
PTF

**DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ**

POSTĘPY FIZYKI

**TOM 39
ZESZYT 6
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 ŚWIĘCKI (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 (Katowice)

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 DEMBIŃSKI (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 6

P A Ń S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E
1988

RADA REDAKCYJNA

Iwo Białyński-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)
doc. 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+96 egz. Ark. wyd. 9,5. Ark. druk. 6²/₁₆ + 5 wkl. Papier offset. kl. III,
80 g. Oddano do składania w czerwcu 1988. Podpisano do druku w grudniu 1988.

Druk ukończono w grudniu 1988.

Zam. 345/88

Cena zł 150.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego Kraków, ul. Manifestu Lipcowego 13

Cao Long Van

Zakład Fizyki Teoretycznej
Polskiej Akademii Nauk
Warszawa

Marek Trippenbach

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Wielofotonowa jonizacja powyżej progu

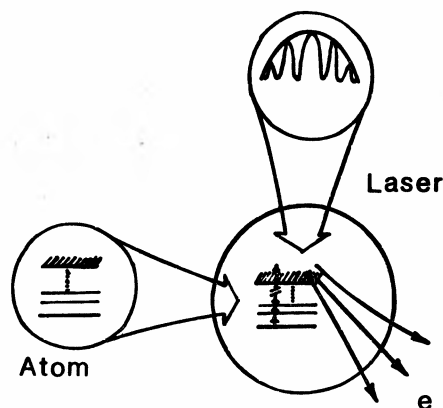
Multiphoton Ionization Above Threshold

Abstract: Experimental and theoretical considerations about the ionization above threshold are reviewed.

1. Wstęp

Narodziny lasera zapoczątkowały nową erę w fizyce atomowej. Jego specyficzne własności (monochromatyczność, duże natężenie emitowanego światła...) oraz możliwość precyzyjnego przestrajania w szerokim zakresie parametrów wciąż umożliwiają uzyskiwanie nowych zaskakujących wyników. Całkiem niedawno, bo w 1983 r., dzięki zastosowaniu laserów wielkiej mocy udało się zaobserwować ciekawy efekt nazwany wielofotonową jonizacją powyżej progu. Nazwa ta pochodzi z terminologii angielskiej: Above Threshold Ionization, w skrócie ATI. Aby wyjaśnić na czym to zjawisko polega, posłużymy się rys. 1. Wyobraźmy sobie atom, który, abstrahując od całej jego złożonej struktury, będziemy dla uproszczenia traktować tak, jak gdyby miał tylko jeden elektron. Na początku ten elektron znajduje się w stanie podstawowym. Atom ten zostaje oświetlony wiązką światła laserowego o częstotliwości ω_L . Częstota ta została tak dobrana, że w celu pokonania bariery jonizacyjnej potrzebna jest energia kilku fotonów (np. 6 lub 12). Równocześnie musimy zadbać o to, by żaden ze stanów pośrednich nie znalazł się w „wielofotonowym rezonansie” ze stanem podstawowym, tzn. aby żadna wartość energii pośrednich stanów dyskretnych nie była zbyt bliska wartości $E_0 + n\hbar\omega_L$, gdzie E_0 jest energią stanu podstawowego, a n jest dowolną liczbą naturalną. W opisanych warunkach (jak się zdaje) nie ma właściwie nic szczególnego. Tym niemniej, podczas przeprowadzenia tego typu eksperymentu w kilku laboratoriach zauważono, że elektrony z jonizacji opuszczające obszar oddziaływania ze światłem, unosiły energię o wartościach silnie skupionych wokół $E_n = E_0 + m\hbar\omega_L$ (gdzie m musi być na tyle duże, żeby $E_n > 0$), co oznacza, że widmo energetyczne tych elektronów przedstawiało sobą zbiór dobrze rozdzielonych maksimów linii odpowiadających pochłonięciu odpowiedniej liczby fotonów. Widzimy zatem, że w polu lasera o dużym natężeniu ($10^{12} - 10^{13} \text{W/cm}^2$)

elektron jest w stanie pochłoniąć więcej fotonów niż jest to niezbędnie potrzebne do uwolnienia się z atomu. Dalsze badania ujawniły, że wraz ze wzrostem intensywności promieniowania laserowego wysokości kolejnych wierzchołków nie maleje, a maksimum obwiedni przesuwa się w stronę wyższych energii. Możemy powiedzieć teraz, że elektron nie tylko może pochłoniąć dodatkowe fotony, ale nabiera na to coraz większej „chęci”. Ten ostatni efekt zwany w angielskiej literaturze *peak switching* w swej ekstremalnej postaci manifestuje się znikaniem pierwszych kilkudziesięciu wierzchołków w ogóle.



Rys. 1. Schemat doświadczenia z wielofotonowej jonizacji powyżej progu.

Z punktu widzenia opisu teoretycznego zjawisko to przedstawia się dosyć interesująco. Po pierwsze dlatego, że istnieje bardzo niewiele do końca rozwiązywalnych modeli opisujących układy, które zawierają równocześnie potencjał periodyczny w czasie oraz stacjonarną strukturę „atomową”. Wprawdzie zawsze w takich sytuacjach z pomocą przychodzi tu rachunek zaburzeń, ale co najmniej z dwóch powodów jego zastosowanie w tym przypadku jest utrudnione: po pierwsze w zjawisku niebagatelną rolę odgrywa widmo ciągłe, po drugie osiągnięte moce lasera zdają się przekraczać zakres stosowalności niskich rzędów rachunku perturbacyjnego. Dlatego zwrócono szczególną uwagę na modele nieperturbacyjne. Powstało ich wiele, często o różnych od siebie założeniach upraszczających, zależnie od tego jakie aspekty zjawiska mają one opisywać. Zwrócono uwagę, że konkretne warunki w jakich eksperymenty są przeprowadzone każą też uwzględnić efekty związane z przestrzennym rozkładem impulsu laserowego (siła ponderomotoryczna, patrz rozdz. 2) oraz z oddziaływaniem między sobą różnych atomów, oraz atomów z elektronami (przestrzenny rozkład ładunków).

Zauważmy na koniec tego bardzo pobieżnego wstępu, że najlepszym (przynajmniej z punktu widzenia teorii) atomowym „kandydatem” do przeprowadzenia porównań między wynikami eksperymentalnymi i opisem teoretycznym jest wodór. Ma on najprostszą i najdokładniej znaną strukturę energetyczną. Od pewnego czasu przy udziale polskich fizyków są prowadzone prace nad skonstruowaniem modelu możliwie najpełniej (bez użycia dodatkowych parametrów) opisującego nieperturbacyjne oddziaływanie fali laserowej z elektronem znajdującym się pod działaniem pola kolombowskiego. Niestety,

ze względu na trudności związane z wytwarzaniem wodoru atomowego tylko nieliczne laboratoria podjęły próbę przeprowadzenia eksperymentów wielofotonowej jonizacji powyżej progu z tym właśnie pierwiastkiem.

Panuje przekonanie, że w chwili obecnej zarówno w teorii jak i w eksperymencie dokonano tak znacznego postępu, że lada dzień wspomniane porównanie zaowocuje zgodnością rezultatów.

2. Badania doświadczalne

Proces ATI z natury należy do szerokiej klasy efektów wielofotonowych, m. in. jest szczególnym przypadkiem jonizacji wielofotonowej znanej już od lat sześćdziesiątych [4, 5]. Ponad dziesięć lat temu na łamach tego czasopisma ukazał się pierwszy artykuł przeglądowy na ten temat [12]. Pierwsze eksperymenty były wykonane przez Abella [30]. W latach siedemdziesiątych badanie jonizacji wielofotonowej ograniczało się do pomiaru zależności całkowitego prawdopodobieństwa jonizacji od natężenia i długości fali światła laserowego, jak również do pomiarów dotyczących własności statystycznych samego procesu jonizacji. Dopiero na początku lat osiemdziesiątych, dzięki zastosowaniu nowoczesnych spektrometrów elektronowych, zaczęto badać widmo energetyczne elektronów z jonizacji oraz ich rozkłady kątowe.

2.1. Typowy układ doświadczalny

W typowym doświadczeniu jonizacji wielofotonowej zespół atomowy naświetlano silnymi krótkimi impulsami światła. Badano zarówno wyprodukowane jony jak i wyzwolone elektrony. Komora próżniowa, w której odbywa się jonizacja jest starannie pompowana (zwykle do ciśnienia 10^{-6} – 10^{-8} Torr), aby uniknąć efektów związanych z przestrzennym rozkładem ładunków oraz wyeliminować niekontrolowane tło jonów i elektronów oraz zderzenia między nimi.

2.1.1. Detekcja elektronów

Skoncentrujemy się na detekcji i badaniu wylatujących elektronów ponieważ w dalszym ciągu w zjawisku ATI tylko one są brane pod uwagę. Elektrony powstające w wyniku jonizacji wielofotonowej mają energię od ułamków elektronowolta do kilkudziesięciu elektronowoltów. Elektrony są cząstkami lekkimi, dlatego bardzo szybko opuszczają obszar oddziaływania (np. elektron o energii jednego elektronowolta ma prędkość 10^6 m/s). Każdy elektron jest scharakteryzowany prędkością i kierunkiem wylotu. Tak więc w celu badania tych elektronów dokonywano selekcji ich trajektorii i mierzono czas dotarcia do detektora. Pomagają w tym stałe pola zewnętrzne działające w pewnych obszarach komory próżniowej.

Kiedy elektrony opuszczają obszar oddziaływania, możliwe jest badanie ich widma energetycznego i rozkładów kątowych. Widmo elektronowe jest mierzone głównie dwoma rodzajami spektrometrów. Spektrometr czasu przelotu (time-of-flight spectrometer) jest długą rurką umieszczoną w obszarze bez pola z detektorem montowanym w jej końcu. Elektron wpadający do spektrometru w chwili $t = 0$ z energią E będzie rejestrowany przez detektor po czasie $t = L(m/2E)^{1/2}$, gdzie L jest długością rurki, a m jest masą elektronu

(prędkość elektronu jest duża, ale jeszcze mieści się w obszarze stosowalności wzoru nie-relatywistycznego $E = mv^2/2$). Tak więc widmo energetyczne może być wyznaczone przez rejestrację czasów przelotu. Innym typem spektrometru jest sferyczny analizator elektronowy (spherical sector electron analyser [9]), służący do rejestracji elektronów należących do każdego wierzchołka w widmie energetycznym. To urządzenie składa się z dwóch elektrod w postaci koncentrycznych półsfery. Napięcia przykładane do tych elektrod są tak zsynchronizowane, aby tylko elektrony o określonej prędkości początkowej mogły przechodzić przez spektrometr. Zbyt szybkie bądź zbyt wolne elektrony są zatrzymywane przez wewnętrzną lub zewnętrzną elektrodę.

Innym ważnym doświadczeniem, które dostarcza nam wielu informacji o układzie atomowym, jest pomiar rozkładu kąтового wylatujących elektronów. Obserwacja tego rozkładu, jest prowadzona w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku propagacji światła tak, aby detektor znajdował się jak najdalej od ogniska wiązki laserowej, a kąt jest mierzony między płaszczyzną polaryzacji padającego światła i kierunkiem ustawienia detektora. W przypadku rezonansów pośrednich, to znaczy wtedy, gdy energie pośrednich stanów dyskretnych znajdują się w otoczeniu wartości $E_0 + n\hbar\omega_L$, gdzie E_0 jest energią stanu podstawowego, rozkłady kątowe dostarczają nam informacji nie tylko o funkcjach falowych stanu podstawowego i stanów w widmie ciągłym, lecz również o funkcjach falowych stanów pośrednich. Dzięki „rezonansowi pośredniemu” proces jonizacji odbywa się w sposób stopniowy tak, że nie jest potrzebne tak duże natężenie światła, jak w przypadku czystego ATI. W tym zjawisku (gdy nie ma rezonansu pośredniego), elementy macierzowe przejścia są tak małe, że musimy korzystać z bardzo silnej wiązki światła ($10^{12} - 10^{14} \text{W/cm}^2$) aby cokolwiek zaobserwować. W zakresie dużych natężeń światła istotne staje się odpychanie fotoelektronów od ogniska (centrum) wiązki laserowej poprzez tzw. potencjał ponderomotoryczny, o którym wspominaliśmy we wstępie. Elektrony opuszczające obszar objęty wiązką laserowego światła o natężeniu I oraz częstości ω_L przechodzą przez obszar niejednorodnego potencjału i ulegają nieelastycznemu rozpraszaniu, a ich energia kinetyczna wzrasta o wartość $e^2 I / 4m\omega_L^2$. Efekt ten może zniekształcić rozkłady kątowe charakteryzujące elektrony bezpośrednio po jonizacji. Doświadczenia pokazały, że wpływ tego efektu na rozkład kątowy fotoelektronów może być bardzo duży, a nawet dominujący [7].

W opisanych wyżej urządzeniach do detekcji, liczba rejestrowanych elektronów jest raczej mała, ponieważ elektrony obserwuje się tylko wtedy, gdy ich wektor prędkości znajduje się w kącie bryłowym, skierowanym do powierzchni otworu, przez który dokonuje się obserwacji. Aby poprawić efektywność pomiaru, przykładana jest niejednorodne zewnętrzne pole magnetyczne [10]. Linie sił tego pola rozbiegają się z obszaru oddziaływania, stając się równoległe w obszarze, gdzie jest ono słabe. W końcu tego obszaru znajduje się detektor. Wlatujące elektrony poruszają się po linii śrubowej wzdłuż linii pola magnetycznego, przy czym ich energia kinetyczna w trakcie ruchu nie ulega zmianie. W obszarze niejednorodnego pola, składowa poprzeczna prędkości zostaje zredukowana i wszystkie elektrony z dodatnią składową prędkości wzdłuż osi z osiągną strefę słabego pola. Ich wektory prędkości znajdują się w małym kącie bryłowym wyznaczonym przez kąt odchylenia lotu elektronów od osi z, który oznaczamy przez θ_M . Jest on zdefiniowany następująco:

$$\sin\theta_M = (B_f/B_i)^{1/2},$$

gdzie B_i jest natężeniem silnego pola w obszarze oddziaływania, a B_f jest natężeniem słabego pola tuż przed detektorem. Tak więc obszar słabego pola magnetycznego działa w zasadzie jak spektrometr czasu przelotu.

We wstępie wspominaliśmy o jeszcze jednym ważnym zjawisku towarzyszącym ATI, które w literaturze zyskało nazwę „efektu ładunku przestrzennego”. Jest ono związane z faktem, że jony i elektrony pochodzące z wcześniej zjonizowanych atomów, pozostające jeszcze w obszarze jonizacji, wytwarzają przestrzenny rozkład ładunku, który silnie wpływa na dalszy przebieg jonizacji, np. modyfikując trajektorie rejestrowanych w detektorze elektronów. Najprostszym remedium jest w tym przypadku oczywiście zmniejszenie gęstości atomów w wiązce bądź obniżenie ciśnienia par gazu w zależności od rodzaju eksperymentu. Jednocześnie jednak zmniejsza to drastycznie ilość rejestrowanych elektronów, co pociąga za sobą potrzebę stosowania bardziej wyrafinowanych metod detekcji [11].

2.1.2. Wiązka lasera

Przypuszcza się, że zależności natężenia wiązki światła laserowego od czasu i położenia faktoryzują się, to znaczy w dowolnym punkcie r wiązki światła, natężenie pola może być przedstawione w postaci

$$I(r,t) = I_M g(r) f(t),$$

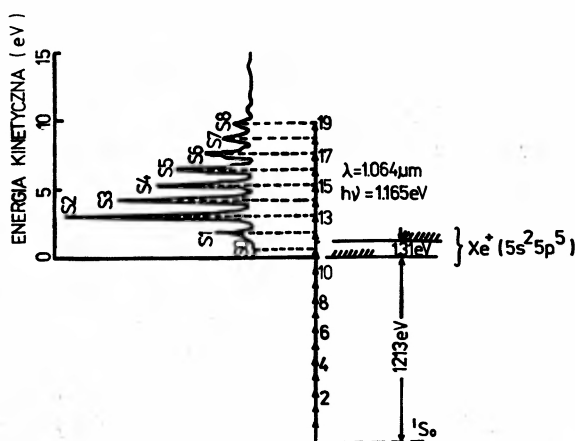
gdzie I_M jest maksymalnym natężeniem w czasie i przestrzeni tak, że maksymalna wartość g i f równa się 1. Powyższe założenie o faktoryzacji natężenia jest zwykle dobrze spełnione w doświadczeniach, lecz funkcje f i g mogą zmieniać się od impulsu do impulsu. Spowoduje to np. niestabilność maksymalnego natężenia I_M . Sama funkcja g też może się zmieniać, zwłaszcza przy bardzo dużych natężeniach promieniowania laserowego, jakie stosuje się w doświadczeniach jonizacji wielofotonowej. Wtedy długość ogniskowa może się zmieniać z powodu różnych procesów nieliniowych powstałych w optycznych przyrządach. Jak wiadać, stabilność wiązki laserowej sprawia wiele kłopotów, choć w ostatnich latach postęp jest wyraźny.

W większości eksperymentów z jonizacją wielofotonową stosuje się laser neodymowy, laser rubinowy lub lasery barwnikowe. Światło lasera neodymowego ma natężenie w granicach $10^9 - 10^{15} \text{ W/cm}^2$. Produkuje on fotony o energii 1.17 eV i ma mały zakres strojenia między 10520 i 10650 Å. Dlatego jest stosowany do badania 4-fotonowej jonizacji atomów cezu, 11-fotonowej jonizacji atomów ksenonu, 22-fotonowej jonizacji atomów helu i jonizacji atomów szeregu innych pierwiastków. Pole fali elektrycznej promieniowania lasera neodymowego często przewyższa pole elektryczne wewnątrz atomów. Laser rubinowy produkuje fotony o energii 1.78 eV i może być przestrajany tylko w niewielkim zakresie częstości. Tak więc lasery neodymowe lub rubinowe służą badaniu tylko przejść odpowiadających wielokrotnościom częstości światła lasera lub jego harmonicznym, co ogranicza możliwości badania jonizacji wielu ciekawych pierwiastków. Odkrycie na początku lat siedemdziesiątych przestrajanych laserów barwnikowych o dużym natężeniu promieniowania likwiduje to ograniczenie otwierając nową erę w dziedzinie badania efektów wielofotonowych.

2.2. Wyniki doświadczalne

Pierwsze sygnały dotyczące zjawiska ATI pochodziły z prac Agostiniego i współpr. [1], a później Kruit i współpr. [2]. Omówimy szczegółowo wyniki pracy [2], ponieważ jako pierwsza zawiera ona główne cechy widma energetycznego zjonizowanych elektronów w ATI.

W doświadczeniu naświetlano atomy ksenonu (Xe) impulsami z lasera Nd-YAG o natężeniu 10^{13}W/cm^2 i długości fali 1064 nm . Czas trwania impulsu wynosi 10 ns . Atom ksenonu ma dwa potencjały jonizacji, jak pokazano na rys. 2 (przejścia $^1S_0 \rightarrow ^2P_{1/2}$ oraz $^1S_0 \rightarrow ^2P_{3/2}$). Wierzchołki odpowiadające jonizacji 11-, 12-, 13-, ...-fotonowej również są przedstawione schematycznie na rys. 2.

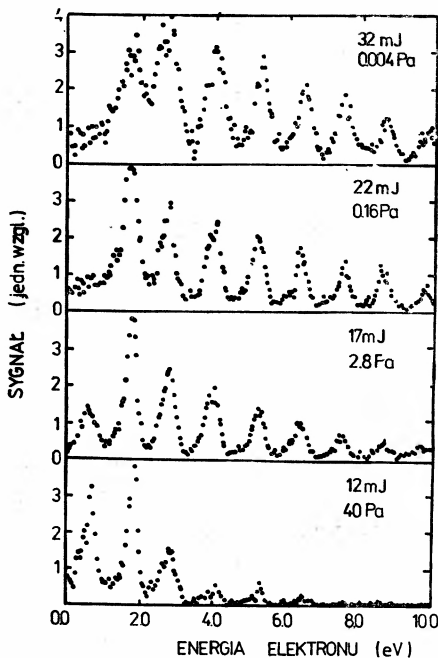


Rys. 2. Widmo energetyczne atomu ksenonu oraz wierzchołki odpowiadające jonizacji 11-, 12-, 13-, ...-fotonowej powyżej progów.

Absorpcje dodatkowych fotonów w obszarze widma ciągłego dawały dwie serie linii w widmie. Trochę to skomplikowało obserwację. Gdyby jednak zastosować jakieś inne atomy o jednym niższym potencjale jonizacji (np. Cs) jako tarcze, nasycenie jonizacji nastąpiłoby już przy takim natężeniu światła, dla którego prawdopodobieństwo absorpcji dodatkowego fotonu wynosi zaledwie 1%. Zmniejszyłoby to efektywność obserwacji. Poza tym doświadczenia pokazały, że tylko stan $^2P_{3/2}$ (patrz schemat na rys. 2) daje znaczący wkład do widma fotoelektronów.

Wyniki obserwacji (rys. 3) pokazują podstawowe cechy widma energetycznego elektronów w ATI:

- 1) Istnieją wyraźne wierzchołki odpowiadające absorpcji dodatkowych fotonów w kontinuum.
- 2) Kiedy natężenie lasera wzrasta, następuje „przesuwanie” maksimum obwiedni wierzchołków w stronę coraz większych energii. To zjawisko szczególnie silnie manifestuje się w eksperymentach grupy z Saclay [23], w których obserwuje się zniknięcie nawet około 30 pierwszych wierzchołków!



Rys. 3. Widmo energetyczne wylatujących elektronów w procesie ATI dla ksenonu.

Wydawałoby się, że efekt „przesuwania” maksimum obwiedni wierzchołków mógłby być zrozumiany w ramach tradycyjnej teorii zaburzeń. Otóż, wiadomo, że według tej teorii [6] prawdopodobieństwo jonizacji wskutek absorpcji $S = N_0 + N$ fotonów, gdzie N_0 oznacza minimalną liczbę fotonów potrzebnych do jonizacji, N — liczbę dodatkowych absorbowanych fotonów, jest proporcjonalne do S -tej potęgi natężenia pola

$$W^{(S)} = \sigma_S I^S, \quad (2.1)$$

gdzie σ_S jest uogólnionym przekrojem czynnym mierzonym w $\text{cm}^{2S} \text{s}^{S-1}$ gdy strumień fotonów wyraża się przez (liczba fotonów)/ $\text{cm}^2 \text{s}$. Nawet w najniższym rzędzie rachunku zaburzeń bardzo trudno obliczyć ten przekrój czynny, gdyż zawiera on nieskończone sumy elementów macierzowych przejścia [24]. Z (2.1) moglibyśmy wywnioskować, że kiedy natężenie pola jest większe, wierzchołki z większą wartością S będą wyższe niż wierzchołki z niższą wartością S . Stosując tę teorię do obszaru natężeń stosowanych w pracy [2] otrzymalibyśmy jakościowo „dobre wyniki”. Patrząc jednak na rys. 3 widzimy np. całkowite zniknięcie wierzchołka dla $S = 11$, natomiast sąsiedni wierzchołek odpowiadający $S = 12$ raptem jest najwyższy w widmie! Ze wzoru (2.1) widzimy, że w ramach teorii zaburzeń, człony wyższego rzędu dająby wkład do S -fotonowego wierzchołka w porównalnym stopniu jak do $(S+1)$ -fotonowego. W wyniku tego S -ty wierzchołek też musiałby być wysoki, a to jest w sposób widoczny sprzeczne z wynikiem obserwacji. Wniosek może być tylko jeden; przy tej intensywności lasera rachunek zaburzeń się załamuje!

Jeszcze wyraźniej widzimy to załamanie mierząc tzw. *efektywny stopień nieliniowości* zdefiniowany następująco:

$$\kappa = d(\log W^{(S)})/d(\log I). \quad (2.2)$$

Gdyby wzór (2.1) był prawdziwy, κ musiałoby zależeć liniowo od S . Wyniki eksperymentalne przedstawione w tab. 1 wyraźnie temu zaprzeczają!

Zaobserwowano również rozkład kątowy wylatujących elektronów. Pierwsze wyniki doświadczalne były opublikowane w pracy [7]. Badano również wpływ polaryzacji światła laserowego na widmo energetyczne i rozkład kątowy fotoelektronów [8].

Tabela 1. Porównanie między liczbą fotonów S i efektywnym stopniem nieliniowości κ

S	11	12	13	14	15	16	17	18	19
κ	7.7	10.0	10.2	10.4	10.8	10.5	10.6	10.5	10.8

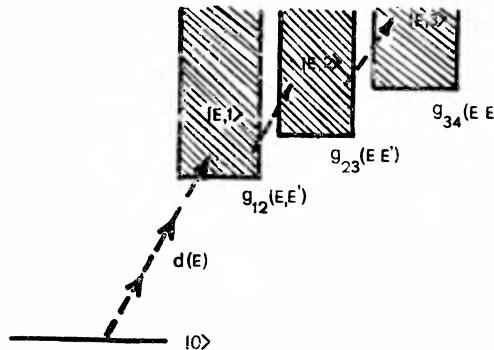
Wszystkie wymieniane wyżej prace były prowadzone z ksenonem. Jak podkreśliliśmy na wstępie, eksperyment z wodorem byłby bardzo ciekawy z punktu widzenia ewentualnego porównania wyników teorii i eksperymentu. Atom wodoru jest najprostszym atomem, którego struktura atomowa jest dobrze znana. Poza tym istnieje już wiele obliczeń (nawet nieperturbacyjnych) poświęconych ATI dla tego pierwiastka. W doświadczeniu z wodorem eksperymetatorzy spotkają szereg dodatkowych trudności w porównaniu z doświadczeniem z ksenonem. Są one związane z oddzieleniem wodoru atomowego od cząsteczek H_2 . W dodatku przekrój czynny na jonizację jest mały, a potencjał jonizacji jest dość wysoki, wymagający zastosowania bardzo energetycznych fotonów. W sumie wydajność procesu ATI dla wodoru jest bardzo niska. Dlatego do pomiaru widma fotoelektronów wymagane są spektrometry o szczególnie dużej czułości. Pierwszą pracą o ATI w wodrze jest publikacja Mullera i współpr. [13]. Chociaż zakres natężeń używanych w tej pracy (w okolicy 10^{11}W/cm^2) nie wymaga jeszcze teorii nieperturbacyjnej, pierwsze przesuwanie maksimum obwiedni wierzchołków było już zaobserwowane. Całkiem niedawno Feldman i współpr. [14] dokonali o wiele dokładniejszych pomiarów dotyczących nie tylko widm energetycznych, ale również rozkładów kątowych elektronów. Otrzymane dotychczas wyniki są jeszcze bardzo nieprecyzyjne i w tej dziedzinie zostaje jeszcze wiele do zrobienia.

3. Teoria

Jak podkreślaliśmy wyżej, proces ATI jest szczególnym przypadkiem wielofotonowej jonizacji. Dla niezbyt wielkich mocy lasera można do obliczenia przekrojów czynnych zastosować rachunek zaburzeń. Wielu autorów już w latach sześćdziesiątych stosowało takie podejście w odniesieniu do przypadku, w którym atom wodoru, poprzez absorpcję kilku niezresonansowych fotonów uwalnia elektron ze stanu podstawowego do kontinuum. Najprostszą taką analizę przeprowadzili Bebb i Gold [15]. W serii prac przy zastosowaniu rachunku zaburzeń [6, 16, 17] (patrz również [25]) Gontier i Trahin znaleźli uogólnione przekroje czynne na obserwację $S = N_0 + N$ fotonów (gdzie jak w poprzednim paragrafie N_0 oznacza minimalną liczbę fotonów potrzebną do jonizacji, N natomiast dodatkową liczbę fotonów, pochłoniętych powyżej progu) badając elementy macierzowe pomiędzy stanami z widma ciągłego. Dowiedziono, że są one porównywalne co do rzędu wielkości

z odpowiednimi przekrojami czynnymi dla S -fotonowej nierezonansowej jonizacji poniżej progu. Oznacza to, że „rezonans” w kontinuum nie wpływa na dynamikę jonizacji w tak dramatyczny sposób jak ma to miejsce w przypadku występowania pośredniego związanego stanu rezonansowego.

Rachunek perturbacyjny ma oczywiście ograniczony zakres stosowalności, co podkreślaliśmy już w związku z obserwacjami eksperymentalnymi. Dlatego do opisu jonizacji przy użyciu bardzo silnych laserów (np. 10^{12}W/cm^2 i powyżej) trzeba raczej odwoływać się do modeli nieperturbacyjnych. Jak to się często w fizyce zdarza, odkryto, że bardzo podobny problem był już analizowany w innym kontekście, mianowicie w fizyce molekularnej. W ten sposób powstał fenomenologiczny model [31], w którym stan podstawowy atomu poprzez zewnętrzne pole (pole lasera) jest sprzężony ze stanami pierwszego kontinuum, a te z kolei ze stanami z następnego kontinuum itd... (kontinua różnią się między sobą wartością dodatkowej liczby kwantowej, np. momentu pędu). Sytuacja ta jest schematycznie zilustrowana na rys. 4. Autorką pierwszego modelu tego typu w zastosowaniu do ATI była Białynicka-Birula [18]. Na podstawie takiego modelu można dojść do kilku bardzo ciekawych i zaskakujących wniosków. Po pierwsze wszystkie kontinua są wypełniane równoległe i równocześnie, a nie w sposób sekwencyjny. Odbywa się to tak, jak gdyby te kontinua były bezpośrednio sprzężone ze stanem podstawowym. Po drugie poprzez swój udział w procesie, kolejne kontinua modyfikują stałą rozpadu stanu początkowego. Deng i Eberly [19] zauważyli, że jeżeli zdefiniować parametr $Z_{l,l+1}$ (proporcjonalny do momentu dipolowego przejścia pomiędzy stanami z l - i $l+1$ -ego kontinuum, $|g_{l,l+1}|^2$



Rys. 4. Schemat modelu opisanego w [18].

w myśl konwencji z rys. 4) i założyć, że zależy ono tylko liniowo od pola promieniowania laserowego to wspomniane stałe rozpadu wyraża się przez ułamek łańcuchowy

$$2\Gamma = \frac{\Gamma_0}{1 + \frac{Z_{21}}{1 + \frac{Z_{32}}{1 + \dots}}}$$

gdzie Γ_0 wyraża szybkość jonizacji do pierwszego kontinuum.

Bardzo podobne podejście prezentują modele oparte na założeniu o tzw. stanach istotnych. W 1980 r. panie Crance i Aymar [6] wykorzystały po raz pierwszy tę ideę do konstrukcji dynamicznego modelu wielofotonowej jonizacji. Pomysł zrodził się z wyników obserwacji widma energetycznego fotoelektronów w ATI. Jak wspomnieliśmy wyżej, energie rejestrowanych elektronów tworzą wyraźne wierzchołki w widmie o szerokości małej w porównaniu z $\hbar\omega$. Obserwacja ta przetłumaczona na język mechaniki kwantowej oznacza, że w procesie biorą udział tylko niektóre stany z widma ciągłego i przy jego analizie możemy się ograniczyć do używania tylko pewnych wąskich pasm tych stanów. Pozostałe stany z widma ciągłego, których obsadzenie jest praktycznie równe zeru można, jako nieistotne, pominąć. Aby poglądowo zilustrować zasadniczą ideę, przedstawimy schemat modelu Crance w maksymalnie uproszczonym przypadku. Wybierzmy jako stany istotne jeden stan związany (często jest to stan podstawowy atomu) oraz dwa pasma widma ciągłego. Amplitudę prawdopodobieństwa stanu podstawowego oznaczmy przez $a_0(t)$, natomiast odpowiednie amplitudy z widma ciągłego przez $a_1(E, t)$ oraz $a_2(E, t)$. Funkcja falowa opisywanego atomu będzie w tym przypadku równa

$$\Psi|t\rangle = a_0(t)|0\rangle + \sum_{k=1,2} \int_{k\hbar\omega - \varepsilon - E_0}^{k\hbar\omega + \varepsilon - E_0} dE_k a_k(E_k, t) e^{-ik\hbar\omega} |E_k\rangle.$$

Tak więc przestrzeń stanów atomu zredukowała się do stanów istotnych: jednego stanu podstawowego i dwóch pasm skupionych wokół wartości E_k ($k = 1, 2$). Zakładamy przy tym, że wskaźnik ε , który określa długość przedziału całkowania, jest znacznie większy niż szerokość obu wierzchołków nad E_k (założenie 1).

Używając teraz np. metody operatorów rzutowych możemy wprowadzić efektywny hamiltonian działający na tak ograniczoną bazę „stanów istotnych” i napisać dla nich równania Schrödingera

$$i\dot{a}_0 = \int dE_1 K a_1(E_1) \quad (3.1a)$$

$$i\dot{a}_1 = \delta_1 a_1 + K^* a_0 + \int L a_2 dE_2 \quad (3.1b)$$

$$i\dot{a}_2 = \delta_2 a_2 + \int L^* a_1 dE_1. \quad (3.1c)$$

W powyższym schemacie wprowadziliśmy założenie, że stan podstawowy jest sprzężony bezpośrednio z pierwszym pasmem widma ciągłego (założenie 2). W dalszym ciągu założymy jeszcze, że ε jest na tyle małe, że możemy zaniedbać zależność L oraz K od energii. Oznacza to właściwie, że w skali ε , K i L są wolnozmiennymi funkcjami energii (założenie 3). Można teraz K i L wyciągnąć spod znaku całki we wzorach (3.1).

... Zdefiniujemy dwie nowe wielkości

$$f_k = i\dot{a}_k - \delta_k a_k, \quad (3.2)$$

które na mocy założenia 3 są tylko funkcjami czasu (tzn. nie zależą od energii). Potraktujmy definicję (3.2) jako niejednorodne równanie różniczkowe na a_k . Otrzymujemy wówczas, że a_k wyraża się przez f_k w następujący sposób:

$$a_j(E, t) = \int_0^t e^{i\delta_j(t-t')} f_j(t') dt'. \quad (3.3)$$

Jeżeli skorzystamy z założenia 1 i rozciągniemy granice całkowania do nieskończoności, otrzymamy łatwo relację odwrotną do (3.3), mianowicie

$$-i\pi f_j = \int_{(j)} dE a_j, \quad (3.4)$$

gdzie znak (j) oznacza całkowanie po obszarze wokół E_j .

W analogiczny sposób można udowodnić, że

$$N_j = \int_{(j)} dE |a_j|^2 = 2\pi \int |f_j|^2 dt'. \quad (3.5)$$

Wykorzystamy teraz (3.4) do wyprowadzenia równania na szybkość rozpadu stanu podstawowego (przypominamy, że wybraliśmy stan początkowy tak, że $a_0(t=0) = 1$, $a_i(t=0) = 0$ dla $i = 1, 2$). Na mocy (3.1) i (3.4) można pokazać, że

$$\dot{a}_0 = \frac{-\pi|K|^2}{1+\pi^2|L|^2} a_0. \quad (3.6)$$

Otrzymany w ten sposób wynik jest identyczny z równaniem rozpadu stanu podstawowego podanym przez Denga i Eberly'ego [19], jeśli utożsamiamy Z^2 z $\pi^2|L|^2$ (należy porównać wzór na Γ podany na początku rozdziału ze współczynnikami przy a_0 w (3.6)). Nie są to jeszcze wszystkie informacje na temat atomu, jakie możemy z naszego modelu wydobyć. Na jego podstawie można np. obliczyć liczbę fotoelektronów dla pasma 1 w stosunku do pasma 2 (ten stosunek wiąże się bezpośrednio z mierzonym w eksperymencie widmem fotoelektronów). Różniczkując (3.5) i korzystając z (3.1), (3.4) otrzymujemy

$$N_1 = 2\pi \frac{|K|^2}{(1+\pi^2|L|^2)^2} |a_0|^2, \quad (3.7)$$

$$N_2 = \pi^2|L|^2 N_1. \quad (3.8)$$

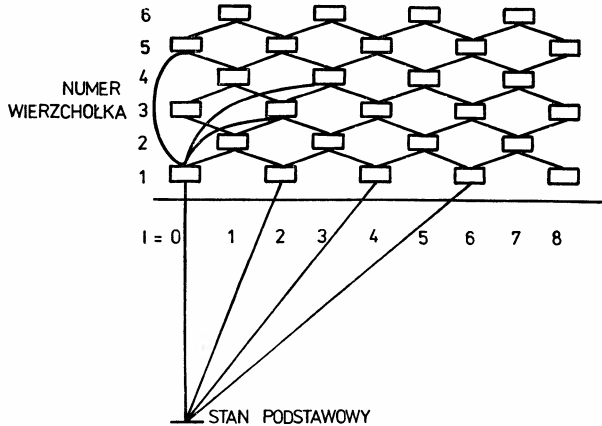
Oba powyższe równania wraz z równaniem na $a_i(t)$ dają nam poszukiwany stosunek wielkości wierzchołków. Jonizacja do poszczególnych pasm widma ciągłego jest opisana prostymi równaniami kinetycznymi, a współczynniki stojące przy $|a_0|^2$ w (3.7), (3.8) mogą być interpretowane jako prawdopodobieństwa, że fotoelektron zostaje wyrzucony do odpowiedniego wierzchołka. W tych równaniach nie pojawiały się żadne wyrazy koherentne typu

$$\int_{(1)} dE_1 \int_{(2)} dE_2 a_1(E_1) a_2(E_2)$$

i co więcej obsadzenie N_1 nie zależy od obsadzeń pozostałych pasm pomimo faktu, że są one sprzężone poprzez pole elektromagnetyczne. Jest to rezultat założenia 1 czyli, że pasma są szerokie, a co za tym idzie, fazy w każdym z tych pasm wypełniają na tyle szeroki zakres, że koherencje zanikają bardzo szybko z czasem. Zakładamy w ten sposób niejawnie, że charakterystyczny czas redystrybucji pomiędzy poszczególne pasma jest krótki w porównaniu z czasem rozpadu stanu podstawowego i równowaga między stanami 1 i 2 (w naszym uproszczonym przypadku) jest osiągnięta natychmiast.

