Paramagnetismus” (Zastosowanie teorii kwantów do obracających się obiektów i teoria paramagnetyzmu) [10] (zob. też [6], str. 156). W pracy tej, wykonanej zresztą całkiem samodzielnie przez Weysenhoffa, został po raz pierwszy skwantowany ruch obrotowy. Została tu po raz pierwszy użyta metoda, którą rok później sformułował Paul Ehrenfest, i która znana jest jako „Adiabaticensatz”. Promotorem przewodu doktorskiego Weysenhoffa był docent Simon Ratnowsky, a opiniowali ją prof. Ernest Zermelo i Ratnowsky. Ukończona w listopadzie 1915 r. praca ukazała się dopiero w sierpniu 1916 r. w *Annalen der Physik*. Egzamin doktorskie złożył Weysenhoff w sierpniu 1916 r.

Po uzyskaniu stopnia doktora pracował do 1919 r. w Zurychu jako fizyk doświadczalny, najpierw w Uniwersytecie w charakterze zastępcy asystenta u prof. Edgara Meyera [11], a następnie jako asystent prof. Piccarda¹ i docenta Johanna Brentano w Politechnice Zurychskiej (ETH). W tym czasie wykonał pod kierunkiem prof. Meyera jedyną swą opublikowaną pracę doświadczalną „Über die Reflexion von Quecksilbermolekülen an Gold bei tiefen Temperaturen” (O odbiciu molekuł rtęci od złota w niskich temperaturach) [12], w której stwierdził, że zdolność odbijania się atomów rtęci w temperaturach rzędu -100°C od powierzchni złota jest ok. 10 razy mniejsza niż zdolność ich odbijania się od powierzchni żelaza. Meyera wspominał Weysenhoff z wielką sympatią i ich długoletnia przyjaźń trwała do śmierci Meyera. O przyjaźni tej świadczą chociażby pierwsze słowa jednego z listów (z dnia 6 stycznia 1958 r.) Meyera do Weysenhoffa: „Mein lieber alter Schüler, verehrter Kollege und lieber Freund” (Mój drogi dawny uczniu, czcigodny kolego i drogi przyjacielu) [13].

W Zurychu Weysenhoff zetknął się dwukrotnie z Einsteinem; spotkania te opisał w opublikowanym wiele lat później artykule pt. „Uwagi o życiu i twórczości Einsteina na tle własnych wspomnień” [14]. Pierwsze ich krótkie spotkanie, podczas którego Weysenhoff opowiedział Einsteinowi o swej pracy doktorskiej, odbyło się w 1916 r. Sposobności do bliższych kontaktów dostarczył dwumiesięczny pobyt Einsteina w Zurychu w 1919 r. O tym pobycie Einsteina Weysenhoff napisał we wspomnianym artykule: „Po dwóch latach przyjechał znowu do Zurychu na dwumiesięczny cykl wykładów o obu

¹ A. Piccard, od 1922 r. profesor Politechniki w Brukseli, zasłynął jako badacz stratosfery i głębin morskich.

teoriach względności w styczniu i lipcu 1919 r. Brałem wówczas udział w konwersatoriach fizycznych, na których byłem jednym z dwóch najgorliwszych referentów i wówczas, a szczególnie na wspólnych posiedzeniach w kawiarni miałem sposobność bliższego kontaktowania się z Einsteinem”. Zachowały się notatki [13] Wyssenhoffa ze wspomnianych wykładów Einsteina. W styczniu 1919 r. Einstein wykładał szczególną teorię względności. Wykład rozpoczął od uwagi o hipotezie eteru, omówił doświadczenie Michelsona i zjawisko aberacji, po czym przeszedł do teorii Maxwella i teorii elektronów Lorentza, wprowadził transformację Lorentza, wyprowadził relatywistyczne prawo składania prędkości oraz prawa transformacji wielkości pola elektromagnetycznego. Następnie sformułował prawa relatywistycznej dynamiki punktu materialnego i wprowadził tensor energii-impetu. Nie ma natomiast w tych notatkach Wyssenhoffa wykładu geometrii Minkowskiego. W lipcu tegoż roku Einstein wyłożył zasady ogólnej teorii względności. Rozpoczął od zasady równoważności, sformułował równania pola i omówił własności słabego pola grawitacyjnego.

Wspomnijmy jeszcze o kontaktach Wyssenhoffa z Hermanem Wylem.

Pracując jako fizyk doświadczalny w Zurychu Wyssenhoff nie przestał interesować się czynnie fizyką teoretyczną. Zwrócił uwagę na zagadnienia teorii kinetycznej materii i zajął się badaniem stosowalności prawa Stokesa. Pracę tę kontynuował po powrocie do kraju i objęciu w Krakowie funkcji asystenta fizyki doświadczalnej przy Zakładzie Fizyki UJ u prof. Zakrzewskiego. Wykonaną w Krakowie pracę „On the laws of Brownian motion and Stokes' law” [15] Wyssenhoff przedstawił na Wydziale Filozoficznym UJ jako rozprawę habilitacyjną. (Prace Wyssenhoffa z teorii kinetycznej zostały omówione w [6], str. 156—158). Rada Wydziału przeprowadziła przewód habilitacyjny Wyssenhoffa w ciągu maja 1921 r., nadając mu tytuł docenta w zakresie fizyki. Wyssenhoff mawiał, że był jedynym w Polsce docentem fizyki teoretycznej i doświadczalnej. Ministerstwo Wyznań Religijnych i Oświecenia Publicznego zatwierdziło habilitację 22 lipca 1921 [16]. Już w okresie krakowskim Wyssenhoff interesował się teorią względności. Dowodem tego był wygłoszony przez niego w 1920 r. cykl czterech popularnych odczytów o tej teorii ([7], str. 577).

2. Okres wileński

Wkrótce po habilitacji Wyssenhoff otrzymał (dnia 1 listopada 1921 r.) nominację na profesora nadzwyczajnego fizyki teoretycznej Uniwersytetu Stefana Batorego w Wilnie. Obowiązki objął tam na początku stycznia 1922 r. i pełnił je przez 14 lat, do września 1935 r. W okresie tym rozpoczął badania nad podstawami teorii względności i związanymi z nią problemami geometrycznymi. Teorii względności poświęcił prawie całą swoją dalszą działalność naukową. W latach pobytu w Wilnie ogłosił trzy prace dotyczące podstaw teorii względności. Ponieważ były one już omawiane (zob. [4] lub [6], str. 159—160), zatrzymamy się tylko nad pierwszą z nich, zatytułowaną „Komentarze do teorii względności” [17], w której Wyssenhoff sprecyzował swoje stanowisko metodologiczne, przeciwstawiając sobie dwa sposoby precyzowania podstaw teorii fizycznych. Jeden z nich polega na aksjomatyzacji takiej teorii na wzór aksjomatyzacji w matematyce. Sposób ten miał

na przełomie XIX i XX wieku zwolenników wśród fizyków i matematyków. (Wspomnijmy, że zarówno fizyk Pierre Duhem jak i matematyk Constantin Carathéodory zajmowali się aksjomatyzowaniem zasad termodynamiki, matematyk S. Zaremba usiłował zaksjomatyzować zasady mechaniki). Drugi sposób, według Weyssenhoffa to „możliwie konkretne, naoczne ujęcie podstaw fizyki aż do najdrobniejszych szczegółów, to podanie «doświadczeń idealnych», służących do pomiaru każdej wprowadzonej wielkości”. Weyssenhoff, który mawiał o sobie, że jest „fizykiem teoretykiem o mentalności fizyka doświadczalnego” przyjął właśnie tę drugą metodę w swojej działalności naukowej. Dlatego też jego prace odznaczały się mniej abstrakcyjnym, a bardziej konkretnym ujęciem w porównaniu do rozpowszechnionego dziś sposobu pisania prac teoretycznych.

Również w swoich wykładach uniwersyteckich zwracał uwagę na podstawy fizyczne i na związek pojęć fundamentalnych wykładanego działu fizyki z doświadczeniem. Na wykładach kursowych przerabiał materiał mniej obfity niż inni wykładowcy, lecz opracowany gruntownie nawet w drobnych szczegółach. Zwracał uwagę na zakres stosowalności teorii, którą wykladał, omawiał różne warianty definicji pojęć podstawowych, pokreślał wady i braki wykładanych teorii. Z jego krytycznych wykładów odnosiło się przekonanie o ograniczonej doskonałości dzisiejszej fizyki i o potrzebie poszukiwania nowych teorii. Wykłady monograficzne wiązał z pracą naukową, którą aktualnie wykonywał. Wykladał nie spiesząc się, tak, że zawsze można było jego wykłady zanotować. Na egzaminach żądał od studentów przede wszystkim zrozumienia przedmiotu i poprawnego sformułowania zagadnienia, kładąc mniejszy nacisk na wyprowadzenia matematyczne.

Podręczniki, książki i artykuły (zob. spis publikacji w [2, 3] i [6], str. 231—232), których Weyssenhoff był autorem, współautorem lub redaktorem, cechuje staranność sformułowań i troska o jasne przedstawienie treści. Najlepiej tę cechę ujął prof. Władysław Kapuściński w recenzji [18] podręcznika Weyssenhoffa *Zasady elektromagnetyki i optyki klasycznej. Tom I*, pisząc „główną może cechą swoistą, nadającą ogólny ton całej pracy jest rzadko spotykana, drobiazgowo niemal dbałość o ścisłość sformułowań i rozumowań... Krótko mówiąc tekst jest po prostu wyczelowany, jest on antytezą tego, co nazywa się pospieszną robotą, nieraz niestety widoczną w różnych podręcznikach... Książkę prof. Weyssenhoffa zamyka się z westchnieniem: Gdybyż to mieć całość fizyki teoretycznej w ten sposób napisaną”. Słowa te mogłyby charakteryzować każdą publikację Weyssenhoffa.

Zajmując się podstawami teorii względności Weyssenhoff już wcześniej zdawał sobie sprawę z tego, że próby pogodzenia jej z mechaniką kwantową mogą napotykać na poważne przeszkody. Świadczy o tym krytyczny odczyt pt. „Teoria względności a mechanika falowa [19], (zob. też [6], str. 61). wygłoszony we wrześniu 1934 r. na VI Zjeździe Fizyków Polskich w Krakowie. Przedstawivszy trudności na jakie napotykały próby łączenia typowo makroskopowej teorii względności z teorią mikroskopową, jaką jest mechanika kwantowa, Weyssenhoff wysunął przypuszczenie, iż dotychczasowa fizyka rozporządza zbyt małą liczbą stałych fundamentalnych (a mianowicie tylko dwiema, prędkością światła i stałą Plancka). Uważał też, że przyjęcie punktochwili (tj. punktu w czterowymiarowej przestrzeni czyli czasoprzestrzeni) jako podstawowego elementu geometrycznego nie tylko w makrofizyce, lecz także i w mikrofizyce jest niedozwoloną ekstrapolacją typowo makroskopowego pojęcia do mikrofizyki. Aby dopuścić możliwość wprowadzenia wię-

kszej liczby stałych fundamentalnych do fizyki i aby wprowadzić do niej ogólniejszy podstawowy element geometryczny, Weysenhoff wyraził przypuszczenie, że w przyszłej fizyce podstawową rolę grać będzie geometria ogólniejsza od geometrii Minkowskiego, mianowicie piętnastowymiarowa geometria kul Liego, mająca jako podstawowy element kulę skierowaną. Geometria Liego zawiera bowiem w sobie jako podgrupę dziesięcioparametrową grupę Lorentza. Oprócz tego, równania pola elektromagnetycznego w próżni (bez ładunku i prądów) są niezmiennicze względem piętnastoparametrowej geometrii konforemnej, blisko związanej z geometrią kul Liego. Ponadto, przez proste przekształcenie przechodzi się od geometrii kul Liego do pewnej geometrii, w której można określić spinory, grające ważną rolę w mechanice kwantowej. Wyrażone w tym artykule uwagi krytyczne Weysenhoffa na temat mechaniki kwantowej, wypowiedziane w latach jej sukcesów, gdy większość fizyków sądziła, że wszystkie trudności zostały przezwyciężone i gdy bardzo niechętnie słuchano głosów krytycznych, świadczą o jego trafnej intuicji: po pięćdziesięciu latach od wygłoszenia tego odczytu widać jasno, że trudności, o których wówczas mówił, nie zostały jeszcze pokonane. Badania nad rolą geometrii kul Liego w fizyce Weysenhoff rozpoczął w latach pięćdziesiątych.

3. Działalność w Krakowie w latach 1935—39

Dnia 26 sierpnia 1935 r. Weysenhoff otrzymał nominację na profesora fizyki teoretycznej Uniwersytetu Jagiellońskiego [20], (zob. też [6], str. 154, 162), jako następcą prof. Natansona, który w kwietniu tegoż roku przeszedł na emeryturę. Przed rozpoczęciem pracy w Krakowie Weysenhoff otrzymał urlop naukowy na wiosenny trymestr roku akademickiego 1934/35 i w kwietniu 1935 r. wyjechał na paromiesięczny pobyt do Instytutu Studiów Zaawansowanych w Princeton w USA. Tam zetknął się jeszcze raz z Einsteinem, który po wyjeździe z Niemiec został profesorem tego Instytutu.

Obowiązki profesora fizyki teoretycznej Weysenhoff objął w Krakowie z początkiem października 1935 r. Z Weysenhoffem przybył do Krakowa jego uczeń z Uniwersytetu Wileńskiego — Józef Lubański [4, 6], stypendysta Funduszu Kultury Narodowej. Asystentem Weysenhoffa przy Seminarium Fizyki Teoretycznej został najpierw fizyk Dobiesław Doborzyński, a następnie matematyk Adam Bielecki. Przybycie Weysenhoffa do Krakowa wywarło silny wpływ na tamtejsze środowisko fizyków. Wpływ ten ujął trafnie prof. Marian Mięśowicz w przemówieniu [22], wygłoszonym podczas uroczystości pogrzebowych prof. Weysenhoffa, mówiąc: „... fizycy krakowscy starszego pokolenia dobrze pamiętają rolę, jaką prof. Weysenhoff odegrał w krakowskim ośrodku fizyki, kiedy tu przybył z Wilna, w 1935 r. Krakowski ośrodek fizyki miał wielkie tradycje związane z nazwiskami Wróblewskiego, Witkowskiego, Smoluchowskiego, Natansona i Zakrzewskiego. Tym niemniej pojawienie się Profesora Weysenhoffa ożywiło w niezwykle sposób krakowski ośrodek fizyki. W miejsce comiesięcznych zebrań Towarzystwa Fizycznego, które były, jak mówił Weysenhoff, „zbyt uroczyste”, prof. Weysenhoff organizował cotygodniowe spotkania, nazwane wtedy Krakowskim Konwersatorium Fizycznym, które do dzisiejszego dnia są tradycyjnym elementem, wiążącym środowisko krakowskich fizyków, niezależnie od ich przynależności organizacyjnej. Niezwykle swobodna dyskusja, której duszą był prof. Weysenhoff, nauczyła nas, młodych wówczas fizyków,

że „autorytetem jest ten, który umie”. Nowość, którą wówczas wprowadził Weyssenhoff, polegała na możliwości zadawania pytań w trakcie słuchania referatu i rozpoczynania nieskrępowanej dyskusji, w której mógł wziąć udział każdy obecny. Zmieniło to charakter zebrań naukowych, na których przedtem wysłuchiowano referatu, po czym w dyskusji z reguły brali udział tylko najpoważniejsi uczestnicy, a zabranie głosu przez młodszych słuchaczy nie było mile widziane [23]. Dziś trudno sobie wyobrazić posiedzenie naukowe bez swobodnej dyskusji, ale wprowadzenie jej wówczas przez Weyssenhoffa było złamaniem obowiązujących wówczas konwencji.

W pierwszych dwóch latach pobytu w Krakowie Weyssenhoff początkowo kontynuował rozpoczęte w Wilnie badania nad podstawami teorii względności. Sprecyzował pojęcie pola metrycznego i pola grawitacyjnego, dyskutował zagadnienie pomiarów czasoprzestrzennych w polu grawitacyjnym i zajmował się zagadnieniami matematycznymi, związanymi z teorią względności [4] (zob. też [6], str. 162—165).

W 1937 r. Weyssenhoff przystąpił również do pracy nad własnościami relatywistycznych cząstek spinowych, tj. cząstek scharakteryzowanych nie tylko przez masę, lecz i przez momenty multipolowe (najczęściej przez moment dipolowy). Zainteresowawszy się pracami Myrona Mathissona z Warszawy [24] (zob. też [6], str. 165—166, 198—200), Weyssenhoff zaprosił go do Krakowa. Dzięki staraniom Weyssenhoffa Mathisson uzyskał w 1937 r. stypendium ufundowane przez kilku zamożnych przemysłowców polskich, umożliwiające mu zajęcie się wyłącznie pracą naukową. Przeniósł się on do Krakowa i rozpoczął pracę z Weyssenhoffem, Bieleckim i Lubańskim. Współpraca tego zespołu trwała niecałe dwa lata i jej rezultatem były trzy publikacje [4] (zob. też [6], str. 165—166). W 1938 r. Lubański wyjechał do Holandii, a wiosną 1939 r. Mathisson udał się do Anglii. (Mathisson zmarł w Cambridge w 1940 r., Lubański w Delft w 1946 r.).

Jako przewodniczący Oddziału Krakowskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego, Weyssenhoff podjął ważną i nową w owym czasie w Polsce inicjatywę, zorganizował mianowicie przy współudziale sekretarza Oddziału doc. Doborzyńskiego pierwsze ogólnopolskie konwersatorium fizyki teoretycznej. Odbyło się ono w dniach 20—22 marca 1939 r. Miało charakter referatowo-dyskusyjny i jego celem było zapoznanie uczestników z ówczesnymi osiągnięciami teorii jądra atomowego i z zagadnieniami, nad którymi pracowali wówczas polscy teoretycy. Z fizyki jądrowej referaty wygłosili: J. Weyssenhoff „O siłach wymiennych”, Sz. Szczeniowski (Wilno) „Teoria mezotonu” (tak nazywano wówczas mezon), B. Milianczuk (Lwów) „Wyliczenie energii wiązań” oraz L. Wertenstein (Warszawa) „Absorpcja elektronów i fotonów wielkiej energii”. O pracach własnych referaty wygłosili: J. Błaton (Warszawa) „Z hydrodynamiki atmosfery”, E. Góra (Kraków) „Możliwości uogólnienia i prawdopodobne granice stosowalności metody perturbacyjnej teorii promieniowania”, A. Jabłoński (Warszawa) „O szerokości linii widmowych”, B. Milianczuk „Granice stosowalności teorii kwantów”. A. Piekara (Rydzyna) „Teoria podwójnego załamania magnetoptycznego w cieczach (przyczynek do struktury cieczy dipolowych)”, R. Smoluchowski (Warszawa) „Z teorii ciał stałych”, J. Weyssenhoff „O podstawach klasycznych teorii promieniowania”. Oprócz tego wygłoszono kilka drobnych komunikatów z prac własnych, wśród nich Mathisson mówił o teorii relatywistycznej cząstki spinowej. W konwersatorium wzięło udział ok. 30 osób z całej Polski.

Podobne zjazdy fizyków teoretyków, poświęcone elektrodynamice kwantowej i kwantowej teorii pola odbyły się po wojnie w 1949 r. we Wrocławiu i w 1950 w Toruniu. Później inicjatywę spotkań fizyków z różnych ośrodków Polski podjął prof. Leopold Infeld, organizując w latach pięćdziesiątych ogólnopolskie konferencje fizyków w Zakopanem, Otwocku i Spale. Myśl spotkań fizyków przejęła następnie grupa młodych fizyków teoretyków krakowskich, organizując od 1960 r. (odbywające się dotychczas) szkoły letnie fizyki teoretycznej. We wszystkich tych konferencjach i szkołach prof. Weyssenhoff brał żywy udział.

Weyssenhoff interesował się pracą młodych fizyków i był im pomocny. Jak wspomina prof. Mięśowicz [25], profesorowie Jeżewski, Weyssenhoff i Zakrzewski zachęcili go, gdy przyjechał ze stażu naukowego w Holandii, do napisania pracy habilitacyjnej. Po uzyskaniu docentury Mięśowicz włączył się do rozpoczynających się w Polsce badań w dziedzinie promieni kosmicznych. Interesując się żywo tym kierunkiem badań Weyssenhoff zaprosił w 1938 r. do Krakowa profesora Pierre Augera, z którym krakowscy fizycy mogli omówić zagadnienia związane z badaniem własności przenikliwej składowej promieni kosmicznych za pomocą aparatury, którą zamierzano umieścić w kopalni soli w Wieliczce. Weyssenhoff popierał też usilnie przez wiele powojennych lat starania Mięśowicza i jego współpracowników o utworzenie i rozwijanie w Krakowie grupy zajmującej się badaniem promieni kosmicznych i fizyką wysokich energii.

4. Lata wojny i okupacji

W wyniku wypadków wojennych w jesieni 1939 r. Weyssenhoff znalazł się we Lwowie i tam w latach 1939—41 wykładał fizykę doświadczalną na Politechnice Lwowskiej. Do Krakowa wrócił w 1941 r. Wraz z nim przybył ze Lwowa do Krakowa fizyk warszawski Antoni Raabe [4] (zob. też [6], str. 170—173), który zamieszkał przez pewien czas w domu Państwa Weyssenhoffów przy ulicy Focha (dziś Puszkina) 25, i któremu Weyssenhoff pomógł w nielegalnym wyrobieniu dokumentów (tzw. Kennkarty). W parę tygodni po powrocie Weyssenhoff zorganizował tajne seminarium z zagadnień relatywistycznej cząstki spinowej, w którym oprócz niego brali udział: Bielecki, Raabe i Bronisław Średniawa, student fizyki UJ w latach 1935—39. Uczestnicy seminarium spotykali się w mieszkaniu Weyssenhoffa i wkrótce rozpoczęli pracę badawczą. Po kilku miesiącach Bielecki powrócił do zagadnień matematycznych, a Weyssenhoff i Raabe uzyskali pierwsze wyniki w teorii fluidu spinowego i cząstek spinowych. Owocna współpraca Weyssenhoffa i Raabego trwała jednak krótko, gdyż Raabe został w czerwcu 1942 r. podczas ulicznej łapanki aresztowany przez Niemców i wywieziony do Oświęcimia, gdzie w cztery miesiące później zmarł. Kilka tygodni przed aresztowaniem Raabe wręczył Weyssenhoffowi szkic pracy doktorskiej z teorii cząstki spinowej [13]. Po aresztowaniu Raabego Weyssenhoff kontynuował badania nad własnościami cząstki spinowej, pisząc trzy prace; w ostatniej z nich porównał własności (klasycznej) relatywistycznej cząstki spinowej z własnościami elektronu Diraca, wykazując, że analogie między kilkoma ważnymi własnościami wspomnianych cząstek są bliskie. (Wymienione tu prace Raabego i Weyssenhoffa przedyskutowane są w [4, 5] i [6], str. 171—173). Prace te zreferował Weyssenhoff w 1942 r. na tajnym spotkaniu fizyków w Warszawie, które odbyło się w mieszkaniu prof. Stefana Pieńkow-

skiego. Zostały one wydane po wojnie najpierw w skrócie jako listy do *Nature*, a następnie w *Acta Physica Polonica* (zob. [4]). Znalazły szeroki oddźwięk i do dzisiejszego dnia są cytowane²; teoria fluidu spinowego znalazła też zastosowanie w astrofizyce. Tutaj wspomnimy, że teorią tą zainteresował się Louis de Broglie, który poświęcił jej całą wydaną w 1952 r. książkę o cząstkach o spinie $1/2$ [26] (zob. też [3, 4] i [6], str. 173).

Weyssenhoff brał w czasie okupacji udział w tajnym nauczaniu uniwersyteckim [27], wykładając na kompletach fizykę doświadczalną, egzaminując z fizyki teoretycznej zaawansowanych studentów przedwojennych, kończących konspiracyjnie studia i biorąc udział w komisjach egzaminów magisterskich i doktorskich. Przedwojenni studenci fizyki, Jerzy Gierula, Jerzy Rayski i piszący te słowa złożyli przez nim i prof. Zakrzewskim tajne egzaminy magisterskie, a jeden z nich (B.Ś.) rozpoczął pod jego kierunkiem przygotowywać pracę doktorską. W 1943 r. Weyssenhoff i Zakrzewski wzięli udział w tajnym egzaminie doktorskim Jana Wesołowskiego. W ostatnich miesiącach wojny Weyssenhoff brał udział w pracach ogólnopolskiego komitetu, przygotowującego programy studiów na okres powojenny.

Przez kilka tygodni na wiosnę i w lecie 1944 r. w mieszkaniu Weyssenhoffa ukrywał się prof. Ludwik Wertenstein, który nosił pseudonim Wrześniak. Obaj prowadzili interesujące dyskusje, których świadkiem był piszący te słowa. Ukrywanie Wertensteina, i to w mieszkaniu, w którym trzy pokoje zajmowały trzy rodziny niemieckie, było dla Weyssenhoffa i całej jego rodziny związane z ryzykowaniem życia. W jesieni tegoż roku prof. Wertenstein został przez Armię Krajową przetrzucony do Budapesztu, gdzie niestety podczas oblężenia został ranny i zmarł w 1945 r. [28]. W pokoju jednego z niemieckich urzędników, mieszkających u Weyssenhoffa, znajdował się aparat radiowy. W czasie nieobecności tego urzędnika doc. Doborzyński dokonał w tym aparacie zmian, umożliwiających nasłuch audycji zachodnich, po czym do końca 1944 r. Weyssenhoff prowadził nasłuch w godzinach, gdy Niemców nie było w mieszkaniu. Wiadomości pochodzące z tego nasłuchu miały opinię „pewnych, bo od Weyssenhoffa”.

5. Działalność w okresie powojennym

Po wyzwoleniu Krakowa w styczniu 1945 r., stanęły przed tutejszym szkolnictwem wyższym, jako najważniejsze zadania, wznowienie wykładów, umożliwienie ukończenia studiów studentom ostatnich roczników przedwojennych i uczestnikom tajnego nauczania oraz kształcenie młodej kadry naukowej. Zadania te usunęły przez pierwszych parę lat powojennych pracę naukową na dalszy plan. Weyssenhoff wziął żywy udział w odbudowie i rozbudowie krakowskiej fizyki. Już w kilka dni po reaktywowaniu działalności Uniwersytetu zgromadzili się wokół Weyssenhoffa fizycy teoretycy, jego dawni uczniowie Rayski i Średniawa, przebywający wówczas w Krakowie po powstaniu warszawskim Ryszard Kołodziejski i Marian Günther oraz przybyli ze Lwowa Juliusz Ulam i Roman S. Ingarden. Dla nich prof. Weyssenhoff zorganizował seminarium z kwantowej teorii

² Zob. np. M. Gasperini, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2873 (1986) oraz L. L. Smalley, J.R. Ray, „Geometrization of spin and the Weyssenhoff fluid conjecture”, *Gen. Relativ. and Gravitation* **18**, 549 (1986).

promieniowania, które przez parę pierwszych tygodni odbywało się w jego mieszkaniu. W seminariach tych brał też udział przebywający wówczas w Krakowie prof. Stanisław Loria.

W lutym 1945 r. z inicjatywy profesorów Zakrzewskiego i Weyssenhoffa wznowiono rozpoczęte jeszcze w 1936 r. starania o utworzenie katedry mechaniki teoretycznej z propozycją powierzenia jej Janowi Błatonowi oraz o utworzenie drugiej katedry fizyki doświadczalnej i powołanie na nią Henryka Niewodniczańskiego. Profesor Niewodniczański rozpoczął w roku akad. 1945/46 długoletnią pracę w Uniwersytecie Jagiellońskim, a później też w założonym przez siebie Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie; prof. Błaton pełnił obowiązki kierownika katedry mechaniki teoretycznej od jesieni 1946 r. do tragicznej śmierci w Tatrach na wiosnę 1948 r.

Zakład Fizyki UJ został przez Niemców gruntownie zdewastowany, a bez odbudowania pracowni naukowych i dydaktycznych praca była niemożliwa. Szczęśliwie jednak w początkach 1946 r. katedry fizyki UJ, dzięki inicjatywie Henryka Kołodziejskiego, otrzymały kwotę 2 miliony niemieckich marek okupacyjnych od rządu PRL na zakup w Niemczech przyrządów fizycznych i wyposażenia laboratoryjnego. Również katedra fizyki Akademi Górniczej otrzymała na ten cel spory fundusz. Dla dokonania zakupów wyjechała do Niemiec ekipa, w skład której wchodził profesor Niewodniczański i Weyssenhoff oraz asystenci UJ Gierula i R. Kołodziejski. Ekipa ta przebywała w Niemczech przez parę wiosennych miesięcy 1946 r. Zakupione wówczas przyrządy, przywiezione samochodem ciężarowym, pozwoliły na wznowienie pracy naukowej i na uruchomienie pracowni studenckich w katedrach fizyki obu uczelni.

W 1945 r. Weyssenhoff podjął pracę o wielkim znaczeniu dla całej polskiej fizyki wznawiając wydawanie czasopisma *Acta Physica Polonica*, którego redaktorem pozostał aż do śmierci. (*Acta* redagował w Warszawie w latach 1932—36 Stefan Pieńkowski, a w latach 1937—39 w Wilnie Szczepan Szczeniowski). Weyssenhoff był w latach 1960—72 również redaktorem *Postępów Fizyki*.

W 1947 r. Weyssenhoff zorganizował w Krakowie Międzynarodowy Zjazd Komisji Badań Promieni Kosmicznych pod patronatem Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej [29, 30]. Był to pierwszy w Polsce po przerwie wojennej międzynarodowy zjazd fizyków. Wzięło w nim udział ponad dwudziestu fizyków zagranicznych, zajmujących się badaniem promieni kosmicznych, m. in. P. Auger, P. Blackett, J. Clay, W. Heitler, L. Leprince-Ringuet, C. F. Powell i J. A. Wheeler oraz ok. stu uczestników krajowych. Zjazd odbył się wkrótce po odkryciu mezonu π i jego odkrywca — Powell referował tu po raz pierwszy swoje wyniki dotyczące tego odkrycia. W czasie zjazdu odnowiono wiele przerwanych przez wojnę kontaktów naukowych oraz nawiązano nowe. Dzięki temu miał on duży wpływ na rozwój polskich badań w dziedzinie fizyki promieni kosmicznych, wysokich energii i cząstek elementarnych, uwieńczonych w następnych dziesiątkach lat dużymi sukcesami. Zjazd ten wspominali jeszcze po wielu latach jego zagraniczni i krajowi uczestnicy jako bardzo interesujący, doskonale zorganizowany i przebiegający w miłej dla jego uczestników atmosferze.

W pracy naukowej Weyssenhoff powrócił w pierwszych latach powojennych do teorii cząstki spinowej, budując jednorodny formalizm kanoniczny z wyższymi pochodnymi, z którego wynikały równania ruchu cząstek spinowych. Pracę w dziedzinie teorii cząstek

spinowych zakończył w 1951 r., jednak kontynuowali ją do połowy lat sześćdziesiątych jego uczniowie i współpracownicy.

Po 1951 r. Weyssenhoff poświęcił się poszukiwaniu teorii, która umożliwiałaby uzgodnienie teorii względności z mechaniką kwantową, kierując się ideami, które tkwiły już we wspomnianym referacie „Teoria względności i mechanika falowa” [19], wygłoszonym w 1935 r. W pracy „On the microstructure of the world. I. The elementary length” [31] badał odwzorowania wzajemne kul Liego, uważanych przez niego za podstawowe elementy, na których powinna się opierać przyszła fizyka. Kule te opisywał za pomocą sześciu współrzędnych heksasferycznych ξ . Współrzędne ξ są jednorodne i spełniają pewien związek kwadratowy. Aby otrzymać związek między współrzędnymi heksasferycznymi a współrzędnymi kartezjańskimi środka kuli i jej promieniem należy, jak wykazał Weyssenhoff, wprowadzić stałą o wymiarze długości (którą oznaczył przez l). Stała l ma, jak pokazał, własności wskazujące na to, że można by ją uważać za długość elementarną, a więc brakującą według niego, w dzisiejszej fizyce trzecią stałą uniwersalną. Zasadnicze myśli tej pracy Weyssenhoff przedstawił w artykule „Zagadnienia długości elementarnej w fizyce” [32] oraz w wykładach w Polsce, Szwajcarii, Indiach, w Kanadzie i NRD. Nad rozwinięciem podstaw fizyki z wbudowaną długością elementarną pracował do ostatnich miesięcy życia, niestety swoich rachunków i przemyśleń nie opublikował.

6. Weyssenhoff jako uczony i nauczyciel

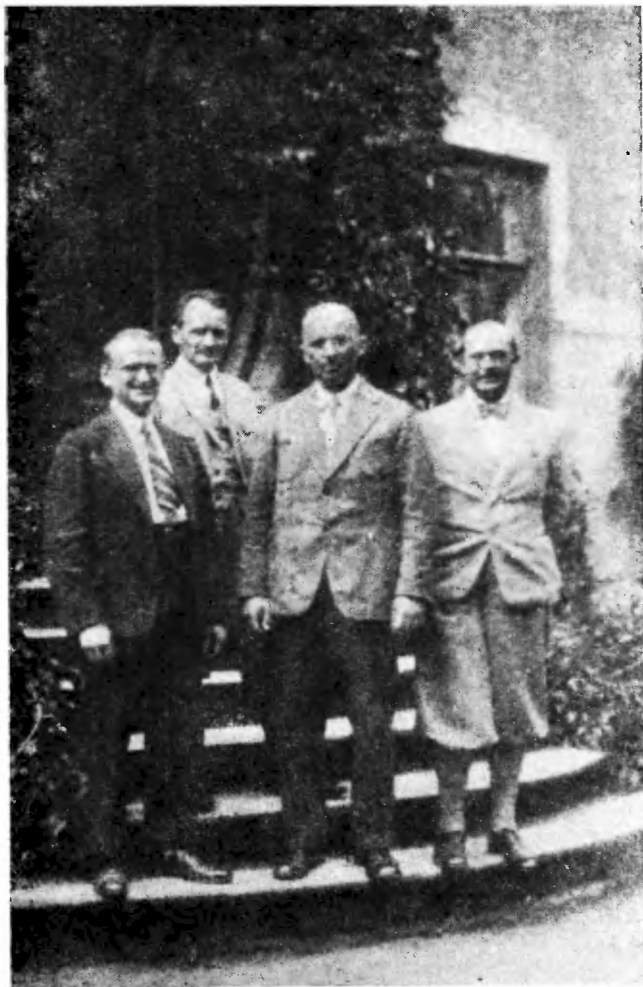
Działalność naukowa Weyssenhoffa dotyczyła głównie zasadniczych zagadnień fizyki. Podstawowym problemem, który zajmował go przez wiele lat i któremu poświęcił przeważającą część twórczości naukowej, było poszukiwanie nowej teorii, która łączyłaby mechanikę kwantową i teorię względności. Zajmując się tym problemem badał najpierw podstawy teorii względności. Również prace nad teorią cząstki spinowej podjął w celu zbadania, w jakim stopniu konsekwencje teorii względności zbliżają się do wyników mechaniki kwantowej; sądził, że spin cząstki jest własnością wynikającą z obu teorii. Rezultaty osiągnięte przez niego w dziedzinie podstaw teorii względności i w teorii cząstki spinowej są jego trwałym dorobkiem w nauce.

Weyssenhoff uważał, że kwantowa teoria pól łączy w niewłaściwy sposób mechanikę kwantową z teorią względności, sądził, że trudności występujące w kwantowej teorii pól wynikają z przyjęcia jako jej geometrycznego tła geometrii Minkowskiego, w której elementem podstawowym jest punktochwila. Uważał punktochwilę za niedozwoloną ekstrapolację elementu podstawowego właściwej dla mikrofizyki ogólniejszej geometrii, jaką jest geometria kól Liego, usiłował przeto przyjąć kulę skierowaną jako podstawowy element przyszłej fizyki. Czy idea ta jest słuszna, może pokazać dopiero przyszły rozwój fizyki, niemniej jednak Weyssenhoff zasugerował jedną z możliwości wyjścia z trudności, gnębiących dzisiejszą mikrofizykę. Podkreślić też należy trwające przez długie lata jego zainteresowanie teoriami unifikacyjnymi.

Prace Weyssenhoffa cechowało konkretne ujęcie problemu, nawiązujące do doświadczenia. W jego pracach dotyczących podstaw teorii względności punktem wyjścia były doświadczenia pomyślane. Nawet w rozprawie o geometrii kul Liego wyszedł ze stanowiska eksperymentatora, obserwującego z pewnej odległości zdarzenia dziejące się w bar-



Jan Weysenhoff w okresie studiów w Zurychu



Eiżycy z Wilna, którzy opracowali nowe wydanie podręcznika Witkowskiego. Od lewej: profesorowie Stanisław Staszewski, Wacław Dziewulski, Jan Weysenhoff, Józef Patkowski. Konstancin 1930



Jan Weysenhoff w Zurychu w 1948 r. (fot. Wolfgang Pauli)



Jan Weysenhoff na konferencji w Berlinie w 1960 r.



