

---

PTF

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

# POSTĘPY FIZYKI

TOM 39  
ZESZYT 5  
1988

---

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr STANISŁAW G. ROHOZIŃSKI

Skarbnik

Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI

Członkowie Zarządu

Dr TERESA BIAŁECKA

Doc. dr JERZY DEMBCZYŃSKI

Doc. dr STANISŁAW HAŁAS

Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI

Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK

Prof. dr JÓZEF TERLECKI

Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*

Dr hab. JAN KALINOWSKI — *Delta*

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

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Doc. dr MICHAŁ ŚWIEŹKI (Białystok)

Dr BRONISŁAW GRZEGORZEWSKI (Bydgoszcz)

Dr MARTA DUŚ-SITEK (Częstochowa)

Doc. dr Jerzy GRZYWACZ (Gdańsk)

Doc. dr MIECZYSLAW F. PAZDUR (Gliwice)

Doc. dr WIESŁAWA ZAREK (Kato-wice)

Doc. dr SŁAWOMIR CHOJNACKI (Kielce)

Prof. dr LUCJAN JARCZYK (Kraków)

Doc. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK (Łódź)

Doc. dr MIECZYSLAW PIRÓG (Opole)

Doc. dr JADWIGA STANKOWSKA (Poznań)

Prof. dr ALEKSANDER SZYMAŃSKI (Rzeszów)

Dr HENRYK WREMBEL (Ślupsk)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)

Prof. dr STANISŁAW DEMBINSKI (Toruń)

Prof. dr MARIAN GRYNBERG (Warszawa)

Doc. dr EWA DOBIERZEWSKA-MOZRZYMAS (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA ul. Hoża 69, tel. 21-26-68

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 39, ZESZYT 5

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1988

## RADA REDAKCYJNA

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

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Adam Sobiczewski

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

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

## Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Piotr Malinowski* (Białystok)  
dr *Romualda Pfranger* (Częstochowa)  
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)  
doc. dr *Eugeniusz Soczkiewicz* (Gliwice)  
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)  
dr *Małgorzata Suchańska* (Kielce)  
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)  
prof. dr *Tomasz Goworek* (Lublin)  
prof. dr *Leszek Wojtczak* (Łódź)  
dr *Wojciech Wojtanowski* (Opole)  
prof. dr *Andrzej Graja* (Poznań)  
mgr *Danuta Ficek* (Słupsk)  
dr *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 2024+86 egz. Ark. wyd. 7,25. Ark. druk. 6+2 wkł. Papier offset. kl. III  
70×100, 71 g. Oddano do składania w maju 1988 r. Podpisano do druku  
we wrześniu 1988 r. Druk ukończono w październiku 1988 r. Zam. 237/88.

Cena zł 150,—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, ul. Manifestu Lipcowego 13

*Andrzej Oleś*

Institut Fizyki i Techniki Jądrowej  
Akademia Górniczo-Hutnicza  
Kraków

## Metody badania magnetyzmu powierzchni ciała stałego Methods for the Investigation of Solid State Surface Magnetism

*Abstract:* Various spectroscopic methods for the investigation of solid state surface magnetism are described. For each method, the physical principles, short descriptions of the equipment and some typical results are given. A comparison between the methods is made.

### 1. Uwagi wstępne

Na temat badania magnetyzmu powierzchni ukazało się już wiele artykułów przeglądowych, np. [1–6]. W badaniach powierzchni ciała stałego istotną rolę odgrywa zarówno aspekt poznawczy, jak i praktyczny. Z punktu widzenia poznawczego ważne są własności pierwszych warstw powierzchniowych i ich konfrontacja z istniejącymi modelami teoretycznymi. Podobnie jak struktura powierzchni, tak i inne jej własności fizyczne mogą znacznie odbiegać od swych odpowiedników w materiale litym. Badania własności fizycznych powierzchni ciała stałego mają z roku na rok rosnące znaczenie, już choćby dzięki stale postępującej miniaturyzacji elementów elektronicznych, co pociąga za sobą wzrost roli powierzchni w stosunku do objętości.

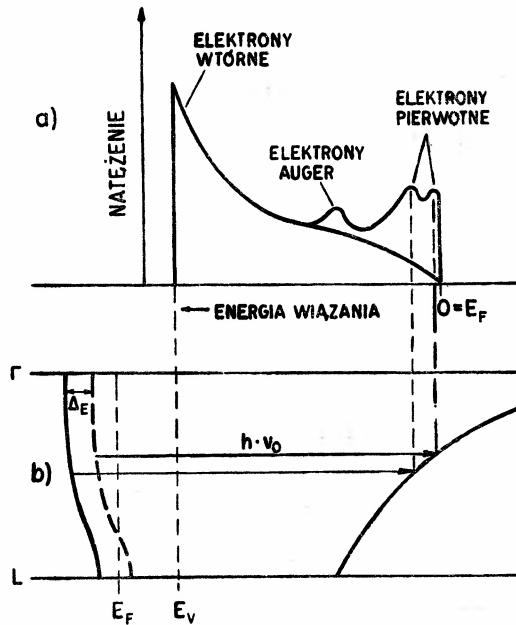
We współczesnych metodach badania magnetyzmu powierzchni posługujemy się głównie spolaryzowanymi elektronami. Liczne badania korzystające ze spolaryzowanych elektronów doprowadziły już do uzyskania ważnych informacji o magnetyzmie (np. [7–13]).

W artykule niniejszym pragniemy omówić najważniejsze metody określania polaryzacji spinowej elektronów powierzchniowych. W przypadku każdej metody przedstawiono: zasadę fizyczną metody, schemat stosowanej aparatury pomiarowej i jej parametry oraz przykłady uzyskiwanych wyników. Przedyskutowane zostaną następujące metody badawcze pozwalające na analizę uporządkowania elektronowych spinów próbki: fotoemisja z analizą spinową, odwrotna fotoemisja przy spolaryzowanej wiązce padających elektronów, dyfrakcja niskoenergetycznych spolaryzowanych elektronów, polaryzacja elektronów wyzwanych polem elektrycznym, spektrometrie wtórnych elektronów i strat energii elektronów z analizą polaryzacyjną, spektrometria wychwytu elektronów i w końcu spektrometrie spolaryzowanych pozytonów i atomów.

Celem opracowania jest zarówno chęć zapoznania Czytelnika z finezją współczesnych metod eksperymentalnych fizyki ciała stałego, jak i wskazanie na zalety każdej z metod, co może ułatwić wybór podejmowanej techniki badawczej.

## 2. Spektrometria fotoemisyjna (Photoemission Spectroscopy–PES)

Spektrometria bez analizy polaryzacyjnej jak i inne metody określania struktury elektronowej ciała stałego zostały opisane uprzednio [14]. Tu zajmiemy się spektrometrią fotoelektronów spolaryzowanych wyzwalanych przez fotony z powierzchni namagnesowanego ferromagnetyka. Sytuację ilustruje rys. 1. Dodajmy, że droga swobodna foto-



Rys. 1 a). Typowy rozkład energii fotoelektronów. b) Część struktury pasmowej ferromagnetycznego metalu. Ukazane są przejścia pomiędzy pasmem rozszczepionym ze względu na spin a poziomem swobodnego elektronu. Są one przyczyną maksimum na krzywej rozkładu energii na rys. 1a)

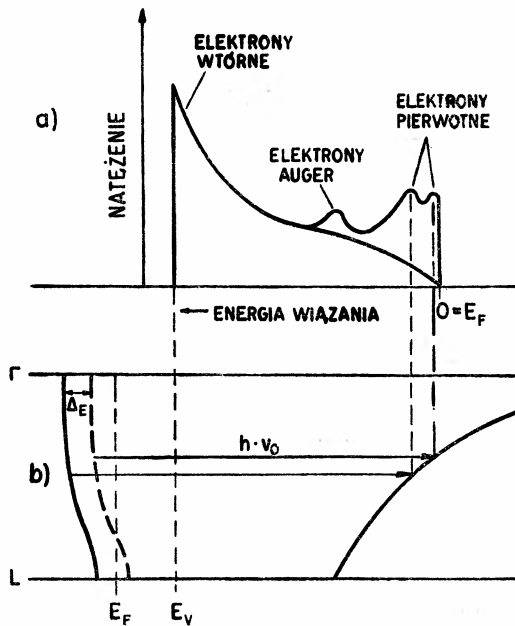
elektronów w ciele stałym nie przekracza 3 nm. Elektrony doznające rozproszeń zwiększają widoczne na rysunku tło. Wobec faktu, że czas procesu emisji jest krótki ( $10^{-14}$  s), znacznie krótszy od czasu relaksacji spinowej ( $10^{-12}$  s), polaryzacja nie ulega zmianie. Analiza polaryzacyjna spinu możliwa jest dzięki detektorowi Motta. Detektor ten odgrywa w omawianych metodach ważną rolę i dlatego warto mu poświęcić nieco uwagi. Elektrony, których polaryzację pragniemy określić są przyspieszane do 100 keV. Przez polaryzację wiązki rozumiemy:

$$P = \frac{I_{\uparrow} - I_{\downarrow}}{I_{\uparrow} + I_{\downarrow}},$$

Celem opracowania jest zarówno chęć zapoznania Czytelnika z finezją współczesnych metod eksperymentalnych fizyki ciała stałego, jak i wskazanie na zalety każdej z metod, co może ułatwić wybór podejmowanej techniki badawczej.

## 2. Spektrometria fotoemisyjna (Photoemission Spectroscopy-PES)

Spektrometria bez analizy polaryzacyjnej jak i inne metody określania struktury elektronowej ciała stałego zostały opisane uprzednio [14]. Tu zajmiemy się spektrometrią fotoelektronów spolaryzowanych wyzwalanych przez fotony z powierzchni namagnesowanego ferromagnetyka. Sytuację ilustruje rys. 1. Dodajmy, że droga swobodna foto-



Rys. 1 a). Typowy rozkład energii fotoelektronów. b) Część struktury pasmowej ferromagnetycznego metalu. Ukazane są przejścia pomiędzy pasmem rozszczepionym ze względu na spin a poziomem swobodnego elektronu. Są one przyczyną maksimum na krzywej rozkładu energii na rys. 1a)

elektronów w ciele stałym nie przekracza 3 nm. Elektrony doznające rozproszeń zwiększają widoczne na rysunku tło. Wobec faktu, że czas procesu emisji jest krótki ( $10^{-14}$  s), znacznie krótszy od czasu relaksacji spinowej ( $10^{-12}$  s), polaryzacja nie ulega zmianie. Analiza polaryzacyjna spinu możliwa jest dzięki detektorowi Motta. Detektor ten odgrywa w omawianych metodach ważną rolę i dlatego warto mu poświęcić nieco uwagi. Elektrony, których polaryzację pragniemy określić są przyspieszane do 100 keV. Przez polaryzację wiązki rozumiemy:

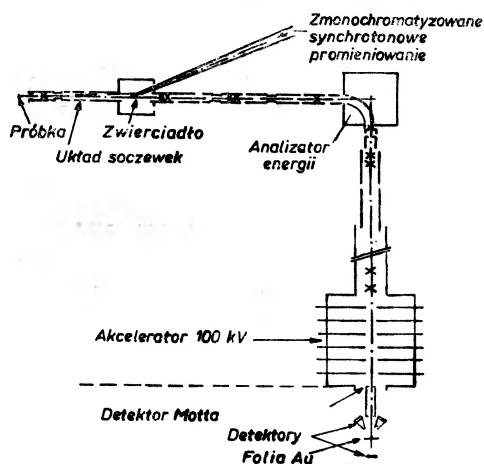
$$P = \frac{I_{\uparrow} - I_{\downarrow}}{I_{\uparrow} + I_{\downarrow}},$$

gdzie  $I\uparrow$  oraz  $I\downarrow$  oznaczają natężenia elektronów o spinie  $\uparrow$  lub  $\downarrow$ . Analiza spinowa polaryzacji spinów polega na rozpraszaniu elektronów na folii złota. Jeśli wiązka jest spolaryzowana z wektorem polaryzacji prostopadłym do płaszczyzny rozpraszania elektronów to pojawia się asymetria rozpraszania lewo-prawo. Związana jest ona z oddziaływaniem spin-orbita. Największy efekt występuje przy rozpraszaniu wstecznym pod kątem  $120^\circ$ . Stosując tę metodę tracimy sporo na rejestrowanym natężeniu ( $10^3$ – $10^4$ ). Mimo tak poważnej niedogodności detekcja Motta jest stosowana jako metoda standardowa.

Jak wiadomo w latach 70. pojawiły się nowe źródła promieniowania w postaci synchrotronów pracujących dla celów fizyki ciała stałego. Promieniowanie synchrotronowe cechuje ogromne natężenie, szeroki zakres widmowy a ponadto jest to promieniowanie spolaryzowane. Otworzyły się nowe, niespotykane dotychczas możliwości [15–20]. Detektor Motta znajduje powszechne zastosowanie, a co więcej można równocześnie przeprowadzać analizę kątową wyzwolonych elektronów oraz ich analizę energetyczną. Pojawia się nowa technika eksperymentalna, której poświęcony jest następny rozdział.

### 3. Spektrometria elektronów fotoemisji z analizą kątową i polaryzacyjną (Spin Polarized Angle Resolved Photoemission Spectroscopy–SPARPES)

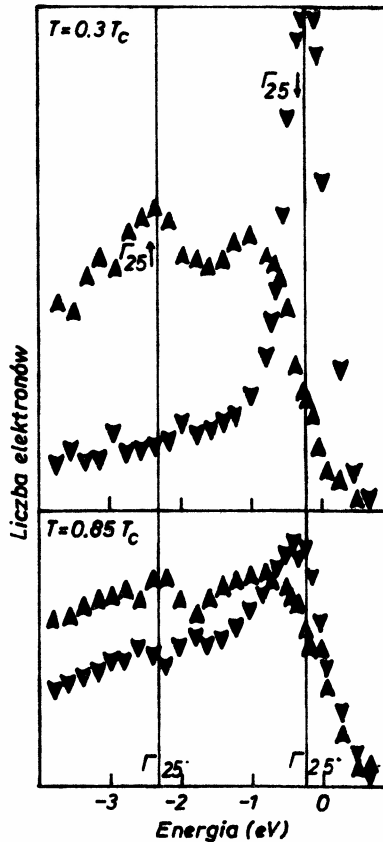
Energia stosowanych zwykle fotonów zawarta jest w granicach ( $5$ – $10^2$ ) eV. Równoległe z wprowadzeniem promieniowania synchrotronowego obserwuje się znaczny postęp w konstrukcji analizatorów energii (CMA — Cylindrical Mirror Analyser czy SCA — Spherical Condenser Analyser), o czym szczegółowo w [14]. Pełna analiza fotoelektronów obejmująca kąt emisji, energię i spin umożliwia uzyskanie najbardziej wartościowych danych. Schemat odpowiedniej aparatury pomiarowej przedstawia rys. 2. Jak wiadomo teoria pasmowa elektronów w ferromagnetykach takich jak Fe, Co, Ni przewiduje rozszczepienie w wyniku oddziaływania wymiennie-korelacyjnego na podpasmo większościowe



Rys. 2. Schemat aparatury SPARPES zapewniającej analizę pędu, energii i polaryzacji fotoelektronów wyzwolonych promieniowaniem synchrotronowym [8]



o określonej orientacji spinów i podpasmo mniejszościowe o spinach antyrównoległych. Pokazana aparatura umożliwiła wyznaczanie widm fotoelektronów większościowych i mniejszościowych. Przykładem tego niech będzie wynik pomiarów ukazany na rys. 3.

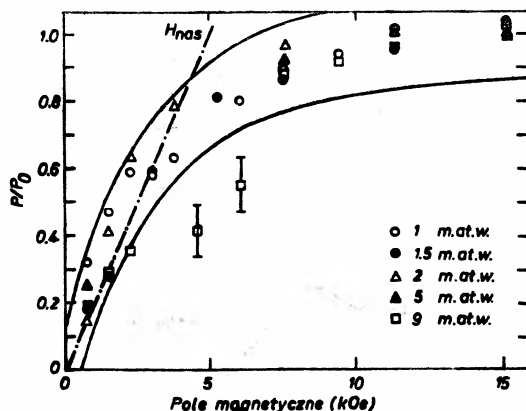


Rys. 3. Widmo spolaryzowanych fotoelektronów pochodzących z powierzchni Fe(100). Elektrony większościowe—strzałki ku górze, mniejszościowe w dół. Efekt rozszczepienia na skutek oddziaływania magnetycznego widoczny jako różnica pozycji maksimum  $\Gamma_{25}$ . Górne widma wyznaczone w temp.  $0,3 T_c$ , dolne  $0,85 T_c$ . Jak widać, rozszczepienie nie ulega zmianie [8]

Między innymi przedstawione krzywe informują o zachowaniu wartości rozszczepienia przy zbliżaniu się do temperatury Curie. Również badania próbek w nieobecności pola magnetycznego dostarczają ważnych informacji, np. [21]. Natomiast analiza widm uzyskanych dla różnych kątów rozpraszania prowadzi do wyznaczenia krzywych dyspersji.

Bardzo elegancki był pomiar D. Percia [10] wykazujący, że nawet jednoatomowa warstwa może być ferromagnetyczna. Ze względu na wagę tego stwierdzenia zamieszczono rys. 4. Przedstawiono tu znormalizowane wyniki polaryzacji elektronów wybitych z warstw o różnych grubościach. Dokumentacja ta jest w pełni przekonująca.

Dotychczas zajmowaliśmy się stanami obsadzonymi — przejdźmy obecnie do stanów powyżej poziomu Fermiego, tzn. nieobsadzonych. Należy oczekiwać, że będzie tam od-



Rys. 4. Znormalizowana polaryzacja  $P/P_0$  jako funkcja zewnętrznego pola magnetycznego prostopadłego do powierzchni warstwy. Zamieszczono dane dla 5 epitaksjalnych warstw Co osadzonych na miedzi. Grubość osadzonego Co wynosiła 1-9 monoatomowych warstw. Wartości polaryzacji nasycenia:  $P_0(1\text{m.at.w.}) = 9\%$ ;  $P_0(1,5\text{ m.at.w.}) = 9,5\%$ ;  $P_0(2\text{ m.at.w.}) = 9,5\%$ ;  $P_0(5\text{ m.at.w.}) = 15\%$ ;  $P_0(9\text{ m.at.w.}) = 20\%$ . Krzywa przerywana, o początkowym nachyleniu krzywej  $P/P_0$  osiąga wartość  $P/P_0 = 1$  dla  $H = 5 \pm 2\text{ kOe}$  [10]

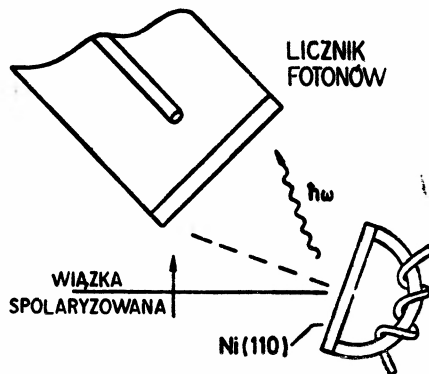
powiednio mniej stanów, które mogą obsadzać elektrony o spinach zgodnych z obsadzonym (poniżej  $E_F$ ) pasmem większościowym. Potwierdzenie tego dostarcza między innymi metoda fotoemisji odwrotnej.

#### 4. Metoda fotoemisji odwrotnej (Inverse Photoemission Spectroscopy-IPES)

Jak sama nazwa wskazuje mamy tu do czynienia z bombardowaniem ciała stałego elektronami, które wchodzą na poziomy pustej, a nadmiar energii emitowany jest w postaci promieniowania  $h\nu$ . Na ten temat warto przejrzeć artykuły [22, 23].

Trudność polega na tym, że o ile poprzednio na foton (o energii ok. 1 eV) przypadało  $10^{-4}$  elektronów, o tyle teraz dla tego samego przedziału energetycznego fotonu przypada  $10^{-8}$  fotonów na elektron. Ten niedobór należy usunąć zwiększając strumień elektronów. Oczywiście z uwagi na interesujące nas zagadnienie, elektrony winny być spolaryzowane. Uzyskuje się to przy pomocy elementu półprzewodnikowego GaAs. Zdegenerowany, domieszkowany  $p$  ( $10^{19}\text{ cm}^{-3}$ ) monokryształ GaAs jest łupany wzdłuż płaszczyzny (110). Następnie powierzchnia ta pokrywana jest Cs i  $\text{O}_2$  celem uzyskania ujemnego powinowactwa elektronowego (negative electron affinity), tzn. poziom próżni jest przesunięty poniżej dolnej krawędzi pasma przewodnictwa. W pasmie walencyjnym występuje rozszczepienie spinowo-orbitalne na czterokrotnie zdegenerowany poziom  $p_{3/2}$  i znajdujący się niżej o 0,35 eV dwukrotnie zdegenerowany  $p_{1/2}$ . Przejście z  $p_{3/2}$  (duże natężenie) do pasma przewodnictwa  $s_{1/2}$  indukowane jest światłem spolaryzowanym kołowo o energii kwantu 1,5 eV (szczegóły patrz [24]). O polaryzacji elektronów decydują reguły wyboru (kręt fotonu). Optycznie pompowane elektrony są częściowo termalizowane w kryształach i przechodzą do próżni z energią (0,20-0,55) eV. Teoretyczna wartość

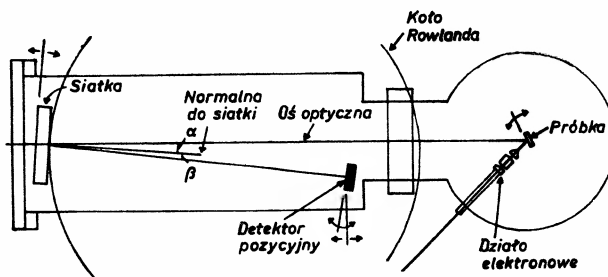
polaryzacji elektronów wynosi 50%. Następnie są one przyspieszane napięciem 1 kV i odchylane o  $90^\circ$  w sferycznym kondensatorze celem zamiany polaryzacji podłużnej na poprzeczną, wymaganą w detektorze Motta. Prąd opuszczający katodę GaAs zależy od natężenia wzbudzającego promieniowania i osiąga  $20 \mu\text{A}/\text{mW}$ . Zmianę zwrotu polaryzacji spinów zapewnia zmiana kierunku polaryzacji kołowej światła. Powszechnie znane są dwa rodzaje spektrometrów. W jednym przypadku stosuje się metodę izochromatycznej spektroskopii promieniowania hamowania (Bremsstrahlung Isochromat Spectro-



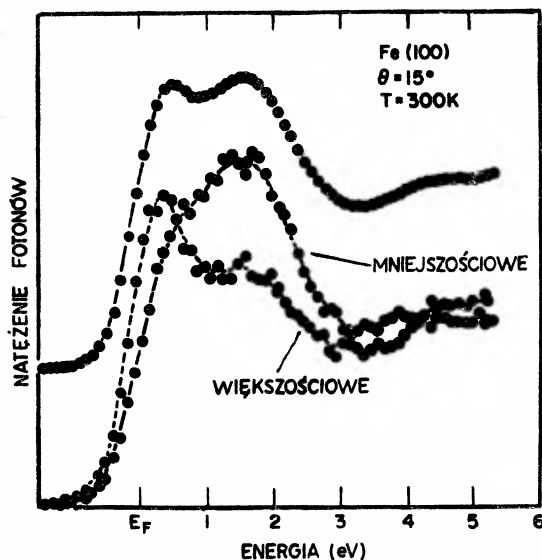
Rys. 5. Schemat układu pomiarowego w metodzie BIS uwzględniającej analizę kątową padającej, spolaryzowanej wiązki pierwotnych elektronów [22]

scopy BIS), patrz rys. 5. Detektorem promieniowania  $h\nu$  jest licznik Geigera o specjalnym napełnieniu, zaopatrzony w filtr (szczegóły w [14]). Licznik taki rejestruje fotony z wąskiego okna energetycznego, ok. 9,7 eV. Zmieniając energię padających elektronów możemy wyznaczyć widmo stanów większościowych i mniejszościowych powyżej poziomu Fermiego. Oczywiście będzie obecnie mniej (stany puste) stanów odpowiadających większościowej orientacji spinów.

Drugi rodzaj spektrometru przedstawia rys. 6. Źródłem spolaryzowanych elektronów jest znow fotodioda; analizy energii fotonów dokonujemy stosując wygiętą siatkę dyfrakcyjną (1000 rys/mm); spektrometr zaopatrzony jest w wielokanałowy detektor pozycyjny. Przykład wyznaczonego widma stanów pustych pokazany jest na rys. 7.



Rys. 6. Schemat spektrometru siatkowego metody IPES. Widoczne działo spolaryzowanych elektronów [22]



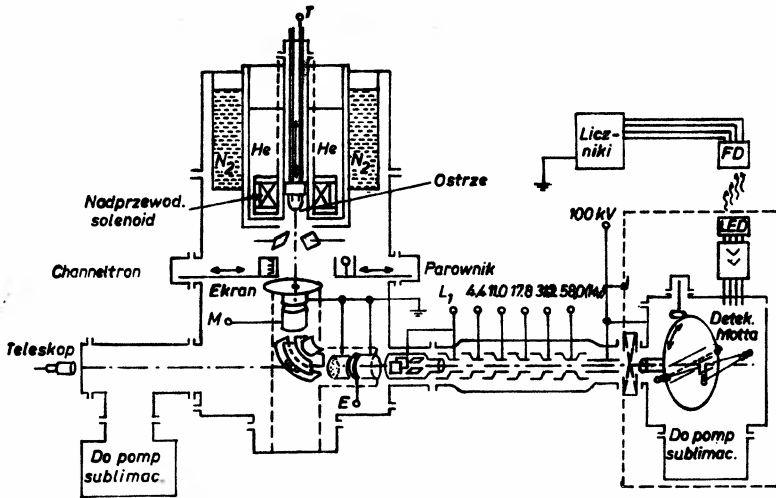
Rys. 7. Wyniki pomiarów dla Fe(100) wykonanych metodą odwrotnej fotoemisji ze spolaryzowanymi elektronami. Widoczne podpasma mniejszościowe i większościowe oraz pasmo sumaryczne [25]

Jak pokazano (rys. 3 i rys. 7), zastosowanie dwóch metod — fotoemisji z analizą spinową oraz odwrotnej fotoemisji elektronów spolaryzowanych pozwala na uzyskanie pełnej informacji o gęstości stanów i ich polaryzacji. Dotyczy to zarówno stanów zapełnionych jak i pustych.

### 5. Spektrometria emisji polowej (Field Emission Spectroscopy—FES)

Metoda została rozwinięta w latach 70. [26–28]. W tym czasie interpretacja danych pomiarowych doczekała się wsparcia teoretycznego. Podobnie jak w znanej metodzie mikroskopii polowej (Müller — lata 50.) elektrony zostają wyrwane z ostrza wysokim polem elektrycznym. Oczywiście, ostrze zawiera badany materiał. W prądzie uczestniczą głównie elektrony odległe do 100 meV od poziomu Fermiego. Jako detektor stosowany jest znów układ Motta. Schemat aparatury pomiarowej uwzględniającej możliwość obserwacji przestrzennego rozkładu gęstości stanów bezpośrednio na ekranie przedstawia rys. 8. Kształt widma energetycznego bardzo silnie zależy od zaadsorbowanych atomów [29]. W 1965 r. Duke i Alferieff wykazali, że tunelowanie elektronów przez atomy zaadsorbowane może być zjawiskiem rezonansowym. Gdy elektron tunelujący ma tę samą energię co elektron wiążący adsorbenta, to zachodzi rezonans zwiększający do  $10^3$  razy prawdopodobieństwo emisji.

Badanie emisji z określonej płaszczyzny krystalograficznej przysparza szereg trudności. Składają się na nie: ostre warunki próżni; pomiary zwykle w niskich temperaturach; odpowiednie dobranie natężenia pola elektrycznego i magnetycznego; precyzyjna selekcja prądu emisji pochodzącego z różnych płaszczyzn. Ta ostatnia jest niemożliwa przy zbyt wysokich polach  $B \geq 0,5$  T oraz polu  $E$  odpowiadającemu energii wylatujących elektronów ok. 2,5 keV.

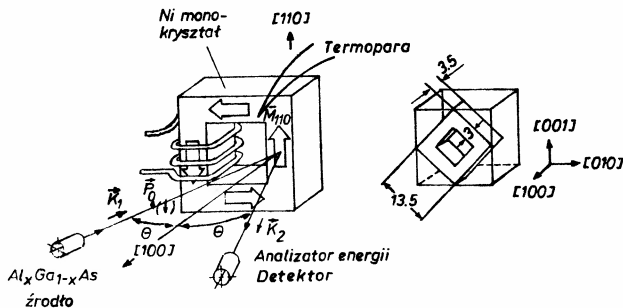


Rys. 8. Schemat spektrometru FES. Ciśnienie przy nieobecności ciekłego azotu i helu wynosi  $2 \cdot 10^{-10}$  Tr. Pole magnetyczne cewek nadprzewodzących służy do namagnesowania próbki (ostrza), a ponadto reguluje obraz na ekranie [27]

## 6. Dyfrakcja nisko energetycznych elektronów z analizą polaryzacyjną (Spin Polarized Low-Energy Electron Diffraction-SPLEED)

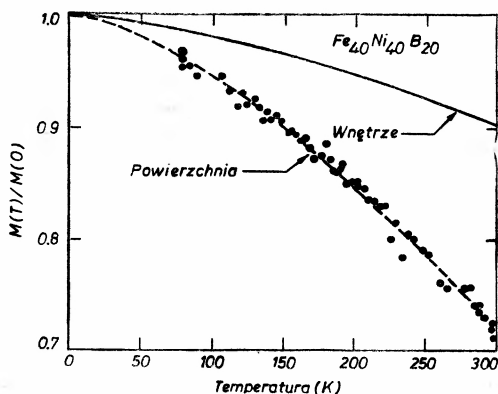
Schemat eksperymentu przedstawia rys. 9. Z ważniejszych artykułów przeglądowych tej metody wymieńmy [30–35]. Energia stosowanych elektronów wynosi 100 eV. Wiązka padająca na próbkę pod kątem  $45^\circ$  doznaje rozproszenia na pierwszej warstwie powierzchniowej. Analizę polaryzacyjną rozproszonych elektronów zapewnia detektor Motta.

Rozproszenie elastyczne może służyć do badania magnetyzmu powierzchni. I tak, np. dla Ni oraz energii padających elektronów 90 eV średnia droga swobodna przy nieelastycznym rozproszeniu wynosi  $5 \text{ \AA}$ . Stąd głębokość wnikania  $2,5 \text{ \AA}$  co daje średnio



Rys. 9. Schemat przedstawiający geometrię pomiarów metodą SPLEED przy badaniu monokryształu Ni. Po lewej u dołu źródło elektronów spolaryzowanych równolegle do namagnesowania  $M_{110}$ . Całość w ultra-wysokiej próżni. Termopara zapewnia pomiary temperaturowe. Obok pokazano, jak została wycięta próbka (rozmiary w mm) z monokryształu Ni [30]

około 1,5 warstwy atomowej. Przy pojedynczym rozproszeniu polaryzacja jest proporcjonalna do namagnesowania próbki. Przykładem ważnej, fizycznej informacji otrzymywanej tą metodą jest temperaturowa zależność namagnesowania powierzchni stopu amorficznego (rys. 10).



Rys. 10. Zależność namagnesowania od temperatury dla powierzchni stopu amorficznego  $Fe_{40}Ni_{40}B_{20}$ . Pomiary wykonane metodą SPLEED przy energii elektronów 90 eV [36]

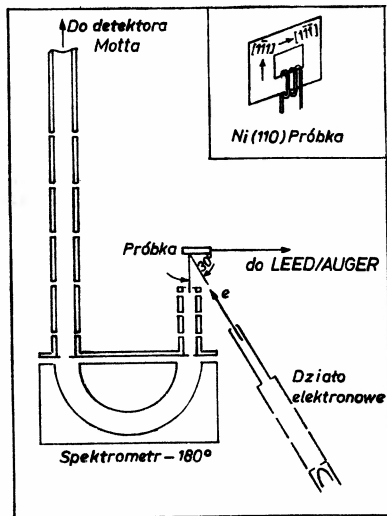
## 7. Spektrometria elektronów wtórnych z analizą spinową (Spin and Energy Analyzed Secondary Electron Emission Spectroscopy–SEASEES)

Elektrony wyższej energii służą do wybijania elektronów wtórnych. Energia elektronów pierwotnych wynosi do 500 eV, podczas gdy zakres energetyczny elektronów wtórnych zawarty jest w przedziale (0,5–25) eV. Schemat układu pomiarowego przedstawia rys. 11. Do tego typu badań można wykorzystać wiązkę elektronowego mikroskopu skaningowego. Gwarantuje to dobrą przestrzenną zdolność rozdzielczą.

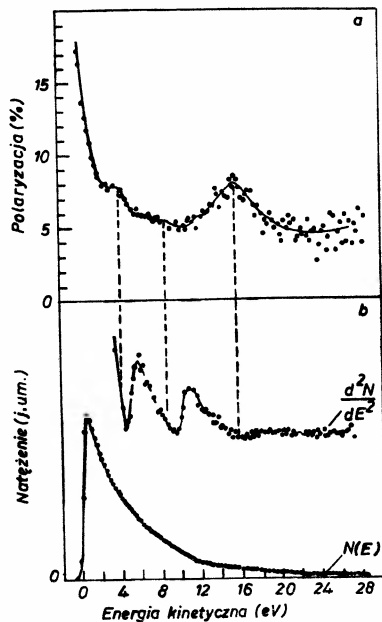
Rysunek 12 przedstawia wyniki analizy energetycznej i spinowej wtórnych elektronów. Obserwowane maksima krzywej polaryzacji (4; 8,5; 15,5) eV przypisuje się zwiększonej gęstości stanów. Elektrony z wyzwolonej pierwotnymi elektronami kaskady uczestniczą w różnych procesach, co utrudnia interpretację. Wymieńmy tu odwrotną fotoemisję, rozproszenie elektron–elektron, wzbudzenie plazmonów, oddziaływanie elektron–magnon. Najważniejsze z punktu widzenia zachowania spinu jest wzajemne oddziaływanie elektronów kaskady z elektronami ciała stałego. Tu wiele wyjaśniły prace teoretyczne, np. [37, 38].

## 8. Spektroskopia strat energii elektronów z analizą polaryzacyjną (Spin Polarized Electron Energy–Loss Spectroscopy–SPEELS)

W metodzie tej [25, 39] nadal korzystamy z optyki mikroskopu elektronowego. Energia stosowanych elektronów wynosi około 100 keV. Często badania prowadzone są w transmisji. Oczywiście zdolność rozdzielcza przestrzenna jest dobra (4 nm).



Rys. 11. Schemat układu pomiarowego dla metody SEASEES [34]



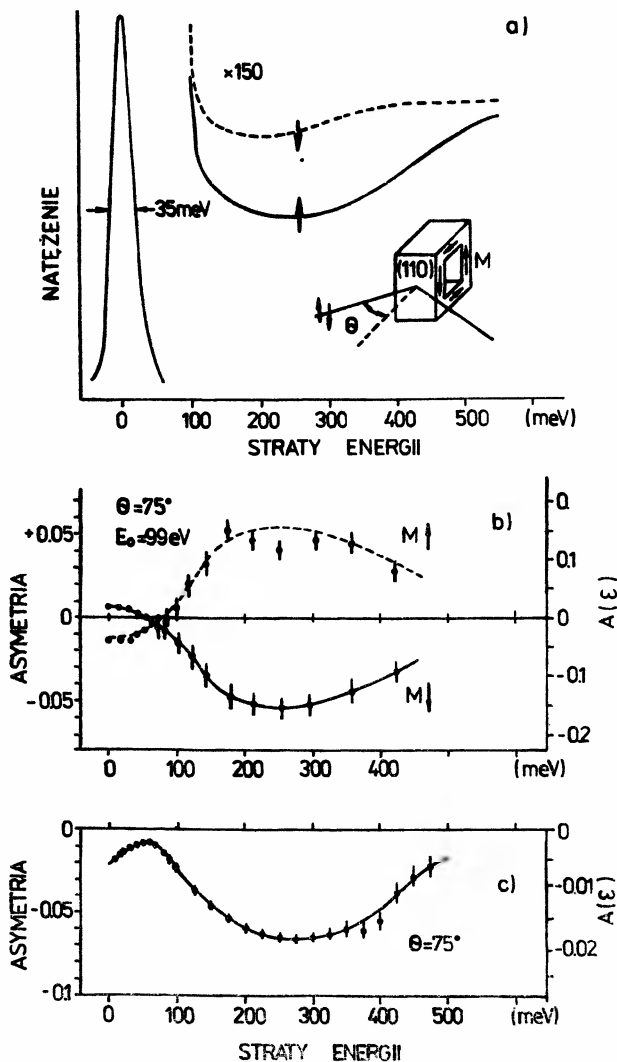
Rys. 12 a) Polaryzacja elektronów wtórnych wybitych z Ni elektronami o energii 400 eV. b) Natężenie elektronów wtórnych oraz druga pochodna ujawniająca strukturę [34]

Dokonyjąc analizy polaryzacyjnej wyznaczamy zależność natężenia elektronów od strat energii oraz od przekazu pędu. W praktyce zwykle wyznacza się  $J(\Delta E)$  przy stałym przekazy pędu, bądź  $J(\Delta k)$  przy stałej zmianie energii. Do interpretacji potrzebne są obie serie pomiarów. Obszar niewielkich przekazów energii  $E < 20$  eV zawiera w sobie informacje o oddziaływaniach z pojedynczymi elektronami oraz o oddziaływaniach kolektywnych.

Tą metodą wyznaczono po raz pierwszy stonerowskie widmo wzbudzeń w niklu. Rysunek 13 przedstawia typowe widma. Autorzy pracy [25] podają również asymetrię rozproszonych elektronów, tzn.

$$A(\Delta E) = \frac{1}{P_0} \frac{\uparrow J(\Delta E) - \downarrow J(\Delta E)}{\uparrow J(\Delta E) + \downarrow J(\Delta E)},$$

gdzie asymetria  $A$  jest określona jako znormalizowana różnica natężeń przy określonych stratach energii.  $P_0$  jest polaryzacją wiązki pierwotnej. Przy interpretacji takich krzy-



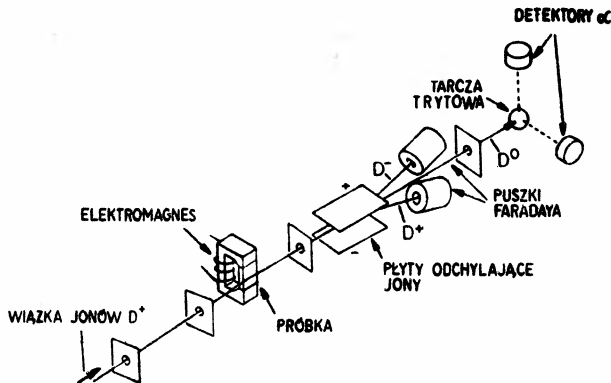
Rys. 13 a) Typowe widmo uzyskane metodą SPEELS. W różnicy liczby elektronów o spinach w górę i w dół uwzględniono niepełną polaryzację wiązki pierwotnej ( $P_0 \approx 35\%$ ). b) Asymetria jako funkcja strat energii dla dwóch orientacji namagnesowania  $M$  i dla określonej energii padających elektronów ( $E_0$ ) i kąta rozproszenia. c) Widmo asymetrii uśrednione po różnych energiach  $E_0$ . Maksimum asymetrii przy 0,28 eV o szerokości połowkowej 0,32 eV [25]



wych jak na rys. 13 należy uwzględnić szereg możliwych przypadków. Na przykład padający elektron wchodzi na poziom pusty zachowując określoną polaryzację spinową (przyjmijmy, że mniejszościową). Nadmiar energii przekazuje elektronowi tkwiącemu w paśmie obsadzonym (z większym prawdopodobieństwem elektronowi z podpasma większościowego). Wylatuje elektron o polaryzacji większościowej, a o energii pomniejszonej o różnicę wspomnianych tu poziomów. Badania dostarczają informacji o strukturze elektronowej.