Przytoczone rozumowanie ma służyć tylko jako poglądowy przykład. W najogólniejszym przypadku należy rozważyć wiele pasm (ich liczba zależy od założonej mocy lasera wyrażającej się wielkością sprzężeń K oraz L) oraz wygodnie jest je ponumerować jakąś dodatkową liczbą kwantową np. momentem pędu. W skrócie mówiąc, w ramach powyższego modelu pasma są traktowane jako stany dyskretne, dla których teoria jest już dobrze rozwinięta.

Aby powyższą metodę zastosować do konkretnego przypadku, należy podać wartości sprzężeń pomiędzy stanami istotnymi. Próbę taką podjęli Rzążewski i współpracownicy [20]. Wybrali oni najprostszy z teoretycznego punktu widzenia przypadek atomu wodoru oraz liniowo spolaryzowane światło laserowe (jako najczęściej używane w eksperymentach). Podstawowe równanie wygodnie wypisać w bazie składającej się ze stanu podstawowego (jedynego stanu związanego) oraz fal parcjalnych (tzn. stanów z widma ciągłego o określonym całkowitym momencie pędu, jego trzeciej składowej oraz energii). W wybranej bazie oraz dla liniowej polaryzacji obowiązują reguły wyboru, tzn. nie wszystkie stany są ze sobą sprzężone. Przykładowo przedstawiamy na rys. 5 schemat 6-fotonowej jonizacji atomu wodoru. Efektywne stałe sprzężenia stanu podstawowego z widmem ciągłym za-



Rys. 5. Schemat 6-fotonowej jonizacji atomu wodoru.

czepnięto z pracy Bebbi i Golda. Jeżeli wybrać oś kwantyzacji w kierunku polaryzacji (tzn. osi z), a jako stan początkowy stan podstawowy atomu wodoru ($m = 0$), to ze względu na symetrię także „stany istotne” z widma ciągłego będą odpowiadały $m = 0$. Oznacza to, że do oznaczenia istotnej bazy wystarczą dwie liczby kwantowe E oraz l . Jak już wspomnieliśmy, sprzężenia określi hamiltonian efektywny, otrzymany przy pomocy metody operatorów rzutowych. Elementy $L''_{nn'}$ (gdzie n oznacza numer pasma energetycznego, a l moment pędu) są po prostu elementami macierzowymi tego efektywnego hamiltonianu w obrazie oddziaływania między stanami $|E_n, l\rangle$ oraz $|E_n, l'\rangle$. W przybliżeniu dipolowym można wybrać $H_I = d \cdot E$ (co w przypadku założonej symetrii, w której tylko $E_z \neq 0$ upraszcza się do $z\sqrt{I}$). Dodatkowo elementy L zależą od energii E oraz E' . Sprawdzono, że ta zależność, gdy E i E' zmieniają się w zakresie odpowiednich pas energetycz-

nych, jest wolnozmienna. W ten sposób zostało ugruntowane założenie 2 wymagane przy zastosowaniu modelu stanów istotnych.

Element macierzowy operatora \hat{z} pomiędzy dwoma falami parcjalnymi był przedmiotem pracy Gordona z 1929 r. [21]. Wyraża się on przez funkcję hypergeometryczną. W ten sposób określiliśmy już wszystkie potrzebne elementy K oraz L . Zauważmy, że tak skonstruowany model nie zawiera żadnych parametrów swobodnych.

W przypadku prostokątnego impulsu, jaki zakładano we wszystkich wyżej wymienionych pracach, stosunek obsadzeń poszczególnych wierzchołków wyraża się szybkością rozpadu stanu podstawowego do kanałów odpowiadających tym wierzchołkom. Z równań (3.7), (3.8) można te szybkości odczytać i numerycznie określić widmo zjonizowanych elektronów.

Numerowaliśmy pasma dwoma wskaźnikami n oraz l tak, że pełne rozwiązanie (a więc liczby N_n^l) zawierają także informację o momentach pędu unoszonych przez elektrony. Na tej podstawie bardzo łatwo jest wyliczyć rozkłady kątowe tych elektronów (kolejną wielkość podlegającą bezpośrednio pomiarowi w prowadzonych eksperymentach).

Dzięki temu, że znamy szybkość rozpadu do poszczególnych kanałów jesteśmy w stanie wyznaczyć dynamiczną szerokość powstałych w widmie ciągłym wierzchołków. Tę szerokość wyznacza zależność czasowa funkcji f_n . Jak widać z równania (3.3) amplitudy a_j wyrażają się przez transformaty Fouriera wielkości f_j (dokładniej a_j w chwili t jest dane przez transformatę Fouriera $f_j\theta(t)$). Tak dynamicznie wyznaczone szerokości wierzchołków powinny spełniać założenie 2, które mówi, że są one małe w porównaniu z odległością pomiędzy wierzchołkami. Jest to rodzaj testu samozgodności modelu.

Ponieważ szerokości wierzchołków rosną wraz z natężeniem światła laserowego, jesteśmy w stanie określić krytyczną wartość tego natężenia, powyżej którego zastosowanie metody istotnych stanów nie ma już sensu, ponieważ wierzchołki zlewają się i należy wziąć pod uwagę całe widmo ciągle.

Przedstawiliśmy tu dla przykładu dość szczegółowo schemat ideowy modelu ATI używającego „stanów istotnych” dla atomu wodoru. Ze wszystkich poczynionych w nim założeń najslabiej uzasadnione wydaje się założenie o tym, że element macierzowy $\langle E|\hat{z}|E'\rangle$ jest wolnozmienną funkcją energii E i E' . Wydaje się (choć dokładny rachunek nie jest znany), że poza tą regularną częścią dla $E = E'$, element ten zawiera jeszcze osobliwą część (dystrybucyjną) o nośniku w $E = E'$. Istnienie tej części można uwzględnić w omawianym przez nas modelu (sprowadzi się to do wprowadzenia efektywnych sprzężeń L oraz K zdefiniowanych wcześniej — staną się one nieliniowymi funkcjami natężenia światła laserowego). Wpływ tych nieliniowości rośnie ze wzrostem mocy lasera. Oznacza to, że pole promieniowania laserowego silnie modyfikuje cały proces i jego wpływ powinien być traktowany na równi (przynajmniej w obszarze dużych natężeń) z efektami pochodzącymi od struktury atomowej.

Wśród pierwszych fizyków, którzy badali modele oparte na założeniu stanów istotnych oraz zwrócili uwagę na dyskutowane tu trudności byli także fizycy polscy. Oprócz wspomnianej wyżej autorki pierwszej pracy polskiej w tej dziedzinie, pani Z. Białynickiej-Biruli, jest jeszcze grupa zajmująca się optyką kwantową pod kierownictwem K. Rzażewskiego [26].

Należy podkreślić, że ze względu na zainteresowanie, jakie budzi obecnie zjawisko ATI,

powstaje bardzo wiele prac przedstawiających różne podejścia i omawiających różne jego aspekty. W naszym poglądowym artykule nie jesteśmy w stanie poświęcić im zbyt wiele miejsca. Dlatego wspominamy jeszcze tylko o jednym modelu (nie opartym na schemacie stanów istotnych) stosowanym do opisu ATI dla wodoru. Jest to tzw. model klasyczny. Wiadomo, że elektron znajdujący się w wysokim stanie wzbudzonym zwanym często stanem rydbergowskim wykazuje wiele cech klasycznych. Z drugiej strony silne światło laserowe ma wiele wspólnego z klasyczną sinusoidalną falą płaską. Łącząc te dwie własności kilkanaście lat temu skonstruowano [27] model jonizacji atomu z poziomu rydbergowskiego w polu silnego światła laserowego. Wszystkie obliczenia były wykonane numerycznie z zastosowaniem metody Monte Carlo. Rozkład prawdopodobieństwa w stanie początkowym jest symulowany przez wybór (z odpowiednią gęstością) wielu punktów, które są w dalszym ciągu punktami startowymi klasycznych trajektorii elektronu w polu jądra i fali promieniowania laserowego. Średnie klasycznych wielkości fizycznych po punktach końcowych tych trajektorii odpowiadają ich wartościom obserwowanym w chwili końcowej. Aby całą tę dyskusję odnieść do przypadku ATI, należy wybrać za stan początkowy stan podstawowy atomu wodoru. Dodajmy jeszcze, że wynik (widmo energetyczne elektronów w stanie końcowym) nie ma w takim modelu postaci wyodrębnionych wierzchołków, lecz raczej ich obwiedni.

Zauważmy na koniec, że wszystkie opisane tu modele opisują aspekty jonizacji związane z atomem. W rzeczywistości wykonywanym eksperymencie towarzyszy jeszcze wiele dodatkowych efektów, które mogą mieć decydujący wpływ na wyniki końcowe. O dwóch z nich (sile ponderomotorycznej oraz przestrzennym rozkładzie ładunków) już wspomnieliśmy we wcześniejszej części naszego artykułu.

Obecne eksperymenty nie potrafią rozdzielić tych zjawisk. Można tylko do pewnego stopnia kontrolować ich wpływ. Ta kontrola jest niezwykle ważna po to, żeby eksperyment mógł się stać rzeczywiście prawdziwym testem dla powstających teorii atomowych.

Ograniczona objętość artykułu nie pozwala nam opisać wielu innych modeli (jak chociażby model oparty na wielokanałowym defekcie kwantowym [28] lub podejściu quasi-klasycznym [29]). Pozostaje jeszcze wiele otwartych pytań jak np. wpływ kształtu impulsu, czasowa ewolucja procesu, długość trwania impulsu itd. Odpowiedź na niektóre z nich można znaleźć w bogatej już literaturze na ten temat.

Autorzy chcieliby wyrazić wdzięczność prof. Z. Białynickiej-Biruli, doc. A. Kopystyńskiej oraz doc. K. Rzązewskiemu za wnikliwe przeczytanie rękopisu i cenne uwagi dotyczące treści naszego artykułu.

Literatura

- [1] P. Agostini, F. Fabre, G. Mainfray, G. Petite, N. Rahman, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1127 (1979).
- [2] Kruit, J. Kimman, H. G. Muller, M. J. Van der Wiel, *Phys. Rev.* **A28**, 248 (1983).
- [3] A. Doddy, R. N. Compton, J. A. D. Stockdale, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 422 (1985).
- [4] V. I. Voronov, N. B. Delone, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **50**, 78 (1966) [*Sov. Phys. JETP* **23**, 54 (1966)].
- [5] P. Agostini, F. Fabre, G. Mainfray, G. Petite, N. K. Rahman, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1127 (1979).
- [6] V. Gontier, M. Trahin, *J. Phys.* **B13**, 4383 (1980).

**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

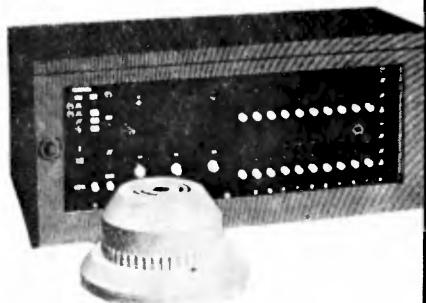
wyposażone jest w pulpit odbiorczo-kontrolny PPK-2, w radioizotopowy sygnalizator dymu RID-6M, w zewnętrzne urządzenie sygnalizacji optycznej oraz próbnik-ściągacz.

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

- [7] H. J. Humpert, H. Schwier, R. Hippler, H. O. Lutz, *Phys. Rev.* **A32**, 3787 (1985).
- [8] R. Hippler, H. Schwier, H. J. Humpert, H. O. Lutz, *Z. Phys.* **D5**, 21 (1987).
- [9] Y. Ballu, *Adv. Electron. and Electrical Phys. Suppl.* **13B**, 257, (1980).
- [10] P. Kruit, F. H. Read, *J. Phys.* **E16**, 313 (1983).
- [11] G. Petite, F. Fabre, P. Agostini, M. Crance, M. Aymar, *Phys. Rev.* **A29**, 2677 (1984).
- [12] Z. Białynicka-Birula, *Postępy Fizyki* **27**, 297 (1976).
- [13] H. G. Muller, H. B. van Linden van den Heuvell, M. J. van der Wiel, *Phys. Rev.* **34**, 236 (1986).
- [14] D. Feldmann, B. Wolf, M. Wiemhomer, H. Rotke, K. H. Welge, (wysłane do *Z. Phys.*).
- [15] H. B. Bebb, A. Gold, *Phys. Rev.* **143**, 1 (1966).
- [16] Y. Gontier, M. Trahin, *Phys. Rev.* **172**, 83 (1968); *Phys. Rev.* **A4**, 1896 (1971); *Phys. Rev.* **A7**, 2069 (1973).
- [17] Y. Gontier, N. K. Rahman, M. Trahin, *J. Phys.* **B8**, L179 (1975); *Phys. Rev.* **A34**, 1112 (1986).
- [18] Z. Białynicka-Birula, *J. Phys.* **B17**, 3091 (1984).
- [19] Z. Deng, J. H. Eberly, *J. Phys.* **B17**, L287 (1985); *J. Opt. Soc. Am.* **B2**, 486 (1985).
- [20] K. Rzażewski, R. Grobe, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1729 (1985); *Phys. Rev.* **A33**, 1855 (1986); M. Trippenbach, K. Rzażewski, R. Grobe, *Phys. Rev. A*, posłane do druku; M. Trippenbach, *J. Opt. Soc. Am.*, w druku.
- [21] W. Gordon, *Ann. Phys.* **2**, 1031 (1929).
- [22] J. Mostowski, K. Rzażewski, niepublikowane.
- [23] F. Yergeau, G. Petite, P. Agostini, *J. Phys.* **B19**, L663 (1986); L. A. Lompre, A. L. Huilier, G. Mainfray, G. Manus, *J. Opt. Soc. Am.* **B2**, 1906 (1985).
- [24] P. Lambropoulos, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2141 (1985).
- [25] S. Karsfeld, A. Maquet, *J. Phys.* **B12**, L553 (1979); *Phys. Lett.* **78A**, 40 (1980).
- [26] M. Lewenstein, J. Mostowski, M. Trippenbach, *J. Phys.* **B18**, L461 (1985); J. Grochmalicki, J. R. Kulkliński, M. Lewenstein, *J. Phys.* **B19**, 3649 (1986).
- [27] I. C. Percival, *Adv. Chem. Phys.* **36**, 1 (1977).
- [28] A. Guisti-Suzor, P. Zoller, *Proceedings of ICOM IV*, Boulder 1987.
- [29] I. J. Bersons, praca habilitacyjna (Łotewska AN, Ryga 1981).
- [30] I. D. Abella, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 453 (1962).
- [31] R. Lefebvre, J. A. Beswick, *Mol. Phys.* **23**, 1223 (1972).

W fizyce powolnych pozytonów najczęściej stosowanymi źródłami pozytonów są izotopy promieniotwórcze, w tym dość często izotop ^{22}Na . W przypadku rozpadu jądra ^{22}Na z emisją e^+ , powstające jądro ^{22}Ne jest w stanie wzbudzone, a wynikiem jego prawie natychmiastowej deekscytacji jest emisja fotonu jądrowego o energii 1,28 MeV, mogącego stanowić znacznik chwili „zero” w badaniach czasów życia pozytonów.

Istotnym dla rozwoju fizyki powolnych pozytonów stało się odkrycie reemisji powolnych pozytonów z substancji, co w konsekwencji pozwala otrzymywać monoenergetyczne wiązki powolnych pozytonów [3—5]. Przy wykorzystaniu takich wiązek stały się możliwe badania oddziaływania niskoenergetycznych pozytonów z cząsteczkami gazu i powierzchnią ciała stałego oraz badania własności swobodnych atomów pozytu.

2. Los pozytonu w metalu

Pozytony ze źródła promieniotwórczego wnikając do metalu są do niego implantowane na głębokości nie przekraczające ok. 10^{-3} m, przy czym po czasie rzędu 10^{-12} s [1] ulegają termalizacji. Stermalizowany pozyton odbywa w metalu ruch dyfuzyjny, kończący się najczęściej bezpośrednio jego anihilacją z elektronem metalu. Dominującym procesem jest anihilacja z emisją dwóch fotonów, a jej szybkość (prawdopodobieństwo na jednostkę czasu) jest określona koncentracją elektronów w miejscu gdzie znajduje się pozyton i zgodnie z elektrodynamiką kwantową jest opisana wzorem [6, 7]

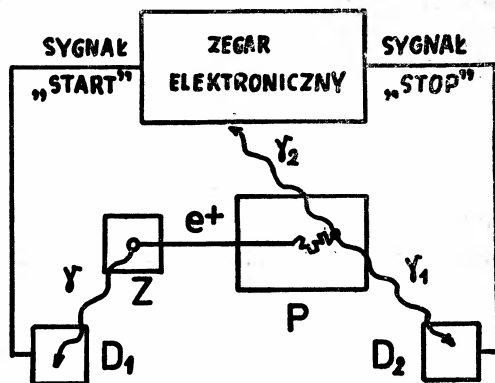
$$\lambda = 2\pi r_0 c \int |\Psi_+|^2 \left[\sum_i |\Psi_i|^2 \right] d^3r, \quad (2)$$

gdzie c jest prędkością światła, a r_0 — klasycznym promieniem elektronu. Ψ_+ i Ψ_i oznaczają tu, odpowiednio, funkcje falowe pozytonu i elektronów w metalu. Wzór (2) wskazuje, że dla stermalizowanych, swobodnie dyfundujących pozytonów odwrotność ich średniego czasu życia, $1/\tau$ ($\tau = 1/\lambda$), ze względu na anihilację dwufotonową może być miarą koncentracji elektronów w metalu. W rzeczywistości zagadnienie jest bardziej złożone, ponieważ pozyton jako cząstka dodatnio naładowana polaryzuje gaz elektronowy i jest odpychany przez jony sieci.

Eksperymentalne metody pomiaru czasów życia pozytonów polegają na użyciu zegara elektronicznego włączanego np. w momencie pojawienia się fotonu jądrowego o energii 1,28 MeV, towarzyszącego emisji pozytonu przez izotop ^{22}Na i wyłączanego w momencie pojawienia się fotonu anihilacyjnego o energii 0,51 MeV. Schematycznie jest to przedstawione na rys. 1.

Wyznaczone eksperymentalnie średnie czasy życia pozytonów w metalach zawierają się w przedziale 140—450 ps i zostały wyznaczone z błędami nie przekraczającymi z reguły 5 ps (por. np. [8]). Warto tu zaznaczyć, że tak mały błąd wynika z tego, że widmo czasów życia pozytonów dla metalu bez defektów ma prostą postać wykładniczą.

W przypadku istnienia w metalu defektów (różnego typu) pojawia się możliwość przzerwiania ruchu dyfuzyjnego pozytonów skutkiem chwywania ich w pułapkach związanych z wprowadzonymi przez te defekty zakłóceniami sieci krystalicznej. Z reguły szybkość anihilacji pozytonu zlokalizowanego w pułapce jest mniejsza niż dyfundującego w litym



Rys. 1. Schemat zasady pomiaru czasów życia pozytonów: Z — źródła ^{22}Na ; P — próbka; D_1 — detektor fotonów jądrowych (1,28 MeV); D_2 — detektor fotonów anihilacyjnych (0,51 MeV).

metal i widmo czasów życia pozytonów dla metalu z defektami staje się bardziej złożone (z reguły jest superpozycją dwóch lub więcej zależności wykładniczych).

Duże prawdopodobieństwo pułapkowania pozytonów w metalu zdefektowanym, nawet przy stosunkowo niskich koncentracjach defektów (generowanych np. temperaturowo), świadczy o dość dużym zasięgu dyfuzyjnym (jego miarą jest analogicznie jak w przypadku neutronów długość dyfuzji) pozytonów w metalu. Tym niemniej pomiar długości dyfuzji pozytonów, znacznie mniejszej od głębokości ich wnikania do metalu, nie był prosty (szczególnie w czasie gdy brak było jeszcze monoenergetycznych wiązek pozytonów) i wymagał zastosowania próbek o rozbudowanej powierzchni granicznej metalu.

W pierwszych pracach, w których wyznaczono długość dyfuzji pozytonów wykorzystano trzy nowe zjawiska (o których będzie mowa dalej) związane z dyfuzją pozytonów bądź nią uwarunkowane, a mianowicie:

- 1) powierzchniowe pułapkowanie pozytonów na granicy drobnych ziaren metalicznych [9];
- 2) reemisję powolnych pozytonów z metalu [10];
- 3) kierunkowe (prostownicze) działanie złącza metal-metal na dyfuzyjny ruch pozytonów [11].

Wyniki tych prac dały na długość dyfuzji pozytonów w różnych metalach wartości bliskie 10^{-7} m. Zbliżone wartości długości dyfuzji zostały również uzyskane na drodze teoretycznej przez Bergersena i in. [12].

Skończona, choć niewielka wartość długości dyfuzji pozytonów w metalach oznacza, że część pozytonów spowolnionych w metalu na głębokości rzędu długości dyfuzji może w wyniku dyfuzji dotrzeć do jego powierzchni. Ogólnie biorąc można wtedy oczekiwać następujących efektów:

- 1) pozyton wróci w głąb metalu kontynuując ruch dyfuzyjny;
- 2) pozyton zostanie zatrzymany w okolicy powierzchni metalu;
- 3) pozyton opuści metal, tj. nastąpi jego reemisja z metalu;
- 4) pozyton utworzy na granicy metalu układ związany z elektronem — atom pozytu, który bądź oderwie się od metalu bądź będzie zaadsorbowany przy powierzchni.

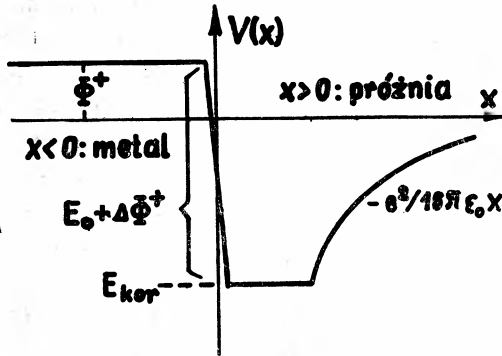
Jeżeli oznaczyć przez l długość dyfuzji pozytonów, a przez L ich średni zasięg absorpcyjny (przy emisji ze źródła β^+), to prawdopodobieństwo dotarcia pozytonu do powierzchni metalu jest w przybliżeniu określone wzorem (por. np. [13])

$$p = \frac{l}{L}, \quad (3)$$

tj. można oczekiwać, że wynosi ono ok. 10^{-3} . O tym czy i z jakim prawdopodobieństwem realizuje się każda z wymienionych wyżej możliwości decydują warunki na granicy metalu.

3. Energia potencjalna pozytonu na granicy metal-próżnia

Zgodnie z rozważaniami Hodgesa i Stotta [14, 15] oraz Nieminena i Hodgesa [16], energia potencjalna $V(x)$ pozytonu w odległości x od granicy metal-próżnia ma przebieg przedstawiony schematycznie na rys. 2. Na zewnątrz metalu, w dużej odległości od jego



Rys. 2. Schematyczny przebieg energii potencjalnej pozytonu w pobliżu granicy metal-próżnia.

powierzchni, energia $V(x)$ powinna być klasyczną energią wynikającą z potencjału obrazowego, tj.

$$V(x) = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0x}. \quad (4)$$

Energia ta przy zbliżaniu się pozytonu do metalu nie dąży jednak do $-\infty$ lecz do wartości energii korelacyjnej, E_{kor} . Wewnątrz metalu $V(x)$ może być traktowane jako stała przy czym $\Phi^+ = -V(x)$ jest wtedy pracą wyjścia pozytonu z metalu. Wymienieni autorzy rozpatrują trzy składniki $V(x)$ w metalu:

- 1) energię korelacyjną, E_{kor} która jest związana z przyciągającym oddziaływaniem pozytonu z elektronami metalu;
- 2) energię E_0 wynikającą z odpychającego oddziaływania między pozytonem i jonami sieci;
- 3) energię $\Delta\Phi^+$ wynikającą z obecności warstwy dipolowej na granicy metalu.

Zatem

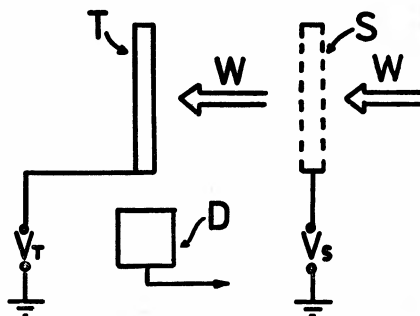
$$\Phi^+ = -\Delta\Phi^+ - \mu^+, \quad (5)$$

gdzie

$$\mu^+ = E_0 + E_{kor} \quad (6)$$

jest potencjałem chemicznym pozytonu w metalu.

Jeżeli praca wyjścia pozytonu z metalu, Φ^+ , jest ujemna, to stermalizowany pozyton może po dojściu do powierzchni metalu opuścić metal, przy czym jego energia kinetyczna powinna być bliska $-\Phi^+$ (tj. ok. 1 eV). Uzyskiwana w ten sposób „antykatoda” może być wykorzystana do uformowania wiązki monoenergetycznych pozytonów, które są następnie transportowane do tarczy, z reguły za pomocą pola magnetycznego [17—19].



Rys. 3. Schemat analizatora energii reemitowanych pozytonów z polem hamującym: W — wiązka pozytonów; T — tarcza-próbka; S — siatka hamująca; D — detektor promieniowania anihilacyjnego.

Na rys. 3 przedstawiono schematycznie układ do pomiaru pracy wyjścia pozytonów przy użyciu wiązki powolnych pozytonów i analizatora z polem hamującym [20—22]. Wiązka pozytonów o energiach około 1 keV bombarduje się próbkę-tarczę T . Z uwagi na to, że pozytony o takiej energii wnikają na niewielką głębokość, znaczna ich część może po spowolnieniu dojść w wyniku dyfuzji do powierzchni tarczy i przy ujemnej pracy wyjścia pozytonów opuścić ją. Większość pozytonów opuszcza wtedy próbkę z energiami równymi wziętej ze znakiem minus pracy wyjścia pozytonów (tj. $-\Phi^+$), z tym, że wskutek możliwych strat energii ich widmo energetyczne rozciąga się aż do zerowej energii. Przy braku pola hamującego pozytony w obszarze próbka-siatka, wszystkie reemitowane pozytony odlatują od próbki i szybkość zliczeń Y detektora promieniowania anihilacyjnego (D) jest najmniejsza. W obecności pola hamującego część lub wszystkie reemitowane pozytony wracają do próbki, anihilują w niej i szybkość zliczeń Y rośnie aż do nasycenia. Zależność Y od napięcia V polaryzacji próbki względem siatki hamującej pozytony jest przedstawiona schematycznie na rys. 4. Jak widać, istnieje tu możliwość jednoczesnego pomiaru pracy wyjścia pozytonów (Φ^+) i napięcia kontaktowego między próbką i siatką $[(1/e)(\Phi^- - \Phi^s)]$; Φ^s oznacza pracę wyjścia elektronu z materiału siatki.

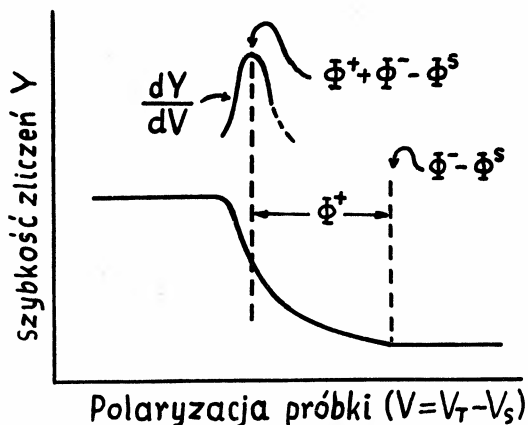
Warto zwrócić uwagę, że praca wyjścia elektronu z metalu może być wyrażona wzorem

$$\Phi^- = -\Delta\Phi^- - \mu^-, \quad (7)$$

gdzie μ^- — potencjał chemiczny elektronu, a

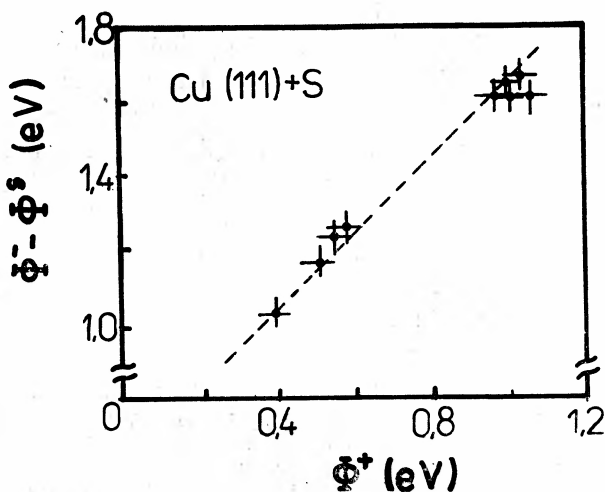
$$\Delta\Phi^- = \Delta\Phi^+ = -\Delta\Phi. \quad (8)$$

Człony μ^+ i μ^- we wzorach (5) i (7) są określone sytuacją wewnątrz metalu, podczas gdy $\Delta\Phi$ zależy od stanu powierzchni. Zatem, zgodnie z wzorem (8), zmiana stanu powierzchni



Rys. 4. Zależność szybkości zliczeń detektora promieniowania anihilacyjnego (D na rys. 3) od napięcia polaryzacji próbki (T) względem siatki hamującej.

przewodząca np. do zwiększenia pracy wyjścia elektronu o pewną wartość powinna o tyle samo zmniejszyć pracę wyjścia pozytonu. Znalazło to eksperymentalne potwierdzenie w pracy [20], gdzie obserwowano reemisję pozytonów (por. rys. 3 i 4) z powierzchni Cu(111) o różnym stopniu pokrycia atomami S (rys. 5).



Rys. 5. Porównanie zmian pracy wyjścia pozytonów i elektronów dla powierzchni Cu(111) przy zmianie stopnia pokrycia siarką [20].

4. Anihilacja pozytonów zatrzymanych na granicy metalu

Ważną własnością energii potencjalnej pokazanej na rys. 2 jest pojawienie się „ryny” potencjałowej dla pozytonu przy powierzchni metalu, obecność której stwarza możliwość powierzchniowego pułpkowania pozytonów. Pozyton zatrzymany przy powierzchni metalu znajduje się w obszarze, w którym koncentracja elektronów jest mniejsza niż wewnątrz metalu, stąd (por. wzór (2) i komentarz do niego) można oczekiwać, że średni czas życia pozytonu zatrzymanego na powierzchni powinien być dłuższy niż dla pozytonu wewnątrz metalu. Można również oczekiwać, że i charakterystyki promieniowania anihilacyjnego, emitowanego przy anihilacji pozytonów na powierzchni, powinny być odmienne od obserwowanych przy anihilacji pozytonów wewnątrz metalu.

Dla ułatwienia Czytelnikowi zrozumienia istoty odpowiednich eksperymentów i ich wyników wygodnie będzie w tym miejscu krótko omówić własności promieniowania anihilacyjnego i ich związek z sytuacją fizyczną w jakiej pozyton anihiluje.

4.1. Własności promieniowania anihilacyjnego

Jak wynika ze wzoru (2), szybkość dwufotonowej anihilacji pozytonu (do tego typu anihilacji ograniczymy rozważania) zależy od jego funkcji falowej oraz od funkcji falowych elektronów znajdujących się w jego otoczeniu. Ten sam zespół funkcji falowych określa również szybkość anihilacji z emisją pary fotonów unoszących pęd z określonego przedziału pędów. Szybkość ta jest określona wzorem [6]

$$\lambda(\mathbf{p})d\mathbf{p} = \frac{2\pi r_0^2 c}{(2\pi\hbar)^3} \left\{ \sum_i \left| \int \Psi_i(\mathbf{r})\Psi_+(\mathbf{r})e^{-i\mathbf{p}\mathbf{r}/\hbar} d\mathbf{r} \right|^2 d\mathbf{p} \right\}. \quad (9)$$

Zatem, rozkład pędów unoszonych parami fotonów anihilacyjnych $\varrho(\mathbf{p})$ jest równy

$$\varrho(\mathbf{p}) = A\lambda(\mathbf{p}), \quad (10)$$

gdzie A jest stałą określoną warunkiem normowania funkcji $\varrho(\mathbf{p})$.

Warto zaznaczyć, że sumaryczny pęd unoszony parami fotonów jest rzędu tysięcznych części pędów samych fotonów.

W przypadku unoszenia przez parę fotonów anihilacyjnych zerowego pędu, oba fotony pary lecą w przeciwnych kierunkach (są kolinearne) i unoszą jednakowe energie, praktycznie równe $m_e c^2 = 0,51$ MeV. Unoszenie niezerowego pędu przez parę fotonów anihilacyjnych prowadzi do zaburzenia kolinearności fotonów i odstępstw od ekwipartycji energii. Jeżeli rozłożyć unoszony przez parę fotonów pęd na składowe, z których jedna (p_x na rys. 6) ma kierunek równoległy do kierunku rozlotu fotonów (ponieważ niekolinearność jest niewielka można było dla przejrzystości rysunku utożsamiać ten kierunek z kierunkiem lotu jednego z fotonów), a dwie są do niego prostopadłe (p_y i p_z), to łatwo zauważyć, że różnica energii fotonów wynosi

$$\Delta E = E_2 - E_1 \approx cp_x, \quad (11)$$

gdzie wykorzystano proporcjonalność energii i pędu fotonów. Kąty α_y i α_z będące miarą odchylenia kierunków fotonów anihilacyjnych od kolinearności są określone zależnościami:

$$\alpha_y \approx \frac{p_y}{m_e c} \quad (12)$$

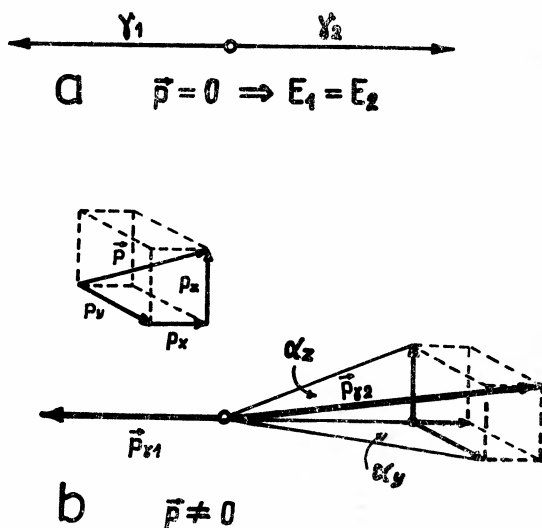
i

$$\alpha_z \approx \frac{p_z}{m_e c} \quad (13)$$

Zatem, pomiar rozkładu kąta α_y (α_z), oznaczanego dalej przez RKFA (rozkład kątowy fotonów anihilacyjnych), jest jednocześnie pomiarem rozkładu składowej pędu p_y (p_z). Szczegóły dotyczące rozwiązań aparaturowych tych pomiarów można znaleźć m. in. w pracach [2] i [23].

4.2. Pozytony zatrzymane na granicy metal-próżnia

Analiza sytuacji fizycznej pozytonu zatrzymanego przy granicy metal-próżnia, w istniejącej tam „rynnie” potencjałowej, prowadzi do wniosku, że rozkład pędu unoszonego przez pary fotonów anihilacyjnych, powstających przy anihilacji tak zatrzymanych pozytonów, powinien być anizotropowy. Po pierwsze, pozyton zatrzymany w „rynnie” powinien mieć znaczną swobodę przemieszczania się równoległe do powierzchni i być silnie zlokalizowany o ile chodzi o kierunek do tej powierzchni prostopadły. Powinno to determinować anizotropię rozkładów pędów zatrzymanych pozytonów. Po drugie, elektrony, z którymi te pozytony mogą anihilować docierają z wnętrza metalu do obszaru przypowierzchniowego, gdzie znajdują się pozytony, w wyniku tunelowego przenikania bariery potencjałowej na granicy metalu. Oznacza to uprzywilejowanie elektronów o więk-



Rys. 6. Anihilacja dwufotonowa bez unoszenia pędu (a) i z unoszeniem pędu (b) przez parę fotonów anihilacyjnych.

szej wartości składowej pędu prostopadłej do powierzchni. W konsekwencji należy spodziewać się szerszego rozkładu dla składowej pędu par fotonów prostopadłej do powierzchni niż dla składowych do tej powierzchni równoległych [24—27].

Pierwsze obserwacje efektów związanych z anihilacją pozytonów przy powierzchni metalu dotyczyły silnych zmian własności anihilacyjnych (widm czasów życia pozytonów i charakterystyk promieniowania anihilacyjnego) w próbkach metalicznych przy powstawaniu w nich jam-pustek (grono luk — ang. *voids*) w wyniku zniszczeń radiacyjnych [28, 29]. Zmiany te interpretowano jako wynik powierzchniowego pułapkowania pozytonów. Obserwowane efekty były wykorzystywane m. in. do badania kinetyki tworzenia wspomnianych pustek. Z kolei efekty związane z anihilacją pozytonów zatrzymanych przy powierzchni ziaren metalicznych wykorzystano (o czym była już mowa wcześniej) przy badaniu dyfuzji pozytonów [9, 30].