Jan Weysenhoff w Berlinie w 1965 r.

dzo małym obszarze. Matematykę traktował w swoich pracach jako narzędzie dla fizyka i unikał abstrakcyjnego podejścia do zagadnień fizyki, które mogłyby przesłonić treść fizyczną. Prace Weysenhoffa cechuje precyzyjne formułowanie założeń, jasny sposób prowadzenia rozumowania i rachunków i przekonywające wyciąganie wniosków. Tej jasności wystawiania się wymagał także od swoich współpracowników. Konkretnie myślenie fizyczne i krytycyzm w stosunku do istniejących teorii wszczepiał swoim współpracownikom, kierując ich pracami naukowymi i prowadząc swobodne dyskusje nie tylko na seminariach, lecz także podczas spacerów i w kawiarni. Dyskutował zresztą chętnie nie tylko ze swoimi współpracownikami, lecz z każdym, kto przyszedł do niego ze swoim problemem i prosił o radę. Do ludzi odnosił się z wielką życzliwością. Był człowiekiem towarzyskim. Pamiętam, że na bankietach i zebraniach towarzyskich wszyscy uczestnicy oczekiwali na jego przemówienie lub toast, który zawsze kończył się dowcipną uwagą lub aluzją. Był przy tym człowiekiem skromnym i nieskorym do przyjmowania zaszczytów i wyróżnień. Nie zgodził się na uroczyste obchodzenie swoich osiemdziesiątych urodzin, które pragnęli zorganizować mu krakowscy fizycy, jak również odpowiedział odmownie na zaproszenie Uniwersytetu Zurychskiego na uroczystość odnowienia mu doktoratu.

Atmosfera naukowa, stworzona przez prof. Weysenhoffa, jego wpływ na sposób myślenia i patrzenia na zjawiska fizyczne, przekazywany w pracach i osobistych kontaktach swoim uczniom, a przez nich następnym pokoleniom młodych fizyków jest trwałym jego wkładem w rozwój krakowskiego ośrodka fizyki, a jego uczciwość, rzetelność i skromność jest wzorem postępowania dla ludzi, którzy go znali.

Obraz osobowości prof. Weysenhoffa nie byłby pełny, gdybyśmy nie wspomnieli o jego zamiłowaniu do czynnego uprawiania sportu. W młodości zajmował się grą w piłkę nożną i hokej. Był działaczem i zawodnikiem klubów sportowych Cracovia i Wisła. W Wilnie, będąc czynnym zawodnikiem, działał w tamtejszym oddziale AZS-u. Napisał pierwszy polski podręcznik do gry w piłkę nożną. Przed wojną brał udział w rajdach samochodowych, do późnych lat grał w tenisa i jeździł na rowerze. Uprawianie sportu utrzymywało go prawie do ostatnich miesięcy życia w zdrowiu i sprawności. Sportowców darzył dużą sympatią.

Weysenhoff zmarł po paromiesięcznej chorobie w Krakowie dnia 11 sierpnia 1972 r. i jest pochowany na Cmentarzu Rakowickim. Był wybitnym fizykiem-teoretykiem, nauczycielem, dobrym i szlachetnym człowiekiem, który pozostawił wdzięczną pamięć wśród swoich uczniów i w ogóle wśród polskich fizyków.

Literatura

- [1] B. Średniawa, *Nauka Polska* 4, 74 (1965).
- [2] J. Rayski, B. Średniawa, *Acta Phys. Pol.* B3, No 5, p III (1972).
- [3] B. Średniawa, *Postępy Fizyki* 23, 463 (1972); *Kronika UJ za lata 1970—72*, PWN, Warszawa 1972, str. 151.
- [4] B. Średniawa, *Kwartalnik Historii Nauki i Techniki* 24, 759 (1979).
- [5] B. Średniawa, „Relativistic equations of motion of spin particles”, w: *Spin, torsion, rotation and*

supergravity, Erice, May 1979, red. P. Bergmann i V. de Sabbata, Plenum Press, N. York & London 1980, str. 484.

- [6] B. Średniawa, *History of theoretical physics at Jagellonian University in Cracow in 19th century and in the first half of 20th century*, Zeszyty Naukowe UJ, Prace Fizyczne, Zesz. 24, PWN, Kraków 1985.
- [7] B. Średniawa, *Kwartalnik Historii Nauki i Techniki* 30, 555—584 (1985), zob. str. 577.
- [8] Archiwum UJ, (cytowane dalej jako AUJ), sygn. WF II 619.
- [9] Albumy stud UJ, lata 1907—1911.
- [10] J. Weysenhoff, *Ann. d. Phys.* 51, 288 (1916).
- [11] G. Rasche, H. Staub, *Vierteljahresschrift der Naturforschenden Gesellschaft in Zürich*, 124, 205 (1979).
- [12] J. Weysenhoff, *Ann. d. Phys.* 58, 508 (1918).
- [13] Archiwum Oddziału Krakowskiego PAN, sygn. K III—82.
- [14] J. Weysenhoff, *Postępy Fizyki* 6, 481 (1955).
- [15] J. Weysenhoff, *Bul. Int. Acad. Sci. Cracovie (Classe Sci. Math. et Nat.)*, 219 (1925).
- [16] AUJ, sygn. WF II 48, sygn. WF II 122.
- [17] J. Weysenhoff, *Spraw. i prace PTF* 3, 295 (1928).
- [18] W. Kapuściński, *Postępy Fizyki* 11, 227 (1960).
- [19] J. Weysenhoff, *Mathesis Polska* 10, 15 (1935).
- [20] AUJ, sygn. WF II 43, WF II 49, S II 90, S II 619.
- [21] L. Rosenfeld, *Acta Phys. Pol.* 9, 63 (1949).
- [22] M. Mięsowicz, *Postępy Fizyki* 23, 459 (1972).
- [23] L. Infeld, *Kordian, fizyka i ja*, PIW, Warszawa 1968, str. 181.
- [24] B. Średniawa, *Postępy Fizyki* 33, 373 (1982).
- [25] Rozmowa z Marianem Mięsowiczem, *Postępy Fizyki* 35, 47 (1984).
- [26] L. de Broglie, *La théorie des particules à spin 1/2*, Gauthier-Villars, Paris 1952.
- [27] Zbiorowe, *Ne cedat Academia*, Wyd. Lit., Kraków 1975, str. 407, 418.
- [28] J. Hurwic, *Postępy Fizyki* 37, 151 (1986).
- [29] J. Rayski, *Problemy* 3, 554 (1947).
- [30] M. Mięsowicz, *Postępy Fizyki* 29, 513 (1978).
- [31] J. Weysenhoff, *Acta Phys. Pol.* 11, 273, (1952).
- [32] *Materiały konferencji fizyków w Spale*, PWN, Warszawa 1953, str. 351.

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

*Piotr Pierański, Krzysztof W. Wojciechowski,
Arkadiusz Brańka*

Institut Fizyki Molekularnej PAN
Poznań

Małgorzata Godlewska

Institut Fizyki
Uniwersytet Jagielloński
Kraków

Metoda symulacji mechanicznej w badaniu klasycznych układów wielu ciał

Mechanical Simulations of Classical Many Body Problems

Abstract: Mechanical simulation method and its application for studies of classical model systems is presented. In particular: 1° a few simple demonstrations of crystalline structure, its defects (vacancies, dislocations and grain boundaries) and melting in a bulk two-dimensional (2D) hard disc system are described, 2° thermodynamic properties of thin layers of 2D hard discs and 3D hard spheres are discussed, and 3° phase diagrams for 2D hard non-spherical molecules are analysed.

1. Wstęp

Przejścia fazowe, w szczególności te zaś, które określamy mianem zmian stanu skupienia, są jednymi z najbardziej spektakularnych zjawisk fizycznych, z jakimi stykamy się w życiu codziennym. Topnienie płatków śniegu padających na ciepłą dłoń, wrzenie wody w czajniku, pojawienie się szronu po przymrozkach to parę przykładów tych przejść fazowych, których istnienie zauważamy już w dzieciństwie. Czytając szkolne podręczniki fizyki dowiadujemy się, że zjawiska te są efektem jakościowych zmian mikroskopowej struktury substancji, która topi się, wrze czy sublimuje. Studiując fizykę poznajemy mechanikę statystyczną, teorię, która wiąże makroskopowe własności substancji z ich strukturą mikroskopową. Na każdym etapie tej nauki odczuwamy potrzebę wyobrażenia sobie mikroświata i tego co dzieje się w nim, gdy np. kostka lodu przemienia się w wodę. Czy jest to możliwe? Czy wolno nam wyobrażać sobie cząsteczki jako coś w rodzaju kulek, patyczków czy innych obiektów o dziwnych kształtach? Poniżej postaramy się odpowiedzieć na to pytanie przedstawiając jedną z metod, które w ciągu ostatnich lat stworzono

usiłując przekroczyć barierę trudności rachunkowych pojawiającą się nieodmiennie, gdy wychodząc z mikroskopowego obrazu jakiejś substancji usiłuje się przy pomocy reguł mechaniki statystycznej obliczyć dokładnie jej parametry makroskopowe lub choćby otrzymać jakościowe wyniki dotyczące jej diagramu fazowego. Metoda ta, to symulacja mechaniczna (SM) układu wielu ciał, w której tworzy się (w skali makroskopowej) laboratoryjny model układu wielu ciał i przy pomocy prostych metod fotograficznych rejestruje trajektorie molekularne, gęstości prawdopodobieństwa i inne wielkości, których obraz istotnie zmienia się, gdy w symulowanym modelu zachodzi przejście fazowe. W swej najprostszej postaci metoda SM może być wykorzystana jako pomoc naukowa podczas wykładu fizyki statystycznej umożliwiając demonstrację najistotniejszych jej pojęć. W tej formie można ją też wykorzystać jako ćwiczenie w pracowni fizycznej¹.

Rozdział II, w którym przedstawimy najprostsze zastosowanie metody SM do badania układu twardych dysków, napisany jest w formie obszernego opisu takiego ćwiczenia. Staraliśmy się podać w nim najistotniejsze szczegóły techniczne umożliwiające budowę samego symulatora w jego najprostszej wersji i przedstawić zdjęcia efektownych obserwacji, które z jego pomocą można przeprowadzić. Zastosowania metody SM do badania przejść fazowych bardziej złożonych układów molekularnych opisane są w rozdziałach III i IV. W rozdziale III przedstawiamy wyniki symulacji mechanicznych cienkich warstw twardych dysków i kul, tj. układów, których wymiar, mówiąc obrazowo, można zmieniać w sposób ciągły. Problem przejść fazowych, które w procesie takiej zmiany wymiaru pojawiają się, jest bardzo interesujący z teoretycznego punktu widzenia. Rozdział IV poświęcony jest badaniom dwuwymiarowych układów pewnej klasy prostych molekuł niesferycznych. W układach takich można spodziewać się, prócz topnienia, specyficznych przejść fazowych w obrębie fazy stałej, w których przemianie ulega porządek orientacyjny. Przejścia takie rzeczywiście udało się zaobserwować w doświadczeniach SM, zaś ich istnienie zostało potwierdzone na drodze symulacji numerycznych.

2. Metoda symulacji mechanicznej i jej zastosowanie w badaniu układu twardych dysków

Jak to już wspomnieliśmy we Wstępie niniejszy rozdział napisany jest w takiej formie, by mógł służyć jako opis bądź to demonstracji użytecznych podczas wykładu podstaw fizyki statystycznej, bądź samodzielnego ćwiczenia w I Pracowni Fizycznej. Staraliśmy się więc zawrzeć w nim rozważania prowadzące do samej idei symulacji mechanicznej, związały opis budowy najprostszego symulatora oraz dokumentację fotograficzną elementarnych doświadczeń, które z jego pomocą można przeprowadzić. Niezbędne formuły mechaniki statystycznej, do których w rozdziale tym będziemy się odwoływali, zebrane są w Dodatku.

Topnienie, parowanie czy sublimacja są makroskopowymi objawami zmian, jakie zachodzą w mikroskopowej strukturze badanej substancji. Struktura ta, tj. sposób upo-

¹ Ćwiczenie takie zmontowane zostało m. in. w I Pracowni Fizycznej Instytutu Fizyki UJ oraz w pracowniach dydaktycznych Uniwersytetu Londyńskiego (Birkbeck College), Uniwersytetu Paryż—Południe (Orsay) i Uniwersytetu Kalabrii (Cosenza).

rządkowania cząsteczek, z których dana substancja składa się, zdeterminowana jest przez oddziaływania między cząsteczkami. Problem obliczenia własności makroskopowych substancji z jej parametrów mikroskopowych, tj. z potencjału oddziaływania międzymolekularnego nie jest jednak trywialny. Wprawdzie mechanika statystyczna formułuje jasno drogę obliczeń (patrz Dodatek), przy pomocy których takiego przejścia z poziomu mikro do poziomu makro można dokonać, ale w rzeczywistości okazuje się, że ze względu na trudności rachunkowe jest to droga nie do przebycia. Trudności te sprowadzają się w gruncie rzeczy do obliczenia wielokrotnych całek, których krotność zależy i od liczby cząsteczek tworzących badany układ i od liczby ich stopni swobody określającej wymiar przestrzeni, w której zadany jest potencjał oddziaływania między cząsteczkami. W tej sytuacji zamiast forsować próby wykonania obliczeń dla potencjałów „realnych” można spróbować potencjały te zastąpić ich mocno uproszczonymi modelami. Formułując taki model trzeba sobie jasno zdawać sprawę, na czym polega dokonane uproszczenie i jakie będą jego skutki dla wyników obliczeń. Uproszczenia w określeniu potencjału oddziaływania międzycząsteczkowego mogą iść w dwu niezależnych kierunkach. Po pierwsze, można uprościć kształt funkcji $u(x_{ij})$ opisującej zależność energii pary cząstek od ich wzajemnego położenia x_{ij} (x_{ij} jest tu wektorem o wymiarze równym liczbie stopni swobody cząsteczek). Po drugie, można zmniejszyć sam wymiar przestrzeni, na której jest on opisany.

Jeśli interesuje nas struktura jakiejś substancji w obszarze jej wysokich gęstości, możemy próbować zastąpić „miękką” (zawierającą też części przyciągające) potencjał przez jego „twardą” imitację. Na przykład potencjał oddziaływania między atomami argonu będący w dobrym przybliżeniu opisany przez potencjał

$$u(r) = A \frac{1}{r^{12}} - B \frac{1}{r^6}, \quad (1)$$

gdzie r jest odległością między atomami, a A i B parametrami określającymi w efekcie położenie i głębokość dołka potencjału, można zastąpić potencjałem

$$u(r) = \begin{cases} \infty, & r < \sigma, \\ 0, & r \geq \sigma, \end{cases} \quad (2)$$

który opisuje oddziaływanie twardych kul o średnicy σ . Jeśli σ wybrać tak, by odpowiadający tej odległości punkt potencjału (1) leżał na jego stromej ($\sim r^{-12}$) części, to potencjał (2) będzie dobrze imitował oddziaływania między atomami argonu w sytuacji, gdy są one stłoczone w struktury o wysokiej gęstości, a więc np. w obszarze topnienia (w dostatecznie wysokiej temperaturze). W ten sposób zamiast badać układ cząsteczek oddziałujących „miętko” tak, jak to opisuje np. równanie (1), możemy spróbować zbadać model, w którym oddziaływanie opisane jest równaniem (2); struktura mikroskopowa faz tego modelu, zwanego układem twardych kul, powinna być w zakresie wysokich gęstości jakościowo zgodna ze strukturą faz układu wyjściowego, tj. argonu, w szczególności zaś powinniśmy stwierdzić, że zachodzi w nim topnienie. Okazuje się jednak, że nawet tak prymitywny potencjał jak ten opisany równaniem (2) nie upraszcza na tyle całek pojawiających się w formułach mechaniki statystycznej, by można je było analitycznie obliczyć. Chcąc obliczenia te przeprowadzić można spróbować zmniejszyć liczbę wymiarów

na przykład do jednego. W przypadku tym twarde kule sprowadzają się do twardych prętów. Takie jednak uproszczenie okazuje się zbyt radykalne; wprawdzie w jednym wymiarze cały rachunek daje się w pełni i dokładnie przeprowadzić [1], ale jego wynik jest trywialny: w całym zakresie gęstości struktura układu twardych prętów jest taka sama, żadne przejścia fazowe w nim nie zachodzą (jest to szczególny przypadek ogólniejszego twierdzenia van Hove'a dotyczącego fizyki układów jedno i quasi-jednowymiarowych [2]). Pozostaje więc układ twardych kul w dwóch wymiarach, tj. układ twardych dysków. Niestety, tu znów obliczenia analityczne okazują się niemożliwe do przeprowadzenia. W tej sytuacji pozornie proste pytanie czy modelowy układ twardych kul krzepnie, długo pozostawało bez odpowiedzi, choć przekonanie, że tak właśnie być powinno, było powszechne. Wyjście z impasu ukazało się wraz z wprowadzeniem do metod fizyki teoretycznej komputerowych obliczeń numerycznych. Zamiast obliczać analitycznie całki formuł mechaniki statystycznej można zrobić to numerycznie [3]. Obliczenia takie sprowadzają się w gruncie rzeczy do zasymulowania w komputerze ruchu pewnej liczby cząsteczek, których wzajemne oddziaływania są określone przez zadany z góry potencjał. W przypadku twardych kul równania ruchu są szczególnie proste i właśnie dlatego układ twardych kul był jednym z pierwszych modeli, który przebadano używając metod numerycznych. Okazało się, że istotnie zachodzi w nim topnienie [4]. Mimo swej prostoty metoda symulacji numerycznej jest kosztowna. Problem polega na tym, że otrzymanie równania stanu (np. izoterm) wymaga prześledzenia trajektorii molekularnych cząstek symulowanego układu w dostatecznie długim czasie i w dostatecznie wielu punktach tych izoterm, w szczególności zaś w pobliżu przejścia fazowego. Oznacza to, że algorytm całkowania równań ruchu musi być powtórzony olbrzymią liczbą razy, co wymaga użycia dostatecznie szybkiego komputera. Powstaje pytanie, czy rezygnując z precyzji nie można by obliczeń numerycznych zastąpić modelowaniem analogowym. W przypadku symulowania układu cząstek z twardym potencjałem oddziaływania idea takiego modelu analogowego nasuwa się sama: wystarczy przecież umieścić pewną liczbę identycznych, twardych obiektów w pudle o znanej objętości i wprowadzić je w ruch przez potrząsanie. Pomysł ten został zrealizowany przez autorów niniejszej pracy w 1977 r. [5]. Okazało się, że w przypadku twardych potencjałów oddziaływania (w szczególności w dwóch wymiarach) taka symulacja mechaniczna jest prosta i przynosi jakościowo poprawne wyniki. Poniżej opiszemy nieco dokładniej konstrukcję najprostszego symulatora umożliwiającego modelowanie układu twardych dysków. Model ten, ze względu na swą dwuwymiarowość umożliwia bezpośrednią obserwację ruchów wszystkich jego cząstek, co jest istotne w przypadku użycia go jako pomocy naukowej podczas wykładu fizyki statystycznej. Sieć krystaliczna, jej symetria, drgania i defekty, płyn i jego funkcje korelacyjne, topnienie, rekrytalizacja itd. to parę przykładów pojęć i zjawisk łatwych do zaobserwowania bądź rejestracji fotograficznej w przedstawianym modelu. Przykłady takich obserwacji opiszemy w dalszej części niniejszego rozdziału.

Zauważmy, że idea modelowania w skali laboratoryjnej struktury fazy stałej i płynnej nie jest nowa. Modele takie w różnych wersjach budowane były już wielokrotnie [6—23]. Najbardziej znany z nich model baniek mydlanych Bragga i Nye'a [7—12] dostarczył ilustracji sieci krystalicznej i jej defektów używanych chętnie do dziś w elementarnych wykładach podstaw molekularnej budowy materii [24]. Zauważmy, że to właśnie w tym

modelu po raz pierwszy przekonano się naocznie o istnieniu dyslokacji — defektów mających już swe trwałe miejsce w teorii ciała stałego. Większość z modeli opisanych w pracach [5—23] miała na celu symulowanie struktur statycznych. Doświadczenia, które opisujemy w następnych rozdziałach pokazują jednak, że dopiero wprowadzenie symulowanego układu w ruch pozwala, przy wykorzystaniu odpowiednich technik fotograficznych, zobaczyć w nim zjawiska, które w układzie wielu ciał pojawiają się, gdy zanurzyć go w termostacie, a to właśnie było celem naszych prac.

2.1. Konstrukcja symulatora

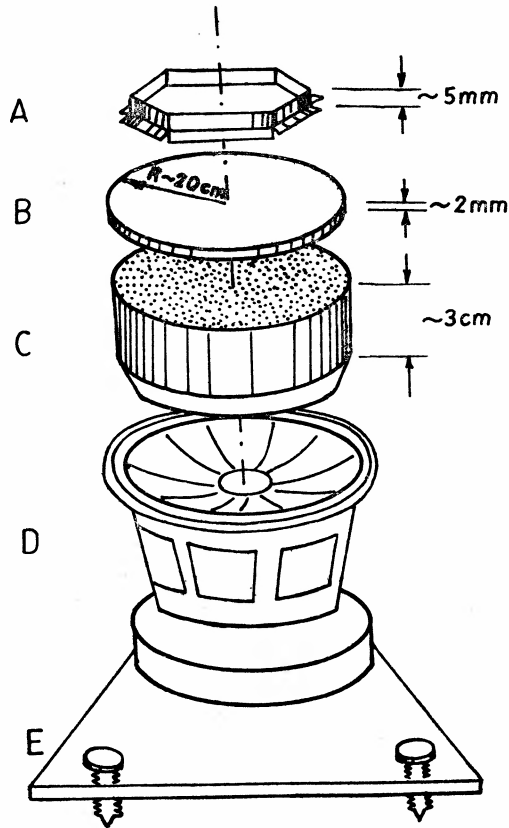
Jak to już wyżej wspomniano układ twardych kul można wymodelować w skali laboratoryjnej zamykając pewną liczbę kul (np. stalowych kulek łożyskowych) w pudle o określonej objętości i wprowadzając je w ruch przez potrząsanie pudłem. Ze względu na grawitację taki trójwymiarowy model odpowiadałby teoretycznemu układowi twardych kul zanurzonemu w polu zewnętrznym. Zauważmy jednak, że jeśli ograniczyć się do dwóch wymiarów tj. jeśli umieścić tylko jedną warstwę kul w płaskim, poziomo umieszczonym pudle, to w płaszczyźnie pudła pole sił znika. Toczące się po dnie pudła kule oddziałują z sobą poprzez zderzenia zachodzące ilekroć kule zbliżą się na odległość równą ich średnicy. W ten sposób stworzony zostaje dwuwymiarowy model równoważny teoretycznemu modelowi twardych dysków.

Intensywny ruch kul w płaszczyźnie pudła można wywołać przez jego potrząsanie. W praktyce osiąga się pożądaną efekt przez umieszczenie pudła na jednorodnie drgającej powierzchni np. grubej styropianowej płycie przyklejonej do membrany głośnika o odpowiedniej mocy (wprawdzie ruch pudła jest wtedy pionowy, ale przy odpowiednio dobranej amplitudzie drgań ruch kul będzie odbywał się prawie wyłącznie w płaszczyźnie pudła). Nieuniknione ruchy pionowe kul prowadzą w efekcie jedynie do pewnego zmiękczenia efektywnego oddziaływania dysków. Intensywność drgań membrany głośnika jest odpowiednikiem temperatury termostatu, w którym zanurzony jest badany układ. Zauważmy, że jak to pokazano w Dodatku, jeśli całe doświadczenie z układem twardo oddziałujących cząstek prowadzone jest w warunkach stałej objętości, to temperatura układu jest nieistotna. Ze względu na twardość potencjału oddziaływania między cząstkami energia wewnętrzna układu redukuje się wyłącznie do sumy energii kinetycznej cząstek; energia potencjalna oddziaływania jest zawsze zerowa. W efekcie, zwiększenie temperatury układu prowadzi jedynie do przyspieszenia ruchu cząstek i nie jest w stanie zmienić jego struktury. Ilościowo rzecz biorąc, można pokazać (Dodatek), że wszystkie izotermy układu z twardo oddziałującymi cząstkami podlegają prostemu prawu skalowania

$$\frac{p(V, T_1)}{T_1} = \frac{p(V, T_2)}{T_2}. \quad (3)$$

Widać więc, że jeśli w jakimś doświadczeniu wyznaczymy jedną izotermę układu, np. $p(V, T_0)$, to każdą inną izotermę $p(V, T_1)$ można obliczyć korzystając z prawa (3). Rysunek 1 przedstawia szczegóły konstrukcyjne symulatora i jego najistotniejsze wymiary.

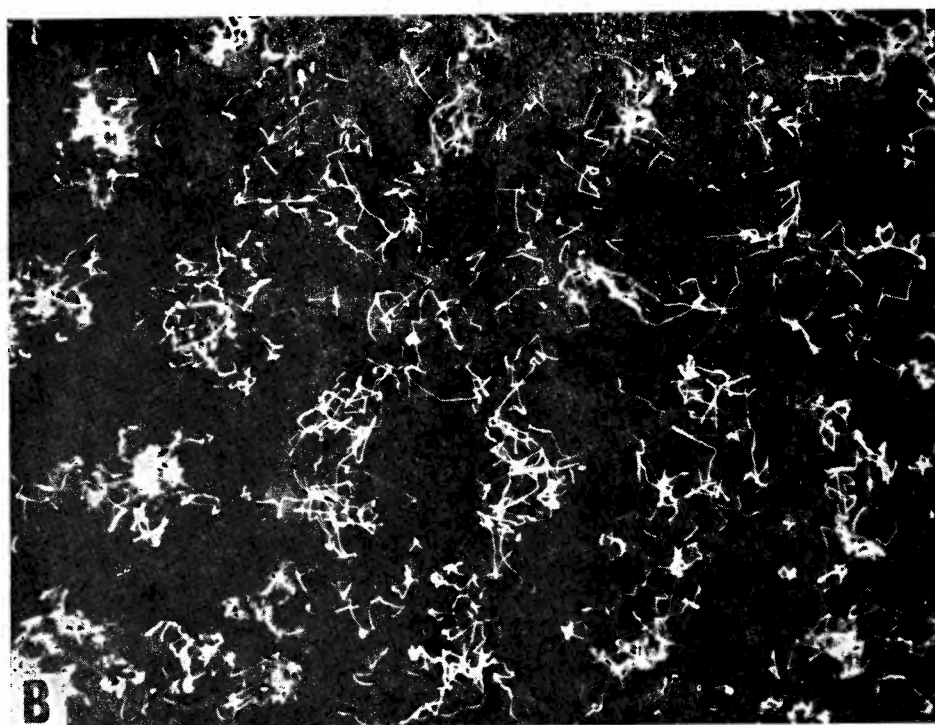
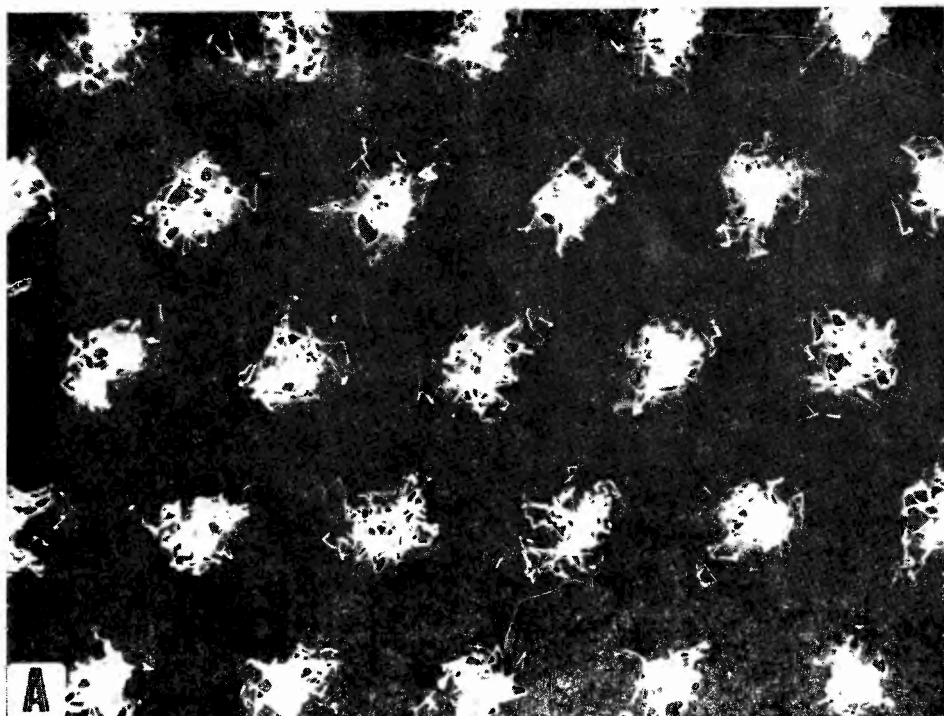
Głośnik użyty do budowy symulatora powinien mieć dostatecznie dużą moc (ok. 20 W). Ze względu na dodatkowe obciążenie membrany innymi elementami symulatora



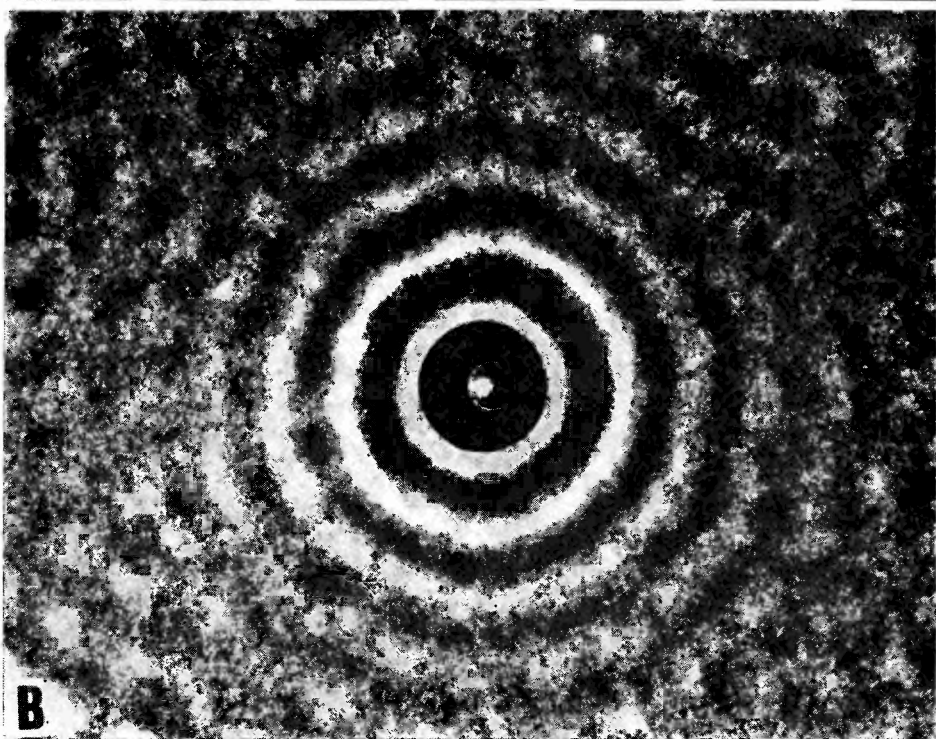
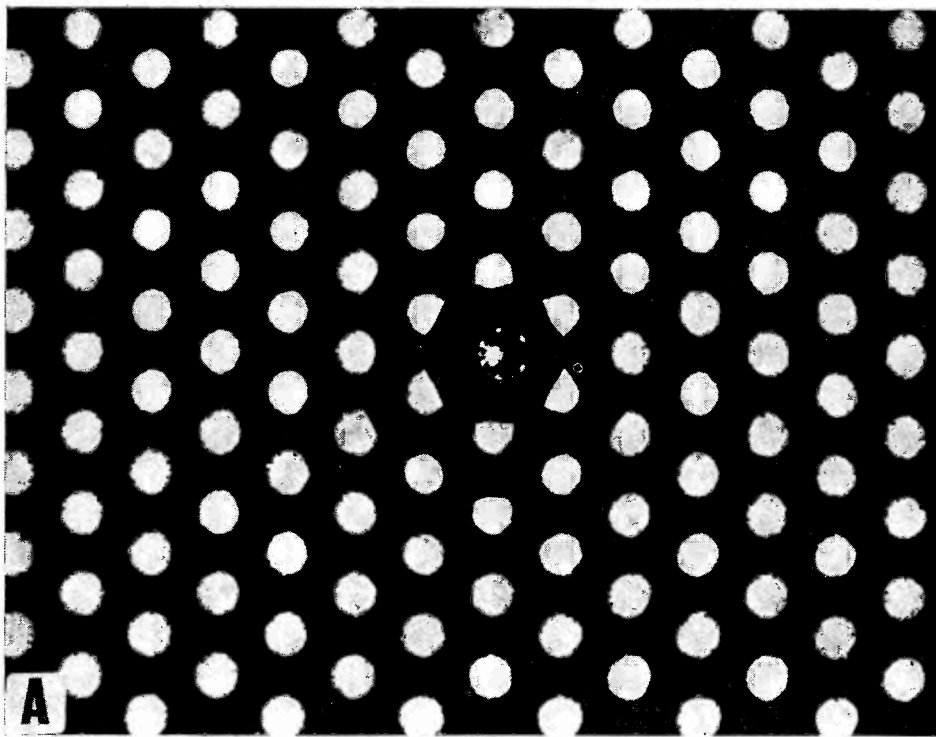
Rys. 1. Schemat konstrukcji symulatora. A — brzeg pudła, B — płytka pokryta czarnym papierem, C — płytka ze spienionego polistyrenu, D — głośnik, E — podstawa ze śrubami do poziomowania

konieczne jest wzmocnienie elastycznego zawieszenia membrany. Kawałki gąbki plastikowej umieszczone między koszem głośnika a jego membraną spełniają dobrze tę funkcję. Płyta C wykonana jest ze spienionego polistyrenu (chodzi o to, by uniknąć drgań własnych płaszczyzny, na której będą poruszały się kulki). Płyta B wykonana jest z twardego tworzywa sztucznego. Istotne jest, by płytka ta była idealnie płaska. Autorzy stosowali tu laminowane płyty używane w technice obwodów drukowanych. Aby uniknąć ewentualnych refleksów światła, utrudniających fotograficzną rejestrację trajektorii cząstek, płytka pokryta jest czarnym papierem. Element A (wykonany np. z tektury) określa kształt pudła, w którym poruszają się cząstki; wysokość jego brzegów zależy od ich rozmiarów. W najprostszym przypadku, gdy są to kulki łożyskowe o średnicy $\sigma \approx 3$ mm, brzeg ten powinien mieć wysokość ok. 4 mm.