## 9. Spektroskopia wychwytu elektronów (Electron Capture Spectroscopy–ECS)

Zalety tej młodej metody przyczyniły się do jej szerokiego stosowania. Bliższe dane o metodzie można znaleźć w artykułach przeglądowych [4, 40, 41]. Zasada fizyczna tej techniki pomiarowej polega na wychwycie spolaryzowanego elektronu w czasie odbicia jonu deuteru od powierzchni magnetyka pozostającego w zewnętrznym polu magnetycznym. Kąt odbicia od magnetyka jest bardzo mały (ok.  $0,2^\circ$ ). Dla jonów deuteru o energii  $E_0 = 150$  keV najmniejsza odległość zbliżenia do magnetyka wynosi 0,2 nm. Innymi słowy, mamy do czynienia z oddziaływaniem w całym tego słowa znaczeniu powierzchni-



Rys. 14. Schemat aparatury stosowanej w eksperymentach ECS [42]

wym. Aparaturę badawczą przedstawia rys. 14. Widoczna, skolimowana wiązka dodatnich jonów deuteru odbija się od powierzchni (hkl) magnetycznego monokryształu. Wyróżniamy dwa warianty metody.

### 9.1. Wychwyt jednoelektronowy (One Electron Capture–OEC)

Deuterony po odbiciu od monokryształu przechodzą pomiędzy okładkami kondensatora, przy czym jony dodatnie i ujemne zostają odchylone. Jedynie obojętne atomy deuteru przechodzą do tarczy. Na tej drodze na skutek oddziaływania nadsubtelnego z pochwyconym spolaryzowanym elektronem następuje polaryzacja jądra atomowego. Tarcza nasycona jest trytem. Zachodzi w niej reakcja  $T(d, n) \alpha$ . Wobec polaryzacji jąder

deuteru preferowana jest emisja cząstek  $\alpha$  w określonym kierunku. Widoczne na rys. 14 detektory cząstek  $\alpha$  umożliwiają wykrycie różnicy natężeń.

Badania prowadzone tą metodą wyjaśniły wiele faktów:

— polaryzacja elektronów powierzchni dla takich magnetyków jak Fe, Co, Ni jest różna od zera. Świadczy to o niesłuszności modeli teoretycznych przyjmujących obecność niemagnetycznej przejściowej warstwy powierzchniowej;

— polaryzacja jąder deuteru zarówno co do wielkości, jak i znaku jest bardzo silnie zależna od płaszczyzny odbicia ( $hkl$ ). Tym samym metoda nie nadaje się do badań polikryształów, gdzie trudno byłoby dokonywać konfrontacji wyników doświadczalnych z modelami teoretycznymi;

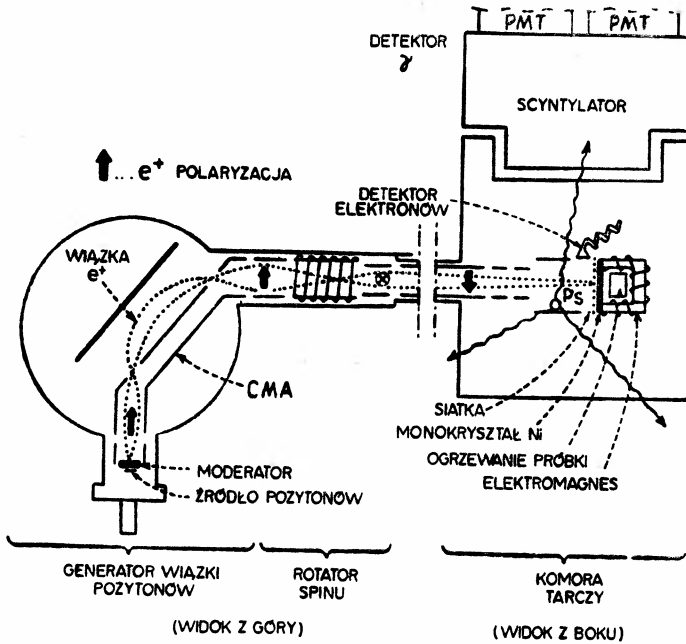
— polaryzacja wprawdzie zależy od płaszczyzny odbicia, ale nie zależy od kierunku padania wiązki.

## 9.2. Wychwyt dwuelektronowy (Two Electron Capture–TEC)

Spektroskopia wychwytu dwóch elektronów stosowana jest w badaniach lokalnego stanu polaryzacji elektronów. Proces TEC może być traktowany jako oddziaływanie z elektronami jednej domeny. Przelatujący nad próbką jon deuteru oddziałuje na krótkiej drodze (rzędu  $10^2$  odległości międzyatomowych), znacznie mniejszej niż rozmiary domeny. Pojawia się zatem możliwość badania lokalnych wewnątrzdomenowych polaryzacji dla  $T < T_c$ . Te ostatnie pomiary mogą być prowadzone bez udziału zewnętrznego pola magnetycznego. Tego typu badania wykonuje się metodą porównawczą. Wyznacza się mianowicie stosunek natężenia jonów (–) do jonów (+) i porównuje z analogicznym stosunkiem wyznaczonym przy odbiciu np. od powierzchni miedzi. Dodajmy, że proces odwrócenia spinu (spin–flip) praktycznie nie zachodzi — czas pozostawania deuteronu w najbliższym sąsiedztwie próbki wynosi  $10^{-14}$  s, a czas odwrócenia spinu jest rzędu  $10^{-12}$  s.

## 10. Spektroskopia powolnych, spolaryzowanych pozytonów (Spin Polarized Low Energy Positron Spectroscopy–SPLEPS)

Również i ta metoda odgrywa ważną rolę w badaniach magnetyzmu powierzchni [43]. W badaniach posługujemy się pozytonami o energii 1,5 keV. Źródłem ich jest  $^{22}\text{Na}$  (ok. 20 mCi). Wylatujące pozytony wprowadzane są do moderatora BePt. Tu wytracają energię oraz zostają spolaryzowane (ok. 60%) ze spinem ustawionym zgodnie z kierunkiem lotu. Po przejściu przez cylindryczny analizator zwierciadlany (analizator energii) wykazują polaryzację poprzeczną (patrz rys. 15). Widoczny na rysunku fliper umożliwia obrót spinów o  $180^\circ$ . Wiązka pozytonów o określonej energii z przedziału (300–1500) eV jest ogniskowana na powierzchni badanej próbki magnetycznej, pozostającej w polu  $\mathbf{B}$ . Głębokość wnikania jest mniejsza od drogi dyfuzji termicznej. Pozytony dążą ku powierzchni w wyniku wstecznej dyfuzji. Niemal wszystkie pozytony wychwytywane są przez elektrony ze stanów powierzchniowych. Powstałe pozytonium opuszcza częściowo powierzchnię. Przypomnijmy, że powstające pozytonium może występować w odmianie ortopozytu (spiny równoległe i czas życia 140 ns) lub parapozytu (spiny antyrównoległe



Rys. 15. Układ pomiarowy metody SPLEPS. Źródło pozytonów, analizator energii, fliper, przedstawione w rzucie z góry; dla większej jasności komora próbeki obrócona o  $90^\circ$  [43]

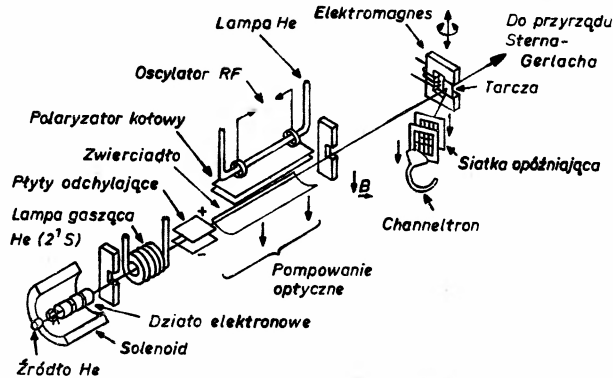
i czas życia 125 ps). Pierwszy z nich anihiluje dając trzy kwanty  $\gamma$ , drugi dwa kwanty  $\gamma$ . Występująca duża (3 rzędy wielkości) różnica czasów życia orto- i parapozytu wykorzystywana jest w pomiarach. I tak padający na próbkę pozyton wywołuje elektron, który jest rejestrowany (patrz rys. 15). Od tego momentu liczony jest czas do chwili impulsu z fotopowielacza obsługującego scyntylator. Autorzy pracy [44] uzyskali tą metodą bardzo atrakcyjne wyniki ujawniające gęstości stanów przypowierzchniowych. Autorzy wymienionej pracy dokonywali analizy kątowej emitowanych kwantów  $\gamma$ . Pozwoliło to na określenie składowych  $p_{\parallel}$  i  $p_{\perp}$  pozytonium. Wykryto anizotropię rozkładu pędu, a jej charakter jest cechą właściwą dla badanego materiału. W tej samej pracy autorzy wykazali jak znacznym zmianom ulega rozkład pędu, gdy powierzchnia metalu pokryta jest tlenem.

## 11. Spektrometria odzbudzenia metastabilnych, spolaryzowanych atomów (Spin Polarized Metastable Atom De-Excitation Spectroscopy-SPMDS)

Metoda ta zapewnia poznanie magnetyzmu najbardziej zewnętrznej warstwy ciała stałego [45, 46]. Proces decydujący o oddziaływaniu metastabilnego atomu z powierzchnią zachodzi w odległości  $3 \text{ \AA}$  od tej ostatniej.

Wylatujące ze źródła (patrz rys. 16) atomy He są wzbudzone do stanu  $2^3S$ , równoległą wiązką elektronów. Równocześnie powstają metastabilne atomy  $2^1S$  oraz jony. Jony usuwane są z wiązki poprzecznym polem elektrycznym. Natomiast atomy  $2^1S$  są od-

wzbudzone światłem lampy helowej i przechodzą do stanu  $1^1S$ . Atomy  $2^3S$  nie ulegają odwzbudzeniu pozostając w stanie podstawowym dla tripletu. Z kolei następuje polaryzacja atomów  $2^3S$  przy pomocy pompowania optycznego. Polega ono na absorpcji kołowo spolaryzowanego promieniowania lampy helowej ( $1,08 \mu\text{m}$ ), w wyniku czego



Rys. 16. Schemat aparatury do pomiarów metodą SPMDS [31]

następuje przejście  $2^3S \rightarrow 2^3P$ . Prowadzi to do spontanicznej emisji. Równoległe do wiązki świetlnej występuje słabe pole magnetyczne  $B$  zapewniające oś kwantyzacji. Polaryzacja, będąca skutkiem optycznego pompowania, zdefiniowana jest przez:

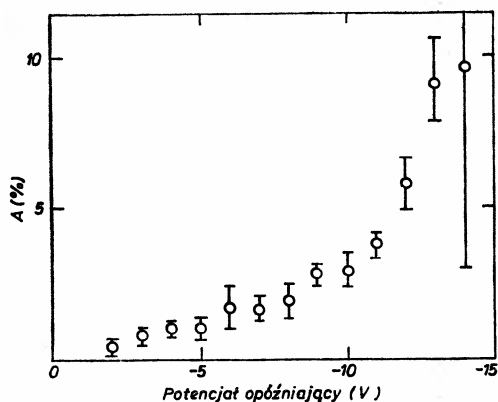
$$P_z = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_0 + n_-},$$

gdzie  $n_+$ ,  $n_0$ ,  $n_-$  oznaczają liczby odpowiednich atomów w wiązce z  $M_S = +1, 0, -1$ . Polaryzację odwracamy przez zmianę zwrotu polaryzacji kołowej promieniowania pompującego. Gdy wiązka  $2^3S$  osiąga powierzchnię próbki, zostają wyrzucone elektrony wtórne. Są one wprowadzane w układ siatek opóźniających i w zależności od swej energii mogą być rejestrowane. Wprowadzenie namagnesowania próbki pociąga za sobą zmianę natężenia rejestrowanych elektronów. Pojawia się zależność pomiędzy kierunkiem namagnesowania a polaryzacją. Efekt ten określamy parametrem asymetrii, którego definicja jest następująca:

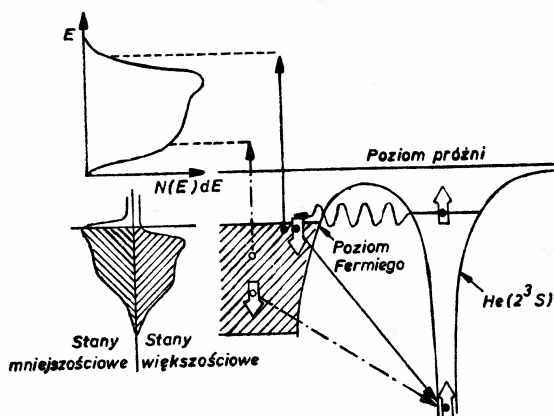
$$A = \frac{1}{P_z} \frac{R_+ - R_-}{R_+ + R_-},$$

gdzie  $R_+$  i  $R_-$  są zliczeniami channeltronu dla polaryzacji wiązki  $+P_z$  i  $-P_z$ . Wyniki pomiarów dla niklu podano na rys. 17.

Zależność natężenia rejestrowanych elektronów od polaryzacji wiązki atomów  $\text{He}(2^3S)$  znajduje wyjaśnienie w rys. 18. Jeśli wzbudzony i spolaryzowany atom  $\text{He}$  zbliża się do powierzchni metalu to najpierw jest jonizowany przez tunelowanie elektronu  $2s$  do niezajętego poziomu powyżej poziomu Fermiego (patrz rys. 18). Powstający jon  $\text{He}^+$  w dro-



Rys. 17. Paramter A w funkcji potencjału opóźniającego analizatora. Pomiary wykonano w 130°C dla namagnesowanej próbki Ni(100) [31]



Rys. 18. Diagram ilustrujący oddziaływanie  $\text{He}(2^3S)$  z powierzchnią Ni(100). Jonizacja rezonansowa pokazana krzywą falistą zakończoną strzałką. Dwa przypadki neutralizacji Augera: dla każdej pary pokazano po dwie strzałki. Kontury strzałek oznaczają spiny. Obok widoczna gęstość stanów większościowych i mniejszościowych [31]

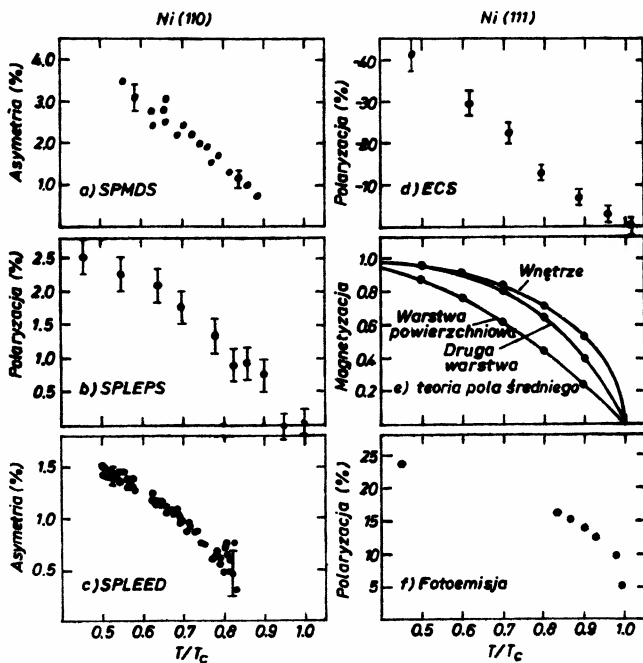
dze swej ku powierzchni jest neutralizowany przez elektron z metalu. Różnica energii przekazywana jest drugiemu elektronowi, przy czym jeśli jest dostatecznie wysoka może wyrwać go z metalu. Jest to proces dwuelektronowy (augerowska neutralizacja). Zauważmy, że rozkład energii wyrzuconych elektronów odtwarza lokalną, powierzchniową gęstość stanów zajętych. Spiny padających atomów wzbudzonych są spolaryzowane, a zatem i powstający jon jest spolaryzowany. Jeśli polaryzacja jonu jest taka, jak na rys. 18 "ku górze", to neutralizacja może nastąpić, zgodnie z zasadą Pauliego, przez elektron o spinie „w dół”. Elektron taki pochodzi z pasma mniejszościowego lub większościowego zależnie od tego czy początkowa polaryzacja atomu  $\text{He}(2^3S)$  jest równoległa, czy antyrównoległa do namagnesowania powierzchni. Ze względu na rozszczepienie pasma na podpasma większościowe i mniejszościowe spowodowane oddziaływaniem magnetycznym, należy oczekiwać różnicy w natężeniu emitowanych elektronów w zależności od polaryzacji

wiązki. Elektrony z augerowskiej neutralizacji będą miały dużą energię, gdy oba uczestniczące w procesie elektrony pochodzą ze stanów w pobliżu poziomu Fermiego. Tam też jest największa różnica gęstości stanów rozszczepionych pasm. W konsekwencji parametr asymetrii winien rosnąć ze wzrostem potencjału opóźniającego (porównaj rys. 17).

## 12. Podsumowanie

W okresie badań wstępnych poświęcano wiele czasu na pomiary niku. Niemal każda metoda od tego się zaczynała. W chwili obecnej wszystkie procesy towarzyszące poszczególnym metodom są w pełni poznane i rozumiane (szczegóły patrz [48]).

Wszystkie metody zgodnie potwierdzają, że dowolna powierzchnia ( $hkl$ ) namagnesowanego materiału charakteryzuje się polaryzacją spinów, a idea niemagnetycznej warstwy przejściowej nie sprawdziła się. Również ważną informację uzyskano z badań wykonywanych w różnych temperaturach. Dane dotyczące powierzchni (110) Ni oraz (111) Ni zostały zgromadzone na rys. 19. Wyniki uzyskane różnymi metodami porównano z teorią.



Rys. 19. Zależności temperaturowe polaryzacji (względnie asymetrii) dla Ni(110) oraz Ni(111) uzyskane różnymi metodami. Temperatura wyrażona w stosunku do temperatury Curie litego materiału ( $T_c$ ). a) Wynik pomiarów SPMDS przy potencjale opóźniającym analizatora energii 9V [47]; b) SPLEPS [43]; c) SPLEED [31]; d) ECS [41]; e) teoria średniego pola [19]; f) PES dla energii fotonów 7 eV [19]

Jak widać, najlepszymi metodami do badań magnetyzmu pierwszej warstwy powierzchniowej są SPMDS oraz ECS. Natomiast najlepiej oddaje informacje o wnętrzu próbki metoda PES. Pozostałe metody dają wyniki pośrednie.

Niezwykle ważne są badania cienkich warstw oraz pierwszych warstw powierzchniowych ze względu na poznanie elektrycznych i magnetycznych własności układów quasi-dwuwymiarowych. Możliwe jest porównanie własności powierzchni monokryształu z własnościami cienkiej warstwy epitaksjalnej wytworzonej na niemagnetycznym podłożu.

Jak już podkreślano, własności magnetyczne powierzchni różnią się od własności wnętrza materiału. Badania powierzchni odkrywają nowe, bardzo atrakcyjne pole poznania.

Kończąc, podkreślmy raz jeszcze zalety metody ECS. Cechuje ją wyjątkowa czułość. Technika tą można badać daleko zasięgowe lub lokalne uporządkowanie spinów w najbardziej zewnętrznej warstwie powierzchniowej. Stosowanie dwuelektronowego wychwytu pozwala na badania struktury spinowej w skali atomowej bez stosowania zewnętrznego pola magnetycznego.

Perspektywy zastosowania omówionych metod nie ograniczają się do zagadnień poznawczych. Wymieńmy tak ważne praktyczne zagadnienia jak poznanie mechanizmu katalizy i korozji. Niewątpliwie należy oczekiwać w najbliższych latach dalszego wzrostu zainteresowania magnetycznymi własnościami powierzchni.

#### Literatura

- [1] M. Campagna, D. T. Pierce, F. Meier, K. Scattler, H. C. Siegmann, w: *Advances in Electronics and Electron Physics*, t. 41, red. L. Martin, Academic Press, New York 1976, s. 113.
- [2] T. E. Feuchtwang, P. H. Cutler, J. Schmidt, *Surf. Sci.* **75**, 401 (1978).
- [3] T. E. Feuchtwang, P. H. Cutler, D. Dagy, *Surf. Sci.* **75**, 490 (1978).
- [4] C. Rau, *J. Magn. Magn. Mat.* **30**, 141 (1982).
- [5] H. C. Siegmann, *Europhys. News* **14** (3), 9 (1983).
- [6] R. Sizmann, *Nucl. Instr. Meth.* **132**, 523 (1978).
- [7] A. J. Freeman, R. Feder, D. T. Pierce, C. Rau, H. C. Siegmann, *J. Magn. Magn. Mat.* **15—18**, 1070 (1980).
- [8] E. Kisker, K. Schröder, W. Gudat, M. Campagna, *Phys. Rev. B* **31**, 329 (1985).
- [9] M. Landolt, D. Mauri, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1783 (1982).
- [10] D. Pescia, G. Zampieri, M. Stampanoni, G. L. Bona, R. F. Willis, F. Meier, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 933 (1987).
- [11] D. Weller, S. A. Alvaredo, W. Gudat, K. Schröder, M. Campagna, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1555 (1985).
- [12] C. S. Wang, A. J. Freeman, *J. Magn. Magn. Mat.* **15—18**, 869 (1980).
- [13] W. Zinn, S. Methfessel, *J. Magn. Magn. Mat.* **15—18**, 1588 (1980).
- [14] A. Oleś, *Acta Magn. Suppl.* **'87**, 154 (1987).
- [15] S. F. Alvarado, *Z. Phys. B* **33**, 51 (1979).
- [16] R. Feder, W. Gudat, E. Kisker, A. Rodriguez, K. Schröder, *Solid State Commun.* **46**, 619 (1983).
- [17] H. Hopster, R. Raue, G. Güntherodt, E. Kisker, R. Clauberg, M. Campagna, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 829 (1983).
- [18] E. Kisker, R. Clauberg, W. Gudat, *Rev. Sci. Instrum.* **53**, 1137 (1982).
- [19] E. Kisker, *J. Phys. Chem.* **87**, 3597 (1983).
- [20] L. E. Klenbanoff, S. W. Robey, G. Liu, D. A. Shirley, *J. Magn. Magn. Mat.* **54—57**, 728 (1986).
- [21] E. Kisker, W. Gudat, E. Kuhlmann, R. Clauberg, M. Campagna, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 2057 (1980).
- [22] D. T. Pierce, A. Seiler, C. S. Feigerle, J. L. Pena, R. J. Celotta, *J. Magn. Magn. Mat.* **54—57**, 617 (1986).
- [23] H. Scheidt, M. Glöbl, V. Dose, J. Kirschner, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1688 (1983).

- [24] D. T. Pierce, R. J. Celotta, G. C. Wang, W. N. Unertl, A. Galejs, C. E. Kuyatt, S. R. Mielczarek, *Rev. Sci. Instrum.* **51**, 478 (1980).
- [25] J. Kirschner, D. Rebenstorff, H. Ibach, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 698 (1984).
- [26] W. Gleich, G. Regenfus, R. Sizmann, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1066 (1971).
- [27] M. Landolt, M. Campagna, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 663 (1977).
- [28] M. Landolt, Y. Yofet, B. Wilkens, M. Campagna, *Solid State Commun.* **25** 1141 (1978).
- [29] E. W. Plummet, J. W. Gadzuk, D. R. Penn, *Phys. Today*, **28**, 63 (1975).
- [30] S. F. Alvarado, M. Campagna, H. Hopster, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 51 (1982).
- [31] R. J. Celotta, D. T. Pierce, G. C. Wang, S. D. Bader, G. P. Felcher, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 728 (1979).
- [32] H. W. Diehl, E. Eisenriegler, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1767 (1982).
- [33] R. Feder, *J. Phys. C* **14**, 2049 (1981).
- [34] H. Hopster, R. Raue, E. Kisker, G. Güntherodt, M. Campagna, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 70 (1983).
- [35] D. T. Pierce, R. J. Celotta w: *Advances in Electronics and Electron Physics*, t. 56, red. C. Marton, Acad. Press, New York 1981.
- [36] D. T. Pierce, R. J. Celotta, J. Unguris, H. C. Siegmann, *Phys. Rev. B* **26**, 2566 (1982).
- [37] J. A. D. Matthew, *Phys. Rev. B* **25**, 3326 (1982).
- [38] R. W. Rendell, D. R. Penn, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 2053 (1980).
- [39] H. Hopster, R. Raue, R. Clauberg, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 695 (1984).
- [40] C. Rau, R. Sizmann, *Phys. Lett. A* **43**, 317 (1973).
- [41] C. Rau, *Appl. Surf. Sci.* **13**, 310 (1982).
- [42] C. Rau, H. Kuffner, *J. Magn. Magn. Mat.* **54–57**, 767 (1986).
- [43] D. W. Gidley, A. R. Köymen, T. W. Capehart, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1779 (1982).
- [44] D. M. Chen, S. Berko, K. F. Canter, K. G. Lynn, A. P. Mills, L. O. Roelling, P. Sferlazzo, M. Weinert, R. N. West, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 921 (1987).
- [45] H. D. Hagstrum w: *Electron and Ion Spectroscopy of Solids*, red. L. Fiermann, J. Vennick, W. Dekeyser, Plenum, New York 1978, s. 273.
- [46] M. Onellion, F. B. Dunning, G. K. Walters, *Rev. Sci. Instrum.* **53**, 1789 (1982).
- [47] M. Onellion, M. W. Hart, F. B. Dunning, G. K. Walters, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 380 (1984).
- [48] F. B. Dunning, C. Rau, G. K. Walters, *Comments Solid State Phys.* **12**, 17 (1985).



Richard P. Feynman \*

Department of Physics  
California Institute of Technology  
Pasadena, USA

## Komputery kwantowe \*\*

### Quantum Mechanical Computers

*Abstract:* The physical limitations, due to quantum mechanics, on the functioning of computers are analyzed.

#### 1. Wstęp

Artykuł ten kontynuuje analizę ograniczeń fizycznych na działanie komputerów, jakie wynikają z praw fizyki. Bennett [1] np. przebadał dokładnie dysypację energii swobodnej, jaka musi towarzyszyć obliczeniom, i wykazał, że właściwie wynosi ona zero. Zasugerował mi on zbadanie ograniczeń wynikających z mechaniki kwantowej i zasady nieoznaczoności. Okazuje się, że również stąd nie wynikają żadne fundamentalne ograniczenia poza oczywistym ograniczeniem na rozmiary komputera, jeśli jego elementy mają składać się z atomów.

Zacniemy od rozważenia maszyn doskonałych, a wpływ małych niedoskonałości omówimy później. Chcemy zbadać podstawowy problem i w tym celu przedstawimy pewien hamiltonian układu, który może służyć jako komputer. Nie zajmujemy się tu zagadnieniami, czy jest to układ najbardziej sprawny i jak można go najlepiej zrealizować.

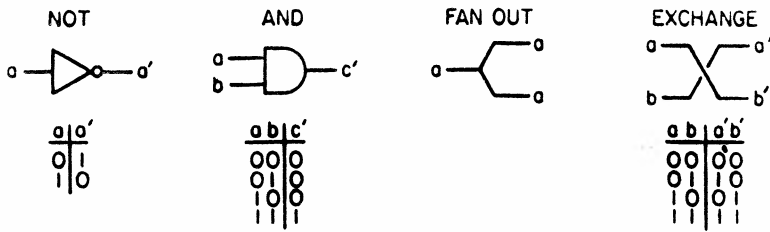
Prawa fizyki kwantowej są odwracalne w czasie i dlatego musimy rozważać urządzenia obliczeniowe, które podlegają takim odwracalnym prawom. Zagadnienie to przedyskutowali już Bennett [1] oraz Fredkin i Toffoli [2] i poświęcono mu wiele uwagi. Ponieważ może ono nie być szerzej znane, to zacznę od jego omówienia i przy okazji przedstawię krótko wnioski Bennetta [3], gdyż przy analizie naszego układu kwantowego zostaną one w pełni potwierdzone.

Z teorii komputerów wynika, że uniwersalny komputer można zbudować w postaci odpowiednio złożonej sieci wzajemnie połączonych elementów podstawowych. Zgodnie

---

\* Richard P. Feynman zmarł w dniu 15 lutego 1988. Krótkie wspomnienie o nim zamieściliśmy w Kronice poprzedniego zeszytu (*Postępy Fizyki* 39, 383 (1988)) (przyp. Red.).

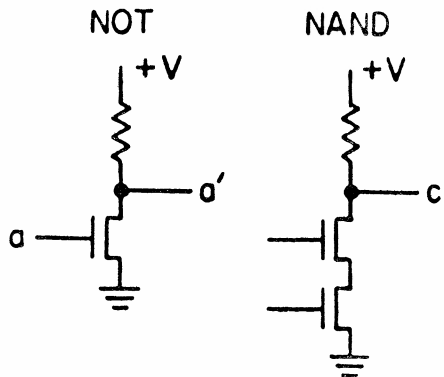
\*\* Artykuł, oparty na referacie plenarnym Autora na wspólnym posiedzeniu Komisji Laserów i Elektrooptyki (CLEO) oraz Międzynarodowego Komitetu Elektrodynamiki Kwantowej (IQEC) w dniu 19 czerwca 1984 r. w Anaheim (USA) i opublikowany w *Optics News* (luty 1985) oraz w *Foundations of Physics* 16, 507 (1986), został przetłumaczony za zgodą Autora i pierwszego Wydawcy. [Translated with permission] (przyp. Red.).



Rys. 1. Elementy podstawowe odpowiadające negacji, iloczynowi, rozgałęzieniu i wymianie

ze standardową analizą klasyczną można sobie wyobrazić, że te połączenia realizowane są przez doskonałe przewodniki, które mogą przekazywać dwa standardowe napięcia reprezentujące 1 i 0. Jako elementy podstawowe możemy wziąć dwa elementy NOT i AND, odpowiadające operacjom *negacji* i *iloczynu (koniunkcji)*, choć w zasadzie wystarczyłby jeden element NAND = NOT AND odpowiadający *negacji iloczynu*, gdyż jeśli podać na jednym wejściu 1, to na wyjściu elementu NAND realizuje się operacja NOT w stosunku do drugiego wejścia. Elementy te są przedstawione na rys. 1 wraz z tabelkami, które określają wartości logiczne otrzymywane na wyjściu w zależności od różnych możliwości na wejściu.

Z logicznego punktu widzenia powinniśmy rozpatrzyć szczegółowo także działanie przewodników, gdyż w innych układach, w szczególności w naszym układzie kwantowym, możemy nie mieć przewodników jako takich. Okazuje się wtedy, że w rzeczywistości mamy jeszcze dwa elementy podstawowe: FAN OUT odpowiadający operacji *rozgałęzienia*, gdy dwa przewodniki połączone są z jednym, i EXCHANGE odpowiadający operacji *wymiany*, gdy przewodniki są skrzyżowane. W zwykłych komputerach operacje NOT i NAND realizowane są przy użyciu tranzystorów, np. przez zastosowanie obwodów przedstawionych na rys. 2.



Rys. 2. Obwody tranzystorowe realizujące negację i negację iloczynu

Jak duża jest minimalna energia swobodna, jaką traci się przy pracy doskonałego komputera zbudowanego z takich elementów podstawowych? Ponieważ np. przy operacji AND na wyjściu  $c'$  pojawia się jedna z dwóch wartości i nie jest istotne, co było na nim przedtem, to zmiana entropii wynosi  $\ln 2$ . Dla układu w temperaturze  $T$  odpowiada to

wydzieleniu się ciepła  $kT \ln 2$ . Przez wiele lat sądzono, że jest to właśnie minimalna ilość ciepła, które ulega dysypacji przy wykonywaniu jednej operacji podstawowej w procesie obliczeń.

Problem ten jest obecnie czysto akademicki. W rzeczywistych maszynach dysypacja ciepła odgrywa istotną rolę, ale stosowane obecnie układy tranzystorowe tracą około  $10^{10} kT$ ! Bennett [3] zwrócił uwagę, iż wynika to stąd, że dla zmiany napięcia na przewodniku uziemia się go przy użyciu pewnej oporności, a dla uzyskania napięcia przekazuje się ładunek ponownie przez pewną oporność. Straty energii można by znacznie obniżyć, gdyby można ją magazynować przy użyciu indukcyjności lub innego elementu biernego.

Oczywiście obecnie jest bardzo trudno wykonać elementy indukcyjne w płytkach krzemowych. Nawet Przyroda, kopiując informację przy użyciu DNA, traci około  $100 kT$  na każdy bit. Ponieważ znajdujemy się obecnie tak daleko od wielkości  $kT \ln 2$ , wydaje się śmieszne uzasadnianie, że nawet ta wielkość jest za duża i że minimum jest w zasadzie równe zero. Wkrótce staniemy się jednak nawet śmieszniejsi, gdyż będziemy rozważali gęstość zapisu 1 bit na atom, podczas gdy obecnie gęstość ta wynosi 1 bit na  $10^{11}$  atomów. Taki nonsens jest bardzo pociągający dla profesorów takich jak ja. Mam nadzieję, że będzie on również interesujący i atrakcyjny dla czytelników.

Bennett wykazał, że poprzednia granica  $kT \ln 2$  nie jest poprawna, gdyż nie ma potrzeby stosowania elementów nieodwracalnych. Obliczenia można wykonywać przy użyciu maszyn odwracalnych złożonych tylko z elementów odwracalnych. W tym przypadku minimalna potrzebna energia swobodna nie zależy od złożoności obliczeń, czyli od liczby wykonywanych kroków logicznych i wynosi co najwyżej  $kT$  na jeden bit informacji na wyjściu.

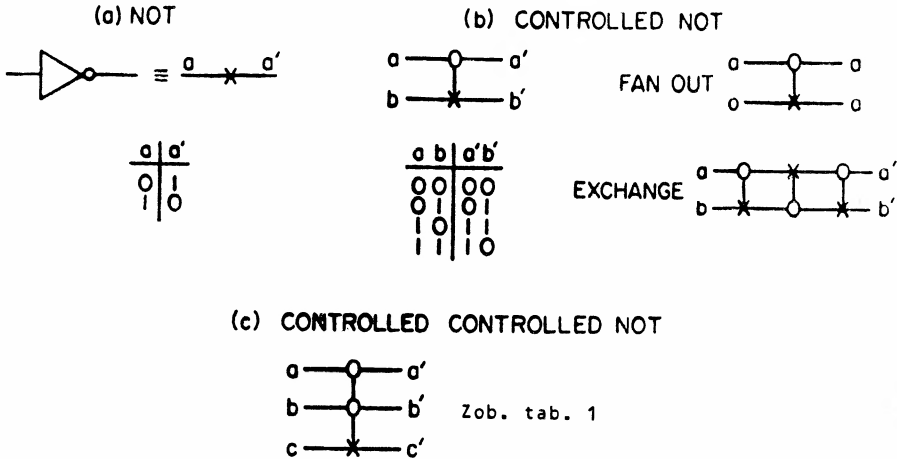
Tę graniczną wartość, którą można traktować jako energię swobodną potrzebną, aby oczyścić komputer do dalszego użycia, można także traktować jako energię traconą przy przekazywaniu uzyskanych wyników do jakiegoś innego punktu. Granica ta jest osiągnana tylko w idealnej sytuacji, jeśli obliczenia wykonuje się przy użyciu komputera odwracalnego z nieskończenie małą szybkością.

## 2. Obliczenia przy użyciu komputera odwracalnego

Opiszemy teraz trzy odwracalne elementy podstawowe, które można wykorzystać do budowy komputera odwracalnego [4]. Pierwszym jest element NOT, który w oczywisty sposób nie traci informacji i jest odwracalny, przy czym operacją odwrotną jest znów operacja NOT. Ponieważ standardowe oznaczenie tego elementu nie jest symetryczne, to będziemy zamiast niego używać znaku  $\times$  (rys. 3a).

Następny element nazwiemy CONTROLLED NOT, gdyż odpowiada *sterowanej negacji*. Ma on dwa wejścia  $a$  i  $b$  i dwa wyjścia  $a'$  i  $b'$  (zob. rys. 3b). Wyjście  $a'$  pokrywa się zawsze z wejściem  $a$  i spełnia ono rolę sterującą. Przy włączonym sterowaniu ( $a = 1$ ) na wyjściu  $b'$  mamy NOT  $b$ . W przeciwnym razie  $b$  pozostaje niezmienione, czyli  $b' = b$ . Na rys. 3 przedstawiona jest odpowiednia tabelka wartości logicznych na wejściu i wyjściu. Operację tę można odwrócić przez proste jej powtórzenie.

Wielkość  $b'$  jest w rzeczywistości symetryczną funkcją wielkości  $a$  i  $b$ , która nosi nazwę



Rys. 3. Odwracalne elementy podstawowe odpowiadające negacji (a), sterowanej negacji (b) i podwójnie sterowanej negacji (c). Przy użyciu sterowanej negacji można zrealizować rozgałęzienie i wymianę

*alternatywy wykluczającej (XOR):*  $b' = 1$ , jeśli  $a$  lub  $b$  (ale nie obie równocześnie) są równe jedności. Operacja ta jest równoważna sumie  $a$  i  $b$  modulo 2 i można jej użyć do porównania  $a$  i  $b$ , przy czym uzyskuje się sygnał 1, jeśli wielkości te są różne (funkcję tę nazywa się więc także różnicą symetryczną). Proszę zauważyć, że sama funkcja XOR nie jest odwracalna. Jeśli np.  $b' = 0$ , to nie możemy powiedzieć, czy wynika to z  $(a, b) = (0, 0)$  czy z  $(a, b) = (1, 1)$ . Obecność dodatkowej linii  $a' = a$  pozwala uniknąć tej dwuznaczności.

Element CONTROLLED NOT będziemy przedstawiać, rysując na sterującym przewodniku znak 0 i łącząc ten znak linią pionową ze znakiem  $\times$  na przewodniku sterowanym.

Element ten umożliwi również wykonanie operacji rozgałęzienia (FAN OUT), gdyż jeśli  $b = 0$ , to  $a$  jest kopiowana na  $a'$  i  $b'$ . Ta funkcja *kopiowania* (COPY) okaże się później ważna. Wykorzystując trzy elementy tego rodzaju połączone kolejno ze sobą, ale zmieniając za każdym razem wybór linii sterującej, można uzyskać wymianę informacji na liniach, czyli wymodelować operację EXCHANGE (rys. 3b).

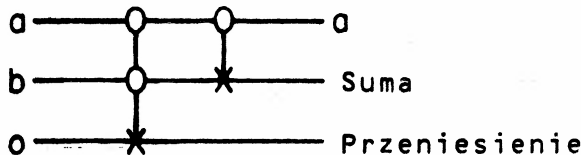
Okazuje się, że kombinacje tylko tych dwóch elementów nie wystarczają do wykonania dowolnej operacji logicznej. Konieczny jest element zawierający trzy linie. Wybierzemy element CONTROLLED CONTROLLED NOT, który odpowiada *podwójnie sterowanej negacji*. W tym przypadku (zob. rys. 3c) mamy dwie linie sterujące  $a$  i  $b$ , które nie ulegają zmianie na wyjściu i które zmieniają linię  $c$  na NOT  $c$  tylko wtedy, gdy sterowanie jest włączone na obu liniach ( $a = 1$  i  $b = 1$ ). W pozostałych przypadkach  $c' = c$ . Jeśli na trzeciej linii na wejściu  $c$  jest 0, to na wyjściu  $c'$  otrzymuje się 1 tylko wtedy, gdy obie wielkości  $a$  i  $b$  są równe 1 i w ten sposób uzyskujemy funkcję AND (zob. tab. 1).

Trzy kombinacje wartości  $(a, b)$ , a mianowicie  $(0, 0)$ ,  $(0, 1)$  i  $(1, 0)$ , dają tę samą wartość 0 po wykonaniu operacji AND  $(a, b)$  i niejednoznaczność ta wymaga 2 bitów informacji, aby ją rozwiązać. Zachowywanie się wartości w liniach  $a$  i  $b$  umożliwia odwrócenie tej operacji (po prostu przez powtórne jej zastosowanie). Funkcja AND  $(a, b)$  jest równa przeniesieniu dla sumy wielkości  $a$  i  $b$ , bo  $1 + 1 = 10$  w systemie dwójkowym.

Tabela 1

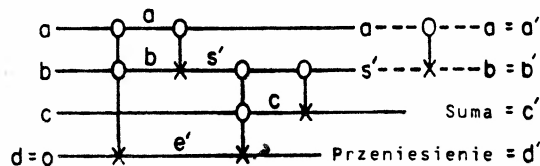
$a$	$b$	$c$	$a'$	$b'$	$c'$
0	0	0	0	0	0
0	0	1	0	0	1
0	1	0	0	1	0
0	1	1	0	1	1
1	0	0	1	0	0
1	0	1	1	0	1
1	1	0	1	1	1
1	1	1	1	1	0

Wiadomo, że z kombinacji powyższych elementów można zbudować dowolny obwód logiczny i w teorii komputerów dowodzi się, że faktycznie można skonstruować komputer uniwersalny. Zilustrujemy to małym przykładem. Przede wszystkim, łącząc kolejno dwa elementy CONTROLLED CONTROLLED NOT i CONTROLLED NOT można oczywiście zbudować sumator (rys. 4), który mając na wejściu  $a$ ,  $b$  i 0 daje powtórzenie  $a$  na pierwszej linii, sumę na drugiej i jej przeniesienie na trzeciej.