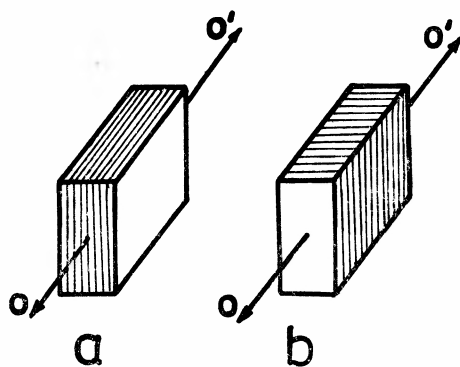
O konsekwentnych badaniach oddziaływania pozytonów z powierzchnią można mówić dopiero od czasu uzyskania, w warunkach ultrawysokiej próżni, monoenergetycznych wiązek powolnych pozytonów. Właśnie przy użyciu wiązek powolnych pozytonów i zaawansowanej techniki pomiaru korelacji kierunkowej fotonów anihilacyjnych (tzw. dwuwymiarowych spektrometrów korelacyjnych) przeprowadzono pierwsze bezpośrednie pomiary rozkładów pędów par fotonów powstających przy anihilacji pozytonów zapuławkowanych przy powierzchni metalu [31—33]. Dzięki użyciu pozytonów o energii rzędu 1 keV, wnikały one do metalu na niewielkie głębokości i prawie wszystkie mogły w wyniku dyfuzji dotrzeć do powierzchni metalu. Autorzy pracy [31] donoszą o zaobserwowaniu dla powierzchni Cu(121) wyraźnej anizotropii rozkładów pędów par fotonów anihilacyjnych związanych z anihilacją zapuławkowanych pozytonów, przy czym zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi rozkład składowej pędu równoległej do powierzchni okazał się węższy niż dla składowej prostopadłej. Z kolei w pracach [32, 33] takiej anizotropii nie stwierdzono, tak że problem nadal nie jest jednoznacznie rozwiązany. Warto zaznaczyć, że we wszystkich tych eksperymentach z badanych powierzchni występowała emisja atomów pozytu, których anihilacja w locie prowadziła do anizotropowych rozkładów pędu par fotonów anihilacyjnych. Należało zatem te rozkłady odjąć od bezpośrednio obserwowanych w eksperymentach a procedura taka nie jest w pełni jednoznaczna.

4.3. Pozytony zatrzymane na granicy metal-dielektryk

Wydawało się, że przedstawione wyżej rozważania dotyczące energii potencjalnej pozytonu w pobliżu granicy metal-próżnia mogą być rozszerzone na granicę metal-dielektryk. W szczególności można było oczekiwać pułapkowania pozytonów przy tej granicy i w konsekwencji anizotropii rozkładu pędów par fotonów powstających przy ich anihilacji.

W pracach [34, 35] przedstawiono wyniki obserwacji niekolinearności fotonów anihilacyjnych pochodzących z anihilacji pozytonów w próbkach składających się z wielu warstw metalu (Al w pracy [34] i Ag w pracy [35]) rozdzielonych cieńszymi warstewkami dielektryka (odpowiednio Al_xO_y i Na_3AlF_6). Grubości warstw metalicznych były rzędu długości dyfuzji, tak że duża część pozytonów spowolnionych w metalu mogła dotrzeć do granicy metal-dielektryk. Użycie próbek o rozbudowanej powierzchni granicznej metal-

-dielektryk pozwoliło przeprowadzić eksperymenty analogiczne jak w pracach [31—33], ale z użyciem pozytonów z źródła promieniotwórczego (^{22}Na) i przy zastosowaniu prostszego, standardowego spektrometru korelacyjnego tzw. jednowymiarowego. Obserwację odchylenia fotonów par od kolinearności (tj. pomiar RKFA) przeprowadzono dla dwóch ustawień próbek względem kierunku rozlotu fotonów (rys. 7). W obu pracach stwierdzono



Rys. 7. Dwa warianty orientacji próbki wielowarstwowej względem osi aparatury w eksperymentach Ewertowskiego i Świątkowskiego [34, 35].

większe odchylenia od kolinearności (szersza RKFA) dla przypadku gdy były one uwarunkowane prostopadłymi do granicy metal-dielektryk składowymi pędów par fotonów anihilacyjnych, tj. dla próbek zorientowanych jak na rys. 7a. Jest to zgodne z oczekiwaniem wynikającym z przyjętego założenia o możliwości pułapkowania pozytonów na granicy metal-dielektryk.

Warto tu wspomnieć, że Arawin i in., na European Meeting on Positron Studies of Defects (Wernigerode, NRD, 1987) przedstawili wyniki wskazujące na pułapkowanie pozytonów na granicy Cu-Si.

4.4. Pozytony przy granicy metal-metal

Jak wiadomo przy zetknięciu ze sobą dwóch różnych metali następuje częściowy przepływ elektronów z jednego metalu do drugiego, prowadzący m. in. do pojawienia się wewnętrznego skoku potencjału (tzw. napięcia Galwaniego). Ponieważ jest mało prawdopodobne, aby różnica potencjałów chemicznych dla obu metali dokładnie skompensowała skok energetyczny związany z napięciem Galwaniego, można oczekiwać, że z reguły na granicy dwóch metali wystąpi próg energetyczny dla pozytonu. Z tego względu stermalizowane pozytony powinny móc przekraczać tę granicę tylko w jednym kierunku. Oznacza to, że złącze metal-metal powinno być „prostownikiem” dyfuzyjnego prądu pozytonów. Możliwość taka została zapostulowana w pracy [36]. Zgodnie z przedstawionymi wyżej rozważaniami dotyczącymi pracy wyjścia pozytonów z metalu należy oczekiwać, że skok energetyczny dla pozytonów związany ze złączeniem dwóch metali (powiedzmy metalu 1 i metalu 2) powinien być równy [37]

$$\Phi_{1-2} = (\mu_1^+ - \mu_2^+) + (\mu_1^- - \mu_2^-) = (\Phi_1^+ - \Phi_2^+) + (\Phi_1^- - \Phi_2^-), \quad (14)$$

gdzie $\mu_{1,2}^{\pm}$ ($\Phi_{1,2}^{\pm}$) oznaczają chemiczne potencjały (prace wyjścia) pozytonów i elektronów dla metalu 1 i metalu 2.

Celem doświadczalnego sprawdzenia powyższego przypuszczenia przeprowadzono pomiary RKFA dla naświetlanych pozytonami bimetalicznych próbek uzyskanych przez naparowanie na przemian wielu cienkich warstw dwóch metali [11, 23, 38]. We wszystkich przebadanych przypadkach stwierdzono, że zaobserwowane RKFA mogły być przedstawione jako złożenie RKFA charakteryzujących metale-składniki próbki, z tym, że zawsze RKFA dla próbki bimetalicznej był bardziej zbliżony do RKFA charakterystycznego dla jednego z metali niżby to wynikało z zawartości (wagowej) tego metalu w próbce. Wskazywało to na to, że w wyniku dyfuzji pozytony gromadziły się przed anihilacją głównie w jednym z metali-składników próbki, a to potwierdzało hipotezę o kierunkowym działaniu złącza metal-metal na dyfuzyjny ruch pozytonów.

Ilościowa analiza tych wyników, przy użyciu procedury przedstawionej w pracy [36], pozwoliła wykorzystać je do oszacowania długości dyfuzji pozytonów (dla metalu, z którego pozytony uciekały do drugiego).

Nie należy oczekiwać, że ten nowy efekt kontaktowy może znaleźć szerokie zastosowanie. Tym niemniej warto zwrócić uwagę na jedną możliwość. Przepuszczające pozytony tylko w jednym kierunku złącze metal-metal jest jednocześnie reflektorem pozytonów; pozytony nie mogą przejść przez złącze w kierunku „zaporowym” lecz odbijają się od niego. W przypadku „antykatody” reemitującej pozytony jej efektywność jest związana z możliwością dotarcia pozytonów, w wyniku dyfuzji, do powierzchni reemitera. Usytuowanie w niewielkiej odległości od powierzchni reemitera prostownika-reflektora pozytonów, przepuszczającego je tylko w stronę powierzchni, mogłoby zwiększyć tę możliwość. Analiza ilościowa pokazuje, że usytuowanie reflektora (np. przez osadzenie cienkiej warstwy odpowiedniego metalu na powierzchni „antykatody”) w odległości bliskiej długości dyfuzji od powierzchni reemitera mogłoby zwiększyć wydajność reemitera o kilkadziesiąt procent [39], a w szczególnych przypadkach nawet w większym stopniu [40].

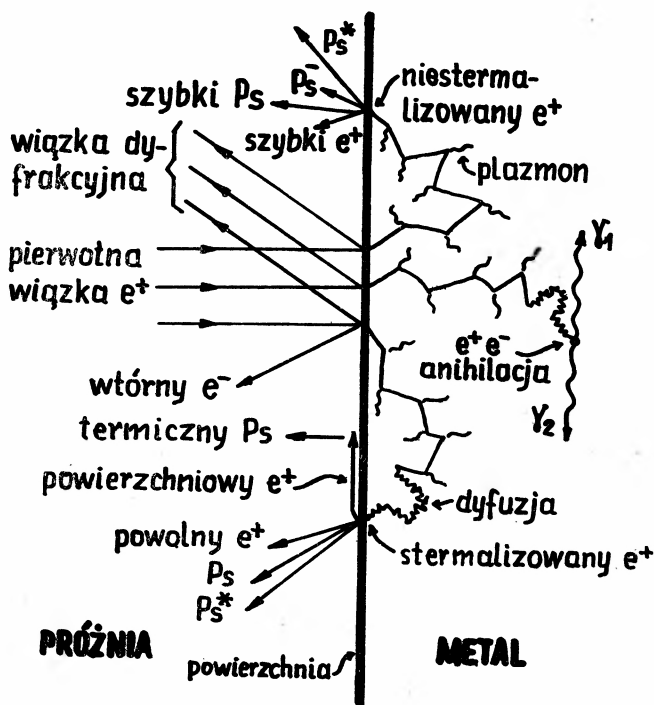
Podstawą hipotezy o kierunkowym działaniu złącza metal-metal na dyfuzyjny ruch pozytonów było założenie, że pozytony stermalizowane w dwu kontaktujących się metalach znajdują się w różnych stanach energetycznych (można powiedzieć, że dno „pasma przewodzenia” dla pozytonu w jednym metalu jest przesunięte w stosunku do drugiego metalu o Φ_{1-2} określone wzorem (14)). Zatem, przy reemisji pozytonów z obu pozostających w kontakcie metali powinno się obserwować w ich widmie energetycznym dwa maksima przesunięte właśnie o Φ_{1-2} . W 1983 r. Schultz i in. [22] stwierdzili taki efekt przy obserwacji reemisji pozytonów z powierzchni wolframu pokrytej wysepkowo miedzią (funkcja dY/dV pokazana schematycznie na rys. 4 miała dwa maksima).

5. Oddziaływanie wiązki pozytonów z powierzchnią metalu

W poprzednich rozdziałach przedstawione były efekty oddziaływania pozytonów z powierzchnią metalu, uwarunkowane dotarciem do tej powierzchni dyfundujących stermalizowanych pozytonów. W tym rozdziale zostaną przedstawione niektóre procesy związane ze skierowaniem w stronę powierzchni metalu monoenergetycznej wiązki po-

zytonów. Schematyczne zestawienie takich procesów jest pokazane w formie graficznej na rys. 8.

Część bombardujących powierzchnię metalu pozytonów może ulec rozproszeniu sprężystemu i utworzyć wiązki dyfrakcyjne. Dyfrakcja pozytonów niskiej energii (LEPD) może wtedy stanowić korzystne uzupełnienie od dawna stosowanej metody w badaniach powierzchni — dyfrakcji niskoenergetycznych elektronów (LEED). Ponieważ pozytony

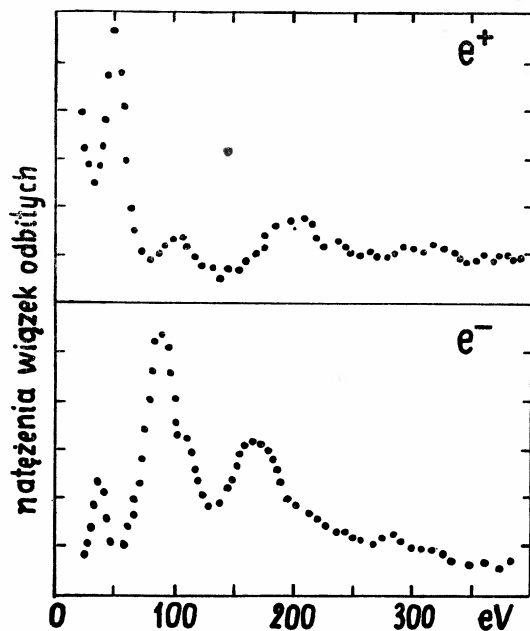


Rys. 8. Los pozytonu przy powierzchni metalu.

mają takie same masy jak elektrony, powinny wykazywać podobne własności dyfrakcyjne przy rozproszeniu na powierzchni monokryształu. Wiązki pozytonowe mają nawet pewną przewagę nad elektronowymi, ponieważ oddziaływanie pozytonu z metalem jest w tym aspekcie mniej złożone; nie ma oddziaływania wymiennego i wpływ oddziaływania rdzeni jonowych jest znacznie słabszy w przypadku pozytonów niż elektronów, co znacznie upraszcza interpretację wyników [41]. Najczęściej wysokopróżniowe urządzenia do badania oddziaływania wiązek pozytonowych z powierzchnią pozwalają również na obserwację dyfrakcji elektronów i są wyposażone w standardowe układy do uzyskiwania czystej powierzchni i analizy jej stanu fizycznego (np. spektrometr elektronów Augera).

Dla ilustracji, na rys. 9 pokazano uzyskane przez Cantera [42] wyniki obserwacji dyfrakcji pozytonów i elektronów na ścianie Cu(111).

Należy zaznaczyć, że obecnie jeszcze nie można uznać dyfrakcji pozytonowej za mającą praktyczne znaczenie metodę badania powierzchni, z uwagi na ograniczone natężenia wiązek



Rys. 9. Porównanie dyfrakcji pozytonów (LEPD) i elektronów (LEED) na ścianie Cu(111) przy równych kątach padania i rozpraszania (30°) [42].

pozytonowych. Obserwuje się jednak szybki postęp w zakresie metody wiązek powolnych pozytonów, co powinno poprawić tę sytuację.

Niezależnie od rozproszeń sprężystych, znaczna część pozytonów wiązki bombardującej uczestniczy w wielorakich procesach niesprężystych, mogących doprowadzić do termalizacji pozytonów. Zanim jednak dojdzie do termalizacji pozyton może np. stymulować emisję wtórnego elektronu, który może m. in. służyć jako znacznik chwili wejścia pozytonu do metalu [43]. Jak pokazują np. wyniki pracy [44], wydajność emisji wtórnej elektronów oraz ich rozkłady energetyczne i kątowe są przy stymulowaniu tej emisji elektronami i pozytonami zbliżone.

W przypadku dotarcia pozytonu niestermalizowanego do powierzchni może mieć miejsce reemisja szybkiego pozytonu, przy czym jeżeli reemisja była poprzedzona wzbudzeniem tylko niewielkiej liczby plazmonów, można oczekiwać, podobnie jak w przypadku rozpraszania elektronów, wystąpienia charakterystycznych strat energii [45].

Pozyton docierający do powierzchni metalu może opuścić metal nie tylko jako swobodna cząstka, ale również jako składnik atomu pozytu [46, 47]. W tym przypadku praca wyjścia atomu pozytu jest określona wzorem

$$\Phi_{Ps} = \Phi^+ + \Phi^- - \frac{1}{2} R_\infty, \quad (15)$$

gdzie $R_\infty/2 = 6,803$ eV jest energią wiązania atomu pozytu. W przypadku, gdy $\Phi_{Ps} < 0$ może nastąpić emisja z powierzchni metalu atomu pozytu o energii kinetycznej równej $-\Phi_{Ps}$.

Nie można wykluczyć również możliwości (przy sprzyjających warunkach energetycznych) tworzenia, przez dochodzący do powierzchni metalu termiczny pozyton, atomu pozytu w stanie wzbudzonym lub ujemnego jonu pozytu, z tym że procesy te są bardziej prawdopodobne w przypadku przekraczania powierzchni przez pozytony niesternalizowane uprzednio.

Na zakończenie tego rozdziału warto wspomnieć o dużym znaczeniu oddziaływania wiązek monoenergetycznych pozytonów z powierzchnią dla fizyki atomowej pozytu. W 1975 r. Canter i in. [48] zarejestrowali fotony odpowiadające linii α w serii Lymana dla pozytu ($\lambda = 2430 \text{ \AA}$), związane z tworzeniem wzbudzonych atomów pozytu ($n = 2$) przy bombardowaniu tarczy Ge pozytonami o energii 30 eV.

Istotny postęp w zakresie fizyki atomów pozytu jest związany z możliwością uzyskania źródła termicznych atomów pozytu poprzez termiczną desorpcję związanego z elektronem pozytonu uprzednio zatrzymanego na powierzchni; proces ten jest analogiczny do termicznej desorpcji wodoru z powierzchni metalu.

Weźmy pod uwagę pozyton zapuławkowany w „rynnice” potencjałowej, w podstawowym stanie energetycznym z energią wiązania E_w . Elektrony metalu są z nim związane energią równą co najmniej pracy wyjścia Φ^- (dla $T = 0$). Uwzględniając energię wiązania atomu pozytu otrzymujemy na pracę wyjścia atomu pozytu, powstającego przez połączenie zatrzymanego pozytonu z elektronem metalu wzór

$$\Phi'_{Ps} = \Phi^- + E_w - \frac{1}{2} R_\infty. \quad (16)$$

Określona wzorem (16) praca wyjścia jest z reguły dodatnia. Jednakże zapuławkowany powierzchniowo pozyton ma swobodę ruchu równoległe do powierzchni i może przypadkowo, w wyniku termicznego pobudzenia tego ruchu, uzyskać energię rzędu kilku kT . Również elektrony, z uwagi na termiczne rozmycie rozkładu Fermiego, mogą mieć nadwyżki energii tego rzędu. Zatem przy odpowiednio wysokiej temperaturze metalu może zachodzić emisja atomów pozytu o energiach termicznych, przy czym należy oczekiwać, że prawdopodobieństwo desorpcji pozytu powinno zależeć od temperatury, zgodnie z prawem Arrheniusa. Znalazło to potwierdzenie eksperymentalne [49].

Bombardując uzyskane termiczne atomy pozytu fotonami, za pomocą dwu przeciwbieżnych wiązek światła laserowego, Chu i Mills [50] zaobserwowali dwufotonowe przejście $1s \rightarrow 2s$ atomu pozytu. Przy takim dwufotonowym przejściu odrzut przy pochłonięciu energii mógł być praktycznie zerowy, co umożliwiło bardzo dokładne wyznaczenie różnicy energii między stanami trypletowymi, $n = 1$ i $n = 2$, atomu pozytu.

6. Zakończenie

Celem tego artykułu było przedstawienie Czytelnikowi mało znanej, ale na pewno zasługującej na uwagę, dziedziny fizyki jaką jest fizyka powolnych pozytonów. Ze względu na dużą aktualność i szybki rozwój badań związanych z oddziaływaniem pozytonów z powierzchnią, jako podstawa tego artykułu zostało wybrane oddziaływanie pozytonu

Kawa

filtr systemu REPTELA

do zapobiegania zatorom zakrzepowym
tętnicy płucnej.

Kawa

filtr SYSTEMU REPTELA

wszczepiany jest do żyły głównej
dolnej metodą cewnikowa-
nia przezskórnego.

SYSTEM REPTELA

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

SYSTEM REPTELA

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 „Techsnabeksp ort”
na światowym rynku.*

z granicą metalu. Autor ma nadzieję, że mimo wyboru w miarę prostego obiektu i przedstawiania tylko zasadniczych idei eksperymentów i teorii, pozwolił Czytelnikowi wyrobić sobie pogląd na temat złożoności losu pozytonów w otaczającej nas materii.

Literatura

- [1] G. E. Lee-Whiting, *Phys. Rev.* **97**, 1557 (1955).
- [2] G. Kontrym-Sznajd, *Postępy Fizyki*, **34**, 457 (1983).
- [3] L. Madansky, F. Rasetti, *Phys. Rev.* **79**, 397 (1950).
- [4] D. G. Costello, D. E. Groce, D. F. Herring, J. W. McGowan, *Phys. Rev.* **B5**, 1433 (1972).
- [5] K. F. Canter, P. G. Coleman, T. C. Griffith, G. R. Heyland, *J. Phys.* **B5**, L167 (1972).
- [6] S. Berko, J. S. Plaskett, *Phys. Rev.* **112**, 1877 (1958).
- [7] S. DeBenedetti, C. E. Cowan, W. R. Konnecker, H. Primakoff, *Phys. Rev.* **77**, 205 (1950).
- [8] R. N. West, *Adv. Phys.* **22**, 263 (1973).
- [9] R. Paulin, R. Ripon, W. Brandt, *Appl. Phys.* **44**, 343 (1974).
- [10] S. Pendyala, J. W. McGowan, *Can. J. Phys.* **52**, 1051 (1974).
- [11] W. Świątkowski, B. Rozenfeld, H. B. Kołodziej, S. Szuszkiewicz, *Acta Phys. Pol.* **A54**, 79 (1975).
- [12] B. Bergersen, E. Pajanne, M. J. Stott, C. H. Hodges, *Solid State Commun.* **15**, 1377 (1974).
- [13] W. Świątkowski, *Nukleonika* **24**, 219 (1979).
- [14] C. H. Hodges, M. J. Stott, *Phys. Rev.* **B7**, 73 (1973).
- [15] C. H. Hodges, M. J. Stott, *Solid State Commun.* **12**, 1153 (1974).
- [16] R. M. Nieminen, C. H. Hodges, *Solid State Commun.* **18**, 1115 (1976).
- [17] P. G. Coleman, T. C. Griffith, G. R. Heyland, *Appl. Phys.* **4**, 89 (1974).
- [18] K. F. Canter, A. P. Mills Jr., S. Berko, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1541 (1975).
- [19] D. Schödlbauer, P. Speer, G. Kögel, W. Triftshäuser, *Proc. 7th Int. Conf. on Positron Annihilation*, red. P. C. Jain, R. M. Singru, K. P. Gopinathan, World Scientific, Singapore 1985, str. 957.
- [20] C. A. Murray, A. P. Mills Jr., I. E. Rowe, *Surf. Sci.* **100**, 647 (1980).
- [21] P. J. Schultz, K. G. Lynn, *Phys. Rev.* **B26**, 2390 (1982).
- [22] P. J. Schultz, K. G. Lynn, W. E. Frieze, A. Wehanen, *Phys. Rev.* **B27**, 6626 (1983).
- [23] W. Świątkowski, *Acta Univ. Wratisl. Mat. Fiz. Astron.* **39**, 3 (1982).
- [24] W. Triftshäuser, J. D. McGervey, R. W. Hendricks, *Phys. Rev.* **B9**, 3321 (1976).
- [25] B. Rozenfeld, K. Jerie, W. Świątkowski, *Acta Phys. Pol.* **A64**, 93 (1983).
- [26] A. Alam, P. A. Walters, R. N. West, J. D. McGervey, *J. Phys.* **F14**, 761 (1984).
- [27] J. Garner, R. Benedek, *J. Phys.* **F16**, L165 (1986).
- [28] D. R. Gustafson, G. T. Berens, *J. Nucl. Matter.* **48**, 79 (1973).
- [29] K. Peterse, N. Thrane, G. Trumpy, R. W. Hendricks, *Appl. Phys.* **10**, 85 (1976).
- [30] M. Dębowska, A. Baranowski, *Phys. Status Solidi (b)* **117**, K127 (1983).
- [31] R. H. Howell, P. Meyer, I. J. Rosenberg, M. J. Fluss, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1698 (1985).
- [32] K. G. Lynn, A. P. Mills Jr., R. N. West, S. Berko, K. F. Canter, L. O. Roelling, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1702 (1985).
- [33] D. M. Chen, S. Berko, K. G. Lynn, A. P. Mills Jr., L. O. Roelling, R. N. West, *Bull. Am. Phys. Soc.* **31**, 584 (1986).
- [34] R. Ewertowski, W. Świątkowski, *Phys. Scripta*, **35**, 746 (1987).
- [35] R. Ewertowski, W. Świątkowski, *Phys. Status Solidi (a)* **102**, 555 (1987).
- [36] W. Świątkowski, *Nukleonika* **19**, 79 (1974).
- [37] M. J. Stott, P. Kubica, *Phys. Rev.* **B11**, 1 (1975).
- [38] W. Świątkowski, *Acta Phys. Pol.* **A54**, 457 (1978).
- [39] M. Dębowska, R. Ewertowski, W. Świątkowski, *Appl. Phys.* **A36**, 47 (1985).
- [40] M. Dębowska, R. Ewertowski, W. Świątkowski, *Nukleonika* **29**, 1 (1984).
- [41] I. J. Rosenberg, A. M. Weiss, K. F. Canter, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1139 (1980).

- [42] K. F. Canter, *Proc. 6th Int. Conf. on Positron Annihilation*, red. P. G. Coleman, S. C. Sharma, L. M. Diana, North Holland 1982, str. 138.
- [43] K. G. Lynn, W. E. Frieze, P. J. Schultz, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1137 (1984).
- [44] H. Weiss, K. F. Canter, *Proc. 6th Int. Conf. on Positron Annihilation*, red. P. G. Coleman, S. C. Sharma, L. M. Diana, North Holland 1982, str. 162.
- [45] L. D. Hullet, J. M. Dale, S. Pendyala, *Proc. 6th Int. Conf. on Positron Annihilation*, red. P. G. Coleman, S. G. Sharma, L. M. Diana, North Holland 1982, str. 857.
- [46] K. F. Canter, A. P. Mills Jr., S. Berko, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 7 (1974).
- [47] A. P. Mills Jr., *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1828 (1978).
- [48] K. F. Canter, A. P. Mills Jr., S. Berko, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 177 (1975).
- [49] A. P. Mills Jr., L. N. Pfciffer, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1961 (1979).
- [50] S. Chu, A. P. Mills Jr., *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1333 (1982).

Helmut Rauch

Atominstytut der Österreichischen Universitäten
Wien, Austria

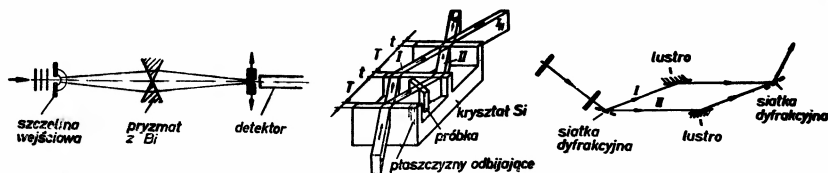
Interferometria neutronowa testem mechaniki kwantowej

Neutron Interferometric Tests of Quantum Mechanics

Abstract: Interferometers based on wavefront and amplitude division have been developed in the past. Most experiments have been performed with the perfect crystal neutron interferometer which provides widely separated coherent beams enabling new experiments in the field of fundamental nuclear- and solid state physics. A nondispersive sample arrangement and the difference of stochastic and deterministic absorption has been investigated. The verification of the 4π -symmetry of spinors and of the quantum mechanical spin-superposition experiment on a macroscopic scale are typical examples of interferometry in spin space. These experiments were continued with two resonance coils in the beams where the results showed that coherence persists, even if an energy exchange between the neutron and the resonator system occurs with certainty. A quantum beat effect was observed when slightly different resonance frequencies were applied to both beams. In this case, the extremely high energy sensitivity of 2.7×10^{-10} eV was achieved. Phase echo systems, experiments with chopped beams and multiplate interferometry are discussed as examples for forthcoming experiments. All the results obtained up until now are in agreement with the formalism of quantum mechanics and stimulate the discussion about the interpretation of this basic theory.

1. Wstęp

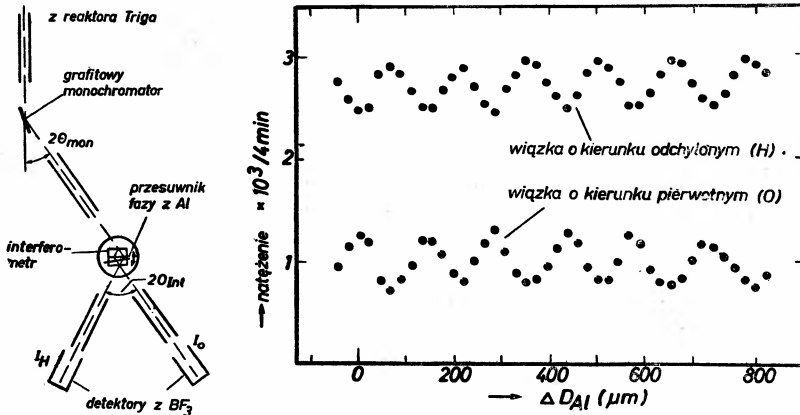
Przetestowano dotychczas trzy rodzaje interferometrów neutronowych. Interferometr szczelinowy, oparty na podziale frontu fali, daje długie drogi wiązek, ale ich rozdzielenie jest bardzo małe [1, 2]. Interferometr z doskonałym kryształem oparty jest na podziale amplitudy. Jest on obecnie najczęściej używany ze względu na znaczne rozdzielenie wiązek i powszechną dostępność w badaniach podstawowych fizyki jądrowej i fizyki ciała stałego [3, 4]. Ostatnio opracowano interferometr wykorzystujący dyfrakcję na siatce, znajdujący główne zastosowanie dla bardzo powolnych neutronów [5]. Schematyczne porównanie tych typów interferometrów pokazano na rys. 1. Interferometr z doskonałym kryształem daje największe natężenia i największą swobodę w manipulacji wiązkami.



Rys. 1. Schemat interferometru szczelinowego, interferometru z doskonałym kryształem i interferometru z siatką dyfrakcyjną.

W tym artykule omawiamy rozwój i zastosowanie interferometru z doskonałym kryształem. Pierwszy zakończony sukcesem test takiego interferometru wykonano w 1974 r. używając naszego niewielkiego (250 kW) reaktora TRIGA w Wiedniu [3] (rys. 2).

Interferometr z doskonałym kryształem jest makroskopowym urządzeniem kwantowym o typowych wymiarach kilku centymetrów. Podstawą tego rodzaju interferometrii neutronowej jest niezakłócony porządek atomów w monolitycznym, doskonałym kryształ



Rys. 2. Pierwszy obraz interferencyjny otrzymany przy pomocy interferometru z doskonałym kryształem [3].

krzemu [3, 6]. Padająca wiązka rozdzielana jest, przy zachowaniu spójności, na pierwszej płycie kryształu, odbijana na płycie środkowej i koherentnie zmieszana na trzeciej płycie (rys. 1b). Uwzględniając symetrię wnioskujemy natychmiast, że funkcje falowe wiązek z obu dróg, składające się po wyjściu z interferometru na wiązkę poruszającą się w pierwotnym kierunku, są jednakowe ($\Psi_0^I = \Psi_0^{II}$), ponieważ pierwsza przechodzi — odbija się — odbija się, a druga odbija się — odbija się — przechodzi. W układzie wykorzystuje się dyfrakcję Bragga na doskonałych kryształach; długość fali de Broglie'a neutronów wynosi około $1,8 \text{ \AA}$, a ich energia około $0,025 \text{ eV}$.

Opracowanie teoretyczne zagadnienia dyfrakcji oparte jest na dynamicznej teorii dyfrakcji opisanej w literaturze [7—10] również dla przypadku neutronów. Kiedy wiązka padająca spełnia warunek Bragga, wewnątrz doskonałego kryształu wzbudzają się dwie fale, jedna o węzłach w położeniach atomów a druga o węzłach pomiędzy atomami. Dlatego też ich wektory nieznacznie się różnią ($k_1 - k_2 \simeq 10^{-5} k_0$) i z powodu wzajemnego oddziaływania tych fal powstaje dość skomplikowana struktura interferencyjna, zmieniająca się znacznie na charakterystycznej długości Δ_0 zwanej długością *Pendellösung*. Dla zwykłego odbicia od krzemu jest ona rzędu $50 \mu\text{m}$. Zachowanie zdolności do interferencji na całej długości interferometru wymaga precyzji wymiarów monolitycznego układu porównywalnej z wielkością Δ_0 . Dlatego też kryształ interferometru ustawić należy na stabilnym stole goniometrycznym w warunkach minimalizujących wibracje i gradienty temperatury.

Przesunięcie fazy pomiędzy dwiema spójnymi wiązkami wywołać można przy pomocy oddziaływań jądrowych, magnetycznych lub grawitacyjnych. W pierwszym przypadku przesunięcie fazowe najłatwiej jest obliczyć przy pomocy współczynnika załamania [11, 12]

$$n = \frac{k_{in}}{k_0} = 1 - \frac{\lambda^2 N}{2\pi} \sqrt{b_c^2 - \left(\frac{\sigma_r}{2\lambda}\right)^2} + i \frac{\sigma_r N \lambda}{4\pi}. \quad (1.1)$$

Dla słabo absorbujących materiałów ($\sigma_r \rightarrow 0$) wyrażenie to upraszcza się do

$$n = 1 - \lambda^2 \frac{N b_c}{2\pi}, \quad (1.2)$$

gdzie b_c jest długością spójnego rozpraszania, N — gęstością cząstek materiału przesuwającego fazę. Tak jak w zwykłej optyce światła, zmianę funkcji falowej obliczyć można następująco:

$$\psi \rightarrow \psi_0 e^{i(n-1)kD} = \psi_0 e^{-iN b_c \lambda D} = \psi_0 e^{i\chi}. \quad (1.3)$$

Dlatego też natężenie za interferometrem dane jest przez

$$I_0 \propto |\psi_0^I + \psi_0^{II}|^2 \propto (1 + \cos\chi) \quad (1.4)$$

Natężenie wiązki w kierunku odchyłonym wynika z zachowania liczby cząstek

$$I_0 + I_H = \text{const.} \quad (1.5)$$

Natężenie wiązek za interferometrem zmienia się więc w funkcji grubości D przesuwnika fazy, gęstości cząstek N i długości fali neutronów λ .

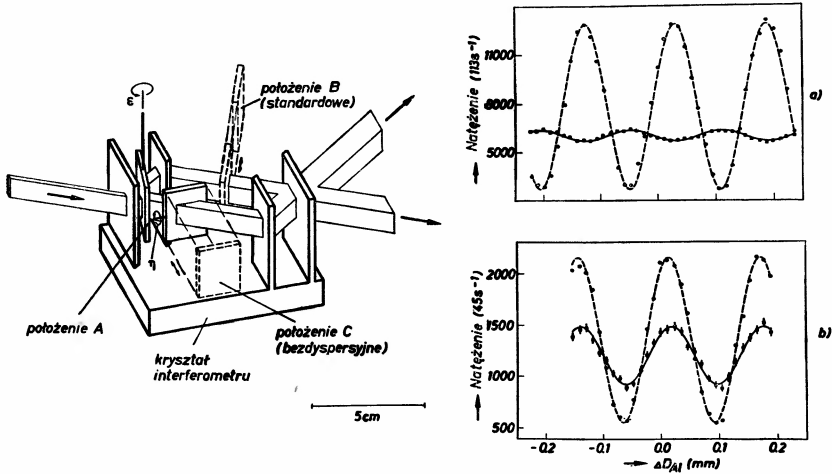
Każdy prawdziwy przyrząd wykazuje odstępstwa od idealizacji zakładanych przez teorię: doskonały kryształ wykazuje pewne odstępstwa od doskonałości a jego rozmiary trochę się zmieniają; przesuwnik fazy przyczynia się do niedoskonałości przez zmianę swojej grubości i jednorodności; nawet wiązka neutronów przyczynia się do odstępstwa od idealnej sytuacji na skutek rozrzutu długości fali $\Delta\lambda$. Dlatego też eksperymentalny obraz interferencyjny należy opisywać przy pomocy związku

$$I \propto A + B \cos(\chi + \Phi_0) \quad (1.6)$$

gdzie A , B i Φ_0 są charakterystycznymi parametrami danego układu. Należy jednak nadmienić, że dobrze skompensowany układ doświadczalny może zbliżyć się [13] do idealnego zachowania opisanego wzorem (1.4). Zmniejszenie się kontrastu dla wysokich rzędów wynika z długości spójności, która jest określona przez rozrzut długości fali w wiązce neutronów ($\Delta\chi_L = \lambda_0^2/\Delta\lambda$). Powoduje to zmianę amplitudy w równaniu (1.6) (gdzie $B \rightarrow B \exp[-(\Delta\lambda/\lambda_0)^2 \chi_0^2/2]$). Zależność χ od długości fali w równaniu (1.3) znika, jeśli próbkę ustawić tak, by jej powierzchnia zorientowana była równoległe do powierzchni odbijających. Długość drogi w interferometrze wynosi wtedy $D_0/\sin\theta_B$ i dlatego przesunięcie fazowe $\chi = -2d_{hkl} N b_c D_0$ staje się niezależne od długości fali. W tym przypadku, w odróżnieniu od standardowego położenia próbki, nie pojawia się tłumienie interferencji w wysokich rzędach wynikające z rozrzutu długości fali. Przykładem mogą być wyniki niedawnego doświadczenia (rys. 3), w którym uzyskano obraz interferencyjny w 256 rzędzie

umieszczając próbkę w położeniu dającym dyspersję i w położeniu bezdyspersyjnym [14]. Widać, że obraz uzyskany w położeniu bezdyspersyjnym jest znacznie wyraźniejszy.