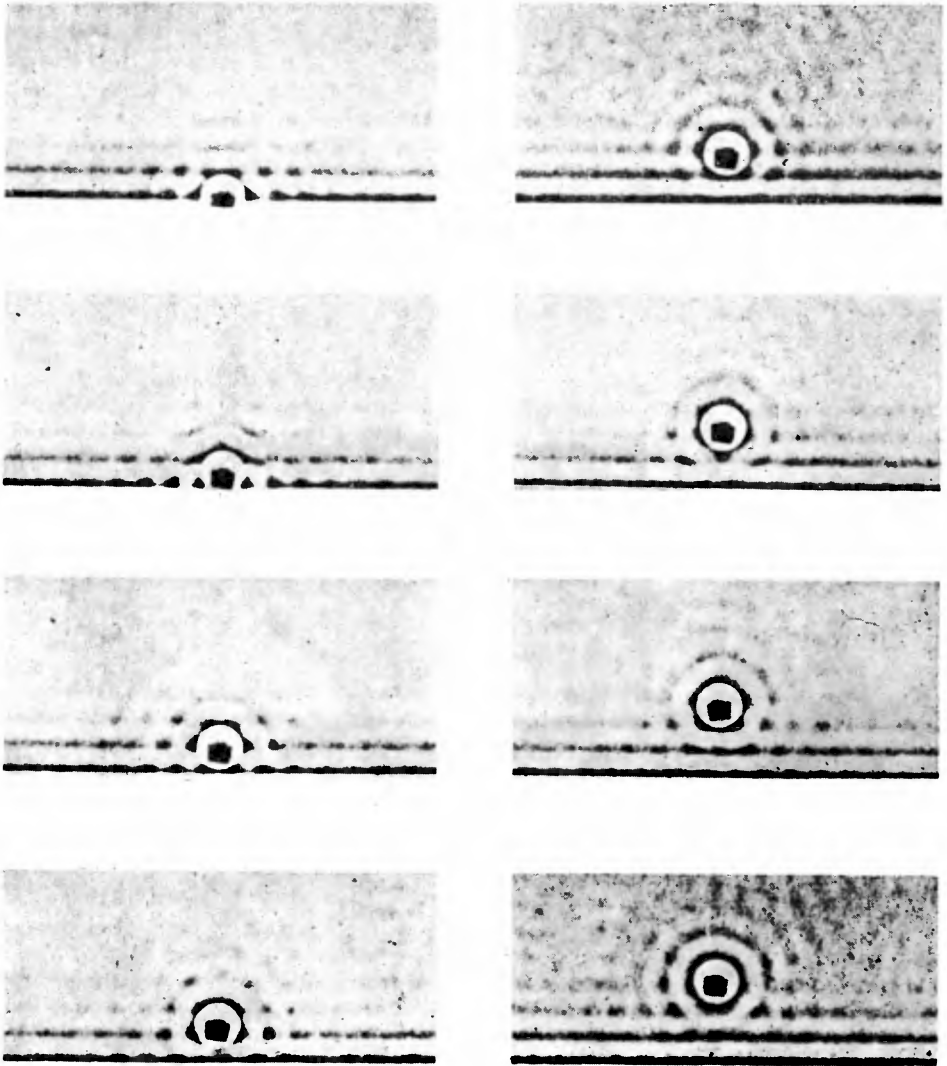
Płytkę C przyklejona jest do membrany przy pomocy kleju silikonowego (*silicon rubber*). Płytkę B z przyklejonym do niej brzegiem A wygodnie jest przymocować do powierzchni C przy pomocy kawałków obustronnie klejącej taśmy; umożliwia to jej łatwą wymianę. Ze względu na symetrię sieci kryształu twardych dysków brzeg A powinien mieć kształt zgodny z tą symetrią, np. heksagonalny. Długość jego boków powinna



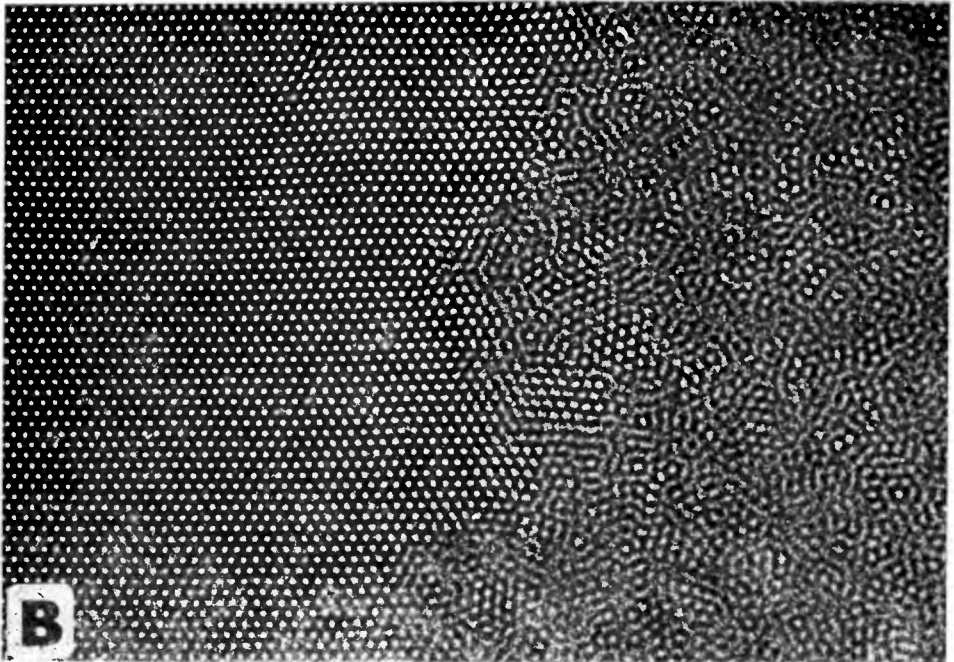
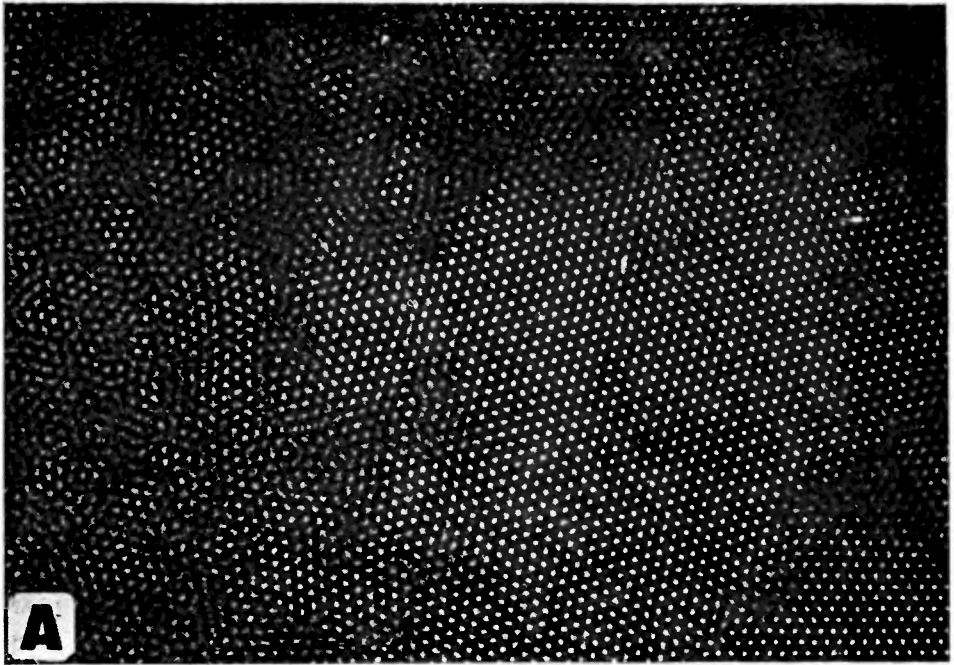
Rys. 2. Typowe obrazy trajektorii molekularnych w fazie stałej (A; $\tau = 1,25$) i płynnej (B; $\tau = 1,35$) układu twardych dysków. Użycie oddalonego, punktowego źródła światła, wyczerpione podłoże i odpowiednio dobrana przysłona powodują, że na zdjęciu widoczne są jedynie ślady obrazów użytego źródła wytworzonych w sferycznych, wypolerowanych powierzchniach kulek stalowych; same kulki pozostają niewidoczne. Zwróćmy uwagę na trajektorię jednej z cząstek w lewym dolnym rogu zdjęcia B. Cząstka ta najwidoczniej pozostawała przez dłuższy czas zlokalizowana w klatce utworzonej przez swych najbliższych sąsiadów. Czas ekspozycji ok. 3 s, $N = 631$



Rys. 3. Typowe obrazy dwójkowej funkcji rozkładu w fazie stałej (A; $\tau = 1,25$) i płynnej (B; $\tau = 1,35$) układu twardych dysków. Zdjęcia otrzymano przez długoczasową ekspozycję (ok. 10 min) układu, w którym jedna z cząstek (widoczna w centrum) została przymocowana do podłoża. Natężenie punktowego źródła światła i przysłonę dobrano tak, by same kulki i wyczernione podłoże pozostały niewidoczne. Zwróćmy uwagę na radykalną zmianę kształtu sfotografowanej funkcji przy przejściu od fazy stałej do płynnej. W szczególności wyraźnie widoczne jest zaniknięcie długozasięgowego uporządkowania charakterystycznego dla fazy stałej (A) i pojawienie się krótkozasięgowych, kołowo symetrycznych korelacji (B). $N = 631$



Rys. 4. Obraz interferujących korelacji wytworzonych w płynie twardych dysków przez twarde ściany: kolistą i płaską. Kolejne zdjęcia przedstawiają profile gęstości płynu zarejestrowane dla szeregu odległości ściana kolista — ściana płaska. Widać wyraźnie, że lokalnie struktura płynu może w pobliżu takich warunków brzegowych przypominać strukturę kryształu.



Rys. 5. Topnienie — separacja faz przez pole grawitacyjne. A — współlistnienie fazy stałej i płynnej. Widać wyraźnie nieregularne granice między fazami, których rozkład zmienia się szybko w czasie. B — wprowadzenie słabego pola grawitacyjnego do układu. Fazy zostają rozseparowane, granica międzyfazowa ustala się. $\tau = 1,30$, $N \approx 7500$

być dobrana tak, by możliwe było stworzenie w pudle kryształu twardych dysków o gęstości bliskiej gęstości największego upakowania. W najprostszej wersji symulatora, którą tu opisujemy, pudło ma ustaloną objętość, można też wykonać je w formie sześciokąta o płynnie zmienianych wymiarach, co nie jest jednak proste konstrukcyjnie. Chcąc badać fazę krystaliczną układu twardych dysków przy różnych jej gęstościach warto wykonać parę wymiennych pudeł (płytką C + brzeg B) o różnych wymiarach. Symulator zasilany jest sygnałem sinusoidalnym o częstotliwości ok. 50 Hz. Najlepiej użyć w tym celu generatora o zmiennej częstotliwości oraz wzmacniacza akustycznego. Amplituda i częstotliwość sygnału zasilającego symulator powinny być eksperymentalnie dobrane tak, by przy wypoziomowanym symulatorze uzyskać jednorodny ruch cząstek w całej płaszczyźnie pudła. Poziomowanie i dobór parametrów sygnału zasilającego najlepiej przeprowadzić przy niezbyt wielkiej gęstości cząstek, tj. w fazie płynnej symulowanego układu. Istotne jest, by intensywny ruch cząstek w płaszczyźnie pudła uzyskać przy minimalnej amplitudzie drgań pudła; nadmierny pionowy ruch cząstek psuje dwuwymiarowość symulowanego układu.

W przypadku, gdy efekt jednorodnego ruchu kul w płaszczyźnie nie daje się osiągnąć przy małej amplitudzie sygnału zasilającego (co może zdarzyć się, gdy kule są małe $\sigma \approx 1$ mm), wtedy pionowe ruchy kul trzeba ograniczyć nakładając na pudło symulatora płytkę szklaną. Oczywiście, płytka ta powinna być równoległa do dna pudła i oddalona od niego o odległość nieco większą od średnicy stosowanych kul. Zamknięcie pudła od góry ma tę wadę, że traci się bezpośredni dostęp do symulowanego układu, co jest istotne w doświadczeniach nad defektami sieci krystalicznej. W ogólności możliwość zewnętrznej ingerencji w układ, np. przez popychanie kul ołówkiem okazuje się często przydatna, dlatego więc wspomniana wyżej płytka szklana powinna być tak zamocowana, by można było ją łatwo zdejmować.

2.2. Rejestracja fotograficzna

Jak łatwo spostrzec, wypolerowana kulka stalowa stanowi dobrej jakości zwierciadło sferyczne, w którym tworzy się silnie pomniejszony obraz otoczenia. Jeśli w otoczeniu tym znajduje się zlokalizowane źródło światła (lampa błyskowa, mocna żarówka), wtedy i ono jest w tym obrazie widoczne. Silnie pomniejszony obraz zlokalizowanego źródła światła sam stanowi dobrej jakości źródło punktowe; poruszająca się kulka niesie je ze sobą. Jeśli więc nad odpowiednio oświetlonym pudłem symulatora umieścić aparat fotograficzny i odpowiednio dobrawszy przysłonę otworzyć migawkę, wtedy klisza fotograficzna zarejestruje ślady świetlnych punktów nie rejestrując ani obrazów samych kulek, ani pokrytego czarnym papierem dna pudła. W ten właśnie sposób można przy parosekundowej ekspozycji rejestrować kawałki „**trajektorii molekularnych**”. Jeśli źródło światła jest słabe a ekspozycja dostatecznie długa (ok. 10 min.), to możliwe jest sfotografowanie **rozkładu prawdopodobieństwa** cząsteczek w pudle. Zdjęcia przedstawione w dalszej części pracy wykonane są takimi właśnie technikami. Zauważmy, że stosując dwa rodzaje kul: lśniące i matowe, możemy fotografować niektóre procesy kinetyczne np. dyfuzję. Użycie kul dwu rodzajów okazuje się też bardzo przydatne w badaniu rotacji molekuł niesferycznych (rozd. 4).

2.3. Najprostsze doświadczenia w modelu twardych dysków

Poniżej opiszemy serię prostych doświadczeń możliwych do przeprowadzenia w pracowni fizycznej przy użyciu opisanej wyżej wersji symulatora. Doświadczenia ilustrują najistotniejsze obiekty i zjawiska pojawiające się w klasycznych układach wielu ciał [25, 26].

Doświadczenie 1. Obserwacja fazy stałej

Do sześciokątnego pudła symulatora o boku 1 wysypujemy

$$N(m) = 3m(m+1)+1 \quad (4)$$

kul, gdzie m jest liczbą całkowitą. Przy tej liczbie kul możliwe jest utworzenie w pudle idealnej sieci trójkątnej. Jako parametr opisujący gęstość kul w pudle najwygodniej jest wybrać stosunek $\tau = A/A_0$, gdzie A jest rzeczywistym polem pudła, zaś

$$A_0(m) = \frac{3\sqrt{3}}{2} \left(m + \frac{\sqrt{3}}{3} \right)^2 \sigma^2 \quad (5)$$

jest tą jego wartością, przy której N/m kul byłoby w nim gęsto upakowanych. Wielkość σ jest średnicą kul.

Przy $\tau \in (1, 1.2)$ i $N \approx 10^2$ włączenie zasilania symulatora powoduje, że poruszające się kule tworzą spontaniczną **sieć krystaliczną**. Jeśli pudło wykonać tak, by jego bok miał długość

$$l_0 = \left(m_0 + \frac{\sqrt{3}}{3} \right) \sigma, \quad (6)$$

wtedy dla paru kolejnych $N(m)$, $m < m_0$, można otrzymać idealną sieć krystaliczną o malejącej gęstości. Widoczne gołym okiem drgania cząsteczek łatwo zarejestrować wykonując zdjęcie układu o parosekundowej ekspozycji. Zdjęcia 2A przedstawia typowy obraz trajektorii molekularnych w tej fazie układu. Widać wyraźnie, że wszystkie cząsteczki wykonują drgania wokół ułożonych w sieć trójkątną punktów — **węzłów sieci**. Obserwując pojedyncze cząsteczki ma się wrażenie, że są one „przywiązane” do węzłów sieci przy pomocy jakiegoś elastycznego oddziaływania. Jeśli obserwowany układ jest dostatecznie duży, można w nim dostrzec skorelowane, wolne ruchy większych grup cząsteczek. Wrażenie, że sieć jako całość jest elastyczna, jest bardzo silne. To właśnie dzięki tym **drganiom sieci** trajektorie molekularne indywidualnych cząsteczek są bardziej rozmyte wokół węzłów sieci, niż byśmy to zaobserwowali w przypadku, gdyby np. najbliższych sąsiadów danej cząsteczki zaczepić w odpowiadających im węzłach sieci. Wykonanie długoczasowego zdjęcia układu w tej fazie ujawnia, że **jednocząsteczkowa funkcja rozkładu**, tj. prawdopodobieństwo odnalezienia określonej cząsteczki w pudle jest gładką, kolisto-symetryczną funkcją rozłożoną wokół węzła tej cząsteczki. Szerokość połówkowa tej funkcji, o kształcie bliskim gaussowskiemu, rośnie liniowo z τ [5]. Jak można pokazać, szerokość ta zależy nie tylko od τ , ale również od N . W przypadku jednowymiarowego układu twardych prętów zależność ta jest liniowa, co sprawia, że w granicy termodynamicznej ($N \rightarrow \infty$, przy $\tau = \text{const}$) przypisanie cząsteczek odpowiednim węzłom sieci staje się niemożliwe — sieć krystaliczna znika. W efekcie, jak to już wspomnieliśmy wyżej, trudno

w układzie takim oczekiwać topnienia, tj. przejścia fazowego, w którym zniszczeniu ulega właśnie sieć krystaliczna. W rozważanym tu dwuwymiarowym przypadku twardych dysków zależność szerokości połówkowej jednocząstkowej funkcji rozkładu od N , przy stałym τ , jest znacznie słabsza, tak że nawet przy olbrzymich wartościach N , sieć krystaliczna jest dobrze zdefiniowana [27].

Doświadczenie 2. Obserwacja fazy płynnej

Zmniejszamy liczbę kul N tak, by $\tau > 1.35$. Obserwujemy, że sieć krystaliczna znika — układ twardych dysków przechodzi w swą **fazę płynną**. Cząsteczki zderzając się ze swymi chwilowymi sąsiadami wolno przemieszczają się po całym obszarze pudła. Zdjęcie 2B przedstawia trajektorie molekularne typowe dla tej fazy. Oczywiście, ze względu na zniszczenie sieci krystalicznej, jednocząstkowa funkcja rozkładu „rozlewa się” teraz na całe pudło. Wydaje się, że w chaotycznym ułożeniu cząsteczek nie ma żadnej prawidłowości. Jeśli jednak podążymy z kamerą za jedną z cząsteczek, lub, co na jedno wychodzi, zaczepimy w pudle jedną z cząsteczek i sfotografujemy nieruchomą kamerą ruch innych cząsteczek wokół niej, zauważymy (patrz rys. 3B), że prawdopodobieństwo ich odnalezienia wokół tej ustalonej nie jest jednorodne, ale wykazuje szereg kołowo symetrycznych maksimów, których amplituda szybko maleje wraz z odległością od centrum. Otrzymany obraz to „zdjęcie z natury” **dwójkowej funkcji rozkładu** grającej istotną rolę we współczesnych teoriach fazy płynnej [9]. Zwróćmy przy okazji uwagę na problem przejścia fazowego ciec-z-gaz obserwowanego w większości realnych substancji. W przypadku omawianych w niniejszej pracy układów molekuł z twardymi potencjałami oddziaływania nie można oczekiwać jego pojawienia się, przejście to jest bowiem nieodłącznie związane z przyciągającymi częściami potencjału oddziaływania (temperaturę krytyczną T_c można oszacować porównując energie drgań termicznych $\sim kT$ z głębokością dołka w potencjale oddziaływania). Brak przejścia fazowego gaz-ciecz w rozważanych w tej pracy układach modelowych powoduje, że istnieje w nich tylko jedna faza amorficzna, którą będziemy w dalszym ciągu konsekwentnie nazywali **plynem**. Jej własności, w szczególności funkcje korelacyjne grają istotną rolę we współczesnych zaburzeniowych teoriach cieczy [27, 28, 46].

Zaczeponą cząsteczkę, wokół której obserwuje się niejednorodny rozkład innych cząsteczek, można traktować jako kolistą wewnętrzną ściankę pudła. Podobny, niejednorodny rozkład cząsteczek pojawia się w pobliżu ścian zewnętrznych, tu jednak ma on kształt przypominający silnie tłumioną falę płaską. Zdjęcie 4 pokazuje, w jaki sposób te niejednorodne rozkłady mogą interferować.

Doświadczenie 3. Obserwacja współlistnienia faz w obszarze topnienia

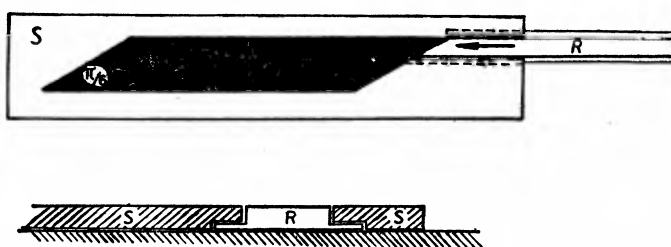
Jeśli liczbę kul N dobrać tak, by $\tau \approx 1,30$, zauważymy, że fazy krystaliczna i płynna obecne są w pudle jednocześnie. Widać to tym lepiej, im układ jest większy. Granice między rozproszonymi kawałkami faz płynnej i krystalicznej są w ciągłym ruchu. Chwilowy rozkład faz w pudle można zarejestrować wykonując parosekundowe zdjęcie układu (rys. 5A). Rozproszone fazy można łatwo rozdzielić korzystając z różnicy ich gęstości. Wystarczy bowiem cały układ zanurzyć w słabym polu grawitacyjnym, by faza o większej gęstości opadła na dno pudła, tj. tę jego ściankę, przy której potencjał pola grawitacyjnego jest najmniejszy. Takie słabe pole grawitacyjne można wprowadzić w płaszczyznę

pułda lekko pochylając cały symulator (przy pomocy śrub podstawy, na której jest on ustawiony). Zdjęcie 5B przedstawia wynik takiego eksperymentu. **Granica międzyfazowa** jest tu dobrze widoczna. Zachowując swe średnie położenie granica ta podlega silnym fluktuacjom. Zauważmy przy okazji, że choć zarejestrowana na zdjęciu 5B faza płynna nie ma oczywiście symetrii translacyjnej, to jednak można zauważyć w niej małe obszary, w których cząsteczki są dobrze zlokalizowane w klatkach utworzonych przez swych najbliższych sąsiadów. Z biegiem czasu te wirtualne klatki pękają tworząc się w innym miejscu. Zjawisko to stanowi podstawę niektórych teorii fazy płynnej [29].

Doświadczenie 4. Obserwacja tworzenia i anihilacji dyslokacji

Rzeczywiste kryształy nigdy nie są idealne. Fluktuacje termiczne zawsze wprowadzają w nie pewną liczbę błędów — defektów. Ich rodzaj zależy w istotny sposób od struktury, w której powstają. Wśród tych defektów, które są najbardziej rozpowszechnione ze względu na łatwość ich wytworzenia, dominują **dyslokacje**. Zdjęcie 6 przedstawia obraz jednej z nich zaobserwowany w układzie twardych dysków.

Na czym defekt ten polega najłatwiej zrozumieć patrząc na zdjęcie 6 w kierunku zaznaczonym strzałką nr 1 pod ostrym kątem do płaszczyzny zdjęcia. Oglądany w ten sposób obraz sieci krystalicznej uwypukla jeden z kompletów płaszczyzn atomowych. Widać wyraźnie, że w pewnym miejscu jedna z tych płaszczyzn kończy się. W górnej połowie zdjęcia o tę właśnie płaszczyznę jest za mało. Zauważmy, że na zdjęciu 6 oglądanym w kierunku oznaczonym strzałką nr 2, dyslokacja jest prawie niewidoczna. Obserwacja dyslokacji w realnym doświadczeniu ujawnia, że nawet delikatne odkształcenie układu wywołuje jej ruch w tym właśnie kierunku — odpowiadająca mu płaszczyzna atomowa zwana jest płaszczyzną poślizgu. Zauważmy, że w opisywanym tu układzie dwuwymiarowym dyslokacja jest defektem punktowym. W trzech wymiarach defekt ten występuje w paru odmianach i jest liniowy. Mechanizm tworzenia dyslokacji najwygodniej jest badać w pudle o nieco innej konstrukcji. Rysunek 7 przedstawia jej szczegóły. Pudło ma kształt



Rys. 7. Schemat konstrukcji pudła umożliwiającego tworzenie pojedynczych dyslokacji. **S** — część stała, przymocowana do podłoża, **R** — część ruchoma (tłok)

równoległoboku o kącie ostrym równym $\pi/6$. Dobierając odpowiednio liczbę kul można wytworzyć w nim idealny kryształ twardych dysków. Jedna ze ścianek pudła podzielona jest na dwie części: stałą (**S**) i ruchomą (**R**). Przesuwanie części ruchomej umożliwia ścinanie wytworzonego kryształu. Rysunek 8 przedstawia serię zdjęć wykonanych podczas takiego eksperymentu. Tworzymy w pudle idealny kryształ (**A**) i powoli przesuwamy

część ruchomą brzegu. Początkowo kryształ ulega deformacji zlokalizowanej w otoczeniu uskoku wytworzonego w podzielonym brzegu (B). Po przekroczeniu pewnej wartości krytycznej deformacja ta odrywa się od brzegu i przeslizguje się w głąb kryształu (C) — powstaje dyslokacja. Szybkie wycofanie części ruchomej brzegu do jej położenia początkowego powoduje wytworzenie drugiej dyslokacji (D), która przeslizgując się w głąb kryształu, oddziałuje z pierwszą. Ponieważ wytworzone dyslokacje charakteryzują się przeciwnymi **znakami wektora Burgersa** następuje ich **anihilacja** (E). W efekcie kryształ wraca do stanu idealnego (F).

Doświadczenie 5. Obserwacja luk

Innym często spotykanym rodzajem defektu sieci krystalicznej jest **luka**. W doświadczeniu 2 zaobserwowaliśmy tworzenie idealnej sieci krystalicznej. Usunięcie z takiej sieci jednej cząstki powoduje, że w węźle, z którego cząstkę usunięto powstaje wolna przestrzeń. Teoretycznie istnieją przynajmniej dwa możliwe sposoby wykorzystania tej przestrzeni:

1. równy jej podział między wszystkie pozostałe cząstki — wolna przestrzeń delokalizuje się,
2. żadna z pozostałych cząstek nie wykorzystuje wolnej przestrzeni — pozostaje ona widoczna w układzie jako zlokalizowany defekt zwany luką.

Wykonanie niniejszego ćwiczenia wskazuje, że realizuje się druga możliwość. Z pewnego punktu widzenia zlokalizowanie cząsteczek wokół węzłów sieci można widzieć jako efekt zamknięcia każdej cząstki w klatce utworzonej przez jej najbliższych sąsiadów. Usunięcie „więźnia” nie niszczy klatki. Jej stabilność zależy jednak od gęstości sieci,

Rys. 9A przedstawia długoczasowe zdjęcie luki w gęstym układzie twardych dysków. Mimo długiego czasu naświetlania nie zarejestrowano efektu wędrowania luki. Wszystkie cząsteczki tworzące klatkę pozostały w swoich węzłach. Luka jest stabilna. Analiza trajektorii molekularnych cząsteczek otaczających lukę (patrz rys. 9B) ujawnia, że przy niższych gęstościach kryształu niektóre z nich wnikają dość głęboko w dynamiczną barierę zamykającą dostęp do luki. Od czasu do czasu bariera ta zostaje przekroczona: któraś z cząsteczek otaczających wolny węzeł przenika do niego opuszczając zajmowany dotychczas. W efekcie luka skokami wędruje po sieci. Zdjęcie 9C przedstawia krótki odcinek takiej wędrówki.

Doświadczenie z luką pojedynczą pozwala przewidzieć, co stanie się, gdy z sieci krystalicznej o wysokiej gęstości usuniemy dwie odległe cząstki — powstaną dwie stabilne luki. Zdjęcie 10A ilustruje taką sytuację. Jeśli jednak używając zewnętrznego bodźca (np. popychając odpowiednie kulki ołówkiem) zbliżymy luki do swego najbliższego sąsiedztwa, wtedy połączą się tworząc defekt o radykalnie większej ruchliwości — lukę podwójną (zdjęcie 10B). Defekt ten szybko przemieszcza się przez kryształ. Zdjęcia 10C i D przedstawiają trajektorie molekularne takiego ruchu. Zauważmy, że jest to albo translacja (C) albo rotacja (D).

Podobne doświadczenia można wykonać z lukami wyższych rzędów. Zdjęcia 11 A, B, C, D przedstawiają eksperyment wykonany z luką potrójną. Interesujące jest, że podczas swego ruchu luka potrójna wyraźnie przechodzi przez dwie różniące się symetrią formy swej budowy (rys. 11B i C).

Ze względu na swą wysoką ruchliwość luki wykazują tendencje do agregacji: wędrując przez kryształ łączą się ze sobą. Powyżej jednak pewnego rozmiaru (ok. 10) wielolukę można traktować jako parę związanych ze sobą dyslokacji o przeciwnym wektorze Burgersa, ślizgających się po równoległych, odległych o krotność kuli płaszczyznach. W efekcie, to właśnie dyslokacje a nie luki są najczęstszymi defektami kryształu twardych dysków.

Doświadczenie 6. Rekrytalizacja

Opisane wyżej doświadczenia prowadzone były w stanie równowagi termodynamicznej symulowanego układu. Obecnie przedstawimy eksperyment, w którym istotną rolę gra sam proces dochodzenia do stanu równowagi.

Wsypując do pudła symulatora dużą liczbę małych ($\sigma \sim 1$ mm) kul utworzymy kryształ twardych dysków o dużej gęstości. Jak to już wspomnieliśmy, twardość potencjału oddziaływania sprawia, że układu tego nie można stopić (przy stałej powierzchni pudła) podnosząc jego temperaturę. Jeśli jednak zwiększyć dostatecznie sygnał zasilający symulator w sytuacji, gdy pionowe ruchy kul nie są ograniczone górną ścianą pudła, wtedy ich amplituda wzrośnie na tyle, że układ przestanie być quasi-dwuwymiarowy, kule „wyjdą w trzeci wymiar” i w efekcie ich gęstość w płaszczyźnie pudła zmaleje — układ stopi się. Nagłe wyłączenie sygnału zasilającego oznacza gwałtowne obniżenie temperatury (do 0 K): kule opadają tworząc amorficzną warstwę, w której jednak część kul nie dotyka dna (leżąc na innych kulach). Włączenie sygnału zasilającego o małej amplitudzie powoduje, że powoli wszystkie kule opadają na dno. Zdjęcie 12A ilustruje tę sytuację. Widać wyraźnie, że układ skrytalizował, ale jego struktura jest **polikrystaliczna**. **Mikrokrystality** (ziarna) i granice między nimi są dobrze widoczne. Ziarna różnią się orientacją swych płaszczyzn atomowych. Dokładniejsza obserwacja granic ujawnia, że ruch cząsteczek jest w nich intensywniejszy i w jego wyniku granice przemieszczają się: jedne mikrokrystality rosną, inne maleją. Zdjęcia 12B, C, D przedstawiają kolejne etapy tego procesu zwanego **rekrytalizacją**. Efekt końcowy tj. stan równowagi termodynamicznej przedstawiony jest na zdjęciu 12D. Widać wyraźnie, że próbka z polikrystalicznej przeszła w monokrystaliczną (plus parę defektów dyslokacji).

Zauważmy, że w realnych, trójwymiarowych układach nagłe obniżenie temperatury płynu (np. stopionego metalu) może doprowadzić nie do krystalizacji w polikryształ, ale do amorficznej fazy stałej — szkła [30]. W dwóch wymiarach stan ten wydaje się trudny do osiągnięcia, jeśli w ogóle możliwy.

3. Cienkie warstwy dysków i kul — problem zmiany wymiaru

W niniejszym rozdziale opiszemy wyniki zastosowania metody SM do badania problemu, który mimo swej prostoty pozostaje poza zasięgiem analitycznych metod mechaniki statystycznej; jest to problem przejść fazowych pojawiających się przy zmianie wymiaru układu wielu ciał. Opisane poniżej eksperymenty symulacyjne miały pierwotnie na celu zbadanie, w jaki sposób topnienie obecne w dwuwymiarowym układzie twardych dysków pojawia się, gdy wymiar symulowanego układu zmienia się od jednego do dwóch. Okazało się, jednak, że już w momencie odejścia od jednego wymiaru obserwuje się

w strukturze cienkiej warstwy dysków nowe, interesujące zjawiska. Analogony tych zjawisk zostały ostatnio odnalezione w cienkich warstwach zawiesin polistyrenowych, tj. układach o wymiarze większym od dwóch, i mają tam one charakter przejść fazowych.

3.1. Cienkie warstwy twardych dysków

Umieszczając układ twardych dysków w prostokątnym pudle o szerokości D dużo mniejszej od jego długości ($D \ll L$), otrzymujemy doświadczalną realizację warstwy twardych dysków. Nietrudno zauważyć, że warstwa z $D/\sigma = 1$ (σ — średnica dysków) jest izomorficzna z jednowymiarowym układem twardych prętów na linii, zaś warstwa z $D/\sigma \rightarrow \infty$ jest identyczna z dwuwymiarowym układem twardych dysków. Zmieniając zatem D/σ w przedziale $(1, \infty)$ możemy w sposób ciągły przejść od jednego do dwóch wymiarów. Powstaje tu naturalne pytanie, jak manifestuje się to przejście we własnościach termodynamicznych układu, a w szczególności jak „rodzi się” przejście fazowe, które nie występuje w jednym wymiarze [1], a jest obserwowane w postaci topnienia w dwóch wymiarach [31].

Przeprowadzono symulacje dla kilkunastu wartości $D/\sigma < 10$ zmieniając gęstość cząstek. Jak należało oczekiwać, układ nie wykazuje w tym przedziale przejść fazowych w ścisłym tego słowa znaczeniu [2], zauważono jednak interesujące zachowanie związane z niszczeniem (na skutek ruchu cząstek) strukturalnego porządku obecnego przy gęstym upakowaniu.

W obszarze $D/\sigma \in \left(1; 1 + \frac{\sqrt{3}}{2}\right)$ zauważono w układzie [32] dwa profile gęstości widoczne na rysunku 13A. Pierwszy z nich — obserwowany przy gęstym upakowaniu i dużych gęstościach — miał postać charakterystycznego zygzaka, podczas gdy drugi — widoczny przy mniejszych gęstościach — był symetryczny względem długiej osi warstwy. Przedział gęstości, w którym obserwowano strukturę zygzakowatą zależał od szerokości warstwy poszerzając się w miarę jej wzrostu. Zdjęcia krótkoczasowe (rys. 13B) pokazały, że w strukturze zygzakowatej sąsiednie cząstki pozostają zlokalizowane przy przeciwnych brzegach warstwy, wykonując tylko niewielkie drgania wokół struktury idealnego zygzaka. Strukturę symetryczną cechuje brak idealnego porządku zygzaka i sporadyczny przeskok cząstek od jednego brzegu do drugiego, przy czym większość czasu cząstki spędzają przy brzegach warstwy. Zdjęcia przy pomocy lampy błyskowej (rys. 13C) pokazały, że w strukturze symetrycznej w idealnym zygzaku występują defekty w postaci par lub kilku sąsiednich dysków przy tym samym brzegu warstwy. Naturalnym przybliżeniem pomocnym przy teoretycznym opisie zjawiska jest więc założenie, że dyski mogą się poruszać tylko po dwóch równoległych prostych odległych o $d = D - \sigma$, przy czym możliwe są przeskoki z jednej prostej na drugą. Model taki, wykazujący dobrą zgodność jakościową z symulacjami mechanicznymi i komputerowymi [32], pozwala na wniosek, że przejście między przedstawionymi powyżej strukturami wiąże się z występowaniem i ruchem wspomnianych defektów w strukturze zygzaka i ma charakter podobny do przejścia między „fazą” antyferromagnetyczną i „fazą” paramagnetyczną w jednowymiarowym modelu Isinga z antyferromagnetyczną całkowitą wymianą. Analogia ta jest szczególnie dobrze widoczna, jeżeli w rachunkach użyć zespołu stałego ciśnienia. Sprowadza się to do zastąpienia układu ze stałą długością L pudła przez układ, w którym jedna z poprzecznych ścianek pudła jest ruchoma — pełniąc rolę tłoka, którego położenie kontroluje

stała siła f_L skierowana do wewnątrz pudła. Widać wtedy, że każda para sąsiednich dysków, znajdujących się na tej samej linii, powoduje podwyższenie entalpii układu o $J = f_L \sigma \left(1 - \sqrt{1 - \frac{d^2}{\sigma^2}}\right)$ względem entalpii idealnego zygzaka. Odpowiada to podwyższeniu energii o J przez parę zgodnie skierowanych sąsiednich spinów w „antyferromagnetycznym” modelu Isinga o hamiltonianie

$$\mathcal{H} = J \sum_{i=1}^{N-1} S_i S_{i+1}. \quad (7)$$

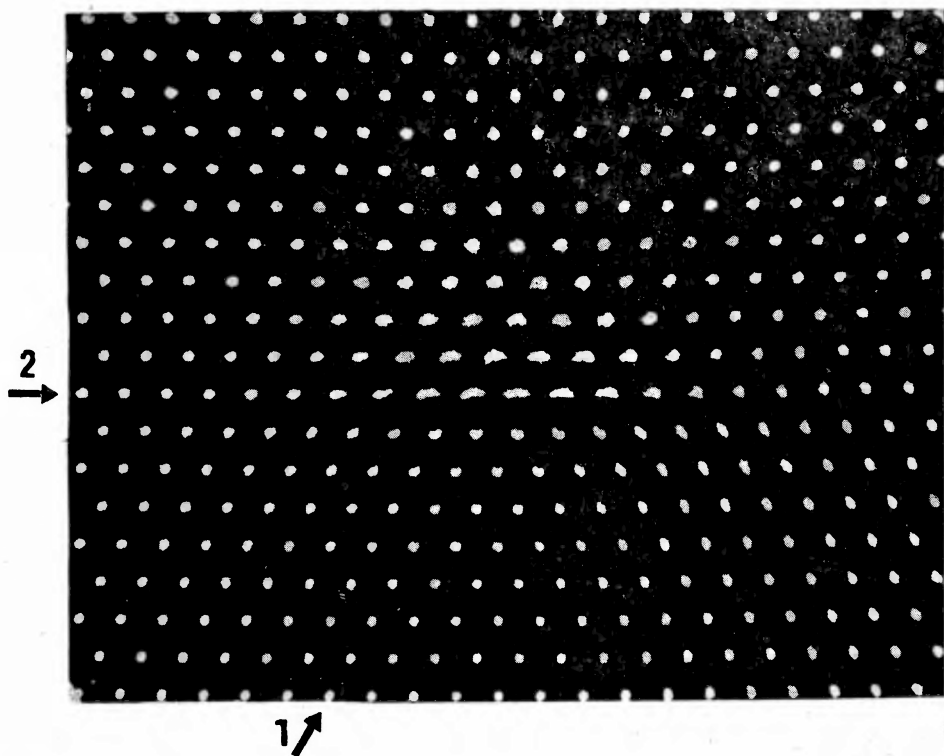
Wiadomo, że ciepło właściwe w modelu Isinga ma w temperaturze proporcjonalnej do J skończone maksimum, które jest zapowiedzią przejścia fazowego w wyższych wymiarach. W modelu dwóch linii J jest rosnącą funkcją d , a więc maksimum w cieple właściwym c_f (przy stałym f_L) pojawi się tym wcześniej (przy niższych temperaturach, lub, równoważnie, wyższych gęstościach), im mniejsze jest d . Ponieważ ciepło właściwe jest proporcjonalne do szybkości wzrostu nieporządku w układzie, oznacza to, że przy małych szerokościach zniszczenie struktury zygzaka, a co za tym idzie przejście do struktury symetrycznej, odbywa się wcześniej niż przy dużych d . To właśnie obserwujemy w eksperymencie (dane ilościowe patrz [32]).