Rys. 4. Sumator

Bardziej złożonym obwodem jest pełny sumator (rys. 5), który dodaje  $a$  i  $b$  z uwzględnieniem przeniesienia, a następnie do tego wyniku dodaje  $c$ . Obwód ten składa się z czterech elementów podstawowych i ma dodatkową linię  $d$  z 0 na wejściu. Poza pełną sumą — sumą  $a$ ,  $b$  i  $c$  z jej przeniesieniem — otrzymujemy na wyjściu dwóch pozostałych linii dwie dodatkowe informacje. Jedną jest wartość  $a$ , z którą wystartowaliśmy, a drugą — pewna wielkość pośrednia powstała w procesie obliczeń.



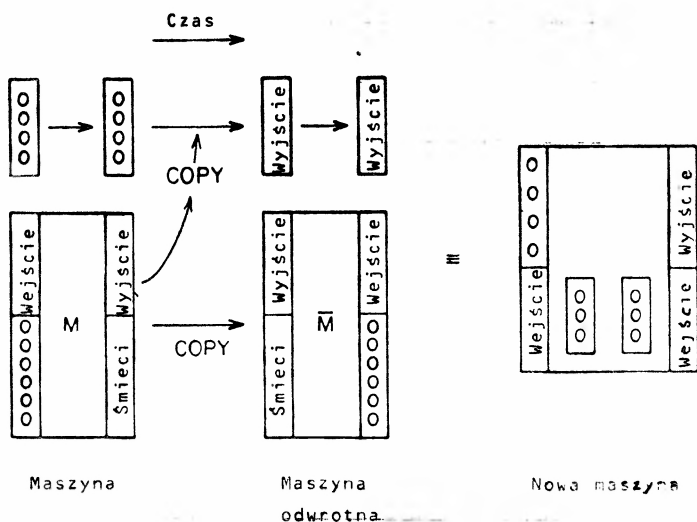
Rys. 5. Pełny sumator

Jest to charakterystyczna właściwość układów odwracalnych: dają one na wyjściu nie tylko to, co jest potrzebne, ale także pewną ilość śmieci. W tym szczególnym przypadku, i jak się okazuje w każdym innym, śmieci te można łatwo przekształcić na sygnał

wejściowy — w danym przypadku wystarczy dodać dodatkowy element CONTROLLED NOT na wyjściu dwóch pierwszych linii, co na rys. 5 zostało zaznaczone liniami przerywanymi. Widzimy, że śmieci przekształcają się w wartości  $a$  i  $b$ , które były sygnałami wejściowymi przynajmniej na dwóch liniach. (Zdajemy sobie sprawę, że ten obwód można uprościć, ale dla ilustracji pozostawiliśmy go w takiej postaci.)

W ten sposób przy użyciu różnych kombinacji elementów podstawowych możemy zbudować ogólną jednostkę logiczną, która przekształca w odwracalny sposób  $n$  bitów w  $n$  bitów. Jeśli problem, którym się zajmujemy, jest sam w sobie odwracalny, to śmieci mogą się nie pojawiać, ale w ogólnym przypadku do przechowywania informacji umożliwiających odwrócenie operacji potrzebne są pewne dodatkowe linie. Innymi słowy, możemy wykonać dowolną operację, jaką może zrobić zwykły komputer, ale mamy dodatkowo śmieci, które zawierają informacje potrzebne do odwrócenia procesu.

Jak dużo jest tych śmieci? W ogólnym przypadku okazuje się, że jeśli poszukiwane dane wyjściowe mają  $k$  bitów, to startując z danych wejściowych oraz  $k$  bitów zawierających 0 możemy otrzymać na wyjściu potrzebne wyniki i kopię informacji wejściowej bez dodatkowych śmieci. Operacja ta jest odwracalna, gdyż znając dane na wejściu i wyjściu można oczywiście wszystko odwrócić. Twierdzenie to także jest zawsze odwracalne. Jego dowód przedstawiony jest na rys.6.



Rys. 6. Usuwanie śmieci. Linie zerowe, które były potrzebne w  $M$ , można traktować jako linie wewnętrzne w nowej maszynie

Rozważmy maszynę  $M$ , która startując z pewnej informacji wejściowej i dużej liczby zer daje nam potrzebną informację wyjściową i pewną liczbę dodatkowych informacji, które nazywamy śmieciami. Wiemy, że przy użyciu ciągu operacji CONTROLLED NOT można wykonać operację kopiowania (COPY). Jeśli mamy więc na początku dodatkowy pusty rejestr z  $k$  bitami do zapisu informacji wyjściowej, to możemy po zakończeniu pracy procesora  $M$  skopiować wynik z  $M$  na ten nowy rejestr.

Następnie zbudujemy maszynę odwrotną  $\bar{M}$ , która informację wyjściową i śmieci z maszyny  $M$  przekształca na informację wejściową i zera. Łącząc to wszystko w jedną nową maszynę, mamy na początku  $k$  zer w dodatkowym rejestrze i dane wejściowe, a na końcu — dane wyjściowe w dodatkowym rejestrze i powtórnie dane wejściowe. Linie zerowe, które były potrzebne w maszynie  $M$ , aby zatrzymać śmieci, znów na końcu zawierają zera i można je traktować jako linie wewnętrzne nowej maszyny (czyli  $M$ ,  $\bar{M}$  i dodatkowego rejestru).

W ten sposób zrealizowaliśmy nasze zamierzenie i udowodniliśmy, że ilość śmieci nigdy nie musi być większa od powtórzenia danych wejściowych.

### 3. Komputer kwantowy

Zastanowimy się teraz, jak można zbudować taki komputer przy wykorzystaniu praw mechaniki kwantowej. Chcemy znaleźć hamiltonian dla układu oddziałujących ze sobą części, który będzie zachowywał się jak duży układ, pracujący jako uniwersalny komputer. Oczywiście, duży układ podlega także prawom mechaniki kwantowej, ale jego oddziaływanie z termostatem i inne przyczyny mogą spowodować, że efektywnie jest on nieodwracalny.

Chcielibyśmy zbudować komputer tak mały i tak prosty jak to tylko możliwe. Nasz hamiltonian będzie opisywał dokładnie wszystkie wewnętrzne operacje obliczeniowe, ale oczywiście bez oddziaływania z zewnętrznymi urządzeniami wprowadzającymi dane wejściowe (przygotowującymi stan początkowy) i odczytującymi wyniki.

Jak mały może być taki komputer? Jak mały może być np. zapis liczby? Oczywiście liczbę można przedstawić przy użyciu bitów 0 i 1. Wyobraźmy sobie teraz układy mogące się znajdować w dwóch stanach — nazwiemy takie układy „atomami”. Liczbę złożoną z  $n$  bitów reprezentuje wtedy stan „rejestru” — zbioru  $n$  atomów.

Przy użyciu zbioru atomów, z których część jest w stanie  $|0\rangle$ , a część w stanie  $|1\rangle$ , możemy przedstawić dowolną liczbę. Liczbę tę można z takiego rejestru odczytać przez określenie (pomiar), w którym stanie znajdują się w danej chwili poszczególne atomy. Jeden bit jest więc reprezentowany przez pojedynczy atom znajdujący się w jednym z dwóch stanów  $|1\rangle$  lub  $|0\rangle$ .

Aby zrozumieć, co trzeba teraz zrobić, rozpatrzmy przykład operacji CONTROLLED CONTROLLED NOT. Niech  $G$  będzie operacją na trzech atomach  $a$ ,  $b$  i  $c$ , która stan początkowy  $a$ ,  $b$ ,  $c$  przeprowadza w odpowiedni stan  $a'$ ,  $b'$ ,  $c'$  w taki sposób, że związek między  $a'$ ,  $b'$ ,  $c'$  i  $a$ ,  $b$ ,  $c$  pokrywa się ze związkiem między wejściami  $a$ ,  $b$ ,  $c$  i wyjściami  $a'$ ,  $b'$ ,  $c'$  elementu CONTROLLED CONTROLLED NOT.

Trzeba zdać sobie sprawę z tego, że teraz nie przekazujemy danych z jednego miejsca do drugiego, ale chcemy je po prostu zmienić. W przeciwieństwie do sytuacji w zwykłym komputerze przewodnikowym, w którym napięcia przechodzą z jednego przewodnika na drugi, to, co tu robimy, jest nieco prostsze: trzy atomy znajdują się w jakimś określonym stanie i przeprowadza się operację, która zmienia ich stan na  $a'$ ,  $b'$ ,  $c'$ .

W języku matematyki można to wyrazić tak, że stan  $|a', b', c'\rangle$  jest wynikiem działania operatora  $G$  na stan  $|a, b, c\rangle$ . W mechanice kwantowej operatory zmieniające

stan układu są operatorami liniowymi i dlatego przyjmujemy, że  $G$  jest operatorem liniowym. Reprezentuje go macierz  $G$ , której elementy  $G_{a',b',c',a,b,c}$  są równe 0 z wyjątkiem tych elementów, które są wypisane w tabeli 1 i które oczywiście są równe 1.

Jest to ta sama tabela, która opisywała działanie elementu CONTROLLED CONTROLLED NOT. Natychmiast widać, że jest to operacja odwracalna, co można wyrazić wzorem  $G^+G = 1$ , gdzie  $+$  oznacza sprzężenie hermitowskie. Tak więc  $G$  jest macierzą unitarną (właściwie  $G$  jest także macierzą rzeczywistą  $G^* = G$ , ale jest to tylko szczególny przypadek). W dalszym ciągu taką macierz  $G$  będziemy oznaczać symbolem  $A_{ab,c}$ . Podobnie przy użyciu macierzy  $A$  z różną liczbą indeksów będziemy opisywać inne elementy podstawowe.

Weźmy prosty przykład: operacji NOT odpowiada macierz  $A_a$ , która ma prostą postać

$$\begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}.$$

Jest to macierz  $2 \times 2$  i można ją przedstawić na wiele sposobów, z wykorzystaniem różnych notacji, ale tu takie macierze będziemy definiować przy użyciu operatorów kreacji i anihilacji. Kontynuując analizę w tym prostym przypadku z jednym atomem  $a$ , oznaczmy literą  $a$  (dla oszczędności alfabetu) następującą macierz

$$a = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{bmatrix},$$

która anihiluje jedynekę na atomie  $a$  i przekształca ją w zero. Operator  $a$  przekształca więc stan  $|1\rangle$  w stan  $|0\rangle$ , ale jeśli atom jest początkowo w stanie  $|0\rangle$ , to w wyniku działania operatora  $a$  uzyskujemy liczbę 0. Nie następuje więc wtedy zmiana stanu, a operator w działaniu na ten stan daje po prostu wartość liczbową 0. Operator  $a^+$ , hermitowsko sprzężony do operatora  $a$ , ma oczywiście postać

$$a^+ = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$$

i jest operatorem kreacji w tym znaczeniu, że działając na zero przekształca je w jedynekę, czyli innymi słowy powoduje przejście z  $|0\rangle$  do  $|1\rangle$ . Operator  $a^+$  w działaniu na stan  $|1\rangle$ , jeśli nie ma stanów wyższych, które można by kreować, daje liczbę 0. Dowolny inny operator, któremu odpowiada macierz  $2 \times 2$ , można wyrazić przez te operatory  $a$  i  $a^+$ . Np. iloczyn  $a^+a$  jest równy macierzy

$$a^+a = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix},$$

którą można nazwać  $N_a$ . Daje ona 1 w działaniu na stan  $|1\rangle$  i 0 w działaniu na stan  $|0\rangle$ , czyli określa liczbę reprezentującą stan atomu. Podobnie iloczyn

$$aa^+ = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$



jest równy  $1 - N_a$  i daje 0 w działaniu na stan  $|1\rangle$ , a 1 w działaniu na stan  $|0\rangle$ . Przez 1 będziemy oznaczali macierz diagonalną

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

i w związku z tym  $aa^+ + a^+a = 1$ .

Widać więc teraz, że nasza macierz dla NOT (czyli operator reprezentujący NOT) ma postać  $A_a = a + a^+$ . Macierz ta jest odwracalna i unitarna ( $A_a^+ A_a = 1$ ).

W ten sam sposób można znaleźć macierz  $A_{a,b}$  dla CONTROLLED NOT. Z tabeli wartości dla tej operacji wynika natychmiast, że macierz tę można zapisać w postaci

$$A_{a,b} = a^+ a(b + b^+) + aa^+.$$

W pierwszym składniku iloczyn  $a^+ a$  powoduje, że jeśli  $a = 1$ , to operator NOT postaci  $b + b^+$  działa na  $b$ . Drugi składnik powoduje, że jeśli  $a = 0$ , to linia  $b$  nie ulega zmianie, czyli na  $b$  działa macierz jednostkowa. Wyrażenie powyższe można także zapisać w postaci  $A_{a,b} = 1 + a^+ a(b + b^+ - 1)$ , w której 1 reprezentuje brak zmian na wszystkich liniach i następny człon w przypadku  $a = 1$  dokonuje korekty — wprowadza operację NOT zamiast pozostawiania linii  $b$  bez zmian.

Macierz dla CONTROLLED CONTROLLED NOT ma postać

$$A_{ab,c} = 1 + a^+ ab^+ b(c + c^+ - 1),$$

którą czytelnik prawdopodobnie umiałby już sam wypisać.

Następnym zagadnieniem jest znalezienie macierzy dla ogólnej jednostki logicznej, która składa się z ciągu powyższych elementów. Rozważmy dla przykładu pełny sumator, który omawialiśmy wcześniej (zob. rys. 5). Mamy teraz cztery linie  $a, b, c$  i  $d$  i chcemy opisać działanie tej jednostki w ogólnym przypadku, gdy niekoniecznie musi być  $d = 0$  (jeśli  $d$  zmienić na 1, to  $d'$  zmienia się na NOT  $d'$ ). Wynik działania stanowią nowe liczby  $a', b', c'$  i  $d'$ . Pełny sumator możemy sobie wyobrazić w postaci układu czterech atomów  $a, b, c, d$ , które znajdują się początkowo w stanie  $|a, b, c, d\rangle$ , a następnie pod działaniem macierzy  $M$  przechodzą do stanu  $|a', b', c', d'\rangle$  charakterystycznego dla tej jednostki. Jeśli więc  $|\psi_{in}\rangle$  reprezentuje stan wejściowy z czterema bitami, to  $M$  jest macierzą generującą stan wyjściowy  $|\psi_{out}\rangle = M|\psi_{in}\rangle$  z czterema bitami<sup>1</sup>.

Jeśli przykładowo stanem wejściowym jest stan  $|1, 0, 1, 0\rangle$ , to, jak wiemy, stan wyjściowy winien mieć postać  $|1, 0, 0, 1\rangle$ . Na pierwszych dwóch wyjściach  $a'$  i  $b'$  powinniśmy uzyskać 1, 0, gdyż dwie pierwsze linie przenoszą informację bez zmian, a na pozostałych wyjściach  $c', d'$  powinniśmy otrzymać 0, 1, gdyż przy  $d = 0$  reprezentują one sumę liczb na trzech pierwszych wejściach i jej przeniesienie. Łatwo zobaczyć, że działanie pełnego sumatora odpowiada kolejnemu stosowaniu pięciu operacji podstawowych i dlatego jego macierz  $M$  jest iloczynem macierzowym pięciu kolejnych macierzy reprezentujących te operacje podstawowe

$$M = A_{a,b} A_{b,c} A_{bc,d} A_{a,b} A_{ab,d}.$$

<sup>1</sup> Skróty *in* i *out* pochodzą od angielskich słów *input* (wejście) i *output* (wyjście) (przyp. tłum.).

Pierwsza działa macierz  $A_{ab,d}$ , występująca najbardziej na prawo, i reprezentująca operację CONTROLLED CONTROLLED NOT, dla której  $a$  i  $b$  są liniami sterującymi, a negacja pojawia się na linii  $d$ . Patrząc na rys. 5, dostrzegamy natychmiast, co reprezentują pozostałe czynniki w iloczynie macierzowym. Na przykład ostatni czynnik  $A_{a,b}$  odpowiada operacji CONTROLLED NOT, dla której linią sterującą jest linia  $a$ , a negacja pojawia się na linii  $b$ . Macierz  $M$  jest macierzą unitarną ( $M^+ M = 1$ ), gdyż wszystkie macierze  $A$ , których jest iloczynem, są unitarne. Oznacza to, że  $M$  opisuje operację odwracalną i że  $M^+$  odpowiada operacji odwrotnej.

Nasze podstawowe zadanie wygląda więc następująco. Jeśli  $A_1, A_2, A_3, \dots, A_k$  są ciągiem operacji w jakiejś jednostce logicznej z  $n$  wejściami i  $n$  wyjściami, to macierz  $M$  o wymiarach  $2^n \times 2^n$  prowadząca do tego samego wyniku jest iloczynem  $A_k \dots A_3 A_2 A_1$ , gdzie kolejne  $A$  przedstawiają proste macierze. Jak można fizycznie wygenerować  $M$ , jeśli potrafimy wygenerować te prostsze elementy?

Ogólnie w mechanice kwantowej dla układu z hamiltonianem  $H$  stan wyjściowy w chwili  $t$  określony jest przez  $e^{iHt} \psi_{in}$ , gdzie  $\psi_{in}$  jest stanem wejściowym. Znaleźnieniu dla danej chwili  $t$  hamiltonianu, który dawałby  $M = e^{iHt}$ , gdzie  $M$  jest odpowiednim iloczynem nieprzemiennych macierzy, okazuje się bardzo trudne, jeśli chce się to zrobić, opierając się na pewnych prostych właściwościach tych macierzy.

Jeśli jednak dla dowolnego ustalonego czasu  $t$  rozwiniemy  $e^{iHt}$  w szereg  $1 + iHt - H^2 t^2 / 2 - \dots$ , to okaże się, że otrzymamy człony, w których operator  $H$  działa raz, dwa razy, trzy razy itd. aż do nieskończenia wielu razy i stan końcowy jest superpozycją tych możliwości. Nasuwa się więc pomysł, że nasze zadanie skonstruowania  $H$  z macierzy  $A$  można rozwiązać w następujący sposób.

Dodajmy do  $n$  atomów, które są w naszym rejestrze, całkiem nowy zbiór  $k+1$  atomów, które nazwiemy „węzłami licznika rozkazów”. Oznaczmy przez  $q_i$  i  $q_i^+$  operatory anihilacji i kreacji dla  $i$ -tego węzła licznika, gdzie  $i = 0, \dots, k$ . Wygodnie jest tu sobie wyobrazić np. elektron przesuwający się z jednego pustego węzła do drugiego. Jeśli węzeł  $i$  jest zajęty przez elektron, to znajduje się w stanie  $|1\rangle$ , a jeśli jest pusty, to w stanie  $|0\rangle$ .

Nasz hamiltonian zapiszemy w postaci

$$\begin{aligned} H &= \sum_{i=0}^{k-1} q_{i+1}^+ q_i A_{i+1} + \text{sprzężenie hermitowskie} = \\ &= q_1^+ q_0 A_1 + q_2^+ q_1 A_2 + q_3^+ q_2 A_3 + \dots + \\ &+ q_0^+ q_1 A_1^+ + q_1^+ q_2 A_2^+ + q_2^+ q_3 A_3^+ + \dots \end{aligned}$$

(człon „sprzężenie hermitowskie” oznacza, że należy dodać hermitowskie sprzężenie wszystkich poprzednich wyrazów).

Warto po pierwsze zwrócić uwagę, że jeśli wszystkie węzły licznika są nie zajęte, czyli wszystkie atomy licznika są początkowo w stanie  $|0\rangle$ , to nic się nie dzieje, gdyż każdy człon w hamiltonianie zaczyna się od operatora anihilacji i daje dlatego 0.

Po drugie, jeśli tylko jeden z węzłów licznika jest zajęty (znajduje się w stanie  $|1\rangle$ ), a pozostałe są puste (stan  $|0\rangle$ ), to sytuacja ta nie ulega zmianie. Rzeczywiście, liczba węzłów licznika, które są w stanie  $|1\rangle$ , zachowuje się. Założymy, że podczas pracy na-

szego komputera albo wszystkie węzły są puste (i wtedy nic się nie dzieje), albo tylko jeden węzeł jest zajęty. W czasie normalnej pracy komputera nigdy nie będą więc zajęte dwa węzły licznika lub więcej węzłów.

Zacznijmy od stanu początkowego, w którym węzeł 0 jest zajęty, czyli jest w stanie  $|1\rangle$ , a wszystkie pozostałe są puste, czyli są w stanie  $|0\rangle$ . Twierdzę, że jeśli w jakiejś późniejszej chwili ostatni węzeł  $k$  znajdzie się w stanie  $|1\rangle$  (i stąd wszystkie inne będą w stanie  $|0\rangle$ ), to nasz rejestr z  $n$  atomami zostanie pomnożony przez macierz  $M = A_k \dots A_2 A_1$ , tak jak tego chcieliśmy.

Spróbuję teraz wyjaśnić, dlaczego tak się dzieje. Załóżmy, że rejestr znajduje się początkowo w stanie  $\psi_{in}$  i że węzeł 0 licznika jest zajęty. Wtedy jedynym członem w całym hamiltonianie, który może wtedy zadziałać, jest pierwszy człon  $q_1^+ q_0 A_1$ . Operator  $q_0$  zamienia węzeł 0 na węzeł pusty, natomiast  $q_1^+$  zamienia węzeł 1 na węzeł zajęty. W ten sposób człon  $q_1^+ q_0$  przesuwa po prostu węzeł zajęty z pozycji 0 na pozycję 1. W członie tym występuje jeszcze macierz  $A_1$ , która działa tylko na rejestr  $n$  atomów i mnoży stan początkowy tego rejestru przez  $A_1$ .

Jeśli teraz hamiltonian zadziała drugi raz, to pierwszy człon nie spowoduje niczego, gdyż  $q_0$  daje 0 w działaniu na pusty obecnie węzeł 0. Członem, który może teraz zadziałać, jest drugi człon  $q_2^+ q_1 A_2$ , który może przesunąć zajęty punkt dalej. Ten zajęty punkt będzie nazywał kursorem. Cursor może się więc przesunąć z węzła 1 do węzła 2, natomiast na rejestr działa wtedy macierz  $A_2$  i wobec tego jego stan początkowy zostaje efektywnie pomnożony przez macierz  $A_2 A_1$ .

Jeśli więc ograniczymy się tylko do pierwszego wiersza hamiltonianu, tak jakby drugiego wiersza nie było, to przy kolejnych działaniach hamiltonianu kursor przesuwałby się od 0 do  $k$ , a na rejestr z  $n$  atomami działałyby jedna po drugiej macierze  $A$  w takiej kolejności, jaka jest potrzebna do zbudowania pełnej macierzy  $M$ .

Hamiltonian musi być jednak hermitowski i dlatego musi się pojawić także sprzężenie hermitowskie tych wszystkich członów. Załóżmy, że na pewnym etapie kursor znalazł się w węźle 2 i na rejestr podziałała macierz  $A_2 A_1$ . Teraz operator  $q_2$ , który chce przesunąć kursor do nowego położenia, nie musi pochodzić z pierwszego wiersza, ale z drugiego. Rzeczywiście, może to być operator z członu  $q_1^+ q_2 A_2^+$ , który przesuwa kursor z położenia 2 z powrotem w położenie 1.

Zauważmy jednak, że jeśli się tak stanie, to na rejestr podziała operator  $A_2^+$  i wypadkowa macierz działająca na rejestr będzie wtedy iloczynem  $A_2^+ A_2 A_1$ . Iloczyn ten jest równy dokładnie  $A_1$ , gdyż  $A_2^+ A_2 = 1$ . Widzimy więc, że jeśli kursor powrócił do pozycji 1, to efektywnie wypadkowy wynik odpowiada działaniu operatora  $A_1$  na rejestr. Oznacza to, że w miarę jak różne człony hamiltonianu przesuwały kursor do przodu i do tyłu, macierze  $A$  albo się akumulują, albo z powrotem redukują.

Na dowolnym etapie, jeśli np. kursor dotarł do węzła  $j$ , to na rejestr z  $n$  atomami podziałały kolejno macierze od  $A_1$  do  $A_j$ . Nie odgrywa roli, jak kursor dotarł do węzła  $j$ : idąc bezpośrednio od 0 do  $j$ , idąc dalej i powracając, czy wreszcie poruszając się tam i z powrotem w dowolny sposób — ważne jest tylko, że dotarł na koniec do węzła  $j$ .

Udowodniliśmy więc twierdzenie, że jeśli kursor znajdzie się w węźle  $k$ , to wypadkowe działanie na  $n$  atomów rejestru odpowiada pomnożeniu stanu początkowego przez macierz  $M$ , jak tego chcieliśmy.

Jak można więc pracować na takim komputerze? Zaczynamy od podania wejściowych bitów do rejestru i od przesunięcia kursora do węzła 0. Następnie sprawdzamy, np. przez rozpraszanie elektronów, czy węzeł  $k$  jest pusty, czy też znajduje się w nim kursor. W chwili, gdy znajdziemy kursor w węźle  $k$ , zabieramy go, aby nie mógł powrócić z powrotem do programu, i wiemy wtedy, że rejestr zawiera dane wyjściowe. W razie potrzeby możemy je odczytać. Oczywiście, istnieją zewnętrzne urządzenia, które dokonują odczytu i wszystko określają, lecz nie są one częścią naszego komputera. Rozumie się samo przez się, że komputer musi zawsze oddziaływać ze światem zewnętrznym zarówno przy wprowadzaniu danych wejściowych, jak i odczytywaniu danych wyjściowych.

Matematycznie okazuje się, że przesuwanie się kursora do przodu i do tyłu w programie zachodziłoby dokładnie tak samo, jeśliby operatory  $A$  nie występowały w hamiltonianie. Innymi słowy, ruch kursora reprezentuje po prostu fale, jakie są nam dobrze znane z teorii rozchodzenia się (w jednym wymiarze) silnie skupionych elektronów czy fal spinowych. Fale mogą rozchodzić się do tyłu i do przodu, mogą istnieć paczki falowe itd.

Działanie naszego komputera możemy usprawnić przez przejście na działanie balistyczne. W tym celu powiększamy licznik rozkazów, dodając do tych węzłów, które rzeczywiście wykorzystujemy w obliczeniach, wiele nowych węzłów zarówno z lewej jak i z prawej strony. Innymi słowy, indeks  $i$  przy  $q_i$  może teraz przyjmować wartości mniejsze od 0 i większe od  $k$ , a odpowiadające tym wartościom macierze  $A$  są macierzami jednostkowymi. Otrzymujemy wtedy dłuższy łańcuch spinowy i zamiast zaczynać od ustawienia kursora dokładnie w węźle początkowym 0 możemy umieszczać go z różnymi amplitudami w różnych węzłach, tak że na wejściu pojawia się początkowa fala spinowa w postaci szerokiej paczki z dość dobrze określonym pędem.

Ta fala spinowa przechodzi następnie balistycznie przez cały komputer i wychodzi na jego drugim końcu do węzłów, które dodaliśmy na końcu do licznika rozkazów z prawej strony. W obszarze tym łatwiej jest wykryć obecność fali, skierować ją gdzie indziej i przejąć kontrolę nad kursorem. W ten sposób rozważana jednostka logiczna może działać balistycznie.

Jest to bardzo istotny punkt, wskazujący, że możemy zbudować komputer uniwersalny. Z teorii komputerów wiadomo bowiem, że jeśli umiemy zbudować dowolną jednostkę logiczną, to możemy zbudować komputer uniwersalny. To, że wtedy można zbudować komputer uniwersalny ze złożonymi operacjami i przejściami warunkowymi, może nie być całkiem oczywiste dla niespecjalisty i dlatego do tego zagadnienia wrócimy jeszcze nieco później.

#### 4. Niedoskonałości i nieodwracalne straty energii swobodnej

Spośród wielu zagadnień, jakie się teraz pojawiają, przedyskutujemy bardziej szczegółowo problem niedoskonałości.

W opisaney maszynie jest wiele źródeł niedoskonałości. Najpierw rozpatrzmy możliwość, że współczynniki sprzeżeń w różnych miejscach programu nie są dokładnie równe. Program może być tak długi, że przy rzeczywistych obliczeniach małe nieregularności

mogą dać niewielkie prawdopodobieństwo rozpraszania i fale mogą nie rozchodzić się ściśle balistycznie, lecz będą poruszać się tam i z powrotem.

Jeśli układ jest np. tak zbudowany, że węzły znajdują się na podkładce z rzeczywistych atomów fizycznych, to drgania cieplne tych atomów mogą zmieniać nieco sprzężenia i generować niedoskonałości. (Taki szum może być nawet potrzebny, bowiem przy małych statycznych niedoskonałościach pojawiają się płytkie stany zlokalizowane i w tych obszarach kursor może zostać schwytany.) Załóżmy więc, że istnieje pewne prawdopodobieństwo rozproszenia pędu kursora i że wynosi ono  $p$  na jeden krok obliczeń (czyli na jeden krok w ruchu kursora,  $i \rightarrow i+1$ ). W wyniku tego pęd kursora stanie się w końcu przypadkowy — średnia droga swobodna kursora wynosi  $1/p$ . Będziemy zakładać, że  $p$  jest możliwie małe.

Wówczas przy bardzo długich obliczeniach przejście fali przez cały komputer może wymagać bardzo długiego czasu, gdyż wskutek rozpraszania fala będzie się wielokrotnie poruszać do przodu i do tyłu. W tym przypadku można spróbować przesuwając kursor wzdłuż programu za pomocą zewnętrznej siły. Jeśli kursorem byłby np. elektron przesuwany się z jednego pustego węzła do innego, to siła ta byłaby czymś w rodzaju pola elektrycznego przemieszczającego elektron wzdłuż przewodnika. Pojawia się wtedy oporność, wynikająca z niedoskonałości czyli skończonego prawdopodobieństwa rozproszenia. Możemy teraz obliczyć, jaka energia będzie przekazywana w wyniku działania tej zewnętrznej siły.

Analizę tę można wykonać bardzo prosto, gdyż jest to prawie klasyczna analiza ruchu elektronu z pewną średnią drogą swobodną. Będziemy zakładać, że ilekroć kursor ulega rozproszeniu, to następuje ono przypadkowo do przodu lub do tyłu. Działanie maszyny wymaga oczywiście, aby ruch do przodu następował z większym prawdopodobieństwem niż ruch do tyłu. Jeśli więc zajdzie rozpraszanie, to strata entropii jest równa logarytmowi stosunku prawdopodobieństw ruchu kursora do przodu i do tyłu.

Wielkość tę można przybliżyć przez stosunek różnicy prawdopodobieństw ruchu do przodu i do tyłu do ich sumy i otrzymujemy w ten sposób stratę entropii na jedno rozpraszanie. Bardziej nas jednak interesuje strata entropii na jeden efektywny krok obliczeń i wymaga to oczywiście pomnożenia powyższej wielkości przez  $p$ . Stratę entropii na jeden krok obliczeń możemy zapisać w postaci

$$pv_d/v_r,$$

gdzie  $v_d$  jest prędkością efektywnego ruchu kursora (czyli jego dryfu), a  $v_r$  — prędkością jego ruchu przypadkowego<sup>2</sup>.

Inaczej mówiąc, jest to iloczyn prawdopodobieństwa  $p$  przez stosunek minimalnego czasu, w jakim obliczenia mogłyby zostać wykonane (gdyby kursor poruszał się tylko do przodu), do faktycznie potrzebnego czasu.

Obliczenie straty energii swobodnej na jeden krok wymaga pomnożenia powyższego iloczynu przez  $kT$  — wzór ten został wyprowadzony po raz pierwszy przez Bennetta. Czynniki  $p$  zmniejsza straty, gdyż rozproszenie kursora nie następuje na każdym węźle, lecz istnieje tylko niewielkie prawdopodobieństwo, że ono nastąpi.

<sup>2</sup> Indeksy pochodzą od słów angielskich *drift* (dryf) i *random* (przypadkowy) (przyp. tłum.).

Należy podkreślić, że strata energii na jeden krok nie wynosi  $kT$ , a jest równa tej wielkości podzielonej przez dwa czynniki. Jeden czynnik ( $1/p$ ) jest miarą doskonałości, jaką możemy uzyskać przy budowie maszyny, a drugi jest proporcjonalny do czasu, jakiego wymagają obliczenia. Przypomina się silnik Carnota, w którym uzyskanie odwracalności wymaga bardzo powolnego działania. W przypadku maszyny doskonałej, dla której  $p = 0$  albo czas obliczeń jest nieskończony, średnia strata energii wynosi 0.

Zasada nieoznaczoności, która zwykle wiąże nieokreśloność energii i czasu, nie prowadzi tu bezpośrednio do żadnych ograniczeń. Nasz komputer jest urządzeniem do wykonywania obliczeń, lecz czas przybycia kursora na drugi koniec komputera i czas odczytu danych z rejestru wyjściowego (czyli całkowity czas potrzebny do wykonania obliczeń) nie jest określony. Czas ten jest wielkością losową i cechuje go pewna nieokreśloność.

Nie ma strat związanych z nieokreślonością energii kursora, a przynajmniej nie ma takich strat, które zależałyby od liczby kroków w obliczeniach. Naturalnie, że chcąc wykonać balistycznie obliczenia na doskonałej maszynie, trzeba włożyć pewną energię w falę początkową, ale energię tę można oczywiście odzyskać z fali końcowej, gdy fala ta pojawi się na drugim końcu maszyny. Wszystkie problemy związane z nieokreślonością operatorów i nieodwracalnością pomiarów wiążą się z funkcjami wejścia i wyjścia.

Nie istnieją żadne dodatkowe ograniczenia spowodowane samą kwantową naturą komputera, żadne ograniczenia, które byłyby proporcjonalne do liczby kroków w obliczeniach.

W rozważanej maszynie istnieje wiele innych problemów, które wiążą się z jej niedoskonałościami. Np. w rejestrach przechowujących dane istnieje problem oddziaływań między różnymi atomami w tych rejestrach a także problem oddziaływania atomów rejestru bezpośrednio z niektórymi procesami zachodzącymi w programie — oddziaływań tych nie braliśmy pod uwagę. Innymi słowy, w hamiltonianie poza członami wypisanymi mogą istnieć dodatkowe małe człony.

Dopóki nie zaproponujemy praktycznej realizacji naszego komputera, dopóty analiza powyższych problemów jest bardzo trudna. Niektórych z tych problemów można się pozbyć przez zastosowanie standardowych metod (np. kodów korekcyjnych), które są dobrze znane z teorii zwykłych komputerów. Zanim jednak nie określimy szczegółów realizacji naszego komputera, to nie będziemy umieli analizować tych efektów. W praktyce, niestety, okazuje się, że mogą być one bardzo istotne. Nasz komputer wydaje się być urządzeniem bardzo delikatnym i powyższe niedoskonałości mogą prowadzić do istotnych zakłóceń w pracy.

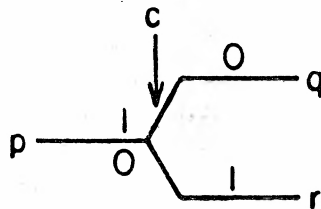
Czas potrzebny na wykonanie jednego kroku w obliczeniach zależy od siły, czyli energii oddziaływań występujących w poszczególnych członach hamiltonianu. Jeśli przyjąć, że każdy z członów hamiltonianu jest rzędu 0,1 eV, to przy balistycznej pracy komputera okazuje się, że czas wykonania przez kursor jednego kroku jest rzędu  $6 \cdot 10^{-15}$  s. Nie jest to nadzwyczajny postęp, gdyż czas ten jest tylko o cztery rzędy wielkości krótszy od czasów uzyskiwanych obecnie przy użyciu tranzystorów i tylko nieco krótszy od bardzo krótkich czasów uzyskiwanych w różnych układach optycznych.

## 5. Uproszczenie realizacji

Wypełniliśmy całkowicie postawione przed sobą zadanie i znaleźliśmy pewien kwantowy hamiltonian układu mogącego wykonywać obliczenia. Interesujące stają się teraz problemy związane z uproszczeniem realizacji takiego układu. Wypisany przez nas hamiltonian zawiera człony, które mogą opisywać pewnego rodzaju oddziaływanie między pięcioma atomami, np. między trzema atomami z rejestru dla CONTROLLED CONTROLLED NOT i dwoma atomami spełniającymi rolę sąsiednich węzłów licznika rozkazów.

Realizacja takiego oddziaływania wydaje się dość trudna. Powstaje pytanie, czy nie można tego zrobić przy użyciu prostszych elementów. Okazuje się, że rzeczywiście można. Możemy zrobić to tak, że w każdym oddziaływaniu wezmą udział tylko trzy atomy. Zacniemy od określenia nowych elementów podstawowych zamiast tych, które wprowadziliśmy poprzednio. Wykorzystamy oczywiście operator NOT, ale uzupełnimy go operatorem SWITCH, czyli *przełącznikiem* (zob. także [5]).

Przypuśćmy, że w hamiltonianie jest człon  $q^+cp + r^+c^+p$  + sprzężenie hermitowskie (będziemy teraz zawsze używać liter z pierwszej połowy alfabetu do oznaczenia atomów rejestru i liter z drugiej połowy alfabetu do oznaczenia węzłów licznika). Schemat operatora SWITCH jest przedstawiony na rys. 7. Operator ten spełnia rolę przełącznika w tym sensie, że jeśli początkowo  $c$  znajduje się w stanie  $|1\rangle$ , to kursor z  $p$  przesuwa się do  $q$ , a jeśli  $c$  jest w stanie  $|0\rangle$ , to kursor z  $p$  przesuwa się do  $r$ .



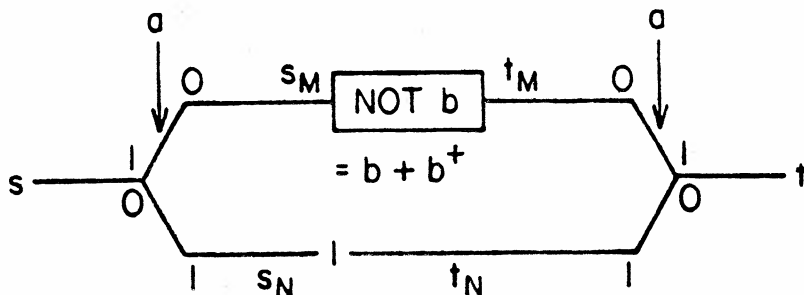
$$H = q^+cp + r^+c^+p + p^+c^+q + p^+cr$$

Rys. 7. Przełącznik. Jeśli  $c = 1$ , to przejść z  $p$  do  $q$  i podstawić  $c = 0$ . Jeśli  $c = 0$ , to przejść z  $p$  do  $r$  i podstawić  $c = 1$ . Jeśli  $c = 1$ , to przejść z  $r$  do  $p$  i podstawić  $c = 0$ . Jeśli  $c = 0$ , to przejść z  $q$  do  $p$  i podstawić  $c = 1$ .

Podczas rozważanej operacji atom sterujący  $c$  zmienia swój stan. (Można także wypisać człon postaci  $q^+c^+cp + r^+cc^+p$  + sprzężenie hermitowskie, przy którym atom sterujący nie zmienia swego stanu, ale człon taki nie ma żadnych szczególnych zalet czy wad i wobec tego wybieramy prostszy.)

Jeśli jednak kursor jest w  $q$  i  $c$  jest w stanie  $|1\rangle$  lub kursor jest w  $r$  i  $c$  jest w stanie  $|0\rangle$ , to  $H$  daje 0 i kursor odbija się i zawraca. Będziemy tak budowali nasze obwody i tak dobierali stany początkowe, aby przy normalnym działaniu taka sytuacja nie powstawała i dlatego będzie możliwe idealne działanie balistyczne maszyny.

Przy użyciu powyższego przełącznika możemy wykonać wiele operacji, np. możemy otrzymać operator CONTROLLED NOT (rys. 8). Przełącznik  $a$  steruje operacją. Załóżmy, że początkowo kursor jest w  $s$ . Jeśli  $a = 1$ , to kursor przesuwa się wzdłuż górnej linii, a jeśli  $a = 0$ , to wzdłuż dolnej linii, przy czym w obu przypadkach dochodzi w końcu do węzła  $t^3$ .