Wszystkie dotychczas uzyskane wyniki pomiarów interferometrycznych dają się dobrze wyjaśnić przy pomocy obrazu falowego mechaniki kwantowej oraz zasady komplementarności standardowej mechaniki kwantowej. Niemniej należy pamiętać, że neutron posiada



Rys. 3. Obserwacja interferencji w wysokim rzędzie ($m = 256$) przy dyspersyjnym i bezdyspersyjnym ustawieniu próbki [14]. (Linia przerywana odpowiada pomiarom w niskim rzędzie)

również dobrze zdefiniowane własności cząstkowe, które mogą się przenosić przez interferometr. Własności te, razem z własnościami falowymi, podsumowane zostały w tabeli 1. Zarówno własności cząstkowe jak i falowe są dobrze ugruntowane, dlatego też neutrony wydają się być odpowiednim narzędziem do testowania mechaniki kwantowej przy użyciu cząstek o niezerowej masie, dla których dualizm cząstkowo-falowy jest oczywisty.

Wszystkie eksperymenty interferometrii neutronowej odnoszą się do przypadku autointerferencji, gdzie w pewnym przedziale czasu w układzie interferometrycznym znajduje się co najwyżej jeden neutron. W tym czasie następny neutron zwykle jeszcze nie powstał, jest uwięziony wewnątrz jądra uranu paliwa reaktora. Chociaż kolejne neutrony z sobą nie oddziałują, mają jednak pewną wspólną historię, określoną przez ustalone ograniczenia, wynikające np. ze sposobu spowalniania neutronów, ich ruchu w przewodnicach neutronów, przez kryształ monochromatora i przez określony układ interferometru. Dlatego też każdy rzeczywisty obraz interferencyjny jest wynikiem własności pojedynczych cząstek, jak też i własności grupowych. W następnych rozdziałach przedstawione zostaną typowe doświadczenia wykonane głównie przez naszą grupę w ciągu ostatnich 12 lat.

2. Absorbacja stochastyczna w porównaniu z deterministyczną

Pewne osłabienie wiązki osiągnąć można albo stosując półprzepuszczalny materiał albo też odpowiedni system modulujący wiązkę (*chopper*). W pierwszym przypadku prawdopodobieństwo transmisji zdefiniowane jest przez przekrój czynny σ_a na absorbcję materiału

Tabela 1. Własności neutronów

WŁASNOŚCI CZĄSTKOWE

masa	$m_0 = 1.6749543(86) \cdot 10^{-24} \text{ g}$
spin	$s = \frac{1}{2} \hbar$
moment magnetyczny	$\mu = -1.91304308(54) \mu_K$
czas życia	$T_{1/2} = 641(8) \text{ s}$
ładunek elektryczny	$q < 2.2 \cdot 10^{-20} e$
elektryczny moment dipolowy	$d < 4.8 \cdot 10^{-25} e \cdot \text{cm}$
promień	$R = 0.7 \text{ fm}$
struktura kwarkowa	$n = u - d - d$
związki kinematyczne	$p = mv \quad E = \frac{mv^2}{2}$

WŁASNOŚCI FAŁOWE

długość fali Comptona	$\lambda_C = \frac{h}{mc} = 1.32 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$
długość fali de Broglie	$\lambda_B = \frac{h}{mv} \approx 1 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^*$
długość spójności	$\lambda_C = \lambda^2 / \Delta\lambda \approx 1 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^*$
długość pakietu falowego	$\lambda_p = v \cdot \Delta t \approx 1 \cdot 10^0 \text{ cm}^*$
odległość rozpadu	$\lambda_d = v \cdot T_{1/2} \approx 2 \cdot 10^8 \text{ cm}^*$
różnice fazy	$0 \leq \chi \leq 2\pi$

* Wartości dla neutronów termicznych ($\lambda_B = 1.8 \text{ \AA}$, $v = 2200 \text{ m/s}$).

$[a = I/I_0 = \exp(-\sigma_a ND)]$ i zmianę funkcji falowej otrzymujemy bezpośrednio z zespolonego współczynnika załamania (1.1)

$$\psi \rightarrow \psi_0 e^{i(n-1)kD} = \psi_0 e^{ixe^{-\sigma_a ND/2}} = e^{ix\sqrt{a}} \psi_0. \quad (2.1)$$

Intensywność wiązki za interferometrem wyraża się więc następująco:

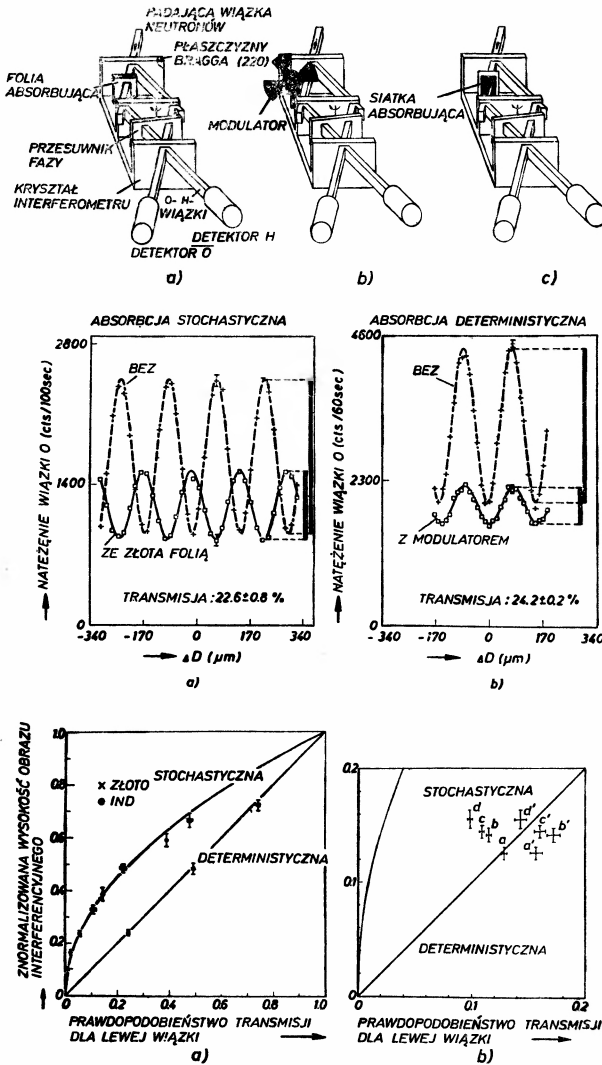
$$I_0 \propto |\Psi_0^I + \Psi_0^{II}|^2 \propto [(1+a) + 2\sqrt{a} \cos\chi]. \quad (2.2)$$

Z drugiej strony prawdopodobieństwo transmisji dla układu modulującego z wiatraczkiem (*chopperem*) lub innego układu migawkowego dane jest przez stosunek czasu, w którym migawka jest otwarta, do czasu całkowitego, $a = t_{\text{otwarte}}/t_{\text{otwarte}} + t_{\text{zamknięte}}$. Proste rachunki prowadzą wówczas do

$$I \propto [(1-a)|\Psi_0^{II}|^2 + a|\Psi_0^I + \Psi_0^{II}|^2] \propto [(1+a) + 2a \cos\chi], \quad (2.3)$$

a więc kontrast obrazu interferencyjnego jest proporcjonalny do \sqrt{a} w pierwszym przypadku i do a w drugim przypadku, chociaż liczba zaobserwowanych neutronów jest taka sama. W obu przypadkach absorpcję można uznać za pomiar, gdyż w jej wyniku powstaje jądro złożone, wzbudzone do kilku MeV, zwykle tracące energię przez wysłanie wychwytowego promieniowania gamma. Można je łatwo wykryć w różny sposób.

Rysunek 4 pokazuje typowe wyniki dla prawdopodobieństwa transmisji przy a zbliżonym do 0.25; pokazana jest też zależność znormalizowanego kontrastu od prawd-



Rys. 4. Szkic układu doświadczalnego dla pomiarów z absorpcją: (część górna) (a) absorpcja stochastyczna, (b) absorpcja deterministyczna, (c) tłumienie przez siatkę transmisyjną. Typowe wyniki dla absorpcji stochastycznej i deterministycznej (część środkowa). Redukcja kontrastu w funkcji tłumienia wiązki dla różnych metod absorpcji (część dolna). Poszczególne punkty w (b) odpowiadają tłumieniu wiązki przez siatkę transmisyjną [16].

podobieństwa transmisji [15, 16]. Różnice kontrastu stają się szczególnie wyraźne dla niskich prawdopodobieństw transmisji, gdy część interferencyjna we wzorze na intensywność jest zdecydowanie większa niż prawdopodobieństwo transmisji przez półprzepuszczalny materiał absorbujący. Obszar pomiędzy zależnością liniową a pierwiastkową daje się osiągnąć stosując bardzo wąskie szczeliny w modulującym wiatraczku lub też bardzo gęstą siatkę transmisyjną, gdyż wtedy zaczynamy tracić informację o tym, przez którą z szczelin przeszedł neutron. Krytyczna szerokość szczeliny związana jest z długością *Pendellösung* i z tym, że z powodu dyfrakcji na szczelinie niektóre neutrony stają się neutronami „znaczonymi”, co daje w zasadzie możliwość ich oddzielnej detekcji.

3. Symetria spinorów względem obrotów o 4π

Oddziaływanie magnetyczne spowodowane jest przez dipolowe sprzężenie momentu magnetycznego neutronu μ z polem magnetycznym B ($H = -\mu B$). Dlatego też propagacja funkcji falowej opisana jest przez

$$\Psi \rightarrow \Psi_0 e^{-i(Ht/\hbar)} = \Psi_0 e^{-i(\mu B t/\hbar)} = \Psi_0 e^{-i\alpha/2} = \Psi(\alpha), \quad (3.1)$$

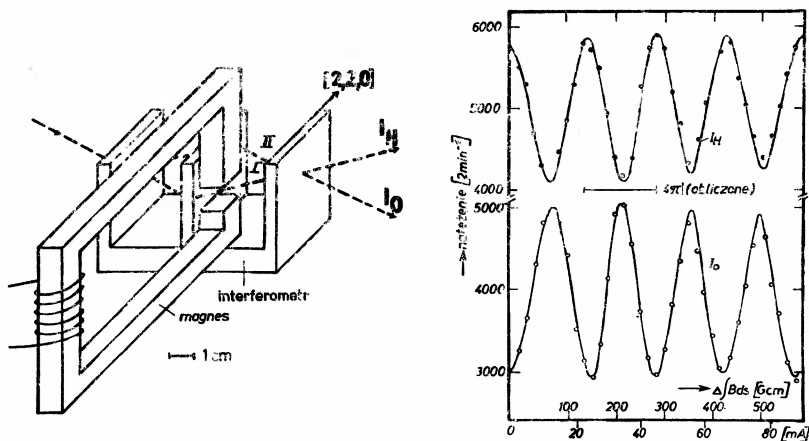
gdzie α określa kąt precesji Larmora wokół pola magnetycznego B ($\alpha = (2\mu/\hbar) \int B dt \simeq (2\mu/\hbar v) \int B ds$). Ta funkcja falowa wykazuje typową dla spinorów symetrię względem obrotów o 4π

$$\Psi(2\pi) = -\Psi(0), \quad \Psi(4\pi) = \Psi(0), \quad (3.2)$$

podczas gdy symetria względem obrotów o 2π prawdziwa jest tylko w odniesieniu do wartości oczekiwanych

$$|\Psi(2\pi)|^2 = |\Psi(0)|^2. \quad (3.3)$$

Zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi [17–19], periodyczność 4π może się ujawnić w eksperymentach interferencyjnych. Zostało to potwierdzone doświadczalnie we wczes-



Rys. 5. Pierwsze obserwacje symetrii 4π dla spinorów [20].

nych eksperymentach interferometrii neutronowej [20, 21]. Otrzymano w nich następującą zależność natężenia dla niespolaryzowanej wiązki padających neutronów

$$I_0 \propto |\Psi(0) + \Psi(\alpha)|^2 \propto \left(1 + \cos \frac{\alpha}{2}\right). \quad (3.4)$$

Wyniki pierwszego doświadczenia z tym związanego przedstawiono na rys. 5. Rezultaty te dyskutowane są szeroko w literaturze. Należy nadmienić, że w przypadku fermionów symetrię 4π można zawsze przypisać rzeczywistym obrotom [22, 23]. Najdokładniejsza obecnie wartość okresu wynosi $\alpha_0 = 715.87 \pm 3.8$ stopnia [24]. Wartość ta daje niewielkie pole dla spekulacji na temat łamania symetrii SU(2), zalecane jest jednak nowe, bardziej dokładne określenie α_0 . Efekt periodyczności 4π zaobserwowano zarówno dla niespolaryzowanych, jak i dla spolaryzowanych neutronów, co pokazuje wewnętrzną cechę tego zjawiska i własności autointerferencji, z jakimi mamy do czynienia w tego typu eksperymentach. Należy także zwrócić uwagę na interferometryczną obserwację fazy Berry'ego [25], która jest zjawiskiem topologicznym i dlatego zasługuje na szczególną uwagę.

4. Interferometria stanów spinowych

W tym przypadku wektor polaryzacji neutronów zaburza się w różny sposób na obu drogach spójnych wiązek, by zmieszać je potem na wyjściu z interferometru. Zasady tych eksperymentów i najważniejsze wyniki podsumowano na rys. 6. Więcej szczegółów na temat tych doświadczeń można znaleźć w pracach [26, 27]. Istnieje wyraźna różnica pomiędzy statyczną i rezonansową metodą reorientacji spinów, należy ją więc omówić.

W pierwszym przypadku (reorientacja statyczna) funkcja falowa zmienia się zgodnie z równaniem (3.1) zastosowanym do spolaryzowanych neutronów wchodzącej wiązki

$$\Psi \rightarrow e^{ix} e^{-i\sigma\alpha/2} |z\rangle = e^{ix} e^{-i\sigma_y\pi/2} |z\rangle = -i\sigma_y e^{ix} |z\rangle = e^{ix} |-z\rangle. \quad (4.1)$$

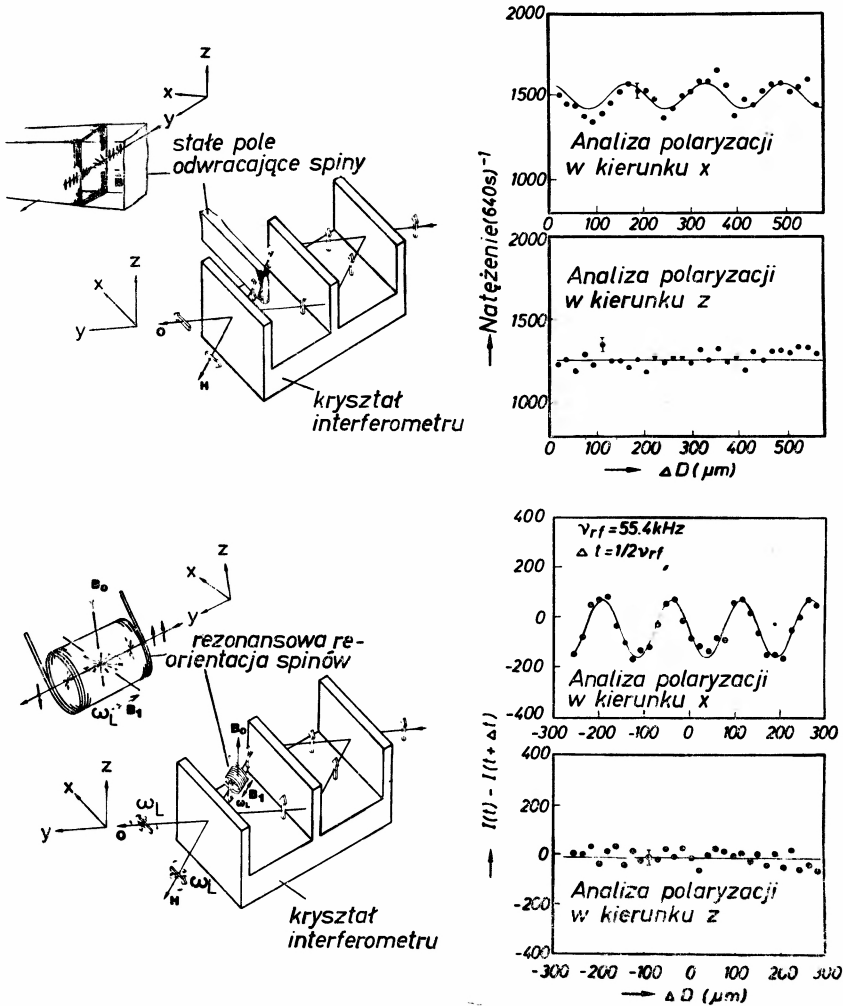
Założono tu obrót wektora polaryzacji wokół osi y o kąt π [28]. W ten sposób na trzeciej płytce interferometru nakładają się na siebie dwie funkcje falowe, odpowiadające przeciwnym kierunkom spinów

$$\Psi \propto (|z\rangle + e^{ix} |-z\rangle) \quad (4.2)$$

Odpowiada to sytuacji zaproponowanej w 1963 r. przez Wignera [29] w celu sprawdzenia kwantowomechanicznego prawa superpozycji spinów. W tym przypadku natężenia wiązek O i H są jednakowe, a ich wektor polaryzacji leży w płaszczyźnie (x, y) , a więc jest prostopadły do początkowego kierunku spinu. Kąt polaryzacji w płaszczyźnie (x, y) wyznaczony jest przez jądrowe przesunięcie fazowe.

$$\mathbf{p}_0 = \frac{\langle \Psi | \sigma | \Psi \rangle}{I_0} = \begin{bmatrix} \cos \chi \\ \sin \chi \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (4.3)$$

Tak więc czysty stan początkowy przechodzi w czysty stan końcowy, który różni się od obu stanów przed superpozycją. Obraz interferencyjny pojawia się tylko wtedy, gdy analizy



Rys. 6. Typowe rezultaty oraz szkic statycznego (górną) i zależnego od czasu (dół) doświadczenia z superpozycją spinów [26, 27].

polaryzacji dokonamy w kierunku $|x\rangle$ lub $|y\rangle$. Jeśli ustawimy analizator w kierunku $|z\rangle$ (lub $|-z\rangle$), to nie będziemy obserwować zmian natężenia.

Drugą wersję doświadczenia z superpozycją spinów wykonano używając rezonansowej metody Rabiego reorientacji spinów, która jest również powszechnie stosowana w fizyce spolaryzowanych neutronów. W tym przypadku oddziaływanie zależy od czasu i oprócz odwrócenia spinu w eksperymencie interferencyjnym należy uwzględnić wymianę energii rezonansowej $E_{HF} = \hbar\omega$, zachodzącą pomiędzy neutronem i rezonatorem. Ta wymiana energii obserwowana była w oddzielnym doświadczeniu, w którym rozdzielczość energetyczna ΔE przyrządu pomiarowego była wyższa niż zeemanowskie rozczepienie poziomów ($\Delta E < E_{HF}$) [30]. Doświadczenie to zostało przeprowadzone zgodnie z propozycją Drabkina i Zytnikowa [31]. Całkowite odwrócenie spinu wymaga częstości pola spełniającej

warunek rezonansu i amplitudy B_1 spełniającej relację $|\mu|B_1l/\hbar v = \pi$, gdzie l jest długością cewki. Ponieważ zamiast pól rotujących używa się pola oscylujące tylko jedna ze składowych daje wkład do rezonansu, co powoduje pewne odstępstwo częstości rezonansowej od częstości Larmora $\omega_L = 2|\mu|B_0/\hbar$ z powodu efektu Blocha-Siegerta [32, 33] ($\omega_r = \omega_L[1 + (B_1^2/16B_0^2)]$). Tak więc funkcja falowa wiązki przechodzącej przez rezonator zmienia się następująco:

$$\Psi \rightarrow e^{ix} e^{i(\omega - \omega_r)t} | -z \rangle. \quad (4.4)$$

Dlatego też na trzeciej płytce interferometru dochodzi do superpozycji stanów ze spinem do góry i ze spinem w dół. Końcowa polaryzacja wiązki wychodzącej równoległe do jej pierwotnego kierunku dana jest przez

$$\mathbf{p} = \begin{bmatrix} \cos(\chi + \omega_r t) \\ \sin(\chi + \omega_r t) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

i leży znowu w płaszczyźnie (x, y) , lecz tym razem wiruje w tej płaszczyźnie z częstością rezonansową (Larmora) chociaż pole magnetyczne już tu nie oddziałuje. Dla obserwacji tego efektu konieczna była stroboskopowa metoda pomiaru. Kierunek polaryzacji w płaszczyźnie (x, y) zależy od stanu (fazy) pola rezonansowego i dlatego należy go mierzyć synchronicznie z fazą tego pola.

Obserwowane zależności interferencyjne (rys. 6) pokazują, że pomimo dobrze zdefiniowanej wymiany energii pomiędzy neutronem i przyrzędem, spójność wiązek jest nadal utrzymana. Wymiana energii nie musi więc być traktowana jako proces pomiarowy. Jak zobaczymy poniżej, wymienianego fotonu nie daje się użyć do wykonania pomiaru bez zaburzenia układu¹. W naszym doświadczeniu przeprowadzić można następujące rozumowanie, oparte na różnych zasadach nieoznaczoności. Po pierwsze, nie można wykryć pojedynczego fotonu, wysłanego lub pochłoniętego przez rezonator, gdyż zabrania tego relacja nieoznaczoności pomiędzy liczbą fotonów i fazą. Można ją zapisać w postaci [34, 35]

$$(\Delta N)^2 \frac{(\Delta S)^2 + (\Delta C)^2}{\langle S \rangle^2 + \langle C \rangle^2} \geq 1/4, \quad (4.6)$$

gdzie S i C wyrazić można przez operatory kreacji i anihilacji, $C = (a_- + a_+)/2$ i $S = (a_- - a_+)/2$. Elementy macierzowe tych operatorów sprzęgają koherentne stany Glaubera. Dla naszych potrzeb wystarczy uproszczona postać tej relacji

$$\langle \Delta N^2 \rangle \langle \Delta \theta^2 \rangle \geq 1/4. \quad (4.7)$$

Nieoznaczoność liczby fotonów rezonatora minimalizowana jest dla rezonatorów w stanach koherentnych przez $\Delta N \simeq \sqrt{\langle N \rangle}$ [36], dlatego niepewność kąta fazowego nie jest mniejsza niż $\Delta \theta \simeq 1/2\sqrt{\langle N \rangle}$. W doświadczeniach z superpozycją spinów przy użyciu metody stroboskopowej wymagana dokładność określenia fazy pola reorientującego spiny jest nie mniejsza niż $\theta \leq 1/2$, nie można więc obserwować emisji lub absorpcji pojedynczego fotonu ($\Delta N \geq 1$).

¹ Dosłownie „nondemolition measurement”, por. C. M. Caves et al., *Rev. Mod. Phys.* 52, 341 (1980) (przyp. tłum.).

W drugiej wersji tego doświadczenia określenie drogi neutronu w interferometrze oparte jest na pomiarze zmiany energii neutronu. Jest to możliwe tylko w tym przypadku, gdy rozdzielczość energetyczna przyrządu pomiarowego jest lepsza niż $\Delta E \leq 2\mu B_0$. Z drugiej strony stroboskopowa metoda pomiaru stwarza dodatkowe ograniczenie, wymagając przedziałów czasowych $\Delta t \leq 1/2\nu_{\text{HF}} = h/4|\mu|B_0$. Obu tych warunków nie można spełnić jednocześnie z powodu relacji nieoznaczoności dla energii i czasu, zastosowanej do wiązki neutronów. Dochodzimy więc do wniosku, że jednoczesne określenie drogi wiązki w interferometrze i uzyskanie obrazu interferencyjnego pozostaje niemożliwością.

Grupa Vigiera wysunęła argumenty [37, 38] na to, że zastosowanie cewek rezonansowych obejmujących obie drogi spójnych wiązek dostarczyć może nowych informacji na temat dualizmu cząstkowo-falowego. Używając przyczynowo-stochastycznego podejścia do mechaniki kwantowej obliczyli oni [39, 40] potencjał kwantowy i trajektorie wiązek (rys. 13). Wyniki tych obliczeń są, niestety, identyczne z wynikami zwykłej mechaniki kwantowej, dlatego też wybór pomiędzy jednym i drugim punktem widzenia pozostaje sprawą epistemologii. Następny rozdział omawia doświadczenia związane z tym zagadnieniem.

5. Doświadczenia z dwiema cewkami

Układ doświadczalny z dwiema cewkami pokazany jest na rys. 7 [41, 42]. Końcowa polaryzacja leży w kierunku $|-z\rangle$, a przekaz energii $\hbar\omega$, może być mniejszy lub większy od rozdzielczości energetycznej ΔE , ponieważ i tak nie można tej informacji użyć do określenia drogi wiązki. Doświadczenie to przygotowane zostało zgodnie z propozycją grupy Vigiera [37, 38]. Zgodnie z naszymi poprzednimi rozważaniami zmianę funkcji falowej w przypadku dostrojenia cewek do rezonansu można dla spolaryzowanej wiązki padających neutronów $|\downarrow z\rangle$ wyrazić w różnych przypadkach następująco:

a) obie cewki działają synchronicznie, nie ma przesunięcia fazowego pomiędzy wytwarzanymi polami

$$\Psi \rightarrow e^{i(\omega - \omega r)t} | -z \rangle + e^{ix} e^{i(\omega - \omega r)t} | -z \rangle . \quad (5.1)$$

Wynikająca z tego modulacja natężenia

$$I_0 \propto 1 + \cos \chi \quad (5.2)$$

jest niezależna od pola cewek reorientujących spiny;

b) obie cewki działają synchronicznie, z ustalonym przesunięciem fazowym Δ

$$\Psi_0 \rightarrow e^{-i(\omega - \omega r)t} | -z \rangle + e^{ix} e^{i\Delta} e^{i(\omega - \omega r)t} | -z \rangle . \quad (5.3)$$

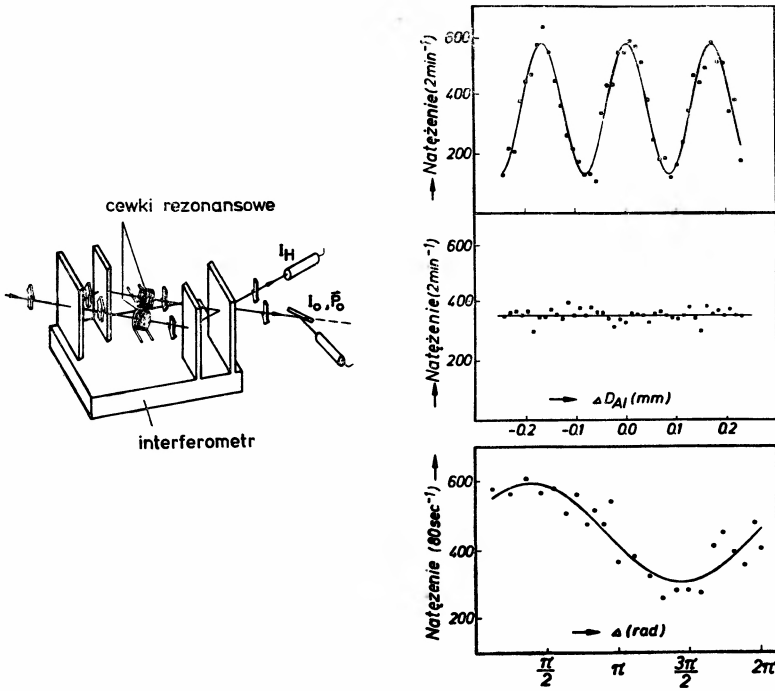
W tym przypadku modulacja natężenia dana jest przez

$$I_0 \propto 1 + \cos(\chi + \Delta) . \quad (5.4)$$

c) Obie cewki działają asynchronicznie, a różnica faz $\Delta(t)$ fluktuuje w statystycznie określony sposób, tak, że jej średnia znika w przedziale czasu, w którym dokonywany jest pomiar.

Wówczas

$$I_0 \propto \text{const.} \quad (5.5)$$



Rys. 7. Szkic (strona lewa) i wyniki (strona prawa) doświadczenia z dwiema cewkami rezonansowymi [41, 42]. U góry: synchroniczne pola cewek z $\nu_r = 71.90$ kHz (wzór 5.2). Środek: dwa niezależne, nieznacznie fluktuujące pola cewek z $\nu_r = 79.92 \pm 0.02$ kHz (wzór 5.5). Poniżej: obraz interferencyjny w funkcji przesunięcia fazowego Δ pomiędzy polami obu cewek przy $\nu_r = 71.90$ kHz (wzór 5.4).

Należy tu wspomnieć, że nawet w tym przypadku można zaobserwować spójność obu wiązek jeśli zastosujemy metodę stroboskopową ($I_0 = I_0(\Delta)$).

Wyniki związanych z tym eksperymentów pokazane zostały na rys. 7. Stwierdzono całkowitą zgodność z przewidywaniami teoretycznymi. Zdolność do interferencji zachowuje się pomimo tego, że z pewnością zachodzi wymiana energii $\hbar\omega_r$. Wewnątrz cewek rezonansowych wzbudzone są tylko kwanty w bardzo wąskim zakresie energii skupionym wokół $\hbar\omega_r$; inne kwanty nie powstają. Dlatego można wierzyć, że reorientacja spinu i proces przekazania energii neutronowi zaszedł w jednej z dwu cewek, co byłoby dowodem na to, że neutron wybrał jedną z dwóch możliwych dróg. Nawet to, raczej słabe stwierdzenie, wymagałoby jednak koncepcji „pilotujących fal”, potencjału kwantowego itp. prowadząc natychmiast do pytań o interpretację mechaniki kwantowej, a to nie jest przedmiotem tego artykułu.

6. Wielkości makroskopowe w relacjach nieoznaczoności

Rozdzielczość w przestrzeni pędów lub energii zwiększyć można przy pomocy optyki neutronowej dla doskonałego kryształu do tego stopnia, że sprzężone wielkości mogą mieć makroskopowe rozmiary.

Doskonały kryształ można przede wszystkim uznać za doskonały kolimator, którego rozbieżność kątowa dana jest w przybliżeniu przez stosunek stałej sieci do grubości kryształu (d_{hkl}/t). Własność ta staje się widoczna przy analizie wielokrotnych krzywych odbicia Lauego, gdzie konwolucja indywidualnych krzywych ma bardzo wąskie maksimum centralne [43, 44]; istnieje tu podobieństwo do efektu skupiania dyfrakcyjnego, opracowanego poraz pierwszy dla promieni X [45]. Indywidualne krzywe odbicia są dobrze znane w dynamicznej teorii dyfrakcji i można je opisać [7, 8] przez

$$P(Y) = \frac{\sin^2 \sqrt{A(1+y^2)}}{1+y^2}, \quad (6.1)$$

gdzie A jest zredukowaną wielkością związaną z grubością doskonałego kryształu, a y opisuje odchylenie od ścisłego kąta Bragga. Jednocześnie wąska wiązka padająca rozkłada się na cały „wachlarz Borrmanna”, którego rozmiary na wyjściu dane są przez grubość (t) płyt kryształu wzorem $2t \cdot \text{tg} \theta_B$. Gwałtowna zmiana natężenia na krzywej odbicia lub „wachlarzu Borrmanna” (prążki *Pendellösung*) spowodowana jest gwałtownymi zmianami fazy fal wzbudzonych w kryształach. Odpowiadające im krzywe Lauego (*rocking curves*) dane są przez konwolucję takich krzywych mających subtelną strukturę. Można je też interpretować jako funkcje autokorelacji, które dają się powiązać z zasadami nieoznaczoności [46]. Analityczną postać centralnego maksimum tych wielokrotnych krzywych Lauego zapisać można jako

$$I_p \propto \frac{J_1(2Ay)}{Ay}. \quad (6.2)$$

Szerokość połówkowa dana jest przez

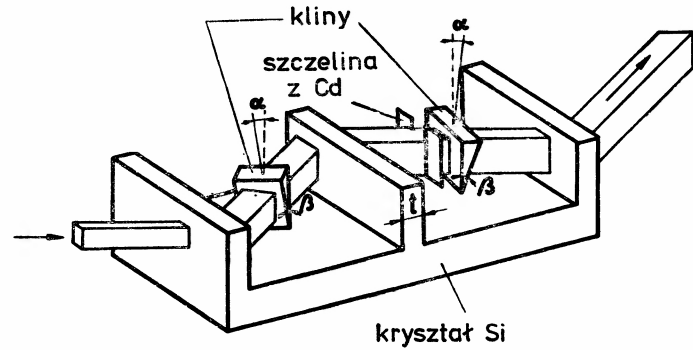
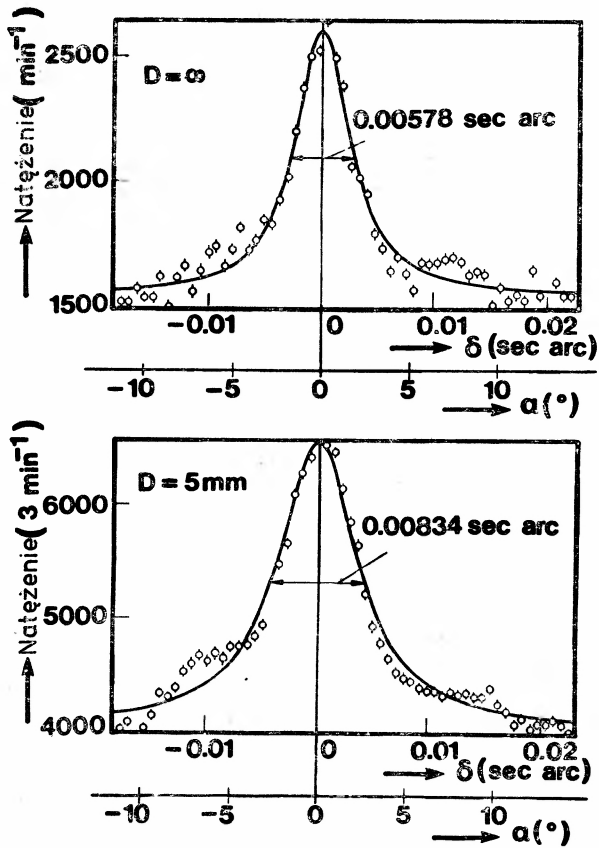
$$\delta\theta = 0.7 \frac{d_{hkl}}{t}. \quad (6.3)$$

Jest ona rzędu kilku tysięcznych sekundy łuku. Odpowiednia nieokreśloność pędu ($\Delta k \simeq k\delta\theta$) jest rzędu 1 cm^{-1} i dlatego Δx w relacji nieoznaczoności położenia i pędu jest rzędu centymetrów. Wzory dla potrójnego przypadku krzywych Lauego i dla różnych innych przyczynków do tych krzywych znaleźć można w literaturze [47].

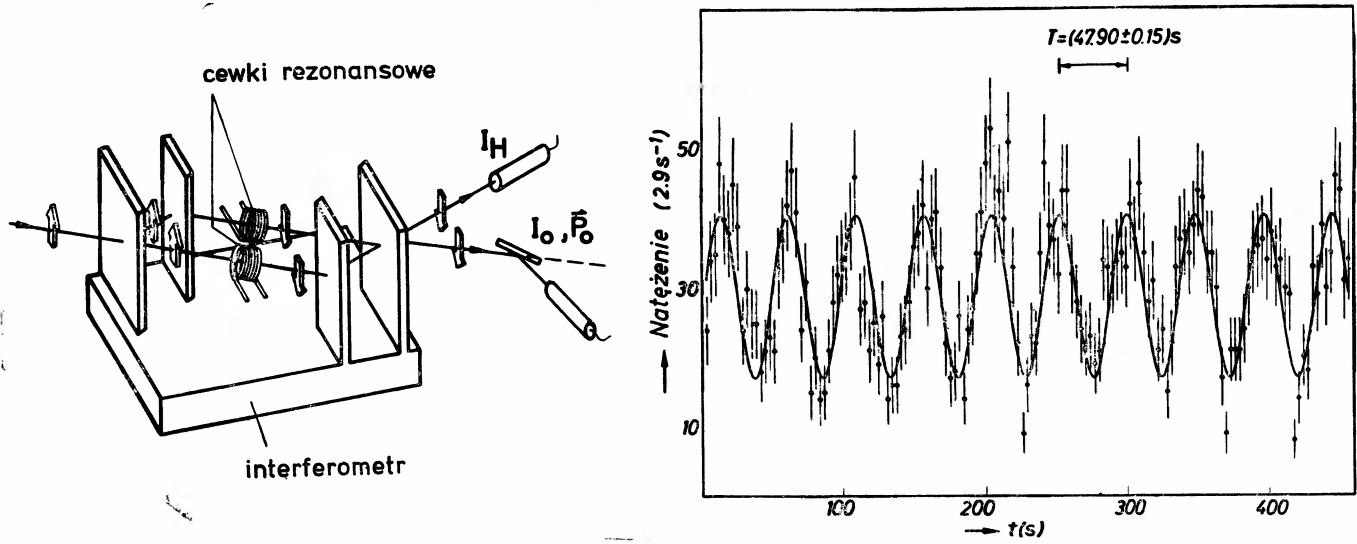
Doświadczenia wykonano przy pomocy układów monolitycznych wielopłytkowych, obracając wokół osi wiązki, uformowany w kształcie klina materiał. Pozwala to na właściwą kontrolę niewielkich odchyłeń wiązki w płaszczyźnie poziomej, która jest jedyną istotną płaszczyzną dla odbicia od doskonałego kryształu. Odchylenie to dane jest przez własności materiału, przez kąt β klinu i przez kąt α obrotu wokół osi wiązki

$$\delta = \frac{Nb_c \lambda^2}{\pi} \text{tg} \left(\frac{\beta}{2} \right) \sin \alpha. \quad (6.4)$$

Poszerzenie centralnego maksimum z powodu wstawienia makroskopowej szczeliny pokazane jest na rys. 8 [48]. Nowsze pomiary przy pomocy makroskopowych siatek transmisyjnych dały podobne wyniki. Chociaż długość fali neutronów jest mniejsza od szerokości szczeliny ok. 10^8 razy, z powodu wysokiej kątowej zdolności rozdzielczej takiego



Rys. 8. Układ doświadczalny do obserwacji potrójnych krzywych Lauego i poszerzenia wąskiego maksimum centralnego w wyniku dyfrakcji na szczelinie o szerokości 5 mm [48].