Na marginesie warto wspomnieć o pewnej osobliwej własności bardzo cienkiej warstwy. Otóż jeżeli wyznaczyć siłę, z jaką odpychają się linie w opisanym wyżej modelu, to okaże się, że przy ustalonej długości pudła L siła ta rośnie ze wzrostem odległości linii w pewnym zakresie L [33]. Sugeruje to, że cienka warstwa twardych dysków może być niestabilna w pewnym zakresie D i L . Możliwość tę potwierdzają rachunki przeprowadzone przy założeniu periodyczności zamiast twardych ścian, w poprzek warstwy [34]. Niestabilność powyższa może mieć pewne znaczenie, np. w biologii, bowiem układy zawierające ciecze między membranami mogłyby być niestabilne przy pewnych odległościach membran.

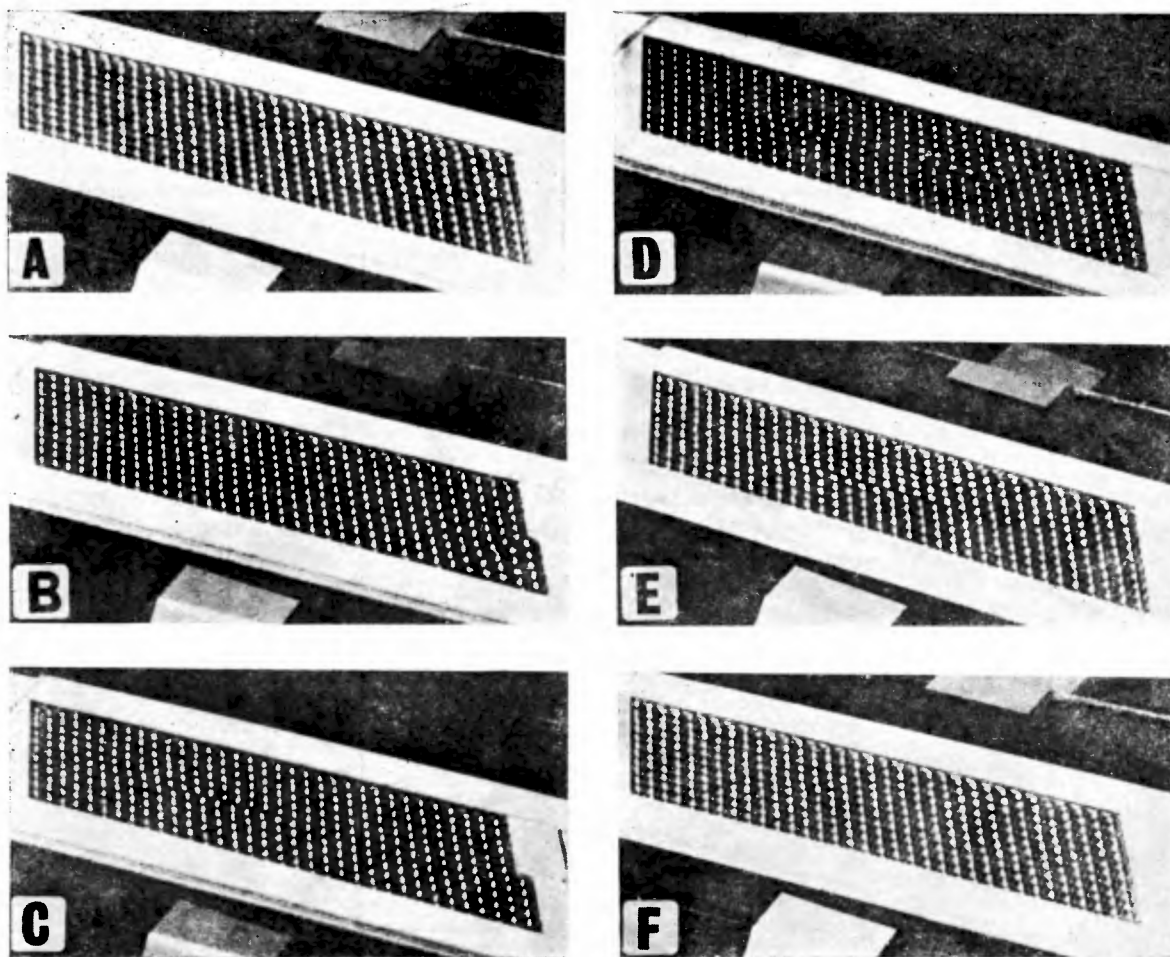
Dla większych szerokości warstwy $\left(D/\sigma > 1 + \frac{\sqrt{3}}{2}\right)$ najgęstszą strukturą jest analog zygzaka, a mianowicie struktura Δ [35], złożona z trójkątnych fragmentów sieci heksagonalnej ułożonych w zygzak (rys. 14A). Przy niewielkim obniżeniu gęstości przechodzi ona² w strukturę „rzędków”, będącą w przypadku ogólnym zdeformowanym (rozciągniętym wzdłuż osi podłużnej warstwy) paskiem sieci heksagonalnej (rys. 14B). Przy dalszym obniżaniu gęstości liczba rzędków maleje — obserwuje się przy tym współistnienie struktur o różnej liczbie rzędków — aż wreszcie struktura rzędków rozmywa się. Ze względu na korelacje narzucone przez brzegi układu, profil gęstości pozostaje niejednorodny, mimo że nie widać już w nim węzłów „sieci”³. Ewolucję struktury układu przy obniżaniu gęstości przedstawiono na rys. 15. Obserwacja współistnienia struktur o róż-

² Struktura „trójkątna” jest przy pewnych charakterystycznych szerokościach warstwy $D = 1 + k \cdot \sqrt{3}/2$ (k — naturalne) identyczna ze strukturą rzędków. Wtedy wspomniane przejście nie może zajść.

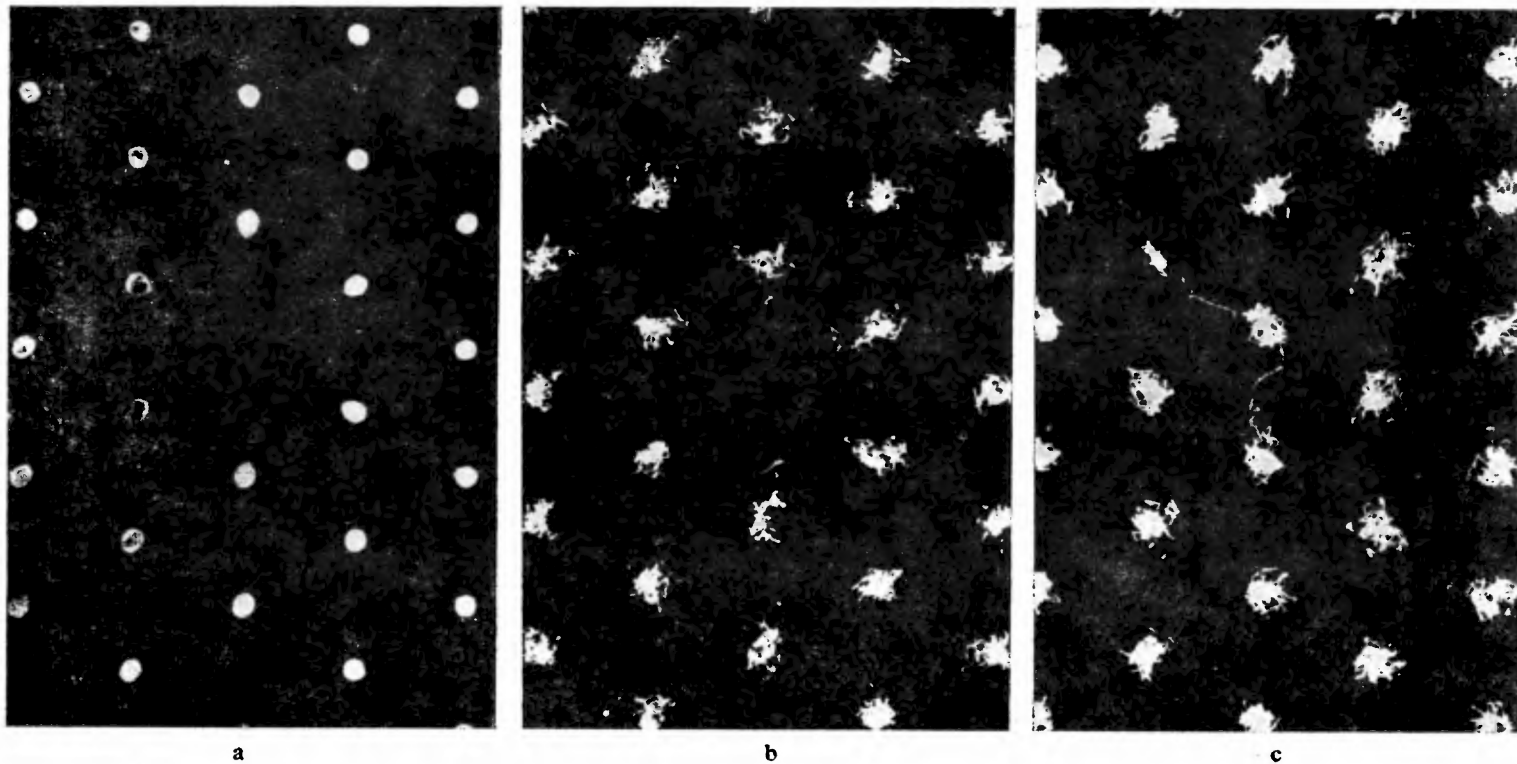
³ Możliwość obserwacji pojedynczych węzłów sieci wynika ze skończoności dłuższego boku pudła L . Dla $L/D \rightarrow \infty$ wystąpi rozmycie związane z modami długofalowymi, jakie się wtedy propagują w układzie.



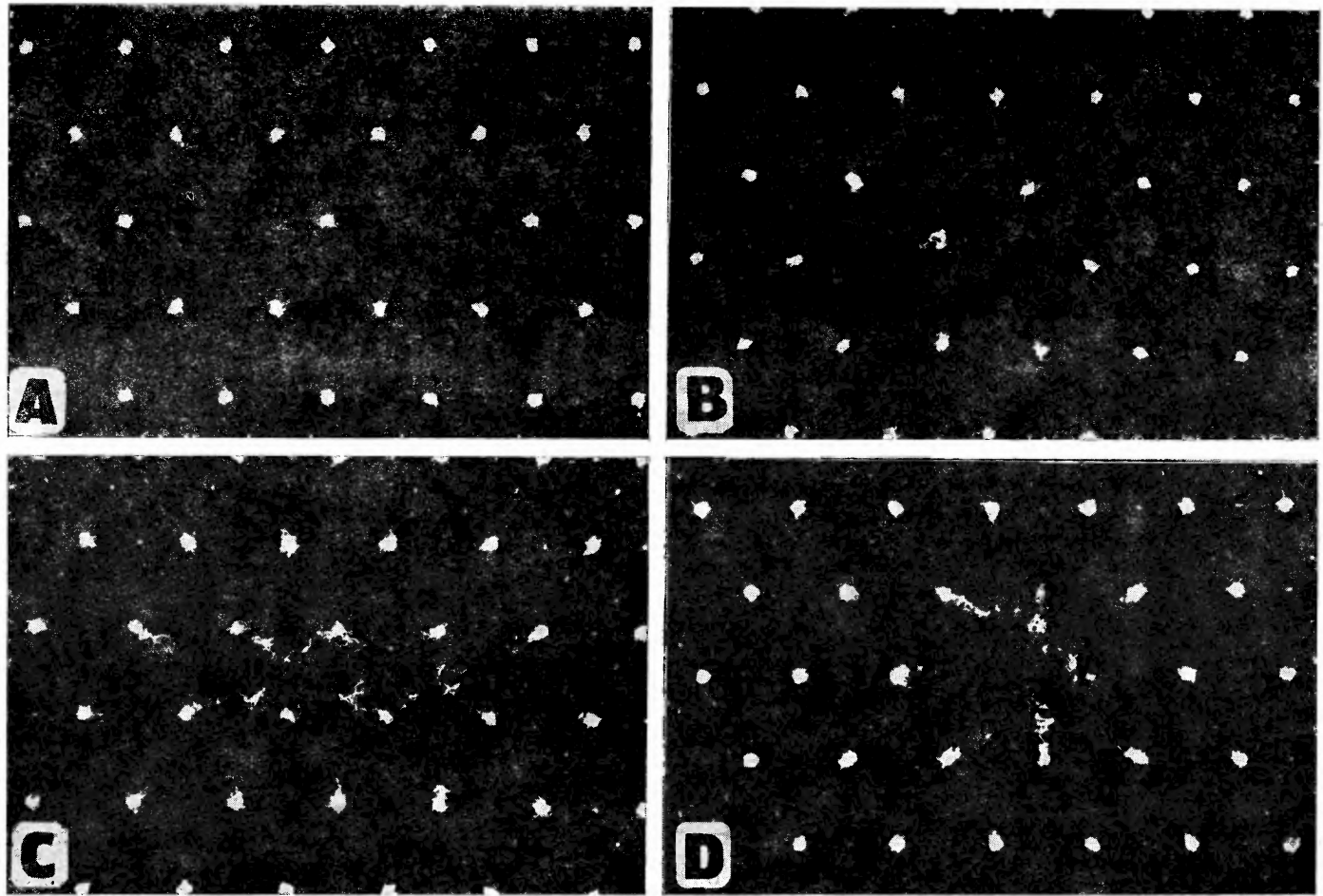
Rys. 6. Dyslokacja — obraz trajektorii molekularnych. Strzałka 1 wskazuje kierunek, wzdłuż którego widoczna jest dodatkowa płaszczyna (linia) atomowa. Strzałka 2 wskazuje kierunek płaszczyny poślizgu. Zwróćmy uwagę na asymetrię ruchów molekularnych po obu stronach płaszczyny poślizgu w pobliżu jądra dyslokacji



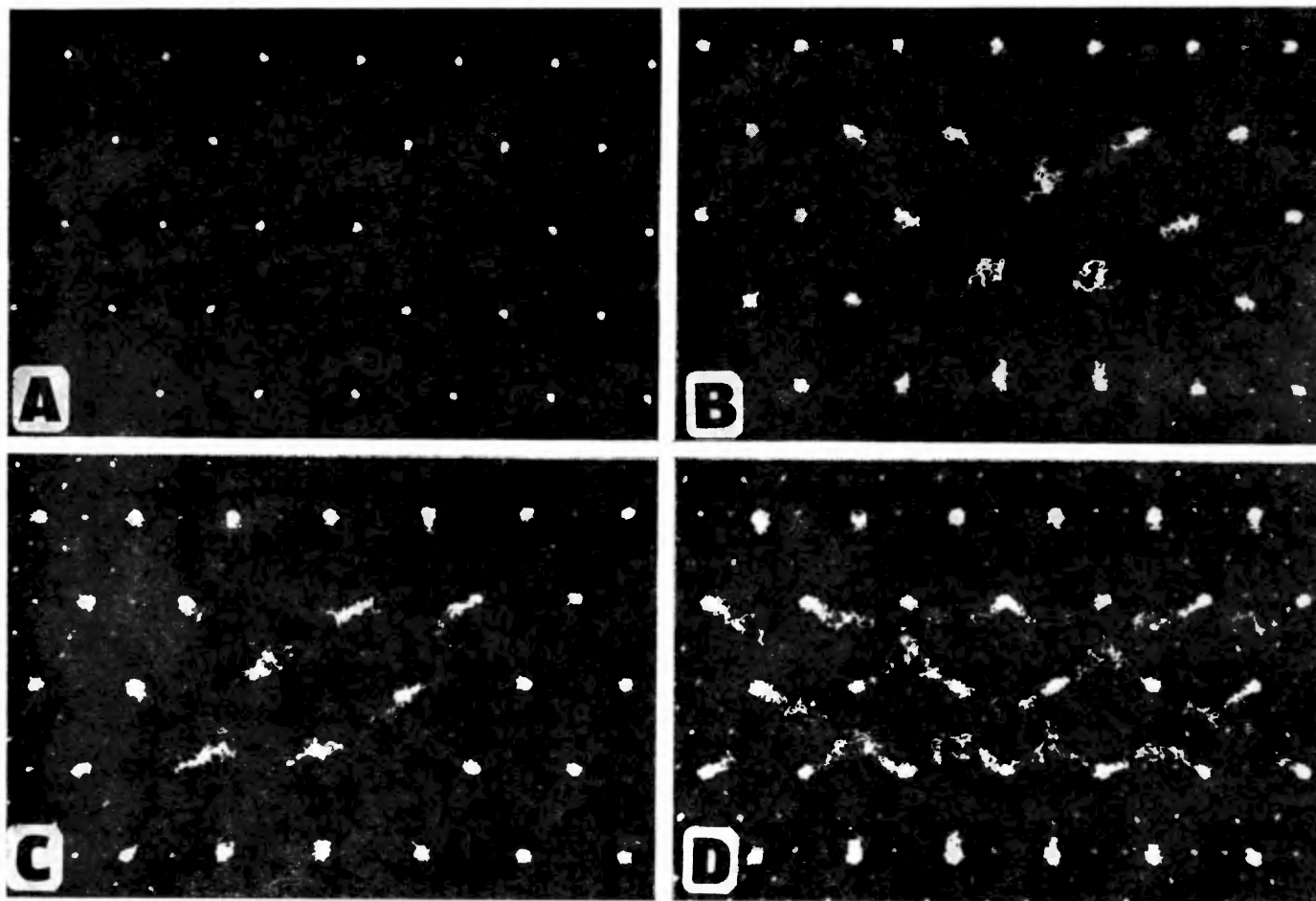
Rys. 8. Tworzenie i anihilacja dyslokacji. A — kryształ idealny, B — deformacja jednego z brzegów, C — wniknięcie dyslokacji w głąb kryształu, D — usunięcie deformacji brzegu i wytworzenie drugiej dyslokacji (o przeciwnym do pierwszej wektorze Burgersa), E — moment anihilacji, F — kryształ idealny. $N = 12 \times 34$



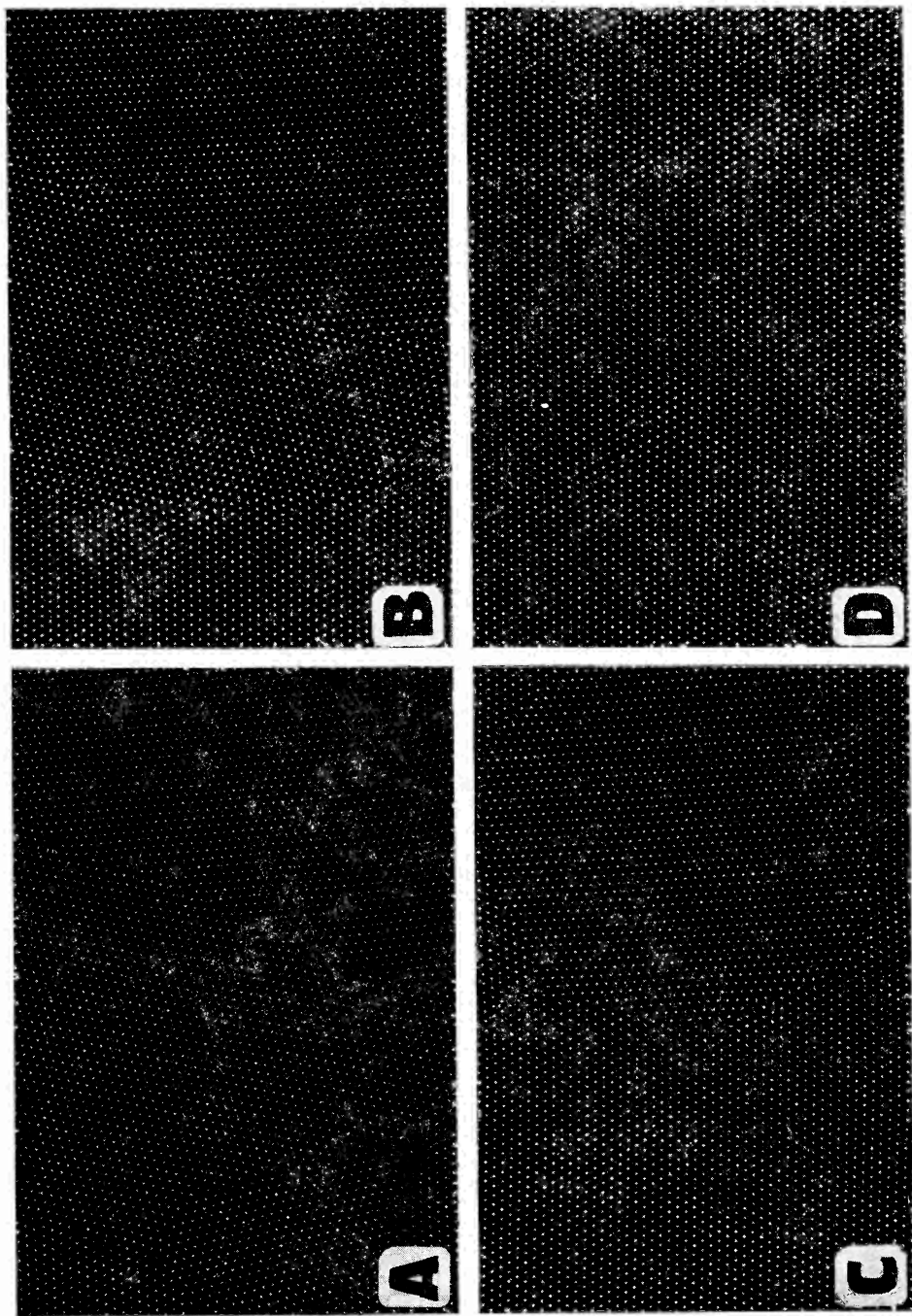
Rys. 9. Luka. A — profil gęstości sieci twardych dysków w otoczeniu luki. Czas ekspozycji ≈ 5 min. B — trajektorie molekularne w otoczeniu luki. C — ślad wędrówki luki; zarejestrowano dwa skoki. $N = 331-1$



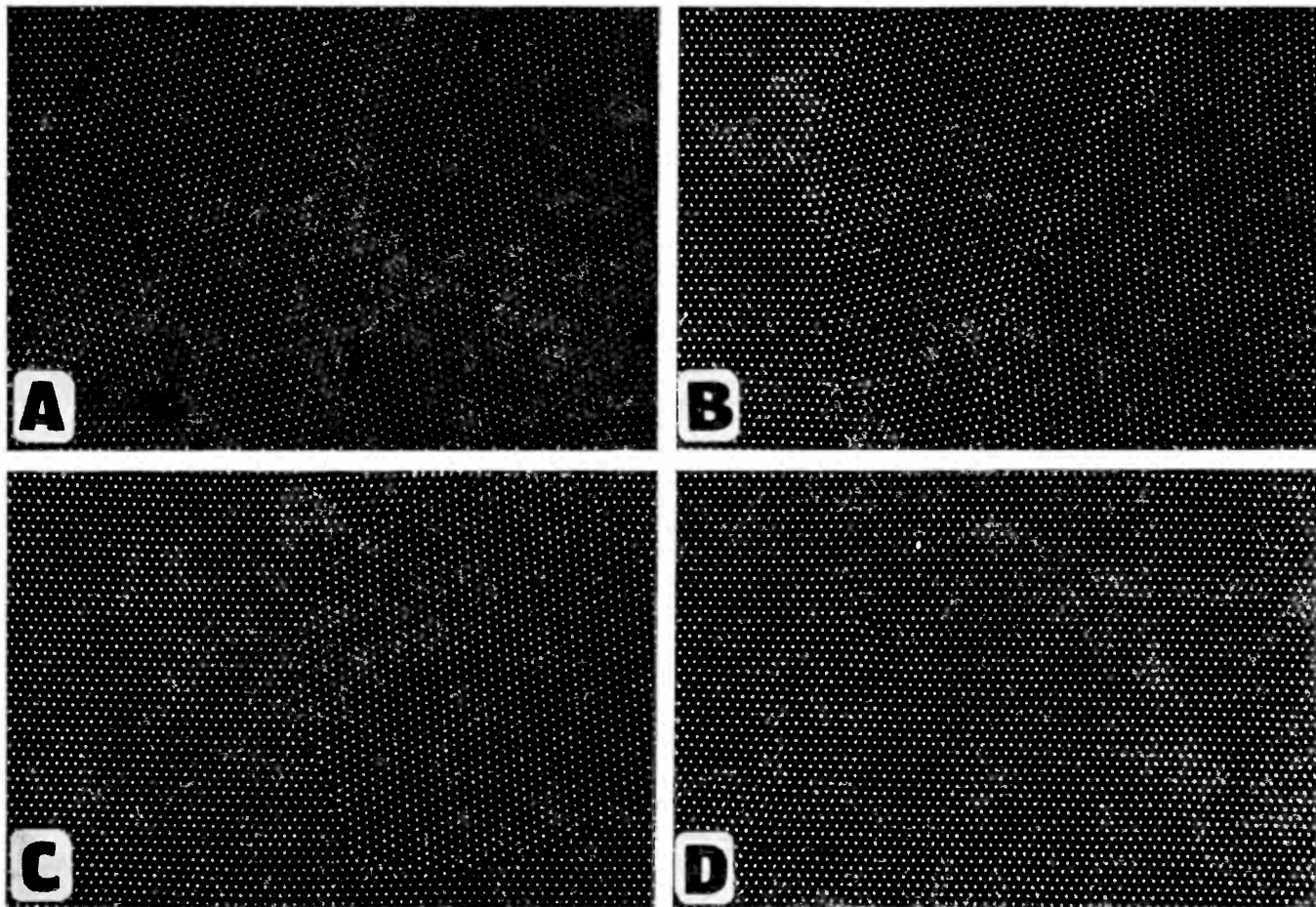
Rys. 10. Luka podwójna. A — dwie luki pojedyncze w bliskim (ale nie najbliższym) sąsiedztwie, B — luka podwójna powstała po sprowadzeniu dwu luk pojedynczych do najbliższego sąsiedztwa, C — ślad translacyjnego ruchu luki podwójnej w sieci, D — ślad rotacyjnego ruchu luki podwójnej w sieci. $N = 331-2$



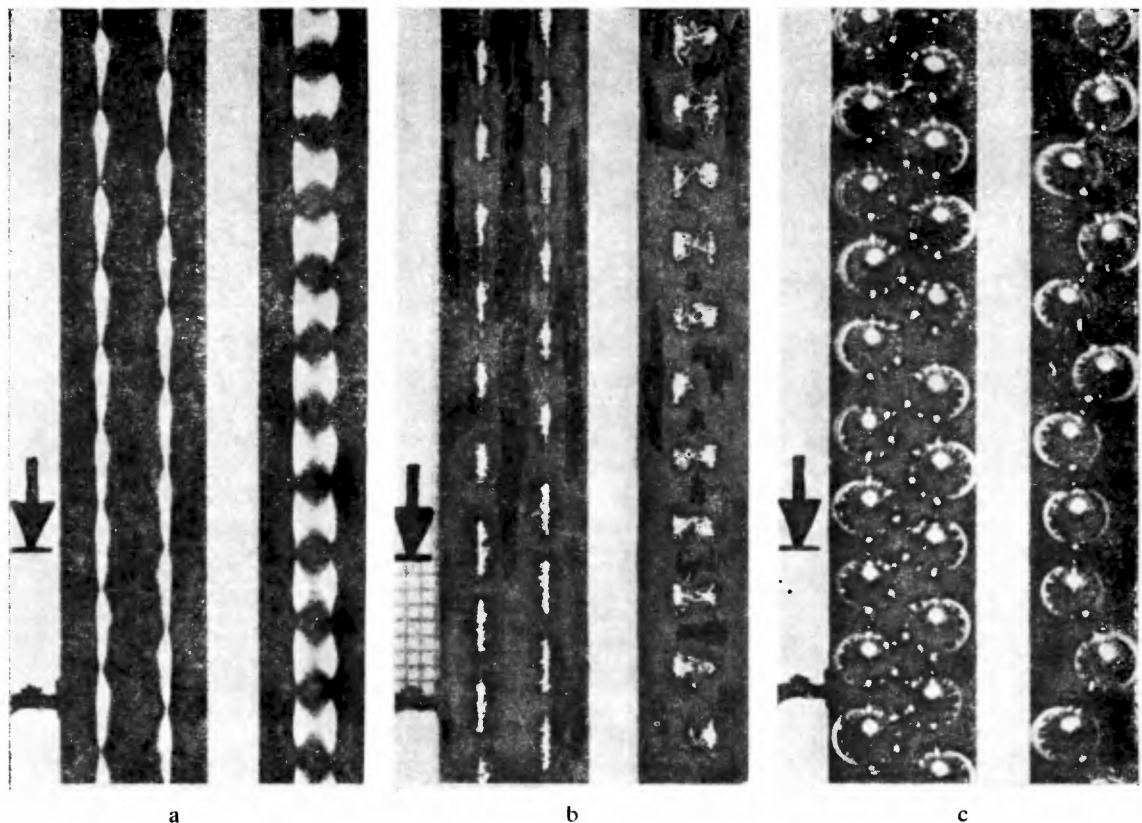
Rys. 11. Luka potrójna. A — trzy luki pojedyncze w bliskim sąsiedztwie, B — luka potrójna, konfiguracja o symetrii trójkrotnej, C — luka potrójna, konfiguracja o symetrii dwukrotnej, D — ślad ruchu luki potrójnej w sieci. $N = 331-3$



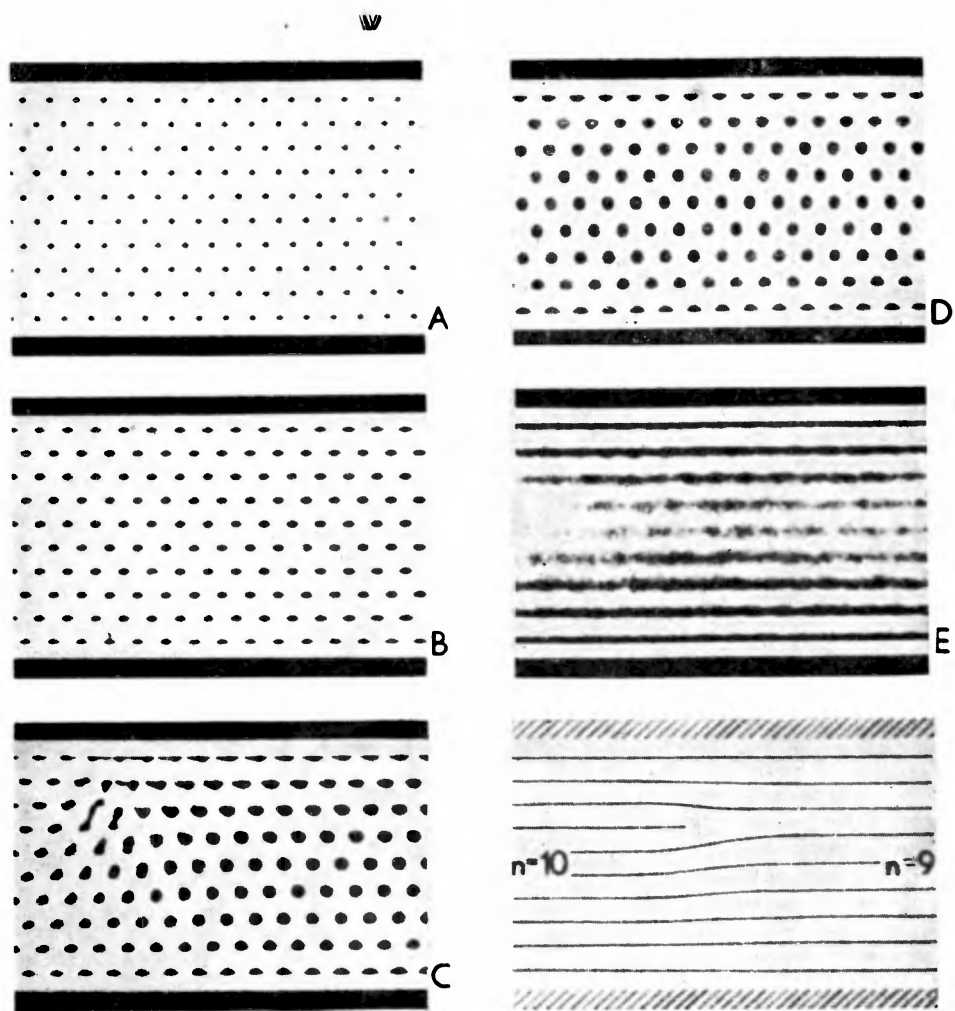
Rys. 12. Polikryształ i rekryształizacja. A — fragment próbki polikryształicznej; widoczne są fragmenty sześciu ziaren, B, C — kolejne etapy rekryształizacji, D — próbka po rekryształizacji w stanie równowagi. Po lewej widoczne są dwie dyslokacje. $N \approx 7500$



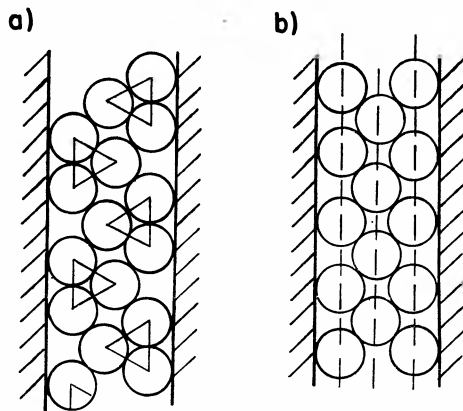
Rys. 12. Polikryształ i rekryształizacja. A — fragment próbki polikryształicznej; widoczne są fragmenty sześciu ziaren, B, C — kolejne etapy rekryształizacji, D — próbka po rekryształizacji w stanie równowagi. Po lewej widoczne są dwie dyslokacje. $N \approx 7500$



Rys. 13. Zdjęcia dwóch cienkich warstw twardych dysków o szerokości $D = 1,5\sigma$ i $D = 1,86\sigma$ i powierzchni względnej $a/a_0(D) = 1,1$: (a) zdjęcie długoczasowe (10 min) ukazujące strukturę zygzaka dla szerszej warstwy i strukturę symetryczną dla węższej; (b) zdjęcie krótkoczasowe ukazujące lokalizację ruchów cząstek w strukturze zygzaka i przeskoki w strukturze symetrycznej (widać, że w obu przypadkach dyski znajdują się większość czasu przy brzegach warstwy); (c) zdjęcie „błyskowe” ukazujące brak defektów w strukturze zygzakowatej dla szerszej warstwy i defekty, w postaci par sąsiednich dysków przy tym samym brzegu, dla węższej warstwy. $a_0(D)$ oznacza powierzchnię najgęstszej upakowania dysków przy zadanym D



Rys. 15. Profile gęstości w cienkiej warstwie twardych dysków $D = 9 \sigma$. Na rys. (C) widać współlistnienie dwóch struktur o różnej liczbie rzędów (co pokazano schematycznie obok)



Rys. 14. Gęsto upakowana struktura „trójkątna” (a) i struktura rzędków (b)

nej liczbie rzędków sugeruje przejście fazowe I rodzaju, co potwierdza przybliżona teoria typu objętości swobodnej [36]. Nie może to być przejście fazowe w ścisłym sensie, gdyż układ jest quasi-jednowymiarowy [2]. Stanowi ono zapowiedź przejść strukturalnych w cienkich warstwach twardych kul (patrz następny paragraf).