Rys. 8. Realizacja sterowanej negacji przy użyciu przełączników

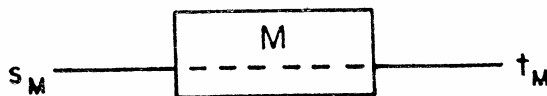
Na tych diagramach linie poziome lub pionowe przedstawiają atomy licznika. Przełączniki są przedstawione liniami nachylenymi, a w prostokątach będziemy umieszczać inne macierze, które działają na rejestry, np. takie jak NOT  $b$ . W szczególności hamiltonian tej małej części odpowiadającej CONTROLLED NOT (zaczynającej się w  $s$  i kończącej w  $t$ ) ma postać

$$H_c(s, t) = s_M^+ a s + t^+ a^+ t_M + t_M^+ (b + b^+) s_M + s_N^+ a^+ s + t^+ a t_N + t_N^+ s_N + \text{sprężenie hermitowskie.}$$

Chociaż wydaje się, że istnieją tu dwie możliwe drogi, co mogłoby doprowadzić do komplikacji charakterystycznych dla mechaniki kwantowej, to w istocie tak nie jest. Jeśli na początku obliczeń na komputerze atom  $a$  znajdował się w określonym stanie, to, gdy kursor osiągnie  $s$ , atom  $a$  będzie nadal znajdował się w jakimś określonym stanie (choć prawdopodobnie innym niż początkowy ze względu na wcześniejsze operacje obliczeniowe). Wybierana jest więc tylko jedna z dwóch dróg. Powyższe wyrażenie można uprościć, pomijając człon  $s_N^+ t_N$  i kładąc  $t_N = s_N$ .

Nie ma także powodów do niepokoju, że jedna droga jest dłuższa (kursor przechodzi przez dwa węzły) od drugiej (kursor przechodzi przez jeden węzeł), gdyż znowu nie ma interferencji. Wstawienie do łańcucha sprzężonych ze sobą węzłów dodatkowego kawałka z dowolną liczbą węzłów i tymi samymi sprzężeniami wzajemnymi nie wywołuje żadnego rozpraszania (analogicznie do dopasowanych impedancji w liniach przesyłowych).

Rozpatrzmy teraz połączenia różnych elementów. Na rys. 9 przedstawiamy element  $M$ ,



Rys. 9. Element  $M$  z węzłem początkowym  $s_M$  i końcowym  $t_M$

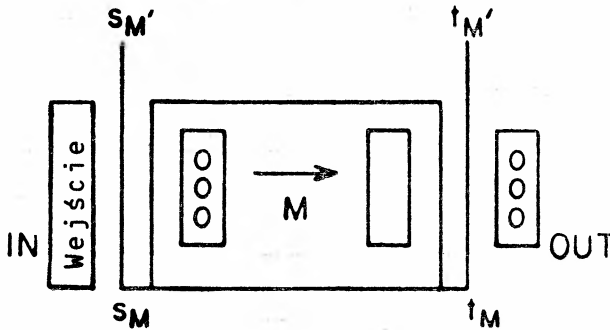
<sup>a</sup> Oznaczenia  $s$  i  $t$  pochodzą od angielskich słów *starting* (początkowy) i *terminal* (końcowy) (przyp. tłum.).



będący logiczną jednostką złożoną z oddziałujących części, z których przedstawiamy tylko pierwszy wejściowy węzeł kursora  $s_M$  i na drugim końcu ostatni wyjściowy węzeł kursora  $t_M$ . Wszystkie pozostałe węzły licznika znajdujące się między  $s_M$  i  $t_M$  uważamy za części wewnętrzne elementu  $M$ , przy czym  $M$  zawiera także swoje rejestry. Węzłami, które mogą mieć sprzężenia zewnętrzne, są tylko  $s_M$  i  $t_M$ .

Hamiltonian powyższego podukładu oznaczmy przez  $H_M$ , a zapis  $H_M(s_M, t_M)$  umożliwi nam identyfikację nazw węzłów: wejściowego  $s_M$  i wyjściowego  $t_M$ .  $H_M$  jest więc częścią hamiltonianu układu, opisującą wszystkie atomy i węzły wewnątrz prostokąta  $M$  oraz ich oddziaływania z węzłami zewnętrznymi  $s_M$  i  $t_M$ .

Rozważymy bardzo ważny i ciekawy przypadek, gdy dane wejściowe (znajdujące się w atomach rejestru) pochodzą z jakiejś jednostki logicznej i chcemy je przekazać do innej jednostki (zob. rys. 10). Załóżmy, że w jednostce  $M$  na rejestrze wejściowym



Rys. 10. Element  $M$  z dodatkowym rejestrze wejściowym IN i wyjściowym OUT. Gdy kursor przechodzi od  $s'_M$  do  $s_M$ , to następuje wymiana danych między rejestrze IN i rejestrze wejściowym w  $M$ , a gdy kursor przechodzi od  $t_M$  do  $t'_M$  to następuje wymiana danych między rejestrze wyjściowym w  $M$  i rejestrze OUT

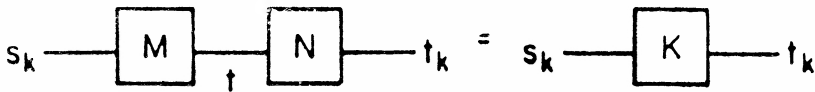
mamy początkowo zera, a na wyjściowym (który może być tym samym rejestrze) także zera. Można to wtedy wykorzystać w następujący sposób. Zbudujmy program zaczynający się w  $s'_M$ , którego pierwszym zadaniem będzie przekazanie znajdujących się w zewnętrznym rejestrze (IN) danych wejściowych do rejestru wejściowego jednostki  $M$ , który obecnie zawiera zera.

Pierwszym krokiem w naszych obliczeniach, zaczynających się np. w  $s'_M$ , będzie więc wymiana danych z rejestrze wewnątrz  $M$ . Operacja ta wprowadza zera do zewnętrznego rejestru, a wejściową informację do rejestru wewnętrznego w  $M$ . Kursor przechodzi teraz do  $s_M$ . (Wyjaśniliśmy już, w jaki sposób można dokonać wymiany przy użyciu operatorów CONTROLLED NOT.) Gdy później program przejdzie od  $s_M$  do  $t_M$ , to na rejestrze wyjściowym wewnątrz  $M$  uzyskamy wyniki. Następnie rejestr ten zostaje oczyszczony, gdyż wyniki zapisujemy w nowym rejestrze zewnętrznym OUT, specjalnie w tym celu przewidzianym i zawierającym początkowo zera. Następuje to w wyniku wymiany danych między pustym rejestrze zewnętrznym i rejestrze wyjściowym z  $M$ , przy czym przechodzimy wtedy od  $t_M$  do  $t'_M$ .

Możemy teraz rozważyć różne sposoby łączenia jednostek logicznych. Najprostsze jest połączenie szeregowe. Jeśli chcemy wykonać najpierw  $M$ , a potem  $N$ , to możemy

połączyć końcową część jednej jednostki z początkową częścią drugiej (rys. 11) i otrzymamy wtedy nowy efektywny operator  $K$  z hamiltonianem

$$H_K(s_K, t_K) = H_M(s_K, t) + H_N(t, t_K) .$$

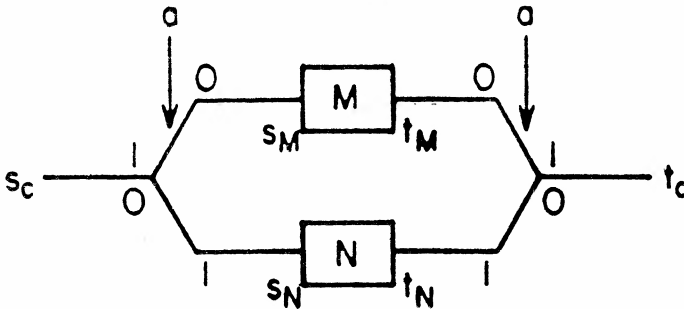


$$H_k(s_k, t_k) = H_M(s_k, t) + H_N(t, t_k)$$

Rys. 11. Połączenie szeregowe

Na rys. 12 przedstawiamy jak zrealizować ogólne przejście warunkowe (CONDITIONAL): jeśli  $a = 1$ , to  $M$ , a jeśli  $a = 0$ , to  $N$ . Hamiltonian odpowiadający temu przejściu ma postać

$$H_c(s_c, t_c) = (s_M^+ a s_c + t_c^+ a^+ t_M + s_N^+ a^+ s_c + t_c^+ a t_N + \text{sprzężenie hermitowskie}) + H_M(s_M, t_M) + H_N(s_N, t_N) .$$



Rys. 12. Przejście warunkowe: jeśli  $a = 1$ , to  $M$ , a jeśli  $a = 0$ , to  $N$

Szczególnym przypadkiem tego przejścia jest operator CONTROLLED NOT, dla którego  $M = \text{NOT } b$  i

$$H_{\text{NOT } b}(s, t) = s^+(b + b^+)t + \text{sprzężenie hermitowskie},$$

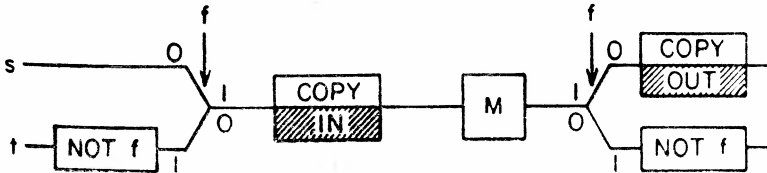
a  $N$  jest operacją pustą  $s^+t$ .

Jako drugi przykład rozpatrzmy usuwanie śmieci (przedstawione poprzednio na rys. 6), lecz bez wykorzystywania dodatkowo maszyny odwrotnej, a przy użyciu jednej maszyny i przesłaniu danych z powrotem do niej w przeciwnym kierunku przy wykorzystaniu naszego przełącznika (zob. rys. 13).

Założmy, że w rozważanym układzie mamy specjalny znacznik  $f$ , który początkowo zawsze jest nastawiony na 0<sup>4</sup>. Przyjmijmy także, że mamy rejestr zewnętrzny IN z danymi wejściowymi i pusty zewnętrzny rejestr OUT, który może przyjąć dane wyjściowe, oraz że wszystkie rejestry maszyny są puste (zawierają zera). Zacznijmy od linii  $s$ .

<sup>4</sup> Symbol  $f$  pochodzi od angielskiego słowa *flag* (znacznik) (przyp. tłum.).

Najpierw kopiujemy (COPY) przy użyciu CONTROLLED NOT nasze zewnętrzne dane wejściowe do  $M$ . Potem działa  $M$  i kursor przesuwa się na górną linię na naszym rysunku. Dane wyjściowe są kopiowane z  $M$  do zewnętrznego rejestru wyjściowego.  $M$  zawiera teraz śmieci. Następnie  $f$  zmienia się na NOT  $f$  i kursor przechodzi dołem po drugiej linii przełącznika, a następnie wraca przez  $M$ , usuwając śmieci, i oczyszcza znów wejście.

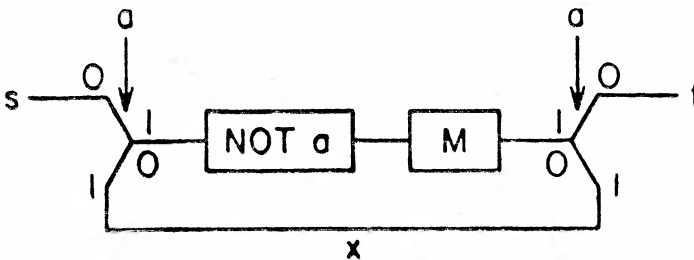


Rys. 13. Usuwanie śmieci

Gdy kopiujemy dane i powtarzamy to kopiowanie ponownie, to jeden z rejestrów, do którego kopiowaliśmy wcześniej, zapełniamy zerami. Po skopiowaniu kursor przechodzi na drugą linię (gdyż wartość  $f$  się zmieniła), na której  $f$  ponownie zmienia się na 0, i wychodzimy na linię  $t$ . Między  $s$  i  $t$  mamy więc nową maszynę, która ma następujące właściwości.

Na początku w rejestrze IN mamy dane wejściowe, a w rejestrze OUT mamy zera. Znacznik wewnętrzny  $f$  jest ustawiony na 0 i jednostka  $M$  nie zawiera żadnych danych. Po zakończeniu pracy, czyli po przejściu kursora od  $s$  do  $t$ , rejestr IN zawiera ponownie dane wejściowe, a rejestr OUT dane wyjściowe będące wynikiem działania jednostki  $M$ . Jednostka  $M$  jest ponownie pusta i znacznik  $f$  ustawiony jest na zero.

W programach komputerowych bardzo ważną rzeczą jest możliwość wykorzystania tego samego podprogramu kilka razy. Oczywiście, z logicznego punktu widzenia można to zrobić przepisując tę część programu za każdym razem, ilekroć ma ona być użyta,



Rys. 14. Dwukrotne powtórzenie operacji  $M$

ale w rzeczywistym komputerze znacznie lepiej jest zbudować raz tę część komputera, która wykonuje potrzebną operację, i wykorzystywać ją wielokrotnie.

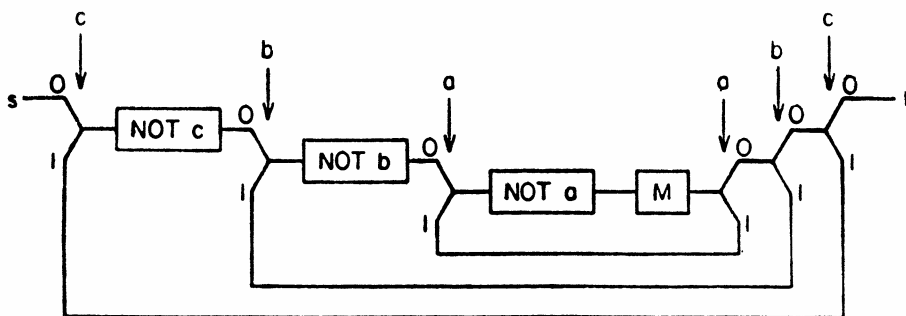
Aby to teraz zademonstrować, założmy najpierw, że pewną operację chcemy po prostu dwukrotnie powtórzyć (zob. rys. 14). Zaczynamy w  $s$  ze znacznikiem  $a$  ustawionym na 0, potem przechodzimy wzdłuż górnej linii i pierwszą operacją, jaką napotykamy, jest zmiana wartości  $a$ . Następnie wykonujemy operację  $M$ . Wskutek zmiany wartości  $a$  zamiast

wyjść na górną linię, będącą odpowiednikiem linii wejściowej, przechodzimy na linię dolną, która zwraca nas znów do operacji zmiany wartości  $a$ .

Tym razem po przejściu przez  $M$  mamy wartość  $a$ , która kieruje nas na górną linię i ostatecznie wychodzimy w punkcie końcowym  $t$ . Hamiltonian tego układu ma postać

$$H_{MM}(s, t) = (s_N^+ a^+ s + s_M^+ (a^+ + a) s_N + x^+ a^+ t_M + s_N^+ a x + t^+ a t_M + \\ + \text{sprężenie hermitowskie}) + H_M(s_M, t_M).$$

Wykorzystując tego typu obwód przełączający wielokrotnie, możemy oczywiście powtórzyć operację wiele razy. Np. stosując tę samą ideę trzykrotnie i wykorzystując połączenie gniazdowe (włożeniowe), możemy przy użyciu urządzenia przedstawionego na rys. 15 wykonać powyższą operację osiem razy. Aby tego dokonać, mamy trzy znacz-



Rys. 15. Ośmiokrotne powtórzenie operacji  $M$

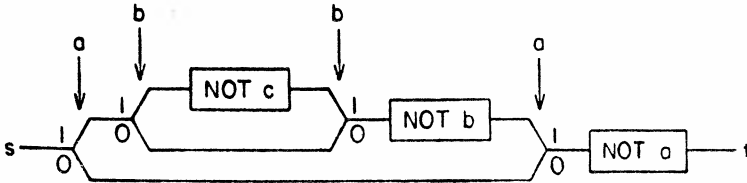
niki  $a$ ,  $b$  i  $c$ . Znaczniki są konieczne przy powtarzaniu operacji, aby móc śledzić, ile razy została ona wykonana i w jakim miejscu programu się znajdujemy, gdyż inaczej nigdy nie moglibyśmy uzyskać odwracalności.

W zwykłym komputerze podprogram można wykorzystać, opróżnić go i wykorzystać ponownie bez rejestracji tego, co było zrobione. Ale w naszej maszynie musimy prowadzić rejestrację, po raz który wykorzystujemy podprogram, i robimy ją przy użyciu znaczników. Jeśli podprogram jest wywołany z pewnego miejsca i powrót ma nastąpić do jakiegoś innego miejsca, a potem podprogram znów jest wywołany i punkty wywołania i powrotu są inne, to musimy wiedzieć i rejestrować, skąd przyszliśmy i dokąd powinniśmy w każdym przypadku wrócić. Musimy więc rejestrować więcej danych. Wielokrotne wykorzystywanie podprogramu w maszynie odwracalnej jest tylko nieco trudniejsze niż w zwykłej maszynie. Wszystkie te rozważania zawarte są w pracach Fredkina, Tofflego i Bennetta.

Jasne, że przy użyciu połączeń drzewowych (rozgałęziających się) takich przełączników można kierować dane do dowolnego punktu pamięci. Pamięć jest po prostu miejscem, w którym znajdują się rejestry, do których można skopiować dane i następnie powrócić do programu. Cursor musi przesuwać się razem z danymi i dlatego trzeba założyć istnienie innego połączenia drzewowego przełączników, skierowanego w przeciwnym kie-

runku, aby umożliwić powrót kursora po skopiowaniu danych i zapewnić odwracalność układu.

Na rys. 16 przedstawiony jest dyskretny licznik binarny (z trzema bitami  $a$ ,  $b$ ,  $c$ , gdzie  $c$  — najbardziej znaczący bit), który rejestruje, ile razy kursor przeszedł od  $s$  do  $t$ . Te kilka



Rys. 16. Dyskretny licznik binarny (z 3 bitami)

przykładów wystarczy chyba, aby wykazać, że przy użyciu operatorów SWITCH i NOT można rzeczywiście skonstruować dowolne operacje komputerowe. Dalsze szczegóły nie są już istotne.

## 6. Zakończenie

Z przytoczonych przykładów widać jasno, że nasz komputer kwantowy nie wykorzystuje w pełni szczególnych właściwości równań różniczkowych mechaniki kwantowej.

Podjęliśmy tu tylko próbę możliwie najdokładniejszej imitacji maszyny cyfrowej o zwykłej strukturze sekwencyjnej. Jest to w pełni analogiczne do sposobu wykorzystania tranzystorów w zwykłych maszynach, gdzie właściwie nie korzystamy z całego analogowego kontinuum właściwości tranzystorów, a próbujemy pracować z nimi tylko w obszarze nasycenia jak z układami cyfrowymi o dwóch stanach, co ułatwia analizę logiczną zachowania się takich układów. Co więcej, nasza maszyna jest całkowicie sekwencyjna, gdyż np. nawet przy porównywaniu (XOR) dwóch liczb złożonych z  $k$  bitów musimy analizować kolejno każdy bit. Nie rozpatrywaliśmy tutaj zagadnienia, co trzeba zrobić w tych odwracalnych układach kwantowych, aby przyspieszyć obliczenia przez równoległe wykonywanie operacji.

Ze względów teoretycznych i akademickich badaliśmy tu zupełne i odwracalne układy, ale jeśli by takie mikroskopowe maszyny znalazły praktyczne zastosowanie, to nie ma żadnych powodów, by w czasie pracy maszyny nie wykorzystywać nieraz oddziaływań powiększających entropię i nieodwracalnych.

Może okazać się sensowne, żeby np. przy długich obliczeniach po osiągnięciu określonego punktu uniemożliwić kursorowi powrót. Przydatne może być także powiązanie nieodwracalnej pamięci (dla rzadziej używanych danych) z odwracalną logiką lub krótkotrwałymi odwracalnymi rejestrami pamięci itp. Nie ma również żadnych powodów, aby wykorzystywać łańcuch sprzężonych ze sobą węzłów przy dalekich połączeniach, gdy wykorzystanie przewodników lub światła może być łatwiejsze i szybsze.

W każdym razie wydaje się, że prawa fizyki nie stawiają żadnej bariery miniaturyzacji komputerów, dopóki gęstość zapisu informacji nie jest większa niż 1 bit/atom i dopóki prawa mechaniki kwantowej pozostają słuszne.

Tłumaczył *Zygmunt Ajduk*

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

#### Literatura <sup>5</sup>

- [1] C. H. Bennett, „Logical Reversibility of Computation”, *IBM J. Res. Devel.* **6**, 525-532 (1979).
- [2] E. Fredkin, T. Toffoli, „Conservative Logic”, *Int. J. Theor. Phys.* **21**, 219—253 (1982).
- [3] C. H. Bennett, „Thermodynamics of Computation — A Review”, *Int. J. Theor. Phys.* **21**, 905-940 (1982).
- [4] T. Toffoli, „Bicontinuous Extensions of Invertible Combinatorial Functions”, *Math. Syst. Theory* **14**, 13-23 (1981).
- [5] L. Priese, „On a Simple Combinatorial Structure Sufficient for Sublying Nontrivial Self-Reproduction”, *J. Cybern.* **6**, 101-137 (1976).

---

<sup>5</sup> Dziękuję T. Toffolemu za pomoc w zebraniu literatury.

## R Ó Ź N E

Charles P. Enz

Département de Physique Théorique  
 Université de Genève  
 Szwajcaria

**Rola przestrzeni i problem lokalizacji w fizyce współczesnej (w szczególności tak, jak je widział Wolfgang Pauli) \***

**The Role of Space and the Problem of Localization in Modern Physics (in Particular, as Viewed by Wolfgang Pauli) \***

*Abstract:* \*\*

**1. Two modes of localization**

The two modes considered are localization by *observing* the position, or another dynamical parameter, of a body and localization by *capturing* a body in a given environment. However, the second mode is more characteristic of the environment than of the body. Thus, in quantum mechanics, electron capture in a solid may be due to disorder in the atomic positions and may result in a metal-insulator transition.

**2. Geometers and physicists facing subdivision**

While for Descartes, the geometer, the fundamental property of a body was *extension*, for Leucippus, the physicist, it was *hardness*. Leucippus' world was made up of the full and the empty, subdivision meant intercalating an empty between two fulls, and the atoms were to inhibit unlimited subdivision. In distinction to the Greek atoms, the chemical atoms have a well-defined size. However, for subdivision, first into protons and neutrons, then into quarks, no end is in sight.

**3. The problem of localization in quantum mechanics**

In quantum mechanics the problem of observing the position of an electron turned up first in the correspondence between Heisenberg and Pauli in 1927. A particularly clear exposition of it is contained in Pauli's review of 1933 of the new theory. Such an observation can be made with a precision given by the Compton wavelength  $\lambda(m) = h/mc$  where  $h$  is Planck's constant,  $m$  the mass of the particle and  $c$  the velocity of light.

---

\* Artykuł „Le rôle de l'espace et le problème de localisation en physique moderne, vus en particulier par Wolfgang Pauli”, opublikowany w *Archives des Sciences* 39, 185 (1986), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy — Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève. [Translated with permission] (przyp. Red.).

\*\* Streszczenie ma postać nietypową dla *Postępów Fizyki*. Zachowujemy ją jednak dla wierności oryginałowi (przyp. Red.).

#### 4. The extension of bodies

Given the mass density  $\rho$ , the radius of an extended body as a function of its mass  $m$  is  $a(m) = (3m/4\pi\rho)^{1/3}$ . Since the extension of a body cannot be more precise than its position, one is led to the *criterion of sub-divisibility*  $\lambda(m) < a(m)$ . Bodies violating this inequality have to be considered as *point particles*. Two classes of bodies are distinguished: nuclear matter with density  $\rho_{\text{nuc}} \cong 2 \times 10^{14} \text{ gcm}^{-3}$  and chemical matter with density  $\rho_{\text{chem}} \cong 3 \text{ gcm}^{-3}$ . In the first class, proton, neutron and the mesons are at the limit of subdivisibility.

#### 5. Localization in time

A typical case here is the observation of a *transition* between quantum states. Already in his review of 1926 of the old theory, Pauli noted that the usual notions of space-time are inappropriate to describe transitions. In a Stern-Gerlach experiment a beam of *atoms* traverses a region with magnetic field. The latter induces transitions between states of the magnetic moment, but, in addition, it splits the beam. However, as emphasized by Pauli in his report to the Solvay Council of 1930, there is no splitting for a beam of *electrons* because of its wave nature.

#### 6. Locality or nonlocality?

For slow neutrons, beam splitting and reuniting may be achieved by optical diffraction with crystals. In the experiment of Rauch *et al.*, at most one neutron is present in the apparatus. This is an Einstein-Podolsky-Rosen (EPR)-type experiment and poses a problem of interpretation: In the *locality* viewpoint of Einstein, the separated regions of the split beams have independent physical reality, while according to Bohr the impossibility of subdividing individual quantum effects implies *nonlocality*. In an other EPR-type experiment by Aspect *et al.*, nonlocality is demonstrated by making use of Bell's inequalities.

#### 7. Absolute space-time

Quantum theory and, particularly its relativistic version, *quantum field theory*, is always considered embedded in continuous absolute space-time. Since his criticism at age 18 of Weyl's use of an electric field inside the electron, Pauli was not satisfied with this practice. 40 years later, in 1958, he still complained that the relation between the notion of space-time and the properties of elementary particles was not clarified.

#### 8. The ultimate limit of localization

In general relativity the Schwarzschild radius  $r(m) = 2Gm/c^2$ , where  $G$  is the gravitational constant, signals the *limit of gravitational stability*: A body of mass  $m$  collapses into a black hole if its radius  $a(m)$  becomes smaller than  $\pi r(m)$ . An extreme situation arises at the conjunction of the two limits of gravitational stability and of localization,  $\pi r(m) = \lambda(m)$ , which happens at the *Planck mass*  $m_{\text{P}} = (\hbar c/2\pi G)^{1/2} \cong 0.02 \text{ mg}$ . The corresponding length  $\lambda_{\text{P}} \cong 10^{-32} \text{ cm}$  and time  $t_{\text{P}} \cong 3 \times 10^{-43} \text{ s}$  mark the ultimate limit of localization where space-time itself becomes blurred.

To nie ciężar, ani trwanie, ani kolor itp., lecz jedynie rozciągłość ciał stanowi ich naturę  
René Descartes, *Zasady filozofii* (Paryż 1724). Teza II. 4

## 1. Dwa sposoby lokalizacji

Problem, który proponuję tu przedyskutować, to problem lokalizacji ciał, na ogół cząstek atomowych, jaki pojawia się w bardzo różnych formach w fizyce współczesnej. Mamy do czynienia, po pierwsze, z lokalizacją w sensie *obserwowania* miejsca, w którym znajduje się cząstka w danej chwili, lecz istnieje także drugie pojęcie lokalizacji, oznaczające *uwięzienie* cząstki w określonym obszarze przestrzeni. W pierwszym znaczeniu lokalizacja oznacza określenie pewnego parametru dynamicznego charakteryzującego



ruch cząstki. Oczywiście, to pojęcie lokalizacji można natychmiast uogólnić na wszystkie parametry dynamiczne charakteryzujące cząstkę, takie jak wielkość i kierunek jej prędkości oraz kierunek jej ewentualnego wewnętrznego momentu pędu. W tym sensie, jak zobaczymy to dalej bardziej szczegółowo, lokalizacja jest podstawową informacją o cząstce. Łącznie z jej własnościami wewnętrznymi, takimi jak masa, ładunek, moment pędu, a także rozciągłość i, ewentualnie, jej kształt i rozkład wewnętrzny materii, lokalizacja stanowi część samej definicji ciała.

Drugi aspekt lokalizacji, chociaż mniej podstawowy, wywołuje nie mniejsze zainteresowanie i fascynację współczesnych fizyków. Podobnie jak zbliżający się do ziemi meteoryt o odpowiedniej energii zostaje przez nią wychwycony tak i elektron, przenikając przez sieć periodyczną centrów przyciągających w kryształach zostaje, przy określonej energii, wychwycony przez jedno z centrów. Ten ostatni przykład jest jednak znacznie delikatniejszej natury, ponieważ zjawiskami na poziomie atomowym rządzi mechanika kwantowa.

Istotnie, od pojawienia się podstawowej pracy Blocha w 1928 r. wiadomo, że elektron napotyka w kryształach, w tym przypadku w metalu, pasma energetyczne, w których wcale nie zostaje zlokalizowany, lecz przeciwnie, daje wkład do prądu elektrycznego, jeśli metal jest pod napięciem. Bardziej jeszcze godne uwagi jest to, że jeśli porządek ułożenia centrów przyciągających zostanie naruszony, lub inaczej, ciało stałe przejdzie ze stanu krystalicznego do amorficznego, to rozciągnięte przestrzennie pasma energetyczne mogą całkowicie zniknąć: brak uporządkowania może spowodować przejście metalu w izolator, w którym wszystkie elektrony są wychwytywane. Zjawisko to, które przyniosło Nagrodę Nobla z fizyki w 1977 r. Philipowi Andersonowi z Laboratorium Bella i Sir Nevillowi Mottowi z Uniwersytetu w Cambridge, wymieniam tu jako przykład zadziwiających konsekwencji mechaniki kwantowej, z którymi będziemy mieli do czynienia w całym artykule. Ponieważ jednak zjawisko lokalizacji poprzez wychwytywanie jest bardziej własnością ciała wychwytywanego niż wychwytywanej cząstki, nie będę dyskutować go bardziej szczegółowo.

## 2. Geometry i fizycy wobec problemu podziału

Aby zaatakować teraz problem natury cząstek elementarnych, dobrze będzie zaczerpnąć inspirację z historii, bo według Pauliego nowe idee są zawsze wskrzeszonymi ideami dawno zapomnianymi [1]. Chodzi tu o doktrynę pitagorską o nieskończonej podzielności, negowaną przez atomistów greckich, lecz podjętą przez Arystotelesa, a przede wszystkim przez Kartezjusza w komentarzu do 20 tezy drugiej części *Zasad filozofii* [2]: „O tym, że nie mogą istnieć atomy, czyli ciała niepodzielne”. Istotnie Kartezjusz mówi: „Za jakkolwiek małe uważałoby się te części to niemniej, na to, aby były rozciągnięte, musimy przyjąć, że nie ma ani jednej pośród nich, która nie mogłaby być podzielona na dwie, lub więcej jeszcze mniejszych...”. Skoro podstawową własnością ciała jest ich *rozciągłość* w ciągłej przestrzeni — „zbiorniku”, to ich nieograniczona podzielność jest natychmiastową konsekwencją.

Temu geometrycznemu punktowi widzenia Kartezjusza przeciwstawia się fizyczny punkt widzenia Leukippa, według którego najbardziej podstawową własnością najmniej-

szych ciał jest ich trwanie. Geniusz Leukippa (jeśli filozof ten w ogóle istniał) polegał na przedstawieniu przestrzeni jako próżni otaczającej atomy. Dla niego świat był więc sumą nie nakładających się dwóch elementów *pełnego* i *pustego* [3].

Chociaż przypisywał on realność tylko elementowi pełnemu, to jednak stworzył pojęcie rzeczywistości nie-cząstkowej [4]. Podział ciał oznacza tu wprowadzenie próżni między dwa elementy pełne. Podczas, jednak, gdy geometra Pitagoras czy Kartezjusz nie waha się przeprowadzać tej operacji bez końca, fizyk Leukipp niepokoi się faktem, że mieszanie coraz dokładniejsze tych dwóch elementów doprowadzi do zmiany własności ich obu. To z efektu bitej śmietany wynika istnienie atomów.

Wraz z ideą atomów materia uzyskuje dwie podstawowe cechy uniwersalności i trwałości, co powinno było zaspokoić pragnienie Jedności monistów ze szkoły w Milecie i Elei. Natomiast nieskończona liczba atomów przyjęta przez Leukippa powinna była także zaspokajać pragnienie Wielości pluralistów, Empedoklesa i Anaksagorasa. W ten sposób Leukipp stał się mediatorem między Jednością i Wielością [5]. Pauli, który uzyskał w gimnazjum rozległą wiedzę na temat filozofii i historii nauki, i dla którego głębokie zainteresowanie starożytnymi ideami miało szczególne znaczenie [1] napisał na ten temat [6]: „Tu [w Grecji], ze spekulacji nad wyjściem z trudności, związanych z relacjami między jednością i wielością, urodziła się idea atomu Leukippa (ok. 440 p. n. Chr.) i Demokryta (ok. 420 p. n. Chr.) — ten triumf racjonalnego myślenia”.

Słabym punktem tej teorii jest oczywiście niepewność oceny wielkości atomów. Podczas gdy Leukipp utrzymywał, że atomy są tak małe, że nie poddają się bezpośredniej obserwacji zmysłami, to jego uczeń Demokryt dopuszczał, aby niektóre atomy były „bardzo duże” [7]. Później jednak Epikur powrócił do doktryny Leukippa zauważając, że istnienie atomów o różnej wielkości nie jest potrzebne dla wyjaśnienia różnic jakościowych między rzeczami, a ponadto, że nikt nigdy nie widział atomów [8]. Ten słaby punkt dotyczący wielkości atomów ułatwił zadanie krytyce Arystotelesa i Kartezjusza.

Potrzeba było ilościowego określenia objętości atomów chemicznych na to, aby uczynić ich istnienie faktem nie do obalenia, a to wbrew oporowi „energetyków”, przede wszystkim Ernsta Macha i Wilhelma Ostwalda jeszcze w zaraniu naszego wieku [9]. Tylko, że te atomy, jak wszyscy dzisiaj wiedzą, nie są niepodzielnymi atomami Leukippa, Demokryta i Epikura. Jak pokazały doświadczenia Rutherforda w 1911, atom chemiczny składa się z jądra otoczonego elektronami, przy czym jądro, zgodnie z doświadczeniami Chadwicka z 1932, składa się z protonów i neutronów. Od zaproponowania przez Gell-Manna (a także przez Zweiga) w 1964 kwarków jako składników protonu i neutronu, proces podziału wydaje się przedłużać bez widocznego końca. Czyżby więc geometrzy mieli ostatnie słowo?

### 3. Problem lokalizacji w mechanice kwantowej

Odpowiedź jaką daje mechanika kwantowa jest bardziej subtelna. W tej teorii, problem podziału obiektów kwantowych prowadzi rzeczywiście do pytań fundamentalnych, które charakteryzują ograniczając się chwilowo do jednego słowa-klucza: paradoks Einsteina, Podolskiego i Rosena (EPR). Zanim rozważę ten delikatny i kontrowersyjny problem, chciałbym wrócić do prostszych rozważań o lokalizacji. Możliwość podzielenia jakiegóż

# Kawa

## filtr systemu REPELA

do zapobiegania zatorom zakrzepowym  
tętnicy płucnej.

# Kawa

## filtr SYSTEMU REPELA

wszczepiany jest do żyły głów-  
nej dolnej metodą cewnikowa-  
nia przezskórnego.

## SYSTEM REPELA

zapewnia łatwe i szybkie umiesz-  
czenie KAWA-FILTRU w żyłę  
głównej dolnej. Dzięki swojej  
konstrukcji KAWA-FILTR jest  
mocno przytwierdzony do ścia-  
nek żyły głównej dolnej nie na-  
ruszając jej drożności.

## SYSTEM REPELA

umożliwia przywracanie droż-  
ności zakrzepowych odcinków  
łożyska żylnego u 95%  
chorych.

*Eksporter: V/O „Techsnabexport”*

*ZSRR, 121200, Moskwa*

*Smolenskaja-*

*Siennaja pl. 32/34*

*Telefon: 244 32 85*

*Teleks: 411328 TSE SU*

TENEX



*25 lat działalności handlowej  
V/O „Techsnabeksport”  
na światowym rynku.*

ciała zakłada bowiem znajomość miejsca, gdzie się ono znajduje — wystarczy pomyśleć o babci, która chce pokrajać cebulę zgubiwszy swoje okulary.

Problem lokalizacji w mechanice kwantowej został postawiony po raz pierwszy w liście Heisenberga napisanym do Pauliego w Kopenhadze 23 lutego 1927 [10]. Heisenberg stawia w nim pytanie jak określa się położenie elektronu i sam na nie odpowiada: „bierze się na przykład mikroskop o dostatecznie dużej zdolności rozdzielczej i obserwuje się elektron”. Odpowiedź Pauliego niestety nie jest znana. Tylko trzy listy Pauliego z lat dwudziestych przetrwały, wśród nich list [143] cytowany w pracy [10]. Jest jednak pewne, że Pauli ze swoim dobrze znanym darem analizy logicznej i matematycznej, przyczynił się w decydujący sposób do rozwiązania tego problemu. Rozwiązanie to pojawia się po raz pierwszy w sławnym wykładzie Nielsa Bohra wygłoszonym na kongresie dla uczczenia pamięci Volty w Como 16 września 1927. Bohr przerabiał tekst wykładu wielokrotnie w wyniku szczegółowych dyskusji z Paulim [11] i opublikował dwie różne jego wersje, jedną po angielsku, drugą po niemiecku [12].

Pauli przedstawił ten problem szczególnie precyzyjnie w artykule przeglądowym „Ogólne podstawy mechaniki kwantowej” z 1933. Istotę tego artykułu oddaje następujące zdanie [13]: „Co się tyczy położenia cząstki, to potrzeba dla jego określenia takiego oddziaływania, które zachodzi tylko wówczas, gdy znajduje się ona w określonym miejscu. Takie oddziaływanie na szczęście istnieje w postaci rozpraszania światła”, znanego jako rozpraszanie Comptona. Możemy założyć, że natężenie światła jest tak duże, że cząstka przecinając promień świetlny, rozprasza na pewno przynajmniej jeden foton, tzn. jeden kwant światła. „Można teraz wybrać jakikolwiek sposób wzmocnienia optycznego (camera obscura, lupa, mikroskop), aby dokładnie określić położenie cząstki na podstawie grubego, makroskopowego określenia miejsca rozproszenia fotonu. W tym celu wystarczy zaobserwować pojedynczy foton. Granice dokładności lokalizacji są, jak zawsze, zdeterminowane przez granice obrazu optycznego, a te z kolei są dane przez efekty dyfrakcyjne, przewidziane w optyce falowej. I tak, dobrze wiadomo, że dla mikroskopu zdolność rozdzielcza wynosi

$$\Delta x = \frac{\lambda'}{\sin \varepsilon},$$

gdzie  $\lambda'$  jest długością fali rozproszonego promieniowania, która może różnić się od długości fali padającego promieniowania, podczas gdy  $\varepsilon$  jest połówkowym kątem rozwarcia obiektywu”. Stosując prawa zachowania energii i pędu w rozpraszaniu Comptona stwierdza się, że dla cząstki spoczywającej minimalna wartość  $\lambda'$ , a w konsekwencji minimum  $\Delta x$  jest dane przez długość fali Comptona

$$\lambda(m) = \frac{h}{mc}, \quad (1)$$

gdzie  $m$  jest masą cząstki,  $h$  — stałą Plancka, a  $c$  — prędkością światła. Można to wyrazić wzorami

$$\min \Delta x \cong \min \lambda' \cong \lambda(m),$$

które mówią, że niedokładność, z jaką może być określone położenie cząstki spoczywającej, jest nie mniejsza od długości fali Comptona (1).