Rys. 9. Efekt dudnień kwantowych obserwowany przy różnicy częstości cewek rezonansowych o około 0.02 Hz przy 71.89979kHz [42].

układu poszerzenie staje się widoczne. Można to również rozumieć jako wynik dużej długości poprzecznej koherencji wiązki rozciągającej się na cały wachlarz Borrmanna ($2t \cdot \operatorname{tg} \theta_B$).

Alternatywą w stosunku do dyskutowanej powyżej wysokiej zdolności rozdzielczej pędów jest niezwykle wysoka rozdzielczość energetyczna, którą można osiągnąć przez niewielką modyfikację doświadczenia z dwiema cewkami, opisanego w rozdziale 5. Jeśli wybierzemy częstotliwości obu cewek tak, by nieznacznie się różniły, różny stanie się też przekaz energii ($\Delta E = \hbar(\omega_{r1} - \omega_{r2})$) na obu drogach wiązek. Jeśli pole będzie generowane przez syntezery wysokiej jakości, różnica częstotliwości może być bardzo mała. Sprawność reorientacji spinów przez cewki jest zawsze bardzo bliska jedności (lepsza niż 0,99). Funkcja falowa zmienia się zgodnie z

$$\Psi \rightarrow e^{i(\omega - \omega_{r1})t} | -z \rangle + e^{i\chi} e^{i(\omega - \omega_{r2})t} | -z \rangle . \quad (6.5)$$

Z tego powodu natężenie za interferometrem wykazuje typowy efekt dudnicń kwantowych, opisany przez

$$I \propto 1 + \cos[\chi + (\omega_{r1} - \omega_{r2})t] . \quad (6.6)$$

Tak więc natężenie wiązek po wyjściu z interferometru oscyluje pomiędzy wiązką o kierunku pierwotnym i wiązką odchyloną, choć w samym interferometrze nie zachodzą żadne widoczne zmiany [41, 42]. Stała czasowa tej modulacji osiągnąć może makroskopową wielkość, związaną z relacją nieoznaczoności $\Delta E \Delta t \leq \hbar/2$. Wyniki doświadczenia, w którym okres modulacji natężenia $T = 2\pi/(\omega_{r1} - \omega_{r2})$ wynosi $T = (47.90 \pm 0.15)$ s i jest wynikiem różnicy częstotliwości 0.02 Hz, pokazane są na rys. 9. Odpowiada to średniej różnicy przekazu ΔE energii wiązkom o $E = 8.6 \times 10^{-17}$ eV i czułości energetycznej 2.7×10^{-19} eV, lepszej o wiele rzędów wielkości od uzyskiwanej przez inne, zaawansowane metody spektroskopii. Ta wysoka rozdzielczość jest zupełnie niezwiązana z monochromatycznością wiązki neutronów, wynoszącą w tym przypadku $\Delta E_B \simeq 5.5 \times 10^{-4}$ eV wokół średniej energii wiązki $E_B = 0.023$ eV. Warto nadmienić, że wyniki te można również zinterpretować jako efekt powolnego przesuwania się fazy $\Delta(t)$ pomiędzy polami obu cewek (por. równanie 5.4), lecz bardziej fizyczne uzasadnienie oparte jest na różnym przekazie energii. Tę niezwykle wysoką rozdzielczość można stosować w podstawowych badaniach fizyki jądrowej i fizyki ciała stałego.

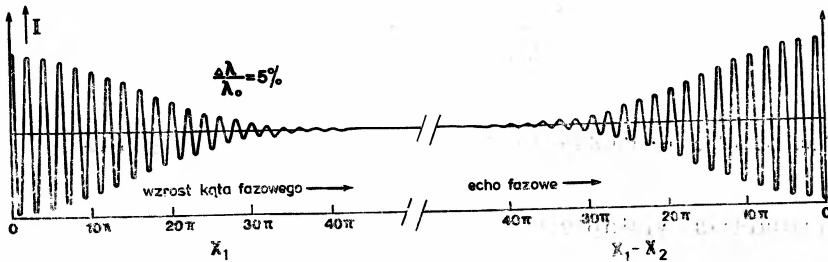
Naturalnym ograniczeniem dla szerokości energetycznej ΔE_i wiązki neutronów jest ich czas życia $\tau = 925$ s. Zgodnie z $\Delta E_i \tau \geq \hbar/2$ wynosi ona $\Delta E_i \simeq 3.5 \times 10^{-24}$ eV. Rozpad neutronów zachodzi na obu drogach wiązek i opisany jest przez czynnik tłumiący $\exp(-t/\tau) = \exp(-It/v)$, podobny do czynnika omawianego w rozdziale 2.

7. Doświadczenia w toku lub w przygotowaniu

Wydaje się nam, że wykonano już większość z podstawowych doświadczeń mających testować mechanikę kwantową za pomocą interferometrii neutronowej. Pozostaje możliwość bardziej dokładnego powtórzenia tych doświadczeń w jeszcze lepszych warunkach; mogą one zawsze dostarczyć spektakularnych rezultatów. Dodatkowo, możliwe są nowe eksperymenty, które mogłyby dalej popchnąć rozwój zaawansowanej optyki neutronowej. Poniżej przedstawione zostaną niektóre przykłady takich doświadczeń:

(a) Układ echa fazowego

Takie układy doświadczalne podobne są do układów echa spinowego, znanych z zaawansowanej spektroskopii neutronowej [49]; mierzy się tu jednak nie kąt precesji Larmora lecz fazę funkcji falowej [50]. Obraz interferencyjny znika jeśli wzdlużne przesunięcie pakietu falowego wywołane przesuwnikiem fazy stanie się większe niż długość spójności wiązki ($\chi\lambda/2\pi > \lambda^2/\Delta\lambda$, por. też rys. 3). Takie zachowanie obserwowano doświadczalnie [51, 52]. Stosując przeciwne przesunięcie fazowe w tej samej wiązce lub takie samo przesunięcie fazowe dla drugiej wiązki interferometru można odzyskać pełny kontrast rozmytego obrazu interferencyjnego, jak to schematycznie pokazano na rys. 10. Doświadczenia



Rys. 10. Zasada działania układu echa fazowego [50].

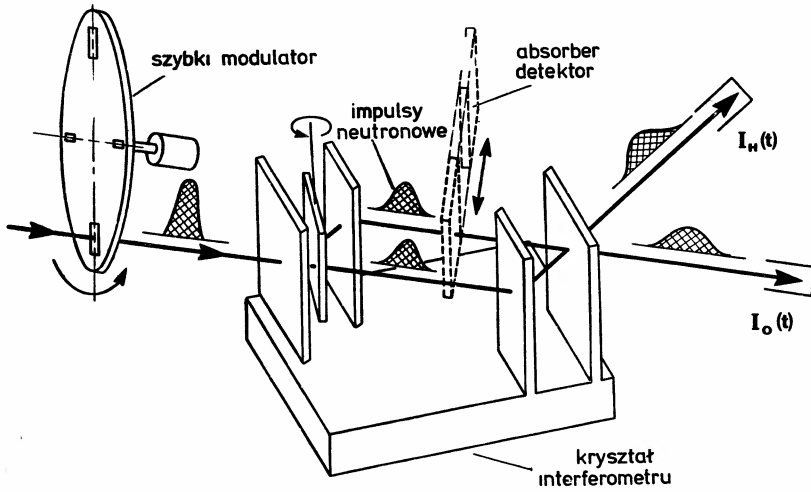
tego rodzaju pokazują, że informacja fazowa może istnieć chociaż mierzony sygnał wygląda na statystyczną mieszankę. Zastosowanie właściwej metody pomiarowej pozwala odzyskać spójność. Metoda ta otworzy nowe horyzonty jeśli połączyć ją z interferometrią wielopłytkową (część (c)), gdzie własności interferencyjne rozstrojonej fazowo wiązki odzyskać można w kolejnej pętli interferometru.

(b) Interferometria wiązek impulsowych

Można twierdzić, że w sytuacji stacjonarnej istnieje zawsze pewne nakrywanie się funkcji falowych (a przynajmniej składowych fal płaskich pakietów falowych obu wiązek) w miejscu rozczepienia wiązek i w miejscu ich zmieszania. Można tego uniknąć używając modulatora wytwarzającego impulsy, których długości są mniejsze niż rozmiary interferometru (rys. 11). Znane rozplywanie się przestrzenne paczek falowych

$$[\Delta x(t)]^2 = [\Delta x(0)]^2 + \left[\frac{(\hbar/2m)t}{\Delta x(0)} \right]^2, \quad (7.1)$$

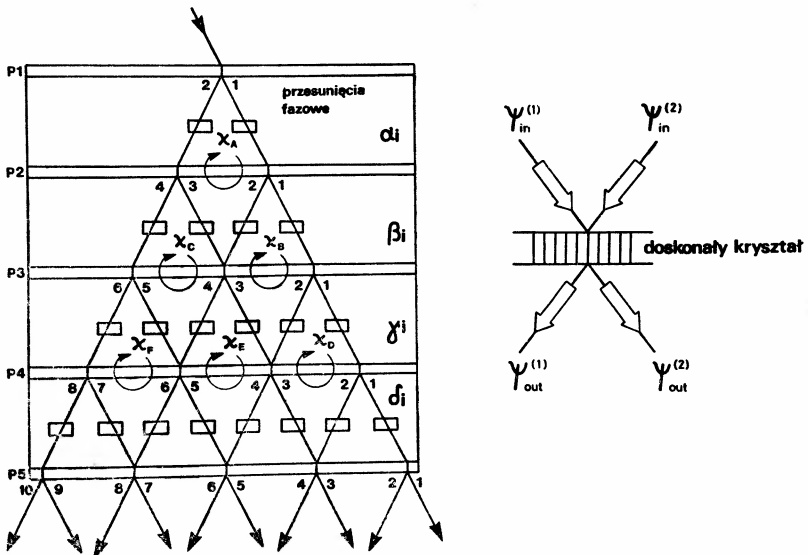
nie ma w praktyce wpływu na własności interferencyjne; długości impulsów Δx są znacznie większe niż długość spójności $\lambda^2/\Delta\lambda$. Pomimo tego takie doświadczenia pogłębią dyskusję nad redukcją funkcji falowej w przypadku użycia absorbera (por. rozdział 2). Umożliwi to również nowe rodzaje doświadczeń z opóźnionym wyborem, w których decyzja o obserwacji interferencji albo obserwacji drogi cząstek może być podejmowana już po przejściu impulsu przez płytkę rozczepiającą.



Rys. 11. Szkic aparatu do doświadczeń z interferencją wiązek impulsowych.

(c) Interferometria wielopłytkowa

Rysunek 12 pokazuje interferometr z pięcioma płytkami. W tym układzie różne pętle interferometryczne połączone są razem wspólnymi drogami wiązek. Opis teoretyczny oparty jest na formalizmie opracowanym dla standardowego układu z trzema płytkami [9, 10], ale oczekiwane własności interferencyjne wykazują pewne nowe cechy, nieobecne



Rys. 12. Szkic wielopłytkowego interferometru z zaznaczeniem różnych pętli interferometrycznych (po lewej) i zasady spójnego mieszania wiązek (po prawej).

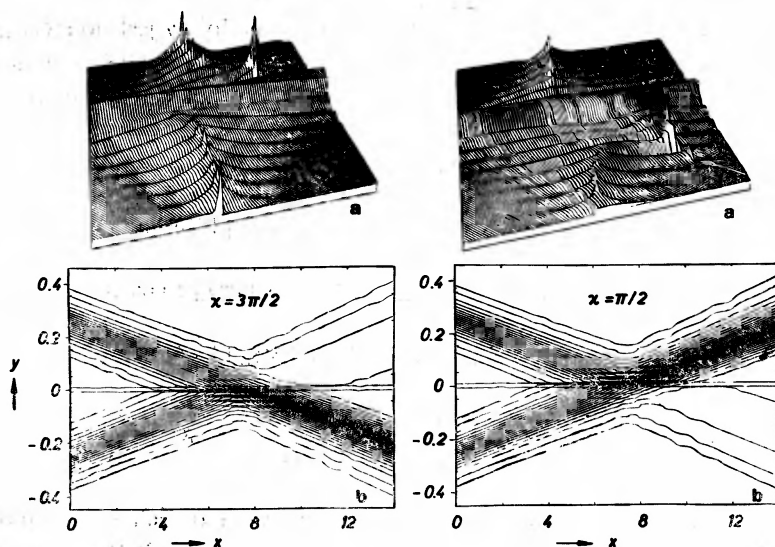
w standardowym interferometrze. Cały opis teoretyczny podobny jest do stosowanego dla promieni rentgenowskich [53, 54]; podamy tu wzory określające uśrednione natężenia interferujących wiązek po wyjściu z interferometru, który ma cztery płytki:

$$\begin{aligned}
 I_3 &= K_2 [3 + 2\cos(\chi_A + \chi_B) + 2\cos\chi_A + 2\cos\chi_B] \\
 I_4 &= K_1 + 2K_3 - 2K_2 [\cos(\chi_A + \chi_B) + \cos\chi_B] + 2K_3 \cos\chi_A \\
 I_5 &= 2K_2 + K_4 + 2K_2 \cos(\chi_A + \chi_C) - 2K_3 [\cos\chi_A + \cos\chi_C] \\
 I_6 &= K_1 + 2K_3 - 2K_2 [\cos(\chi_A + \chi_C) + \cos\chi_A] + 2K_3 \cos\chi_C \\
 K_1 &= \frac{417\pi}{1048}, \quad K_2 = \frac{79\pi}{1048}, \quad K_3 = \frac{65\pi}{1048}, \quad K_4 = \frac{175\pi}{1048}.
 \end{aligned} \tag{7.2}$$

Wszystkie natężenia zależą od dwóch przesunięć fazowych dwóch pętli interferometru. Pierwsze badania doświadczalne potwierdzają te przewidywania [54]. Natężenia i własności interferencji pętli *B* i *C* można częściowo kontrolować przy pomocy pierwszej pętli interferometru. Istnieją dodatkowe miejsca mieszania się czterech fal, stwarzające nowe aspekty dla spójnej optyki neutronowej. Na natężenia w pętlach interferometru można, nie psując spójności, wpłynąć nie tylko w miejscu płytki rozdzielającej lecz również w położeniu luster. Może to być użyteczne dla otrzymania „ściśniętych” (*squeezed*) stanów neutronowych [55] oraz układów o zagęszczonym rozkładzie cząstek w wiązce (*bunching systems*). Przeprowadzono obliczenia w celu stwierdzenia, czy przesuwanie fazy może mieć jakiś wpływ na wiązkę o zerowej intensywności (np. y_3 jeśli $x_A = \pi$). Wyniki obliczeń przewidują brak takiego wpływu. Absorbujące i grube przesuwniki fazowe, dające przesunięcie fazy rzędu długości spójności, prowadzą do dodatkowych efektów.

8. Dyskusja

Wszystkie wyniki doświadczeń z interferometrią neutronową opisane są dobrze formalizmem mechaniki kwantowej. Zgodnie z zasadą komplementarności i interpretacją kopenhaską do opisu obserwowanych zjawisk należy używać obrazu falowego. Pytanie o to, w jaki sposób dobrze zdefiniowane własności cząstkowe neutronu przenoszą się przez interferometr, nie ma w ramach tej interpretacji znaczenia, lecz z fizycznego punktu widzenia powinno ono być dozwolone. Dlatego też w dyskusji takich eksperymentów dopuścić należy również inne interpretacje. Obraz cząstkowy daje się zachować, jeśli zapostulować istnienie fal pilotujących lub jeśli potencjał kwantowy prowadzi cząstki w kierunku przewidywanych pozycji. Dla uproszczonego układu interferometru przeprowadzono odpowiednie obliczenia [39, 40]. Nielokalny potencjał kwantowy i trajektorie wiązek pokazuje rys. 13. Alternatywny punkt widzenia, zgodny z obrazem falowym, pokazuje rys. 14. Pozycje węzłów nakładających się pól falowych w stosunku do węzłów sieci określają kierunek fal po wyjściu z interferometru.

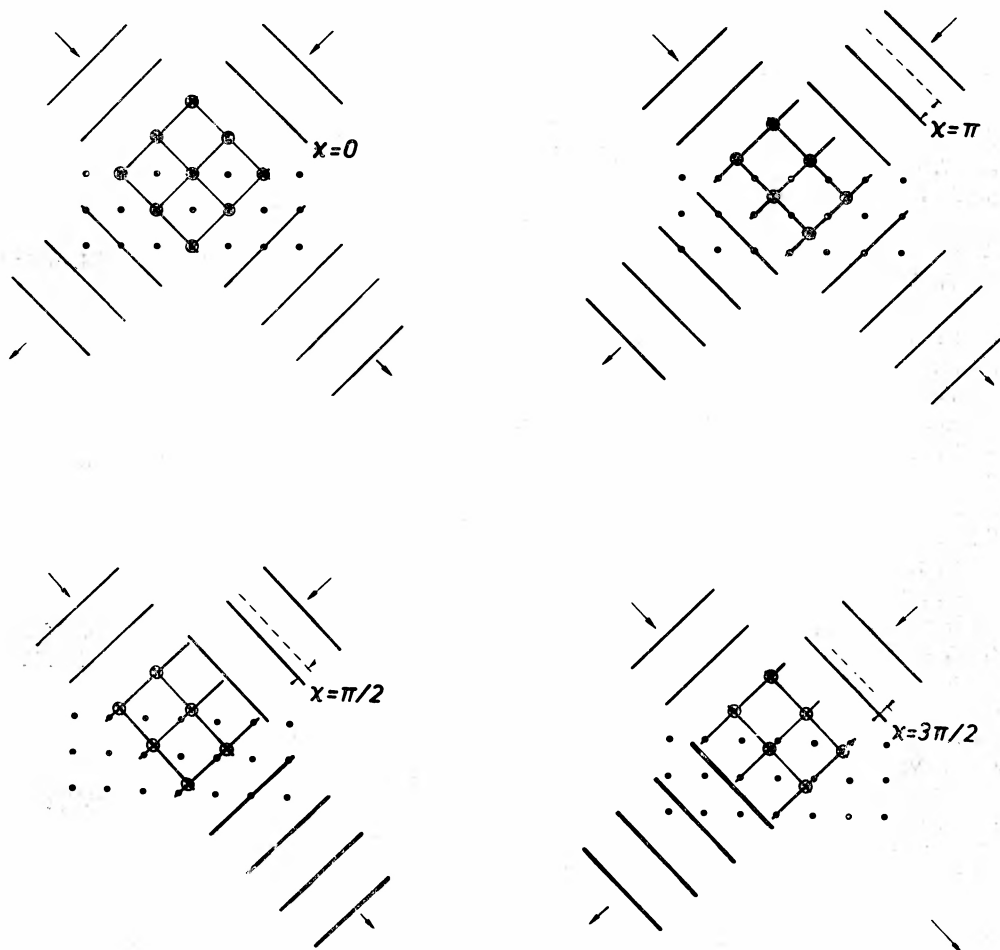


Rys. 13. Potencjał kwantowy i trajektorie cząstek w miejscu ich mieszania dla przesunięcia fazowego $\chi = 3\pi/2$ (po lewej) i $\chi = \pi/2$ (po prawej) [39].

Próbowaliśmy zawsze wykonywać doświadczenia bez uprzedzeń i nie chcemy wdawać się w żadną epistemologiczną interpretację mechaniki kwantowej².

Być może w przyszłości sformułowane zostaną propozycje nowych doświadczeń, które pozwolą na jednoznaczne rozstrzygnięcie pomiędzy różnymi interpretacjami. Fizyk doświadczalny docenia pionierską pracę twórców mechaniki kwantowej, którzy stworzyli podstawową teorię w oparciu o tak niewielki materiał doświadczalny. Mamy teraz znacznie więcej materiału, nawet w makroskopowej skali, lecz pomimo tego trzeba zauważyć, że w pewnych przypadkach interpretacja mechaniki kwantowej wykracza poza ludzką intuicję. Wystarczy wspomnieć o dwóch wynikach doświadczeń poprzednio diskutowanych: w jaki sposób każdy neutron, w eksperymencie z superpozycją spinów, może zmienić po wyjściu z interferometru swój początkowy, czysty stan w kierunku osi $|z\rangle$ na czysty stan w kierunku osi $|x\rangle$ jeśli w jednej z wiązek reorientacja spin uwcale nie zachodzi, a w drugiej następuje całkowite odwrócenie spinu? Skąd każdy neutron zdobywa informację o tym, w której wiązce ma się znaleźć po wyjściu z interferometru, jeśli wewnątrz interferometru obie wiązki doznają nieznacznie różnej wymiany energii a stała czasowa dudnienia jest o wiele rzędów dłuższa niż czas przelotu przez układ?

² Warto polecić tu kilka nowszych pozycji zajmujących się zagadnieniami interpretacji mechaniki kwantowej, przede wszystkim materiały z konferencji: *Symposium on the Foundations of Modern Physics*, red. P. Lahti, P. Mittelstaedt, World Scientific, Singapore 1985; *The Wave-Particle Dualism*, red. S. Diner, D. Fargue, G. Lochak, F. Selleri, D. Reidel, Dordrecht 1982; *Quantum Concepts in Space and Time*, red. R. Penrose, C. J. Isham, Clarendon Press, Oxford 1986; *Microphysical Reality and Quantum Formalism*, red. A. van der Merwe, F. Selleri, G. Tarozzi, (Reidel, Dordrecht 1988), oraz pozycja [41]. Starsze oryginalne prace zebrane są w: *Quantum Theory of Measurement.*, red. J. Wheeler i W. H. Zurek, Princeton Univ. Press, N. J. 1983. Dobre wprowadzenie do technicznych zagadnień zawiera książka H. Primas, *Chemistry, Quantum Mechanics and Reductionism*, Lect. Notes in Chemistry, t. 24, Springer, Berlin 1981. (przyp. tłum.).



Rys. 14. Węzły nakładających się fal i węzły sieci krystalicznej trzeciej płytki interferometru. Względna pozycja węzłów pola falowego i węzłów sieci zależy od przesunięcia fazowego i określa wiązki wychodzące z interferometru.

W tym artykule omówione zostały doświadczenia związane z podstawowymi problemami fizyki przeprowadzone przez naszą grupę. Kilka niedawnych artykułów przeglądowych może uzupełnić szerszy obraz stanu interferometrii neutronowej [56—59].

Wszystkie omawiane szczegółowo wyniki doświadczalne otrzymane zostały przez naszą grupę „interferometryczną” z Dortmundu, Grenoble i Wiednia, korzystającą z reaktora o dużym strumieniu w Grenoble. Pragnę podziękować tej grupie za współpracę, a w szczególności kolegom z naszego Instytutu, cytowanym w spisie literatury.

Z języka angielskiego tłumaczył
Włodzisław Duch

Instytut Fizyki UMK
Toruń

Literatura

- [1] H. Maier-Leibnitz, T. Springer, *Z. Physik* **167** (1962).
- [2] R. Gaehler, J. Kalus, W. Mampe, *J. Phys.* **E13**, 546 (1980).
- [3] H. Rauch, W. Treimer, U. Bonse, *Phys. Lett.* **A47**, 369 (1974).
- [4] W. Bauspiess, U. Bonse, H. Rauch, W. Treimer, *Z. Physik* **271**, 177 (1974).
- [5] A. I. Ioffe, V. S. Zabayankan, G. M. Drabkin, *Phys. Lett.* **111A**, 373 (1985).
- [6] U. Bonse, M. Hart, *Appl. Phys. Lett.* **6**, 155 (1965).
- [7] H. Rauch, D. Petrascheck, *Neutron Diffraction*, red. H. Dachs, Springer Verlag, Berlin 1978, rozdz. 9.
- [8] V. F. Sears, *Can. J. Phys.* **56**, 1261 (1978).
- [9] W. Bauspiess, U. Bonse, W. Graeff, *J. Appl. Cryst.* **9**, 68 (1976).
- [10] D. Petrascheck, *Acta Phys. Austr.* **45**, 217 (1976).
- [11] M. L. Goldberger, F. Seitz, *Phys. Rev.* **71**, 294 (1947).
- [12] V. F. Sears, *Phys. Rep.* **82**, 1 (1982).
- [13] *Neutron Interferometry*, U. Bonse, H. Rauch red., Clarendon Press, Oxford 1979.
- [14] H. Rauch, E. Seidl, D. Tuppinger, D. Petrascheck, R. Scherm, *Z. Physik B* (w druku).
- [15] H. Rauch, J. Summhammer, *Phys. Lett.* **104A**, 44 (1984).
- [16] J. Summhammer, H. Rauch, D. Tuppinger, *Phys. Rev.* **A36**, 4447 (1987).
- [17] Y. Aharonov, L. Susskind, *Phys. Rev.* **158**, 1237 (1967).
- [18] H. J. Bernstein, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 1102 (1967).
- [19] G. Eder, A. Zeilinger, *Nuovo Cim.* **34B**, 76 (1976).
- [20] H. Rauch, A. Zeilinger, G. Badurek, A. Wilfing, W. Bauspiess, U. Bonse, *Phys. Lett.* **A54**, 425 (1975).
- [21] S. A. Werner, R. Collella, A. W. Overhauser, C. F. Eagen, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1053 (1975).
- [22] A. Zeilinger, *Nature* **294**, 544 (1981).
- [23] H. J. Bernstein, *Nature* **315**, 42 (1985).
- [24] H. Rauch, A. Wilfing, W. Bauspiess, U. Bonse, *Z. Physik* **B29**, 281 (1978).
- [25] M. V. Berry, *Proc. Roy. Soc. London* **A392**, 45 (1984).
- [26] J. Summhammer, G. Badurek, H. Rauch, U. Kischko, A. Zeilinger, *Phys. Rev.* **A27**, 2523 (1983).
- [27] G. Badurek, H. Rauch, J. Summhammer, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1015 (1983).
- [28] A. Zeilinger, w [13], s. 241.
- [29] E. P. Wigner, *Am. J. Phys.* **31**, 6 (1963).
- [30] B. Alefeld, G. Badurek, H. Rauch, *Z. Physik* **B41**, 231 (1981).
- [31] G. M. Drabkin, R. A. Zhitnikov, *Sov. Phys. JETP* **11**, 729 (1960); *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **38**, 1013 (1960).
- [32] F. Bloch, A. Siegert, *Phys. Rev.* **57**, 522 (1940).
- [33] H. Kendrick, J. S. King, S. A. Werner, A. Arott, *Nucl. Instr. Meth.* **79**, 82 (1970).
- [34] P. Carruthers, M. M. Nieto, *Rev. Mod. Phys.* **40**, 411 (1968).
- [35] R. Jackiw, *J. Math. Phys.* **9**, 339 (1968).
- [36] R. J. Glauber, *Phys. Rev.* **131**, 2766 (1963).
- [37] C. Dewdney, P. Gueret, A. Kyprianidis, J. P. Vigiier, *Phys. Lett.* **102A**, 291 (1984).
- [38] J. P. Vigiier, *Pramana* **25**, 397 (1985).
- [39] C. Dewdney, *Phys. Lett.* **109A**, 377 (1985).
- [40] C. Dewdney, P. R. Holland, A. Kyprianidis, *Phys. Lett.* **A119**, 259 (1986).
- [41] G. Badurek, H. Rauch, D. Tuppinger, w: *Proc. Int. Conf. New Techniques and Ideas in Quantum Measurement Theory*, New York Academy of Science 1986, s. 133.
- [42] G. Badurek, H. Rauch, D. Tuppinger, *Phys. Rev.* **A34**, 2600 (1986).
- [43] U. Bonse, W. Graeff, R. Teworte, R. Rauch, *Phys. Status Solidi* (a) **43**, 487 (1977).
- [44] U. Bonse, W. Graeff, H. Rauch, *Phys. Lett.* **69A**, 420 (1979).
- [45] G. M. Aladzhadzhyan, P. A. Bezirganyan, O. S. Semerdzhyan, D. M. Vardanyan, *Phys. Status Solidi* (a) **43**, 399 (1977).
- [46] J. B. M. Uffink, J. Hilgevoord, *Phys. Lett.* **105A**, 176 (1984).
- [47] D. Petrascheck, H. Rauch, *Acta Cryst.* **A40**, 445 (1984).

- [48] H. Rauch, U. Kischko, D. Petrascheck, U. Bonsem, *Z. Physik* **B51**, 11 (1983).
- [49] *Neutron Spin Echo*, Lect. Notes in Physics **128**, 180, red. F. Mezei.
- [50] G. Badurek, H. Rauch, A. Zeilinger, w: [49], s. 136.
- [51] H. Rauch, w: [7], s. 161.
- [52] H. Kaiser, S. A. Werner, E. A. George, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 560 (1983).
- [53] P. A. Bezirganyan, F. O. Eiramshyan, K. G. Truni, *Phys. Status Solidi (a)* **20**, 611 (1973).
- [54] M. Heinrich, D. Petrascheck, H. Rauch, *Z. Physik* (w przygotowaniu).
- [55] B. Yurke, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1515 (1986).
- [56] A. G. Klein, S. A. Werner, *Rep. Progr. Phys.* **46**, 259 (1983).
- [57] D. Greenberger, *Rev. Mod. Phys.* **55**, 875 (1983).
- [58] H. Rauch, *Contemp. Phys.* **27**, 345 (1986).
- [59] S. A. Werner, A. G. Klein, w: *Methods of Experimental Physics* **23**, Part A, 259, Academic Press 1986.

ROZMOWY

Rozmowa z profesorem Ignacym Adamczewskim

An Interview with Professor Ignacy Adamczewski

Poniższy tekst jest autoryzowanym skrótem rozmowy z prof. Ignacym Adamczewskim, jaką na prośbę Redakcji *Postępów Fizyki* przeprowadził prof. Olgierd Gzowski z Politechniki Gdańskiej. Rozmowa odbyła się w styczniu 1988 r. w Gdańsku. Taśma z pełną rozmową (oraz wspomnieniami prof. Adamczewskiego) przesłana została do Instytutu Historii Nauki, Oświaty i Techniki PAN w Warszawie, ul. Nowy Świat 72.

Redakcja

Olgierd Gzowski [OG] — W wydawnictwie Interpressu *Kto jest kim w Polsce* można m. in. przeczytać: „Adamczewski Ignacy, prof. fizyki; ur. 25 stycznia 1907, Warszawa; studia: Uniwersytet Warszawski 1932; dr 1936, prof. nadzw. 1946, prof. zw. 1962. Pracownik naukowo-dydaktyczny UW 1932—39; oficer WP, uczestnik II wojny światowej, więzień obozu koncentracyjnego, Oświęcim 1940; ... Uniw. Łódzki 1945; Akad. Med., Gdańsk 1945—68; Polit. Gdańska 1945—74; ... dziekan Wydz. Chem. 1953—54, 1965—68, dyr. Inst. Fiz. 1968—71, prof. em. 1974; prof. wizytujący Uniw. Salford 1971—81; czł. Polskiego Tow. Fiz., przew. i wiceprzew. Oddz. Gdańskiego 1946—65; czł. Kom. Narodowego grupy PUGWASH 1967—74, 1982... Krzyż Komandorski i Krzyż Oficerski OOP, ... Medal Komisji Edukacji Narodowej... i inne. Publikacje: ok. 100 prac naukowych, monografii i podręczników, m. in. *Ochrona zdrowia przed promieniowaniem atomowym* 1950, *Fizyka lekarska* 1955, *Jonizacja i przewodnictwo ciekłych dielektryków* 1965, *Ionization Conductivity and Breakdown in Dielectric Liquids*, Londyn 1969, Nowy Jork 1969, *Fizyka medyczna i elementy biofizyki* 1969, *Le phénomènes d'ionisation et de conduction dans les dielectriques liquides*, Paryż 1968, *Elektricheskaja prowadimost židkich dielektrikow*, Leningrad 1971, *Swobodne i quasi-swobodne elektrony w niepolarnych cieczach dielektrycznych* 1977...”

Tyle z *Informatora biograficznego* Interpressu. Naszą rozmowę zaś może zaczniemy, Panie Profesorze, od początku Pana kariery jako fizyka. Jak to się stało, że wybrał Pan fizykę? A więc matura w r. 1926 i co było potem?

Ignacy Adamczewski [IA] — Maturę otrzymałem w jednym z najlepszych gimnazjów warszawskich, w prywatnym gimnazjum im. E. A. Rontalera w r. 1926.

Może jednak najpierw kilka wyjaśnień skąd ja się wzięłem w takim gimnazjum. Byłem dzieckiem ubogiej rodziny robotniczej, ojca straciłem we wczesnym dzieciństwie, a matka wychowywała dwóch synów własną pracą. Dlatego problem, czy i jak długo będziemy mogli uczyć się do szkoły występował bardzo często w naszej rodzinie.

Ja miałem szczęście, że uchodziłem w szkole podstawowej za poetę. Posiadałem bardzo dużą łatwość rymowania, miałem dużą wrażliwość na otaczające mnie zjawiska i stosunki

społeczne, pisałem dużo wierszy, które często wygłaszałem na uroczystościach szkolnych. Byłem pierwszym uczniem w szkole podstawowej i dyrekcja szkoły uzyskała dla mnie stypendium w gimnazjum Rontalera, żebym mógł się dalej kształcić. W taki sposób, pomimo ciężkich warunków życiowych i przerw spowodowanych działaniami wojennymi, udało mi się otrzymać maturę w dziewiętnastym roku życia, nawiasem mówiąc jako drugi uczeń w klasie. Zresztą maturę miałem z przygodami, bo egzaminy ustne musiały być odroczone na parę dni na skutek zamachu majowego.

Po uzyskaniu matury wstąpiłem na Wydział Filozoficzny Uniwersytetu Warszawskiego na sekcję matematyki. Ale wtedy zaczęły się poważne problemy życiowe; musiałem starać się o stałą pracę zarobkową, ażeby utrzymać matkę i siebie. Niestety, w tym czasie panowało w Polsce duże bezrobocie, wielu ludzi było zwalnianych z pracy i znalezienie nowego miejsca było bardzo trudne. Udało mi się to dopiero po roku. Zostałem pracownikiem Wydziału Prawnego Dyrekcji Kolei Państwowych i na tym stanowisku pracowałem do r. 1931. Dzięki tej stabilizacji życiowej mogłem rozpocząć systematyczne studia na Uniwersytecie. Przeniosłem się wtedy na fizykę.

OG — Jak Pan Profesor godził pracę zawodową ze studiami?

IA — Seminaria i pracownie odbywałem po pracy biurowej, ale na wykłady rano mogłem uczęszczać tylko sporadycznie. Bardzo żałowałem tego, bo byłem zafascynowany wykładami prof. Pieńkowskiego. Wykładał on pięknym językiem polskim, długimi wiązanymi zdaniami, z dużą dozą emocji; poza tym wykłady te były powiązane z bardzo ciekawymi demonstracjami zjawisk fizycznych, przygotowanymi starannie przez asystentów. W mojej późniejszej pracy profesorskiej w Gdańsku, po wojnie, przejąłem tę metodę wykładów uzyskując duże zainteresowanie studentów. Wykłady prof. Pieńkowskiego były stenografowane i ukazywały się w pojedynczych zeszytach, co parę tygodni; na te zeszyty czekaliśmy zawsze niecierpliwie.

OG — Jacy asystenci i doktoranci fizyki utrwaliли się Panu Profesorowi w pamięci?

IA — Pamiętam wiele osób, tym bardziej, że z wieloma z nich spotykałem się osobiście w późniejszych latach, czy to w toku dalszej pracy naukowej, czy na posiedzeniach PTF, czy wreszcie jako recenzentami moich skryptów i książek. W pracowniach studenckich pracowali wtedy m. in. doktorzy Irena Bobrówna, Władysław Kapuściński, Witold Majewski, Jerzy Starkiewicz, Andrzej Sołtan i Aleksander Jabłoński. Trzeba zaznaczyć, że atmosfera pracy w laboratoriach była bardzo przyjemna i przyjacielska, spotykaliśmy się ze strony asystentów z dużą życzliwością, serdecznością i pomocą.

OG — W którym roku, czy to przed czy po uzyskaniu stopnia doktora, rozpoczął Pan pracę zarobkową już jako fizyk?