Rysunek 16 przedstawia profile gęstości dla kilku warstw o różnych szerokościach umieszczonych w stałym polu działającym wzdłuż warstwy. Widać, że zmiany struktury w warstwach zachodzą „miętko”. W szczególności dotyczy to „topnienia”, tzn. przejścia od struktur z widocznymi plamkami węzłów „sieci” do „płynu”, w którym profil gęstości jest widoczny w postaci jasnych i ciemnych pasków równoległych do brzegów warstwy. Jest to eksperymentalny dowód na to, że „szerokość krytyczna”, tzn. szerokość, powyżej której cienką warstwę twardych dysków można traktować jak dwuwymiarową, przekracza $D = 10 \sigma$.

3.2. Cienkie warstwy twardych kul

Problem przejść fazowych, które mogą pojawić się przy przechodzeniu od dwóch do trzech wymiarów, jest ze względu na grawitację znacznie trudniejszy do badania metodą symulacji mechanicznej od opisanego powyżej przejścia od jednego do dwóch wymiarów. Grawitacja sprawia, że ruch kul w trzecim wymiarze (tj. w pionie) nie jest swobodny, co stanowiło zaletę w symulacjach układów dwuwymiarowych, teraz jednak, gdy chcielibyśmy symulować układy trójwymiarowe, stanowi istotny czynnik zakłócający. Trudność tę można do pewnego stopnia pokonać. Wystarczy bowiem ograniczyć pudło również od góry montując nad nim np. szklaną płytkę i zwiększyć znacznie amplitudę sygnału zasilającego symulator. W sytuacji, gdy różnica energii potencjalnej kul (w polu grawitacyjnym) przy górnej i dolnej ścianie pudła będzie znacznie mniejsza od ich średniej energii kinetycznej, zaburzający wpływ pola grawitacyjnego będzie można zaniedbać i symulowany układ będzie bliski teoretycznej warstwie twardych kul.

Stosując tę właśnie metodę zbadano, co dzieje się w układzie twardych kul przy $D/\sigma = 1 + \epsilon$, tj. tuż po odejściu od granicy, w której jest on izomorficzny z układem twardych dysków.

Cienka warstwa twardych kul różni się istotnie od cienkiej warstwy twardych dysków. Jak to pokazano w poprzedniej części niniejszego rozdziału, odejście od granicy $D/\sigma = 1$ powoduje, że linia, na której ułożone są dyski, łamie się, co w przypadku dużej gęstości prowadzi do powstania charakterystycznej struktury zygzakowej, analogicznej do nisko-temperaturowego uporządkowania spinów w jednowymiarowym, antyferromagnetycznym modelu Isinga. W przypadku cienkiej warstwy twardych kul sytuacja jest bardziej złożona. Jeśli wyjść z płaskiej sieci trójkątnej kul, obserwowanej przy wysokiej gęstości dla $D/\sigma = 1$, to przy $D/\sigma = 1 + \epsilon$ sieć ta może „połamać się” w trzecim wymiarze: kule mogą wybierać położenia bliskie dolnej lub górnej ściany pudła. Przypomina to oczywiście zachowanie spinów w dwuwymiarowym, antyferromagnetycznym modelu Isina na sieci trójkątnej. Zauważmy jednak, że ten właśnie model jest w pełni sfrustrowany, tzn. w obrębie każdej trójkątnej plakietki sieci przynajmniej jedno z wiązań między spinami umieszczonymi w jej wierzchołkach musi znajdować się w stanie o wysokiej energii (spiny połączone tym wiązaniem są w tym samym stanie) [37]. Z drugiej strony wiadomo, że stan, w którym wszystkie wiązania między sąsiadującymi spinami mają niską energię, daje się osiągnąć w przypadku antyferromagnetycznego modelu Isinga zbudowanego na sieci kwadratowej. Stosując wspomnianą wyżej analogię możemy więc przypuszczać, że by obniżyć swą energię swobodną i uniknąć frustracji sieć kul w warstwie o $D/\sigma > 1$ powinna przejść z trójkątnej w kwadratową. Przeprowadzone eksperymenty symulacyjne pokazały, że tak jest w istocie [38]. Zdjęcia 17 i 18 przedstawiają tę przemianę.

Jak to już wspomniano we wstępie do niniejszego rozdziału, opisane wyżej strukturalne przejście fazowe zostało odnalezione w naturze, w doświadczeniach nad monodispersyjnymi zawieszinami polistyrenowymi [39]. Okazało się przy tym, że jest to jedynie pierwsze z całego szeregu przejść strukturalnych obserwowanych przy rosnącej grubości warstwy [40—43].

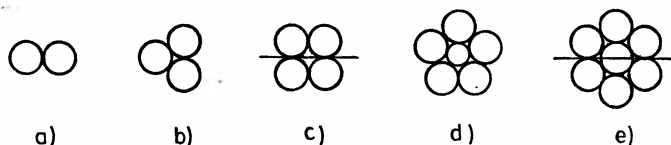
4. Dwuwymiarowe układy molekuł niesferycznych — problem rotacyjnych przejść fazowych

Jak już powiedzieliśmy, najprostszy model cząsteczki, w którym identyfikujemy ją z twardą kulką, pozwala na uzyskanie tylko jednej osobliwości w równaniu stanu. Osobliwość ta jest związana z topnieniem, a więc przejściem fazowym od uporządkowanego translacyjnie kryształu do nieuporządkowanego płynu. Jeśli do twardego potencjału, który stanowi w teorii [27, 28] układ referencyjny, dodamy „zaburzenie” w postaci centralnej części przyciągającej, to otrzymamy również drugą osobliwość — kondensację, związaną z przejściem fazowym pomiędzy dwiema fazami nieuporządkowanymi, cieczą i gazem, różniącymi się tylko gęstością.

Większość substancji występujących w naturze posiada jednak diagramy fazowe znacznie bardziej złożone niż te, które można uzyskać stosując model molekuly w postaci przyciągającej twardej kulki. W szczególności w modelu tym nie mieszczą się fazy ciekłokrystaliczne [44] i plastyczne [45], które ze względu na swe znaczenie w technologii są przedmiotem intensywnych badań fizyków. Fazy te można jednak uzyskać również w naszym prostym modelu, jeśli wprowadzić doń siły niecentralne, a więc do potencjału

oddziaływań międzymolekularnych anizotropię. Najprostszymi, i w pewnym sensie skrajnymi sposobami, którymi to można osiągnąć, są [46] ESM (*embedded site model*) i ISM (*interaction site model*). Pierwszy z nich polega na **osadzeniu** w pewnych **miejscach** twardej kulki „centrów zaburzeniowych” oddziałujących siłami centralnymi. W tym więc podejściu anizotropowe jest tylko oddziaływanie dalekozasięgowe, a korelacje krótkozasięgowe centrów molekularnych determinowane są przez kulisty rdzeń molekuly. W drugim podejściu (ISM) molekula składa się z mogących się przekrywać twardych kul (ich liczba może być nieskończona), w których środkach umieszczone są centra zaburzeniowe. Teraz anizotropia obejmuje również krótkozasięgowe korelacje centrów molekularnych. W szczególnym przypadku, gdy centra zaburzeniowe nie oddziałują, otrzymujemy układ referencyjny zwany RISM (*reference interaction site model*), w którym molekula reprezentowana jest przez swój niesferyczny twardy rdzeń [46]. Jest rzeczą naturalną oczekiwać, że w fazach o dużej gęstości (kryształy, kryształy plastyczne, ciekłe kryształy) rdzeń molekuly odgrywa podobnie istotną rolę, jak ma to miejsce w cieczach [47], a więc gęste układy twardych cząstek zasługują na szczególną uwagę.

W przypadku molekul anizotropowych można mówić nie tylko o translacyjnym porządku ich środków ciężkości, ale również o porządku orientacyjnym ich osi. Pozwala to określić ciekłe kryształy jako substancje z orientacyjnym uporządkowaniem osi, lecz bez translacyjnego uporządkowania środków ciężkości molekul w sieć krystaliczną. Najprostszą fazą ciekłokrystaliczną jest faza nematyczna, w której osie molekul są zorientowane równolegle, a środki ciężkości „tworzą” ciecz. Jeżeli przyjąć, że istnienie fazy nematycznej wiąże się tylko z kształtem cząstek ⁴, to najbardziej naturalnym jest wybór twardej molekuly w kształcie długiego cygara lub płaskiego krążka (w dwóch wymiarach może to być elipsa o stosunku osi znacznie różnym od jedności). Istnienia fazy nematycznej w tych modelach dowiodły symulacje komputerowe [48]. Przeciwnieństwem ciekłych kryształów są kryształy plastyczne lub ogólniej kryształy z orientacyjnym nieporządkiem, które — jak sama nazwa wskazuje — posiadają sieć krystaliczną, ale osie molekul są nieuporządkowane. W tym przypadku najprostszym modelem wydaje się być molekula „globularna”. Przykładem takich molekul w dwóch wymiarach są twarde multimery cykliczne (rys. 19), którym poświęcona jest pozostała część tego paragrafu.

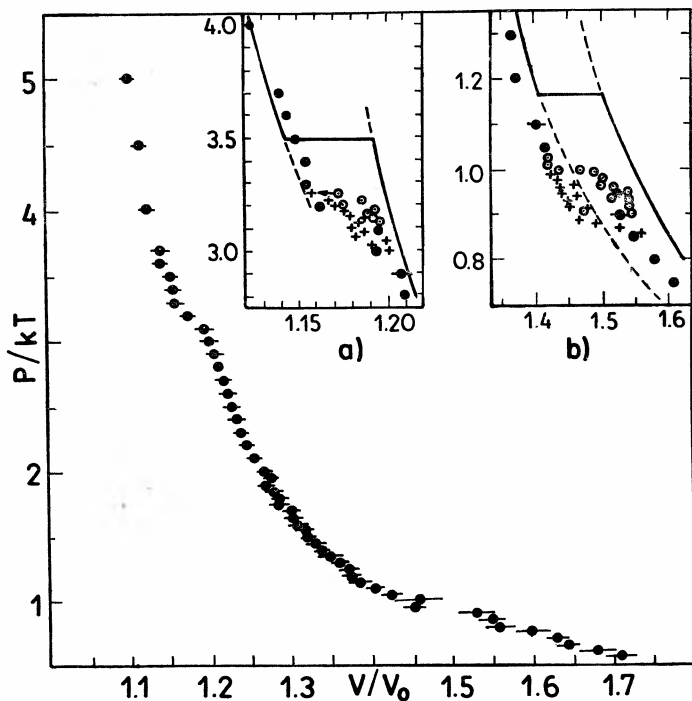


Rys. 19. Twarde multimery cykliczne: (a) dimer, (b) trimer, (c) tetramer, (d) pentamer, (e) heksamer. W przypadkach (c) i (e) zaznaczono osie, o których mowa w tekście. W przypadkach (d) i (e) zaznaczono dodatkowe dyski wprowadzone dla rejestracji środków molekul, a nie wnoszące nic do potencjału oddziaływań międzymolekularnych

⁴ W rzeczywistości istotne są również miękkie oddziaływania dalekozasięgowe, które — jak wynika z teorii Meiera-Saupego (patrz [44]) — mogą nawet same wytworzyć fazę nematyczną.

Twarde multimery cykliczne tworzą prostą klasę molekuł zbudowanych z identycznych twardych dysków o średnicy σ , umieszczonych w narożach wielokątów foremnych o boku σ . Chronologicznie pierwszym z badanych przez naszą grupę był heksamer — karykatura benzenu (rys. 19e). Symulacje mechaniczne przeprowadzone dla $N = 271$ cząstek [49, 50] wskazały na istnienie w układzie czterech profili gęstości, które dla zwięzłości nazwiemy „fazami” (cudzysłowu użyto dla podkreślenia, że nie muszą to być fazy w znaczeniu termodynamicznym; wynika to ze skończoności układu, warunków brzegowych oraz błędów doświadczalnych). Trzy pierwsze z nich: skręconą, prostą i rotacyjną przedstawiono na rys. 20. Czwartą jest płyn. W „fazie” skręconej osie molekuł skierowane są średnio pod niezerowym kątem względem osi krystalograficznych. Obraz, jaki obserwujemy, odzwierciedla wyraźnie rolę kształtu molekuł w gęsto upakowanych strukturach krystalicznych — w gęstym upakowaniu heksamerów dyski-atomy (włączając centralny, nieistotny dla oddziaływań molekularnych) tworzą gęsto upakowaną sieć trójkątną. Rotacja molekuł nie jest praktycznie obserwowalna, zanim powierzchnia względna d (stosunek powierzchni rzeczywistej pudła do powierzchni przy gęstym upakowaniu) nie osiągnie $d \approx 1,1$. Molekuły wykonują tylko małe ruchy oscylacyjne i libracyjne wokół swych średnich położeń i orientacji. W przedziale $d \in (1,1; 1,14)$ następuje gwałtowne „prostowanie” się osi molekuł, przy czym częstość rotacji szybko wzrasta. Dochodzimy do „fazy” prostej, w której średnia orientacja molekuł zgodna jest z osiami krystalicznymi, zaś obok ruchów libracyjnych występują sporadyczne obroty molekuł o $\pi/3$ wokół środka ciężkości. Wzrostowi d towarzyszy wzrost amplitudy ruchów libracyjnych i częstości obrotów oraz wzrost amplitudy oscylacji. Sześciokrotna symetria profili gęstości pojedynczych molekuł widoczna jest dobrze dla $d \lesssim 1,28$. Powyżej $d \approx 1,35$, w granicach błędu eksperymentalnego można przyjąć, że średnie profile molekularne widoczne są jako okrągłe „plamki” — układ jest w „fazie” rotacyjnej. Topnienie zachodzi w przedziale $d \in (1,46; 1,52)$. Na zdjęciach krótkoczasowych widać w nim współistnienie „faz”.

Dla porównania przeprowadzono również symulacje komputerowe powyższego układu [51]. Rysunek 21 przedstawia izotermę otrzymaną dla $N = 121$ cząstek w periodycznych warunkach brzegowych. Sugeruje on wyraźnie, że przejście między „fazą” skręconą i prostą jest I rodzaju, co potwierdza histereza widoczna dla $N = 225$, i zachodzi trochę powyżej przedziału otrzymanego z symulacji mechanicznych (za to w dobrej zgodności z prostą teorią objętości swobodnej [50]). Można to wytłumaczyć wpływem warunków brzegowych, które preferują „fazę” prostą w przypadku symulacji mechanicznych. Topnienie, które również ma charakter przejścia I rodzaju (widoczna histereza dla $N = 225$) zachodzi w doskonałej zgodności z wynikami symulacji mechanicznych. Przejście z „fazy” prostej do rotacyjnej nie jest praktycznie widoczne. Na rysunku 22 przedstawiono typowe profile jednocząstkowej orientacyjnej funkcji rozkładu (OSDF) dla gęstości reprezentatywnych dla poszczególnych „faz”. Krzywa odpowiadająca „fazie” skręconej ma maksimum poza zerem i zeruje się w pewnym przedziale kątów, co oznacza brak rotacji molekuł w układzie. W fazie płynnej, jak należało się spodziewać, OSDF jest linią poziomą. Dwie pozostałe krzywe odpowiadają „fazom”: prostej — krzywa z szerokim maksimum w kształcie trapezu, i rotacyjnej — krzywa z niskim maksimum w kształcie dzwonu. Należy podkreślić, że symetria 6-krotna OSDF zachowana jest aż do topnienia, a przej-

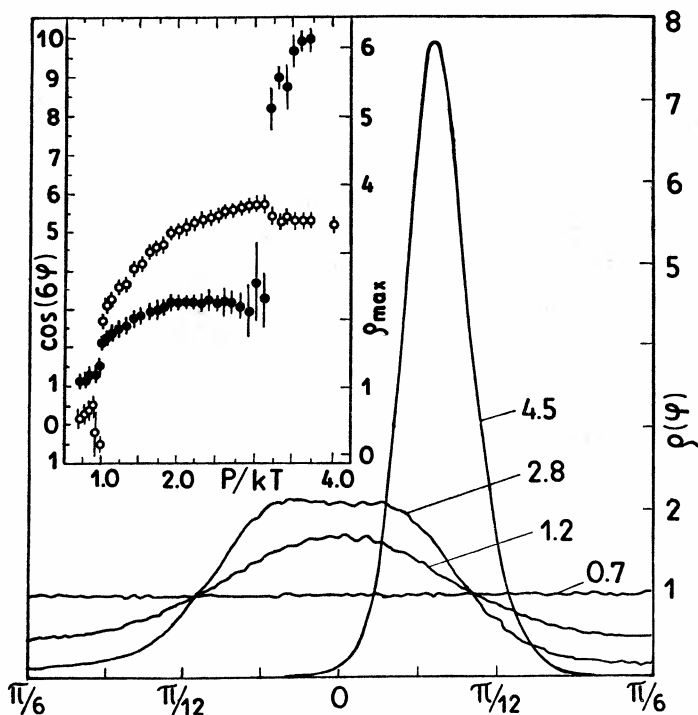


Rys. 21. Izoterma układu $N = 121$ twardych heksamerów cyklicznych w periodycznych warunkach brzegowych. W powiększeniu zaznaczono obszary: (a) przejścia od „fazy” skręconej do prostej i (b) topnienia dla $N = 225$ cząstek. W obu przypadkach widać histerezę. Linie ciągłe oznaczają: (a) izotermę otrzymaną w przybliżeniu objętości swobodnej [50] i (b) przeskalowaną zgodnie z sugestią zawartą w [49] izotermę układu twardych dysków. Linie przerywane reprezentują fazy metastabilne

ście od „fazy” prostej do rotacyjnej widoczne jest tylko w postaci niewielkiego skoku parametrów opisujących OSDF.

Z powyższego zestawienia wyników symulacji mechanicznych i komputerowych wynika, że z dużym stopniem pewności można przyjąć występowanie w układzie twardych heksamerów cyklicznych dwóch przejść fazowych I rodzaju: topnienia i przejścia od fazy skręconej do fazy o niższej gęstości. Otwarty pozostaje problem istnienia i rodzaju trzeciego przejścia. Biorąc pod uwagę, że czas potrzebny na wykonanie pojedynczego eksperymentu komputerowego (punktu na wykresie izotermy) dla $N = 225$ wynosi ok. dwóch godzin (i rośnie szybko ze wzrostem liczby cząstek), a otrzymanie profilu gęstości metodą symulacji mechanicznych trwa od 5 do 10 minut (bez względu na liczbę cząstek), można śmiało stwierdzić, że symulacje mechaniczne są niezmiernie użyteczne dla uzyskania informacji jakościowych.

Obserwacje innych multimerów cyklicznych pokazały, że jakościowe zmiany profilu gęstości w fazie krystalicznej, sugerujące przejścia fazowe, występują również w układach pentamerów [53] i teramerów [54]. Pentamery, reprezentowane w naturze przez cząstki takie jak furan, tiofen i pyrol, wykazują bardzo interesujące przejście od „fazy” z 5-krotną symetrią profilu gęstości molekuly do „fazy” z symetrią 6-krotną. Rysunek 23A przed-

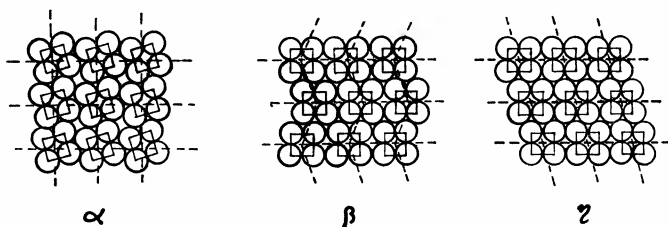


Rys. 22. OSDF układu $N = 121$ twardych heksamerów cyklicznych dla kilku wybranych ciśnień p reprezentujących: 4,5 — „fazę” skreconą, 2,8 — „fazę” prostą, 1,2 — „fazę” rotacyjną, 0,7 — plyn. Zaznaczono także przebiegi zależności ciśnieniowej średniej wartości $\langle \cos 6\varphi \rangle$ (kółka) i wartości maksimum OSDF (kropki)

stawia zaobserwowaną sieć krystaliczną pentamerów przy najgęstszych realizowanych eksperymentalnie upakowaniach, dając odpowiedź na pytanie jaką strukturę tworzą molekuly o symetrii 5-krotnej przy skrajnie wysokich gęstościach. Struktura taka jest stabilna nawet przy obniżeniu gęstości o kilka procent. Charakteryzuje ją brak rotacji i bardzo mała amplituda ruchów libracyjno-oscyłacyjnych molekuł. Na rys. 23B uwidoczniło to używając w eksperymencie kilku molekuł, w których tylko dwie kulki (centralna i jedna z zewnętrznych) odbijają światło. Przy mniejszych gęstościach molekuly zaczynają rotować, a średnie położenia ich środków ciężkości tworzą sieć trójkątną. Jest to widoczne na rys. 23C, który ujawnia również uderzającą zmianę symetrii profili molekuł widocznych w długiej skali czasowej jako sześciokąty. Stanowi to przekonującą ilustrację faktu, że te same obiekty mogą wyglądać inaczej w zależności od skali obserwacji. W tym przypadku skalę tę wyznacza czas, może być ona jednak wyznaczona przez inne parametry takie jak prędkość, energia ... Warto tu zauważyć, że przedstawiona zmiana symetrii jest możliwa wyłącznie dzięki istnieniu w układzie sprzężenia między orientacyjnymi i rotacyjnymi stopniami swobody (przy zamocowaniu środków cząstek symetria 6-krotna nie jest możliwa).

Układ twardych tetramerów także wykazuje przejście od „fazy” krystalicznej bez rotacji do „fazy” rotacyjnej [54]. Jest on jednak również interesujący z całkiem innego

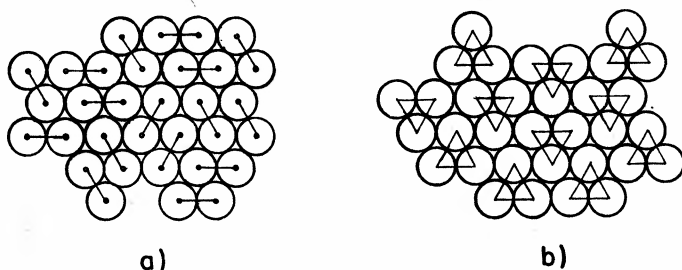
powodu. Chodzi o to, że gęste upakowanie może się w nim realizować poprzez kilka różnych struktur o tej samej gęstości (rys. 24). Przypomina to degenerację gęstego upakowania w układzie twardych kul, który posiada dwie różne struktury gęstego upakowania: po-



Rys. 24. Przykłady struktur gęsto upakowanych w układzie twardych tetramerów cyklicznych: a) — struktura kwadratowa ze skrzyżowanymi osiami molekuł, b) i c) struktura z liniami molekuł równoległymi do osi molekularnych (por. [53])

wierzchniowo centrowaną (fcc) i heksagonalną (hcp). Różnią się one tylko wzajemnym usytuowaniem kolejnych płaszczyzn, na których kule uporządkowane są zgodnie z symetrią trójkątną. Sieć hcp posiada dwie takie płaszczyzny powtarzające się naprzemiennie, a sieć fcc — trzy powtarzające się cyklicznie. Dotychczas nie znamy odpowiedzi na pytanie, która z tych struktur jest stabilna termodynamicznie [55]. W przypadku tetramerów w grę wchodzi więcej struktur. Można je podzielić na dwie klasy, z których pierwsza reprezentowana jest przez strukturę kwadratową z osiami molekuł skrzyżowanymi względem krystalicznych (struktura α — rys. 24A), a druga przez struktury podobne do β i η (rys. 24B, C), w których molekuly tworzą linie równoległe do jednej z ich osi. Teoria objętości swobodnej eliminuje strukturę α z pretendowania do roli termodynamicznie stabilnej [54]. Eksperyment komputerowy potwierdza to [56], nie rozstrzygając jednak, podobnie jak w przypadku twardych kul, która z pozostałych gęsto upakowanych struktur jest stabilna termodynamicznie.

Układy dimerów i trimerów [57] nie wykazują orientacyjnych przejść w kryształ, są jednak ciekawe, ponieważ nie tworzą struktur krystalicznych w tradycyjnym tego słowa znaczeniu. Wprawdzie pojedyncze dyski-atomy, z jakich te molekuly są zbudowane, tworzą sieć heksagonalną, lecz środki ciężkości molekuł i ich osie nie wykazują porządku translacyjnego, charakterystycznego dla kryształów (rys. 25). Łatwo jednak zauważyć,



Rys. 25. Niekryształiczna faza stała w układzie twardych dimerów i trimerów cyklicznych

że rozkłady środków ciężkości nie są chaotyczne, jak to zachodzi w szklach. Fazy dime-rów i trimerów o dużej gęstości reprezentują więc stan pośredni ciała stałego [58], przy-pominający pod wieloma względami quasi-kryształy [59].

Na zakończenie warto podkreślić, że we wszystkich badanych układach multimerów obserwuje się współistnienie faz w obszarze topnienia, co stanowi silny argument za tym, że topnienie jest w tych układach przejściem I rodzaju.

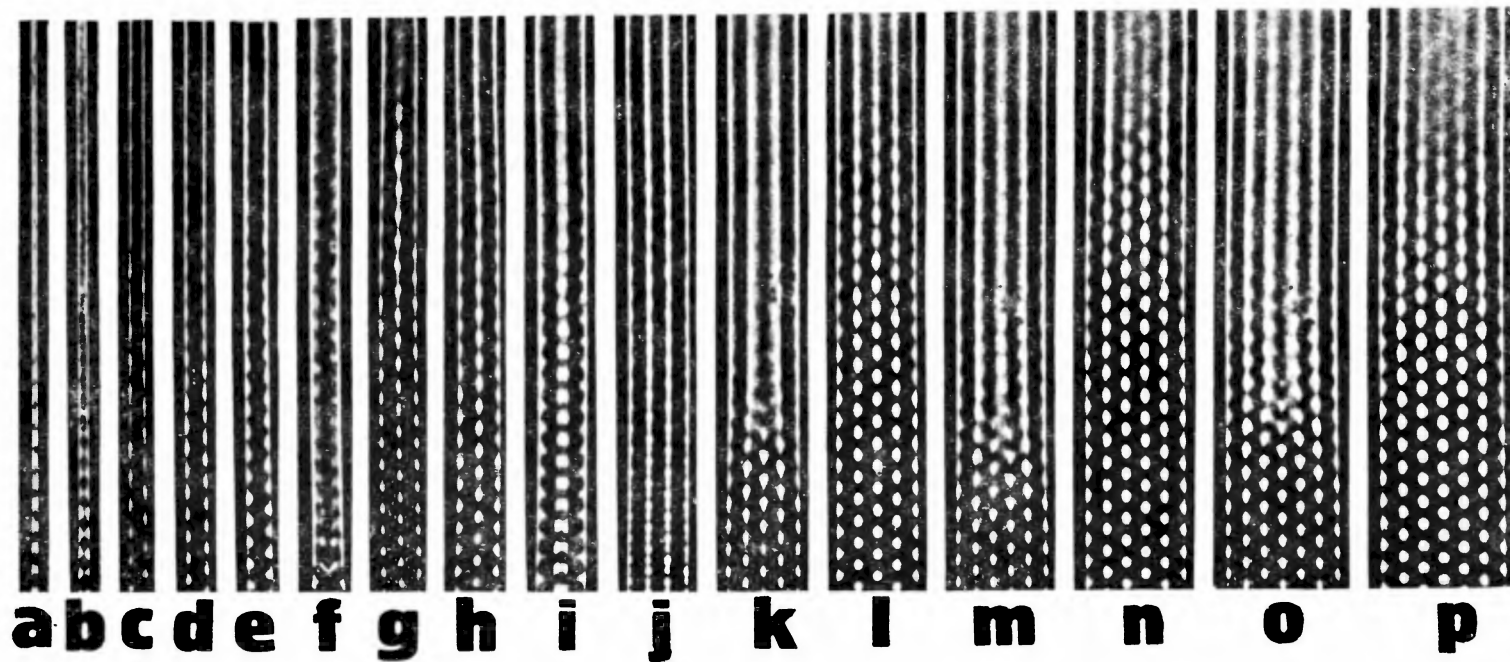
5. Dyskusja

Przedstawiona w niniejszej pracy metoda symulacji mechanicznej okazała się mimo swej prostoty mocnym narzędziem badania układów wielu ciał. Dobrze wykonany symu-lator pozwala na badanie dużych układów (liczba molekuł rzędu 10^4 - 10^5) w praktycznie nieograniczonym czasie symulacji. Układy tej wielkości jeszcze dziś trudno jest symulo-wać numerycznie. Zwiększenie liczby molekuł prowadzi nieodmiennie w przypadku symu-lacji numerycznych do wydłużenia obliczeń; po prostu kolejne kroki całkowania równań ruchu trzeba wykonywać dla każdej z molekuł oddzielnie. W przypadku symulacji mecha-nicznej „całkowanie równań ruchu” prowadzone jest jednocześnie dla wszystkich molekuł. Dla uzmysłowienia sobie „mocy obliczeniowej” metody SM oszacujemy liczbę zde-rzeń zachodzących w układzie podczas typowego doświadczenia. Średnia czasowa gęstość zderzeń wynosi w fazach o wysokiej gęstości ok. 10 s^{-1} na molekułę. Przy liczbie 10^4 molekuł i czasie trwania doświadczenia 10^4 s dochodzimy do sumarycznej liczby zderzeń rzędu 10^9 . Symulowanie numeryczne takich doświadczeń wymaga już użycia bardzo szyb-kiego komputera.

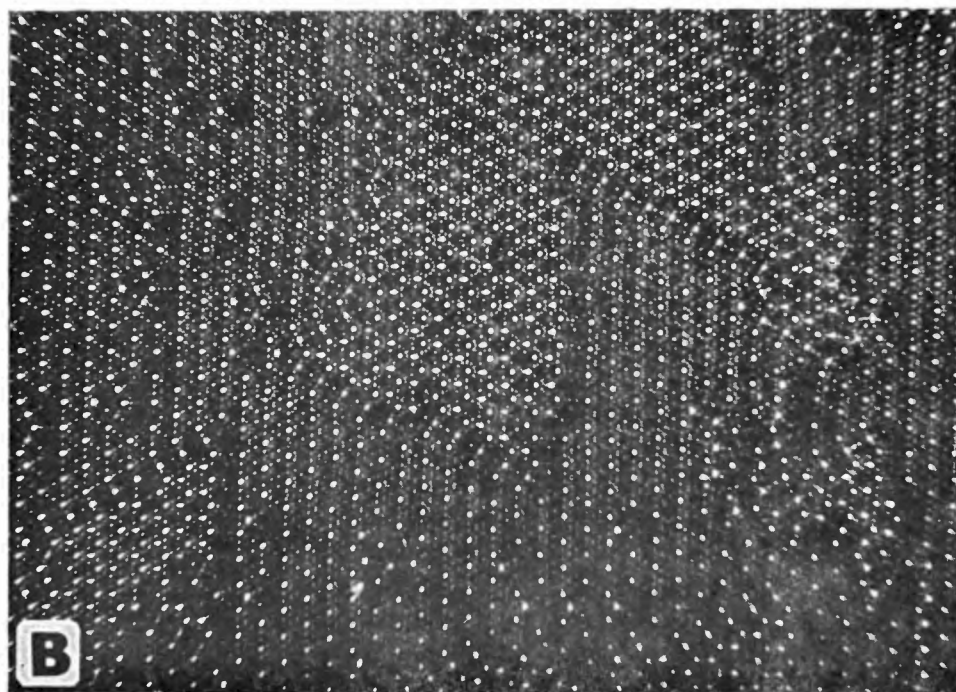
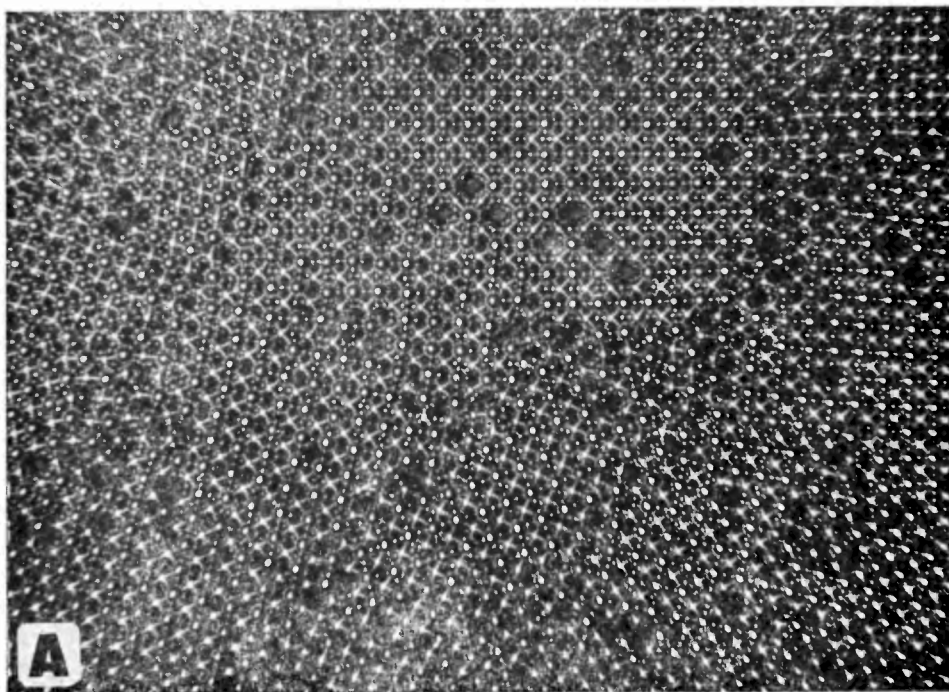
Oczywiście, metoda SM jest ze względu na swój analogowy charakter tylko jakościowa, ale w przypadku, gdy poszukujemy efektu tak wyraźnego, jak zmiana struktury układu w przejściu fazowym, jej użycie przynosi szybko rezultaty.

Jak się okazało, przejścia fazowe rejestrowane w doświadczeniach SM odnajdują się istotnie w symulacjach numerycznych. Zauważmy, że ze względu na swój koszt, symulacje numeryczne warto rozpoczynać, gdy już coś o badanym układzie wiadomo, choćby tylko tyle, w jakim zakresie parametrów stanu (np. gęstości) można przejścia fazowego ocze-kiwać i jaki jest jego charakter (uruchomienie rotacji, zniszczenie porządku translacyj-nego itp.), tych zaś informacji metoda SM szybko dostarcza.

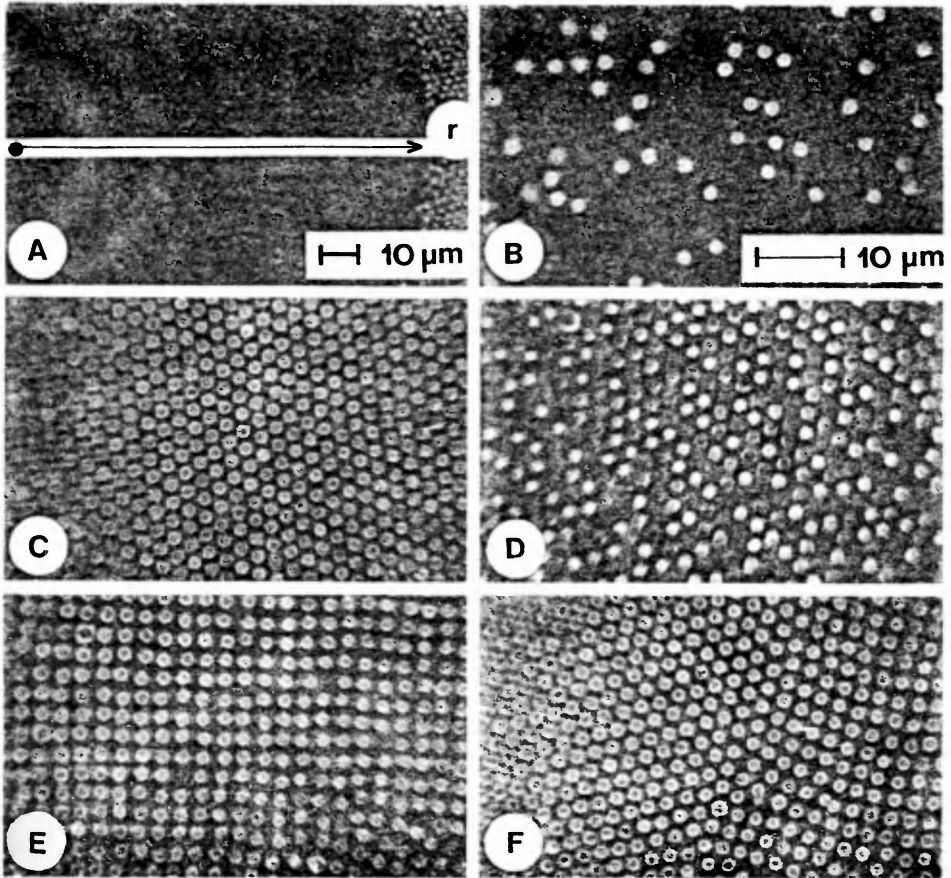
W swej najprostszej wersji opisanej w rozdz. 2 symulator mechaniczny może być traktowany jako pomoc naukowa umożliwiająca demonstrację tych obiektów fizyki, ukła-dów wielu ciał, których zilustrowanie przy pomocy statycznego obrazu pozbawione jest sensu, wytwarza bowiem w wyobraźni stykającego się z nimi po raz pierwszy studenta mylne intuicje. Obejrzenie „żywej” sieci kryształu twardych dysków, odczucie przez bez-pośredni dotyk jej elastyczności i skonfrontowanie tych doświadczeń z własnościami ukła-du kul w nieruchomym pudle pozwala w ogólności wytworzyć w oglądającym poprawne intuicje odnośnie do wielkości fizycznych (np. energii swobodnej) używanych w staty-stycznym opisie układu wielu ciał. Większość doświadczeń przedstawionych w roz-dziale 2 została zarejestrowana i opatrzona komentarzem w filmie popularno-nauko-wym wykonanym przez jednego z autorów niniejszej pracy (P.P) [60].