#### 4. Rozciągłość ciał

Rozważmy z drugiej strony cząstkę rozciąglą, scharakteryzowaną przez promień  $a$  i średnią gęstość masy  $\rho$ . Jej masa jest dana przez

$$m = \frac{4\pi}{3} a^3 \rho,$$

a stąd znajdujemy promień cząstki w zależności od masy

$$a(m) = \left( \frac{3m}{4\pi\rho} \right)^{1/3}. \quad (2)$$

Wszelka informacja o rozciągłości ciała zakłada jednak znajomość jego położenia przynajmniej równie dokładną jak jego promienia. Dokładność lokalizacji  $\Delta x$ , dana przez długość fali Comptona (1) pociąga za sobą kryterium podzielności

$$\lambda(m) < a(m). \quad (3)$$

Aby uzyskać stąd użyteczny warunek, trzeba jeszcze określić gęstość  $\rho$ . Rozważmy najpierw jądro atomowe złożone z protonów i neutronów, czyli cząstek o masach i promieniach prawie równych. Możemy określić gęstość jądrową  $\rho_{\text{jad.}}$  z warunku aby dla masy  $m_p$  protonu jego promień  $a(m_p)$  był równy promieniowi wyznaczonemu doświadczalnie

$$a_p \cong 1.3 \times 10^{-13} \text{ cm}.$$

Stąd, znajduje się, przy pomocy związku (2), że

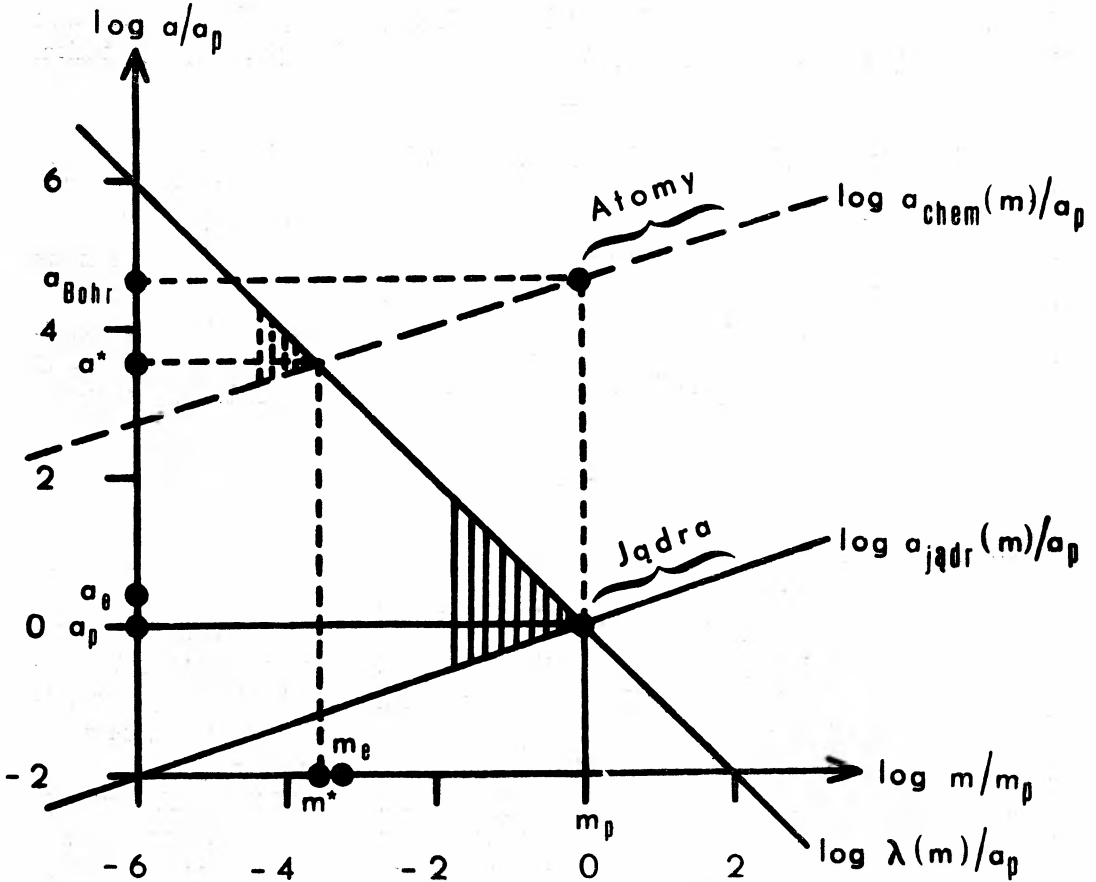
$$\rho_{\text{jad.}} \cong 1.8 \times 10^{14} \text{ gcm}^{-3}.$$

Oznaczając przez  $a_{\text{jad.}}$  promień (2) dla tej wartości  $\rho$ , dochodzi się do zadziwiającego wyniku, że krzywa  $a_{\text{jad.}}(m)$  przecina krzywą  $\lambda(m)$  dla wartości  $m$  równej masie protonu  $m_p$ .

Zgodnie z (3), punkt przecięcia  $a_{\text{jad.}}(m) = \lambda(m)$  dla  $m \cong m_p$  oznacza, że kryterium ciał rozciąglých, lub, co sprowadza się do tego samego, podzielnych, obowiązuje we wszystkich jądrach zgodnie z ich złożoną naturą. Skoro granicą w przybliżeniu jest proton (trzeba jeszcze wziąć pod uwagę mezony  $\pi$ ,  $K$  i inne, o czym dalej), to można z (3) wnioskować, że dla  $m \lesssim m_p$  pojęcie podziału traci sens, przynajmniej w ramach aktualnej mechaniki kwantowej, a cząstki jawią się jako punktowe. Inaczej mówiąc, mechanika kwantowa realizuje wreszcie ilościowo ideę atomów Leukippa, Demokryta i Epikura, a to dzięki skończonej wartości stałej Plancka  $h$ , dzięki której niedokładność lokalizacji  $\lambda(m) > 0$ .

Stwierdzenie powyższe streszcza rys. 1, na którym  $a_{\text{jad.}}(m)$  i  $\lambda(m)$  są wykreślone w zależności od  $m$ , w skali logarytmicznej dla wszystkich wielkości. Obszar zakreskowany między dwiema prostymi przedstawia domenę cząstek punktowych, w której kryterium podziału (3) jest naruszone. Na tym samym rysunku prosta kreskowana  $a_{\text{chem}}(m)$  ilustruje wzór (2) dla materii chemicznej (atomowej i molekularnej) z odpowiednią gęstością

$$\rho_{\text{chem}} = 2.7 \text{ gcm}^{-3}$$



Rys. 1. Długość fali Comptona  $\lambda(m)$  i promienia  $a_{chem}(m)$  i  $a_{jadr}(m)$  cząstek o masie  $m$  i gęstości  $\rho_{chem}$  (atomy) i  $\rho_{jadr}$  (jądra) w skali logarytmicznej dla wszystkich wielkości. Obszary zakreskowane oznaczają domeny cząstek punktowych

Gęstość ta jest wyznaczona z warunku, aby promień  $a(m)$  był równy promieniowi Bohra

$$a_{Bohr} = 0.529 \times 10^{-8} \text{ cm},$$

który jest równy promieniowi atomu wodoru. Widać, że dla materii chemicznej kryterium podzielności (3) rozciąga się aż do wartości

$$m^* \cong 0.64 m_e,$$

gdzie  $m_e = m_p/1836$  jest masą elektronu. Ta granica nie jest realizowana w przyrodzie, a rys. 1 pokazuje jedynie, że ciała chemiczne spełniają w przybliżeniu kryterium podziału (3).

Tę różnicę między atomami i cząstkami jądrowymi podkreślił Pauli w wyżej opisywanej dyskusji nad problemem lokalizacji [13]: „Granica dokładności, jakiej podlega określenie położenia, dotyczy przede wszystkim i w największym stopniu jąder atomowych i elektronów, ponieważ rozmiary atomów jako całości są na ogół większe niż ich

$h/mc$ ". Interesujące będzie zauważyć mimochodem, że przy wyżej przyjętych założeniach ustalających  $Q_{\text{jadr}}$  i  $Q_{\text{chem}}$  punkt przecięcia  $a^* = a_{\text{chem}}(m^*) = \lambda(m^*)$  jest dany wyrażeniem

$$a^{*4} = a_p a_{\text{Bohr}}^3.$$

Co się tyczy rozciągłości mezonów  $\pi$ ,  $K$  itp., to ich masy, pośrednie między masą protonu i elektronu, powodują, że znajdują się one na samej granicy rodziny hadronów, czyli cząstek silnie oddziałujących. Chociaż budowa kwarkowa hadronów jest dziś dobrze ustalonym faktem, to nie jest ona równoznaczna z ich podzielnością. W istocie strukturę kwarkową należy rozumieć jako „uwięzienie” kwarków we wnętrzu hadronów z lokalizacją jedynie „chwilową”, tzn. dla czasów krótkich w porównaniu z  $h/E$ , gdzie  $E$  jest progową energią „swobody asymptotycznej” (kwarki rzeczywiście swobodne nie były dotąd obserwowane). Uwięzienie kwarków jest więc pewną formą „podzielności chwilowej”.

## 5. Lokalizacja w czasie

W szczególnej teorii względności Einstein wykazał ścisłą analogię między problemem lokalizacji w przestrzeni i w czasie w sławnej dyskusji z 1905 r. o porównywaniu linijek pomiarowych i zegarów w ruchu względnym. W nierelatywistycznej mechanice kwantowej ta analogia jest mniej oczywista. I rzeczywiście, Pauli zauważa w swoim artykule przeglądowym z 1933 r. [14]: „W sformułowaniu hipotezy podstawowej położenie jest wyróżnione w porównaniu z czasem, ponieważ współrzędne przestrzenne są określone z dokładnością  $dx_i$ , a współrzędna czasowa jest uważana za ściśle określoną”.

Problem lokalizacji czasowej powstaje przy rozważaniu w jakiej chwili następuje przejście układu atomowego z jednego stanu stacjonarnego do innego. Dyskusja nad tym problemem sięga czasów podstawowej pracy Bohra na temat atomu wodoru z 1913 i, stymulowana przez Bohra, zajmowała ważne miejsce jeszcze w starszej teorii kwantów z okresu przed 1925. Pauli porusza ten problem w swoim pierwszym, dużym, artykule przeglądowym w *Handbuch der Physik* z 1926, dotyczącym starszej teorii kwantów. Ten artykuł nazwał Pauli później żartobliwie swoim „starym testamentem”, przeciwstawiając go „nowemu testamentowi”, artykułowi z 1933, który cytowany był wyżej.

Już w tym pierwszym artykule w *Handbuchu* Pauli pisze [15]: „Wydaje się, że zwykłe pojęcie czasoprzestrzeni jest niezgodne z nieciągłością rozważanych procesów fizycznych i że procesy przejścia jako takie nie dają się opisać przy pomocy tych pojęć w sposób fizycznie zadowalający”. Rzeczywiście, przejście takie narusza zasadę przyczynowości, ponieważ w podejściu klasycznym emisja fotonu towarzysząca przejściu powinna zająć zanim stan końcowy atomu zostanie określony.

Przykład takiego przejścia jest opisany przez Pauliego w cytowanym artykule [16], jest nim polaryzacja wiązki atomów przechodzących przez obszar, w którym działa pole magnetyczne. Polaryzacja ustala się tu w czasie rzędu okresu precesji larmorowskiej magnetycznego momentu pędu. W sławnym doświadczeniu Sterna i Gerlacha wiązka przecinająca obszar, w którym działa pole magnetyczne, dzieli się na oddzielne wiązki o różnych orientacjach momentu magnetycznego atomów. Uzyskuje się w ten sposób „lokalizację” rzutu magnetycznego momentu pędu w kierunku równoległym do pola.

Podobnie jak i poprzednio można zapytać, dla jakich cząstek taka lokalizacja daje się zrealizować. Dyskusje nad tym problemem, prowadzone głównie przez Bohra, zostały i tym razem precyzyjnie streszczone przez Pauliego w jego referacie „Elektron magnetyczny” na Kongresie Solvayowskim w 1930 [17]: podział wiązki klasyczną metodą typu Sterna-Gerlacha jest niemożliwy dla naładowanych cząstek „elementarnych”, w szczególności dla elektronu „z powodu falowej natury elektronu” [17], jego moment magnetyczny, równy magnetonowi Bohra  $eh/4\pi mc$ , jest bowiem zbyt mały. Istnieją natomiast atomy, których moment magnetyczny wielokrotnie przewyższa ich magneton Bohra, dopuszczając podział na wiązki o różnych polaryzacjach. Jak zauważa Pauli, niemożliwość podziału w przypadku cząstek „elementarnych” można interpretować jako załamanie się pojęcia klasycznego toru w tym przypadku.

## 6. Lokalność czy nielokalność?

Problem podziału przestrzennego wiązki cząstek nieklasycznych, w wyżej omówionym sensie, spotkał się w ostatnich latach z zainteresowaniem fizyków doświadczalnych, którzy pracują z powolnymi neutronami pochodzącymi z reaktora. Ponieważ klasyczne metody nie są właściwe, jak o tym była mowa, trzeba było opracować kwantową metodę podziału wiązki neutronów. Idea została zapożyczona z optyki: korzystając z falowych własności neutronu poddaje się wiązkę neutronów dyfrakcji na odpowiednim, możliwie doskonałym kryształ. Po przebiegnięciu dróg w oddzielonych od siebie obszarach, tak podzielona wiązka, zostaje z powrotem odtworzona w kryształ tego samego typu. Obserwuje się więc interferencję typową dla wszelkich zjawisk falowych, interferencję, która zależy od różnego działania (kryształu rozfazowującego) na obie wiązki, podczas gdy przebywają one w stanie rozdzielonym.

W tym pięknym i prostym pojęciowo doświadczeniu Raucha i współpracowników<sup>1</sup> [18], niepokojące jest to, że strumień neutronów jest tak słaby, iż w każdej chwili co najwyżej jeden neutron znajduje się w aparacie pomiarowym. Jest się więc zmuszonym wybrać pomiędzy interpretacją *lokalną* i *nielokalną*. Pierwsza — korpuskularna, w której zakłada się, że neutron dokonuje wyboru między dwiema drogami i która, ostatnio, spotyka się z rosnącym zainteresowaniem, jest trudna, ponieważ zjawisko jest z natury nieklasyczne. Trudność drugiej interpretacji, falowej, która przyjmuje, że funkcja falowa neutronu rozciąga się na obie drogi — to właśnie paradoks EPR. Alternatywa interpretacji, sformułowana w sposób bardziej ogólny, polega na wyborze pomiędzy, używając słów Einsteina [19], „niezależnym istnieniem rzeczywistości fizycznej w obszarach przestrzennie rozdzielonych”, a „niemożliwością podziału indywidualnych efektów kwantowych” (sformułowanie Bohra [20]).

Doświadczenie myślowe przedstawione przez Einsteina, Podolsky’ego i Rosena 50 lat temu jest dokładnie tego typu [21]. W spisanych dyskusjach, redagowanych przez Pauliego i cytowanych wyżej, Einstein pisze co następuje [22]: „Rozważmy układ fizyczny  $S_{12}$  złożony z dwóch podukładów  $S_1$  i  $S_2$ . Zakładamy, że te dwa podukłady oddziaływały w przeszłości. Rozważamy je jednak w chwili  $t$ , gdy to oddziaływanie ustało. Niech pełny

<sup>1</sup> Artykuł o doświadczeniach Raucha ukaze się w jednym z najbliższych zeszytów *Postępów Fizyki* (przyp. Red.).



układ będzie opisany w sposób zupełny w sensie mechaniki kwantowej przez funkcję falową  $\psi_{12}$  współrzędnych  $q_1 \dots$  i  $q_2 \dots$ , odpowiednio, obu podukładów ( $\psi_{12}$  nie wyraża się przez iloczyn  $\psi_1(q_1 \dots)\psi_2(q_2 \dots)$  lecz jedynie przez superpozycję takich iloczynów). W chwili  $t$  niech oba podukłady będą rozdzielone w przestrzeni tak, że  $\psi_{12}$  jest różna od zera tylko wtedy, gdy  $q_1 \dots$  należy do części przestrzeni  $R_1$ , a  $q_2 \dots$  do części  $R_2$  różnej od  $R_1$ .

„Funkcje falowe podukładów  $S_1$  i  $S_2$  są więc na początku nieznanne, lub raczej wcale nie istnieją. Tymczasem metody mechaniki kwantowej pozwalają wyznaczyć  $\psi_2$  podukładu  $S_2$  na podstawie znajomości  $\psi_{12}$ , jeśli dodatkowo ma się do dyspozycji pomiar zupełny w sensie mechaniki kwantowej na podukładzie  $S_1$ ”. Jak widać z tego opisu Einsteina, paradoks EPR polega na sprzeczności tego doświadczenia myślowego z cytowanym wyżej postulatem „niezależnego istnienia rzeczywistości fizycznej w obszarach przestrzennie oddzielonych”. Można się pokusić o stwierdzenie, że w tej interpretacji mamy do czynienia z oddziaływaniem akauzalnym  $S_2$  na  $S_1$ , tzn. paradoks jest skutkiem nieuzasadnionego determinizmu. Taką krytykę wyraził Born w swojej korespondencji z Einsteinem. Jak jednak zauważył Pauli biorąc udział w tej korespondencji, która, jeśli chodzi o ten temat, przypominała dialog głuchych [23], „punkt wyjścia Einsteina jest bardziej „realistyczny” niż „deterministyczny”. Einstein przypisuje realność „czemuś, o czym nie można nic wiedzieć..., a nad czym, wydaje się oczywistym, nie powinno się łamać sobie głowy bardziej niż nad starym problemem, ilu aniołów może się zmieścić na końcu igły” [24].

Jak zauważa sam Einstein, w sprawozdaniu z seminarium zredagowanym przez Pauliego, nie ma, w sensie interpretacji szkoły kopenhaskiej paradoksu, jakim w wyżej cytowanym sformułowaniu Bohra jest „niemożliwość podziału indywidualnych efektów kwantowych” [20]. W odniesieniu do doświadczenia EPR oznacza to, że nie można naprawdę wymagać, jak zakłada Einstein, że  $\psi_{12} = 0$  poza  $R_1$  i  $R_2$  [25]. Ta „niemożliwość podzielenia układu doświadczalnego bez istotnej zmiany zjawiska” według słów Pauliego [26] wnosi „nową cechę jedyności zjawisk fizycznych”.

Interesujące jest, że ta nowa jedyność na poziomie atomowym stwierdzona przez Pauliego nawiązuje w zadziwiający sposób do filozofii Leukippa, który postulując atomy godzi jedność eleacką z wielością Empedoklesa i Anaksagorasa. W konkretnym przypadku doświadczenia Raucha [18], opisanego na początku tego paragrafu, nauką, jaką należy wyciągnąć, jest jedyność neutronu nawet w czasie jego istnienia w dwóch oddzielonych od siebie wiązkach i w konsekwencji interpretacja nielokalna. Dzięki „nierównościom Bella” [27, 28] dziś ilościowo sprawdzić, że jest to rzeczywiście dobra interpretacja. Nierówności te zostały, ostatecznie, w błyskotliwy sposób potwierdzone w innym doświadczeniu typu EPR, zrealizowanym przez Aspecta i współpracowników, za pomocą atomów wzbudzonych, emitujących kolejno dwa fotony [28, 29].

## 7. Absolutna czasoprzestrzeń

Podsumowując można stwierdzić, że mechanika kwantowa ukonkretniła ideę atomów Leukippa, a zarazem „zatomizowała” czas poprzez efekty przejść między stanami stacjonarnymi, zmuszając w ten sposób do odrzucenia determinizmu klasycznej przyczyn-

wości. Co odtąd zastąpiło tę przyczynowość? Raz jeszcze Pauli dał na to pytanie szczególnie jasną odpowiedź [26]: „Ta możliwość swobodnego wyboru komplementarnych układów doświadczalnych jest podstawą indeterminizmu praw natury” i zaproponował termin „korespondencji statystycznej” dla opisu tej nowej sytuacji stworzonej przez mechanikę kwantową [30].

Tymczasem ta oczywista dyskretyzacja nie przeszkadza rozważaniu w dalszym ciągu zjawisk kwantowych jako zanurzonych w ciągłej i absolutnej czasoprzestrzeni. Taki jest punkt widzenia kwantowej teorii pola (przynajmniej jeśli pominąć techniczną procedurę lokalizacji pól za pomocą sieci). Pauli był zawsze bardzo krytyczny wobec takiego podejścia, i to już począwszy od drugiej swojej publikacji w 1918, w wieku 18 lat, w której krytykował Hermanna Weyla za wprowadzenie pola elektrycznego do wnętrza elektronu [31]. Mimo późniejszej znacznej ewolucji poglądów filozoficznych, Pauli zawsze pozostawał wierny młodzieńczemu krytycyzmowi, który zawierał dużą dozę pozytywizmu (Ernst Mach był jego mistrzem): pole elektryczne, argumentował, jest określone przez pomiar przy pomocy ładunku próbnego i skoro elektron nosi najmniejszy znany ładunek, to nie jest możliwe określenie pola wewnątrz elektronu. 40 lat później w 1958, roku swojej śmierci, Pauli pisze jeszcze [32] „... Mimo że we współczesnej kwantowej teorii pola, choć w ukrytej formie, występuje dwoistość pola i sposobu jego mierzenia, to nie jest ona wyrażona w sposób pojęciowo jasny. Nie jest jasny związek między stosowalnością zwykłego pojęcia czasoprzestrzeni w obszarach małych i własnościami najmniejszych obiektów fizycznych czyli cząstek „elementarnych””.

## 8. Ostateczna granica lokalizacji

W ogólnej teorii względności czasoprzestrzeń ma charakter mniej bezwzględny, w tym sensie, że podlega we wszystkich swych punktach zakrzywieniu dzięki działaniu mas obecnych we wszechświecie. Nic nie przeszkadza więc rozważyć skrajnego przypadku, gdy to działanie podważa, używając słów Pauliego [32], „stosowalność zwykłego pojęcia czasoprzestrzeni w małych obszarach”. Wydaje się, że Pauli nie był świadomy tej możliwości, o której dzisiaj dużo się mówi.

Aby dojść do tej skrajnej sytuacji rozważmy układ dwóch mas w odległości  $r/2$  od siebie takiej, że energia grawitacyjna ich oddziaływania jest porównywalna z energią  $mc^2$  potrzebną do utworzenia jednej z nich

$$\frac{2Gm^2}{r} = mc^2,$$

gdzie  $G$  jest stałą grawitacyjną. Odległość, dla której zachodzi ta równość nazywa się promieniem Schwarzschilda

$$r(m) = \frac{2Gm}{c^2} \quad (4)$$

i oznacza granicę stabilności grawitacyjnej. (Rozumowanie to jest bardzo niedokładne i dlatego nie należy się dziwić, że przyjmuję  $\pi r(m)$  za szukaną granicę.) Istotnie, gdy

$\pi r(m)$  staje się większe od promienia  $a(m)$  ciała, ciało to zapada się w „czarną dziurę” [33]. Przy użyciu związku (2) warunek graniczny  $\pi r(m) = a(m)$  daje masę krytyczną

$$m_{\text{kryt}}(\varrho) = \frac{c^3}{(2\pi)^2} \sqrt{\frac{3}{2G^3\varrho}}.$$

Dla gęstości jądrowej  $\varrho_{\text{j\ddot{a}dr}}$ , która w przybliżeniu jest gęstością gwiazd neutronowych, otrzymujemy wartość przybliżoną

$$m_{\text{kryt}}(\varrho_{\text{j\ddot{a}dr}}) \cong 6.9 \times 10^{57} m_p,$$

czyli około 6 mas Słońca [34]. Skrajny przypadek, o którym wyżej była mowa, zachodzi gdy granica *stabilności grawitacyjnej* przecina *granice lokalizacji*  $\lambda(m)$ ,

$$\pi r(m) = \lambda(m). \quad (5)$$

Za pomocą związków (1) i (4) wyznacza się z (5) wartość  $m$ , która dziś jest znana jako *masa Plancka* [35]

$$m_{\text{Pl}} = \sqrt{\frac{hc}{2\pi G}} \cong 1.3 \times 10^{19} m_p \cong 0.021 \text{ mg}.$$

Jak widać, masa ta jest prawie makroskopowa. Masie Plancka odpowiada niesłychanie mała granica lokalizacji

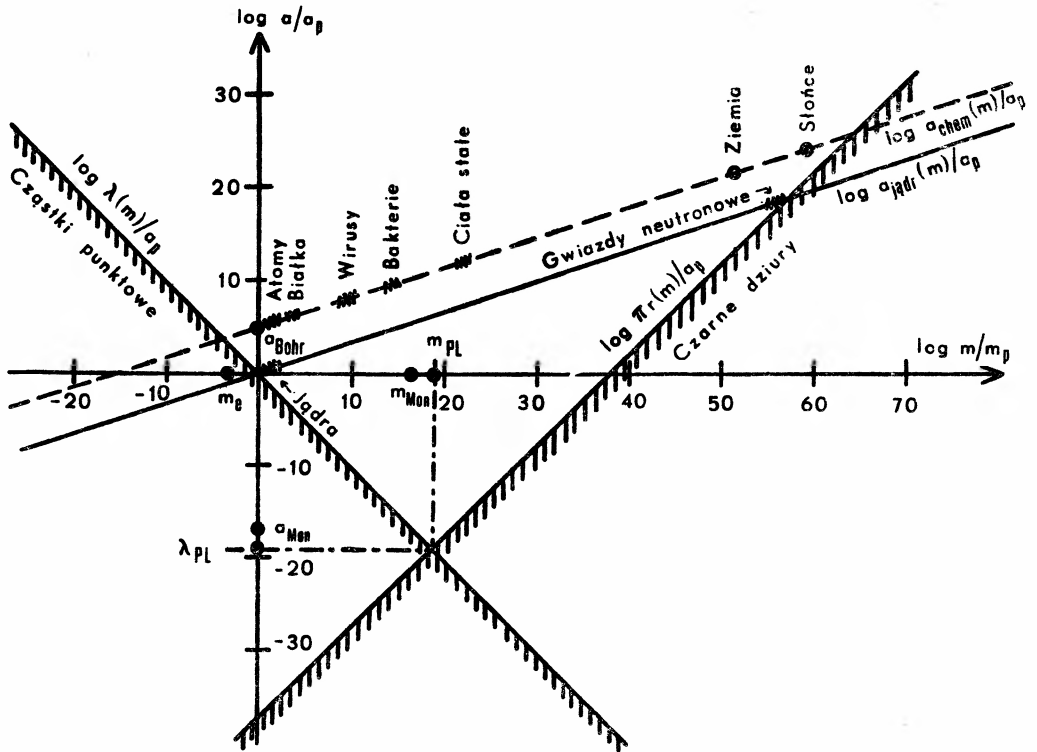
$$\lambda_{\text{Pl}} = \lambda(m_{\text{Pl}}) \cong 0.75 \times 10^{-19} a_p \cong 1.0 \times 10^{-32} \text{ cm}.$$

Rysunek 2 przedstawia obie wymienione granice. Zakreskowane są domeny cząstek punktowych i czarnych dziur. Na tym samym rysunku znajdują się także najbardziej interesujące obiekty, między nimi te pokazane na rys. 1.

Dotychczas rozważane były cząstki, lokalizowalne lub nie, mające tę wspólną własność, że ich rozciągłość jest ograniczona we wszystkich kierunkach. Oznacza to, że można zawsze wyobrazić sobie powierzchnię kulistą, dostatecznie dużą na to, aby objęła w swym wnętrzu całą cząstkę. Jednakże od chwili ogłoszenia przez Diraca idei *monopola magnetycznego* [36] w 1931 spekulowano wiele na temat możliwości istnienia cząstki niosącej ładunek, magnetyczny w przypadku Diraca, na końcu linii, ciągnącej się w nieskończoność, jak zapałka z nieskończenie długim drewnikiem. Współczesne teorie pola często używają takich „ładunków topologicznych”, pojęcia matematycznego, które oznacza, że w miejscu gdzie znajduje się ładunek, przestrzeń podlega osobliwej modyfikacji i dla zachowania gładkości wymaga przecięcia jej linią biegnącą od ładunku do nieskończoności. Najważniejszym przykładem, który pojawił się jako rozwiązanie w teorii pól cechowania są monopole magnetyczne przewidziane przez 't Hoofta i Polakowa [37]. Oszacowania dla wartości ich masy  $m_{\text{Mon}} \cong 10^{17} m_p$  i promienia  $a_{\text{Mon}} \cong 10^{-17} a_p$  są również zaznaczone na rys. 2.

W ogólnej teorii względności pojawia się jeszcze głębsza osobliwość czasoprzestrzeni w punkcie, gdzie zbiegają się granice lokalizacji i stabilności grawitacyjnej, tzn. dla masy Plancka  $m_{\text{Pl}}$  i odpowiedniej długości fali comptonowskiej  $\lambda_{\text{Pl}}$ . Ta ostatnia długość i odpowiadający jej czas

$$t_{\text{Pl}} = \lambda_{\text{Pl}}/c = 3.3 \times 10^{-43} \text{ s}$$



Rys. 2. Granice lokalizacji  $\lambda(m)$  i stabilności grawitacyjnej  $\pi r(m)$  w skali logarytmicznej dla wszystkich wielkości. Przecięcie  $\lambda_{PL}$ ,  $m_{PL}$  określa skalę Plancka absolutnej granicy czasoprzestrzennej. Zaznaczone są także ciała o gęstości chemicznej (górna prosta kreskowana) i jądrowej (dolna prosta) oraz monopole magnetyczne

stanowią „absolutną granicę lokalizacji” w czasoprzestrzeni, poniżej której pojęcie pola traci, zdecydowanie, wszelki sens fizyczny, ponieważ sama geometria czasoprzestrzeni rozmywa się. Czy ta granica stanie się pewnego dnia punktem wyjścia dla teorii kwantowej pola zgodnej z nadziejami Pauliego? Czy superstruny są odpowiedzią na to pytanie? [39].

Z języka francuskiego tłumaczyła  
Róża Trautman

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

#### Literatura

- [1] zob.: K. V. Laurikainen, „Wolfgang Pauli and Philosophy”, *Gesnerus* 41, 213 (1984), 2 odnośnik u dołu strony 229.
- [2] *Les Principes de la Philosophie*. Ecrits en latin, par René Descartes. Et traduit en Français par un de ses amis. Nouvelle Edition, revue & corrigée. A Paris. Chez Denis Mouchet... MDCCXXIV.

- Avec Privilège du Roy. Polski przekład tego dzieła: R. Déscartes, *Zasady filozofii*, przekład z łac. Izydory Dąmbskiej, PWN, Warszawa 1960.
- [3] zob. także: H. Weyl, *Philosophy of Mathematics and Natural Science*, Princeton University Press, 1949, str. 165-66.
- [4] C. Bailey, *The Greek Atomists and Epicurus*, Clarendon, Oxford 1928, str. 75-76.
- [5] C. Bailey, *l. c.* str. 64 i nast.
- [6] W. Pauli, „Physik und Erkenntnistheorie”, w *Facetten der Physik*, red. R. Sexl, Vieweg, Braunschweig 1984, t. 15, str. 104.
- [7] C. Bailey, *l. c.* str. 126.
- [8] C. Bailey, *l. c.* str. 285.
- [9] R. Sexl, *Was die Welt zusammenhält*, Ullstein, Frankfurt 1984, Sachbuch Nr 34230, str. 118.
- [10] Wolfgang Pauli. *Wissenschaftlicher Briefwechsel mit Bohr, Einstein, Heisenberg u. a.*, Band: 1919-1929, red. A. Hermann, K. v. Meyenn i V. F. Weisskopf, Springer, New York 1979, list [154], str. 376. Zob. także koniec listu [143] Pauliego do Heisenberga.
- [11] zob.: Wolfgang Pauli, *Briefwechsel, l. c.*, listy [169], [172], [177], [180] Bohra do Pauliego, a także list [173] Pauliego do Bohra.
- [12] N. Bohr, *Nature* **121**, 580 (1928); *Naturwiss.* **16**, 245 (1928).
- [13] W. Pauli, „Die allgemeinen Prinzipien der Wellenmechanik”, w: *Handbuch der Physik*, red. H. Geiger i K. Scheel 2. wyd., t. 2, cz. 1, Springer, Berlin 1933, str. 90-91, przedrukowane w: Wolfgang Pauli, *Collected Scientific Papers*, red. R. Kronig i V. F. Weisskopf, t. 1, Interscience, New York 1964, str. 778-779.
- [14] W. Pauli „Die allgemeinen Prinzipien der Wellenmechanik”, *l. c.* str. 92. Zob. także notę u dołu str. 140. W. Pauli, *Collected Papers, l. c.* t. 1, str. 780, także notę u dołu str. 830.
- [15] W. Pauli „Quantentheorie”, w: *Handbuch der Physik*, red. H. Geiger i K. Scheel, t. 23, Springer, Berlin 1926, str. 12; W. Pauli, *Collected Papers, l. c.*, t. 1, str. 282.
- [16] W. Pauli „Quantentheorie”, *l. c.*, str. 61; W. Pauli, *Collected Papers, l. c.*, tom 1, str. 331.
- [17] W. Pauli „Les théories quantiques du magnétisme. L'électron magnétique”, w: *6<sup>e</sup> Conseil de Physique Solvay. Le Magnétisme*, Bruxelles 1930, Gauthier-Villars, Paris 1932, str. 217-225; W. Pauli, *Collected Papers, l. c.*, t. 2, str. 544-552.
- [18] H. Rauch, w: *Neutron Interferometry*, red. U. Bonse i H. Rauch, Clarendon, Oxford 1979, str. 161; H. Rauch, „Tests of Quantum Mechanics by Neutron Interferometry”, w: *Les fondements de la mécanique quantique*, red. C. Gruber, C. Piron, T. M. Târn i R. Weill (25<sup>e</sup> cours de perfectionnement de l'Assoc. Vaudoise des Chercheurs en Physique), Lausanne 1983, str. 329.
- [19] A. Einstein, „Quanten-Mechanik und Wirklichkeit”, w: *L'idée de complémentarité*, red. W. Pauli, *Dialectica*, t. 2, nos 7/8 (1948), str. 323.
- [20] N. Bohr, „On the notions of causality and complementarity”, w: *L'idée de complémentarité*, red. W. Pauli, *Dialectica*, t. 2, nos 7/8 (1948), str. 317.
- [21] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen, *Phys. Rev.* **47**, 77 (1935).
- [22] A. Einstein, *Dialectica, l. c.*, str. 322.
- [23] Albert Einstein, Max Born, *Briefwechsel, 1916-1955, kommentiert von Max Born*, Nymphenburger Verlagshandlung, München 1969, list Pauliego do Borna z 31. 3. 1954, str. 293.
- [24] *Einstein-Born Briefwechsel*, list Pauliego do Borna, *l. c.*, str. 296.
- [25] *Einstein-Born Briefwechsel*, list Pauliego do Borna, *l. c.*, str. 294.
- [26] W. Pauli, „Physik und Erkenntnistheorie”, *l. c.*, str. 21.
- [27] J. S. Bell, *Physics* **1**, 195 (1964), zob. także: J. F. Clauser, M. A. Horne, *Phys. Rev. D***10**, 526 (1974). Zob. także: K. Popper, *Why Quantum Mechanics is a Local Theory?*, Conference, Fribourg, 17 maja 1985, gdzie powiedział: „I think that in Bell's theorem there's a mistake”.
- [28] N. D. Mermin, „Is the moon there when nobody looks? Reality and the quantum theory”, *Phys. Today* **38**, April 1985, str. 38. Zob. także: *Phys. Today* **38**, November 1985, str. 9-15, 136-142.
- [29] A. Aspect, P. Grangier, G. Roger, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 460 (1981). A. Aspect, „Etude expérimentale des corrélations Einstein-Podolsky-Rosen”, w: *Les fondements de la mécanique (25<sup>e</sup> cours de l'AVCP, Lausanne, 1983), l. c.*, str. 385.

- [30] W. Pauli, „Physik und Erkenntnistheorie”, *l. c.*, str. 23.
- [31] W. Pauli, *Verh. Deutsche Phys. Ges.* **21**, 749 (1919); W. Pauli, *Collected Papers, l. c.*, t. 2, str. 8.
- [32] W. Pauli, „Physik und Erkenntnistheorie”, *l. c.*, str. 90.
- [33] C. W. Misner, K. S. Thorne, J. A. Wheeler, *Gravitation*, Freeman, San Francisco 1973, § 23. 6.
- [34] Misner, Thorne, Wheeler, *l. c.*, rozdz. 33. Przypadek opisany jest jednym z możliwych scenariuszy wymienionych na str. 883, Box 33. 3, I. A., gdzie  $m_{k, \text{yt}} = 3$  masy Słońca.
- [35] M. Planck, „Über irreversible Strahlungsvorgänge”, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin, Kl. Math.-Phys.*, Tech. 440 (1899).
- [36] P. A. M. Dirac. *Proc. Roy. Soc.* **A133**, 60 (1931).
- [37] G.'t Hooft, *Nucl. Phys.* **B79**, 276 (1974); A. M. Polyakov, *Pisma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **20**, 430 (1974).
- [38] Misner, Thorne, Wheeler, *l. c.*, str. 10 i rozdz. 44.
- [39] zob.: „Anomaly cancellation launches superstring bandwagon”, *Phys. Today* **38**, July 1985, str. 17–20.

*Alf Sjölander*

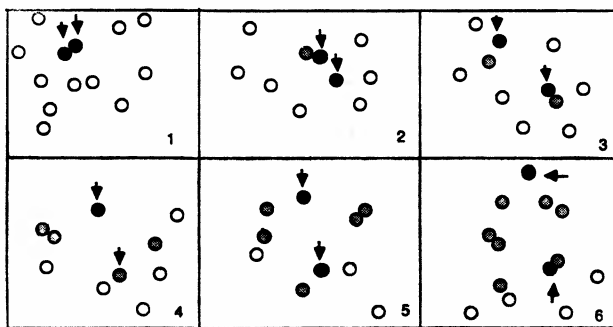
Chalmers University of Technology  
University of Göteborg  
Göteborg, Szwecja

## Od Boltzmannna do fizyki statystycznej dnia dzisiejszego \*

### From Boltzmann to Present Day Statistical Physics

*Abstract:* \*\* Various applications of the Boltzmann theory to the physics of fluids are presented. It is shown that the same ideas which have led Boltzmann to his famous equation still form foundations of the contemporary hydrodynamics.

Fizyka statystyczna jako odrębna dyscyplina zapoczątkowana została w 1872 r. słynnym równaniem Boltzmannna, chociaż wtedy nikt nie zdawał sobie z tego sprawy. Boltzmann wprowadził nowe pojęcia zakładając, że gaz składa się z wielkiej liczby małych obiektów materialnych — w istocie rzeczy twardych kul — które poruszają się w chaotyczny sposób i od czasu do czasu zderzają się ze sobą. Prowadzi to do przekazu energii i pędu w gazie w sposób zilustrowany na rys. 1. Boltzmann użył do opisu tego funkcji  $f(r, p, t)$ , okre-



Rys. 1. Ilustracja sposobu przekazywania energii i pędu w trakcie kolejnych zderzeń

ślonej na jednocząstkowej przestrzeni fazowej i założył, że funkcja ta spełnia równanie postaci

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{m} p \cdot \Delta_r \right) f(r, p, t) = C(f, f). \quad (1)$$

\* Wykład im. Mariana Smoluchowskiego wygłoszony w Warszawie w dn. 1 października 1987.

\*\* Streszczenie dodane przez tłumaczy.

Człon zderzeniowy  $C(f, f)$  jest pewnym dwuliniowym operatorem całkowym i uwzględnia zderzenia pomiędzy każdą parą atomów. Trzeba by może nadmienić, że zależność przestrzenna nie była zawarta w oryginalnym sformułowaniu. Równanie to jest ściśle nieodwracalne i dzięki temu Boltzmann był w stanie podać mikroskopowe wyprowadzenie drugiej zasady termodynamiki. Jak to dziś wiemy, wszystkie zasady hydrodynamiki wynikają z tego równania. Dzięki temu możemy bardzo wyraźnie zobaczyć, jak w zasadzie przypadkowe ruchy, widziane w skali mikroskopowej, pozostają w zgodności z silnie kolektywnymi ruchami, które opisujemy makroskopowymi równaniami dla fal dźwiękowych i dyfuzji ciepła. Równanie Boltzmanna jest niezwykle bogate w swojej treści fizycznej; dla przykładu, zawiera ono całą skomplikowaną dynamikę turbulencji.

Możemy wyróżnić trzy różne skale czasowe. Pierwsza obejmuje pojedyncze zderzenie między dwoma atomami i jest co najwyżej rzędu  $10^{-13}$  s. Następna skala czasowa jest wyznaczona przez czas swobodnego ruchu atomu między kolejnymi zderzeniami i rośnie wraz z maleniem gęstości gazu. Ten zakres czasu jest powszechnie nazywany zakresem kinetycznym. Po nim następuje zakres hydrodynamiczny, gdzie skalę czasową wyznacza rozmiar układu lub długość fali związanej z rozważanym ruchem. Ten podział skal czasowych nie jest czymś, co wprowadzamy od początku, ale tym, co pojawia się przy analizie rozwiązania równania (1).