IA — Rozpocząłem pracę w r. 1932 jako stypendysta Funduszu Kultury Narodowej u prof. Białobrzeskiego w jego Pracowni Fizycznej w gmachu przy ul. Oczuki 3. W r. 1935 ukończyłem tam pracę doktorską, w r. 1936 otrzymałem stopień doktora. Pracowałem tam nadal, wykonując kilka prac naukowych, opublikowanych w kraju i za granicą; miały one być podstawą mojej pracy habilitacyjnej.

OG — Proszę powiedzieć coś o atmosferze życia naukowego w Warszawie w okresie międzywojennym.

IA — Na ten temat można by mówić i pisać bardzo dużo. Z mojego punktu widzenia życie naukowe w gronie fizyków warszawskich rozwijało się na ogół zgodnie i pomyślnie.

Spotykaliśmy się na posiedzeniach i wykładach popularnych PTF, na konwersatoriach u profesorów: Pieńkowskiego, Białobrzeskiego i Wertensteina, itp. Poza tym pewne grupy fizyków łączyły towarzyskie stosunki na polu sportowym i turystycznym; np. pamiętam nasze częste mecze tenisowe z drem Sołtanem i drem Mrozowskim na terenie klubu „Warszawianka”, do którego należeliśmy. Ja byłem mistrzem tego klubu, dlatego byłem często angażowany do towarzyskich spotkań, szczególnie przez dra Sołtana.

Znane były też systematyczne wycieczki na narty do Zakopanego grupy: Mrozowski, Ścisłowski, Świętosławska-Ścisłowska, Adamczewski i innych.

Bardzo dobre stosunki naukowe łączyły mnie z prof. Wertensteinem i z jego asystentem drem Józefem Rotblatem. Obydwaj bywali w mojej pracowni, przeliczali ze mną wyniki pomiarów i dyskutowali je. Miałem referat w Zakładzie prof. Wertensteina na temat swoich prac, przy udziale prawie wszystkich fizyków warszawskich; grywałem z prof. Wertensteinem w szachy po jego seminariach.

Były jednak i pewne nieporozumienia. Profesor Pieńkowski uważał np., że na Uniwersytecie może być tylko jedna katedra danego przedmiotu i że wobec tego wszystkie prace eksperymentalne powinny być prowadzone w jego Katedrze Fizyki Doświadczalnej. Natomiast prof. Białobrzęski dążył do utworzenia ośrodka badań eksperymentalnych nad przewodnictwem elektrycznym stałych i ciekłych dielektryków przy jego Katedrze Fizyki Teoretycznej. Trzeba zauważyć, że w latach 1909—11 prof. Białobrzęski pracował w tej dziedzinie eksperymentalnie we Francji u prof. Langevina, a później w czasie pracy w Uniwersytecie w Kijowie napisał i ogłosił monografię na temat dielektryków stałych i ciekłych; na podstawie tej monografii uzyskał prawo nauczania na wyższych uczelniach (tzw. *veniam legendi*). Był zatem inicjatorem tych badań w Polsce. On sam i obydwaj jego uczniowie w tym czasie: mgr Włodzimierz Ścisłowski i mgr Ignacy Adamczewski byli wtedy jedynymi przedstawicielami tej dziedziny w Polsce (dotyczy to głównie badań nad jonizacją i przewodnictwem elektrycznym dielektryków). Należy również podkreślić, że dzięki prof. Białobrzęskiemu i jego uczniom ta dziedzina fizyki polskiej znalazła się w czołowej grupie fizyki światowej. W opisie działalności prof. Białobrzęskiego ten jego wkład do nauki polskiej jest najczęściej pomijany.

OG — Doktorat uzyskał Pan Profesor w r. 1936 za pracę „Ruchliwość i rekombinacja jonów w zjonizowanych ciekłych dielektrykach w zależności od lepkości cieczy”. Otrzymał Pan wtedy uniwersalną zależność pomiędzy ruchliwością jonów a lepkością cieczy. Często można znaleźć w literaturze współczesnej nawet określenie „prawo Adamczewskiego”. Czy uzyskanie stopnia doktora zmieniło w sposób widoczny życie Pana Profesora?

IA — Na ogół nie zmieniło. Pracowałem w dalszym ciągu naukowo w Pracowni prof. Białobrzęskiego, ale mogła nastąpić poważna zmiana, bo otrzymałem z Funduszu Kultury Narodowej stypendium na wyjazd za granicę, na jeden rok do prof. Augera do Paryża i na jeden rok do prof. Blacketta do Anglii. Odroczyłem jednak swój wyjazd na dwa lata, ponieważ w tym czasie ożeniłem się (1937) i zacząłem organizować wyjazd dla dwóch osób; ostatecznie miałem wyjechać 1 października 1939 r. Przed tym jednak, 23 sierpnia 1939 zostałem zmobilizowany, a 1 września znalazłem się na froncie wojennym.

Chciałbym jeszcze wrócić do tego „mojego” prawa, o którym Pan mówił; nie ulega wątpliwości, że to był duży gest uprzejmości ze strony Anglików, że tak nazwali ten mój wzór eksperymentalny. Muszę jednak zaznaczyć, że w latach 1985—87 otrzymałem bardzo

ogólną zależność dla ruchliwości elektronów i jonów od lepkości cieczy, od struktury molekuli, od temperatury, od natężenia pola elektrycznego itd, której poprzednia formuła jest tylko małym fragmentem.

OG — Czy zarobki przed wojną były wystarczające na utrzymanie rodziny?

IA — Jeśli Pan myśli o pensji doktora fizyki, to na pewno nie były wystarczające. Dla przykładu: moja pensja wynosiła 280 zł miesięcznie, komorne za dwupokojowe mieszkanie w nowo wybudowanym domu wynosiło 120 zł. Jeden dzień pobytu w najtańszym pensjonacie na wsi kosztował ok. 5 zł. a w dużym pensjonacie na wybrzeżu — 25 zł. Pensja profesora była rzędu 800—1100 zł w zależności od stopnia zaszczerogowania.

OG — Przyszła wojna, okupacja, co wtedy młody doktor fizyki mógł robić?

IA — Przede wszystkim brałem udział w kampanii 1939 r. Po rozbiciu mojego pułku (81 pp), przedzieraliśmy się przez otaczające nas oddziały niemieckie na wschód, przeprawialiśmy się przez Wisłę pod ogniem artylerii i samolotów i organizowaliśmy się powtórnie pod Chełmem. Byłem dowódcą nowej kompanii ochotników, ale mieliśmy tylko kilka karabinów do dyspozycji. W końcu września zostaliśmy rozbrojeni przez wojska radzieckie. Szczęśliwie, na skutek przetasowania wojsk radzieckich i niemieckich, zostaliśmy zwolnieni ok. 28 września i wtedy już w ubraniu cywilnym ruszyłem na rowerze do Warszawy. W Warszawie musiałem zarejestrować się jako oficer-jeniec wojenny, ale do oflagu nie pojechałem, najpierw z powodu choroby, a później na skutek czasowego zwolnienia mnie dla prowadzenia prac techniczno-naukowych dla potrzeb miasta Warszawy (dla szpitali miejskich, dla Dyrekcji Wodociągów i Kanalizacji, itd.). Zawdzięczałem to prof. Białobrzeskemu, który nawiązał taką współpracę z Zarządem miasta Warszawy. Dnia 19 września 1940 r. zostałem wzięty z domu w ogólnej łapance i 22 września zostałem przewieziony do Oświęcimia. Zostałem zwolniony 23 grudnia 1940 r. na skutek usilnych starań rodziny i przyjaciół oraz dużego okupu z biżuterii mojej żony. Wróciłem z obozu w bardzo ciężkim stanie zdrowia, straciłem ok. 20 kg na wadze, musiałem się kurować przez kilka miesięcy. Po odzyskaniu sił przystąpiłem ponownie do pracy w pracowni prof. Białobrzeskiego, która wykonywała prace dla potrzeb szpitali warszawskich, Dyrekcji Wodociągów i Kanalizacji oraz fabryki kabli w Ożarowie. Dnia 1 września 1943 r. Pracownia prof. Białobrzeskiego została zburzona przez bombę i odtąd pracowałem jako konserwator przyrządów uniwersyteckich.

OG — Czy to prawda, że po powrocie z Oświęcimia jako kurację psychiczną zalecono Panu Profesorowi pisanie podręcznika fizyki?

IA — Tak, to prawda. Kiedyś w mieszkaniu prof. Białobrzeskiego spotkałem prof. Dryjskiego, autora znanej książki *Mózg i dusza*, specjalistę od zagadnień psycho-nerwicznych. To wtedy obydwaj panowie doradzili mi pisanie *Fizyki dla medyków*, m. in. w celu uwolnienia się od koszmarnych wspomnień z Oświęcimia. Przed wojną znany był podręcznik Kalandyka, ale obydwaj profesorowie uważali, że trzeba opracować nowy podręcznik. Przy końcu 1942 r. prof. Pieńkowski zaproponował mi wykłady na tajnych kompletach Uniwersytetu, właśnie z fizyki dla medyków. To się bardzo dobrze kojarzyło z pisaniem przede mnie podręcznikiem. Tak jak wszystkie wykłady na tajnych kompletach, moje wykłady odbywały się w latach 1942—44 w mieszkaniach prywatnych. Pisałem wtedy teksty wykładów na maszynie i rozdawałem studentom. W ten sposób powstał pierwszy skrypt *Fizyki dla medyków*, który nawet został wydany przez Związek Rybaków jako *Fizyka*

dla rybaków i dla pielęgniarek, dzięki prof. Staffowi w SGGW. Techniczną stroną wydania zajmowałem się ja sam w domu; było to bardzo prymitywne wydanie; pojedyncze egzemplarze zachowały się jeszcze po wojnie.

OG — To ten właśnie podręcznik fizyki, wydany po wojnie w Szwecji stał się podstawą nauczania fizyki dla studentów medycyny i farmacji.

IA — Tak. Zaraz po wojnie „Czytelnik” szukał gotowych rękopisów, ponieważ rząd szwedzki zadeklarował wydanie kilku książek dla Polski w ramach pomocy kulturalnej. Przyznaję, że bardzo niechętnie zgodziłem się na oddanie mojego skryptu do druku w takim stanie, w jakim się wtedy znajdował. Uważałem, że powinien być przed tym gruntownie przerobiony i poprawiony. Niestety, nie było wtedy na to czasu, byłem zajęty organizowaniem Uniwersytetu Łódzkiego, wykładami, urządzaniem laboratoriów studenckich itd. Ale „Czytelnik” nie mógł znaleźć innych rękopisów i po niewielkich korektach wysłał mój skrypt przepisany przez redakcję.

OG — Wróćmy jednak do pierwszych lat powojennych. Jak wyglądała Pana Profesora droga do Gdańska?

IA — W lipcu 1945 r. moi asystenci przywieźli do Łodzi z Gdańska ciekawe wiadomości, mianowicie: śródmieście Gdańska było prawie całkowicie zniszczone, ale na peryferiach miasta ocalało wiele budynków mniej lub więcej uszkodzonych; do takich budynków należały m. in. niektóre gmachy Politechniki. Dla nas ważne było to, że w paru nie zburzonych gmachach Politechniki uratowało się wiele części przyrządów i aparatów naukowo-dydaktycznych, które pozostawały bez opieki w rozbitych szafach, a częściowo poniewierały się nawet w rumowisku cegieł w hallu budynku Audytorium Maximum. Taki stan rzeczy zastałem po przyjeździe do Gdańska 8 sierpnia 1945 r. Za zgodą ówczesnego rektora Uniwersytetu Łódzkiego, prof. Tadeusza Kotarbińskiego przeniosłem się wtedy do Gdańska i zająłem się zabezpieczeniem i inwentaryzacją ocalałego dobytku katedr fizycznych, a więc: sal wykładowych i laboratoryjnych oraz aparatów i przyrządów. Jednocześnie zgłosiłem się wtedy do organizatorów powstającej w Gdańsku Akademii Medycznej z propozycją współpracy przy organizowaniu Zakładu czy Katedry Fizyki Medycznej w tej Uczelni. Akademia Medyczna w Gdańsku była wtedy organizowana przez dużą grupę profesorów z Uniwersytetu Stefana Batorego w Wilnie. Powstawała na bazie ocalałego ze zniszczeń wojennych szpitala miejskiego. Kliniki Akademii miały za podstawę poszczególne oddziały szpitala, natomiast zakłady teoretyczne musiały być organizowane od podstaw.

OG — Kto stanowił wtedy kadre nauczającą? Czy byli inni fizycy na Wybrzeżu?

IA — W pierwszym okresie korzystałem przez kilka miesięcy tylko z pomocy dwóch doświadczonych nauczycieli szkół średnich: mgra E. Juszkiewicza i inż. Własiuka; byli oni moimi pierwszymi adiunktami. Poza tym miałem do dyspozycji kilku początkujących studentów, jako młodszych asystentów. Dzięki temu zespołowi udało nam się zorganizować program nauczania fizyki na pierwszym roku studiów. Pierwszy oficjalny wykład dla trzech wydziałów Politechniki Gdańskiej miałem dnia 22 października 1945 r.

Przy końcu 1945 r. przybył do Gdańska prof. Mieczysław Wolfke, jeden z nestorów fizyki polskiej przed wojną, uczony światowej sławy. Profesor Wolfke objął Katedrę I Fizyki na Wydziale Elektrycznym. Niestety wyjechał on z Gdańska po kilku miesiącach, udał się najpierw do Krakowa, a następnie wyjechał za granicę, najpierw do Szwecji, a później do Szwajcarii, gdzie wkrótce zmarł.

Pod koniec 1946 r. przyjechał do Gdańska prof. Arkadiusz Piekara, który kierował Katedrą Fizyki I do r. 1952. Dzięki naszej dobrej i zgodnej współpracy, był to bardzo dynamiczny i znaczący okres w rozwoju fizyki na Wybrzeżu Gdańskim. Poza normalnymi zajęciami dydaktycznymi i naukowymi, rozwinęły się wtedy na szeroką skalę prace w Polskim Towarzystwie Fizycznym, w Olimpiadzie Fizycznej dla młodzieży szkół średnich, wspólne konwersatoria naukowe, seminaria z nauczycielami szkół średnich itp. Profesor Piekara odszedł z Gdańska do Poznania w r. 1952.

Następnym kierownikiem Katedry Fizyki I był prof. Włodzimierz Mościcki, który pracował w latach 1953—67. Kontynuowaliśmy wtedy wspólnie poprzednią działalność obydwu katedr na polu popularyzacji fizyki i współpracę z młodzieżą szkół średnich i jej nauczycielami. Profesor Mościcki opuścił Gdańsk w r. 1967 i udał się do Torunia.

Od r. 1968 Katedrę Fizyki I objął prof. Czesław Bojarski i prowadzi ją do chwili obecnej.

W latach 1945—68 byłem równocześnie profesorem Akademii Medycznej w Gdańsku. Odszedłem z AMG w r. 1968, kiedy to na moje miejsce przyszedł mój asystent i doktorant, prof. Józef Terlecki.

W latach 1953—54 i 1965—69 byłem dziekanem Wydziału Chemicznego Politechniki Gdańskiej. W latach 1971—74 pracowałem naukowo w Uniwersytecie w Salford w Anglii, zaproszony tam przez rektora tego Uniwersytetu w charakterze profesora wizytującego. Ten kontakt z Uniwersytetem w Salford trwa do chwili obecnej, z tym, że w niektórych latach w ostatnim okresie wyjeżdżałem tam na miesiąc-dwa w roku dla kontynuowania moich prac; były one wtedy publikowane wspólnie z dyrektorem tamtejszego Instytutu, prof. J. M. Calderwoodem.

OG — Pamiętam, że przy ogromnym braku podręczników na przełomie lat czterdziestych i pięćdziesiątych wielką popularnością wśród studentów cieszyły się trzy małe tomiki fizyki atomowej. Kiedy Pan Profesor zdążył to napisać? Przecież w tym czasie powstały również pierwsze skrypty i szkice późniejszych podręczników dla studentów politechnik?

IA — Takie były potrzeby tych czasów. Po wojnie nie było żadnych gotowych podręczników fizyki. Studenci zabierali nam nasze podręczne notatki do wykładów i powielali je bez korekty autora; trzeba było temu jakoś zaradzić i przygotować lepiej opracowane materiały. Tak powstały te pierwsze tomiki mojej fizyki współczesnej, oparte zresztą na moich wykładach w Łodzi i na dostępnej literaturze obcej. Pisałem je codziennie wieczorami oraz w soboty i niedziele. W tym czasie wszyscy pracowaliśmy anormalnie przeciążeni. Książki te wydawał znany księgarz gdański A. Krawczyński traktując to raczej jako pracę społeczną, bo ceny wyznaczył bardzo niskie. Niespotykane było tempo wydawania tych książek. Pierwsze tomiki ukazywały się w trzy tygodnie od chwili złożenia maszynopisu przez autora; korekty robiłem wtedy z zecerem przy jego stanowisku pracy w drukarni. Cały nakład tych tomików w ilości ok. 3.000 egzemplarzy rozszedł się po całej Polsce w trzy tygodnie. Późniejsze moje skrypty i podręczniki dla studentów politechnik i akademii medycznych były wydawane już w normalnym trybie; były recenzowane krytycznie, poprawiane, miały solidne korekty i niestety długi cykl wydawniczy.

Książka *Fizyka Lekarska* czy *Fizyka Medyczna* ukazała się w sześciu wydaniach w łącz-



Prof. Ignacy Adamczewski w r. 1968.



Profesorowie: Arkadiusz Piekara (z lewej) i Ignacy Adamczewski w przerwie Konferencji nt. dielektryków w ogrodzie w Uniwersytecie Oxfordzkim w Anglii (1972 r.).



Uroczystość 50-lecia pracy naukowej i 75-lecia urodzin prof. Adamczewskiego w Politechnice Gdańskiej. Stoją dyr. Instytutu Fizyki PG doc. dr Andrzej Januszajtis i prof. Adamczewski. Z tyłu na tablicy fotografia prof. Czesława Białobrzieskiego (który był promotorem Adamczewskiego w roku 1936) i 18 pierwszych doktorów prof. I. Adamczewskiego w PG (od 1961 r.).



Uroczyste posiedzenie Senatu Politechniki Gdańskiej 24 maja 1985 roku z okazji 40-lecia istnienia Politechniki. Stopień doktora *honoris causa* Ignacera u A Jamczewskiemu nadaje JM Rektor Politechniki Gdańskiej prof. Eugeniusz Dembicki.



Jedna z ostatnich fotografii profesora I. Adamczewskiego (1988). Nadanie mu Krzyża Oświęcimskiego. Dekoruje w imieniu Rady Państwa Przewodniczący Wojewódzkiej Rady Narodowej prof. Włodzimierz Zwierzykowski. Fot. Piotr Pielak.

nej liczbie ok. 50 tysięcy egzemplarzy i wszystkie wydania zostały rozprzedane. Niestety, z powodu znacznego skrócenia w latach następnych programu fizyki dla studentów akademii medycznych, ostatnie wydanie mojej książki *Fizyka medyczna i elementy biofizyki* stało się za obszerne i zostało zastąpione przez bardzo mały podręcznik, napisany przez dziesięciu autorów, wykładowców w akademiach medycznych.

OG — Zapotrzebowanie na wiedzę w tamtych latach było ogromne. Wydarzeniem były sobotnie wykłady popularnonaukowe. Pamiętam, że jeszcze w latach sześćdziesiątych ze względu na liczbę słuchaczy niektóre wykłady trzeba było powtarzać, a przecież Auditorium Maximum mieściło ok. 400 osób; kto był inicjatorem tych wykładów?

IA — Wykłady te były wzorowane na wykładach, jakie odbywały się przed wojną w Oddziale Warszawskim PTF na Hożej, w Instytucie Fizyki. W Gdańsku powstały na skutek wspólnej inicjatywy prof. Piekary i mojej, a przyczyną było to, że nasze pokazy na wykładach dla studentów były tak ciekawe i bogate w zjawiska fizyczne, że warto było je pokazać szerokim rzeszom publiczności. Pamiętam, że o tych naszych wykładach mówiłem często na seminariach w Uniwersytecie w Salford, bo w Anglii taka metoda wykładu fizyki nie była znana. W wykładach PTF w Gdańsku brali udział prawie wszyscy profesorowie fizyki z Polski.

OG — Wróćmy do badań naukowych: Pan Profesor kierował pracą dwóch zespołów: z Zakładu Akademii Medycznej i z II Katedry Fizyki Politechniki Gdańskiej.

IA — Tak, to było możliwe ponieważ zestaw potrzebnych przyrządów i aparatów naukowych znajdował się głównie w Katedrze II PG. Tu również odbywały się wspólne seminaria, na których były referowane prace własne, jak również najnowsze prace obce z różnych ośrodków zagranicznych. Seminaria były obowiązkowe i odbywały się systematycznie raz na tydzień. Możliwe, że niektóre osoby uważały to za zbyt rygorystyczne, ale dzięki temu prace rozwijały się pomyślnie, a dla wielu młodych pracowników samokontrola nie wystarczała do osiągnięcia rozwoju i sukcesów w ich pracy naukowej.

OG — Tu w Gdańsku powstał pierwszy w Polsce generator Van de Graaffa. Pamiętam, że w początku lat pięćdziesiątych głównym kierunkiem zainteresowania była fizyka jądrowa, detekcja promieniowania jądrowego (monografia *Ochrona zdrowia przed promieniowaniem jądrowym*). Główna specjalność, ciekłe dielektryki, jakby pozostała zapomniana.

IA — Częściowo tak, ale niezupełnie. Byłem wtedy delegowany kilka razy przez Światową Organizację Zdrowia (WHO) do kilku ośrodków jądrowych za granicą. Było to potrzebne ponieważ uruchamialiśmy w Politechnice Gdańskiej i w Akademii Medycznej w Gdańsku pracownie radioizotopowe, a poza tym prowadziłem wykłady dla studentów PG i AMG z tych dziedzin. Temat dozymetrii promieniowania jądrowego za pomocą cieczowych komór jonizacyjnych, którym zajmowałem się w okresie międzywojennym, był przecież wspólny dla obydwu dziedzin fizyki. Referowałem te prace na posiedzeniu Agencji Atomowej w Wiedniu, gdzie wzbudziła duże zainteresowanie. Nawiasem mówiąc, ten temat podchwyciła grupa uczonych francuskich z Tuluzy; udało im się dostać duże kredyty od rządu francuskiego na te badania, nam w Polsce niestety odmówiono kredytów.

Wracając do sprawy naszego akceleratora elektrostatycznego typu Van de Graaffa o napięciu rzędu jednego miliona woltów, to trzeba przyznać, że jak na nasze ówczesne warunki było to duże osiągnięcie. Zbudowaliśmy dwupiętrową aparaturę od zera, systemem gospodarczym, przy pomocy kilku młodych ludzi i wykonaliśmy na niej szereg nowych interesujących pomiarów. W pierwszej technicznej fazie budowy dużą inicjatywę i działalność wykazał przy niej inż. Zbigniew Ogrzewalski, który potem przeniósł się do Warszawy; w drugiej i w końcowej fazie budowy akceleratora główną rolę odegrał dr Jan Liwo, który zbudował specjalne źródło jonów, nowoczesną elektronową aparaturę pomiarową i wykonał szereg oryginalnych badań fizycznych. Była to jego praca doktorska.

OG — Renesans problematyki cieczowej nastąpił dopiero po r. 1956, a jej ukoronowaniem była międzynarodowa konferencja w Durham w 1963 r. Ile referatów Pan Profesor wtedy przedstawił?

IA — Siedem; musiałem referować sam wszystkie prace moich doktorantów, bo w Politechnice nie było funduszków na wyjazd pozostałych autorów prac. Referowane przeze mnie prace wzbudziły duże zainteresowanie, dużą dyskusję i uznanie.

OG — W sprawozdaniu z tej konferencji, które ukazało się później w *Nature* użyto wtedy sformułowania „gdańska szkoła ciekłych dielektryków”. Czy ten niewątpliwy sukces był powodem, że Pan Profesor rozpoczął pisanie monografii „Jonizacja, przewodnictwo elektryczne i przebicie w ciekłych dielektrykach”, która potem ukazała się we Francji, Anglii, USA i ZSRR?

IA — To niezupełnie tak. Materiały do monografii przygotowałem znacznie wcześniej, jeszcze w tym czasie, kiedy zaczynaliśmy te badania eksperymentalne. Miałem specjalne wykłady z tej dziedziny dla doktorantów i asystentów oraz napisałem kilka przeglądowych artykułów na ten temat. Głównym powodem jednak do rozpoczęcia przygotowania monografii były sukcesy w pracach eksperymentalnych moich doktorantów. Uważałem, że publikacje z pojedynczych prac często zanikają w powodzi innych publikacji, natomiast umieszczone i opisane w książce mają większe szanse utrwalić swoją pozycję w literaturze międzynarodowej na długo. Co do renesansu w badaniach nad przewodnictwem elektrycznym jonizowanych ciekłych dielektryków, to należy jeszcze przypomnieć, że duży postęp w nauce światowej nastąpił w tej dziedzinie w r. 1968, po wynalezieniu przez dwóch uczonych kanadyjskich (Tewary i Freeman) metody wykrywania szybkich nośników ładunku w jonizowanych nanosekundowymi impulsami cieczach dielektrycznych. Moja praca na Uniwersytecie w Salford w latach 1971—74 poświęcona była głównie tym badaniom. Wynikiem jej było parę publikacji i mała monografia napisana przy współudziale profesorów Calderwooda i Terleckiego.

OG — Pan Profesor był jedynym fizykiem, który pozostał na Wybrzeżu, będąc tu od początku. Ilu doktorów Pan wypromował, ilu profesorów?

IA — Tak, pracuję w Politechnice Gdańskiej od r. 1945 do chwili obecnej. Liczba doktorów wynosi ok. 23, dokładnej liczby nie pamiętam, bo oprócz tych, którzy wykonywali u mnie pracę doktorską, było paru takich, których promowałem jako Dziekan Wydziału Chemicznego PG i jako profesor AMG. Z mojej grupy doktorów, siedmiu uzyskało tytuły profesorów. To nie jest dużo, ale trzeba pamiętać o tym, że na prowincji w ogóle, a na Wybrzeżu w szczególności liczba kandydatów na asystentów i na doktorantów była

zawsze bardzo mała, a i warunki do pracy naukowej były gorsze niż w miastach centralnych.

Chociaż od r. 1974 jestem formalnie na emeryturze, to dzięki uprzejmości Rektorów Politechniki Gdańskiej i dzięki opiece i serdecznej atmosferze moich byłych uczniów i współpracowników zajmuję ten sam pokój, co poprzednio, biorę udział w posiedzeniach Rady Wydziału i w seminariach naukowych, wykańczam swoje teoretyczne prace naukowe i co pewien czas publikuję je w czasopismach zagranicznych z ramienia mojego Wydziału. Przecież ten obecny Wydział Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej powstał w 1984 r. na fundamentach dwu Katedr Fizyki, z których jedną kierowałem przez blisko 30 lat. Dlatego użyłem słów „mój Wydział”.

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Marek Bojarski
Krzysztof Sokalski

Instytut Fizyki
Uniwersytet Jagielloński
Kraków

Zjawisko Dopplera w pierwszej pracowni fizycznej Doppler Effect in the Students' Lab.

Abstract: A simple experimental set for the investigation of the Doppler effect is proposed for the students' laboratory.

1. Wstęp

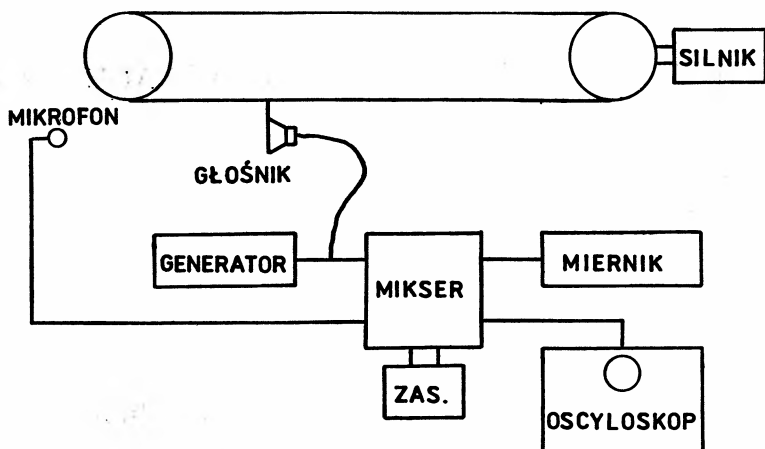
Znaczenie zjawiska Dopplera w nauce jest wystarczająco duże, aby w procesie nauczania fizyki doświadczalnej zagadnienie to było traktowane w pełnym wymiarze. Podczas wykładów fizyki ogólnej na pierwszym roku studiów efekt Dopplera demonstruje się zwykle za pomocą głośników stanowiących wahadła lub głośnika umieszczonego na wirówce. Zestawy takie dobrze nadają się do samej li tylko demonstracji efektu podczas wykładu. W Pierwszej Pracowni Fizycznej, gdzie rozpoczyna się praktyczna nauka fizyki doświadczalnej, omawiane zagadnienie dość często nie jest prezentowane.

W artykule przedstawiamy zestaw do badania zjawiska Dopplera dla fal dźwiękowych, uruchomiony w Instytucie Fizyki UJ, stanowiący próbę wypełnienia tej luki.

Schemat ideowy zestawu przedstawia rys. 1. Źródło dźwięku stanowi głośnik o mocy 15 W poruszający się ruchem jednostajnym w kierunku mikrofonu lub w kierunku przeciwnym. Układem napędowym głośnika jest kolejka linowa. Głośnik pobudzany jest do drgań harmoniczných za pomocą generatora funkcji. Sygnał z mikrofonu jest mieszany z sygnałem podawanym na głośnik. Na skutek przesunięcia dopplerowskiego częstości fali emitowanej przez głośnik powstają dudnienia o niskiej częstości

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{v - v_0}{v} = \pm \frac{v}{c}; \quad \Delta v = \pm \frac{v_0 \frac{v}{c}}{1 \mp \frac{v}{c}},$$

gdzie v jest prędkością źródła, a c prędkością dźwięku. Częstość wysoką $(v + v_0)/2$ odfiltrujemy i mierzymy częstość dudnień Δv . Znając prędkość głośnika, częstość podstawową i częstość dudnień wyznaczamy prędkość dźwięku.



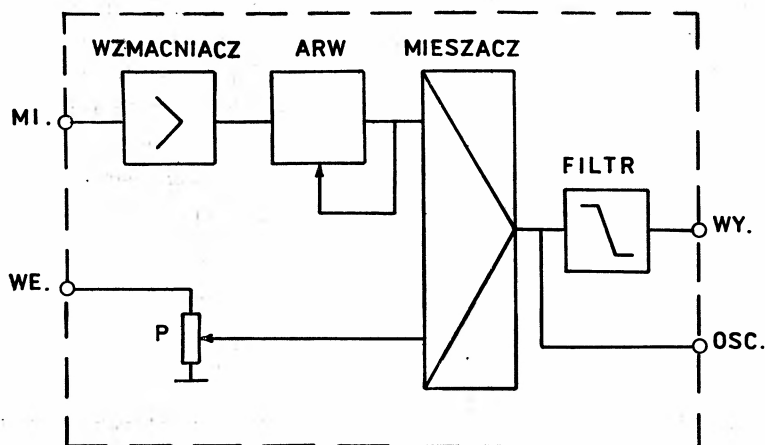
Rys. 1. Kompletny zestaw pomiarowy

Jeżeli student ma możliwość zmierzenia prędkości dźwięku inną metodą, wówczas celem ćwiczenia może być pomiar prędkości źródła.

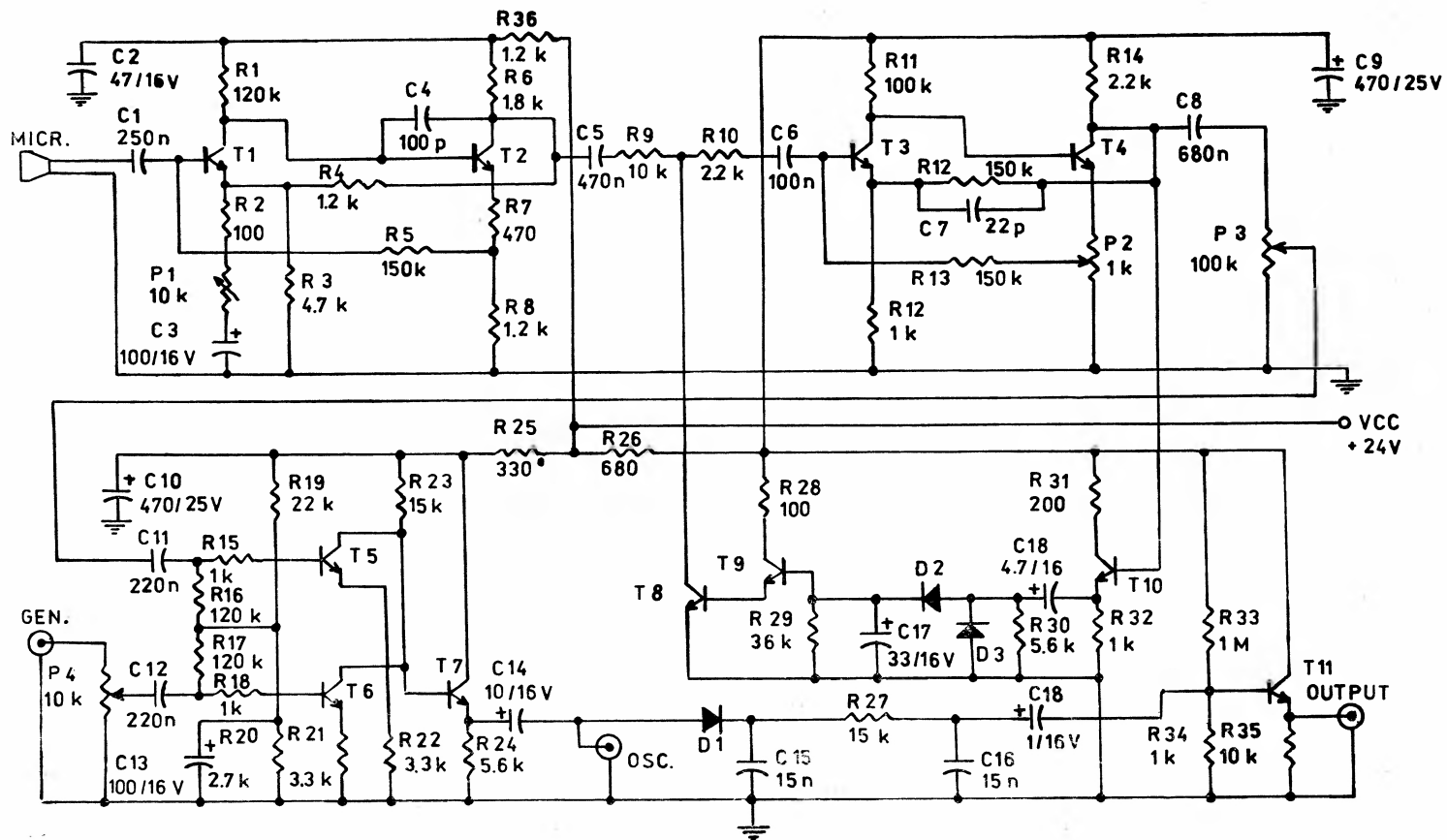
2. Szczegóły techniczne

Układ napędowy głośnika stanowi „kolejka linowa” o długości ok. 5 m napędzana silnikiem elektrycznym o mocy 250 W. Napęd przenoszony jest za pomocą przekładni zębatej. W skrajnych położeniach głośnika silnik jest wyłączany za pomocą wyłączników krańcowych. Prędkość głośnika wynosi ok. 1 m/s.

Układ elektroniczny składa się ze wzmacniacza mikrofonowego, układu automatycznej regulacji wzmocnienia (ARW), mieszacza i filtra dolnoprzepustowego. Schemat blokowy aparatury przedstawia rys. 2. Wzmacniacz mikrofonowy dopasowuje mikrofon do reszty



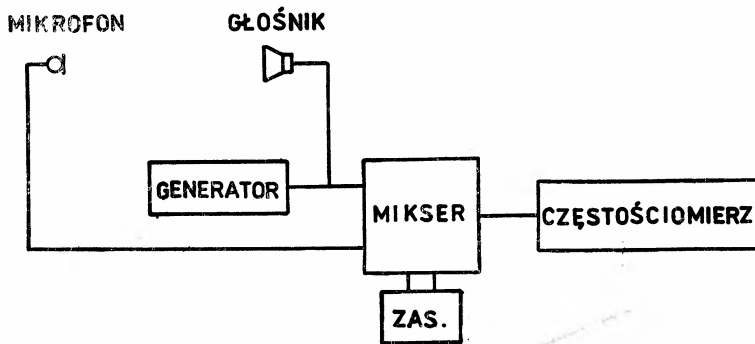
Rys. 2. Schemat blokowy układu elektronicznego



Rys. 3. Schemat ideowy układu elektronicznego

układu i wzmacnia słaby sygnał z mikrofonu. Zastosowany układ zapewnia wzmocnienie ok. 30 dB oraz sygnał wyjściowy o amplitudzie ok. 0.75 V i jest przystosowany do współpracy z mikrofonem dynamicznym. Układ ARW utrzymuje na swoim wyjściu stały poziom sygnału (ok. 2 V) niezależnie od odległości głośnika od mikrofonu. Sygnał ten jest dodawany do sygnału z generatora zasilającego głośnik. Sumowanie sygnałów jest zrealizowane w układzie aktywnego mieszacza dwukanałowego. W celu uzyskania jak największej głębokości modulacji zdudnionych sygnałów, należy doprowadzić do mieszacza sygnał o poziomie jak najbliższym poziomowi wyjścia z ARW. Do ustalenia tego poziomu służy potencjometr P . Sygnał z mieszacza jest poddany prostowaniu, a następnie odfiltrowuje się z niego składową wysokiej częstotliwości $(\nu + \nu_0)/2$ za pomocą dyskryminatora diodowego i pasywnego filtra dolnoprzepustowego. Na wyjściu znajduje się wtórnik emiterowy dopasowujący wyjście układu do urządzeń zewnętrznych. Całość elektroniki jest zasilana napięciem stałym 24 V, z zewnętrznego zasilacza stabilizowanego. Pobór prądu wynosi ok. 40 mA. Dokładny schemat ideowy przedstawia rys. 3.