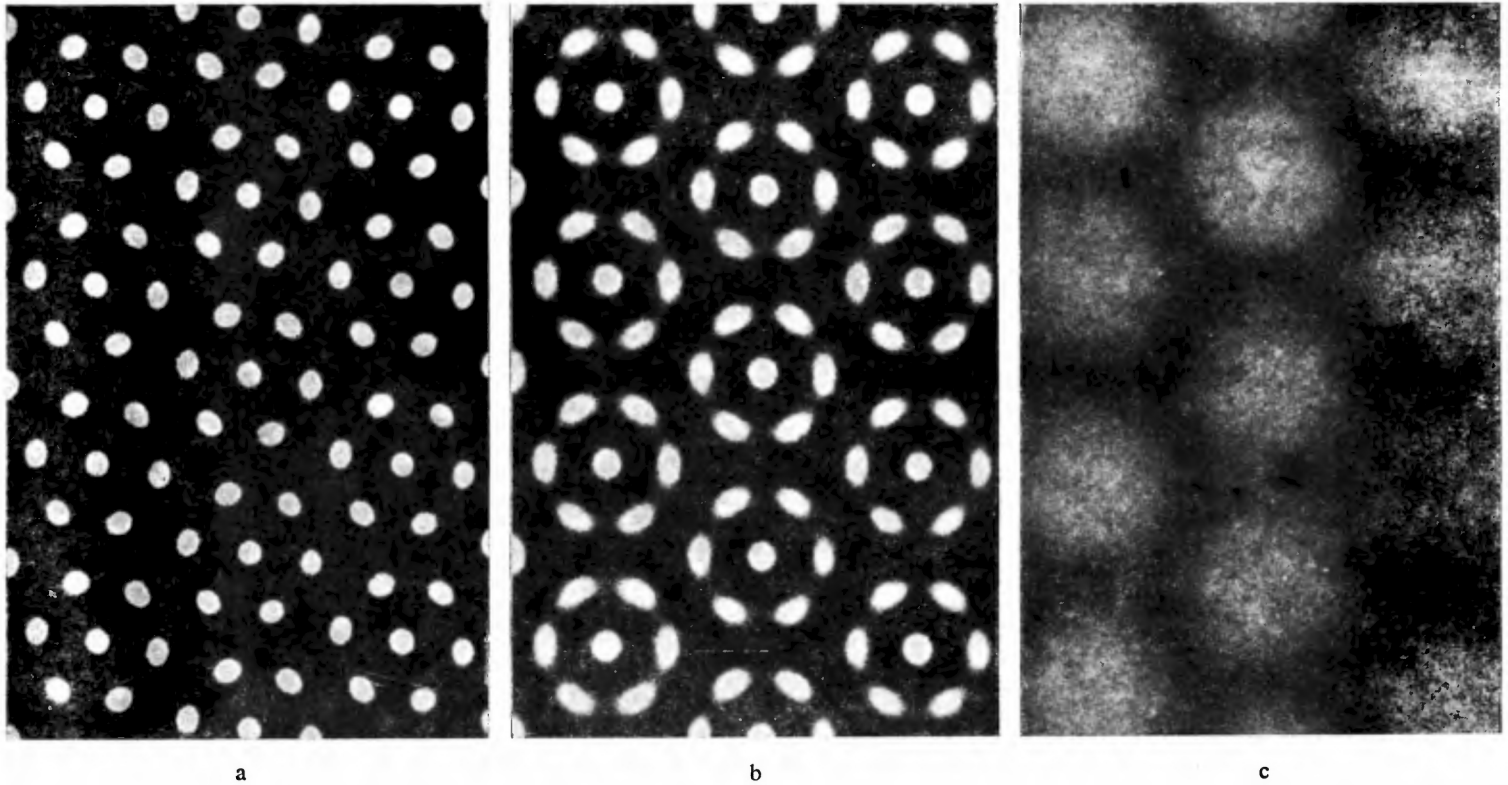
Rys. 16. Zdjęcie długoczasowe profilu gęstości dla kilku warstw twardych dysków o różnej szerokości umieszczonych w słabym polu skierowanym wzdłuż warstwy; a)–h): D/σ zmienia się od 1,25 do 3,00 co 0,25; i)–p): D/σ zmienia się od 3,50 do 6,50 co 0,5. Widac miękkie zmiany profilu gęstości wzdłuż warstw



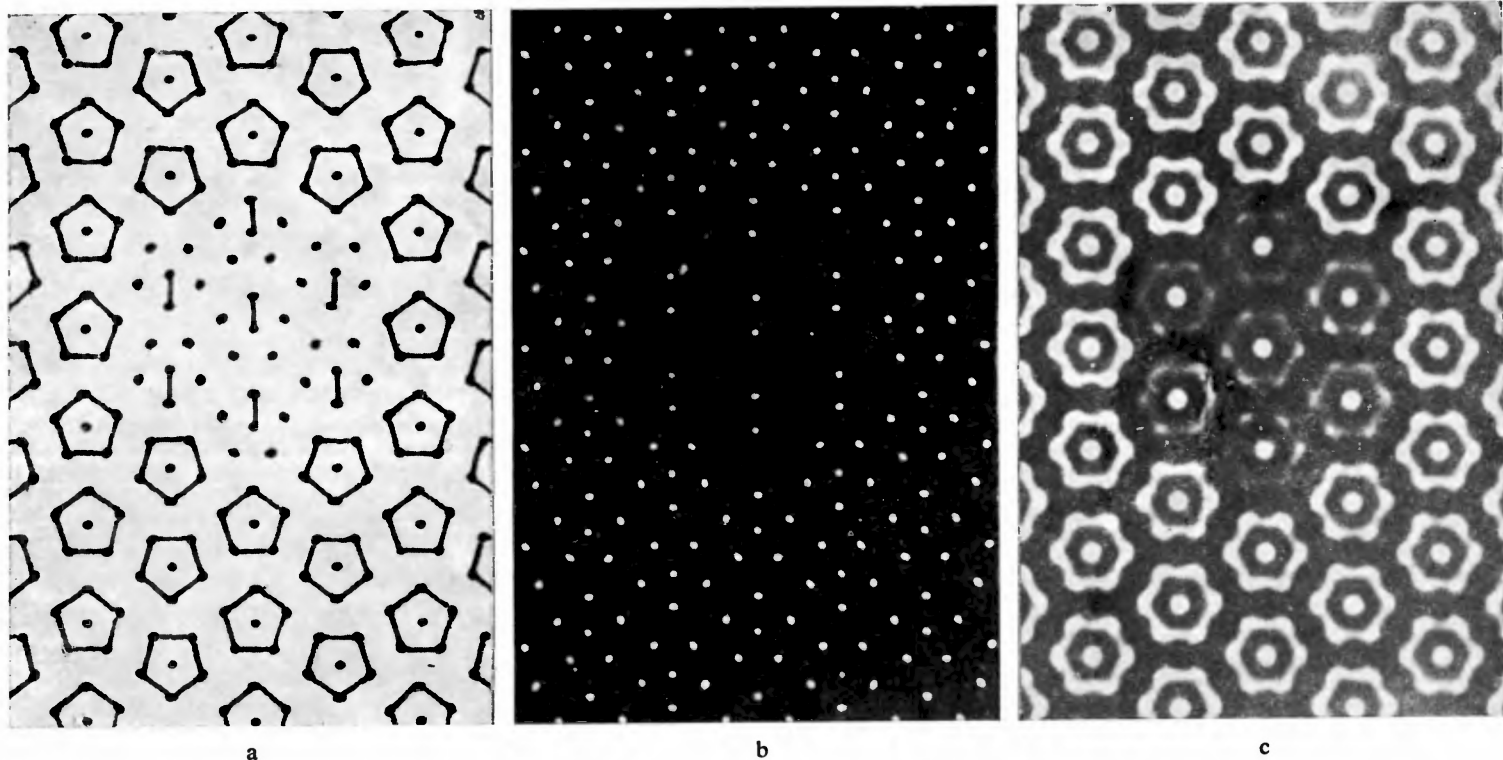
Rys. 17. Strukturalne przejście fazowe w podwójnej warstwie twardych kul. A — struktura kwadratowa obserwowana po odejściu od dwóch wymiarów, B — struktura trójkątna obserwowana dla większej grubości warstwy. Zdjęcie migawkowe



Rys. 18. Strukturalne przejścia fazowe obserwowane w cienkiej warstwie kulek polistyrenowych (średnica $\sigma = 1,1 \mu\text{m}$) w wodzie, A — „próżnia”, B — warstwa pojedyncza o małej gęstości; faza płynna, C — warstwa pojedyncza o dużej gęstości; faza stała o strukturze trójkątnej, D — początek przejścia w trzeci wymiar; warstwa pojedyncza o strukturze trójkątnej z nieporządkiem „górną—dół”, E — warstwa podwójna o strukturze kwadratowej, F — warstwa podwójna; przejście do struktury trójkątnej



Rys. 20. Fazy krystaliczne w układzie heksamerów cyklicznych



Rys. 23. Przejście od symetrii 5-krotnej do 6-krotnej w układzie twardych pentamerów cyklicznych: (a) struktura gęstego upakowania, (b) profil gęstości dla $d = 1,03$ (c) profil gęstości dla $d = 1,12$

*
* *

Autorzy są wdzięczni prof. J. Małeckiemu za liczne dyskusje zarówno nad samą ideą metody symulacji mechanicznej, jak i nad wynikami otrzymanymi przy jej użyciu. Większość zdjęć, zamieszczonych w prezentowanej pracy, otrzymaliśmy przy technicznej pomocy mgra J. Goslarsa.

DODATEK

Z termodynamiki wiadomo, że ciśnienie p , panujące w układzie fizycznym, jest równe minus pochodnej energii swobodnej F tego układu względem objętości V [61]:

$$p = -\frac{\partial F}{\partial V}. \quad (D1)$$

Mechanika statystyczna podaje przepis, jak można wyznaczyć F znając energię E_α w poszczególnych stanach układu α

$$F = -kT \ln \left[\sum_{\alpha} \exp(-E_{\alpha}/kT) \right]. \quad (D2)$$

W przypadku nierelatywistycznych układów klasycznych (D2) sprowadza się do

$$F = F_{id}(V, T) - kT \ln [Q_N(V, T)/(V\Omega)^N], \quad (D3)$$

gdzie F_{id} jest energią swobodną układu nieoddziałujących cząstek (gazu idealnego cząstek), a $Q_N(V, T)$ oznacza całkę konfiguracyjną będącą funkcjonałem potencjału oddziaływań międzymolekularnych $V(r^N, \Omega^N)$

$$Q_N(V, T) = \int_{V^N} d\mathbf{r}^N \int_{\Omega^N} d\Omega^N \exp[-U(r^N; \Omega^N)/kT]. \quad (D4)$$

Ponieważ r^N i Ω^N we wzorze (D4) określają położenia i orientacje wszystkich cząstek, krotność całki koniecznej do obliczenia Q_N jest proporcjonalna do N , które jest zwykle rzędu liczby Avogadro. Obliczenie takiej całki w przypadku ogólnym jest praktycznie niemożliwe; stąd konieczność uproszczeń. Klasę uproszczonych, choć nietrywialnych modeli stanowią układy twardych molekuł. W tym przypadku całkowity potencjał jest sumą potencjałów poszczególnych par

$$U_N(\mathbf{r}^N, \Omega^N) = \sum_{i < j}^N u(\mathbf{r}_i, \Omega_i, \mathbf{r}_j, \Omega_j), \quad (D5)$$

przy czym

$$u(\mathbf{r}_i, \Omega_i, \mathbf{r}_j, \Omega_j) = \begin{cases} \infty & \text{jeżeli molekuly } i\text{-ta i } j\text{-ta przekrywają się,} \\ 0 & \text{jeżeli nie ma przekrycia.} \end{cases}$$

Łatwo zauważyć, że całka konfiguracyjna układu twardych molekuł nie zależy od temperatury

$$Q_N(V, T) = Q_N(V) = \int_{\mathfrak{g}_N} \dots \int d\mathbf{r}_1 \dots d\mathbf{r}_N, \quad (D6)$$

gdzie \mathfrak{g}_N reprezentuje zbiór konfiguracji, w których żadne dwie molekuly nie przekrywają się

$$\mathfrak{g}_N = \{(r^N; \Omega^N) \in (V \times \Omega)^N : U^N(r^N; \Omega^N) = 0\}. \quad (D7)$$

Ze wzorów (D1) i (D3) wynika, że

$$\frac{p}{k_B T} = -\frac{1}{kT} \frac{\partial F}{\partial V} = -\frac{1}{kT} \frac{\partial F_{id}}{\partial V} - \frac{N}{V} + \frac{\partial}{\partial V} \ln Q_N(V) = \frac{P_{id}}{kT} - \frac{N}{V} + \frac{\partial}{\partial V} \ln Q_N(V). \quad (D8)$$

Ponieważ dla gazu idealnego cząstek zachodzi $\frac{P_{id}}{kT} = \frac{N}{V}$, więc ciśnienie w układzie twardych molekuł jest proporcjonalne do temperatury. Jeżeli więc znamy jedną izotermę, wszystkie pozostałe możemy otrzymać przez proste przeskalowanie.

Literatura

- [1] L. Tonks, *Phys. Rev.* **50**, 955 (1936).
- [2] L. Van Hove, *Physica* **16**, 137 (1950); M. Kummer, *Helv. Phys. Acta* **35**, 451 (1962).
- [3] N. Metropolis i in., *J. Chem. Phys.* **21**, 1087 (1953); B. J. Alder, T. E. Wainwright, *J. Chem. Phys.* **27**, 1207 (1957); K. Parliński, *Postępy Fizyki* **29**, 327 (1978).
- [4] B. J. Alder, T. E. Wainwright, *J. Chem. Phys.* **33**, 1439 (1960).
- [5] P. Pierański i in., *Philos. Mag.* **7**, 107 (1978).
- [6] W. E. Morrel, J. H. Hildebrandt, *J. Chem. Phys.* **4**, 224 (1936).
- [7] L. Bragg, J. E. Nye, *Proc. Roy. Soc.* **A190**, 474 (1974).
- [8] L. Bragg, W. M. Lomer, *Proc. Roy. Soc.* **A196**, 171 (1949).
- [9] W. M. Lomer, *Proc. Roy. Soc.* **A196**, 182, (1949).
- [10] W. M. Lomer, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **45**, 660 (1949).
- [11] W. M. Lomer, J. F. Nye, *Proc. Roy. Soc.* **A212**, 576 (1952).
- [12] E. Fukushima, A. Ookawa, *J. Phys. Soc. Japan* **8**, 609 (1953); **9**, 44 (1954); **10**, 970 (1955); **12**, 139 (1957).
- [13] A. Dietzel, E. Deeg, *Glastech. Ber.* **30**, 282 (1957).
- [14] J. D. Bernal, J. Mason, *Nature* **188**, 910 (1960).
- [15] G. D. Scott, *Nature* **194**, 956 (1962).
- [16] J. D. Bernal, S. V. King, w: *Physics of Simple Liquids*, rozdz. 6, North-Holland, Amsterdam 1968.
- [17] A. S. Nowick, S. R. Moder, *IBM Res. Dev.* **9**, 358 (1965).
- [18] A. J. Walton, A. G. Woodruff, *Contemp. Phys.* **10**, 59 (1969).
- [19] J. L. Finney, *Proc. Roy. Soc.* **A319**, 479 (1970).
- [20] W. M. Visscher, M. Bolsterli, *Nature* **239**, 504 (1972).
- [21] B. G. Eaton i in. *Am. J. Phys.* **47**, 132 (1979).
- [22] C. Betrencourt, E. Euyon, G. Giraud, *Eur. J. Phys.* **1**, 206 (1980).
- [23] D. Nelson i in., *Phil. Mag.* **A46**, 105 (1982).
- [24] R. P. Feynman i in., *The Feynman Lectures on Physics*, Addison-Wesley.
- [25] P. Pierański, *Am. J. Phys.* **53**, 68 (1984).
- [26] M. Godlewska, P. Pierański, *Opis ćwiczenia, I Pracownia Fizyczna*, Instytut Fizyki UJ, Kraków.
- [27] J. A. Barker, D. Henderson, *Rev. Mod. Phys.* **48**, 587 (1976).

- [28] J. P. Hansen, I. R. McDonald, *Theory of simple liquids*, Academic Press, London 1976; J. Stecki, *Termodynamika statystyczna*, PWN, Warszawa 1971.
- [29] J. A. Barker, *Lattice theories of the liquid state*, Pergamon, Oxford 1963; H. L. Vortler, *Phys. Lett.* **78A**, 266 (1980) i odnośniki tamże.
- [30] *Glassy metals*, red. H.-J. Güntherodt, H. Beck, Springer-Verlag 1981.
- [31] B. J. Alder, T. E. Wainwright, *Phys. Rev.* **127**, 359 (1962).
- [32] K. W. Wojciechowski i in., *Mol. Phys.* **42**, 435 (1981).
- [33] K. W. Wojciechowski, Praca doktorska 1980, IFM PAN w Poznaniu.
- [34] K. W. Wojciechowski, Piotr Pierański, J. Małecki, *J. Phys.* **A16**, 2197 (1983).
- [35] Piotr Pierański, J. Finney, *Acta Cryst.* **A35**, 194 (1979).
- [36] Piotr Pierański, J. Małecki, K. W. Wojciechowski, *Mol. Phys.* **40**, 225 (1980).
- [37] G. Toulouse, *Commun. Phys.* **2**, 115 (1977).
- [38] A. Bonissent, Piotr Pierański, Paweł Pierański, *Phil. Mag.* **50**, 57 (1984).
- [39] Paweł Pierański, *Contemp. Phys.* **24**, 25 (1983).
- [40] B. Pansu i in. *J. Physique* **44**, 531 (1983).
- [41] B. Pansu i in. *J. Physique* **45**, 331 (1984).
- [42] B. Pansu, Praca doktorska, Orsay 1984.
- [43] Paweł Pierański, L. Strzelecki, B. Pansu, *Phys. Rev. Letters* **50**, 900 (1984).
- [44] P. G. de Gennes, *The physics of liquid crystals*, Oxford University Press, Oxford, England 1976; S. Chandrasekhar, *Liquid crystals*, Cambridge University Press, Cambridge, England 1977.
- [45] *The Plastically Crystalline State*, red. J. N. Sherwood, Wiley, New York 1979.
- [46] D. Chandler, H. C. Andersen, *J. Chem. Phys.* **57**, 1930 (1972).
- [47] Zob. np.: T. B. Mac Rury i W. A. Steele, *J. Chem. Phys.* **66**, 2262 (1977).
- [48] D. Frenkel, *Mol. Phys.* **60**, 1(1987) i odnośniki tamże.
- [49] A. C. Brańka, Piotr Pierański, K. W. Wojciechowski, *J. Phys. Chem. Solids* **43**, 817 (1982).
- [50] K. W. Wojciechowski, A. C. Brańka, *J. Phys. Chem. Solids* **45**, 913 (1984).
- [51] K. W. Wojciechowski, A. C. Brańka, M. Parrinello, *Mol. Phys.* **53**, 1541 (1984).
- [52] K. W. Wojciechowski, *Mol. Phys.* **61**, 1247 (1987).
- [53] A. C. Brańka, K. W. Wojciechowski, *Phys. Lett.* **101A**, 352 (1984).
- [54] A. C. Brańka, K. W. Wojciechowski, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 846 (1983).
- [55] K. W. Kratky, *J. Chem. Phys.* **82**, 5760 (1985) i odnośniki tamże.
- [56] A. C. Brańka, K. W. Wojciechowski (w przygotowaniu).
- [57] A. C. Brańka, K. W. Wojciechowski, *Mol. Phys.* **56**, 1419 (1985).
- [58] K. W. Wojciechowski, ICTP Internal Report IC/86/322, Trieste, Włochy; K. W. Wojciechowski, *Phys. Lett.* **A122**, 377 (1987).
- [59] J. E. S. Socolar, T. J. Steinhardt, *Phys. Rev.* **B34**, 617 (1986) i odnośniki tamże.
- [60] Piotr Pierański, Franco Paese, *Molecular structure of matter*, Kasety wideo, system PAL, Beta-max, Università della Calabria, Cosenza, Włochy 1984.
- [61] K. Huang, *Mechanika statystyczna*, PWN, Warszawa, 1978.

NOWOŚCI NAUKOWE

Karol I. Wysokiński

Instytut Fizyki
Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej
Lublin

Odkrycie wysokotemperaturowych nadprzewodników

Discovery of the High Temperature Superconductors

Abstract: The physical properties of the recently discovered high temperature superconductors are reviewed. Short discussion of the possible mechanisms of superconductivity is also given.

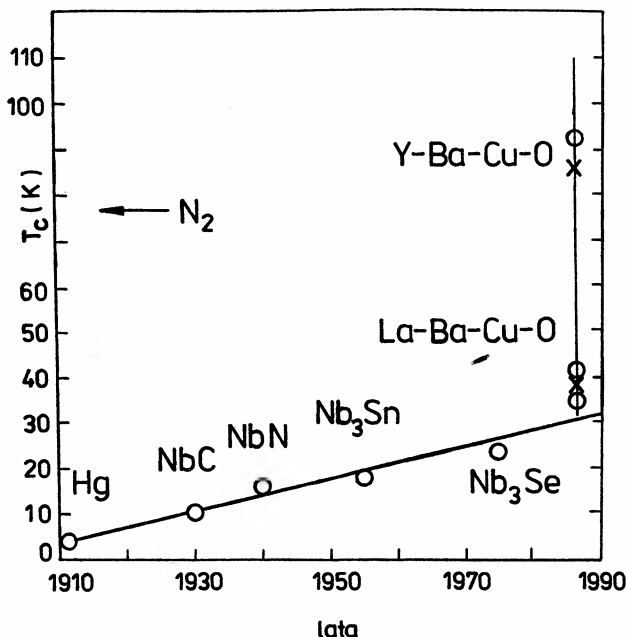
We wrześniu 1986 r. ukazała się praca J. G. Bednorza i K. A. Müllera [1] pt. „Possible High T_c Superconductivity in the Ba-La-Cu-O System”, w którym doniesiono, jak już zdradza tytuł, o obserwacji nadprzewodnictwa o wysokiej temperaturze. Aby uświadomić, co oznacza zwrot „wysoka temperatura przejścia” przypomnijmy¹, że najwyższą znaną do 1986 r. temperaturą przejścia w stan nadprzewodnictwa $T_c = 23.6$ K charakteryzował się związek Nb_3Ge [2] o strukturze krystalograficznej typu A15 (grupa przestrzenna $O_h^3 - Pm3n$). We wspomnianej pracy [1] temperatura przejścia wynosiła ok. 30 K. Odkrycie to wzbudziło nadzieje społeczności fizyków na wyprodukowanie materiałów o jeszcze wyższej temperaturze przejścia. Jak się wkrótce okazało, nadzieje te zostały spełnione. Już w styczniu 1987 r. prasa codzienna doniosła o odkryciu nadprzewodnictwa w temperaturze powyżej temperatury wrzenia ciekłego atotu (77 K). Wynik ten, $T_c = 93$ K, został już w marcu potwierdzony w literaturze naukowej [3, 4]. W tym samym miesiącu w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie [5] otrzymano nadprzewodzącą próbkę o $T_c \approx 90$ K, a miesiąc później w Poznaniu otrzymano próbkę o rekordowo wysokiej temperaturze przejścia wynoszącej ok. 110 K [6]. Intensywne badania własności nowych nadprzewodników prowadzone są także w innych laboratoriach w Polsce m. in. w Instytucie Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu, a także w Koszalinie, Krakowie i Lublinie.

Agencyjne doniesienia o odkryciu w USA, Japonii i ZSRR materiałów o temperaturze przejścia w stan nadprzewodnictwa wynoszącej od 240 do 250 K nie zostały jeszcze

¹ O nadprzewodnictwie pisano w *Postęпах Fizyki* wielokrotnie. B. Makiej (22, 39 (1971)) pisał o mechanizmach nadprzewodnictwa, B. B. Goodman (24, 371 (1973)) o jego zastosowaniach, J. Rauluszkiewicz (23, 181 (1972) i 38, 21 (1987)) o spektroskopii tunelowej. Nadprzewodnictwo w półprzewodnikach opisane jest w artykule L. Śniadowera (23, 157 (1972)). Patrz także [28].

oficjalnie potwierdzone, a dotychczasowe informacje (kwiecień 1987) uzyskiwane kanałami prywatnymi sugerują dużą niepewność wyników, związaną być może z metastabilnym charakterem nadprzewodzącej fazy.

W chwili obecnej nieznane są teoretyczne ograniczenia wartości temperatury przejścia w stan nadprzewodzący. Możliwe jest, że już wkrótce będziemy mieli nadprzewodniki w temperaturze pokojowej. Niezależnie jednak od dalszych losów intensywnych poszukiwań materiałów o jeszcze wyższych wartościach T_c trudno jest przecenić znaczenie dotychczasowych odkryć. Wyobrażenie o jakości i tempie odkryć materiałów o wysokiej T_c , dokonywanych w ostatnim okresie, daje rys. 1, na którym maksymalną osiągniętą tem-



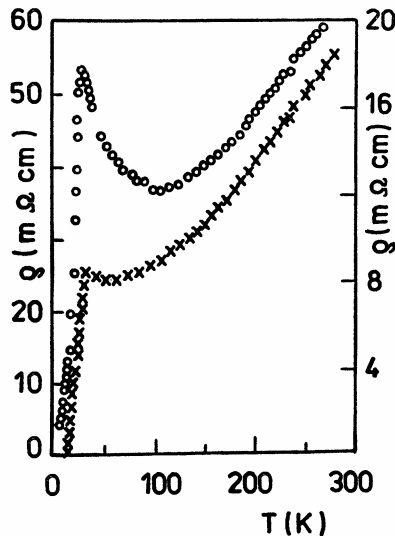
Rys. 1. Historia odkryć nadprzewodników. Na osi pionowej odłożono maksymalną osiągniętą w danym roku temperaturę przejścia

peraturę przejścia odłożono w funkcji czasu. Jak widać, do 1986 r. średni wzrost T_c wynosił ok. 1/3 stopnia na rok. W ciągu ostatniego pół roku uzyskano wzrost o ok. 100 K. Marzenie wielu pokoleń fizyków, związanych z badaniem i zastosowaniem nadprzewodnictwa, o odkryciu nadprzewodnictwa w temperaturach azotowych zostało więc spełnione. Szeroki rezonans społeczny nowych odkryć wiąże się z potencjalnymi korzyściami płynącymi z ich zastosowania. Trudno jest w chwili obecnej odpowiedzieć na pytanie o możliwościach zastosowania nowych materiałów. Zależy to od wielu czynników: parametrów, jakimi te materiały będą się charakteryzować, kosztów wytwarzania itp. Do problemu tego powrócimy pod koniec artykułu.

Odkrycia ostatniego półrocza przełamały dwie dość ważne bariery. Pierwsza to magiczna granica temperatur azotowych. Druga jest natury technologicznej — otóż tlenki będące zwykle dobrymi izolatorami okazały się tutaj układami metalicznymi o niezwykle

wysokiej temperaturze przejścia w stan nadprzewodnictwa. Znane wcześniej nadprzewodniki, jak np. SrTiO_3 o $T_c = 0,7$ K [7] czy $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ o $T_c = 13$ K [8] były raczej wyjątkami od reguły.

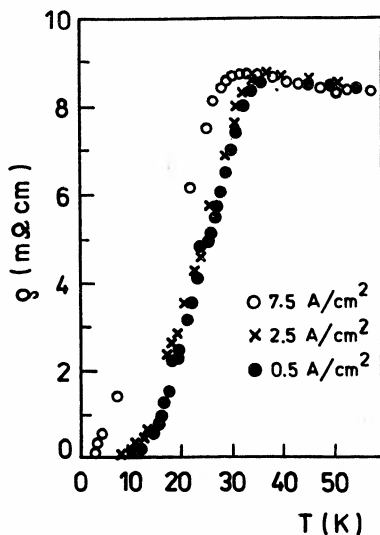
Nowo odkryte tlenki są układami o dość złożonej strukturze chemicznej. W pracy [1] badano tlenki o ogólnym wzorze $\text{La}_{5-x}\text{Ba}_x\text{Cu}_5\text{O}_{5(3-y)}$ dla $x = 1$ i $x = 0,75$. Parametr y określający koncentrację luk tlenowych nie był określony ilościowo. Typową zależność oporu właściwego materiału ρ od temperatury T dla różnych koncentracji x baru pokazano na rys. 2. Wyraźnie widać charakterystyczny wzrost oporu w niskich tempe-



Rys. 2. Zależność oporu właściwego ρ od temperatury $\text{La}_{5-x}\text{Ba}_x\text{Cu}_5\text{O}_{5(3-y)}$ dla $x = 1$ (○○○) oraz $x = 0,75$ (×××) zaczerpnięta z pracy [1]

raturach, prawdopodobnie związany z efektami lokalizacyjnymi w nieuporządkowanym układzie. O znacznym stopniu nieuporządkowania świadczy także bardzo duża wartość oporu właściwego ρ w temperaturach wyższych od T_c ; ρ przyjmuje tu wartości bliskie teoretycznym oszacowaniom krytycznego oporu, przy którym następuje przejście Andersona metal-izolator.

Nadprzewodzące tlenki La-Ba-Cu-O uzyskuje się różnymi metodami. Zawsze jednak reakcje zachodzą w stanie stałym w wysokich temperaturach. Otrzymane spieki ceramiczne są polikryształami o bardzo drobnych ziarnach. Pomiary prowadzi się po ich uprzednim sprasowaniu. Te fakty są prawdopodobnie przyczyną niskich prądów krytycznych. Rys. 3 pokazuje $\rho(T)$ próbki z $x = 0,75$ dla różnych wartości gęstości prądu płynącego przez próbkę. Wzrost gęstości prądu j powoduje znaczne obniżenie temperatury przejścia w stan nadprzewodnictwa ($\rho = 0$). Charakterystyczną cechą nadprzewodników na bazie lantanu jest dość szerokie przejście określone jako przedział temperatur ΔT od temperatury T_{c0} , przy której opór zaczyna silnie maleć do temperatury T_c , w której ma wartość zero. Szerokość przejścia najprawdopodobniej zależy od jakości próbek i może być związana z niejednorodnościami składu. Znaczna szerokość przejścia, wielo-

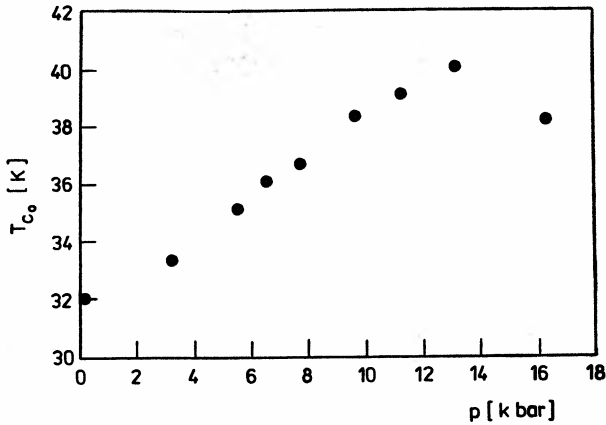


Rys. 3. Zależność $\rho(T)$ dla różnych gęstości prądu, $x = 0,75$, [1]

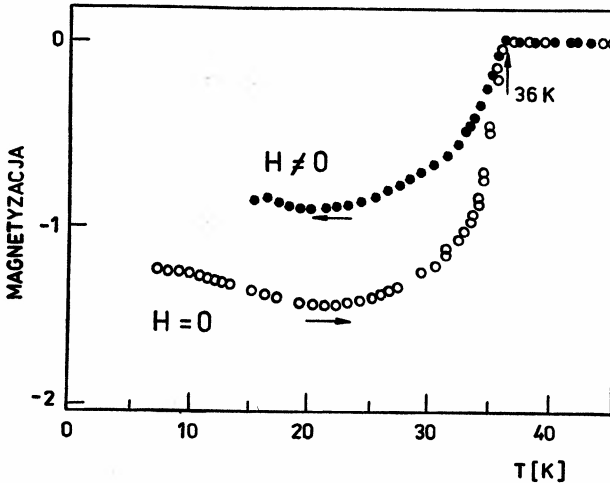
fazowość badanych próbek oraz ich polikrystaliczna struktura sprawiają, że często podaje się wartość T_{c_0} jako temperaturę przejścia. Na rys. 4 pokazano zależność T_{c_0} [9] od ciśnienia hydrostatycznego dla układu La-Ba-Cu-O. T_{c_0} wzrasta bardzo silnie ze wzrostem ciśnienia. Badania układu, w którym bar został zastąpiony strontem [5], nie potwierdziły tak silnego efektu.

Pomiary magnetyzacji (efekt Meissnera) pozwalają określić, jaka część próbki jest w stanie nadprzewodzącym. Na rys. 5 przedstawione są pomiary [10] magnetyzacji w funkcji temperatury. Widać wyraźnie przejście w temperaturze 36 K. Porównanie wartości podatności w niskich temperaturach z pomiarami, np. dla ołowiu, pozwala stwierdzić, że 60–70% materiału jest w stanie nadprzewodzącym. Świadczy to niewątpliwie o objętościowym, a nie tylko powierzchniowym, charakterze nadprzewodnictwa. Różnica pomiędzy wartością magnetyzacji próbki ochłodzonej w obecności słabego pola i odpowiednim pomiarem bez pola związana jest z porowatością materiału. Szczegółowa analiza występowania nadprzewodnictwa w związkach $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [11] wykazała, że efekt występuje dla koncentracji składnika z drugiej grupy z przedziału $0,05 \leq x < 0,4$, przy czym maksymalną temperaturę przejścia (ok. 40 K) oraz najwęższe przejście $\Delta T \approx 2$ K zaobserwowano dla $x \approx 0,15$. Przy innych koncentracjach przejście było szersze i zachodziło w niższej temperaturze, np. dla $x = 0,375$, $T_{c_0} = 11,5$ K, zaś dla $x = 0,4$ nie zaobserwowano przejścia aż do 4,2 K. Związki te są nadprzewodnikami drugiego rodzaju. Związek $\text{La}_{1,8}\text{Sr}_{0,2}\text{CuO}_4$ charakteryzuje się [12] bardzo dużym parametrem Ginzburga-Landaua $\kappa = 120 \pm 15$ i małą długością koherencji $\xi = 21 \pm 2$ Å. Jego pole krytyczne H_{c_2} oszacowano [12] w $T = 0$ K na 530 kOe, zaś prąd krytyczny wynosił przy $H = 60$ kOe i $T = 4,2$ K tylko $2 \cdot 10^3$ A/cm². Istnieje jednak nadzieja, że uda się osiągnąć wyższe prądy krytyczne niezbędne w praktycznych zastosowaniach tych materiałów.