Dziś wiemy, że równanie Boltzmanna jest w zasadzie ściśle dla rozrzedzonego gazu, ale początkowo o tym nie wiedzano. Przeciwnie, pionierskie idee Boltzmanna spotkały się z dużym sceptycyzmem i nawet wrogością. Fizyczne istnienie materialnych atomów było bardzo ostro kwestionowane aż do końca ubiegłego stulecia. Na temat natury przepływu ciepła dominowała opinia, że jest to pewien rodzaj zjawiska polowego, podobnie jak elektromagnetyzm. Według opinii tak wybitnych uczonych jak Ostwald, Mach i Planck zjawisko to na pewno nie jest pochodzenia mechanicznego. Sytuację ilustruje komentarz wygłoszony przez Stallo na konferencji w 1882 r. Po bardzo szczegółowym przedyskutowaniu hipotezy atomistycznej w kinetycznej teorii gazów zakończył on słowami:

„Wydaje się zadziwiające, że tak wielu wybitnych naukowców, wyszkolonych w ścisłej analizie, marnuje swój czas na teorię, która w tak oczywisty sposób przeczy zdrowemu rozsądkowi”.

Zjawisko ruchów Browna zaciekawiło również Einsteina. Wydaje się, że zainteresował się on przede wszystkim znalezieniem metody obserwacji doświadczalnej efektów zderzeń pomiędzy poszczególnymi atomami i w ten sposób potwierdzeniem ich istnienia. Marian Smoluchowski również wniósł swój wybitny wkład do tej samej dziedziny. Wyniki tych badań teoretycznych, a także doświadczalna praca Perrina, wykonana w kilka lat później, udowodniły ostatecznie, że gazy składają się z małych cząstek materialnych, tak jak to o wiele wcześniej przypuszczał Boltzmann. Tragiczne jest to, że Boltzmann zmarł niedługo przedtem i nie mógł cieszyć się uznaniem swojej imponującej teorii.

Powodem przypomnienia wczesnej historii teorii kinetycznej jest to, że wiele, jeśli nie większość, z tych idei jest słuszna również dla ośrodków gęstych. Musimy tylko uogólnić niektóre ze starych wyrażań i położyć większy nacisk na te aspekty, które zawarte są w równaniu Boltzmanna, ale nie mają znaczenia dla rozrzedzonych gazów. I tak na przykład dla bardzo gęstych gazów, a szczególnie dla cieczy, pojęcie „średniej drogi swobodnej” pojedynczego atomu traci swój sens. Każdy atom oddziałuje jednocześnie z dzie-



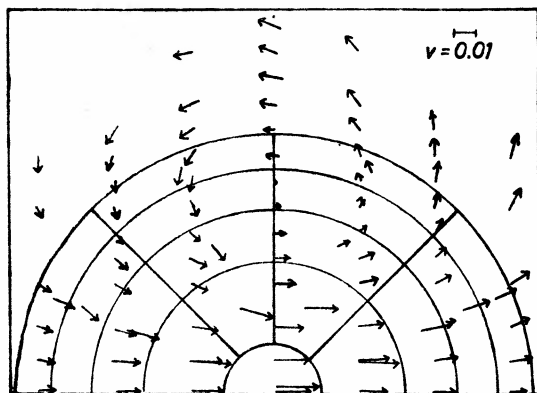
sięcioma lub więcej atomami. Możemy wprowadzić pojęcie „siły średniej” pochodzącej od otaczających atomów, tak jak jest to zwyczajowo robione dla plazmy. Zakładając dwucząstkowy potencjał oddziaływania między atomami  $v(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$  otrzymujemy, że „siła średnia” działająca na atom znajdujący się w punkcie  $\mathbf{r}$  ma postać

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = - \int d\mathbf{r}' \nabla v(\mathbf{r} - \mathbf{r}') n(\mathbf{r}', t), \quad (2)$$

gdzie  $n(\mathbf{r}', t)$  jest gęstością otaczającego ośrodka, rozumianą w sensie uśrednionym. Taki rodzaj „siły średniej” nie mieści się w ramach opisu zwykłym równaniem Boltzmanna; siła taka staje się zaniechwalnie mała, jeśli średnia odległość między atomami jest znacząco większa niż zasięg oddziaływania. Ponieważ atomy mają skończony rozmiar, ich środki nie mogą nigdy znaleźć się bliżej siebie niż „średnica” atomu; w gęstej cieczy powoduje to silne przestrzenne korelacje pomiędzy sąsiednimi atomami. Boltzmann nie poświęcił temu problemowi uwagi, ale zrobił to później Enskog, wprowadzając zmodyfikowane równanie Boltzmanna. W gruncie rzeczy jest to efekt niedostępnej objętości; jest on bezpośrednio obserwowany w doświadczeniach rozpraszania zarówno promieni X, jak i neutronów. W tym celu wprowadza się wielkość zwaną „dwucząstkową funkcją korelacji” lub jej transformatę Fouriera, „statyczny czynnik strukturalny”  $S(\mathbf{k})$ . W cieczy wykazuje ona ślady przestrzennego uporządkowania krystalicznego w skali atomowej. Mając gorszą zdolność rozdzielczą nic nie zauważylibyśmy; ciecz wyglądałaby jak gładki, jednorodny ośrodek. Możemy uwzględnić lokalne uporządkowanie zastępując występujące w równaniu (2) oddziaływanie przez oddziaływanie efektywne. Istnieje dokładnie określony sposób, jak tego dokonać; „efektywny potencjał” jest w prosty sposób związany ze statycznym czynnikiem strukturalnym. Konsekwencją wprowadzenia „siły średniej” jest możliwość uzyskania propagacji w cieczy „fal dźwiękowych” o małej długości fali. Landau jako pierwszy przewidział istnienie takich fal dla cieczy kwantowych, takich jak  $^3\text{He}$  i  $^4\text{He}$ . Nazywa się je „zerowym dźwiękiem” po to, aby odróżnić je od zwykłego hydrodynamicznego dźwięku — pierwszego dźwięku. Ten ostatni daje się wyprowadzić z równania Boltzmanna, ale ten poprzedni nie. Doświadczenia nad rozpraszaniem neutronów, w szczególności na ciekłym rubidzie, dowiodły występowania zjawiska „zerowego dźwięku” w układach klasycznych, chociaż tłumienie jest tu bardzo znaczne.

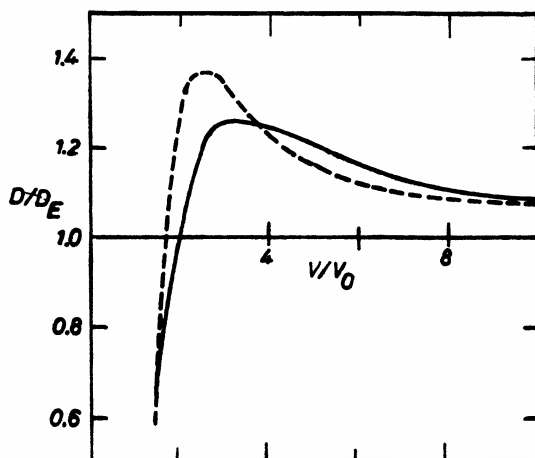
Omawiana wyżej „siła średnia” nie reprezentuje prawdziwej siły, jaka działa na pojedynczy atom. Ma ona jedynie znaczenie jako wielkość średnia, wokół której występują fluktuacje. „Siła średnia” w rozrzedzonym gazie jest praktycznie równa zeru, pomimo pojawiania się dużych sił przy zbliżaniu atomów do siebie. Również w cieczach mamy do czynienia z podobną sytuacją wywołaną przez silne oddziaływanie odpychające pomiędzy bardzo bliskimi atomami. Fluktuacje z tym związane można uwzględnić poprzez uogólnienie boltzmannowskiego członu zderzeniowego. Zjawiska fizyczne, które tu wchodzi w grę, są bardzo podobne do tych, które wprowadził Boltzmann. Prowadzą do nieodwracalnego zachowania i, w odpowiedniej granicy, do hydrodynamiki.

W 1970 r. Alder i Wainwright opublikowali wynik symulacji komputerowych układu twardych kul, zawierające nowe i istotne elementy. Badali oni obraz przepływu atomów wokół wybranego pojedynczego atomu. Strzałki na rys. 2 obrazują przepływ wokół jednej cząstki znajdującej się w środku układu. Widzimy, że poruszająca się centralna cząstka rozpycha na boki cząstki znajdujące się przed nią, podczas gdy inne zapełniają pustą



Rys. 2. Pole prędkości wokół centralnej cząstki uzyskane z symulacji komputerowych (strzałki grube) i z modelu hydrodynamicznego (strzałki cienkie) (B. J. Alder, T. E. Wainwright, *Phys. Rev. A*1, 18 [1970])

przestrzeń znajdującą się za nią. Wydają się one popychać wybraną cząstkę. Późniejsze symulacje komputerowe pokazały, że zjawisko to powoduje istotne powiększenie stałej samodyfuzji oraz prowadzi do charakterystycznej zależności tej stałej od gęstości, co pokazuje rys. 3. Silne malenie wartości tej stałej dla dużych gęstości spowodowane jest oporem stawianym poruszającej się cząstce przez cząstki znajdujące się przed nią. Efekt ten staje się coraz bardziej istotny w miarę wzrostu gęstości i obniżania się temperatury. Może on nawet prowadzić do samopułkowania atomów.



Rys. 3. Zależność od gęstości stałej samodyfuzji odniesionej do wartości wynikającej z teorii Enskoga. Ta ostatnia nie zawiera żadnych efektów przepływu wstecznego. Kreskowana linia przedstawia wyniki symulacji komputerowych, a linia ciągła wyniki teorii (R. I. Cukier, J. R. Mehaffey, *Phys. Rev. A*18, 1202 [1978])

Dyskutowane powyżej pojęcie przepływu wstecznego (backflow) jest podobne do wprowadzonego przez Feynmana celem wyjaśnienia wzbudzeń elementarnych w  $^4\text{He}$ . Jest ono również analogiczne do opływu wokół ciała poruszającego się w zwykłej cieczy. Atom

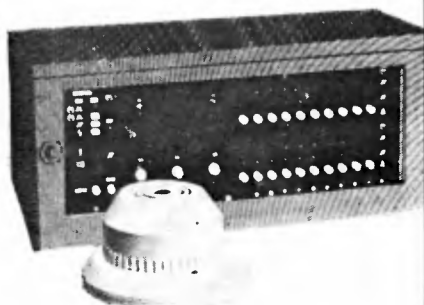
## **RADIOIZOTOPOWE URZĄDZENIE RUPI-1 UCHRONI OBIEKT PRZED POŻAREM**

**URZĄDZENIE RUPI-1**  
odznacza się wysoką wrażliwością na dym o różnorodnym pochodzeniu. Przy jego pojawieniu się RUPI-1 przekazuje dźwiękowe i wizualne sygnały alarmowe, włącza gaśnice oraz urządzenie ochronne.

**RUPI-1**  
wyposażone jest w pulpit odbiorczo-kontrolny PPK-2, w radioizotopowy sygnalizator dymu RID-6M, w zewnętrzne urządzenie sygnalizacji optycznej oraz próbnik-ściągacz.

**URZĄDZENIE RUPI-1**  
nieprzerwanie kontroluje stan systemu powiadamiania i pętlic.

**URZĄDZENIE RUPI-1**  
obliczone jest na pracę ciągłą, całodobową i nie wymaga dodatkowych źródeł zasilania.

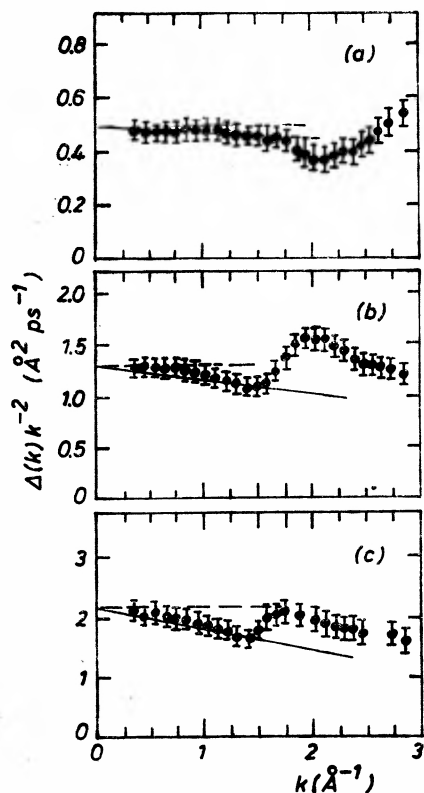


25 lat działalności  
handlowej na  
światowym rynku



**Eksporter :**  
**V/O „TECHSNABEXPORT”**  
ZSRR, 121200, Moskwa  
Smolenskaja-Siennaja pl. 32/34  
telefon: 244-32-85  
teleks: 411328 TSE SU  
411239 TSE SU

zaburza swoje otoczenie i zaburzenia te mogą rozchodzić się w ośrodku i wpływać na ów atom w chwilach późniejszych. Symulacje komputerowe Aldera i Wainwrighta oraz później innych autorów pokazały, że wpływ ten może trwać bardzo długo i prowadzić do zaskakująco powolnej relaksacji. Zostało to ostatnio wykazane w rzeczywistym doświadczeniu przez Montfrooya i współpracowników, w eksperymencie rozpraszania neutronów na ciekłym sodzie. Mierząc dynamiczny czynnik strukturalny  $S(k, \omega)$  i wykreślając go w funkcji częstości nie zauważono nic niezwykłego. Zaobserwowano maksimum wokół  $\omega = 0$  o szerokości  $\Delta(k)$  zależnej od wektora falowego. Wykreślenie  $(\Delta(k)/k^2)$  w zależności od  $k$ , tak jak to zostało pokazane na rys. 4, pozwala zaobserwować



Rys. 4. Względna szerokość połowkowa  $\Delta(k)/k^2$  jako funkcja  $k$  dla ciekłego sodu w trzech różnych temperaturach. Linie ciągłe są wynikiem obliczeń teoretycznych (W. Montfrooy, I. de Schepper, J. Bosse, W. Gläser, Ch. Morkel, *Phys. Rev. A* 33, 1405 [1986])

pewne zaskakujące cechy. W szczególności widzimy, że wykres zaczyna się od praktycznie liniowego spadku, który jest związany z długofalowymi poprzecznymi składowymi w przepływie wstecznym wokół pojedynczego atomu. Prowadzi to również do obserwowanej osobliwości postaci  $\omega^{1/2}$  w widmie rozpraszanych neutronów. Interesujący, a również i zaskakujący jest fakt, że tego rodzaju efekty przepływów wstecznych są zawarte w nieliniowym równaniu Boltzmanna. Użycie bardziej zaawansowanych modeli zmienia tylko

numeryczne wartości. Efekty te znikają jednakże w przypadku, gdy to równanie zlinearyzujemy.

Od dawna było wiadomo, że ściśliwość jest rozbieżna jako funkcja temperatury w punkcie krytycznym gaz-ciecz. Wynika z tego, że w pobliżu tego punktu łatwo jest sprężyć ciecz, czy też, inaczej mówiąc, układ jest niemal niestabilny ze względu na długofalowe fluktuacje gęstości. Pojedynczy atom wytwarza tego typu zaburzenia w swoim otoczeniu i prowadzi to do wielkich i bardzo wolno zanikających efektów przepływu wstecznego. Wynikiem tych zjawisk są anomalne własności transportu i tak zwana krytyczna dynamika. Warunkiem istnienia zwykłej hydrodynamiki jest, aby czas życia dyskutowanych powyżej „efektów przepływu wstecznego” był mniejszy niż typowe czasy makroskopowe. Ponieważ nie jest to spełnione w otoczeniu punktu krytycznego, więc nie stosuje się tam zwykła hydrodynamika. Interesującym faktem jest, że taki efekt powinien występować we wszystkich temperaturach dla ściśle dwuwymiarowej cieczy. Kawasaki przedstawił mikroskopową teorię dynamiki krytycznej opierającą się na ogólnym sformułowaniu Mori połączonym z pewnym przybliżeniem nazywanym obecnie „przybliżeniem sprzężeń międzymodowych”. Tego typu podejście teoretyczne okazało się adekwatne do opisu przepływów wstecznych również daleko od punktu krytycznego. W obszarze silnie przechłodzonych cieczy przewiduje ono przejście od cieczy do nieuporządkowanego ciała stałego z bardzo specyficzną dynamiką w okolicy punktu przejścia. Te przewidywania wydają się co najmniej jakościowo zgodne z eksperymentem.

Na zakończenie chciałbym powiedzieć, że pomimo faktu istotnej różnicy dynamiki gęstych układów w stosunku do gazów rozrzedzonych, podstawy i najważniejsze idee są takie same jak wprowadzone przez Boltzmanna w r. 1872. Należy podkreślić, że ciągle jeszcze nie rozumiemy wszystkich konsekwencji nawet oryginalnego równania Boltzmanna. Wystarczy tylko wymienić turbulencję. Poszukiwanie teorii dającej ilościowe wyniki jest innym problemem, którego rozwiązanie jest wciąż jeszcze daleko przed nami. Ostatnią uwagą, jaką chcę zrobić, jest to, że zjawiska, z którymi mamy do czynienia w ośrodkach gęstych, jak np. zjawisko sprzężenia zwrotnego, mają swoje odpowiedniki w każdym układzie wielu ciał.

Tłumaczyli

*Marek Dudyński*

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN  
Warszawa

*Maria Ekiel-Jezewska*

Zakład Fizyki Teoretycznej PAN  
Warszawa

*Maciej Kucharski*

TESLA — VÚST

Praga, Czechosłowacja

## Zygmunt Florenty Wróblewski — w stulecie śmierci

### Zygmunt Florenty Wróblewski (Centenary of His Death)

W związku z setną rocznicą skroplenia składników powietrza przez K. Olszewskiego i Z. Wróblewskiego, która wypadła w 1983 r., ukazały się w *Postęпах Fizyki* dwa artykuły [1]. Jeden o życiu i twórczości Wróblewskiego w okresie przed tym historycznym wydarzeniem a drugi o samym skropleniu. Celem niniejszego artykułu jest przedstawienie dalszych losów i dorobku Z. Wróblewskiego, postaci, która od dawna przyciąga naszą uwagę.

Życie jego było napełnione wyższymi ideałami, „miłość nauki przejmowała całą jego istotę, zaprzętała wszystkie jego myśli, zwrócone w jednym zawsze kierunku, od którego tylko wieczorami krótka rozmowa z kolegami lub czytanie powieści Sienkiewicza go odrywało” [2].

Długo oczekiwana chwila powrotu do ojczyzny wreszcie dla Wróblewskiego nadeszła kiedy mając nominację na kierownika katedry fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego opuszcza Strasburg, by we wrześniu 1882 r. przyjechać do Krakowa. Spełniło się marzenie, które nosił w sobie przez cały trzynastoletni pobyt na obczyźnie.

Wróblewski obejmuje katedrę po jej długoletnim kierowniku prof. Stefanie Ludwiku Kuczyńskim bardzo zasłużonym ze względu na rozbudowę gabinetu fizycznego, który w tym czasie mieścił się na pierwszym piętrze budynku środkowego przy ul. św. Anny 6. Zamieszkuje w skromnym mieszkaniu przy ul. Brackiej 2. Niewiele jednak tam spędzał czasu, ważniejsza była dla niego pracownia, która „stała się jego ulubionym schronieniem, nieomal mieszkaniem, z którego towarzyskie potrzeby i przynęty rzadko go tylko wyciągały” [2]. Z olbrzymim zapałem rozpoczął Wróblewski urzędowanie się na nowym miejscu. Przywiózł ze sobą aparaturę do badania gazów pod wysokim ciśnieniem, przy pomocy której pracował w Paryżu w pracowni prof. Henri Debraya i którą starał się co najszyciej uruchomić i rozpocząć przerwane badania. Wróblewski szybko uporał się ze wszystkimi problemami i już w styczniu 1883 r. mógł zaprosić członków Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego Akademii Umiejętności, aby odbyli swoje posiedzenie w jego pracowni. Dzięki dobremu zwyczajowi, według którego dziennik krakowski *Czas* zamieszczał krótkie sprawozdania z posiedzeń Wydziałów AU wiemy, że dnia 20 stycznia 1883 r. Wróblewski „wyłożył rzecz „O niektórych zjawiskach jakie przedstawiają gazy i ciecze pod wysokim ciśnieniem” i wyjaśnił ten wykład doświadczeniem z przyrządem Cailleteta, tudzież z przyrządem swego pomysłu do skraplania gazów” [3]. Posiedzeniu

przewodniczył prezes Akademii dr Majer i był to zapewne gest dziękczynny Wróblewskiego w stronę Majera za pomoc przy uzyskaniu stypendium Gałęzowskiego, dzięki któremu osiągnął tę pozycję.

Jest to bardzo ważna notatka do historii skroplenia gazów trwałych. Jasno z niej wynika, że Wróblewski w swych planach badawczych brał pod uwagę problem skraplania gazów od samego początku profesury w Krakowie. Prawdopodobnie prof. Czarniański biorący udział w posiedzeniach Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego zwrócił uwagę prof. Karola Olszewskiego na możliwość współpracy z Wróblewskim. Nie jest to jednak pewne i mogło być inaczej, ale jest faktem, że już z końcem lutego rozpoczęła się współpraca tych dwóch badaczy z jasno postawionym zadaniem — doprowadzić do skroplenia gazów trwałych. Sukces przychodzi w nieprawdopodobnie krótkim czasie i po około sześciu tygodniach obiegła świat wiadomość o skropleniu tlenu i później azotu.

O tym wspaniałym osiągnięciu nauki polskiej napisano już wiele [1, 4—6, 7], więc ograniczymy się do przytoczenia najważniejszych faktów. Odtworzymy według protokołu [8] posiedzenia Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego z dnia 20 kwietnia 1883, na którym po raz pierwszy na forum Akademii były przedstawione wyniki skroplenia tlenu i azotu. Posiedzeniu przewodniczył znakomity anatom dr Ludwik Teichman i obecni byli: prezes Akademii J. Majer, sekretarz Wydziału L. Kuczyński, członkowie zwyczajni AU - Alth, Czarniański, Karliński, Nowicki, Piotrowski, Janczewski, Kopernicki i Rostański. Wróblewski i Olszewski byli zaproszeni jako goście, bo żaden z nich nie był jeszcze członkiem Akademii. W protokole czytamy:

„Po krótkim załatwieniu spraw administracyjnych sekretarz Wydziału przedstawił dwa listy, które opieczętowane na jego ręce zostały złożone przez p. Dra Zygmunta Wróblewskiego i Dra Karola Olszewskiego z prośbą o otwarcie ich i odczytanie na najbliższym posiedzeniu Wydziału, pierwszy dnia 5 kwietnia b. r. drugi dnia 13 kwietnia b. r. Po obejrzeniu i przekonaniu się o nienaruszeniu pieczęci otworzył je i odczytał. W pierwszym była podana następująca wiadomość: pp. Wróblewski i Olszewski zajmowali się w pracowni fizycznej tutejszego Uniwersytetu począwszy od dni ostatnich lutego b. r. doświadczeniami z nowym przyrządem według pomysłu prof. Wróblewskiego w Paryżu zbudowanym (dotąd jeszcze nigdzie nie opisywanym) w celu skroplenia tlenu. Po należytych ściśnieniu tegoż poddawali oni gaz działaniu temperatury, którą się otrzymuje przyprowadzając etylen skroplony do wrzenia w próżni. Temperatura ta jest tak niska, że termometr z dwusiarczku węgla, który może służyć jeszcze do mierzenia temperatury około  $-110^{\circ}\text{C}$  już nie mógł funkcjonować. Tlen przy tej temperaturze skrapla się z wielką łatwością, napelnia rurę szklaną i wygląda w niej jak bezwodnik węglowy skroplony. Jest on zupełnie przezroczysty, tworzy wyraźny menisk i wrze przy zmniejszonym ciśnieniu. Po raz pierwszy widział tlen tym sposobem skroplony Dr Wróblewski d. 29 marca 1883 r. A po zrobieniu małej zmiany w przyrządzie, ułatwiającej obserwację zjawisko to widziane było dnia 4 go kwietnia 1883 r. przez Dra Wróblewskiego, Dra Olszewskiego i pp. Nowaka i Kościńskiego.

W drugim liście podana jest wiadomość o skropleniu azotu przez wspomnianych badaczy (Dra Wróblewskiego i Dra Olszewskiego). Widzieli oni po raz pierwszy azot skroplony dnia 13 kwietnia 1883 r. jako ciecz zupełnie bezbarwną w chwilach, gdy po oziębieniu tego gazu do temperatury dochodzącej blisko  $-130^{\circ}\text{C}$  robiona była ekspansja. Meniskus tej cieczy był bardzo wyraźny.

Po odczytaniu tych listów Dr Wróblewski ustnie zawiadomił Wydział, że w dalszym toku tych doświadczeń wraz z Drem Olszewskim udało im się także tlenek węgla skroplić dnia 19 b. m. Przy tych doświadczeniach mierzyli oni wielkość wywartego na gaz ciśnienia manometrem metalowym. Do mierzenia zaś z całą ścisłością temperatury służył im termometr gazowy, wypełniony wodorem. Doprowadzili oni oziębienie aż do  $-136^{\circ}\text{C}$  i dostrzegli, że przy  $-116^{\circ}\text{C}$  skrzeplł dwusiarczek węgla, a przy  $-130,5^{\circ}\text{C}$  alkohol”.

I tyle w protokole z tego historycznego posiedzenia. Zwięźle, ale bardzo jasno podane zostały wszystkie najważniejsze szczegóły. Był to wspaniały sukces i nic dziwnego, że gdy zobaczyli menisk skroplonego gazu, badacze z radości objęli się i zatańczyli walca dokoła laboratorium [9].

Skraplanie gazów ma swą historię, która była już zwięźle opisana w wielu miejscach, (np. [6, 7]). Prace polskich badaczy nawiązywały do prac francuskiego fizyka, chemika i przemysłowca Louisa Cailleteta. Po częściowym sukcesie w r. 1877, gdy widział mgiełkę skroplonego tlenu, Cailletet powrócił w 1882 r. do problemu skroplenia gazów i przy pomocy takiej samej aparatury powtórzył doświadczenia, ale przy użyciu innej substancji oziębiającej. Zamiast dwutlenku siarki zastosował etylen, który przy wrzeniu pod ciśnieniem atmosferycznym oziębiał się do temperatury  $-105^{\circ}\text{C}$ . Było to już blisko ostatecznego skroplenia tlenu, które jednak nastąpiło dopiero w przyszłym roku w Krakowie.

Do tego wystarczyły, na pozór drobne, dwie modyfikacje metody Cailleteta. Pierwsza zmiana, którą uczynili Wróblewski i Olszewski była trywialna. Zgięli dwukrotnie szklaną kapilarę, w której znajdował się zagęszczony i oziębiany gaz tak, by jej koniec był skierowany na dół. Pozwoliło to na gromadzenie się skroplonego gazu na dnie kapilary. Druga modyfikacja świadczy o głębokim zrozumieniu praw fizyki i to zadecydowało o sukcesie. Do oziębiania skraplanego gazu stosowali Wróblewski z Olszewskim także ciekły etylen, lecz dla osiągnięcia jak najniższej temperatury obniżyli ciśnienie nad etylenem do ok.  $1/30$  atm. Wrzący etylen przy tak obniżonym ciśnieniu ochładzał się do temperatury  $-130^{\circ}\text{C}$ . Była to temperatura niższa od krytycznej tlenu a także najniższa osiągalna wtedy temperatura.

Jak już wiemy z protokołu posiedzenia Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego, potwierdzone skroplenie tlenu nastąpiło 4 kwietnia i widocznie już w tym samym dniu postarał się Wróblewski o poinformowanie świata naukowego o tym doniosłym wydarzeniu. Rozsyła telegramy do wiedeńskiej i paryskiej akademii nauk, a także do wybitnych przedstawicieli nauki. Już 6 kwietnia przychodzą na ręce Wróblewskiego gratulacje od Stefana z Wiednia, od Debraya i Dumasa z Paryża, a w dniu następnym od Jolly'ego z Monachium. Dokładny opis doświadczeń opracowują Wróblewski z Olszewskim do obszernego artykułu [10], który ukazał się już w październiku 1883 r.

Największe jednak wrażenie wywarła wiadomość o skropleniu tlenu w Paryżu. Tam była najwięcej komentowana i było czuć nastroje zawiedzenia, że tak duży sukces umknął nauce francuskiej. Bardzo ciekawym świadectwem nastrojów jakie wywołała ta wiadomość w świecie naukowym Paryża jest list Brunona Abdank Abakanowicza do Wróblewskiego [11] opisujący posiedzenie Akademii w dniu 16 kwietnia. Przytoczymy go w całości, bo jest tego wart:

Kochany Panie,

Paryż, poniedziałek

Godzina teraz 5 minut 10. Tylko co się skończyło długie i burzliwe posiedzenie Akademii. Muszę spieszyć, aby wysłać na 6tą żeby list jeszcze dzisiaj odszedł, wybac Pan bazgraninę. Posiedzenie było niezmiernie ożywione. Naprzód zaczął Dumas. Jak zwykle gładko wypowiedział kilka zaokrąglonych frazesów: „importante découverte”, „résultat hors ligne” etc. Po nim Debray wyłuszczył notę Pańską, robiąc uwagę, że „la forme de la note a une tournure étrangère”. Akademia słuchała z nadzwyczajną uwagą. Po skończeniu ogólna aprobacja. W tej chwili nikt dalej nie mówił.

Cailletet był obecny na posiedzeniu. Siedział koło mnie. Trzeba było widzieć jak mu pot kroplami



spadał. Był czerwony jak burak. Oczywiście Debray dał mu znać, bo mówił że tylko co z prowincji przyjechał. Nastąpiło odczytanie paru not, które Pana nie obchodzą. Tymczasem Cailletet poszedł naradzać się z Fremym i gdy Lesseps skończył mowę o morzu na Saharze poprosił o głos. Mówił (Fremy) trzęsąc się ze złości: „Il me semble qu'il est necessaire de rappeler en donnant la note de M. Wróblewski, que M. Cailletet a fait les mêmes recherches et qu'il a obtenu l'oxygène liquide. M. Wróblewski est pour ainsi dire l'élève de M. Cailletet, il a opéré par les mêmes méthodes et avec les mêmes instruments. Je demande qu'une note soit inserée dans ce sens dans les Comtes Rendus”. (Wydaje mi się, że ogłaszając notę p. Wróblewskiego należy koniecznie zaznaczyć, że p. Cailletet wykonał takie same doświadczenie i otrzymał ciekły tlen. P. Wróblewski jest, że tak powiem, uczniem p. Cailleteta, pracował tymi samymi metodami i używał takich samych przyrządów. Proszę o umieszczenie w *Comptes Rendus* uwagi w tym sensie). Na to dyktum zażądali głosu Boussignault, Bertholet, Wurtz.

Dumas powiedział, że M. Wróblewski rend dans sa note parfaitement hommage aux travaux de M. Cailletet (p. Wróblewski wyraża w swej nocie całkowite uznanie dla osiągnięć p. Cailleteta) i tak dalej w tym sensie, że praca pańska nie wyklucza zasług Cailleteta.

Boussignault wstał: pour affirmer que j'ai vu des mes yeux l'oxygène liquéfié par M. Cailletet. J'étais présent à l'expérience de l'Ecole Normale” (by stwierdzić, że na własne oczy widziałem tlen skroplony przez p. Cailleteta. Byłem obecny podczas tych doświadczeń w Ecole Normale). Uderzyło mnie, że Debray do tej dyskusji ani słówko nie wtrącił, a przecież byłoby to zupełnie na miejscu.

(W tej chwili dowiedziałem się od garsona, że listy na pocztę można oddać zapłaciwszy supplement do godz. 6 1/2 i dlatego mogę jeszcze dłużej się rozpisać).

Powstał Bertholet i bardzo jasno wyłożył różnice między tym co zrobił Cailletet i Pan i wykazał, że właściwie Pan pierwszy **zdołał dać** całkiem eksperymentalny dowód możliwości liquefakcy tlenu, dostarczyć tlen „liquide et en état statique”.

Wurtz powiedział, że nie widzi w tem doświadczeniu nowości gdyż Raoul Pictet nie tylko zliquefiował (wybacz Pan ten barbarizm) ale nawet oznaczył gęstość płynu.

Na to wstał znowu Bertholet i powiedział, że Pictet nie widział tlenu, bo operował w zamkniętych naczyniach. Fremy poprosił o głos i znowu zaczął mówić o zasługach Cailleteta i zażądał aby Cailletet osobiście przemówił do czego go zaprosił natychmiast prezydent Akademii Blanchard (jeżeli się nie myle). Fremy mówił znowu dalej, że Pan jesteście élève Cailleteta i że używasz tych samych instrumentów.

W tej chwili posiedzenie zostało przerwane albowiem trzeba było zrobić wybory nowego członka do sekcji astronomicznej. Wybrany został Wolff. Ostatnie gadanie Fremy'ego zirykowało mnie mocno, więc wziętem na odwagę (nie wiem czy się to Panu spodoba) i poszedłem do Berthelota, który najrozsądniej dotąd mówił i poprosiłem go na bok. Tam mu objaśniłem, że wprawdzie Pan używa pompy Cailleteta, ale do liquefakcy ma swój przyrząd, który był opisany w *Comptes Rendus* a propos hydratu i który mu naprędce naszkicowałem. Bertholet wypytywał się o różne szczegóły — to co wiedziałem odpowiedziałem.

Gdy skrutynium się skończyło Bertholet poprosił o głos i w długiej mowie (przeszło kwadrans), znakomicie wypowiedzianej, doskonale wykazał znaczenie rezultatu, który Pan otrzymał i różnice w obu metodach po których kroczyliście Pan i Cailletet. Może Pan sobie wyobrazić moje zadowolenie. O małym nie płakał. Powiedzenie Berthelota przyjęte zostało ogólną aprobacją. Jeden Wurtz ciągle robił miny niecierpliwe. W tej chwili zbliża się do Debraya woźny i wręcza mu błękitny telegram. Odrazum odgadł, że to coś od Pana i istotnie prosi o głos i czyta o liquefakcy — skropleniu (nareszcie znalazłem to przekłęté słowo, na które nie mogłem wpaść od początku listu) azotu. Okrutny efekt. Trzeba było widzieć Cailleteta, który właśnie miał zacząć mówić na wezwanie prezydenta.

Ten telegram przyszedł jak nie można było lepiej.

Potem mówił Cailletet. Zachował się **zupełnie przyzwoicie**. Zupełnie nie zrobił Panu żadnej alluzji nawet do zarzutu. Owszem nawet podnosił jako „travail très intéressant i très remarquable”. Prosił tylko aby w *Comptes Rendus* były jego prace przytoczone.

Na tem zamknięto posiedzenie. W ogóle dla Pana był tryumf całkowity. Pozycja była trochę fałszywa przy gadaniu Fremy'ego, ale Bertholet i telegram wszystko poprawiły. Niechże Pan i odemnie przyjmie prawdziwie szczere życzenia.

Teraz wnioski pod wrażeniem posiedzenia. Trzeba według mego zdania koniecznie, jeszcze w przyszłej nocy podnieść pochlebnie zasługi Cailleteta i Raoula Picteta. Będziesz wtedy ich Pan trzymał zupełnie w łapach. Nota bene nie nazywają Pana już teraz savant allemand, jeno polonais. Do widzenia, bo już nie mam więcej czasu. Zdaje się, że wszystko spisałem, co mogłem. Uścisk dłoni od

B. Abak.

P. S. A powiedz, że Pan, kto u djaska jest Pan Olszewski. Pewnie jakiś tegi facet. A propos tego Olszewskiego. Niejaki Pan Mieciszewski, który przyjechał tylko co z Krakowa i kupował telefony u Lenczewskiego et. Co. powiedział mi, że Pan „przy pomocy boskiej” skroplił powietrze. Powiedziałem mu, że o ile wiem z dzienników nie było to przy „pomocy boskiej” lecz przy pomocy p. Olszewskiego. Tableau!  
16. IV. 1883

Z listu widać jak sprawa skroplenia tlenu była żywo komentowana w Paryżu i potrafiła wzbudzić emocje. Cailletet, którego ta sprawa dotyczyła najbardziej, zachował się poprawnie i już 9. IV. w liście do Wróblewskiego gratulował im sukcesu i wyrażał swą radość z tego powodu. Zapewne nie było to zbyt szczerze, ale Wróblewski [12] odpowiada bardzo ciepłym i miłym listem, którego główną część warto zacytować, bo zawiera ciekawe fakty do historii skroplenia:

„Drogi Panie,

dziękuję Panu za uprzejmy list i gratulacje, które sprawiły mi dużą przyjemność. Zachowam pański list jako pamiątkę i cenny dokument nie tylko dlatego, że jest napisany przez jednego z najznakomitszych eksperymentatorów naszych czasów, lecz że przedstawia rzadką wzniosłość umysłu. Wyraża Pan radość z powodu sukcesu, który według sprawiedliwości Panu powinien przyspaść w udziale. Tylko przypadek zdecydował inaczej. Historia nauki zwiąże na stałe pańskie nazwisko z zagadnieniem skroplenia gazów. Ożywił Pan swymi pracami ten dział fizyki. Przez swe aparaty, metody pracy i wytrwałość, z jaką dążył Pan do wytkniętego celu, wyprowadził go Pan z zastoju na drogę energicznego postępu, którego jesteśmy świadkami. Sukcesy doświadczeń wykonanych w moim laboratorium bynajmniej nie umniejszają doniosłości pańskich badań. Bez pańskiej pracy moja byłaby niemożliwa. Za pomocą pańskiej pompy skropliliśmy tlen, a mój aparat (zbudowany według mych planów przez p. Ducretet) służący do badania zjawisk włoskowatości cieczy pod bardzo dużym ciśnieniem jest w zasadzie pańskim przyrządem do skraplania gazów, którym obecnie posługują się wszyscy badacze. P. Ducretet może Panu pokazać rysunki. Myślę, że widział Pan ten aparat, gdy był w budowie w sierpniu ubiegłego roku. Na moją prośbę aparat był montowany w École Normale, aby p. Debray mógł go zobaczyć przed moim odjazdem z Paryża. Nowością w mej metodzie jest zastosowanie zasady próżni. Zasada ta była już stosowana z dużym powodzeniem przez p. Natterera w Wiedniu przed 40 laty w przypadku podtlenu azotu; mówił mi on o tym przed kilkoma tygodniami...”

Prasa krajowa bardzo przychylnie ocenia osiągnięcie krakowskich uczonych. Dzienniki, krakowski *Czas* i *Nowa Reforma*, na bieżąco informują o postępach prac, ale niezbyt obiektywnie i Wróblewski czuł obowiązek podać ogłoszenie do *Nowej Reformy*, które ukazało się 12 kwietnia:

„Szanowna Redakcjo!

W numerze *Nowej Reformy* z dnia 11. kwietnia znajduje się łaskawą wzmianką o skropleniu tlenu. Ponieważ z tego artykułu czytelnik mógłby sądzić, że zaszczyt tego odkrycia przypada w zupełności na mnie, pospieszam więc oświadczyć, że praca ta była wspólnymi siłami zrobiona, tak przeze mnie, jak i przez p. Olszewskiego i że z tego powodu zaszczyt w równej części przypada tak na mnie jak i na mego współpracownika. Racz przyjąć szanowna Redakcjo wyrazy mego uszanowania.

Dr Zygmunta Wróblewski”

Wróblewski czuł, że psuje się atmosfera i chciał rozproszyć chmury zawisłe nad jego współpracą z Olszewskim, ale to już nie pomogło i nie tylko skończyły się wspólne badania, ale narosła między nimi wrogość. Olszewski zaczął w szybkim tempie urządzać w zakładzie chemicznym swą pracownię kriogeniczną i przez następne lata w dwóch pracowniach przebiegały intensywne badania nad tymi samymi problemami. Dwaj dawni współpracownicy spotykali się teraz na arenie międzynarodowej i na posiedzeniach Wydziału jako rywale. Nie było to zdrowa sytuacja, która w następnych latach bardzo negatywnie zaciążyła na właściwej ocenie życia i twórczości Wróblewskiego.

Skroplenie składników powietrza przynosi Wróblewskiemu uznanie w świecie naukowym. Zostaje przyjęty na członka korespondenta Akademii Umiejętności, a uznaniem w skali międzynarodowej jest powołanie go do komitetu naukowego międzynarodowej wystawy elektryczności w Wiedniu. W komitecie wystawy zasiadali m. in. L. Boltzmann, F. Exner, E. Mach, J. Stefan, A. Strouhał i także B. Abdank Abakanowicz. Wystawa trwała od 15 sierpnia do 3 listopada 1883 r. i Wróblewski aktywnie brał w niej udział, a swe wrażenia opisał w czterech sprawozdaniach drukowanych w dzienniku *Czas* [13], gdzie dość krytycznie ocenia wystawę w porównaniu z pierwszym kongresem elektryków w Paryżu w 1881 r. Nie zdawał sobie przy tym sprawy jak duże wywarł wrażenie na wielkim fizyku L. Boltzmannie. W przedmowie do swej pierwszej części *Wstępu do teorii gazów* z 1896 r. Boltzmann pisze: „Często mi dawano do zrozumienia bym napisał podręcznik teorii gazów. Szczególnie pozostał mi w pamięci energiczny apel profesora Wróblewskiego w czasie wiedeńskiej wystawy światowej w 1883. Gdy przejawiałem małą ochotę napisania takiego podręcznika, nie wiedząc jak długo mi będzie służył wzrok, sucho odpowiedział — to jest jeszcze jeden powód do pośpiechu”.