Pomiar przesunięcia dopplerowskiego wykonywany jest w układzie przedstawionym na rys. 4. Mierzona na wyjściu częstość dudnień zawiera się w przedziale od kilku do kilkadziesiąt Hz, przy częstości podstawowej w granicach od 1 do 10 kHz. Tak mała częstość jest trudna do zmierzenia w czasie ok. 3 s (tyle trwa przejazd głośnika w jedną stronę). W związku z tym zastosowano pomiar okresu przebiegu wyjściowego $T = 1/\Delta\nu$, za pomocą urządzenia cyfrowego: częstościomierz — okresomierz typu KZ 2026 A—2.



Rys. 4. Zestaw do pomiaru przesunięcia Dopplera

3. Uwagi metodyczne

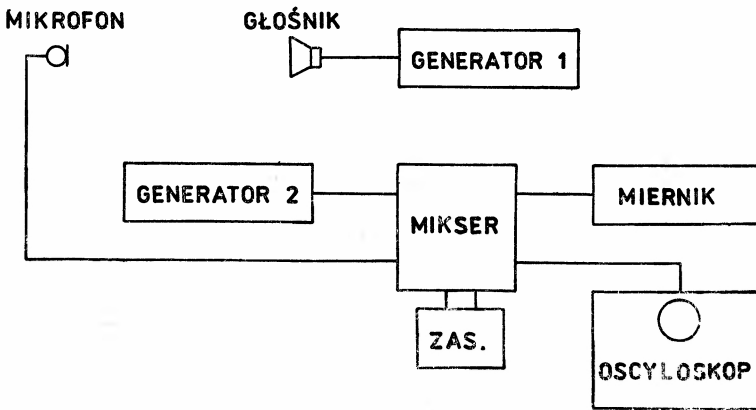
Od studentów przystępujących do ćwiczenia wymagamy znajomości zasady powstawania efektu Dopplera oraz mechanizmu powstawania dudnień. Kładziemy nacisk na to, by powyższe zagadnienia były rozumiane w oparciu o równanie falowe i jego niezmienniczość względem transformacji Galileusza. Podczas dyskusji dotyczącej dudnień omawiamy za-

gadnienie głębokości modulacji. Związek między długością fali, okresem, prędkością fazową i grupową sprowadzamy do dyskusji związku dyspersyjnego. Od strony praktycznej studenci powinni orientować się w przeznaczeniu poszczególnych części układu elektronicznego, umieć obsługiwać oscyloskop, generator i częstotściomierz oraz powinni umieć zstawić całość aparatury.

Ze względu na złożoną aparaturę, ćwiczenie przeprowadza się w dwóch etapach:

I Etap: Podłączenie układu elektronicznego i symulacja efektu Dopplera

Układ pomiarowy przedstawiony na rys. 5 umożliwi symulację rzeczywistego ruchu głośnika przez superpozycję drgań o różnych częstościach. W tej części ćwiczenia badamy działanie układu ARW (głębokość modulacji przebiegu wyjściowego przed filtrem nie



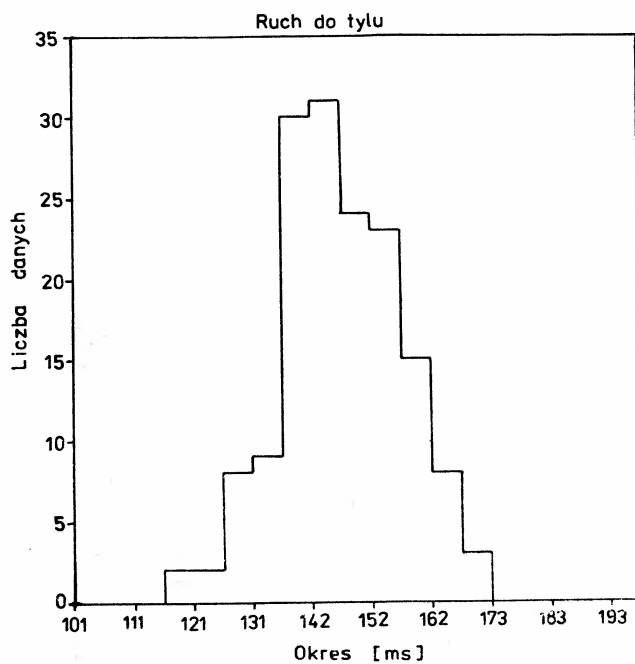
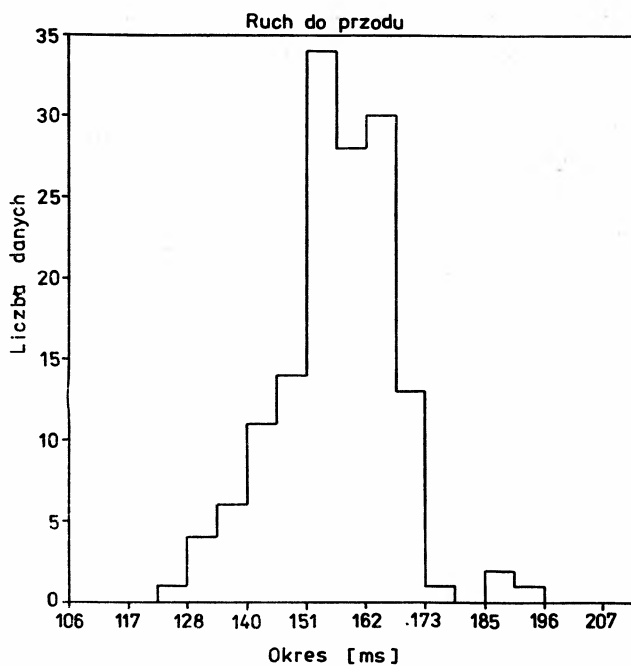
Rys. 5. Zestaw do symulacji efektu Dopplera

zależy od natężenia fali dźwiękowej). Można też zaobserwować efekt działania filtra dolno-przepustowego, obserwując sygnał przed i za filtrem. Podstawowym celem tego etapu jest zestrojenie aparatury do właściwego pomiaru.

II Etap: Pomiar przesunięcia Dopplera

Pomiar wykonywany jest w układzie przedstawionym na rys. 4. Układ pracuje w paśmie 1000—3000 Hz, w związku z czym jest w dużym stopniu zakłócony przez hałas zewnętrzny. Powoduje to konieczność wykonania dużej liczby pomiarów i odczytania okresu dudnień z otrzymanego histogramu. Przykład takich histogramów przedstawia rys. 6 (wg danych ze sprawozdania studentów F. Pisowicza i J. Prokopa). Ta trudność stwarza pewien walor dydaktyczny, dzięki któremu student uczy się wydobywać z „szumu” poszukiwany efekt.

W czasie redagowania tego artykułu otrzymaliśmy radziecki podręcznik pod redakcją G. S. Kembrowskiego *Fizycznyj praktikum* (Mińsk 1986), w którym opisany jest podobny zestaw. Zastosowano tam bardziej skomplikowany i mniej efektywny sposób detekcji przesunięcia Dopplera, polegający na pomiarze przesunięcia fazy spowodowanego ruchem źródła i odbiornika.



Rys. 6. Przykładowe wyniki pomiaru okresu dudnień

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Symposium Jądrowego Rezonansu Kwadrupolowego

W dniach 11—15 stycznia 1988 r. odbyło się w Kanpur (Indie) IX Międzynarodowe Symposium Jądrowego Rezonansu Kwadrupolowego (IX ISNQR). Komitetowi Organizacyjnemu przewodniczył prof. P. T. Narasimhan z Indyjskiego Instytutu Technicznego w Kanpur. Oprócz wymienionego Instytutu konferencję sponsorowały Indyjski Instytut Techniczny w Madras, Indyjska Agencja Energii Atomowej w Bombaju oraz Departament Nauki i Techniki Rządu Indii.

Wśród 80 uczestników z najbardziej znaczących ośrodków naukowych rozwijających metody rezonansu kwadrupolowego, Polskę reprezentowali doc. M. Maćkowiak z IFM PAN i niżej podpisany, obaj z ośrodka poznańskiego.

W czasie sympozjum wygłoszono 7 wykładów plenarnych i 19 referatów, 25 prac przedstawiono na sesji plakatowej. Naszym udziałem był 1 wykład plenarny, 1 referat i 2 plakaty, które wniosły oryginalny wkład w osiągnięcia konferencji. Prace nasze dotyczyły wpływu wysokich ciśnień na wiązanie wodorowe (M. Maćkowiak) oraz wpływu *hoppingu* elektronów w silnie zdefektowanych półprzewodnikach na czas relaksacji kwadrupolowej (J. Lus).

Spośród najbardziej znaczących kierunków rozwoju NQR należy wymienić wieloimpulsowe metody NQR (P. T. Narasimhan — Indie, I. G. Szaposznikow — ZSRR), dwuwymiarową metodę rezonansu podwójnego (J. A. S. Smith — W. Brytania) oraz jedno- i dwuwymiarową spektroskopię w zerowym polu magnetycznym (A. Pines — USA).

Znaczna część prac dotyczyła rozwoju metod pomiarowych i teoretycznego opisu zjawisk NQR. Przedstawiono także prace dotyczące efektów kwadrupolowych mierzonych metodami optycznymi (K. P. Dinse — RFN). Duże zainteresowanie wzbudził referat przedstawiający najnowsze wyniki badań NQR w wysokotemperaturowych nadprzewodnikach (L. C. Gupta — Indie).

Należy podkreślić doskonałą organizację konferencji i bardzo miłą atmosferę przez cały czas jej trwania. Większość uczestników po raz pierwszy mogła obejrzeć ludowe tańce Indii, a niezapomniane wprost wrażenie pozostawił dziesięciowieczny kompleks świątyni w Khajuraho. Kompleks ten jest unikatem w skali światowej, a uczestnicy mogli go zwiedzić dzięki specjalnym staraniom organizatorów konferencji.

Organizatorzy zapewnili także możliwość zwiedzenia obiektów Instytutu, w tym pracowni, w których oglądaliśmy najnowsze spektrometry NQR.

Bogaty naukowy program konferencji sprawił, że udział w niej należy uznać za bardzo owocny.

Materiały konferencji zostaną opublikowane w *Journal of Molecular Structure*.

Organizacji kolejnego sympozjum X ISNQR podjął się prof. D. Nakamura z Nagoji (Japonia), a wstępnie ustalono, że odbędzie się ono w 1989 r.

Jan Lus

Instytut Fizyki UAM
Poznań

Spotkania Fizyków Cząstek Elementarnych w Dolinie Aosty

W dniach 26. 02.—5. 03. 1987 r. odbyło się pierwsze Spotkanie w La Thuile (Włochy) inaugurujące nowy cykl corocznych Spotkań fizyków cząstek elementarnych pt. „Les Rencontres de Physique de la Vallee d'Aosta”. Spotkania organizowane są przez prof. G. Bellettiniego z Pizy i prof. M. Greco z Frascati przy

finansowej pomocy Ministerstwa Edukacji Publicznej Regionu Autonomicznego Doliny Aosty. Idea tych Spotkań jest podobna do Rencontre de Moriond organizowanych od ponad 20 lat przez prof. Tran Thanh Vana we Francji. Mają one nieformalny charakter, co sprzyja licznym dyskusjom i swobodnej wymianie poglądów.

Spotkania w La Thuile składają się z dwóch części. Pierwsza część, dwudniowa, poświęcona jest określonej tematyce. W tym roku odbyła się w dniach 26—27 lutego 1988 pod hasłem „Supernowa 1987 A w rok później”. Wybór tej tematyki nie był przypadkowy, gdyż pierwsze doniesienia o wybuchu supernowej w 1987 r., obserwacje neutrin i fal grawitacyjnych zostały przedstawione właśnie w La Thuile rok temu. W tym roku przedstawiono bardzo ciekawe wyniki pomiarów zmian widma promieniowania supernowej w ciągu ubiegłego roku w zakresie podczerwonym, widzialnym, ultrafioletowym i promieniowania γ wysokich energii (referaty na ten temat przedstawili J. Danziger, J. Wampler, P. Hoefflich, A. Chalabaeu i G. Navarra). W zakresie widzialnym i podczerwonym promieniowanie supernowej można opisać jako superpozycję promieniowania dwóch ciał doskonale czarnych o temperaturze 4770 K i 700 K (J. Danziger). Zaobserwowano linie emisyjne molekuł CO i SiO, co świadczy o tym, że jesteśmy świadkami powstawania złożonych substancji w supernowej. Można już powiedzieć, że ok. 3000 lat przed wybuchem supernowa przeszła ze stanu czerwonego olbrzyma w stan niebieskiego olbrzyma (J. Wampler). Stwierdzono, że w obecnym stadium rozwoju supernowa nie jest źródłem promieniowania kosmicznego oraz nie emituje neutrin (M. Koshiba).

W dalszym ciągu nie udaje się pogodzić obserwacji neutrin pochodzących z wybuchu supernowej zarejestrowanych w doświadczeniu włosko-radzieckim z licznikami scyntylacyjnymi (LSD) w tunelu pod Mont Blanc z obserwacjami grup KAM II w kopalni Kamioka w Japonii i IMB (Irvine-Michigan-Brookhaven) w kopalni w Cleveland w USA. Nawet jeśli odrzuci się obserwacje grupy LSD, to nie można wyjaśnić rozkładu kątownego neutrin zaobserwowanych przez grupy KAM II i IMB (J. Lo Secco, J. Van der Velde, A. Dar). Niemniej jednak można wyciągnąć interesujące wnioski o własnościach neutrin: masa $\nu_e \leq 15$ eV, czas życia $\geq 10^{12}$ s, ładunek elektryczny $\leq 10^{-7}$ e, moment magnetyczny $\leq 10^{-12} \mu_B$ oraz można praktycznie wyeliminować możliwość mieszania neutrin (A. Dar).

Duże zainteresowanie wywołał referat prof. G. Pizzelliego na temat obserwacji fal grawitacyjnych. Stwierdzono bardzo silne korelacje między wynikami pomiarów przeprowadzonych przy pomocy anten grawitacyjnych w Rzymie i w stanie Maryland (USA) i sygnałami zarejestrowanymi przez grupę LSD. Te zagadkowe korelacje pojawiają się jedenaście razy w okresie dwóch godzin przed wybuchem supernowej. Jeśli analiza tych danych okaże się poprawna, to będzie to oznaczać dużą aktywność supernowej przed jej wybuchem. Do takiego wniosku doszedł A. de Rújula. Stwierdził jednak, że sygnały zaobserwowane przez obie anteny są zbyt silne, aby mogły pochodzić od fal grawitacyjnych. Dlatego założył, że zaobserwowano fale skalarnie sprzęgające się do liczby barionowej z siłą ok. 10^{-8} razy słabszą niż oddziaływanie grawitacyjne dwóch protonów, co pozwala wytłumaczyć obserwacje. Obecnie G. Pizzella zamierza przeprowadzić podobną analizę opierając się na danych z KAM II. Podsumowując dyskusję, prof. D. Schramm stwierdził, że pozostaje jeszcze wiele zagadek do wyjaśnienia: rozkłady kątowne neutrin, obserwacje grupy LSD oraz fale grawitacyjne. Być może, że do ich rozwiązania potrzebne będą nowe dane z kolejnego wybuchu, który według jego oszacowań powinien nastąpić w ciągu 10 lat w odległości dostępnej naszym obserwacjom.

Druga część Spotkań pt. „Wyniki i perspektywy fizyki cząstek elementarnych” trwała sześć dni (29. 02—5. 03). Referaty ułożone były w sześć sesji tematycznych: kosmologia, astrofizyka i doświadczenia pod ziemią; ciężkie kwarki, mieszanie kwarków i łamanie symetrii CP; fizyka zderzeń z nieruchomą tarczą; fizyka zderzeń hadronów przy wysokich energiach; nowe urządzenia, SLC i przyszłość cząstek elementarnych; perspektywy teoretyczne.

Razem wygłoszono 35 referatów przeglądowych. Odbyła się również dyskusja przy okrągłym stole na temat „fabryki” mezonów B. Chciałbym poruszyć tylko najciekawsze doniesienia. Niewątpliwie poruszenie wywołał referat prof. J. Webera na temat nowej teorii oddziaływań fal grawitacyjnych i neutrin z kryształami. Zgodnie z tą teorią oddziaływanie neutrin o niskiej energii (≤ 1 MeV) ze sztywnym kryształem należy rozpatrywać jako koherentne, co daje dodatkowy czynnik N do przekroju czynnego, gdzie N jest liczbą atomów w kryształach. Dla kryształów o masie kilkunastu gramów daje to czynnik rzędu 10^{23} , a więc niesłychane wzmocnienie oddziaływania neutrin. Dla fal grawitacyjnych wzmocnienie jest rzędu $N^{1/3}$, co pozwala

wyjaśnić możliwość zaobserwowania fal grawitacyjnych przez anteny w Rzymie i Maryland. Potrzebne są nowe doświadczenia, aby sprawdzić poprawność wniosków prof. Webera.

W rozpadach leptonu τ z jedną cząstką naładowaną w stanie końcowym, w dalszym ciągu „brakuje” ok. 4% kanałów rozpadu (M. Perl). Grupa CUSB z Cornell (J. Lee-Franzini) znalazła nową granicę na masę bozonu Higgsa: $m_H \geq 3.9$ GeV (z rozpadu $Y \rightarrow \gamma + H$). Grupa ARGUS z DESY potwierdziła swoje wcześniejsze dane na temat mieszania mezonów $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ oraz podała nową granicę na masę neutrina τ : $m(\nu_\tau) \leq 35$ MeV. Przedstawione zostały nowe dane dla elementów macierzy Kobayashi-Maskawy V_{ij} . Z rozpadu $B \rightarrow D^* l \nu$ oszacowano, że: $0.07 < |V_{ub}/V_{cb}| < 0.23$. Informację na ten temat uzupełnił F. Gilman podając: $V_{ud} = 0.9747$, $|V_{cs}| > 0.66$, $|V_{bc}| < 0.046 \pm 0.01$, $|V_{td}| > 0.007$. Stwierdził również, że zbadań łamania symetrii CP w rozpadach mezonów B wymagać będzie ok. $10^8 - 10^9$ przypadków produkcji par $B\bar{B}$, co nawet w projektowanych „fabrykach” mezonów B będzie trudne do osiągnięcia. L. Maiani podsumował postępy w rachunkach na siatkach stałych rozpadu mezonów π , K , D , D_s^* oraz czynników uwięzienia (tzw. stałych worka) dla K i D .

J. Spalding, B. Cox, L. Rossi i P. Nason omówili procesy produkcji ciężkich kwarków w zderzeniach fotonów i hadronów z hadronami. Przekroje czynne są duże, ale istotną trudnością jest oddzielenie interesujących przypadków produkcji od tła. P. Nason przedstawił wyniki obliczeń w rzędzie α_s^3 przekrojów czynnych na produkcję kwarka t w Tevatronie w Laboratorium Fermiego i w urządzeniu SSC (nadprzewodzący superzderzacz), które ma być zbudowane w USA. Wyniki te są bardzo ciekawe, gdyż stabilizują rezultat uzyskany w niższym rzędzie, tzn. czynią przewidywania teoretyczne mniej czuły na wybór skali renormalizacji.

Oporając się na analizie rozkładu pędów poprzecznych mionów, grupa UA1 (K. Eggert) z CERN-u doszła do wniosku, że ok. 25% cząstek J/ψ pochodzi z rozpadu kwarka b . Zaobserwowano również pewne przypadki świadczące o mieszanii mezonów $B_s^0 - \bar{B}_s^0$. Aktualna dolna granica na masę kwarka t wynosi 44 GeV. Grupa UA2, która przeprowadzi pomiary z nową wiązką antyprotonów w CERN-ie, będzie mogła zaobserwować kwark t , jeśli jego masa nie będzie większa niż 100 GeV (L. Mapelli) oraz zmierzyć masę bozonu W z dokładnością ok. 350 MeV. Elliot Leader sprowokował burzliwą dyskusję omawiając ostatnie pomiary części rzeczywistej amplitudy rozpraszania elastycznego $p\bar{p}$ wykonane przez grupę UA4.

Zderzenia ciężkich jonów i produkcję plazmy kwarkowo-gluonowej omówili L. Kluberg i R. Petronzio. Słumiona produkcja cząstek J/ψ w zderzeniach ciężkich jonów w doświadczeniu NA38 w CERN-ie jest interpretowana jako przejaw osiągnięcia stanu plazmy.

W czasie Spotkań poinformowano o pierwszych zderzeniach e^+e^- zaobserwowanych w nowym akceleratorze SLC w laboratorium SLAC w USA. B. Richter przedstawił plany budowy nowych akceleratorów liniowych, a G. Altarelli omówił perspektywy testowania modelu standardowego w zderzeniach cząstek o energii kilku TeV.

W ostatnim dniu Spotkań, S. Ferrara omówił postęp osiągnięty w teoriach zunifikowanych, a D. Nanopoulos przedyskutował fenomenologiczny model z grupą symetrii $SU(5) \times U(1)^4$ wynikający z teorii superstrun. Zamiast wykładu podsumowującego, uczestnicy wysłuchali pięknego wykładu prof. C. Chu na temat nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego. C. Chu poinformował o nowej klasie nadprzewodnictwa w temperaturze 120 K, zaobserwowanego po raz pierwszy na 10 dni przed konferencją.

Należy stwierdzić, że Spotkania były bardzo udane i stały na wysokim poziomie organizacyjnym. Wszyscy uczestnicy mieszkali w jednym hotelu, co dawało dodatkowe możliwości nawiązania kontaktów i dyskusji nieformalnych. Zadbano również o bogaty program imprez towarzyszących. Uczestnikom pierwszej części Spotkań umożliwiono zwiedzenie urzędów rejestrujących LSD i NUSEX w tunelu pod Mont Blanc. Odbyły się również dwa koncerty muzyki kameralnej. Dodatkową atrakcją Spotkań były doskonałe warunki narciarskie w okolicach La Thuile.

Jan Kalinowski

Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Warszawa

Konferencja Wysokotemperaturowych Nadprzewodników, Materiałów i Mechanizmów Nadprzewodnictwa

W dniach od 29 lutego do 4 marca 1988 r. szwajcarska miejscowość górską Interlaken gościła ok. 1200 fizyków z 39 krajów świata, którzy zebrali się na konferencji poświęconej wysokotemperaturowym nadprzewodnikom i mechanizmom nadprzewodnictwa w tych materiałach: High-Temperature Superconductors, Materials and Mechanisms of Superconductivity (HTSC-M²S). Konferencja została zorganizowana przez Laboratoria IBM w Rüschlikon, Federalną Politechnikę w Zurychu (ETH) i Uniwersytet w Genewie, przy współpracy wielu innych szwajcarskich uczelni i organizacji naukowych. Do pokrycia kosztów Konferencji i udziału wielu fizyków, m. in. z Polski, przyczyniły się także duże firmy przemysłowe Szwajcarii i RFN. Komitetowi organizacyjnemu Konferencji przewodniczył K. A. Müller, ubiegłoroczny laureat Nagrody Nobla, współodkrywca wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa. Przez pięć dni naukowcy z całego świata dyskutowali nad najaktualniejszymi problemami technologii wytwarzania wysokotemperaturowych nadprzewodników, ich własnościami fizycznymi, możliwościami zastosowania, oraz, a może raczej przede wszystkim, nad mechanizmami tego niezwyklego zjawiska jakim jest wysokotemperaturowe nadprzewodnictwo. Na Konferencji zaproszeni referenci przedstawili ponad siedemdziesiąt prac: jednaście referatów plenarnych oraz ok. sześćdziesięciu półgodzinnnych referatów, wygłoszonych w trakcie dziesięciu sympozjów. Ponad sto prac było referowanych podczas licznych dyskusji panelowych i sesji wieczornych, poświęconych zagadnieniom bardziej specjalistycznym i kontrowersyjnym. Ponad osiemset prac przedstawiono na trzech sesjach plakatowych. Już same te liczby, ok. 1200 uczestników i ponad 800 przedstawionych prac wskazują, że pięciodniowy program był ściśle wypełniony, a o atmosferze Konferencji i aktywności jej uczestników najlepiej mogły świadczyć wieczorne sesje, przeciągające się często do północy, oraz prezentowanie przez wielu uczestników najświeższych uzyskanych wyników, przesyłanych im na Konferencję „faksem” z macierzystego laboratorium!

Konferencja w Interlaken była największą w tym roku ogólnoświatową konferencją poświęconą wysokotemperaturowemu nadprzewodnictwu i jako taka stanowi podsumowanie dorobku w tej dziedzinie od czasu dużych ubiegłorocznych letnich konferencji w Japonii. Dwa, chyba najistotniejsze osiągnięcia tego okresu to odkrycie nowych klas wysokotemperaturowych nadprzewodników o temperaturach krytycznych ok. 105 i 125 K oraz znaczne postępy w technologii otrzymywania monokryształów i warstw nadprzewodników $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Podniesienie temperatury krytycznej o kolejnych 30 K (pamiętajmy, że jeszcze dwa lata temu w ogóle najwyższa temperatura krytyczna wynosiła 22.3 K!) jest kolejnym krokiem na drodze do nadprzewodnictwa w temperaturze pokojowej, a także sukcesem systematycznych badań własności perowskitów miedziowych. Temperatura krytyczna ok. 120 K także znacznie zwiększa nadzieje na przemysłowe zastosowania nadprzewodników w temperaturze ciekłego azotu (77 K), w wielu potencjalnych zastosowaniach jest bowiem rzeczą niezbędną, aby temperatura krytyczna była znacznie wyższa od temperatury roboczej.

Nowa, rekordowa temperatura krytyczna 125 K została uzyskana w związku o nominalnym składzie $\text{Tl}_2\text{Ca}_{1.5}\text{BaCu}_3\text{O}_{8.5+x}$ w laboratoriach IBM w Almaden (P. Grant). Chociaż nadprzewodzące własności $\text{Tl}-\text{Ca}/\text{Ba}-\text{Cu}-\text{O}$ zostały odkryte dopiero w połowie lutego br. (na uniwersytecie w Arkansas; Z. Z. Sheng and A. M. Hermann, *Nature*, t. 332, 10 marca 1988) ale już do czasu konferencji w Interlaken poza grupą IBM także w Instytucie Fizyki w Pekinie potwierdzono nadprzewodnictwo w 120 K w tym związku. Jak się obecnie wydaje, związki z talem są blisko spokrewnione z nadprzewodnikami o składzie $\text{Bi}_2(\text{Sr},\text{Ca})_2\text{Cu}_2\text{O}_{8+x}$ o temperaturach krytycznych ok. 80 K i 105 K (odkrytymi dwa miesiące temu w Japonii w grupie Hiroshi Maeda; odkrycie wkrótce potwierdzono w wielu miejscach, między innymi w Warszawie w IF PAN oraz na UMCS w Lublinie). Na Konferencji wiele prac przedstawiało wyniki badań struktury krystalograficznej fazy 80 K tych ostatnich związków. Jest ona bardzo podobna do struktury nadprzewodników 1-2-3, zwłaszcza ze względu na obecność dwuwymiarowych układów $\text{Cu}-\text{O}$. Jednakże o ile w związkach 1-2-3 w sieci perowskitu pomiędzy warstwami $\text{Cu}-\text{O}$ występowały oddzielające je jednowymiarowe łańcuchy $\text{Cu}-\text{O}$, w nadprzewodnikach $\text{Bi}-\text{Sr}-\text{Ca}$ warstwy $\text{Cu}-\text{O}$ są rozdzielone dwiema, bądź trzema warstwami $\text{Bi}-\text{O}$, zaś jednowymiarowe łańcuchy nie występują. Wstępne pomiary struktury związków z talem wskazują, że i w tych związkach występują dwuwymiarowe układy $\text{Cu}-\text{O}$ rozdzielone dwiema lub trzema warstwami $\text{Ba}-\text{O}/\text{Ca}-\text{O}$. W tym ostatnim przypadku osiąga się temperaturę krytyczną 125 K.

Postępy technologii związków 1-2-3 umożliwiły uzyskanie po raz pierwszy dostatecznie dużych mono-

kryształów aby przeprowadzić na nich pomiary optyczne, neutronograficzne i transportowe. Pozwoliło to na określenie prądów i pól krytycznych oraz ich anizotropii, zbadanie własności magnetycznych fazy normalnej (nienadprzewodzącej) oraz na bardzo dokładne badania strukturalne. Nadal pozostają problemem zbliźniczenia w kryształach 1-2-3, które powstają we wszystkich znanych obecnie procesach hodowania kryształów. Jak się wydaje, tendencja do wzrostu zbliźniczeń jest znacznie słabsza w związkach Bi—Sr—Ca, ale dotychczas uzyskane kryształy tego materiału są bardzo małe. Na Konferencji przedstawiono szereg prac poświęconych procesom wytwarzania cienkich warstw nadprzewodzących i metodę nanoszenia takich warstw na różne podłoża. W badaniach tych wykorzystano doświadczenia hodowania cienkich warstw półprzewodników oraz materiałów magnetycznych, stosując całą gamę egzotycznych metod odparowywania składników (lasery ekscimerowe, działa elektronowe, techniki magnetronowe itp.). Jak się wydaje, opracowanie efektywnych metod hodowania warstw nadprzewodzących jest obecnie głównym zagadnieniem badawczym bardzo wielu laboratoriów przemysłowych świata, a przede wszystkim w Japonii.

Dużo uwagi poświęcono badaniom niskoenergetycznych wzbudzeń elementarnych kondensatu nadprzewodzącego i ustaleniu obecności przerwy w widmie energetycznym. Niestety jak dotychczas badania metodami NMR, spektroskopii tunelowej i spektroskopii optycznej w dalekiej podczerwieni prowadzą często do sprzecznych wyników i zarówno samo istnienie przerwy energetycznej w widmie kondensatu jak i ewentualna wartość stosunku energii przerwy do temperatury krytycznej są nadal przedmiotem dyskusji. Sytuację na tym polu nieźle obrazuje przebieg sesji poświęconej pomiarom NMR, gdzie różne grupy odmiennie interpretowały w zasadzie identyczne widma. Analizę widm odbicia w dalekiej podczerwieni utrudnia obecność ostrych linii związanych z fononami optycznymi oraz silna zależność kształtu widma od metody przygotowania powierzchni próbki. Problemy charakteryzacji powierzchni utrudniają także pomiary efektu tunelowego. Wyniki uzyskiwane w różnych laboratoriach, często diametralnie różnią się pomiędzy sobą. Pomimo tych trudności, wydaje się, że w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych istnieje przerwa w widmie energetycznym kondensatu i prawdopodobnie jest ona silnie anizotropowa. Prezentowane na Konferencji wartości stosunku $2\Delta/k_B T_c$, gdzie 2Δ oznacza przerwę energetyczną, zaś T_c — temperaturę krytyczną, wynoszą dla monokryształów $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ od 6 do 8 w płaszczyznach (a, b) i ok. 3.6 w kierunku osi c (wartość tego stosunku przewidywana przez teorię BCS wynosi 3.5).

Wiele wskazuje na to, że mechanizm wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa nie może być czysto fononowy. Wszystkie tlenki o wysokich temperaturach przejścia charakteryzują się stosunkowo niską gęstością stanów dla energii Fermiego (wartość współczynnika γ w liniowym cieple właściwym nie przekracza 8 mJ/mol), wobec czego wysokie temperatury przejścia nie dają się wytłumaczyć standardową teorią Barde-ena, Coopera i Schrieffera (BCS). Chociaż teoria ta przewiduje nadprzewodnictwo metali, diagramy fazowe związków $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ i $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ wykazują, że nadprzewodnictwo pojawia się tutaj w pobliżu fazy izolatorowej. Wreszcie, praktycznie całkowity brak efektu izotopowego w $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ jest wyraźnym argumentem za nefononowym mechanizmem nadprzewodnictwa.

W tej sytuacji dużo uwagi poświęcono na Konferencji własnościom realistycznego hamiltonianu opisującego stany elektronowe w wysokotemperaturowych nadprzewodnikach. Znajomość tego hamiltonianu i jego parametrów jest punktem wyjścia do poszukiwań czysto elektronowego mechanizmu nadprzewodnictwa. Jedynym wspólnym elementem wszystkich znanych dotychczas struktur wykazujących nadprzewodnictwo wysokotemperaturowe (włączając odkryte niedawno i szeroko dyskutowane na Konferencji układy Tl—Ca—Ba—Cu—O oraz Bi—Sr—Ca—Cu—O) są naładowane płaszczyzny CuO_2 . Dla próbek nadprzewodzących wykazują one wypełnienie nieco większe niż jedną dziurą na komórkę elementarną. Struktura elektronowa związana z płaszczyznami CuO_2 jest zbudowana ze stanów $3d_{x^2-y^2}$ miedzi i $2p_{x(y)}$ tlenu. Wyznaczają ją parametry mikroskopowe: energie poziomów $3d$ i $2p$, hybrydyzacja między tymi stanami oraz lokalne i nielokalne oddziaływanie kulombowskie. Dużym sukcesem obecnie używanych metod obliczania struktury pasmowej jest wyznaczenie wymienionych wyżej parametrów dla wysokotemperaturowych nadprzewodników. Znalezione wartości tych parametrów świadczą o znacznej delokalizacji dziur w płaszczyznach CuO_2 na orbitale tlenowe (średnia konfiguracja miedzi $3d^{9.4}$) z uwagi na zbliżone energie poziomów $3d$ i $2p$. Wartości lokalnych oddziaływań kulombowskich są jednocześnie bliskie wartości szerokości zhybrydowanego pasma $d-p$, co oznacza silne efekty korelacyjne. W efekcie, w stanie podstawowym mamy do czynienia z mieszaną walencyjnością Cu z konfiguracjami $3d^9$ i $3d^{10}$, podczas gdy konfiguracja $3d^8$ praktycznie nie występuje. Zarówno znalezione teoretycznie wartości wymienionych wyżej parametrów mikro-

skopowych, jak również wynikająca z nich struktura stanu podstawowego, są zgodne z wynikami doświadczeń Auger i XPS.

Pomimo przedstawionych powyżej silnych argumentów przemawiających za koniecznością przyjęcia hamiltonianu uwzględniającego *explicitie* orbitale $Cu(3d)$ i $O(2p)$ za punkt wyjścia do opisu własności elektronowych płaszczyzn CuO_2 , podane zostały nowe argumenty za możliwością operowania efektywnym hamiltonianem z jednym tylko typem orbitali. Szeroko dyskutowane były dwa typy rozwiązań tego hamiltonianu: rozwiązanie z dalekim porządkiem antyferromagnetycznym oraz tzw. stan rezonujących wiązań (*resonating valence bond*). Obliczenia metodą *Monte Carlo* przeprowadzone dla dwuwymiarowego modelu Heisenberga wykazały, że stan antyferromagnetyczny ma niższą energię, niż stan rezonujących wiązań. Za brakiem tych ostatnich rozwiązań i korelacji nadprzewodzących w tym modelu przemawiają również funkcje korelacji otrzymane z obliczeń układów skończonych. Jak wiadomo, nadprzewodnictwo wynika z przybliżenia średniego pola dla efektywnego hamiltonianu. Wynik ten jest jednak teoretycznie niezadowolający, gdyż przybliżenie to pozostawia jedynie przyciągającą część oddziaływania elektron-elektron i narzuca strukturę równań izomorficzną z równaniami teorii BCS. Dlatego poszukuje się obecnie nadprzewodnictwa we wspomnianym hamiltonianie efektywnym używając rozwiązań z lokalnie zaburzonym uporządkowaniem antyferromagnetycznym, co prowadzi do występowania tzw. worków spinowych (*spin bags*). Inną możliwość stanowi proponowany na Konferencji mechanizm nadprzewodnictwa oparty na sprzężeniu między płaszczyznami CuO_2 .

Konferencja w Interlaken zasygnalizowała bardzo istotny z punktu widzenia teorii problem diagramu fazowego związków nadprzewodzących. W zależności od składu układy $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ i YBa_2O_{6+x} są antyferromagnetykami (dla $x \approx 0$) bądź nadprzewodnikami (dla większych wartości x). Pomiędzy tymi fazami występuje jeszcze dla składów pośrednich $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ faza mieszana o obniżonej temperaturze przejścia. Podano pierwsze wyniki wskazujące na to, że faza ta jest szkłem spinowym, a przejście w stan nadprzewodzący jest równoważne przejściu izolator-metal. Jak dotychczas, brak jednak zadowolającego wyjaśnienia wspomnianych diagramów fazowych, jak również nierozumiana jest, pomimo bardzo wielu prac prowadzonych w tym kierunku, rola korelacji antyferromagnetycznych w mechanizmie nadprzewodnictwa.