Badania próbek polikrystalicznych pozwoliły na uzyskanie wielu cennych informacji,

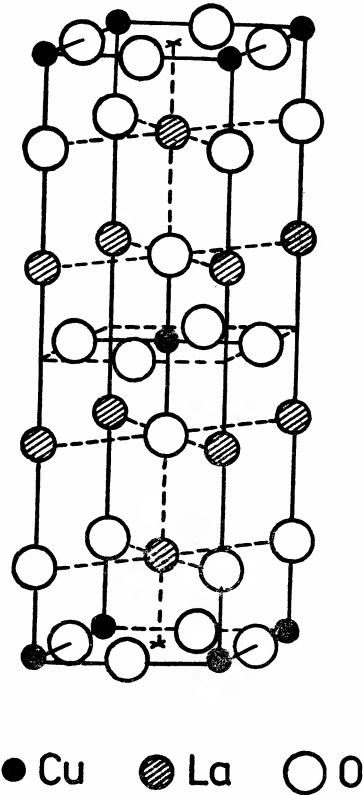


Rys. 4. Zależność temperatury przejścia T_{c0} od ciśnienia hydrostatycznego. Przy ciśnieniu 16,3 kbar próbka uległa zniszczeniu [9]



Rys. 5. Pomiary magnetyzacji w funkcji temperatury. 60 do 70 procent próbki jest w stanie nadprzewodzącym. Przypadek $H \neq 0$ oznacza, że próbkę oziębiono w słabym ($H = 8,7$ Oe) zewnętrznym polu magnetycznym [10]

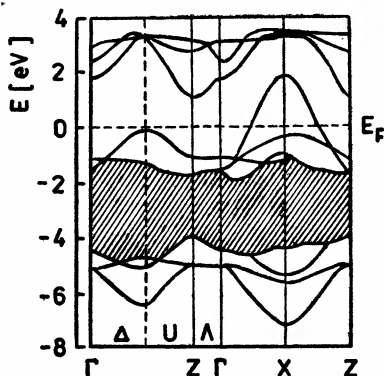
a dalsze odkrycia niewątpliwie nastąpią. Już w pierwszych pracach [1, 10–12] określono wiele szczegółów krystalograficznych. Otóż związki La–M–Cu–O, gdzie $M = \text{Ba}$, Sr lub Ca krystalizują w układzie tetragonalnym i mają komórkę przestrzennie centrowaną (bct). W narożach oraz w centrum prostopadłościanu znajdują się atomy miedzi (rys. 6) otoczone sześcioma atomami tlenu umieszczonymi w narożach ośmiościanów. Odległość od miedzi do tlenu leżącego w płaszczyźnie (xy) wynosi $1,9 \text{ \AA}$ i jest o około $0,5 \text{ \AA}$ mniejsza niż odległość od Cu do tlenu leżącego ponad tą płaszczyzną. W rezultacie związek posiada dość wyraźne cechy układu warstwowego, quasi-dwuwymiarowego. Fakt ten potwierdzają obliczenia struktury energetycznej [13, 14]. Pasma energetyczne



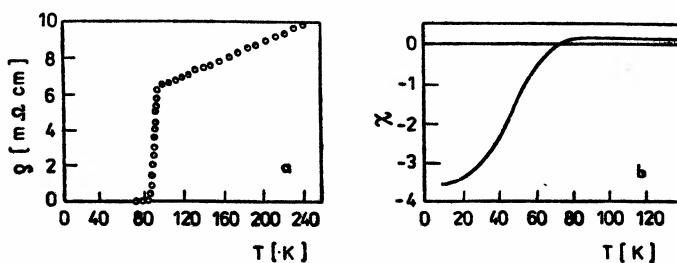
Rys. 6. Komórka elementarna kryształu La_2CuO_4 . Grupa symetrii D_4^{17} ($14/mmm$) [27]

w kierunku k_z wykazują minimalną dyspersję. Na rys. 7 kierunkowi temu odpowiada linia A ($\Gamma-Z$) w strefie Brillouina.

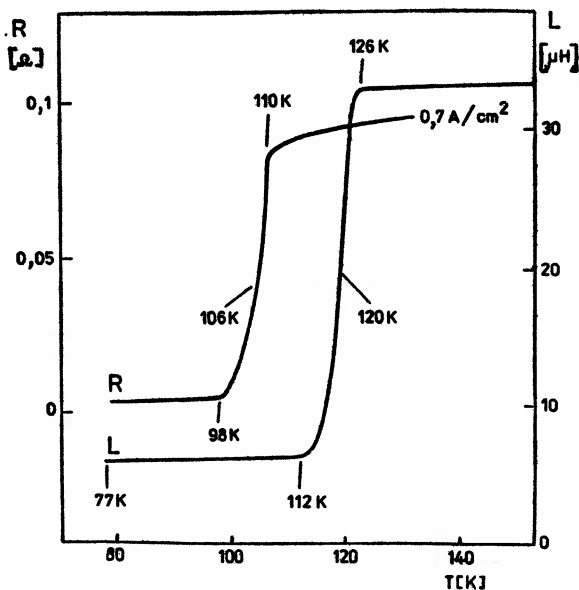
Związki z lantanem o ogólnym składzie $\text{La}_{2-x}\text{M}_x\text{CuO}_4$, gdzie $M = \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$ mają temperaturę przejścia w stan nadprzewodnictwa ok. 30 K. Jak już mówiliśmy, znacznie wyższą temperaturą przejścia charakteryzują się związki, w których lantan zastąpiony zostaje itrem (Y) [3—6, 15, 16]. Na rys. 8a, b pokazano zależność od temperatury oporu właściwego oraz podatności magnetycznej. Wyraźne przejście występuje w temperaturach wyższych od 80 K. Przedstawione tu wyniki uzyskano [3] dla próbki o składzie $\text{Y}_{1,2}\text{Ba}_{0,8}\text{Cu}_4-\delta$, $\delta > 0$. Sygnał diamagnetyczny na rys. 8b stanowi 24% sygnału od próbki Pb o podobnych rozmiarach. Ponieważ dane dyfraktometryczne wskazywały na obecność wielu niestabilnych faz, wynik ten może świadczyć o ilości fazy nadprzewodzącej w próbce. Nieco inne wyniki pomiarów oporu R próbki oraz indukcyjności L cewki z umieszczoną wewnątrz niej próbką o rozmiarach $4 \times 5 \times 19 \text{ mm}^3$ pokazano na rys. 9 [6]. Stan zerowego oporu osiągnięto w temperaturze $T = 98 \text{ K}$. Pomiaru indukcyjności wykazują jeszcze wyższą temperaturę przejścia. Wstępne pomiary dyfraktometryczne wskazują, że faza nadprzewodząca ma strukturę ortorombową [6, 17] (grupa przestrzenna Pmmm). Systematyczne badania [18] związków $Y\text{-Ba-Cu-O}$ pozwoliły



Rys. 7. Obliczone widmo energii wzdłuż linii symetrii w strefie Brillouina. Linia Δ odpowiada kierunkowi osi c w sieci tetragonalnej [13]



Rys. 8. Zależność od temperatury a) oporu i b) podatności magnetycznej dla próbki $Y_{1,2}Ba_{0,8}CuO_4$ [3]



Rys. 9. Zależności temperaturowe oporu R i magnetyzacji ($\sim L$) próbki o rekordowo wysokiej temperaturze przejścia [6]

na stwierdzenie, że tylko związki, w których stosunek liczby atomów $Y : Ba : Cu$ jest taki, jak $1 : 2 : 3$ są nadprzewodzące.

Nie będę omawiał struktury krystalograficznej i energetycznej [19] związków itru. Istnieje wprawdzie dużo danych doświadczalnych, lecz nie zawsze są one zgodne ze sobą. W tych związkach szczególnie ważną rolę odgrywają odstępstwa od stechiometrii związane z brakiem tlenu, i uzyskiwane wyniki często zależą od założonego rozłożenia tlenów w komórce elementarnej.

Podstawowym problemem jest mechanizm nadprzewodnictwa w nowych materiałach. Dodatkowego znaczenia temu problemowi nadaje fakt odkrycia wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa $T_c \approx 90$ K w związkach $Th_{5-x}Ba_xM_{2-0.5x}Cu_5O_{13+y}$, gdzie $M = Pb, Zr$ i $Ba-Y-M-Cu-O$ z $M = Dy, Lu$ itp [20, 21]. Jak to się dzieje, że paramagnetyczne jony ziem rzadkich nie niszczą [28] nadprzewodnictwa?

Nie usiłując rozwiązać zagadki jonów paramagnetycznych, zastanówmy się nad problemami teoretycznego opisu zjawiska w związkach lantanu i itru. Teoria BCS (Bardeen-Coopera-Schiriffera), a podobnie także teoria Eliashberga, prowadzi do wzoru na temperaturę przejścia w postaci

$$T_c = \theta_D e^{-\frac{1}{\lambda}} \quad (1)$$

gdzie θ_D oznacza temperaturę Debye'a związku, natomiast λ jest parametrem opisującym efektywne oddziaływanie przyciągające pomiędzy elektronami. Wielkość λ zależy od obecności niskoczęstotliwościowych modów w widmie fononowym. Istnieją pewne sugestie teoretyczne, że w związkach z lantanem temperatura Debye'a jest bardzo wysoka, dzięki obecności tlenu oraz występowaniu miedzi w dwu różnych stopniach utlenienia Cu^{3+} i Cu^{2+} . W pracy [22] obliczono, że θ_D może osiągać wartość 1250 K (!). Przy wartości $\lambda = 0,3$ (słabe sprzężenie elektron-fonon) prowadzi to do $T_c = 46$ K. Zastosowanie wzoru (1) do objaśnienia nadprzewodnictwa w związkach $Y-Ba-Cu-O$ o $T_c \approx 100$ K budzi jednak pewne zastrzeżenia [23], choć przy tak wysokiej wartości θ_D wystarczy przyjąć $\lambda = 0,4$.

Inną propozycją jest bipolaronowy mechanizm nadprzewodnictwa [24, 25]. Punktem wyjścia tego podejścia jest założenie o bardzo silnym sprzężeniu elektronów z siecią. W takiej sytuacji nie można rozpatrywać ruchu elektronu niezależnie od sieci, lecz ruch układu „związanego” elektronu i deformacji sieci, tzn. polaronu. Silne sprzężenie może doprowadzić do powstania bipolaronu [26] — układu związanego dwu polaronów o przeciwnych spinach (analog pary Coopera w przestrzeni rzeczywistej). Model gazu bipolaronowego przechodzącego w stan nadprzewodnictwa [24] ma wiele cech zbliżonych z wysokotemperaturowymi nadprzewodnikami. Mimo olbrzymiej liczby prac, jakie codziennie ukazują się, istnieje wiele problemów nierozstrzygniętych. Potrzebna jest większa liczba systematycznych danych doświadczalnych. Wtedy wyłoni się też niewątpliwie spójny teoretyczny obraz zjawiska. Dalsze udoskonalenie i lepsze poznanie procesu technologicznego jest niezbędne przy próbach praktycznego wykorzystania nowych materiałów.

Literatura

- [1] J. G. Bednorz, K. A. Müller, *Z. Phys.* **64**, 189 (1986).
- [2] L. R. Testardi, J. H. Wernick, W. A. Royer, *Solid State Commun.* **15**, 1 (1974).
- [3] M. K. Wu, J. E. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, C. W. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 908 (1987).
- [4] P. H. Hor., L. Gao, P. R. L. Meng, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, K. Forster, J. Vassiliou, C. W. Chu, M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 911 (1987).
- [5] P. Przysłupski, J. Igalson, J. Rauluszkiewicz, T. Skośkiewicz, *Phys. Rev. B* **36**, 743 (1987).
- [6] J. Baszyński, *Phys. Lett. A* **123**, 31 (1987).
- [7] G. Binnig, A. Baratoff, H. E. Hönig, J. G. Bednorz, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1352 (1980).
- [8] A. W. Sleight, J. L. Gillson, F. E. Bierstedt, *Sol. State Commun.* **17**, 27 (1975).
- [9] C. W. Chu, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 405 (1987).
- [10] R. J. Cava, R. B. van Dover, B. Batlogg, E. A. Rietman, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 408 (1987).
- [11] J. M. Tarascon, L. H. Greene, W. R. McKinnon, G. W. Hull, T. H. Geballe, *Science* **235**, 1373 (1987).
- [12] A. J. Panson, G. R. Wagner, A. I. Braginski, J. R. Gavaler, M. A. Janocko, H. C. Pohl, J. Talvacchio, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1104 (1987).
- [13] L. F. Mattheiss, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1028 (1987).
- [14] J. Yu, A. J. Freeman, J. H. Xu, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1035 (1987).
- [15] S. J. Hwu, S. N. Song, J. Thiel, K. Poeppelmeier, J. B. Ketterson, A. J. Freeman, *Phys. Rev. Lett.* w druku.
- [16] B. Zhao, Y. Lu, H. Wang, Y. Shi, Y. Zhao, L. Li, *Chinese Phys. Lett.*, w druku.
- [17] M. A. Beno, L. Sookrholm, D. W. Capone, II, D. G. Hinks, J. D. Jorgensen, I. K. Schuller, C. U. Segre, K. Zhang, J. D. Grace, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 57 (1987).
- [18] G. Wang, S. J. Hwu, S. N. Song, J. B. Ketterson, L. D. Marks, K. R. Poeppelmeier, T. O. Mason, *J. Solid State Chem. Lett.*, w druku.
- [19] L. F. Mattheiss, D. R. Hamann, *Solid State Commun.*, w druku.
- [20] J. Y. Zhang, S. Xu, X. Cheng, Q. Yang, G. Liu, Y. Ni, preprint Academia Sinica.
- [21] Zh. Zhao, L. Cheng, Q. Yang, Y. Huang, G. Chen, R. Tang, G. Liu, Y. Ni, C. Cui, L. Chen, L. Wang, S. Guo, S. Li, J. Bi, C. Wang, *Kexue Tong.* **33**, 661 (1987).
- [22] C. L. Fu, A. J. Freeman, *Phys. Rev. Lett.*, w druku.
- [23] J. Yu, S. Massidda, A. J. Freeman, D. D. Koelling, *Phys. Lett. A* **122**, 203 (1987).
- [24] K. I. Wysokiński, *Solid State Commun.* **64**, 89 (1987).
- [25] C. S. Ting, D. Y. Xing, W. Y. Lai, preprint Univ. of Houston.
- [26] B. K. Chakraverty, *J. Phys. Lett. (France)* **40**, L-99 (1979).
- [27] J. D. Jorgensen, H. B. Schüttler, D. W. Capone, II, H. K. Zhang, M. B. Brodsky, D. J. Scalapino, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1024, (1987).
- [28] T. Krzysztóń, *Postępy Fizyki* **36**, 325 (1985).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Szkoła Zaawansowanych Technik Fizyki Obliczeniowej oraz Konferencja Perspektyw Fizyki Obliczeniowej

Obecnie w Miramare koło Triestu (Włochy), a uprzednio w samym Trieście, znajduje się znane Międzynarodowe Centrum Fizyki Teoretycznej (zob. *Postępy Fizyki* 37, 199 (1986)). Od 1964 organizowane są tam liczne imprezy naukowe m. in. szkoły, służące podnoszeniu poziomu nauki w krajach rozwijających się.

Gwałtowny rozwój techniki komputerowej i związany z tym spadek cen sprzętu spowodowały, że komputery stały się dostępne dla bardzo szerokich kręgów fizyków. Pełne ich wykorzystanie w badaniach wymaga, rzecz jasna, odpowiedniej wiedzy na temat architektury komputerów, algorytmów, metod numerycznych, języków programowania itd. Zagadnieniom tym poświęcona była pierwsza z planowanej serii „Szkoła Zaawansowanych Technik Fizyki Obliczeniowej”, która odbyła się w Trieście, w dniach od 6 do 31 października 1986 r. Jej organizatorami byli A. Nobile (SISSA, Triest), F. James (CERN, Genewa) i C. Rebbi (Brookhaven National Lab., Upton). W Szkole uczestniczyło ok. 150 osób aktywnie pracujących w fizyce obliczeniowej. Reprezentowanych było ponad 50 krajów.

Zajęcia zainaugurował prof. Abdus Salam — dyrektor Centrum. Codziennie odbywały się 4 wykłady oraz 2 dwugodzinne sesje ćwiczeniowe. Zaproszonych wykładowców wspomagało 15 instruktorów wybranych spośród uczestników Szkoły. W programie można było wyodrębnić trzy nurty: 1) teoria algorytmów i języki programowania, 2) metody numeryczne, 3) zastosowania komputerów w fizyce.

Pierwszych kilka wykładów poświęconych było systemowi operacyjnemu UNIX i sieciom komputerów (B. Segal, CERN). Równolegle P. Saetre (MRDH, Norwegia) omawiał podstawowe zagadnienia architektury komputerów, budowy systemów operacyjnych, struktury zbiorów oraz dał zwięźle wprowadzenie do języków programowania Pascal, Modula, Ada i C. Znacznie szerzej omawiany był przez M. Metcalfa (CERN) Fortran 77. Ze szczególnym zainteresowaniem spotkał się wykład poświęcony projektowi nowego standardu Fortranu 8x. F. James (CERN) w bardzo przekonujący sposób przedstawił wielkie możliwości zastosowania metod typu Monte Carlo w różnych dziedzinach fizyki. Dwa wykłady poświęcił on metodom całkowania numerycznego, zaś dwa inne dotyczyły inżynierii oprogramowania. Na przykładzie oprogramowania związanego z eksperymentem LEP w Genewie James uzasadnił jak ważne jest właściwe zaplanowanie i zorganizowanie tworzenia naprawdę wielkich programów.

Algorytmy sortowania i wyszukiwania omawiane były przez P. Saetre, zaś elementy algebry liniowej, analizy fourierowskiej i problemy związane z numerycznym rozwiązywaniem równań różniczkowych przedstawił R. Gruber (CRPP, Szwajcaria). Z żywym zainteresowaniem spotkały się wykłady R. F. Churchill'a (Cardiff, W. Brytania) poświęcone teorii algorytmów, metodom przybliżania i interpolacji, zastosowaniom komputerów w czystej matematyce. Wielu fizyków ze zdumieniem odkryło, jak piękne i eleganckie dowody, m. in. z teorii liczb, można przeprowadzić za pomocą komputera.

J. Menu (EPFL, Lozanna) omówił Prolog, zaś języki z rodziny LISP przedstawił ciekawie A. Hearn (Rand Corp., USA).

Końcowa część Szkoły poświęcona była głównie zastosowaniom komputerów w fizyce. Prezentowane były następujące zastosowania: w fizyce plazmy (G. Cenacchi, ENEA, Bolonia), w kwantowej teorii pola i w fizyce statystycznej (C. Rebbi, Brookhaven National Lab., USA), w geometrii różniczkowej i teorii pola (E. Schrufer, GHD, RFN), w fizyce molekularnej (G. Jacucci, Trento, Włochy), w chemii kwantowej (V. R. Saunders, Daresbury Lab., W. Brytania).

Sporo uwagi poświęcono również specyficznym technikom programowania komputerów wektorowych (V. R. Saunders, M. Metcalf).

Większość wykładowców przygotowała ćwiczenia. Odbywały się one w kilkuosobowych zespołach. Dostępnych było kilkanaście komputerów Olivetti M24 (= IBM PC XT) połączonych siecią Ethernet z dwoma komputerami 3B2 AT & T (system operacyjny UNIX). Planowane połączenie z głównym komputerem Centrum niestety nie działało. Dwa dni były całkowicie poświęcone na własną pracę z komputerami.

Poziom wykładów, podobnie jak stopień znajomości fizyki obliczeniowej wśród uczestników, był zróżnicowany — zatem każdy mógł wiele nauczyć się. Sprzyjały temu: doskonale zaopatrzona biblioteka, życzliwość wykładowców i instruktorów oraz przyjacielska atmosfera panująca w czasie trwania Szkoły. Regenerację sił zapewniały wolne soboty i niedziele, poświęcone głównie na wycieczki do Wenecji czy też pobliskiej, starożytnej Aquilei.

Bezpośrednio po zakończeniu Szkoły rozpoczęła się w Trieście konferencja na temat perspektyw fizyki obliczeniowej („Conference on Perspectives in Computational Physics”) zorganizowana przez zespół organizujący Szkołę. Konferencja trwała od 29 do 31 października 1986 r. Poza uczestnikami Szkoły wzięło w niej udział kilkudziesięciu uczonych z kilkunastu krajów.

Konferencję otworzył prof. A. Salam. Pierwszy referat poświęcony badaniom przejść fazowych za pomocą symulacji komputerowej wygłosił J. Binder (Moguncja, RFN). Następnie N. Cabibbo (INFN, Rzym) przedstawił podjętą przez Włochów ciekawą próbę budowy emulatora procesora macierzowego. Badania realizowane przez ten wyspecjalizowany układ wymagałyby 5000 godzin pracy superkomputera Cray!

M. Kalos (Nowy Jork), D. Landau (Athens, USA) oraz R. Swendsen (Pittsburgh, USA) mówili o metodach typu Monte Carlo w fizyce ciała stałego. J. G. Zabolitzky (Minneapolis, USA) i K. Wilson (Cornell Univ., USA) poświęcili swe wystąpienia obliczeniom układów wielu elektronów i nukleonów. Zdaniem K. Wilsona tradycyjne metody [oparte na CI (oddziaływanie konfiguracyjne) czy rachunku zaburzeń] nie mają perspektyw. Istotnego postępu należy spodziewać się w metodach typu Monte Carlo (wariacyjnych, funkcji Greena) czy LDF (*local density functional*).

Sporo uwagi poświęcono superkomputerom (D. Weingarten „Superkomputer GF11”, Ph. De Forcand „Obliczenia na superkomputerach w firmie Cray Research”, D. Barkal „Podejście firmy FPS do obliczeń na wielką skalę”, K. Moriarty „Rozwój zastosowań superkomputera ETA10”). Obszerny przegląd sieci komputerowych w USA przedstawiła A. Brown (Cornell Univ., USA).

U. Schwenn (Garching, RFN) omówił ważne techniczne problemy obliczeniowej magnetohydrodynamiki, zaś W. Hillebrandt (Garching) przedstawił wyniki hydrodynamicznych badań obiektów astrofizycznych: nowych, supernowych i materii międzygwiazdowej. Komputerowy film obrazujący relatywistyczną dynamikę gwiazd przygotował S. Shapiro (Cornell Univ.). Projekcją komputerowych obrazów ilustrowane były również: bardzo ciekawy wykład T. Toffoli (Cambridge, USA) o automatach komórkowych oraz referat G. Jacucci o symulacji dynamiki atomów w kryształach.

W trakcie Konferencji odbyła się „dyskusja okrągłego stołu” poświęcona perspektywom fizyki obliczeniowej.

Referaty przedstawione na Konferencji, często dotyczące odległych dziedzin fizyki, wyraźnie uzmysłowiły wszystkim słuchaczom jak ogromny postęp dokonał się w ostatnich latach w fizyce obliczeniowej. Pocięszające dla nas było to, że znaczną część tego postępu zawdzięczamy nowym algorytmom, a nie tylko osiągnięciom techniki komputerowej.

Wiesław Nowak

Instytut Fizyki UMK
Toruń

RECENZJE

J. D. Bjorken, S. D. Drell: *Relatywistyczna teoria kwantów*, tłum. M. Lewenstein, M. Kuś, W. Kluźniak, P. Amsterdamski, J. Kamiński, PWN, Warszawa 1985, s. 610, nakład 2000 egz., cena zł 460.—

Książka ta powstała ponad 20 lat temu, na początku lat sześćdziesiątych. Był to okres pewnego rozczarowania kwantową teorią pola. Jedyłą teorią, która odniosła sukces, była elektrodynamika kwantowa. Trudności związane z oddziaływaniami silnymi i słabymi ukształtowały opinię o nieadekwatności metod lagranżowskich przy opisie oddziaływań nieelektromagnetycznych. Ten stan rzeczy znajduje odbicie w omawianej książce. Autorzy koncentrują się głównie na elektrodynamice, traktując pozostałe oddziaływania raczej marginesowo. Udało się im natomiast znaleźć zdrowy kompromis między formalizmem a zastosowaniami (zachwianie proporcji przez nadmierne eksponowanie rozważań formalnych jest częstą wadą książek dotyczących kwantowej teorii pola). Wyraźnie widać tutaj umiejętność odróżniania rzeczy istotnych od drugorzędnych szczegółów. Nie może to dziwić, bo obaj autorzy są wybitnymi fizykami pracującymi twórczo w fizyce cząstek elementarnych.

Książka podzielona jest na dwie części. Część pierwsza, *Relatywistyczna mechanika kwantowa*, składająca się z 10 rozdziałów, dotyczy głównie kwantowej teorii elektronu poruszającego się w zadanym klasycznym polu elektromagnetycznym oraz najprostszych procesów elektromagnetycznych (rozd. 1—8); rozdz. 9 i 10 poświęcone są odpowiednio równaniu Kleina-Gordona i krótkiemu omówieniu oddziaływań nieelektromagnetycznych. W pierwszych czterech rozdziałach wprowadzono równanie Diraca, pokazano jego kowariantność i zbadano rozwiązania, omówiono transformację Foldy'ego-Wouthuysena i relatywistyczną teorię atomu wodoru. Rozdział piąty dotyczy teorii dziur Diraca. Kluczowe znaczenie dla tej części książki ma rozdz. 6, w którym wprowadzono metody teorii propagatorów. Wykład tych metod oparto na oryginalnych pracach Feynmana. Jest on bardzo jasny i przejrzysty. W rozdz. 7 zastosowano teorię propagatorów do obliczeń podstawowych procesów elektromagnetycznych. Zwraca tu szczególnie uwagę elegancie, proste i bardzo „fizyczne” przejście od rozpraszania elektronu w klasycznym zewnętrznym polu elektromagnetycznym do procesów zderzeń cząstek naładowanych z wymianą wirtualnych fotonów oraz oddziaływań z pochłanianiem i emisją fotonów. Rozdział 8 zawiera wartościową dyskusję poprawek radiacyjnych i elementy teorii renormalizacji. Równanie Kleina-Gordona omówiono w rozdz. 9. Rozdział 10 traktuje o oddziaływaniach nieelektromagnetycznych. Rozdział ten zestarzał się najbardziej i stanowi już tylko dokument stanu wiedzy we wczesnych latach sześćdziesiątych, co zaznaczono wyraźnie w przypisie redaktora naukowego wydania polskiego. Podsumowując, część pierwsza jest doskonałym wprowadzeniem do relatywistycznej mechaniki kwantowej elektronu. Zaopatrzona w liczne noty redaktora naukowego może być podstawą systematycznego wykładu tzw. „Mechaniki kwantowej II”.

Część druga, *Relatywistyczna teoria pól kwantowych*, składa się z dziewięciu rozdziałów. W rozdz. 11-14 wprowadzono ogólny formalizm kwantowej teorii pola i skwantowano pola Kleina-Gordona, Diraca i elektromagnetyczne — to ostatnie w cechowaniu promieniowania. Rozdział 15 poświęcono dyskusji ogólnych własności pól oddziaływających, rozdz. 16 — formalizmowi Lehmana-Symanzika-Zimmermana (LSZ). Można mieć wątpliwości, czy wprowadzenie formalizmu LSZ w książce traktującej głównie o elektrodynamice jest celowe, skoro w swej klasycznej postaci nie może on być zastosowany w przypadku występowania cząstek bezmasowych. Naszym zdaniem krok ten jest uzasadniony, gdyż formalizm LSZ stwarza bardzo wygodne ramy do dyskusji zagadnień asymptotycznych. Modyfikacje niezbędne w przypadku elektrodynamiki są matematycznie dość wyrafinowane, ale nie zmieniają drastycznie sensu. W rozdz. 17 omówiono rachunek zaburzeń. Podano reguły konstrukcji grafów Feynmana w elektrodynamice wraz z dowodem równoważności cechowania promieniowania i liniowych cechowań kowariantnych. Przedyskutowano problem katastrofy w podczerwieni w najprostszym przypadku prądu klasycznego. Rozdział 18 jest poświęcony związkom dyspersyjnym. Stanowi naszym zdaniem doskonałe, choć siłą rzeczy ograniczone do najbardziej podstawowych informacji, wprowadzenie do tej problematyki. Należy tu przypomnieć, że J. D. Bjorken jest współodkrywcą, wspólnie z Landauem, tzw. warunków Landaua określających

położenie osobliwości amplitudy Feynmana. Rozdział 19 omawia teorię renormalizacji w elektrodynamice. Jest to najdłuższy rozdział całej książki. Widać wyraźnie dążenie Autorów do możliwie pełnego i jasnego omówienia tego trudnego problemu. Odnosi się wrażenie, że zamiar ten powiódł się tylko częściowo. I tak jednak jest to chyba najpełniejsze i najlepsze przedstawienie tego zagadnienia w starszej literaturze podręcznikowej.

Na końcu każdego rozdziału umieszczono zadania. Niektóre z nich są dość interesujące, choć całość sprawia wrażenie dość przypadkowego doboru.

Jak widać książka Bjorkena i Drella posiada wiele zalet. Główna polega, jak to już podkreślaliśmy, na rozsądnej selekcji materiału (co było oczywiście częściowo, ale tylko częściowo, ułatwione stanem wiedzy w tej dziedzinie w okresie pisania książki), na jasności wykładu z naciskiem na fizyczną stronę zagadnienia i chyba na przekonaniu, że często oryginalne prace stanowią jednocześnie najlepsze przedstawienie problemu. Również wiele zagadnień szczegółowych potraktowano w sposób godny uwagi. Jako przykład wymieńmy podkreślenie potrzeby uwzględnienia problemu katastrofy w podczerwieni w dyskusji wzoru Thomsona. Są także pewne potknięcia, skorygowane na ogół w notach redaktora naukowego. Powstaje pytanie, czy wszystkie wymienione zalety są w stanie zrównoważyć główną wadę książki: jej zaawansowany wiek. Jeżeli celem książki ma być przygotowanie czytelnika do studiowania oryginalnych prac, to oczywiście odpowiedź brzmi — nie. Zawartość książki stanowi drobny ułamek obecnej wiedzy w tej dziedzinie — od chwili powstania książki dzieli nas okres burzliwego rozwoju teorii w latach siedemdziesiątych i osiemdziesiątych. Lista nowych idei, metod i wyników jest długa. Spontaniczne łamanie symetrii, kwantowanie teorii z nieabelową grupą symetrii cechowania i związane z tym techniki funkcjonalne i diagramowe, rozwój metody grupy renormalizacyjnej i swoboda asymptotyczna, zunifikowana teoria oddziaływań elektroslabych i chromodynamika kwantowa, wielkie unifikacje, supersymetria, rozwiązania klasyczne typu solitonowego i ich kwantyzacja, teorie na sieciach i związku teorii pola z teorią zjawisk krytycznych — to zagadnienia będące w centrum zainteresowania w ostatniej dekadzie. O żadnym z nich w książce Bjorkena i Drella nie przeczytamy. Nie może więc być mowy o ograniczeniu się do tego podręcznika, jeżeli chcemy wyrobić sobie zdanie o stanie teorii pola i fizyki cząstek elementarnych. Czy oznacza to, że nie należy do niej zaglądać? Na pewno warto, jeżeli chodzi o część pierwszą, i chyba również warto, jeżeli chodzi o część drugą. Wydaje się, że mimo wielu nowych pomysłów, metod i rezultatów podstawowe idee nie znieśli się tak bardzo. Kwantowa teoria pola to wynik połączenia zasad teorii kwantowej ze szczególną teorią względności. Nowe (w porównaniu z teorią nierelatywistyczną) jakości wynikające z tego połączenia, jak konieczność takiego sformułowania teorii, by opisywała układy o zmiennej liczbie cząstek czy lokalność oddziaływań, są w tej książce nieźle wyjaśnione. Zauważmy przy tym, że wobec ogromnej ilości informacji pisane obecnie monografie są dwojakiego rodzaju: dotyczą pewnego fragmentu teorii, jak np. popularna książka Ramonda, lub są rodzajem skrótowego przeglądu wielu zagadnień, jak monografie Itzyksona i Zuberu.

Należy tylko wyrazić żal, że *Relatywistyczna teoria kwantów* Bjorkena i Drella została przetłumaczona tak późno.

Piotr Kosiński, Waclaw Tybor

Instytut Fizyki UŁ
Łódź

KRONIKA

EPS

Obrady Zarządu i Rady EPS
w Como, marzec 1987

W dniach 16-20 marca br. odbyło się posiedzenie Zarządu oraz Rady Europejskiego Towarzystwa Fizycznego. Miejszem obrad nie była tym razem siedziba Głównego Sekretariatu EPS w Genewie, lecz Centro di Cultura Scientifica „Alessandro Volta” w Como, we Włoszech. Ośrodek im. A. Volty, mieszczący się w Villa Olmo (XVIII-wieczny pałac pięknie położony na brzegu jeziora Como), był miejscem nie tylko „rutynowych” posiedzeń Towarzystwa, lecz również całodziennego seminarium na temat: „Fizyka i Kultura” (w dniu 18 III), co umożliwiło członkom Zarządu, Rady, poszczególnych sekcji i grup oraz delegatom wysłuchanie szeregu interesujących wykładów i wzięcie udziału w dyskusji. W referatach poruszano liczne zagadnienia takie jak aspekty socjologiczne, edukacyjne, etyczne, a nawet z zakresu sztuk oraz aspekty interdyscyplinarne, związane z wzajemnym oddziaływaniem fizyki i szeroko pojętej kultury. W jednym z referatów podkreślono rolę fizyki nawet w procesach... kulinarnych, co prelegent zilustrował filmem przedstawiającym przygotowywanie piankowych bezów w specjalnie do tego celu zbudowanym urządzeniu, zaprojektowanym i wykorzystywanym przez autora.

W ramach głównego celu spotkania w Como poświęcono wiele szczegółowych — niekiedy bardzo żywych — dyskusji dotyczących działalności poszczególnych Komitetów Doradczych oraz sekcji i grup tematycznych, zbliżającej się Generalnej Konferencji („EPS 7”) w Helsinkach, działalności publikacyjnej oraz sytuacji finansowej Towarzystwa

Odrębnym tematem marcowego spotkania były wybory Prezesa i Zarządu EPS na okres od 1 IV 1987 do 1 IV 1988. Jednomyślny ponowny wybór Prezesa, prof. W. Buckela z Karlsruhe, odzwierciedla ogólny szacunek i sympatię, jakimi on się cieszy. Skład Zarządu — również w wyniku wyborów — pozostał niemal bez zmian w stosunku

do poprzedniej kadencji; jest on następujący: wice-prezes — R. A. Ricci (Padwa), sekretarz W. J. Merz (Zurych), z-ca sekretarza — N. Kroo (Budapeszt), skarbnik — E. W. A. Lingeman (Amsterdam), z-ca skarbnika — J. M. Gilles (Namur), oraz członkowie: L. Cohen (Londyn), M. Jacob (Genewa), J. Pożela (Wilno), H. Ryde (Lund) i E. Skrzypczak (Warszawa).

Sytuacja finansowa EPS była przedmiotem ożywionej i bardzo rzeczowej dyskusji opartej na szczegółowym sprawozdaniu dotyczącym dochodów i wydatków Towarzystwa. Nie rozstrzygnięto ostatecznie sprawy podwyżki składek członkowskich, odkładając decyzję do następnego spotkania.

Wiele uwagi poświęcono omówieniu i ocenie działalności wydawniczej EPS, odnotowując w szczególności bardzo pomyślny rozwój periodyków: *Europhysics Letters* i *European Journal of Physics*.

Prace nad organizacją i szczegółowym programem Konferencji Generalnej w Helsinkach (10-14 sierpnia 1987) „Trends in Physics, EPS 7” są już bardzo zaawansowane i można oczekiwać, że spotkanie fizyków w Finlandii będzie stanowiło dobrą okazję do wymiany poglądów, doświadczeń i zaprezentowania osiągnięć i aktualnych tendencji w różnych dziedzinach fizyki. W Helsinkach w dn. 12. VIII. odbędzie się ponadto Zebranie Ogólne członków EPS.

W krótkiej notatce z obrad w Como trudno jest wymienić wszystkie elementy działalności poszczególnych Sekcji, Grup i Komisji Doradczych EPS. W tej ostatniej grupie na podkreślenie zasługuje działalność Komitetu d. s. nauczania fizyki oraz Komisji, której zakres działań symbolizuje nazwa: „Fizyka a społeczeństwo”; w ramach swej żywej działalności Komisja ta zorganizowała w szczególności dwa spotkania robocze nt: „Zimy jądrowe” oraz „Zatrudnianie fizyków w Europie”. Informacje o wynikach tych narad są rozsyłane do Towarzystw Fizycznych w poszczególnych krajach, ich podsumowanie znajdziemy wkrótce w piśmie „Europhysics News”, zaś dyskusje na te tematy będą kontynuowane w Helsinkach.

Działalność poszczególnych sekcji i grup tematycznych były prezentowane i dyskutowano za-

również osiągnięcia i trudności jak i plany na przyszłość.

Z pozarutynowych tematów obrad warto wymienić inicjatywę uczczenia 20-lecia istnienia EPS (w 1988 r.); m. in. rozważane jest wydanie broszury, opisującej historię EPS oraz wspomnienia i wypowiedzi poprzednich prezesów Towarzystwa.

W uzupełnieniu tej garści informacji i wrażeń z posiedzenia Rady i Zarządu EPS w Como pragnę podkreślić gościnność i operatywność miejscowych organizatorów, harmonijnie współdziałających z Głównym Sekretariatem, przybyłym z Genewy. Poza dobrymi warunkami dla obrad, atrakcyjną ich lokalizacją zorganizowano wspólne posiłki, sprzyjające mniej formalnym dyskusjom oraz umożliwiono zwiedzanie w pobliskim Mediolanie słynnej katedry i wizytę w Instytucie Narodowym Fizyki Jądrowej, gdzie budowany jest pierwszy w Europie cyklotron z magnesami nadprzewodnikowymi przyspieszający jony od najlżejszych (100 MeV/nukleon) do najcięższych (uran, do 20 MeV/nukleon).

Na zakończenie wydaje mi się, że — jako paroletni już obserwator i uczestnik prac Rady oraz Zarządu EPS — mogę sformułować swoje przekonanie, że Europejskie Towarzystwo Fizyczne wydaje się dobrze spełniać swoją rolę, polegającą m. in. na sprzyjaniu integracji fizyków w Europie i poza nią w atmosferze rzetelnego i zaangażowanego stosunku do szeroko pojętych zagadnień rozwoju fizyki, pracy fizyków i ich roli w życiu społeczeństw narodowych i międzynarodowych.