Logicznym następstwem po skropleniu trzech gazów trwałych i oznaczeniu ciężaru właściwego [14] i punktu krytycznego tlenu [15] były doświadczenia nad skropleniem ostatniego gazu trwałego — wodoru. Pierwsze próby skroplenia uczynione w kwietniu i maju 1883 r. pokazały, że nie będzie to łatwe i że etylen nie daje dostatecznego oziębienia. Wróblewski postanawia zastosować ciekły tlen do oziębiania wodoru i do tego celu zamawia nową aparaturę u Ducreteta w Paryżu, by móc skraplać tlen w większych ilościach. Do doświadczeń przystąpił zaraz po powrocie z Wiednia. Sprężony wodór oziębiał ciekłym tlenem wrzącym pod zmniejszonym ciśnieniem i przy rozprężaniu wodoru osiągnął temperaturę ok.  $-200^{\circ}\text{C}$ , lecz nie doszło do jego skroplenia. Przy zastosowaniu podobnej techniki udaje mu się zestalić azot, który zamieniał się na śnieg o dużych kryształach [16].

Rok 1884 przywitał Wróblewski w Wiedniu, gdzie przebywał w sprawach wykonania niektórych zmian w aparaturze. Po powrocie do Krakowa 6 stycznia przystępuje do następnej serii doświadczeń z wodorem i już po dwóch tygodniach na posiedzeniu Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego AU w dniu 21 stycznia podał do wiadomości:

„Mam zaszczyt donieść Wydziałowi, że cel do którego dążyłem i nad którym pracowałem od miesiąca maja r. z. a mianowicie skroplenie wodoru został przeze mnie osiągnięty ... Pobudowawszy aparatury, które mnie pozwalają posługiwać się tlenem wrzącym jako środkiem do oziębienia, otrzymuję z łatwością, jak to Wydziałowi z poprzednich zakomunikowań wiadomo temperaturę  $-186^{\circ}\text{C}$ . Oziębiwszy zatem we wrzącym tlenie wodór poddany znacznemu ciśnieniu i przyłączywszy do tego działania jeszcze skutek ekspansji przeprowadziłem wodór w stan ciekły ... Do historii odkrycia tego

podają, że pierwsze oznaki skroplenia wodoru obserwowane były przy doświadczeniach robionych w końcu listopada. Gły zaś aparaturze dała się forma, jaką ona posiada obecnie, wrzenie wodoru skroplonego było obserwowane bardzo wyraźnie dnia 20 stycznia b. r.”.

Na tym ważnym posiedzeniu były odczytane jeszcze trzy listy Wróblewskiego, dwa złożone 20 listopada 1883 r. i trzeci 10 stycznia. W dwóch pierwszych zawiadamiał o budowie aparatury do łatwego otrzymywania ciekłego tlenu i stwierdzał fakt, że tlen nie zamarza przy gwałtownym wrzeniu. W trzecim liście opisywał zastosowanie elementu termoelektrycznego do pomiaru temperatury. Były to tak doniosłe wiadomości, że „oklaski wśród gości i podziękowanie za tak ciekawe i ważne wystąpienie uzyskał prelegent od członków Akademii [17].

W dalszym ciągu tego posiedzenia odczytano także dwa listy Olszewskiego z 23 listopada 1883 i 19 stycznia, w których były opisane prace nad skropleniem wodoru. Olszewski także używał wrzącego tlenu, ale nie osiągnął zamierzonego celu. Na tym posiedzeniu rozpoczęła się bardzo ostra rywalizacja między dwoma dawnymi współpracownikami.

Wiadomość o skropleniu wodoru wywołała zrozumiałe zainteresowanie w kraju i za granicą. Krakowski dziennik *Czas* już 24 stycznia drukuje obszerny artykuł J. Rostańskiego o tym osiągnięciu. Poznańskie Towarzystwo Przyjaciół Nauki przesyła Wróblewskiemu gratulacje i w maju wybiera go na członka honorowego. Członkostwo honorowe nadaje mu także Towarzystwo Fizyczno-Przyrodnicze w Genewie, co było wyrazem uznania ze strony Raoula Picteta. Oryginalne i cenne gratulacje otrzymał Wróblewski z Warszawy [18]. Dnia 17 lutego 1884 r. na przyjęciu u Stępkowskiego wzniesiono toast: „za zdrowie dzielnego Wróblewskiego, który się znakomicie przyłożył do sławy narodu” i na wizytówce prof. Jana Mikulicza Radeckiego złożyli swe podpisy H. Sienkiewicz, B. Abakanowicz, T. Rymkiewicz, B. Rejchman, Seideman, J. Kozuba i J. Mikulicz. Prof. H. Debray zapytuje Wróblewskiego telegramem z 1 lutego, czy wodór ma wygląd metaliczny czy bardziej płynny jak tlen. Metaliczna postać wodoru była sugerowana wcześniej przez R. Picteta. W odpowiedzi Wróblewski telegrafuje, że przed zupełnym skropleniem dokładna odpowiedź jest niemożliwa.

Na następnym posiedzeniu Wydziału w dniu 20 lutego były odczytane dwa listy Olszewskiego donoszące o następnych pracach nad skropleniem wodoru. W pierwszym liście złożonym 30 stycznia opisuje doświadczenie, przy którym dla oziębienia wodoru stosował ciekły tlen wrzący w próżni. Wodór był pod ciśnieniem 190 atm i przy jego nagłej ekspansji „sposrzedł gotowanie się wodu (nie była jeszcze ustalona terminologia i Olszewski używał starszego terminu dla wodoru), trwające nie całą sekundę, przyczem kropelki tej cieczy bezbarwnej podrzucone zostały w górną część rurki”. W drugim liście z 17 lutego opisuje Olszewski swe doświadczenia, w których dla otrzymania jeszcze niższej temperatury używał do oziębienia rurki z wodorem ciekłego azotu wrzącego w próżni.

Po odczytaniu tych listów wywiązała się dyskusja między Wróblewskim i Olszewskim, która następnie przerodziła się w polemikę na łamach czasopism naukowych i osiągnęła punkt kulminacyjny na posiedzeniu Wydziału w dniu 20 czerwca. Sprawozdanie z tego posiedzenia jest pełne emocji i polemicznych uwag Olszewskiego i Kuczyńskiego. Wróblewski przesłał protest do Wydziału [19] przeciw takiemu przedstawianiu sprawy, w którym pisze: „Ze zdziwieniem dowiaduję się z tego sprawozdania, że brałem udział w dyskusji, która jakoby miała się toczyć między mną i sekretarzem Wydziału p. Kuczyńskim. Dyskusji

żadnej nie prowadziłem, gdyż wyraźnie z góry oświadczyłem, że na żadne zaczepki nie odpowiadam. A gdy p. Sekretarz Wydziału zdawał się być nie zadowolonym tem oświadczeniem, poprosiłem go, aby zaniechał wszelkiego rodzaju uwag, co też p. Sekretarz Wydziału i uczynił. Tekst całej tem mniemanej dyskusji jest więc nie sprawozdaniem z posiedzenia, a streszczeniem mniemań osobistych p. Sekretarza Wydziału...”.

Wiele emocji wywołała sprawa dynamicznego skroplenia wodoru [20]. Już w 1877 r. Cailletet i Pictet oznajmili, że obserwowali mgłę skroplonego gazu i siedem lat później Wróblewski i Olszewski oznajmili, że widzieli to samo. Wszyscy czterej byli przekonani o swym sukcesie i nie uznawali wyników rywali. Dopiero jednak skroplenie wodoru w stanie statycznym przez J. Dewara w 1898 r. definitywnie rozwiązało problem. Tak zresztą było i ze skropleniem tlenu. Dopiero doświadczenia Wróblewskiego i Olszewskiego z 1883 r., gdy był widoczny menisk cieczy, są uznawane za datę skroplenia tego gazu.

Polemika wokół skroplenia wodoru nie pozostawała tylko na gruncie naukowym, ale przeniosła się do spraw prywatnych, kładła cień na działalność Wróblewskiego i wytworzyła wokół niego wrogą atmosferę. Wymowny jest list jego asystenta J. Kościńskiego z 30 lipca 1884 r. [21], w którym donosi swemu profesorowi:

„... Wczoraj tj. 29. VII. był w gabinecie p. Kuczyński z rektorem Domeką (który wrócił z Ameryki) i synem tegoż oraz z p. Ielskim przyrodnikiem z Akademii. Naszli gabinet tak niespodziewanie, że nie mogłem się jeszcze zorientować co należy zrobić i z kim mam do czynienia. Zachowanie się p. Kuczyńskiego było dla mnie ciekawem co najmniej. Nie pytając się o nic sam wszystko okazywał, wszędzie się pchał. Strasznie go bolało, że pracownia Pana Profesora zamknięta. Wszędzie i zawsze się popisywał, że to on te i owe przyrządy sprowadził i cenil ich wartość, że wszystko co tu jest w gabinecie jego zasługą jest. Przemawiał ciągle, że za niego było tu inaczej, wszystko w porządku i na swoim miejscu. Daremnie przeproszałem, że nie można oglądać nic, że porządki robimy. Nowaka nie było więc cóż miałem robić. Zrozumiem Pan Profesor, że jako uczeń rektora i wobec jego wieku, oraz ze względu na obecność nie przedstawionych mi osób trzecich, które jednak znałem, nie mogłem przeszkodzić wtargnięciu Rektora. Staralem się wprawdzie wytłumaczyć nieporządki robotami posługaczy lecz Rektor nic nie słuchał ale sam biegał tu i tam jakby był jeszcze dyrektorem gabinetu, ignorując w tym kierunku obecność moją. Nie ostrzeżono mnie przed tą niespodziewaną wizytą, inaczej byłbym wyszedł z gabinetu i zamknął drzwi. Byłbym prawie zapomniał donieść jeszcze Panu Profesorowi, że staruszek Rektor Domeko z wielkim zadowoleniem oglądał gabinet i ile razy p. Kuczyński wspominał o nieporządku odpowiadał „no to widać, że tu pracują a przy pracy inaczej być nie może”. Gniewało to p. Kuczyńskiego bo dodawał, że i za jego czasów pracowano”.

Następny zatarg z członkami Wydziału wywołał sam Wróblewski. Miał on stanowczy charakter i gdy był przekonany o swej racji, bronił jej nie ustępując przed żadnymi trudnościami. Zapominał przy tym o obowiązkowej dawce dyplomacji, która jest niezbędna w życiu społecznym. Przy wyborze kandydata na stypendium z fundacji Gałęzowskiego na rok 1885 były rozpatrywane dwa podania fizyków, K. Olearskiego i L. Birkenmajera. Wróblewski, który opiniował oba podania zdecydowanie stanął po stronie Birkenmajera podkreślając jego „zdumiewające odczytanie, popęd niczym niepowstrzymany do samodzielnego badania i łatwość ujmowania i traktowania podmiotu matematycznego”. Inaczej oceniał prace Olearskiego, który w ciągu ostatnich czterech lat „nie zrobił nic i nie ogłosił ani jednego artykułu, z którego można było by wyciągnąć wniosek o jego uzdolnieniu w ogólności, a o zdolnościach prowadzenia samodzielnych badań w dziedzinie matematycznej fizyki w szczególności” [22]. Gdy jednak sytuacja nie była przychylna dla jego

kandydata, posunął się nawet Wróblewski do oświadczenia, że Olearskiego nie dopuści nigdy na katedrę fizyki matematycznej. Na tę odpowiedź słusznie zareplikował Czyrniański przypominając, że obsadzanie katedr zależy od Wydziału, a nie od profesorów. Stypendium zostało przyznane K. Olearskiemu, ale czas pokazał, że Wróblewski miał wiele racji.

Rok 1884 był dla Wróblewskiego ciężkim rokiem. Ciągłe zatargi zakłócały jego spokój i to nie pomagało w pracy twórczej. Po doświadczeniach z wodorem przesyła tylko dwa komunikaty do Akademii Nauk w Paryżu, jeden 21. IV. „O temperaturze wrzenia tlenu, azotu, powietrza i tlenku węgla przy ciśnieniu atmosferycznym” [23], drugi z 21. VII. „O własnościach etylenu i jego wykorzystaniu jako środka oziębiającego” [24]. Prace te nie wносиły nic nowego i były to raczej takie porządki na stole. Najciekawsze doświadczenia prowadził w związku z problemem pomiaru niskich temperatur. Problem ten powstał jaskrawo przy próbach skroplenia wodoru, ponieważ do pomiaru niskich temperatur były ogólnie stosowane termometry gazowe napełnione wodorem. Już w końcu 1883 r. zaczyna wykorzystywać zjawiska termoelektryczne do pomiaru temperatury. Do dokładnych badań zachowania się przewodników elektrycznych w niskich temperaturach powrócił na początku 1885 r. [25]. Stwierdził, że miedź zaczyna wykazywać „nadzwyczaj ciekawe własności” przy temperaturze ok.  $-200^{\circ}\text{C}$ . Obserwował niezwykle duży wzrost przewodnictwa. Szkoda, że nie szedł dalej po tym tropie. Nadprzewodnictwo mogłoby zostać zaobserwowane o wiele wcześniej, niż to uczynił H. Kamerlingh-Onnes w 1911 r. w czasie badań nad zależnością między temperaturą i oporem rtęci.

Nieprzychylnie Wróblewskiemu nastroje we Francji, gdzie w pewnych kołach naukowych panowało rozczarowanie, że Cailletetowi umknęło pierwszeństwo w skropleniu powietrza, osiągnęły swoją kulminację w bardzo nieprzyzwoitym na niego napadzie. W numerze z 1 września 1884 r. ukazał się w popularnym miesięczniku naukowo-literackim *Revue des deux Mondes* artykuł ówczesnego sekretarza Akademii Paryskiej, znanego fizyka J. Jamina „Comment l'air a été liquéfié” zarzucający Wróblewskiemu kradzież naukową. Cały ten spór był już obszernie i całkowicie wyczerpująco opisany w pięknej artykule [12] i nie można nic nowego dodać. Oskarżenie Jamina było bardzo krzywdzące i szkoda, że nikt nie stanął w obronie Wróblewskiego, który musiał się bronić sam wydając w kwietniu 1885 r. własnym nakładem broszurę o tym samym tytule co artykuł Jamina, ale z podtytułem „Réponse à l'article de M. J. Jamin Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences”. W tej ciężkiej sytuacji bardzo mu pomagał B. Abdank Abakanowicz, który ofiarnie zabiegał o honorowe załatwienie sporu, a gdy to stało się niemożliwe, pilnował interesów Wróblewskiego w Paryżu.

Echo tej polemiki dochodzi do kraju i ukazuje się wiele artykułów [26—29] stojących po stronie Wróblewskiego w sporze z Jaminem. Inaczej ta sprawa wyglądała w Krakowie. Po ukazaniu się artykułu [30] w *Nowej Reformie* w dniu 2 maja 1885 r. streszczającego broszurę Wróblewskiego przesyła prof. E. Czyrniański list do dziennika [31]. Został on opublikowany 12 maja z komentarzem redakcji, w którym redakcja uważa, że „dziennik polityczny nie jest właściwą areną do rozstrzygania sporów w sprawach ściśle umiemych, ... jednakowóz z obowiązku dziennikarskiego na wyraźne żądanie strony zainteresowanej” zamieściła ten list. Czyrniański w polemicznym tonie stara się podkreślić zasługi Olszewskiego w skropleniu tlenu, popadając przy tym, w przesadę i przypisując mu wszystkie

zasługi. Píše: „Jako naoczny świadek zawiązania się spółki naukowej między prof. Olszewskim i prof. Wróblewskim mogę stwierdzić w interesie prawdy i słuszności, że pierwszy projekt użycia etylenu ciekłego wrzącego w próżni w celu skroplenia tlenu wyszedł od prof. Olszewskiego. Prof. Olszewski zbudował również według własnego pomysłu przyrząd służący do otrzymywania bardzo znacznej ilości etylenu ciekłego pod ciśnieniem atmosferycznym ... jako też przyrząd pozwalający poddać etylen gotowaniu się w próżni”. Aby już nie było żadnych wątpliwości o zasługach Olszewskiego w zakończeniu stwierdza, że „bezbiasny znawca przyznać musi, że najważniejsze kwestye, dotyczące skroplenia i zmrożenia gazów zostały rozwiązane przez prof. Olszewskiego”.

Wróblewski nie mógł oczywiście milczeć i już następnego dnia [32] odpowiedział krótkim i wymownym listem, w którym czytamy: „Ze zdumieniem przeczytałem we wczorajszym numerze *Nowej Reformy* list p. Czryniańskiego. Sprostowanie faktów w nim zawartych nie przedstawiałoby najmniejszej trudności. Podzielając jednak w zupełności zdanie pańskie, że spory naukowe nie powinny wychodzić za mury instytucji i pism specjalnych, oświadczam, że na to niespodziewane przeciw mnie wystąpienie, odpowiadać nie będę”.

Wbrew tym nieprzyjemnościom i zatargom Wróblewski kontynuuje badania własności skroplonych gazów i swe bogate doświadczenia z użyciem ciekłego tlenu, azotu, tlenku węgla i powietrza jako środków oziębiających podsumowuje w obszernym artykule [33]. Opisuje tam metody skraplania, przechowywania i manipulacji skroplonymi gazami. Dużo wysiłku poświęca także na podniesienie poziomu wykładów z fizyki. Już w programie studiów, który załączył do podania o stypendium Gałęzowskiego podkreślał rolę i znaczenie dobrych wykładów z fizyki, których niezbędną częścią powinny być demonstracje. Ponieważ uważał, że tylko dobry fizyk pracujący naukowo może być dobrym nauczycielem, dokłada wiele starań o rozbudowę i lepsze wyposażenie zakładu fizyki. Zaraz po objęciu katedry, Wróblewski wykorzystuje okazję przy składaniu sprawozdania o stanie wyposażenia zakładu fizyki i wskazuje na poważne braki w aparaturze pomiarowej i w urządzeniu zakładu, żąda jednocześnie nowych dotacji [34]. Rząd wiedeński nie był szczodry i tylko uporczywe, osobiste angażowanie się Wróblewskiego w celu pozyskania dodatkowych dotacji pomogło mu postawić zakład na dobrym poziomie. Nie była to łatwa sprawa i musiał osobiście [35] interweniować w Wiedniu u ministra oświaty i u ministra finansów. Dzięki poparciu wpływowego polityka M. Bobrzyńskiego, późniejszego namiestnika Galicji, udało mu się uzyskać, mimo rocznej dotacji w wysokości 1000 zł, jeszcze dodatkowe, znacznie wyższe kwoty na urządzenie i unowocześnienie zakładu. Wykorzystał te pieniądze sumiennie, urządził pracownię dla studentów, zelektryfikował zakład zaopatrując go we własną prądnicę i motor gazowy. Dużo też uwagi poświęcił należytemu urządzeniu sali wykładowej, którą zaopatrył w pierwsze w Krakowie episkop i diaskop własnej konstrukcji. Była to jego chluba i gdy już sala wykładowa była gotowa, pochwalił się nią przed całym Krakowem. Zaprosił na dzień 29. 12. 1885 całą śmietankę życia społecznego i naukowego miasta na swój wykład pt. „O posługiwaniu się światłem elektrycznym w demonstracjach naukowych w ogólności, a o projekcjach w odbitem świetle w szczególności”. Ponieważ były to początki elektryfikacji, wykład był nie lada atrakcją i jego przebieg był sumiennie zrelacjonowany na drugi dzień w krakowskich dziennikach *Czas*

i *Nowa Reforma*. Wykład ten powtórzył jeszcze raz w marcu następnego roku dla damskiego towarzystwa, tj. żon profesorów uniwersytetu.

Wróblewski przykładał do obowiązków pedagogicznych znaczną wagę i jego wykłady cieszyły się dużym powodzeniem. Ładnie o tym pisze L. Wachholz [36]:

„Chociaż głos miał przyciszony, gardłowy, niedźwięczny i choć nie był mówcą z Bożej łaski a mówił „polszczyzną kresową”, przecież ścigał na swe wykłady tłumy słuchaczy z różnych wydziałów i to tak zapisanych na jego kolegium, jak i „tolerowanych” gości. Już na dłuższy czas przed godziną 10 przed południem gromadziły się w dziedzińcu, w sieni i na schodach, wiodących do zakładu fizycznego, zastępy słuchaczy, żadnych zająć jak najlepsze miejsce w sali, którą otwierano dopiero z uderzeniem godziny 10. Nierzadko otwierał salę sam Wróblewski, ciesząc się z tego, gdy go tłum pracy ślepo ku sali wepchnął w głąb tejże, zamiast go przepuścić z powrotem do pracowni... Wróblewski wykładał z pamięci, nie posługując się nigdy choćby drobnym zapiskiem, a każdy ważniejszy szczegół objaśniał eksperymentem, trafnym przykładem lub obrazem świetlnym, rzuconym na ekran z dia- lub episkopu. Patrząc na jego krótkie i grube palce rąk, było się przekonany, że musiał być niezręcznym, tymczasem w rzeczywistości był wirtuozem w eksperymentowaniu. Zręczność jego i biegłość w eksperymentowaniu budziły podziw u widzów a w twarzy jego radosne zadowolenie”.

Rok 1886 był dla Wróblewskiego szczęśliwym rokiem. Po dwuletnim okresie ciągłych zatargów, gdy musiał bronić się przed niesłusznymi zarzutami nie tylko za granicą, ale i w kraju, przychodzi uznanie w kołach naukowych i wzrost prestiżu społecznego. Cenne wyróżnienie otrzymuje od Akademii Wiedeńskiej, która na swym publicznym posiedzeniu w dniu 29 maja 1886 przyznała mu nagrodę Baumgartnera. Nagrodę tę w wysokości 1000 florenów udzielała Akademia co trzy lata z zapisu zmarłego w 1865 r. byłego jej prezesa, fizyka i przemysłowca A. Baumgartnera za prace, które w ostatnim trzyleciu najbardziej posunęły fizykę naprzód. Tak wiedeńskie koła naukowe oceniły prace Wróblewskiego nad skraplaniem gazów, by w roku następnym przyjąć go na członka korespondenta Akademii.

Uznaniem osiągnięć Wróblewskiego na gruncie Uniwersytetu Jagiellońskiego było wybranie go na dziekana Wydziału Filozoficznego na rok akad. 1886/87. Rektorem został wybrany wybitny historyk i krytyk literatury polskiej prof. Stanisław hrabia Tarnowski. Wybór nowych władz uniwersyteckich musiał być bardzo starannie przygotowany, by mogły one, na odpowiednim poziomie, sprostać przyszłym, doniosłym wydarzeniom. Przez długie lata Uniwersytet Jagielloński wegetował jako prowincjonalna uczelnia bez poparcia władz i budowa nowego gmachu rektoratu, rozpoczęta w 1883 r. miała być wyrazem jego wzrastającego prestiżu. Otwarcie Collegium Novum zaplanowane było na 14 czerwca 1887 r. i uroczystości z tym związane rozpoczęły się specjalną mszą w kościele św. Anny i przejściem orszaku pod nowy budynek, gdzie minister wyznań i oświaty otworzył Collegium. Po przemówieniach rektora UJ i ministra skarbu J. Dunajewskiego nastąpiło w nowej auli uroczyste wręczenie dyplomów doktora *honoris causa*. Na Wydziale Filozoficznym Wróblewski wręczył cztery dyplomy, a to: ministrowi wyznań i oświaty drowi P. Gautsch von Frankenthurnowi, ks. biskupowi A. St. Krasieńskiemu, malarzowi J. Ma-tejce i sławnemu ornitologowi W. Taczanowskiemu.

Za dwa tygodnie oczekiwała Kraków jeszcze jedna uroczystość, gdy 28 czerwca przybył na trzydniową wizytę następcą tronu arcyksiążę Rudolf z małżonką Stefanią. W nowej auli Collegium Novum Wróblewski wręczył Rudolfowi dyplom doktora filozofii *honoris*



*causa*. W trzecim dniu pobytu Rudolfa Wróblewski miał go okazję jeszcze raz widzieć, gdy Arcyksiążę był gościem Akademii Umiejętności i wieczorem na bankiecie wydanym na jego cześć przez rektora UJ.

Obowiązki administracyjne dziekana wydziału były zapewne znaczne, na co wskazuje ograniczona działalność naukowa Wróblewskiego. W tym czasie nie opublikował żadnej pracy i nie posłał ani jednego komunikatu do Paryża czy Wiednia, co było znamienne przy jego pracowitości. Po próbach skroplenia wodoru w 1884 r. pracował usilnie nad osiągnięciem tego celu. Ponieważ doświadczenia nie dawały wyniku skupił się Wróblewski na pogłębieniu wiedzy teoretycznej i przygotowywał pracę, w której chciał zebrać wszystkie informacje o wodorze, o jego własnościach przy różnych ciśnieniach i o jego stałych krytycznych. Opracowywanie tych wyników do postaci publikacji było przyczyną jego śmiertelnego wypadku. Nie bardzo wiadomo jak się to stało, bo w nekrologach są podawane trzy wersje wypadku. Najszerzej jest znany przekaz Dziewulskiego [37]: „Późnym wieczorem był zajęty kreśleniem krzywej na papierze naciągniętym na rajzbracie, na którym postawił lampę naftową w celu lepszego oświetlenia papieru. Zbyt silne oparcie się o rajzbrat spowodowało jego nachylenie się, a tym sposobem przewrócenie lampy, z której nafta płonąca oblała go”. Trochę inaczej przedstawia to E. Suess [38], według którego Wróblewski potracił głową lampę wiszącą, z której wylała się płonąca nafta. Jeszcze inną wersję wypadku przedstawił Lamanski [39]: „Wróblewski pracował długo do nocy w swej pracowni i zmęczony położył się na kanapie i zasnął. Obok stała lampa naftowa, którą w spaniu potracił i przewrócił na siebie. Polane ubranie zaczęło płonąć i dopiero silny żar go obudził i wybiegł na dwór z palącym się jeszcze ubraniami”.

Nie są już ważne szczegóły wypadku, który wydarzył się w niedzielę 25 marca 1888 r., ale jego następstwa były tak poważne, że mimo najtroskliwszej opieki lekarskiej Wróblewski zmarł 16 kwietnia.

Śmierć Wróblewskiego wywołała duże wrażenie i jego pogrzeb 19 kwietnia stał się dużą manifestacją uznania i sympatii ze strony młodzieży akademickiej. Zwłoki Wróblewskiego spoczęły w tymczasowym grobie i do grobu stałego zostały przeniesione 11 października 1888 r. W tej smutnej uroczystości uczestniczyła już rodzina zmarłego, matka i brat. Na grobie jest położona płyta z polerowanego granitu z prostym napisem: Zygmunt Wróblewski, profesor Uniwersytetu Jagiellońskiego, ur. w Grodnie 28. X. 1845, zm. w Krakowie 16. IV. 1888 — Cierpiął za Ojczyznę — Zginął dla nauki.

\*

Pragnę wyrazić serdeczne podziękowanie drowi Adamowi Czapl z Krakowa za pomoc przy zbieraniu materiałów archiwalnych.

#### Literatura

- [1] M. Kucharski, „Zygmunt Florenty Wróblewski — szkic o życiu i twórczości w okresie przed skropleniem powietrza”, *Postępy Fizyki* 34, 405 (1983); A. Hryniewicz, A. Szytuła, „Stulecie skroplenia składników powietrza”, *Postępy Fizyki* 36, 41 (1985).

*causa*. W trzecim dniu pobytu Rudolfa Wróblewski miał go okazję jeszcze raz widzieć, gdy Arcyksiążę był gościem Akademii Umiejętności i wieczorem na bankiecie wydanym na jego cześć przez rektora UJ.

Obowiązki administracyjne dziekana wydziału były zapewne znaczne, na co wskazuje ograniczona działalność naukowa Wróblewskiego. W tym czasie nie opublikował żadnej pracy i nie posłał ani jednego komunikatu do Paryża czy Wiednia, co było znamienne przy jego pracowitości. Po próbach skroplenia wodoru w 1884 r. pracował usilnie nad osiągnięciem tego celu. Ponieważ doświadczenia nie dawały wyniku skupił się Wróblewski na pogłębieniu wiedzy teoretycznej i przygotowywał pracę, w której chciał zebrać wszystkie informacje o wodorze, o jego własnościach przy różnych ciśnieniach i o jego stałych krytycznych. Opracowywanie tych wyników do postaci publikacji było przyczyną jego śmiertelnego wypadku. Nie bardzo wiadomo jak się to stało, bo w nekrologach są podawane trzy wersje wypadku. Najszerzej jest znany przekaz Dziewulskiego [37]: „Późnym wieczorem był zajęty kreśleniem krzywej na papierze naciągniętym na rajzbrecie, na którym postawił lampę naftową w celu lepszego oświetlenia papieru. Zbyt silne oparcie się o rajzbret spowodowało jego nachylenie się, a tym sposobem przewrócenie lampy, z której nafta płonąca oblała go”. Trochę inaczej przedstawia to E. Suess [38], według którego Wróblewski potracił głową lampę wiszącą, z której wylała się płonąca nafta. Jeszcze inną wersję wypadku przedstawił Lamanski [39]: „Wróblewski pracował długo do nocy w swej pracowni i zmęczony położył się na kanapie i zasnął. Obok stała lampa naftowa, którą w spaniu potracił i przewrócił na siebie. Polane ubranie zaczęło płonąć i dopiero silny żar go obudził i wybiegł na dwór z palącym się jeszcze ubraniem”.

Nie są już ważne szczegóły wypadku, który wydarzył się w niedzielę 25 marca 1888 r., ale jego następstwa były tak poważne, że mimo najtroskliwszej opieki lekarskiej Wróblewski zmarł 16 kwietnia.

Śmierć Wróblewskiego wywołała duże wrażenie i jego pogrzeb 19 kwietnia stał się dużą manifestacją uznania i sympatii ze strony młodzieży akademickiej. Zwłoki Wróblewskiego spoczęły w tymczasowym grobie i do grobu stałego zostały przeniesione 11 października 1888 r. W tej smutnej uroczystości uczestniczyła już rodzina zmarłego, matka i brat. Na grobie jest położona płyta z polerowanego granitu z prostym napisem: Zygmunt Wróblewski, profesor Uniwersytetu Jagiellońskiego, ur. w Grodnie 28. X. 1845, zm. w Krakowie 16. IV. 1888 — Cierpiał za Ojczyznę — Zginął dla nauki.

\*

Pragnę wyrazić serdeczne podziękowanie drowi Adamowi Czapli z Krakowa za pomoc przy zbieraniu materiałów archiwalnych.

#### Literatura

- [1] M. Kucharski, „Zygmunt Florenty Wróblewski — szkic o życiu i twórczości w okresie przed skropleniem powietrza”, *Postępy Fizyki* 34, 405 (1983); A. Hryniewicz, A. Szytuła, „Stulecie skroplenia składników powietrza”, *Postępy Fizyki* 36, 41 (1985).

- [2] K. Morawski, „Zygmunt Wróblewski — wspomnienie pośmiertne”, *Przegląd Polski* 383 (1888).
- [3] *Czas*, Nr 18, 24. 1. 1883.
- [4] K. Zakrzewski, „Historia skroplenia składników powietrza”, *Przegląd Techniczny* 72, 411 (1933).
- [5] T. Malarski, „Zygmunt Wróblewski i Karol Olszewski”, *Kosmos* B58, 59 (1933).
- [6] A. Birkenmajer, *Jak polscy fizycy skroplili powietrze*, PZWS, Warszawa 1953.
- [7] K. Mendelssohn, *The quest for absolute zero. The meaning of low temperature physics*, Taylor and Francis Ltd., London 1977; por. także K. Mendelssohn, *Na drodze do zera bezwzględneho*, PWN, Warszawa 1970.
- [8] Archiwum PAN Kraków, Protokoły z posiedzeń Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego za lata 1883–1888.
- [9] T. Estreicher, „Karol Olszewski — w dziesięciolecie śmierci”, *Przegląd Współczesny* Nr 37 (1925).
- [10] Z. Wróblewski, K. Olszewski, *Ann. Phys. Chem.* 20, 243 (1883).
- [11] Archiwum UJ, D–LXVII–3, 4–30.
- [12] T. Piech, S. Fabiani, „Spór o zasługi polskich uczonych”, *Kwart. Hist. Nauki Techn.* 6, 472 (1961).
- [13] Z. Wróblewski, „Wystawa elektryczna w Wiedniu”, *Czas*, Nr 224, 225, 236, 273 (1883).
- [14] Z. Wróblewski, *Ann. Phys. Chem.* 20, 860 (1883).
- [15] Z. Wróblewski, *Compt. Rendus* 97, 30. VII. 1883.
- [16] Z. Wróblewski, *Compt. Rendus* 97, 31. XII. 1883.
- [17] J. Rostafiński, *Wszechświat* 3, 60 (1884).
- [18] Archiwum UJ, D–LXVII–3, 51.
- [19] Archiwum UJ, D–LXVII–3, 62.
- [20] E. Kurzyniec, „O pierwszeństwie skroplenia wodoru w stanie dynamicznym”, *PAU, Prace Komisji Historii Medycyny i Nauk Matematyczno-Przyrodniczych*, tom 3, Nr 4, Kraków 1953.
- [21] Archiwum UJ, D–LXVII–3, 67.
- [22] Archiwum PAN Kraków, PAU I–23, L. 162.
- [23] Z. Wróblewski, *Compt. Rendus* 98, 21. IV. 1884.
- [24] Z. Wróblewski, *Compt. Rendus* 99, 21. VII. 1884.
- [25] Z. Wróblewski, *Ann. Phys. Chem.* 26, 27 (1885).
- [26] B. Rejchman, „Cailletet contra Wróblewski”, *Ateneum* 4, 540 (1885).
- [27] *Goniec Niedzielnny i Świąteczny*, Lwów, 17. V. 1885.
- [28] *Czasopismo Towarzystwa Aptekarskiego* 14, 187 (1885).
- [29] *Bluszcz* 21, 295 (1885).
- [30] *Nowa Reforma*, Kraków Nr 100, 2. V. 1885.
- [31] *Nowa Reforma*, Nr 108, 12. V. 1885.
- [32] *Nowa Reforma*, Nr 109, 13. V. 1885.
- [33] Z. Wróblewski, *Ann. Phys. Chem.* 25, 371 (1885).
- [34] Archiwum prywatne mgra P. Hordyńskiego, Kraków.
- [35] BUJ, korespondencja M. Bobrzyńskiego, Rękopisy 8076 III.
- [36] L. Wachholtz, „Zygmunt Florenty Wróblewski. Szkic historyczny”, *Przegląd Współczesny* 15 (95), 239 (1936).
- [37] E. Dziewulski, „Zygmunt Wróblewski”, *Wszechświat* 7, 338 (1888).
- [38] E. Suess, *Almanach Kaiser. Akad. Wissensch. Wien* 38, 190 (1888).
- [39] S. I. Lamanski, „S. A. Vroblevski”, *Zh. Russk. Fiz. Khem. Obshch.* 20, 6, 215 (1888).

## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

## XII Międzynarodowa Konferencja Amorficznych i Ciekłych Półprzewodników

Kolejna Międzynarodowa Konferencja Amorficznych i Ciekłych Półprzewodników odbyła się w Pradze w dniach 24–28 sierpnia 1987. Większość przedstawionych prac (ok. 75%) dotyczyła zagadnień fizyki i technologii tetraedrycznych materiałów amorficznych (głównie a-Si i jego związków) oraz ich zastosowań.

Właściwości krzemu amorficznego wynikają z dużej gęstości stanów elektronowych w przerwie zabronionej, pochodzących z niewysyconych wiązań lub defektów sieci amorficznej. Poznanie elektronowych i optycznych procesów, związanych z tymi stanami, zwiększyło się ostatnio dzięki określeniu ich rozkładu energetycznego za pomocą takich metod jak: DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy — spektroskopia głębokich pułapek), CPM (Constant Photocurrent Method — metoda stałego fotoprądu), MPS (Modulated Photocurrent Spectroscopy — spektroskopia modulowanego fotoprądu).

Z wielu przedstawionych artykułów wynikało, że jest jeszcze wiele zagadnień do wyjaśnienia jeżeli chodzi o kinetykę wzrostu warstw i strukturę atomową związków a-Si oraz związanymi z nią właściwościami elektronowymi i optycznymi. Poprawa jakości warstw i wzrost szybkości ich narastania są podstawowymi problemami wymagającymi rozwiązania aby można produkować przyrządy z a-Si na skalę masową. Dyskutowano zagadnienia takie jak: chemia plazmy, efekt rozcieńczenia gazów reakcyjnych wodorem i związane z tym reakcje na powierzchni narastających warstw, korelacja pomiędzy wodorem a wprowadzonymi domieszkami. Badano strukturę lokalną sieci krzemu amorficznego domieszkowanego i niedomieszkowanego za pomocą jądrowego rezonansu magnetycznego (NMR), podwójnego rezonansu elektronowo-jądrowego (ENDOR) i anty-stoksowskiej spektroskopii ramanowskiej (Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy). Przedstawiono również nowe metody osadzenia chemicznego z fazy gazowej (CVD) warstw a-Si i jego związków, takie jak HR-CVD (Hydrogen Radical Enhanced CVD — CVD w obecności pierwiastkowego wodoru), ECR-CVD (Electron Cyclotron Resonance CVD-CVD wspomaganie elektro-nowym rezonansem cyklotronowym) i CTL-CVD (Catalytic CVD-CVD wspomaganie katalizą).

Znaczny postęp dał się zauważyć w dziedzinie wytwarzania i badania związków krzemu amorficznego, np.  $a\text{-Si}_x\text{N}_{1-x}$ ,  $a\text{-Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ ,  $a\text{-Si}_x\text{C}_{1-x}$  i materiałów mikrokryształicznych. Wszystkie te materiały mogą być stosunkowo łatwo domieszkowane. Przedstawiono wyniki systematycznych badań właściwości  $a\text{-Si}_x\text{N}_{1-x}$  w szerokim zakresie zmian składu mieszaniny  $\text{NH}_3/\text{SiH}_4$ . Wiele uwagi poświęcono wpływowi wodoru, i fluoru na właściwości warstw  $a\text{-Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ . Ze względu na zastosowania w ogniwach fotowoltaicznych, fotoreceptorach, wyświetlaczach elektroluminescencyjnych i innych przyrządach optoelektronicznych kilka grup przedstawiło porównawcze badania struktury i zawartości wodoru w  $a\text{-Si}_x\text{C}_{1-x}$ .

Wiele uwagi poświęcono badaniom powierzchni warstwy, heterozłączom i supersieciom. Artykuł przeglądowy M. Hirose (Uniwersytet w Hiroszimie) pokazał, jak wiele problemów pozostaje do rozwiązania jeżeli chodzi o stany na powierzchni i w przerwie zabronionej, a także kontakt metal-związki a-Si. Heterozłącza  $a\text{-Si}_x\text{C}_{1-x}/a\text{-Si}$ ,  $a\text{-Si}/a\text{-Si}_x\text{Ge}_{1-x}$  i  $a\text{-Si}/a\text{-Si}_x\text{N}_{1-x}$  budzą duże zainteresowanie ze względu na ich potencjalne zastosowanie w przetwornikach fotowoltaicznych i tranzystorach cienkowarstwowych. Dał się również zauważyć znaczący wzrost zastosowań supersieci związków a-Si np. jako „okna” w ogniwach fotowoltaicznych, elektrody wstrzykujące nośniki i nowego typu bariery Schottky'ego. Zapropo-nowano również nową technologię otrzymywania supersieci  $a\text{-Si}_x\text{C}_{1-x}/a\text{-Si}$  przez CVD wspomaganie pulsującą plazmą i foto-CVD.

Jednym z najbardziej rozpowszechnionych zastosowań krzemu amorficznego są ogniwa fotowoltaiczne. Ich produkcja stanowi 1/3 światowej produkcji ogniw. W chwili obecnej badania koncentrują się nad zwiększeniem sprawności przetwarzania energii słonecznej przez zastosowanie struktur wielozłączowych z użyciem materiałów o różnej szerokości przerwy zabronionej takich jak związki a-Si i materiały polikryształiczne.

Omawiano zagadnienia przyrządów fotowoltaicznych, optymalizację ich struktur, materiały dla struktur wielozłączowych i nowe technologie służące do poprawy sprawności przetwarzania promieniowania słonecznego np. szorstkie kontakty TCO (przezroczyste i przewodzące tlenki), tylne warstwy odbłaskowe, itp.

Zjawisko związane z degradacją parametrów a-Si pod wpływem oświetlenia (efekt Staeblera-Wronskiego) i stabilność ogniw z a-Si są istotnym problemem w rozwoju przyrządów fotowoltaicznych. Podstawowym zagadnieniem jest pochodzenie efektu S-W; w ciągu ostatnich kilku lat wzrosło zrozumienie elektronowych procesów powodowanych oświetleniem i wygrzewaniem materiału. Uważa się, że procesy te powodują powstawanie, po rekombinacji nośników, głębokich metastabilnych defektów. Defekty te wpływają na jakość warstwy niedomieszkowanej, która związana jest z zawartością wodoru i natury struktury sieci amorficznej. Przedstawiono nowe rezultaty badań zmian absorpcji promieniowania podczerwonego, a także zmian ruchliwości nośników na skutek oświetlenia i wygrzewania warstw.

Innym intensywnie rozwijanym zastosowaniem a-Si są tranzystory cienkowarstwowe (TFT) w matrycach adresujących wyświetlacze ciekłokrystaliczne. Powodem tego jest możliwość osadzania jednorodnej warstwy na niekryształicznych podłożach (np. szkło) o dużej powierzchni. Przedstawiono problemy technologiczne (uzyskanie dobrej jakości niskotemperaturowych warstw a-SiN i a-SiO oraz efekty związane z kontaktami metalowymi) przy produkcji takich matryc oraz ich właściwości statyczne i dynamiczne. Przedstawiono telewizor kolorowy z płaskim ekranem ciekłokrystalicznym (9.5 cala) sterowany matrycą TFT z a-Si (640×480 pixeli) o jednorodności i stabilności porównywalnej z konwencjonalnymi telewizorami kolorowymi. Przedstawiono również liniowy kontaktowy analizator obrazu, o długości 21,5 cm, z 2560 elementami obrazowymi otrzymany przez zintegrowanie fototranzystorów cienkowarstwowych z układem multipleksującym na podłożu szklanym.

Przedstawiono również inne zastosowania związków a-Si. Należą do nich warstwy światłoczułe na bębnach kopiarek kserograficznych (CANON), płaskie wyświetlacze elektroluminescencyjne w widzialnym zakresie promieniowania, układy scalone zintegrowane z fotodiodami z a-Si, a także złącze p-i-n z a-Si o dużej szybkości działania.

W konferencji uczestniczyło prawie 600 osób z 35 krajów. Z Polski przyjechało 7 osób, przedstawiono 3 komunikaty. Materiały zostaną opublikowane w *J. Non-Cryst. Solids* 97-98 (1987).

Stanisław Pietruszko

Instytut Mikroelektroniki  
i Optoelektroniki PW  
Warszawa

## XXIV Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej w Karpaczu

Dwudziesta czwarta Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej odbyła się w dniach 13–26 lutego 1988 r. w Karpaczu. Poświęcona ona była przeglądowi metod stochastycznych i ich zastosowań w fizyce. W Szkole wzięło udział 91 uczestników (48 z Polski i 43 z zagranicy). W trakcie Szkoły uczestnicy zagraniczni wygłosili łącznie 35 wykładów, które zajęły 66 godzin. Wykłady szkoleniowe *sensu stricto* wypełniły jedynie 18 godzin. Korzystając z obecności wybitnych specjalistów, polskie środowisko naukowe przedstawiało swoje osiągnięcia na sesjach wieczorowych celem nawiązania dyskusji i kontaktów.

Trudno wyobrazić sobie współczesną fizykę matematyczną bez teorii procesów stochastycznych i teorii prawdopodobieństwa. Idee i metody probabilistyczne są używane na szerokim froncie badań współczesnej fizyki od mechaniki kwantowej po teorię strun. Ze względu na dużą różnorodność zagadnień organizatorzy przyjęli koncepcję zebrania wykładów w następujące grupy tematyczne:

1. *Mechanika statystyczna*. Wykład o charakterze szkoleniowym wygłosił R. L. Dobruszyn (Moskwa) wprowadzając słuchaczy w podstawowe koncepcje mechaniki statystycznej zarówno równowagowej jak

i nierównowagowej. J. Lewis (Dublin) miał 4-godzinny wykład wprowadzający w teorię wielkich odchyłeń oraz ilustrujący ją licznymi zastosowaniami w kwantowej mechanice statystycznej. Teoria ta pozwala podać ściśle rozwiązania dla szeregu modeli typu średniego pola, jak np. model BCS czy model masera sformułowany przez Dickego. A. Verbeure (Leuven) omówił pojęcie spowolnienia krytycznego (*critical slowing down*) w kwantowej mechanice statystycznej oraz podał przykłady ilustrujące teorię. W innym wykładzie, sformułował on równoważne definicje stanu Gibbsa w kwantowej mechanice statystycznej, a także podał model nierozwiązalny, dla którego można udowodnić jedyność stanu granicznego. Przedyskutował także „entropijne” dowody braku spontanicznego łamania symetrii w kwantowej mechanice statystycznej. Zastosowaniom grupy renormalizacyjnej w mechanice statystycznej były poświęcone wykłady R. Kotecińskiego (Praga) i P. Blechera (Moskwa). Kotecki przedstawił zastosowania grupy renormalizacyjnej do opisu przejść fazowych drugiego rodzaju w modelu Isinga. Blecher zanalizował równania grupy renormalizacyjnej na kratach hierarchicznych i wykazał, że rekurencje grupy renormalizacyjnej są w tym przypadku prawie ściśle rozwiąalne. Wokół teorii ergodycznej usytuowane były referaty R. Chanina (Moskwa) i L. Bunimowicza (Moskwa). Chanin rozważał zagadnienia związane z dyfeomorfizmem okręgu. Bunimowicz dyskutował pojawienie się chaosu w prostym modelu typu reakcyjno-dyfuzyjnego. R. L. Dobruszyn przedstawił ideę wprowadzenia równań hydrodynamiki z formalizmu nierównowagowej mechaniki statystycznej. Podobne zagadnienia omawiała G. Nappo (Heidelberg) wychodząc jednakże z prostego modelu procesu Browna z więzami. Przegląd zastosowań teorii spektralnej losowego operatora Schrödingera do teorii rozpraszania na losowych potencjałach a także własności elektrostatycznych układów losowych to treść wykładu L. A. Pastura (Charków). A. Holden (Trondheim) przedstawił problem istnienia kryształu, a także podał niskotemperaturowe rozwinięcie wokół krystalicznego stanu podstawowego.

2. *Mechanika stochastyczna*. E. Carlen (Princeton) miał wykład wprowadzający w podstawowe idee mechaniki stochastycznej w wersji Nelsona. Przedyskutował wariacyjne sformułowania mechaniki stochastycznej. A. Truman (Swansea) w swoim wykładzie wprowadził nowe obserwable, takie jak czas przebywania w obszarze (*sojurn time*) oraz czas pierwszego wejścia w obszar (*hitting time*). Obserwable te nie mają swojego odpowiednika w mechanice kwantowej, a zgodnie z mechaniką stochastyczną mogą być mierzone doświadczalnie. Fakt ten może mieć zasadnicze znaczenie w rozstrzygnięciu kwestii: która z nierelatywistycznych teorii kwantowych (mechanika stochastyczna czy mechanika kwantowa) jest bardziej podstawowa. Ph. Combe (Marsylia) przedstawił sformułowanie mechaniki stochastycznej dającej opis cząstki ze spinem całkowitym.

3. *Metody stochastyczne w kwantowej teorii pola i teorii strun*. S. Albeverio (Bielefeld–Bochum) przedstawił ostatnie osiągnięcia teorii szumów moltiplikatywnych i jej zastosowania do konstrukcji nieabelowych pól cechowania. W dalszej części przedstawił lokalne aspekty geometrii różniczkowej nieskończenie wymiarowej rozmaitości metryk pojawiającej się w teorii strun, a także podjął próbę matematycznego uzasadnienia modelu Liouville’a. E. Seiler (Monachium) omówił nieoczekiwane wyniki symulacji komputerowych pól cechowania na kracie. Symulacje te wskazują na to, że niektóre hipotezy, do tej pory akceptowane, mogą być nieprawdziwe. W. D. Koszmanienco (Kijów) przedstawił czysto euklidesowe (stochastyczne) sformułowanie teorii rozproszeń w kwantowej teorii pola. Z. Haba (Wrocław) podał ściśle rozwiąalną wersję nieliniowych teorii pola (tzw. modeli sigma). Z. Jaskólski (Wrocław) dyskutował globalne aspekty geometrii rozmaitości metryk w teorii strun.

4. *Aspekty matematyczne*. M. Hazenwinkel (Amsterdam) zapoznał słuchaczy z podstawami teorii nieliniowej filtracji procesów stochastycznych. T. Hida (Nagoya) przedstawił metodę funkcjonalów analizowania procesów białego szumu i jej zastosowania w fizyce. W szczególności, metoda ta pozwala uzyskać ścisłą definicję całki Feynmana a także jest wygodna do sformułowania teorii nieskończenie wymiarowych procesów Markowa. T. Arak (Tartu) przedstawił konstrukcję pól Markowa z dyskretną przestrzenią wartości. K. Iwata omawiał problem jedyności jednowymiarowych pól Markowa. Przegląd i nowe wyniki dla dwuwymiarowych pól losowych Markowa podał R. Gierelak (Wrocław). Niekomutatywnej teorii prawdopodobieństwa na przestrzeni Focka były poświęcone wykłady W. Bielawkina (Moskwa) i P. Kree (Paryż). Bogato ilustrowany przegląd zastosowań idei grupy renormalizacyjnej w fizyce zawierał wykład D. Szyrkowa (Moskwa).

Podstawową ideą przyswięcającą organizacji tegorocznej Szkoły było spotkanie naukowców ze Wschodu i Zachodu. Realizacji tego celu sprzyjała większa niż zwykle liczba specjalistów ze Związku Radzieckiego,

co można uznać za jeden z pozytywnych przejawów „pierestrojki”. Drugą ważną cechą tegorocznej Szkoły była obecność licznej grupy „czystych” matematyków, co może być impulsem do bardziej efektywnej współpracy matematyków i fizyków.

Dyrektorem Szkoły był prof. W. Karwowski, obowiązki sekretarzy pełnili mgr P. Morawiec i niżej podpisany.

Materiały Szkoły zostaną opublikowane w wydawnictwie World Scientific w Singapurze.

*Roman Gierelak*

Instytut Fizyki Teoretycznej UW  
Wrocław

## KRONIKA

## Obrady EPS w Dreźnie

W dniach 23—25 marca br. odbyły się w Dreźnie posiedzenia Rady (Council) oraz Zarządu Głównego (Executive Committee) Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS). Posiedzeniom przewodniczył kończący swoją kadencję Prezes EPS, prof. W. Buckel z Karlsruhe.

Wśród tematów poruszanych na posiedzeniach wiele czasu i uwagi poświęcono sprawom finansowym Towarzystwa. Podkreślano niezbyt dobry stan finansów (ceny rosną nie tylko u nas!) i wciąż niezadowalającą liczbę członków indywidualnych (IOM — individual ordinary member) i wynikające stąd niskie sumy pochodzące ze składek członkowskich. Warto przypomnieć, że mimo stosunkowo licznej grupy członków indywidualnych wśród polskich fizyków — żenujący jest fakt, iż składki płacone w złotych praktycznie zupełnie nie mogą być wykorzystane dla celów Towarzystwa. Bank Handlowy w Warszawie odmówił ich konwersji nawet na forinty, co stanowiłoby pożyteczny wkład w funkcjonowanie tzw. Sekretariatu Pomocniczego EPS w Budapeszcie. Jednym z kanałów — częściowego przynajmniej — wykorzystania tych sum mogłoby być dofinansowywanie konferencji, częściowo sponsorowanych przez EPS, a organizowanych w Polsce. Inną możliwość stanowi zorganizowanie w Polsce i finansowanie jednego z kolejnych posiedzeń Rady i Zarządu Głównego EPS. Takie możliwości należy wziąć pod uwagę i próbować je realizować.

W czasie obrad uchwalono kolejną podwyżkę składek członkowskich. Delegaci z Polski — świadomi niewspółmierności wysokości składek (w złotych) do zarobków u nas — głosowali przeciwko podwyżce, ale znaleźli się w znacznej mniejszości.

Wysoką ocenę uzyskała działalność publikacyjna EPS. Do czasopism wydawanych przez Towarzystwo napływają liczne i wartościowe prace i artykuły, co prawda nie ze wszystkich dziedzin fizyki — np. stosunkowo słabo jest reprezentowana fizyka wysokich energii i cząstek elementarnych.

Mimo istotnej selekcji, dokonywanej przez recenzentów (średnio ok. 50% nadesłanych materiałów jest publikowanych) portfel redakcyjny jest pożyteczny i dyskutuje się kolejny wzrost objętości wydawanych periodyków. Nie jest jednak zadowalająca liczba subskrybentów. W Polsce sytuacja jest pod tym względem szczególnie niedobra, co zresztą jest zrozumiałe wobec konieczności opłacania prenumeraty w walucie wymiennej.

Interesującą inicjatywę zasygnalizował delegat z Rumunii. Planowane jest mianowicie wydawanie wspólnego periodyku naukowego w języku angielskim przez Towarzystwa Fizyczne z krajów bałkańskich, z Albanią włącznie oraz z deklarowanym już akcesem Tureckiego Towarzystwa Fizycznego. Autorzy tej inicjatywy spodziewają się osiągnięcia większej integracji fizyków tego regionu.

Sporo uwagi poświęcono sprawie roli i aktywności indywidualnych członków EPS, ich obowiązków, praw i przywilejów. Inicjatorem dyskusji był delegat IOM, prof. D. Stacey z Oxfordu, który zorganizował kuluarową wymianę opinii obecnych w Dreźnie delegatów IOM i wysunął pewne propozycje, zmierzające do podniesienia i uatrakcyjnienia roli członków indywidualnych EPS.

Wobec zakończenia kadencji dotychczasowego Zarządu Głównego EPS, w dniu 25 marca odbyły się wybory prezesa, wiceprezesa oraz członków Zarządu na następną kadencję. Mimo że istnieje możliwość zgłaszania kandydatów niemal do ostatniej chwili, tradycyjnie już wybory nie przynoszą niespodzianek i głosujący z reguły podtrzymują propozycje ustępującego Zarządu. Tak było i tym razem; wyniki wyborów zostały podane w poprzedniej Kronice.

Następne posiedzenie Zarządu Głównego i Rady EPS odbędzie się w Pizie w czerwcu br. Spotkania te będą miały uroczysty charakter ze względu na mijające właśnie 20-lecie istnienia EPS, a zwłaszcza ze względu na jubileusz urodzin i pracy zawodowej prof. G. Bernardiniego — pierwszego prezesa Europejskiego Towarzystwa Fizycznego.

Organizatorem posiedzenia w Dreźnie było Towarzystwo Fizyczne NRD, którego sekretarz, dr D. Hommel (*nota bene* absolwent Wydziału Fi-



zyki Uniwersytetu Warszawskiego, który sprawnie pokonał początkową barierę językową i ukończył studia z bardzo dobrymi wynikami) zadbał o bardzo dobrą organizację i gościnne przyjęcie przez lokalny komitet organizacyjny. Warto tu odnotować życzliwe i pełne wzajemnego taktu, delikatne w swej naturze, oficjalne kontakty fizyków z RFN i NRD. Stanowi to pozytywny przejaw jedności fizyki i jej — jakże ważnej — niezależności od pozanaukowych układów.

Zawiodła tylko pogoda oraz rozczarowały przyjezdnych remonty i wynikająca stąd niedostępność licznych interesujących muzeów i zabytków Drezna, o co — oczywiście — nie sposób winić organizatorów posiedzeń EPS.

*Ewa Skrzypczak*

### Nowy Profesor

Rada Państwa nadała tytuł naukowy profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych Janowi Blinowskiemu (Uniwersytet Warszawski).

Wręczenie nominacji odbyło się 18 kwietnia 1988 r.

### Nagroda Gentnera i Kastlera

Od 1986 r. Francuskie Towarzystwo Fizyczne i Niemieckie Towarzystwo Fizyczne przyznają Nagrodę Gentnera i Kastlera naprzemiennie raz fizykowi niemieckiemu raz francuskiemu.

Laureatem w 1988 r. został prof. André Neveu z CNRS. Wyróżniony został za godny uwagi wkład do teorii cząstek elementarnych, w szczególności za rozwinięcie teorii strun.

Neveu, urodzony w 1947 r. w Paryżu, studiował w Ecole Normale Supérieure i pracował tam dłuższy czas w Laboratorium Fizyki Teoretycznej. W latach 1972—77 był także członkiem Instytutu Studiów Zaawansowanych w Princeton, obecnie jest stałym pracownikiem Oddziału Teorii CERN-u.

Jest jednym z pionierów teorii strun. Trzeba tu wymienić: badania prowadzone wspólnie z J. Scherkiem renormalizowalności modelu Veneziano w przybliżeniu jednopętlowym, model Neveu i Schwarza strun fermionowych (odegrał on zasadniczą rolę w konstruowaniu przez Wessa i Zu-

mino supersymetrycznej teorii pola), opracowanie wspólnie z Dashem i Hasslacherem przybliżenia WKB dla teorii pola (ma to duże znaczenie w kwantowym wariacie teorii solitonów).

*Phys. Bl. 44, No 3 (1988)*

*B. W.*

### Medal Maxa Plancka

Medal Maxa Plancka, najwyższe odznaczenie Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego, otrzymał w 1988 r. Valentine Bargmann za niezmiernie istotne prace na temat grup symetrii w fizyce kwantowej.

Bargmann, urodzony w Berlinie w 1908 r., pochodzi z rodziny żydowskiej, która przed I wojną światową wyemigrowała z Rosji do Niemiec. Studia fizyki rozpoczął na Uniwersytecie Berlińskim. W epoce rządów Hitlera wyemigrował i kończył studia w Zurychu, gdzie pracował pod kierunkiem Wentzla. Potem przeniósł się do USA. W Instytucie Studiów Zaawansowanych w Princeton współpracował z Einsteinem, następnie został profesorem Uniwersytetu w Princeton, gdzie w bliskim kontakcie z Wignerem opracował teorię równań falowych cząstek o dowolnym spinie, analizę reprezentacji rzutowych i jej znaczenia dla fizyki. Bardzo istotną była jego praca o unitarnych reprezentacjach grupy Lorentza.

*Phys. Bl. 44, No 3 (1988)*

*B. W.*

### Nagroda Goepfert-Mayer

Nagrodę Marii Goepfert-Mayer otrzymała w 1987 r. Louise A. Dolan z Uniwersytetu Rockefellera za „prace z teorii cząstek elementarnych, w szczególności za badania algebr Kaca-Moody'ego i zastosowanie wyników do pól Yanga-Millsa i relatywistycznej teorii strun”.

Nagrodę Marii Goepfert-Mayer przyznaje Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne dla uznania i poparcia osiągnięć fizyczek we wczesnych latach ich kariery, oraz aby stworzyć okazję do przedstawienia tych osiągnięć przez publiczne odczyty. Laureatka otrzymuje 2000 dol. nagrody i 3000 dol. na pokrycie kosztów odwiedzenia 4 wybranych przez nią ośrodków, w których wygłasza odczyty.

*Phys. Today 41, No 3 (1988)*

*B. W.*

## Nagroda dla Bella

Medal i Nagrodę Diraca za r. 1988 otrzymał od brytyjskiego Instytutu Fizyki John Bell za wybitny wkład w podstawy mechaniki kwantowej, w szczególności za sformułowanie tzw. nierówności Bella mającej ogromne znaczenie w dyskusji nad niekompletnością mechaniki kwantowej.

Bell urodził się w 1928 r. w Belfaście. Tam ukończył studia fizyki. Doktoryzował się w Birmingham w 1956 r. na podstawie pracy dotyczącej odwrócenia czasu w teorii pola. Pracował później w Uniwersytecie Stanforda w USA i w CERN-ie, prowadząc badania podstaw mechaniki kwantowej.

Jest członkiem Royal Society. Niedawno Cambridge University Press wydała zbiór jego prac zatytułowany *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics*.

*Phys. Bull.* 39, No 3 (1988)

B. W.

## Pamięci Diraca

St. John's College w Cambridge, do którego Dirac należał przez większą część swego życia, uczciło jego pamięć przez ustanowienie dorocznych odczytów. Pierwsze odczyty w 1986 r. wygłosili dwaj laureaci Nagrody Nobla — Richard Feynman i Steven Weinberg. Obaj wykładowcy nie przedstawiali wyników własnych prac, ale zajęli się zagadnieniami podstaw fizyki i istoty praw fizycznych. Odczyty te pt. *Elementary Particles and the Laws of Physics* zostały wydane przez Cambridge University Press. Interesujące fragmenty opublikował *CERN Courier* w zeszycie z kwietnia 1988.

B. W.

## Kongres ICO

W dniach 24—28 sierpnia 1987 odbył się kolejny, 14 Kongres Międzynarodowej Komisji Optyki (ICO). Kongres odbywa się regularnie co trzy lata, za każdym razem w innym państwie, będącym członkiem ICO. Tym razem jego organizacją przypadła w udziale Kanadzie. Zorganizowało go Laboratorium Badań Optycznych i Laserowych Wydziału Fizyki Uniwersytetu Laval'a w prowincji

Quebec. Wsparcia technicznego i finansowego udzieliło Amerykańskie Towarzystwo Optyczne (OSA) i Międzynarodowe Towarzystwo Inżynierii Optycznej (SPIE), które m. in. wydało materiały konferencyjne w formie oddzielnego tomu swych tak popularnych obecnie wydawnictw (*Proceedings of the SPIE*, t. 813). Przewodniczącym Komitetu Naukowego był prof. J. W. Goodman z Uniwersytetu Stanforda, USA, a Komitetu Organizacyjnego prof. S. L. Chin z Uniwersytetu Laval'a.

Tematem Kongresu była „Optyka a epoka informatyki” („Optics and the Information Age”). Tematyka jak zwykle bardzo szeroka i obrady odbywały się w wielu sekcjach: komputery optyczne (optical computing), optyka zintegrowana, światłowodowy, holografia i holografia dynamiczna (four wave mixing), spektroskopia i optyka nieliniowa, solitony i krótkie impulsy, optyczne przetwarzanie informacji, interferometria i metrologia, optyka astronomiczna.

Ta różnorodność tematyczna odziedziczyła się również w referatach plenarnych. Najciekawsze z nich to: „Optyka nieliniowa w komputerach optycznych” — G. Kitrowa, H. Gibbs, N. Peyghambarian z Uniwersytetu w Arizonie (USA); „Teleskopy z dzieloną aperturą i optyką adaptacyjną” — J. M. Beckers z National Optical Astronomy Observatories, Tucson (USA); „Rozpoznawanie obrazów niezmiennicze względem obrotu” — H. H. Arsenault z Uniwersytetu Laval'a; „Obrazowanie w przypadku ograniczonej ilości fotonów” — J. C. Dainty (Nagroda ICO w 1984 roku) z Imperial College w Londynie; „Krótkie impulsy laserowe: zastosowania optyczne” — C. Froehly, CNRS Limoges (Francja); „Nowe osiągnięcia w technologii pamięci optycznych” — Y. Tsunoda z Hitachi Ltd., Tokio; „Realizacja optyczna równoległego zapisu i odtwarzania danych” — P. E. Twerdochleb z Akademii Nauk ZSRR w Nowosybirsku; „Holografia dynamiczna” — S. I. Stepanow (Nagroda ICO w 1985 roku) z Akademii Nauk ZSRR w Leningradzie; „Postępy w optyce zintegrowanej” — R. Normandin, P. C. Houghton z National Research Council w Ottawie.

W Kongresie wzięło udział 395 uczestników z 27 krajów (107 — Kanda, 86 — USA, 64 — Japonia, 19 — Francja, 14 — Chiny Ludowe, 10 — RFN, 11 — Hiszpania, 9 — ZSRR). Polskę reprezentowało 5 osób, z których trzy były w tym czasie na długoterminowych stażach naukowych w Kanadzie.

Jak zwykle w trakcie Kongresu odbyło się walne

zebranie delegatów państw członkowskich ICO. Zostały wybrane nowe władze ICO na najbliższe trzy lata: przewodniczący — J. W. Goodman (USA), były przewodniczący — S. Lowenthal (Francja), sekretarz — J. C. Dainty (Wlk. Brytania), skarbnik — P. Hariharan (Australia), wiceprzewodniczący: H. H. Arsenault (Kanada), M. W. Chang (Tajwan), A. Consortini (Włochy), F. Lanzl (RFN), D. Malacara (Meksyk), J. Peřina (Czechosłowacja).

Kongres był bardzo przyjemnie i sprawnie zorganizowany. Obrady odbywały się w Hotelu Hilton w centrum Quebecu, w salach sąsiadujących z ogromnym holem, wygodnym miejscem na spotkania i dyskusje w mniejszym gronie. Organizatorzy nie zapomnieli również o dodatkowych atrakcjach towarzyskich: przyjęciu inauguracyjnym, przyjęciu u Rektora Uniwersytetu Lavala, bankiecie, na którym rozdano nagrody ICO, wycieczkę rzeką św. Wawrzyńca, „party kukurydzianym” w miasteczku uniwersyteckim. Dobrze przygotowany był również program dla osób towarzyszących.

Następny kongres za trzy lata (17—21 września, 1990) odbędzie się w Berchtesgaden w Bawarii w Republice Federalnej Niemiec.

*Katarzyna Chalasińska-Macukow*

### Stulecie urodzin Sterna

Przed stu laty 17 lutego 1888 r. urodził się Otto Stern. Po studiach, m. in. w Monachium u Sommerfelda, zajął się systematycznymi badaniami kinetyki gazów opracowując metodę wiązek atomowych (dawniej zwanych promieniami atomowymi). Był profesorem Uniwersytetu w Hamburgu. Wspólnie z W. Gerlachem wykazał w 1922 r. (doświadczenie Sterna-Gerlacha) skwantowanie przestrzenne torów elektronowych w atomie i wyznaczył moment magnetyczny protonu. Za te badania przyznano mu Nagrodę Nobla z fizyki dopiero w 1943 r.

W dalszych pracach (1923—33) w Hamburgu wykazał doświadczalnie ugięcie wiązek atomów na kryształach. Stanowiło to (podobnie jak prace Davisona i Germera oraz G. Thomsona nad ugięciem elektronów) potwierdzenie teorii de Broglie'a fal materii.

Po objęciu władzy przez Hitlera, Stern musiał

opuścić Niemcy. Przeniósł się do Stanów Zjednoczonych — najpierw do Instytutu Carnegie w Pittsburghu, a w 1946 r. do Berkeley, gdzie pozostał aż do śmierci w 1969 r.

Z okazji stulecia urodzin Sterna odbyło się w Hamburgu w lutym 1988 uroczyste kolokwium poświęcone jego pamięci i wpływowi jego prac na dalszy rozwój fizyki.

*Phys. Bl. 44, No 3 (1988)*

*B. W.*

### Seminarium Historii Fizyki

IV Seminarium Historii Fizyki odbyło się w Toruniu 19 kwietnia 1988. Zorganizowane zostało przez Komisję Historii Fizyki PTF i przez Bibliotekę Główną UMK. Przewodniczył prof. Roman S. Ingarden.

Od wielu lat Komisja Historii Fizyki PTF stara się pobudzać prace nad tłumaczeniem i komentowaniem *Perspectivae* — składającego się z 10 ksiąg dzieła Witelona, polskiego uczonego, który działał w XIII w. Główny patronat nad tym nietalnym przedsięwzięciem objął Instytut Historii Nauki, Techniki i Oświaty PAN. Wyszył już z druku dwie pierwsze księgi. Niedawno zostały zakończone prace nad tłumaczeniem trzeciej księgi. Prowadził je zespół powołany przy Katedrze Filologii Klasycznej UMK w składzie: dr med. Lech Bieganowski (okulista), doc. Andrzej Bielski (fizyk) i doc. Witold Wróblewski (filolog klasyczny). Trzecia księga zawiera m. in. opis budowy oka, wyjaśnienie mechanizmu powstawania obrazu w oku, procesu widzenia obuocznego, a także pewne aspekty psychologiczne i fizjologiczne widzenia. Omówieniu problemów powstałych przy tłumaczeniu księgi III poświęcony był referat dra L. Bieganowskiego (Toruń), a dr J. Burchardt (Wrocław) porównał pewne przedstawienia tworzenia obrazu w oku przez Witelona i przez Purkynego.

Dalsza część seminarium poświęcona była działalności dwóch uczonych związanych z Toruniem lub z Gdańskiem. Profesor Salmonowicz (Toruń) mówił o Pawle Paterze (1656—1724) — fizyku, astronomie, geografie, drukarzu, wytwórcy przyrządów naukowych i pionierze szkolnictwa technicznego, który w Gimnazjum Toruńskim, a później w Gimnazjum Akademickim w Gdańsku wprowadził do nauczania doświadczenia fizyczne i obserwacje astronomiczne. W długim referacie zaty-

tułowanym „Galileusz, Newton i Fahrenheit — trzy etapy rozwoju pojęcia temperatury” prof. R. S. Ingarden przedstawił życie i działalność Gabriela Fahrenheita (ur. w Gdańsku w 1686 r.) i historię powstawania skal temperatury (Roemer, Newton, Fahrenheit, Réaumur, Celsius, Strömer).

Po południu odbyła się dyskusja okrągłego stołu, prowadzona przez prof. P. Czartoryskiego (IHNTiO PAN) na tematy związane z opracowywaniem i wydawaniem dzieła Witelona.

Materiały seminarium zostały powielone i wydane przez Bibliotekę Główną UMK i Komisję Historii Fizyki PTF.

B. W.

### Gdzie pracują fizycy amerykańscy?

Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne (APS) przeprowadza badania statystyczne dotyczące m. in. zatrudnienia swoich członków. Po opracowaniu wyników ostatnich ankiet okazało się, wbrew ogólnemu mniemaniu, że tylko połowa członków APS prowadzi badania podstawowe lub nauczania fizyki; natomiast 21% zajmuje się zastosowaniami fizyki, a 19% jest zatrudnionych w pracach rozwojowych, inżynieryjnych i w administracji.

Ze względu na swoją formację, fizycy mają umiejętność adaptacji do problemów leżących poza ich wyuczoną specjalnością. Jak wynika z danych zebranych przez Narodową Akademię Nauk, mniej niż 60% wszystkich fizyków kontynuuje badania w dziedzinie, z której robili doktorat. Obserwuje się również pewien, nieduży, napływ niefizyków do prac w dziedzinie fizyki. Co czwarty członek APS zadeklarował się jako niefizyk (są to głównie chemicy i inżynierowie).

Stosunek liczby doktorów fizyki zatrudnionych w wyższych uczelniach do liczby doktorów fizyki pracujących w przemyśle spadł między r. 1973 a r. 1983 z 1,8 do 1,2. Średni wiek członków APS ze stopniem doktora wynosi 45 lat (47 w uczelniach

i 42 w przemyśle). Jest niepokojące, że przeciętny wiek pracowników wyższych uczelni rośnie. Kobiety stanowią tylko ok. 5% wszystkich pracujących fizyków.

Szczegółowy raport komisji APS, badającej te sprawy, ukaże się w jednym z tegorocznych zeszytów *APS Bulletin*.

*Phys. Today* 41, No 3 (1988)

B. W.

### Fizycy na biegunie

W czasie lata antarktycznego 1987/88 zespół z Bartol Research Institute w Delaware (USA) i Uniwersytetu w Leeds (Wlk. Brytania) zainstalował układ detektorów cząstek w stacji Amundsen a i Scotta na Biegunie Południowym. Detektory rejestrują wielkie pęki inicjowane przez fotony nadzwyczaj wysokiej energii (rzędu 100 TeV). Chodzi o uzyskanie informacji o źródłach promieniowania na południowym niebie, w szczególności o supernowej SN 1987a i gwiazdach podwójnych Vela X-1, LMC X-4 i SMC X-1.

Ponieważ układ detekcyjny umieszczony został na osi obrotu Ziemi, badany obiekt może być widziany pod tym samym kątem zenitalnym przez 24 godz. na dobę. Ponadto korzystne jest, że stacja znajduje się na wysokości 2400 m n.p.m., więc droga cząstek przez atmosferę jest o tyle krótsza.

Urządzenie składa się z 16 plastikowych detektorów scyntylicyjnych, każdy o powierzchni 1 m<sup>2</sup>, tworzących sieć o stałej 30 m. Analiza czasowa impulsów z różnych detektorów pozwala na wyznaczenie kierunku osi kaskady z dokładnością do 1°.

W czasie instalowania urządzenia było dość ciepło — tylko od -20°C do -45°C, natomiast w czasie zimy antarktycznej trzeba się liczyć ze spadkiem temperatury do -80°C. Do obsługi urządzenia pozostanie na zimę doktorant Nigel Smith, dla którego jedynym połączeniem ze światem będzie sieć komputerowa agencji NASA.

*CERN Courier* 28, No 3 (1988)

B. W.

## ERRATA

W sprawozdaniu z XXIX Zjazdu Fizyków Polskich (*Postępy Fizyki* 39, zesz. 3 (1988)) został pominięty wykład plenarny prof. S. Szpikowskiego „Symetria w fizyce jądrowej“, za co bardzo przepraszam referenta i czytelników *Postępów Fizyki*.

*Stanisław Michalak*

Przewodniczący Komitetu Organizacyjnego  
XXIX Zjazdu Fizyków Polskich

## KALENDARZ IMPREZ

Informacje 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 1989

21—24 lutego 1989, Warszawa

**5th Symposium on Optical Fibres and Their Applications.** Komitet Elektroniki i Telekomunikacji PAN, Instytut Telekomunikacji, Politechnika Warszawska. Dr R. S. Romaniuk, Inst. Podstaw Elektroniki PW, Nowowiejska 19, 00-665 Warszawa.

Z: grudzień 88, A: grudzień 88, ang.

8—12 maja 1989, Warszawa

**Interferometry '89—100 Years Michelson: State of Art and Applications.** Sekcja Optyki SIMP, i Ośrodek Doskonalenia Kadr SIMP, Małgorzata Sochacka, Centralne Laboratorium Optyki Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa.

22—27 maja 1989, Piechowice

**13th Internat. Seminar on Surface Physics.** Inst. Fizyki Doświadczalnej Uniw. Wrocławskiego. Dr Antoni Ciszewski, IFD UWr., Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław, tel. 22 66 71, w. 30, tlx 071 2791 uwr.

Z: 15. 3. 89, A: 15. 3. 89, P, U: 120, ang., O: ok. 20 000 zł

28 sierpnia — 1 września 1989, Kraków

**12th Internat. Congress of X-ray Optics and Microanalysis (12 XCOM).** Instytut Metalurgii AGH, Al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków, tel. 33 76 13.

ang.

11—15 września 1989, Warszawa

**XXV Jubileuszowy Zjazd Fizyków Polskich.** Polskie Towarzystwo Fizyczne, Oddział Warszawski. Prof. M. Grynberg, IFD UW, Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel. 28 30 31, w. 134 lub 28 76 49, tlx 81 55 48 uwphy.

Z: 31. 12. 88, O: 2600 zł (dla członków PTE 1900 zł).

20—22 września 1989, Łódź

**Internat. Symposium on Electromagnetic Fields in Electrical Engineering (ISEF).** Inst. Maszyn Elektrycznych i Transformatorów Pol. Łódzkiej, Stefanowskiego 18/22, 90-924 Łódź.  
ang.

#### SZKOŁY 1989

26 lutego — 5 marca 1989, Karpacz

**XXV Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Całkowanie funkcjonalne, geometria i struny.** Inst. Fizyki Teoret. Uniw. Wrocławskiego. Doc. Zbigniew Haba, IFT UWr., Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław.  
Z: 30. 11. 1988, P, U: 100, ang.

23—27 maja 1989, Gdańsk

**4th Spring School on Acousto-Optics and its Applications.** Uniwersytet Gdański. Prof. A. Śliwiński, IFD UG, Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk.  
A: 31. 3. 89, U: 80, ang.

19—26 września 1989, Szczyrk

**13th Internat. School of Theoretical Physics.** Inst. Fizyki Uniw. Śląskiego. Doc. Marek Zrałek, Zakład Fizyki Teoretycznej, IF UŚ, Uniwersytecka 4, 40-007 Katowice, tel. 58 82 11, 58 24 41, 58 72 31, w. 177, 443, 409.  
P, U: 60, ang.

## NOWE KSIĄŻKI

A. L. Fetter, J. D. Walecka, *Kwantowa teoria układów wielu cząstek*, z jęz. angielskiego tłum. Andrzej Popielkiewicz i Edward Szczepaniak, wyd. II, PWN, Warszawa 1988, s. 558, nakład 1500 egz., cena zł 660.—

Antoni Grodzicki, *Symetria cząsteczek a ich widma oscylacyjne*, [skrypt], PWN, Warszawa 1988, s. 88, nakład 1200 egz., cena zł 100.—

Roy McWeeny, *Coulsona wiązania chemiczne*, z jęz. angielskiego tłum. Andrzej Senatorski, PWN, Warszawa 1987, s. 446, nakład 3000 egz., cena zł 570.—

## OGŁOSZENIE •

Biblioteka Instytutu Fizyki Molekularnej PAN posiada rocznik czasopisma *Physical Review B: Condensed Matter*, 1987 (t. 35 i 36) — do wymiany lub na sprzedaż.

Oferty prosimy składać pod adresem: IFM PAN, ul. Smoluchowskiego 17/19, 60-179 Poznań.



## 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 przegląduwy i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki* 24, 701 (1973); 33, 299 (1982).

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

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

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

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

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

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

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

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

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

[2] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, t. 1, Benjamin, New York 1959, str. 100.

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

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

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

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamówić odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1—16 s. wynosi zł 80.—

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

**POSTĘPY FIZYKI**  
(dwumiesięcznik)

*Warunki prenumeraty na r. 1989*

Cena prenumeraty: półrocznie zł 600.—  
rocznie zł 1200.—

Prenumeratę krajową i za granicę przyjmuje się:

**do dnia 10 listopada** na I półroczu roku następnego i cały rok następny.—

**do dnia 1 czerwca** na II półroczu roku bieżącego.

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

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę (która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej dla zleceniodawców indywidualnych i o 100% dla instytucji i zakładów pracy) pocztą zwykłą przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto PKO BP XV OM Warszawa, nr 1658-201045-139-11.

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 następny, otrzymują 25% zniżki.

**INFORMATION FOR SUBSCRIBERS**

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.

## SPIS TREŚCI

A. Oleś — Metody badania magnetyzmu powierzchni ciała stałego . . . . .	391
R. P. Feynman — Komputery kwantowe (tłum. <i>Z. Ajduk</i> ) . . . . .	411
ROZNE	
C. P. Enz — Rola przestrzeni i problem lokalizacji w fizyce współczesnej (w szczególności tak, jak je widział Wolfgang Pauli) (tłum. <i>R. Trautman</i> ) . . . . .	433
A. Sjölander — Od Boltzmana do fizyki statystycznej dnia dzisiejszego (tłum. <i>M. Dudyński i M. Ekiel-Jeżewska</i> ) . . . . .	449
WSPOMNIENIA	
M. Kucharski — Zygmunt Florenty Wróblewski — w stulecie śmierci . . . . .	455
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI . . . . .	469
KRONIKA . . . . .	473

## CONTENTS

A. Oleś — Methods for the Investigation of Solid State Surface Magnetism . . . . .	391
R. P. Feynman — Quantum Mechanical Computers . . . . .	411
MISCELLANEA	
C. P. Enz — The Role of Space and the Problem of Localization in Modern Physics (in Particular, as Viewed by Wolfgang Pauli) . . . . .	433
A. Sjölander — From Boltzmann to Present Day Statistical Physics . . . . .	449
RECOLLECTIONS-ANNIVERSARIES	
M. Kucharski — Zygmunt Florenty Wróblewski (Centenary of His Death) . . . . .	455
MEETINGS AND CONFERENCES . . . . .	469
CHRONICLE . . . . .	473