Ewa Skrzypczak

Nowy profesor

Rada Państwa nadała tytuł naukowy profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych Józefowi Masłowskiemu (UJ, Kraków). Wręczenie nominacji profesorskiej odbyło się 13 maja 1987.

Nagroda Maxa Borna

Niemieckie Towarzystwo Fizyczne i brytyjski Instytut Fizyki przyznają corocznie (raz fizykowi brytyjskiemu, raz fizykowi niemieckiemu) Nagrodę Maxa Borna, upamiętniającą działalność Borna w Niemczech i w Wielkiej Brytanii. Tegoroczną

nagrodę otrzymał fizyk angielski prof. Cyril Hilsum, dyrektor laboratorium badawczego firmy General Electric w Wembley. Nagrodę przyznano mu za osiągnięcia w trzech dziedzinach: za badania podstawowe związków półprzewodnikowych i ich zastosowania, za rozwój przyrządów działających w obszarze podczerwieni i mikrofal, za rozwój wyświetlaczy z ciekłych kryształów, elektroluminescencyjnych i fotochromowych.

Po studiach w University College w Londynie, Hilsum rozpoczął pracę naukową w laboratorium marynarki brytyjskiej. Jego praca doktorska dotyczyła przetwornika obrazów podczerwonych. Następnie w Royal Signal and Radar Establishment w Malvern zajmował się badaniami związków półprzewodnikowych typu A_3B_5 (w szczególności InSb i GaAs). W tym okresie powstał jego klasyczny już dziś podręcznik z tej dziedziny. Przyczynił się znacząco do wyjaśnienia efektu Gunna i stworzył podstawy tego, co nazywamy inżynierią struktury pasmowej. W 1983 został dyrektorem badań w firmie General Electric i wizytującym profesorem fizyki stosowanej i elektroniki w Uniwersytecie w Durham. Jest członkiem Towarzystwa Królewskiego i członkiem zagranicznym amerykańskiej Narodowej Akademii Inżynierii. Jest znany też ze swej działalności organizacyjnej (był m. in. przewodniczącym Komisji Półprzewodników IUPAP).

Phys. Bull. 38, No 2 (1987)

B. W.

Nagroda Gentnera i Kastlera

Nagrodę tę przyznają od 1986 na przemian Francuskie Towarzystwo Fizyczne i Niemieckie Towarzystwo Fizyczne. Kraj otrzymujący w danym roku nagrodę wystawia co najmniej 2 kandydatów, z których kraj nadający nagrodę wybiera laureata. Na nagrodę składają się: dyplom, srebrny medal z podobiznami Wolfganga Gentnera i Alfreda Kastlera oraz pewna suma pieniędzy.

W 1987 r. laureatem został Ernst Wilhelm Otten (Instytut Fizyki Uniwersytetu w Moguncji). Wyodróżniony on został za pionierskie prace z zakresu spektroskopii optycznej izotopów krótkożyciowych. Nagrodę wręczono mu na dorocznym spotkaniu Francuskiego Towarzystwa Fizycznego.

Otten opracował metodę badania struktury nadsubtelnej izotopów, których czas życia jest rzędu sekundy. Stosował przy tym metodę Kastlera pompowania optycznego w celu orientowania

jąder. Stwierdził asymetrię emisji β i anizotropię promieniowania γ . Ta kombinacja metod optycznych i jądrowych została nazwana RADOP (Radiation Detected Optical Pumping) i znalazła zastosowanie do badania momentów magnetycznych jąder zwierciadlanych.

Phys. Bl. 43, No 3 (1987)

B. W.

W sześćdziesiątą rocznicę śmierci Józefa Wierusza Kowalskiego

Sześćdziesiąt lat temu, 30 listopada 1927 zmarł po parodniowej chorobie w Ankarze jako poseł Rzeczypospolitej prof. Józef Wierusz Kowalski, inicjator i jeden z założycieli Towarzystwa Fizycznego w Warszawie, które przekształciło się następnie w Polskie Towarzystwo Fizyczne. Urodził się 16 marca 1866 r. w Puławach. Doktoryzował się na Uniwersytecie w Getyndze w 1889 r. u prof. Voigta na podstawie rozprawy o wytrzymałości szkła. Następnie w latach 1889-93 pracował kolejno w kilku pracowniach: u Kundta w Berlinie, u Röntgena w Würzburgu, u Webera w Zurychu, by wreszcie na podstawie rozprawy habilitacyjnej o teorii mieszanin cieczy zostać w 1892 roku docentem fizyki i chemii fizycznej na Uniwersytecie w Bernie. W 1894 r. obejmuje stanowisko profesora Uniwersytetu we Fryburgu. W dwudziestoletnim okresie pracy (do 1915 r.) Kowalskiego we Fryburgu głównym i najważniejszym zagadnieniem badawczym była luminescencja w szczególności fosforescencja niektórych ziem rzadkich i związków organicznych w niskich temperaturach (ciekłego powietrza). Wspólnie z J. Dzierzbickim stwierdził wpływ budowy chemicznej związków organicznych w rozcieńczonych roztworach etanolu na natężenie i trwanie fosforescencji. Pionierskie prace doświadczalne Kowalskiego nad zjawiskami fosforescencji w niskich temperaturach zostały wyróżnione w 1912 r. nagrodą Uniwersytetu Harvarda w Bostonie. Niektóre z nich są ciągle aktualne i często cytowane w literaturze światowej. Na podkreślenie zasługuje również doświadczenie wykonane wspólnie z ówczesnym asystentem (późniejszym Prezydentem Rzeczypospolitej) Ignacym Mościckim nad otrzymywaniem kwasu azotowego z powietrza w łuku prądu zmiennego o dużym napięciu i wysokiej częstotliwości. Opublikował ok. 50 prac naukowych.

Obok działalności naukowej rozwijał Kowalski, w okresie swego pobytu w Szwajcarii, także dzia-

łalność techniczną (naczelný inżynier rządowych zakładów we Fryburgu; autor licznych patentów). W latach 1897-98 pełnił funkcję Rektora Uniwersytetu Fryburgskiego.

Po odrodzeniu w 1915 r. Uniwersytetu Warszawskiego prof. Kowalski podjął prace w nowo wybudowanym Zakładzie Fizyki Doświadczalnej nad urządzeniem i przygotowaniem tego Zakładu do pracy dydaktyczno-naukowej. W uznaniu zasług naukowych został wybrany członkiem korespondentem Akademii Umiejętności w Krakowie, był profesorem honorowym Uniwersytetu Fryburgskiego, a także członkiem dożywotnim Francuskiego Towarzystwa Fizycznego. Działalność prof. Kowalskiego zarówno w Uniwersytecie jak i w Politechnice Warszawskiej, a także w Towarzystwie Fizycznym trwała krótko, gdyż z żalem rozstał się z nauką i zajął się działalnością dyplomatyczną, początkowo na stanowisku posła w Watykanie, następnie w Hadze, Wiedniu i Ankarze. Na polu swej działalności dyplomatycznej również zdołał uzyskać duże uznanie ze strony wybitnych przedstawicieli polityki międzynarodowej.

Alfons Kawski

XX Turniej Fizyczny Opolszczyzny o Puchar Zarządu Głównego PTF

W dniu 11 kwietnia 1987 odbył się w Wyższej Szkole Pedagogicznej w Opolu finał XX Turnieju Fizycznego Opolszczyzny o Puchar Zarządu Głównego PTF. Organizatorami Turniejów Fizycznych Opolszczyzny są: Oddział Opolski PTF, Ośrodek Doskonalenia Nauczycieli w Opolu oraz Kuratorium Opolskiego Okręgu Szkolnego. Oddział Opolski PTF jest odpowiedzialny za stronę merytoryczną Turniejów: opracowanie zadań na wszystkich etapach zawodów, sprawdzanie rozwiązań oraz kontrola nad przebiegiem Turnieju. Delegaci Oddziału Opolskiego biorą udział w zawodach I etapu Turnieju, które zgodnie z regulaminem odbywają się w 10 okręgach. Ponadto Oddział Opolski PTF organizuje II i III etap Turnieju w Instytucie Fizyki Wyższej Szkoły Pedagogicznej w Opolu. Ośrodek Doskonalenia Nauczycieli w Opolu oraz Kuratorium Opolskiego Okręgu Szkolnego są odpowiedzialne za organizację I etapu Turnieju w poszczególnych okręgach. Instytucje te w głównym stopniu finansują Turnieje.

Ideą przewodnią organizowania Turniejów Fizycznych Opolszczyzny było zachęcenie uczniów

do zajęcia się fizyką w szerszym zakresie niż jest to wymagane w programach nauczania fizyki w szkołach średnich, a przede wszystkim zachęcenie nauczycieli do pracy z uczniami zdolnymi. Poprzez odpowiedni dobór zadań turniejowych, Oddział Opolski PTF steruje pracą nauczycieli (dobór zadań z działów fizyki zwykle słabiej opracowywanych w szkołach, zawierających elementy, na które nauczyciele zwracają mniejszą uwagę, np. wykonywanie i czytanie wykresów, opracowanie eksperymentu itp.).

W przygotowaniach do XX Turnieju Fizycznego Opolszczyzny o Puchar ZG PTF brało udział ok. 800 uczniów szkół średnich Opolszczyzny. W zawodach I etapu polegających na rozwiązaniu 30 zadań testowych, brało udział 478 uczniów reprezentujących 39 szkół. Do II etapu zakwalifikowano, wg liczby punktów uzyskanych w I etapie, 71 uczniów z 16 szkół. Zawody II etapu polegają na rozwiązaniu 3 spośród 6 zadań wybranych przez ucznia. Grupę 25 uczniów, (z 7 szkół), którzy łącznie w I i II etapie Turnieju uzyskali największą liczbę punktów, zakwalifikowano do III etapu Turnieju. W szerokim finale wszyscy uczestnicy III etapu rozwiązują dwa zadania doświadczalne. Grupę 6 uczniów, którzy w dotychczasowych etapach Turnieju uzyskali największą liczbę punktów, kwalifikuje się do wąskiego finału, który ma charakter kwizu. Wąski finał uczestnicy rozgrywają między sobą parami, odpowiadając na 12 pytań związanych z 5 różnymi zadaniami (doświadczalne: pokazy, przewidywanie, wyjaśnienie; historyczne, fizyka współczesna). Tematyka zadań wąskiego finału wykracza poza program nauczania fizyki w szkołach średnich. Ze względu na widowiskowy charakter tej części Turnieju, ogląda go duża liczba widzów: nauczycieli i uczniów szkół Opolszczyzny. Przerwy w zawodach związane ze sprawdzaniem rozwiązań szerokiego finału, ustalaniem kolejności szkół itp. wypełnione są pokazami i prelekcjami dla szerokiej publiczności. Finaliści Turnieju otrzymują listy gratulacyjne i nagrody rzeczowe. Nagradzany jest także najmłodszy uczestnik finałów. Klasyfikację szkół kończy się na szerokim finale (III etap Turnieju) sumując punkty uzyskane w Turnieju przez 3 najlepszych uczestników — uczniów danej szkoły. Szkoła, która w Turnieju zajęła pierwsze miejsce, otrzymuje Puchar Przechodni Zarządu Głównego PTF; szkoły które zajęły miejsca od 1 do 3 otrzymują dyplomy.

W XX Turnieju Fizycznym Opolszczyzny o Puchar Zarządu Głównego PTF zwyciężył Zespół Szkół im. Janka Krasickiego w Kędzierzynie-Koźlu.

Indywidualnym zwycięzcą Turnieju został uczeń tej szkoły Roland Fojcik. Nauczycielem, który przygotował zwycięską drużynę, jest mgr Witold Stanik.

Józef Kusz

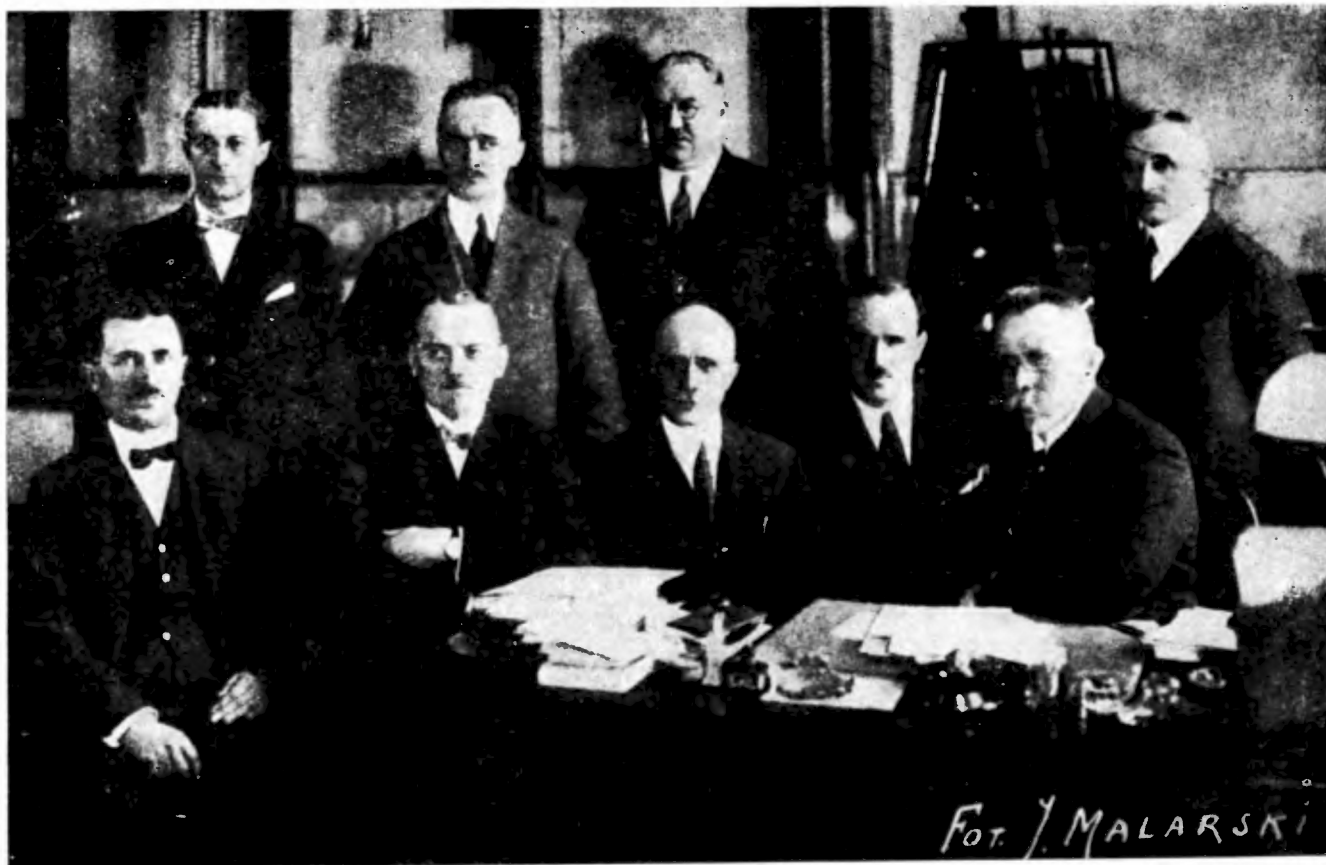
Stulecie założenia Pracowni Fizycznej Muzeum Przemysłu i Rolnictwa

Przed stu laty, w 1887 r., została założona przy Muzeum Przemysłu i Rolnictwa w Warszawie Pracownia Fizyczna. Muzeum to powstało w 1875 r. z inicjatywy Jana Tadeusza Lubomirskiego, Józefa Zamoyskiego, Jakuba Natansona i Karola Dietricha i odegrało doniosłą rolę w rozwoju kultury jako jedyna wówczas polska instytucja o charakterze naukowym w zaborze rosyjskim. Budżet Muzeum opierał się na prywatnej fundacji kilkudziesięciu osób, wspieranej później przez Kasę im. J. Mianowskiego.

Znaczenie Muzeum polegało m. in. na możliwości tworzenia przy nim pracowni badawczych czy badawczo-dydaktycznych. Tak powstała pracownia chemiczna, pracownia fizyczna, pracownia geologiczna, stacja oceny nasion, pracownia antropologiczna i inne.

Pracownia Fizyczna miała jako cele: 1) prowadzenie badań naukowo-technicznych materiałów i przyrządów mających zastosowanie w przemyśle, 2) ćwiczenie praktykantów pragnących nabrać wprawy w prowadzeniu pomiarów fizycznych i 3) umożliwienie prowadzenia samodzielnych badań naukowych.

Kierownictwo Pracowni powierzono Józefowi Jerzemu Boguskiemu (1853-1933), fizyko-chemikowi, późniejszemu profesorowi Politechniki Warszawskiej. Wyposażenie Pracowni pochodziło częściowo ze zbiorów rodziny Zamoyskich, a w dużej mierze zostało zakupione, głównie za granicą. Założono podręczny warsztat mechaniczny. Z darów prywatnych powstała biblioteka zawierająca wiele cennych ksiązek i czasopism, takich jak np. *Annalen der Physik*, *Journal de Physique*, *Comptes Rendus de l'Academie des Sciences*, *Proceedings of the Royal Society*, *Nature*, *Science*. Pracownia Fizyczna nie mając własnych wydawnictw nie mogła wzbogacać biblioteki drogą wymiany, ale Akademia Umiejętności w Krakowie nadsyłała tu swoje publikacje. Program ćwiczeń szkoleniowych ustalono wg wzorów pracowni studenckich Uniwersytetu w Strassburgu, University College w Bris-



Grupa osób z kierownictwa Muzeum Przemysłu i Rolnictwa w Warszawie (ok. r. 1925). Od lewej: I rząd — S. Weigelt, kierownik Stacji Oceny Nasion; prof. W. Dąbrowski, b. kier. Instytutu Przemysłu Fermentacyjnego i Bakteriologii Rolnej; prof. C. Białobrzski, kier. Wydziału Badań Ścisłych Instytutu Fizycznego, dr E. Frankowski kier. Biura Etnologicznego, prof. S. Kalinowski, dyrektor Instytutu Fizycznego; II rząd — inż. J. Straszewicz, kier. szkoły monterów elektryków; inż. B. Moroz, kier. Inst. Przem. Ferment. i Bakt. Rolnej; inż. M. Kowalski, kier. Pracowni Chemicznej; dr L. Ciechomski, kier. Wydziału Technicznego Instytutu Fizycznego. Fot. J. Malarski

tolu i Uniwersytetu Londyńskiego. Przez pierwsze 8 lat istnienia Pracowni wykonano w niej kilkanaście prac badawczych, m. in. prowadzili tu swoje badania W. Biernacki, J. J. Boguski, W. Klecki, W. Natanson.

W 1894 r., w związku z objęciem przez Boguskiego katedry we właśnie otwartej Szkole Technicznej Wawelberga i Rotwanda, Pracownię zlikwidowano, a jej majątek oddano w depozyt tej Szkole. Wrócił on potem do Pracowni po jej reaktywowaniu w 1906 r.

W 1899 r. powstał przy Muzeum Gabinet Fizyczny, który służył do pokazów z zakresu fizyki dla szkół nie mających własnych zbiorów przyrządów. Organizacją Gabinetu zajęł się przybyły w tym czasie z Kijowa Stanisław Kalinowski (1873-1946), późniejszy profesor Wolnej Wszechnicy Polskiej i Politechniki Warszawskiej. Pokazy z fizyki cieszyły się ogromnym powodzeniem. Frekwencja dochodziła do 11 000 osób. Kalinowski sam przygotowywał doświadczenia i uczył nauczycieli jak je należy wykonywać. Poza szkołami średnimi ze zbiorów Gabinetu korzystały również Towarzystwo Kursów Naukowych (późniejsza Wolna Wszechnica Polska), Kursy Rolnicze (późniejsza SGGW), Kursy Pedagogiczne dla Kobiet im. J. Miłkowskiego.

W 1906 r. Gabinet został przekształcony znów w Pracownię Fizyczną, kierowaną przez Kalinowskiego. Działalność rozszerzono na prowadzenie prac badawczych i na sprawdzenie przyrządów pomiarowych. Po odzyskaniu niepodległości funkcję uwiaryczniania przyrządów stopniowo zaczął przejmować Główny Urząd Miar. Kalinowski prowadził badania w dziedzinie magnetyzmu ziemskiego i dużym wysiłkiem, jak również dzięki ofiarności finansowej społeczeństwa, doprowadził do powstania w Świdrze, tuż przed wybuchem I wojny światowej, Obserwatorium Magnetycznego.

W 1924 r. dzięki staraniom Kalinowskiego Pracownia Fizyczna została przekształcona w Instytut Fizyczny, którego został dyrektorem. Instytut miał trzy wydziały:

Badań Ścisłych, kierownik prof. Czesław Białobrzeski (głównie badania w dziedzinie promieniowania rentgenowskiego),

Techniczny, kierownik dr Józef Roliński (weryfikacja przyrządów, ekspertyzy techniczne),

Fizyki Ziemi, kierownik prof. Stanisław Kalinowski (badania magnetyzmu ziemskiego we własnym obserwatorium w Świdrze i na terenie całego kraju).

Po paru latach Białobrzeski zrezygnował z pracy

w Instytucie i Wydział Badań Ścisłych objął dr Karol Szlenker. Również Roliński odszedł z Instytutu, a jego funkcje przejął dr L. Ciechomski.

W czasie okupacji w Instytucie Fizycznym prowadzono na zlecenie elektrowni Miejskiej sprawdzanie i regulację liczników elektrycznych, co zapewniało personelowi skromne środki utrzymania i chroniło substancję Instytutu od rekwizycji. Wkrótce przed wybuchem powstania prof. Kalinowski zlecił przewieźć część przyrządów Instytutu do Świdra, dzięki czemu ocalały, gdyż gmach Muzeum został spalony.

W parę lat po wojnie Instytut został rozwiązany.

B.W.

Janusz Skierczyński (1927-87)

Dnia 15 stycznia 1987 zmarł nagle dr Janusz Skierczyński, organizator i długoletni kierownik Zakładu Fizyki Technicznej Politechniki Lubelskiej.

Skierczyński urodził się w 1927 r. w rodzinie nauczycielskiej, we wsi Dębowica k. Łukowa.



Janusz Skierczyński (1927—1987)

W czasie okupacji, na zlecenie organizacji podziemnej, pracował w firmie niemieckiej budowlanej przeprowadzając rozeznanie na terenie składów amunicji. W 1944 r. ochotniczo wstąpił do oddziałów Wojska Polskiego i brał udział w walkach frontowych aż do końca wojny.

Po wojnie ukończył szkołę średnią i w 1948 r. rozpoczął studia na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym UMCS w Lublinie. W czasie studiów działał społecznie w „Bratniaku” i innych organizacjach studenckich. Z konieczności podejmował też prace zarobkowe. Mimo tych zajęć uzyskiwał bardzo dobre wyniki w nauce, toteż już na drugim roku studiów prof. Stanisław Ziemecki zaproponował mu pracę w charakterze asystenta w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej UMCS. Jego praca magisterska dotyczyła działania próżniomierzy elektrycznych dla różnych gazów i została wykorzystana w badaniach z zakresu spektroskopii mas. W Zakładzie, później Katedrze Fizyki Doświadczalnej UMCS, Skierczyński pełnił funkcję kierownika I Pracowni, następnie organizował i kierował pracownią elektroniki oraz modernizował II Pracownię, doprowadzając do wysokiego poziomu aparaturowego i nowoczesnej tematyki ćwiczeniowej (w tym okresie była to jedna z najlepszych II pracowni w kraju). Jednocześnie prowadził wykłady kursowe z fizyki, wykład monograficzny i proseminarium z wyładowań w gazach, a także prace magisterskie z tej tematyki. Wspólnie z prof. S. Zjemeckim prowadził badania termodyfuzji cieczy; prace te przerwała śmierć profesora. W latach 1956-64 Skierczyński odbywał kilka staży krajowych i zagranicznych. Jednym z nich był staż u prof. A. Sanina na Uniwersytecie w Moskwie, gdzie zapoznaje się bliżej z pracami z zakresu fizyki plazmy. Po powrocie do kraju podejmuje badania z tej dziedziny. Prowadzi je głównie w Wieczorowej, później Wyższej Szkole Inżynierskiej, do której — na prośbę rektora tej Szkoły — zostaje przeniesiony służbowo w 1964 r. na stanowisko wykładowcy i kierownika Pracowni, następnie Zakładu Fizyki. Jego zadaniem było zorganizowanie tej dydaktycznej jednostki w sposób umożliwiający nauczanie fizyki na poziomie wyższej szkoły technicznej.

Badania naukowe Skierczyńskiego z dziedziny plazmy dotyczą procesów w niskotemperaturowej plazmie nieizotermicznej. Dorobek w tym zakresie ujęty został w 15 publikacjach (spis wszystkich publikacji Skierczyńskiego przekazujemy do Pracowni Historii Fizyki przy Bibliotece Głównej UMK w Toruniu). Tego tematu dotyczyła też jego roz-

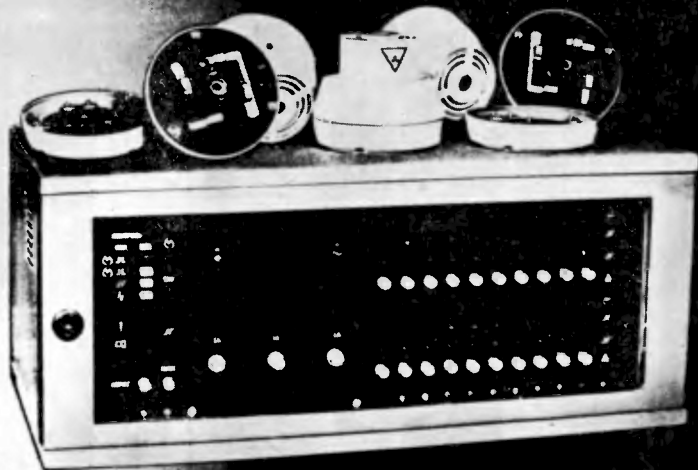
prawa doktorska „Badanie plazmy wyładowania jarzeniowego w obecności zmiennego pola elektrycznego” (Wydział Mat-Fiz-Chem UMCS, 1973 r.). Praca ta została wyróżniona Nagrodą Ministra NSWiT. Najważniejszymi osiągnięciami Skierczyńskiego w tej dziedzinie badań było zaobserwowanie rozrywania się słupa plazmy przez pole quasistacjonarne o przebiegu sinusoidalnym i prostokątnym, stwierdzenie (wniosek), że w plazmie komprimowanej przy pomocy quasistacjonarnego pola elektrycznego proces dyfuzji ambipolarnej przechodzi w dyfuzję przejściową, na skutek czego przestają obowiązywać równania Schottky’ego, pozwalające wyznaczyć rozkład stężenia plazmy. Wnikliwa analiza teoretyczna procesów zachodzących w plazmie pozwoliła Skierczyńskiemu na opracowanie nowego równania rozkładu stężenia plazmy typu duoeksponencjalnego.

W 1974 r. Skierczyński został powołany na stanowisko docenta kontraktowego, na którym pozostał do r. 1981. W 1976 r. ze względu na specjalizację badań w uczelni, podejmuje prace z zakresu wprowadzenia i ulepszenia materiałów konstrukcyjnych. Zajmuje się m. in. korozją stali zbrojeniowej w konstrukcjach żelbetowych.

Janusz Skierczyński był dobrym organizatorem nauki i opiekunem młodych pracowników. W okresie pełnienia przez niego funkcji kierownika Zakładu Fizyki Technicznej szereg osób z tego Zakładu uzyskało stopień doktora. Jedną z nich — doktora habilitowanego. Wynikało to z faktu, że Skierczyński, nie przywiązując dużego znaczenia do własnych stopni naukowych mobilizował swoich współpracowników do ich uzyskiwania. Pod jego kierownictwem zostają uruchomione pracownie naukowe: fizyki plazmy, elektroniki cieczy, biofizyki oraz poglądowych metod nauczania fizyki. Wykonano w nich ogółem kilkadziesiąt prac zespołowych i indywidualnych.

Pasją życiową Skierczyńskiego była konstrukcja aparatury badawczej. W swoim dorobku ma 19 urządzeń z pełną dokumentacją, z których 18 wykonanych zostało w prototypach, dwa z nich stanowią opracowania unikalne.

Skierczyński uważał, że głównym zadaniem każdej szkoły wyższej jest nauczanie, toteż dydaktyka zajmowała czołową pozycję w jego działalności. Swoje doświadczenia konstrukcyjne wykorzystywał przy tworzeniu pracowni dydaktycznych. Był autorem ośmiu skryptów z zakresu dydaktyki, w tym obszernego i dobrze ocenionego przez recenzentów *Wstępu do metrologii*. Brał udział w opracowaniu programów studiów. Działał w Między-



POŻAR NIE GROZI

JEŚLI OBIEKT WYPOSAŻONY JEST W URZĄDZENIE RADIOIZOTOPOWE RUPI-1

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

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

RUPI-1 stale kontroluje stan systemu sygnalizacyjnego.

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

TENEX  TM

Eksporter: V/O TECHSNABEXPORT

ZSRR, 121200 Moskwa

Smolenskaja-Siennaja 32/34

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

uczelnianym Ośrodkiem Metodycznym Wyższych Studiów Technicznych dla Pracujących w Głiwicach. Uczestniczył w ogólnokrajowym eksperymencie „Politechnika telewizyjna”, prowadząc seminarium dla konsultantów i nadzorując pracę punktów konsultacyjnych w woj. lubelskim. Był współorganizatorem ogólnokrajowej konferencji „Nowoczesność w nauczaniu fizyki na studiach technicznych” (Wisła-Malinka, 26-29, 10 1977).

Uczestniczył w upowszechnianiu wiedzy przez organizowanie wielu kursów, odczytów, prelekcji, brał także udział w dorocznych pokazach z fizyki, organizowanych przez Oddział Lubelski PTF. Prowadził szkolenie na szczeblu sztabów wojskowych z zakresu konstrukcji, działania czynników rażenia i techniki użycia broni jądrowej. Pracował społecznie w Naczelnej Organizacji Technicznej,

był przewodniczącym Komitetu Techniki Jądrowej NOT.

Wyrazem uznania jego zasług są przyznane mu liczne wyróżnienia, nagrody i odznaczenia, m. in. Medal Komisji Edukacji Narodowej, Złoty Krzyż Zasługi i Krzyż Kawalerski Orderu Odrodzenia Polski.

Odszedł ktoś, kto swoim entuzjazmem, zdolnościami i dużym talentem organizacyjnym wydatnie przyczynił się do wychowania młodej kadry technicznej. Odszedł dobry dydaktyk, człowiek uczciwy, bezkompromisowy, odpowiedzialny, który od chwili, gdy jako 16-letni chłopiec włączył się do czynnej walki uważał, że zaangażowanie jest jego głównym moralnym obowiązkiem.

Jerzy Meldizon

Hanna Skierczyńska-Zagajewska

KALENDARZ IMPREZ

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

KONFERENCJE 1988

25—29 lipca 1988, Toruń

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

Z: 15. 2. 88, A: 1. 3. 88, P, ang.

15—19 sierpnia 1988, Warszawa

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

A: 15. 3. 88, P, U: 1000, ang.

5—9 września 1988, Toruń

VII Polska Konferencja Spektroanalityczna i X CANAS. Komisja Analitycznej Spektrometrii Atomowej Komitetu Chemii Analitycznej PAN i Uniwersytet Mikołaja Kopernika. Dr Jerzy Fijałkowski, Inst. Chemii i Techniki Jądrowej, Dorożna 16, 03-195 Warszawa, tel. 11-30-21 w. 1276.

pol. i ang.

4—10 września 1988, Szczyrk-Biła

4th International Conference on Physics of Magnetic Materials (ICPMM), Instytut Fizyki PAN, Zakład Materiałów Magnetycznych POLFER. Dr Marek Gutowski, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43-70-01 w. 122, tlx 812468 ifpan pl.

P, U: 250, ang.

wrzesień 1988, Warszawa

II krajowe Seminarium Mössbauerowskie, Instytut Fizyki Politechniki Warszawskiej. Doc. W. Zych, IF PW, Koszykowa 75, 00-662 Warszawa, tel. 210071439.

SZKOŁY 1988

13-27 stycznia 1988, Karpacz

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

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

4—13 maja 1988, Polanica Zdrój

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

A: 31.12.87, P, ang., O: 25 000 zł (zakwaterowanie, wyżywienie, materiały).

NOWE KSIĄŻKI

- H. Barańska, A. Łabudzińska, J. Terpiński, *Laser Raman Spectrometry Analytical Applications*, PWN, Warszawa 1987, nakład 100 egz., cena zł 600.—
- Werner Heisenberg, *Część i całość — rozmowy o fizyce*, z języka niemieckiego tłum. Kazimierz Napiórkowski, PIW, Warszawa 1987, s. 309, nakład 20 000 egz., cena zł 360.—
- A. A. Iljuszyn, W. A. Łomakin, A. P. Szmakow, *Mechanika ośrodków ciągłych w zadaniach i ćwiczeniach*, z języka rosyjskiego tłum. Włodzimierz Zuzga, PWN, Warszawa 1987, s. 214, nakład 1000 egz., cena zł 200.—
- Richard L. Liboff, *Wstęp do mechaniki kwantowej*, z języka angielskiego tłum. Janina Jedlińska-Rećko i Perla Kacman, wyd. I, PWN, Warszawa 1987, s. 574, cena zł 640.—
- Andrzej Oleś, *Metody eksperymentalne fizyki ciała stałego*, WNT, Warszawa 1987, s. 270, nakład 2300 egz., cena zł 300.—
- A. A. Piński, *Zadania z fizyki*, z języka rosyjskiego tłum. Helena Ratomska, PWN, Warszawa 1987, wyd. II, s. 304, cena zł 340.—
- I. W. Sawieliew, *Kurs fizyki*, t. 1 *Mechanika. Fizyka cząsteczkowa*, z języka rosyjskiego tłum. Helena Ratomska, PWN, Warszawa 1987, s. 492, cena zł 430.—
- E. T. Sokołow, *Centaur, czyli jak matematyka pomaga fizyce*, PWN, Biblioteka Problemów, Warszawa 1987, nakład 9000 egz., cena zł 180.—
- Kacper Zalewski, *Wykłady o grupie obrotów*, PWN, Biblioteka Fizyki, Warszawa 1987, wyd. I, s. 115, cena zł 150.—

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 prywatne 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 i sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

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

7. Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach w rozmiarze 2 do 4 razy większym niż mają być w druku. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku 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. Wszystkie przypisy i uwagi, numerowane kolejno cyframi arabskimi u góry, winny być zamieszczone nie w spisie literatury, a u dołu stronicy, na której są odsyłacze.

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

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

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

[3] N. N. Bogolyubov, D. V. Shirkov, *Vvedenie v teoryu kwantovannykh polei*, Nauka, Moskva 1973, str. 20.

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

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

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

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

POSTĘPY FIZYKI
(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma na r. 1988

**Cena prenumeraty: półrocznie 450.—
rocznie zł 900.—**

Prenumeratę krajową i za granicę przyjmuje się:

do dnia 10 listopada na I półrocze roku następnego i cały rok następnym.

do dnia 1 czerwca na II półrocze roku bieżącego.

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

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

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

PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

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

Information for subscribers

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.

SPIS TREŚCI

R. R. Gałązka — Półprzewodniki półmagnetyczne	391
R. G. Brewer, E. L. Hahn — Pamięć atomowa (tłum. <i>Mirosław Hamera</i>)	399
S. Weinberg — Przeszłość i przyszłość fizyki cząstek elementarnych (tłum. <i>Zygmunt Ajduk</i>)	413
WSPOMNIENIA — ROCZNICE	
B. Średniawa — Wspomnienie o profesorze Janie Weysenhoffie	425
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
P. Pierański, K. W. Wojciechowski, A. Brańka, M. Godlewska — Metoda symulacji mechanicznej w badaniu klasycznych układów wielu ciał	437
NOWOŚCI NAUKOWE	
K. I. Wysokiński — Odkrycie wysokotemperaturowych nadprzewodników	463
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	473
RECENZJE	475
KRONIKA	477

CONTENTS

R. R. Gałązka — Semimagnetic Semiconductors	391
R. G. Brewer, E. L. Hahn — Atomic Memory	399
S. Weinberg — Particle Physics: Past and Future	413
RECOLLECTIONS — ANNIVERSARIES	
B. Średniawa — In Memory of Professor Jan Weysenhoff	425
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
P. Pierański, K. W. Wojciechowski, A. Brańka, M. Godlewska — Mechanical Simulations of Classical Many Body Problems	437
SCIENTIFIC NEWS	
K. I. Wysokiński — Discovery of the High Temperature Superconductors	463
MEETINGS AND CONFERENCES	473
REVIEWS	475
CHRONICLE	477