Nadal istniejącą trudnością teorii jest poprawne opisanie fazy izolatorowej dla $x \approx 0$, ponieważ nie wynika ona z obliczeń struktury pasmowej. Niejasny jest też mechanizm szybkiego znikania antyferromagnetyzmu z rosnącą wartością x — najbardziej prawdopodobną tego przyczyną wydaje się występowanie w układzie oddziaływań wymiennych różnych znaków, prowadzące w efekcie do fazy szkła spinowego. W układzie $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ obserwuje się natomiast dla różnych wartości x dwie fazy nadprzewodzące o temperaturach przejścia, odpowiednio, ok. 60 i 90 K. Na Konferencji podano interesującą propozycję wyjaśnienia tego zjawiska poprzez skokową zmianę liczby dziur na komórkę elementarną płaszczyzny CuO_2 , spowodowaną różnicami w domieszkowaniu dziurowym przez zdefektowane łańcuchy $Cu-O$ o różnych długościach. Dodatkowo, z rosnącym x , tworzyć ma się najpierw tylko co drugi kompletny łańcuch (dla $0 < x < 0.5$), a następnie dopiero reszta (dla $0.5 < x < 1$).

Na oddzielną uwagę zasługuje duża grupa prac poświęcona innym możliwościom mechanizmu nadprzewodnictwa poprzez sprzężenia elektronów z różnymi niefononowymi i niemagnetycznymi wzbudzeniami. Bodaj najsilniej dyskutowane są nadal wzbudzenia związane w przekazem ładunku typu $Cu^+O^- \rightarrow Cu^{++}O^{--}$. Mogą one być istotne z uwagi na fakt, że wartości parametrów mikroskopowych dla płaszczyzn CuO_2 sugerują, że znajdują się one w stanie bliskim izolatora z przekazem ładunku (a nie izolatora Motta). Jak na razie, brak jednak zadowolającego poparcia eksperymentalnego tej tezy. Proponowano również wiązać nadprzewodnictwo ze wzbudzeniami elektronowymi z zapełnionych stanów $3d_{z^2}$ do stanów $3d_{x^2-y^2}$, poprzez oddziaływania z plazmonami lub ekscytonami. Cechą wspólną tych różnych możliwości na poziomie mikroskopowym jest fakt, że wynika z nich w teorii średniego pola, ten sam formalizm co w teorii BCS. Z tego powodu znajdujące doświadczalnie wartości stosunku $2\Delta/k_B T_c$ nie mogą stanowić rozstrzygającego argumentu w tej kwestii.

Kilka prezentowanych na Konferencji prac dyskutowało możliwość potencjalnych zastosowań nadprzewodników wysokotemperaturowych w przemyśle. Wydaje się jednak, że za wiele jest jeszcze problemów fizycznych i technologicznych by móc określić tak dziedziny pierwszych zastosowań, jak i terminy ich wdrożeń. Najbardziej obiecujące są badania nad magnetometrami SQUID-owymi o potencjalnych zasto-

sowaniach w diagnostyce medycznej. Duże magnesy, linie przesyłowe oraz ultraszybkie układy logiczne wydają się jeszcze sprawą dalszej przyszłości.

Przedstawione przez nas podsumowanie konferencji HTSC—M²S w Interlaken pokazuje, jak wiele podstawowych pytań w dziedzinie wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa pozostaje nadal bez odpowiedzi. Nie dysponujemy wciąż spójnymi wynikami tak podstawowych doświadczeń, jak pomiary wartości stosunku $2\Delta/k_B T_c$, ciepła właściwego i własności transportu; czekamy na wyniki dla nowych układów Tl—Ca—Ba—Cu—O i Bi—Sr—Ca—Cu—O. Nie rozumiemy również mikroskopowego mechanizmu nadprzewodnictwa i wielu innych ważnych aspektów teorii. Pomimo tego, trzeba stwierdzić, że olbrzymi wysiłek naukowców z całego świata zaowocował i doprowadził w okresie tylko półtora roku od odkrycia J. G. Bednorza i K. A. Müllera do bardzo szybkiego postępu w tej zupełnie nowej dziedzinie fizyki. Zebrano wiele konkretnych wyników doświadczalnych i teoretycznych. Konferencja w Interlaken dała ich pełny przegląd i była, po okresie fascynacji nowym zjawiskiem, pierwszą dojrzałą konferencją poświęconą wysokotemperaturowemu nadprzewodnictwu. Stworzyła ona doskonały punkt wyjścia do dalszych badań. Cieszy fakt, że w badaniach tych uczestniczy tak wielu fizyków z naszego kraju.

Materiały Konferencji ukażą się w czasopiśmie *Physica C*, tom 153.

Andrzej M. Oleś

Instytut Fizyki UJ
Kraków

Aleksander Wittlin

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

RECENZJE

Fizyka i chemia ciała stałego, wybrane zagadnienia (2), praca zbiorowa pod redakcją Józefa Z. Damma i Jana Klamuta, Zakład Narodowy Imienia Ossolińskich, Wrocław—Warszawa—Kraków—Gdańsk—Łódź 1987, s. 280, nakład 1000 egz., cena zł 400.—

Książka jest kontynuacją i rozwinięciem wydanej przed dziesięć laty (w 1977 r.) monografii *Fizyka i chemia ciała stałego (wybrane zagadnienia)* a jednocześnie wiąże się z historią Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych Polskiej Akademii Nauk we Wrocławiu. Wydanie pierwszego tomu (w 1977 r.) związane było z dziesięcioleciem Instytutu, które zbiegło się z 70-tą rocznicą urodzin prof. Włodzimierza Trzebiatowskiego, twórcy i pierwszego dyrektora Instytutu.

Wydanie tomu 2 wiąże się z dwudziestoleciem działania Instytutu i redaktorzy oraz autorzy poszczególnych rozdziałów starają się w niniejszym opracowaniu przedstawić obecny stan wiedzy w zakresie kilku wybranych kierunków działania Instytutu.

Monografia składa się z ośmiu rozdziałów, z których każdy stanowi zamkniętą całość.

W rozdziale 1 pt. „Zastosowanie grup przestrzennych (3, d)-wymiarowych w analizie strukturalnej kryształów niewspółmiernych” (W. Paciorek, K. Łukaszewicz) omawiane są metody strukturalnej analizy kryształów niewspółmiernych. Autorzy opierają się na teorii P. M. de Wolffa, A. Jannera i T. Janssena (*Acta Cryst.* A30, 777; A33, 493 (1974); A37, 625 (1981)). Dla struktur z modulacją przesunięciową, obśadzeniową oraz tzw. struktur poprzerastanych wyprowadzone są czynniki struktury kryształu. W przypadku modulacji przesunięciowej wyprowadzony jest również czynnik temperaturowy kryształu. W dalszej części rozdziału omawiana jest symetria kryształu modulowanego w przestrzeni (3, d)-wymiarowej. Takie podejście zrywa z intuicyjnym wyobrażeniem kryształu, ale umożliwia stworzenie jednolitej teorii umożliwiającej precyzyjny opis struktury i symetrii kryształu modulowanego, zarówno współmiernego jak i niewspółmiernego. W dalszej części omawiana jest algebraiczna teoria grup przestrzennych (*n, d*)-wymiarowych.

Rozdział 2 pt. „Struktura i własności aktywnowców i lantanowców. Podobieństwo i różnice” (W. Suski) poświęcony jest strukturze krystalicznej i własnościom fizycznym metalicznych lantanowców i aktywnowców oraz ich niejonowych połączeń w stanie stałym. Autor szczególną uwagę poświęca najnowszym wynikom badań prowadzonych w warunkach ekstremalnych, tzn. pod wysokim ciśnieniem i w silnym polu magnetycznym, jak również w bardzo niskiej temperaturze. Autor dla obu rodzin pierwiastków 4*f* i 5*f*, omawia strukturę elektronową oraz stabilność struktury krystalicznej w funkcji temperatury i ciśnienia. W dalszej części rozdziału omawiane są efekty związane ze strukturą elektronową: efekt Kondo, fluktuacje spinowe, mieszana wartościowość oraz ciężkie fermiony. Autor omawia również własności magnetyczne powyższych układów będące od lat specjalnością Instytutu, koncentrując uwagę na związkach typu R_nT_mB , (gdzie R—metal ziemi rzadkiej, T — metal grupy 3*d*) będącymi twardymi materiałami magnetycznymi, oraz na problemie anizotropii magnetycznej obserwowanej w licznych związkach Ce, U, Np i Pu. Jako przykłady omawiane są również „egzotyczne” struktury magnetyczne obserwowane w związkach CeSb, CeB₆, monopniktydkach uranu, NpAs₂ oraz w związkach potrójnych o strukturze ThCr₂Si₂. Końcowa część tego rozdziału poświęcona jest zagadnieniu pola krystalicznego, a w szczególności singletowemu stanowi podstawowemu i jego konsekwencjom.

Rozdział 3 pt. „Współistnienie nadprzewodnictwa i magnetyzmu” (T. Krzyszoń, K. Rogacki) omawia jedno z ciekawszych zagadnień współczesnej fizyki niskich temperatur. Na wstępie Autorzy podają krótką informację dotyczącą struktury krystalicznej oraz własności magnetycznych i nadprzewodzących dla trzech grup związków międzymetalicznych RMo₆S₈, RRh₄B₄ i R₃Rh₄Sn₁₃. Sądzę, że uzupełnienie tekstu przez dane liczbowe w postaci tabeli byłoby bardziej czytelne. Dalsza część rozdziału poświęcona jest omówieniu modeli teoretycznych i porównaniu ich z wynikami eksperymentalnymi. Autorzy stosują metodę fenomenologiczną wywodzącą się z teorii Ginzburga-Landaua. Cytowane wyniki prac własnych Autorów wskazują,

że zjawisko współistnienia nadprzewodnictwa i magnetyzmu ujawnia wiele nowych efektów, nieznanych w nadprzewodnikach niemagnetycznych.

W rozdziale 4 pt. „Struktura i własności termodynamiczne kriokryształów” (A. Jeżowski) omawiane są własności grupy substancji krystalizującej jedynie w niskich lub bardzo niskich temperaturach. Do grupy tej należą: gazy szlachetne (Ne, Ar, Kr, Xe), kryształy molekularne (N_2 , CO, O_2 , CD_4 , NH_3) oraz kryształy kwantowe (3He , 4He , H_2 , D_2 , CH_4). Obszernie omówione zostały dla poszczególnych grup diagramy fazowe (p , T) oraz obserwowane typy struktury krystalicznej. Następną część tego rozdziału poświęcona jest omówieniu wybranych własności termodynamicznych kriokryształów. Autor przeprowadza analizę temperaturowych zależności ciepła właściwego, rozszerzalności cieplnej i oporu cieplnego, która pozwala wyciągnąć wnioski dotyczące dynamiki sieci krystalicznej w tych układach.

Rozdział 5 pt. „Spektroskopia materiałów laserowych zawierających jony ziem rzadkich” (B. Jeżowska-Trzebiatowska, W. Ryba-Romanowski i W. Stręk) zawiera kolejno: omówienie własności spektroskopowych jonów ziem rzadkich, opis przejść elektronowych w jonach ziem rzadkich, przejścia promieniste (teoria Judda-Ofelta), przejścia nadczułe, przejścia niepromieniste. W dalszej części Autorzy omawiają zależność parametrów laserowych od matrycy na przykładzie kilku ważniejszych dla zastosowań jonów ziem rzadkich (Nd, Pr, Er). Autorzy zwracają szczególną uwagę na własności związków fosforu jako nowej grupy materiałów laserowych.

Rozdział 6 pt. „Silne oddziaływania w układach metal-podłoże niemetaliczne” (W. Romanowski, R. Lamber) poświęcony jest omówieniu własności fizycznych cienkich warstw metalu na niemetalicznym podłożu lub metalu w postaci małych, oddzielnych cząstek rozmieszczonych na takim podłożu. Powyższe układy znalazły w ostatnich latach szerokie zastosowanie praktyczne głównie jako elementy układów elektronicznych i optycznych lub jako katalizatory reakcji chemicznych. W rozdziale omawiane są głównie własności układów na podłożu tlenkowym: Pt/ TiO_2 , a także (Rh, Ru, Pd/Os, Ir) na podłożu TiO_2 , $Al_2O_3SiO_2$..., Ni/ TiO_2 , Al_2O_3 ... W dalszej części rozpatrywane są układy metal na podłożu krzemowym. W zakończeniu Autorzy omawiają procesy związane z mechanizmem oddziaływania metal-podłoże.

Rozdział 7 pt. „Badanie struktury elektronowej metali metodą anihilacji pozytonów” (G. Kontrym-Sznajd, S. Daniuk) zawiera omówienie metody anihilacji pozytonów oraz obszernie omówienie metod interpretacji danych doświadczalnych w oparciu o istniejące teorie. W uwagach końcowych Autorzy zwracają uwagę na metodę tomografii pozytonowej będącej jedną z unikalnych metod lokalizacji procesu chorobowego.

W rozdziale 8 pt. „Nadprzewodniki wysokotemperaturowe” (R. Horyń, J. Klamut, T. Kopeć, A. Zaleski), oddanym do druku w marcu 1987 r. Autorzy dają krótki przegląd historyczny związany z wysokotemperaturowym nadprzewodnictwem oraz przegląd danych doświadczalnych dla układów: La-Ba-Cu-O, Na-Sr-Cu-O i Y-Ba-Cu-O. Ciekawe są również rozważania diagramów fazowych, które mogą prowadzić do wykrycia nowych materiałów nadprzewodzących. Rozdział zamyka opis wybranych mechanizmów prowadzących do wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa.

Reasumując należy stwierdzić, że recenzowana monografia poświęcona fizyce i chemii ciała stałego przedstawia czytelnikowi szeroką gamę problemów w kilku wybranych zagadnieniach i jest doskonałym wprowadzeniem w krąg ważnych i trudnych zagadnień w tej dziedzinie. Monografia jest oryginalnym opracowaniem na bardzo dobrym akademickim poziomie. Omówiono w niej szereg nowych zjawisk fizycznych, które zostały wykryte w latach siedemdziesiątych względnie osiemdziesiątych, takich jak „ciężkie fermiony”, współistnienie nadprzewodnictwa i uporządkowania magnetycznego, modulowane struktury krystaliczne oraz szlagier ostatnich miesięcy — wysokotemperaturowe nadprzewodnictwo. Opracowania w niniejszej monografii są pierwszymi po pracach opublikowanych w *Postępkach Fizyki* (A. Janner, T. Janssen, P. M. de Wolff „Kryształy niewspółmierne — nowa faza w fizyce ciała stałego” 35, 419 (1984); T. Krzysztóń, „Nadprzewodnictwo w układach magnetycznie uporządkowanych” 36, 325 (1985); K. I. Wysokiński, „Odkrycie wysokotemperaturowych nadprzewodników” 38, 463 (1987)) opracowaniami przybliżającymi powyższe zagadnienia kręgowi czytelników szerszemu niż wąskie grono specjalistów pracujących w tej dziedzinie.

Jako mankament opracowania można uznać fakt, że niektóre z tych zagadnień są opracowane bardzo skrótowo. Dołączone jednak spisy cytowanego piśmiennictwa pozwalają na uzyskanie pełniejszych informacji w oryginalnych pracach.

Uważam, że monografia przeznaczona jest dla studentów fizyki i chemii wyższych lat studiów i doktoran-

tów, ale może być również wykorzystana przez pracowników naukowych zajmujących się powyższą problematyką, tym bardziej, że Autorzy poszczególnych rozdziałów uzupełnili je o bardzo bogate piśmiennictwo cytowane, np. rozdział 2 zawiera 211 pozycji, a rozdział 4 — 202 pozycje.

Książka wydana została starannie. W opracowaniu zauważyłem następujące (nieliczne) błędy redakcyjne i drukarskie:

- brak jest informacji z jakiej pracy pochodzi rys. 1.1 na str. 11: z [4] czy [8] spisu literatury;
- w rozdz. 3 niepoprawna jest pisownia nazwiska Néela;
- niejasny jest cel podawania przez Autora rozdz. 4 tabel zawierających zależność temperaturę stałych sieciowych dla wybranych kriokryształów: str. 129 — tabela 4.2, str. 134—6 tabela 4.3a-f, str. 142 tabela 4.4;
- używanie żargonu: str. 203_s, 204 — „po traktowaniu wodorem”;
- str. 262²⁰: w miejsce odnośnika [26] powinien być odnośnik [25].

W sumie jest to oryginalna i pożyteczna monografia wypełniająca lukę na krajowym rynku. Jest godna polecenia wszystkim, którzy interesują się problematyką fizyki i chemii ciała stałego.

Andrzej Szytuła

Instytut Fizyki UJ
Kraków

KRONIKA

PTF

Jubileuszowy Zjazd Fizyków Polskich

XXX Jubileuszowy Zjazd Fizyków Polskich odbędzie się w Warszawie w dniach 11—15 września 1989. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego jest prof. Marian Grynberg (IFD UW).

Intencją organizatorów jest, aby Zjazd stał się spotkaniem fizyków pracujących w szkolnictwie średnim i wyższym, placówkach naukowych i przemysłu. W programie przewidziane są sesje plenarne, na których zostaną przedstawione najciekawsze osiągnięcia fizyki ostatnich lat oraz sesja plakatuowa poświęcona wyłącznie dydaktyce fizyki na wszystkich poziomach jej nauczania. Odbędą się też spotkania okrągłego stołu: „Rola fizyków w edukacji narodowej” i „Fizyka i fizycy w gospodarce narodowej”.

Będzie urządzona wystawa przedstawiająca producentów pomocy naukowych i sprzętu laboratoryjnego oraz zastosowania osiągnięć fizyki i udział fizyków w niekonwencjonalnych przedsięwzięciach gospodarczych. Na innych wystawach będzie można dowiedzieć się, jakie kierunki fizyki są uprawiane na terenie działania poszczególnych oddziałów PTF oraz zapoznać się z publikacjami książkowymi i periodykami z dziedziny fizyki oferowanymi przez wydawców polskich.

W czasie Zjazdu odbędzie się, jak zwykle, Walne Zebranie Delegatów PTF.

Informacji o Zjeździe udziela i zgłoszenia udziału przyjmuje Oddział Warszawski PTF, Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel. 28 76 49.

Członkowie zagraniczni PAN

Rada Państwa na posiedzeniu w dn. 29 czerwca 1988 zatwierdziła wybranych przez Polską Akademię Nauk jej nowych członków zagranicznych. W Wydziale III Nauk Matematycznych, Fizycznych i Chemicznych zostali wybrani m. in.: Žores Alferow (ZSRR), Robert Blinc (Jugosławia), Tormod Riste

(Norwegia), Boris Wajnsztejn (ZSRR) i Chen Ning Yang (USA), w Wydziale VII Nauk o Ziemi i Nauk Górniczych został wybrany m. in. Christian Sucksdorff (Finlandia).

Žores Iwanowicz Alferow (ur. 1930), dyrektor Instytutu Fizyczno-Technicznego AN ZSRR im. A. Joffego, jest specjalistą w dziedzinie fizyki ciała stałego. Wniósł wybitny wkład w poznanie natury i praktyczną realizację heterozłącz półprzewodnikowych (za co otrzymał w 1978 r. Nagrodę Hewletta-Packarda przyznaną przez Europejskie Towarzystwo Fizyczne). Uzyskanie heterozłącz stało się początkiem nowej dziedziny w fizyce ciała stałego — badań układów niskowymiarowych. Jest członkiem amerykańskiej Narodowej Akademii Nauk. Od wielu lat utrzymuje kontakty z fizykami polskimi, był współorganizatorem i wykładowcą szkół optoelektroniki prowadzonych przez Instytut Fizyki PAN, a wielu polskich fizyków było na stażu naukowym w jego Instytucie.

Robert Blinc (ur. 1933) jest kierownikiem laboratorium radiospektroskopii ciała stałego w Instytucie J. Stefana w Lublanie. Jest specjalistą w dziedzinie fizyki ferroelektryków. Do jego najważniejszych osiągnięć można zaliczyć: wprowadzenie formalizmu pseudospinu do opisu tunelowania protonów w kryształach z wiązaniem wodorowym, rozwinięcie teorii faz niewspółmiernych w zastosowaniu do kryształów z uporządkowaniem ferroelektrycznym, stworzenie nowej metody rezonansu podwójnego NMR, opracowanie teorii ferroelektrycznych własności ciekłych kryształów. Jest wiceprezesem Słoweńskiej Akademii Nauk i Sztuki, członkiem korespondentem Saskiej Akademii Nauk w Lipsku i Ateńskiej Akademii w Atenach. Był wielokrotnie wykładowcą konferencji RAMIS, organizowanych przez ośrodek poznański, a polscy fizycy są częstymi gośćmi w jego laboratorium w Instytucie J. Stefana.

Tormod Riste (ur. 1925) jest profesorem Uniwersytetu w Oslo. Prowadzi badania w dziedzinie dynamiki spinów w substancjach magnetycznych i dynamiki cząsteczek w ciekłych kryształach. Spośród jego osiągnięć trzeba przede wszystkim wymienić: zbadanie dynamiki spinów i fal spino-

wych w substancjach magnetycznych, pierwszą rejestrację tzw. modu centralnego grającego istotną rolę w pewnego typu przejściach fazowych, wykrycie, za pomocą oryginalnej metody neutronowej pomiarów w czasie realnym, przejść fazowych związanych z anomaliami hydrodynamicznymi w ciekłych kryształach, badania kolejnych stopni przechodzenia od hydrodynamicznego porządku do chaosu w specyficznych warunkach ciekłych kryształów. Jest członkiem Norweskiej Akademii Nauk i Literatury, członkiem zagranicznym Duńskiej Akademii Nauk i Literatury, przez wiele kadencji był prezesem Norweskiego Towarzystwa Fizycznego. Prof. Riste już od 30 lat współpracuje z fizykami z Polski, co w wyniku dało m. in. kilkadziesiąt wspólnych publikacji.

Boris Konstantynowicz Wajnsztejn (ur. 1921), dyrektor Instytutu Krystalografii AN ZSRR, jest absolwentem Wydziału Fizyki Uniwersytetu Moskiewskiego. Jego specjalnością jest elektronografia, mikroskopia elektronowa i analiza strukturalna białek. Jest redaktorem czasopisma *Krystalografia*, wiceprezesem Międzynarodowej Unii Krystalografii, członkiem rzeczywistym Akademii Nauk ZSRR, członkiem zagranicznym akademii Leopoldina w Halle, doktorem *h.c.* Uniwersytetu Sztokholmskiego. Kierowany przez niego Instytut Krystalografii współpracuje z polskimi laboratoriami rozwijając wspólne kierunki badań.

Chen Ning Yang (ur. 1922), dyrektor Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu w Stony Brook, studiował fizykę w Chinach, gdzie się urodził, i w Stanach Zjednoczonych. Jego działalność naukowa obejmuje niemal wszystkie dziedziny fizyki teoretycznej, a jego wyniki mają ogromne znaczenie dla dalszego rozwoju badań. Wspólnie z T. D. Lee wykazał, że zasada zachowania parzystości nie obowiązuje w oddziaływaniach słabych, co stanowiło wówczas przełom w fizyce cząstek elementarnych (za to odkrycie otrzymali oni w r. 1957 Nagrodę Nobla z fizyki). W 1954 r. sformułował wspólnie z R. Millsem wersję teorii pól z nieabelową grupą cechowania (teoria pól Yanga-Millsa). Ma też duży udział w rozwijaniu fizyki statystycznej i teorii ciała stałego. Jest członkiem amerykańskiej Narodowej Akademii Nauk, doktorem *h.c.* uniwersytetów w Princeton i we Wrocławiu oraz Brooklyn Polytechnic Institute. Yang był kilka razy w Polsce, brał udział w Szkole Zimowej Fizyki Teoretycznej w Karpaczu w 1970 r., wielu polskich teoretyków jeździ pracować w jego Instytucie.

Christian G. Sucksdorff (ur. 1928), dyrektor Wydziału Geofizyki Fińskiego Instytutu Meteorologicznego, studiował fizykę na Uniwersytecie w Helsinkach. Badania prowadzi przede wszystkim w dziedzinie magnetyzmu Ziemi i jego zmian w skali sekularnej, modelowania jonosfery i magnetosfery, rozwijania metod pomiarowych magnetyzmu. Jest członkiem Fińskiej Akademii Nauk i Sztuki. Przyczynił się znacznie do rozwoju współpracy geofizyków fińskich i polskich.

B. W.

Nominacje profesorskie

Rada Państwa nadała tytuły naukowe profesorów.

Tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Wojciech Dziembowski (Centrum Astronomiczne PAN, Warszawa), Robert Gałązka (Instytut Fizyki PAN, Warszawa), Jerzy Jankowski (Instytut Geofizyki PAN, Warszawa), Janusz Leciejewicz (Instytut Chemii i Techniki Jądrowej, Warszawa), Jerzy Prochorow (Instytut Fizyki PAN, Warszawa).

Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Andrzej Bielski (Uniwersytet Mikołaja Kopernika, Toruń), Eugeniusz Bożek (Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków), Izabela Sosnowska (Uniwersytet Warszawski) i Jan Przedmojski (Politechnika Warszawska).

Nominacje zostały wręczone 10 czerwca i 8 lipca 1988.

XXXVII Olimpiada Fizyczna

W zawodach XXXVII Olimpiady Fizycznej, w roku szkolnym 1987/8, wzięło udział w stopniu: wstępnym — 1769 uczniów (w tym 257 dziewcząt), pierwszym — 1902 (w tym 264 dziewczęta), drugim, część teoretyczna — 1172 (w tym 131 dziewcząt), drugim, część doświadczalna — 312 (w tym 10 dziewcząt), trzecim — 82 (w tym jedna dziewczyna).

Oznacza to, że jest to drugi z kolei rok znacznego wzrostu uczestnictwa w Olimpiadzie — w tym roku o 10% na stopniu wstępnym i aż o 40% na stopniu pierwszym.

Spśród 82 finalistów Komitet Główny Olimpiady wyłonił 23 laureatów, którzy uzyskali w finale

40 i więcej punktów na 100 możliwych. Niska stosunkowo punktacja (najlepszy zawodnik uzyskał 81 punktów) nie świadczy o niskim poziomie zawodników, a raczej o dużym stopniu trudności zadań. Zwraca uwagę udział w finale 5 uczniów II klasy i 2 uczniów I klasy, z których jeden został laureatem zdobywając trzecie miejsce. Mówi to o naprawdę dużych zdolnościach tych uczniów i samodzielnym (lub z pomocą nauczyciela) przeobrażeniu całego materiału szkolnego z fizyki już w pierwszej lub pierwszych dwóch klasach.

Podobnie jak w latach ubiegłych najwięcej finalistów jest z Warszawy (16), laureatów zaś najwięcej jest z Warszawy (8) i z Wrocławia (3).

Na szczególne podkreślenie zasługuje sukces nauczycieli: mgr Jadwigi Holas z XVIII LO Jana Zamojskiego w Warszawie (5 finalistów, w tym 2 laureatów), mgr Stefani Łakomickiej z I LO Mikołaja Kopernika w Łodzi (2 finalistów, 1 laureat), mgr Grażyny Bielawskiej z VII LO Jana Kochanowskiego w Radomiu (3 finalistów), mgr Marka Łażniaka z XIV LO Polonii Belgijskiej we Wrocławiu (2 laureatów) i mgr Wiesławy Cwaliny z VI LO Tadeusza Reytana w Warszawie (2 laureatów).

Laureaci, którzy zdobyli pierwszych dziesięć miejsc, zostali zaproszeni do udziału w obozie przygotowawczym, na którym zostanie wyłoniona pięcioosobowa drużyna reprezentująca Polskę na Międzynarodowej Olimpiadzie Fizycznej w Austrii.

W dniu 30 maja odbyła się uroczystość rozdania nagród i dyplomów. Nagrody pieniężne pochodzą z funduszy Ministerstwa Edukacji Narodowej (280 000 zł włącznie do budżetu Olimpiady) i Polskiego Towarzystwa Fizycznego (30 000 zł). Brak funduszy nie pozwolił na zwiększenie wysokości nagród, mimo że ich wartość oczywiście spadła. Podobnie dysponowaliśmy identyczną jak w zeszłym roku sumą 280 000 zł na nagrody dla nauczycieli. Nagrody książkowe dla laureatów ufundowały: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Wydawnictwa Szkolne i Pedagogiczne, Wydawnictwo Wiedza Powszechna i Redakcja *Młodego Technika*.

A oto lista najlepszych dziesięciu laureatów (w kolejności lokat) i ich nauczycieli:

1. Piotr Kossacki, XLV LO R. Traugutta w Warszawie, nauczyciel — Stanisław Lipiński,
2. Tomasz Motylewski, XXVI LO Małgorzaty Fornalskiej w Łodzi, naucz. — Agnieszka Bieniecka,
3. Cezary Śliwa, LX LO w Warszawie, naucz. — Teresa Lipnicka,

4. Andrzej Daniluk, V LO Augusta Witkowskiego w Krakowie, naucz. — Zofia Gołąb-Meyer,
5. Wojciech Klimala, LO Mikołaja Kopernika w Bielsku-Białej, naucz. — Janina Kaczmarczyk,
6. Grzegorz Szalach, Technikum Łączności w Krakowie, naucz. — Sławomir Rzemek,
7. Grzegorz Kondrat, XIV LO Polonii Belgijskiej we Wrocławiu, naucz. — Marek Łażniak,
8. Stanisław Postawka, XIV LO Polonii Belgijskiej we Wrocławiu, naucz. — Marek Łażniak,
9. Maciej Sawicki, XVIII LO Jana Zamojskiego w Warszawie, naucz. — Jadwiga Holas,
10. Robert Stojek, XIV LO Klementa Gottwalda w Warszawie, naucz. — Jerzy Brojan.

Na zakończenie warto podkreślić, że wyraźny wzrost liczby uczestników pierwszych stopni Olimpiady jest zjawiskiem bardzo cieszącym organizatorów i rokującym nadzieje na osiągnięcie uczestnictwa na poziomie z lat siedemdziesiątych. Struktura organizacyjna Olimpiady umożliwiła uczestnictwo na poziomie 3000—4000 uczniów w stopniu pierwszym i 1000—2000 w stopniu drugim teoretycznym. „Wąskim gardłem” będzie przy dalszym wzroście uczestnictwa pojemność laboratoriów uczelnianych wykorzystywanych na drugim stopniu doświadczalnym.

Andrzej Kotlicki

Jubileusz Jerzego Pniewskiego

Z okazji 75-lecia urodzin Jerzego Pniewskiego, profesora Uniwersytetu Warszawskiego i członka rzeczywistego PAN, odbyło się na Hożej w maju 1988 uroczyste konwersatorium zorganizowane przez Wydział Fizyki UW, Wydział III PAN i Komitet Fizyki PAN.

Uroczystość zagałł dziekan Wydziału Fizyki UW prof. Andrzej Wróblewski przypominając krótko życiorys Jerzego Pniewskiego i jego zasługi dla fizyki warszawskiej. Następnie prof. Janusz Zakrzewski w referacie „Fizyka hiperjader” przedstawił odkrycie hiperjadera przez Danysza i Pniewskiego i dalszy rozwój tej dziedziny fizyki.

B.W.

Nagroda Holwecka

Nagrodę i Medal Holwecka, przyznawane przez Francuskie Towarzystwo Fizyczne i brytyjski Instytut Fizyki otrzymał w 1988 r. Sir Peter Hirsch.

Hirsch urodził się w 1925 r. w Berlinie, szkoły kończył w Anglii, studiował w Cambridge, doktorat uzyskał w 1951 r. w Cavendish Laboratory. Był wykładowcą w Cambridge, a od 1966 r. jest profesorem Uniwersytetu Oxfordzkiego. W latach 1982—84 był przewodniczącym Komisji Energii Atomowej Zjednoczonego Królestwa. Jest doktorem *honoris causa* kilku uniwersytetów brytyjskich.

Jego główne zainteresowanie naukowe to mikroskopia elektronowa defektów w kryształach i związki między defektami strukturalnymi a własnościami materiałów, wpływem domieszkania na własności kryształów kowalentnych. Ostatnio zajmuje się m. in. procesami deformacji plastycznej występującymi przy uszkodzaniu kryształu i wyjaśnieniem mechanizmu odpowiedzialnego za anizotropię twardości.

Jest (wspólnie z A. Howie'm, R. B. Nicholsonem, D. W. Pashleyem i M. J. Whelanem) autorem monografii *Electron Microscopy of Thin Crystals* (1965) oraz jest redaktorem pracy zbiorowej *The Physics of Metals 2 — Defects* (1975).

Phys. Bull. 39, No 4 (1988)

B. W.

Nagroda Maxa Borna

Nagrodę Maxa Borna, przyznaną przez Niemieckie Towarzystwo Fizyczne i brytyjski Instytut Fizyki, otrzymał w 1988 r. Peter Armbruster za wybitny wkład do fizyki atomowej i fizyki jądrowej, a w szczególności za pionierskie osiągnięcia w dziedzinie syntezy ciężkich pierwiastków.

Armbruster (ur. w 1931 r.) jest pracownikiem Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) w Darmstadtzie i honorowym profesorem uniwersytetów w Kolonii i w Darmstadtzie.

Wśród prac Armbrustera z fizyki atomowej wymienić należy przede wszystkim badania przejść w obrębie wewnętrznych powłok elektronowych przy zderzeniach ciężkich jonów.

Armbruster wniósł też podstawowy wkład do wyjaśnienia rozkładu energii i masy oraz rozkładu ładunku fragmentów rozszczepienia. Od 1971 r. kierował w GSI rozwojem nowoczesnych urządzeń badawczych. Wraz ze swoją grupą badał w ostatnich latach reakcje syntezy jądrowej, tzw. zimnej syntezy, doprowadzając do syntezy pierwiastków 107, 108 i 109. Odkrył, że dominującym rozpadem

pierwiastków o $Z > 105$ i $(N - Z) = 47 - 49$ jest rozpad α , a nie rozszczepienie spontaniczne, jak to mogłoby wynikać z modelu kropkowego jądra. Blisko współpracuje z fizykami polskimi.

Phys. Bl. 44, No 4 (1988)

B. W.

Szwajcaria członkiem ILL

W maju 1988 podpisano porozumienie, w myśl którego Szwajcaria staje się członkiem Instytutu Lauego-Langevina (ILL) w Grenoble.

Szwajcaria będzie pokrywać 1,5% budżetu ILL. Fizycy szwajcarscy będą teraz mogli przeprowadzać swoje badania w Grenoble na tych samych zasadach co fizycy pozostałych państw członkowskich. Przedstawiciel Szwajcarii będzie członkiem Rady Naukowej ILL.

Pierwszymi członkami (i założycielami) ILL była Francja (1967) i RFN (1967), potem dołączyła Wielka Brytania (1973), a wreszcie Hiszpania (1987). Główny ciężar kosztów działalności Instytutu ponoszą pierwsze trzy państwa.

Phys. Bl. 44, No 6 (1988)

B. W.

Instytut Paula Scherrera

W styczniu 1988 szwajcarski Federalny Instytut Badań Reaktorowych (Eidgenössische Institut für Reaktorforschung — EIR) i Szwajcarski Instytut Badań Jądrowych (Schweizerische Institut für Nuklearforschung — SIN) połączyły się w jeden, największy obecnie instytut badawczy w Szwajcarii — Instytut Paula Scherrera (PSI). To połączenie było spowodowane względami ekonomiczno-organizacyjnymi i m. in. pozwoliło na zredukowanie o 10% liczby personelu.

PSI jest narodowym wielodyscyplinarnym instytutem badawczym zatrudniającym ok. 1100 pracowników, w tym 390 naukowców i inżynierów. Działalność PSI rozwija się w czterech zasadniczych kierunkach: 1) fizyka jądrowa i fizyka cząstek elementarnych (ok. 70 pracowników naukowych), 2) radiomedycyna, radiobiologia i radiohigiena (40), 3) badania materiałowe wraz z fizyką ciała stałego (35), 4) energetyka jądrowa, w szczególności ochrona radiologiczna i zagadnienia odpadów promieniotwórczych (180) a także energetyka niejądrowa (61). Działalność ta jest kontynuacją w punktach 1 i 2 działalności SIN-u, a w punktach 3 i 4 — działalności EIR-u. Nowością jest włączenie energetyki

niejądrowej — tu planuje się szybki rozwój i zatrudnienie w 1990 r. już 180 pracowników naukowych.

Na pierwszego dyrektora PSI został wybrany prof. Jean-Pierre Blaser, dotychczasowy dyrektor SIN-u.

Patron Instytutu — Paul Scherrer (1890—1969), fizyk szwajcarski, był profesorem ETH w Zurychu. Był jednym z pionierów rentgenowskiej analizy strukturalnej (metoda Debye'a — Scherrera) i jest także uważany za „ojca” szwajcarskiej fizyki jądrowej. Był przez długi czas przewodniczącym Rady Federalnej ds. Energii Atomowej.

Phys. Bl. 44, No 5 (1988)

B. W.

MECO 15

W dniach od 12 do 14 kwietnia 1988 odbyło się w Karpaczu 15-te spotkanie fizyków krajów Europy Środkowej pracujących w dziedzinie fizyki statystycznej i fizyki ciała stałego — MECO 15 (the Middle European Cooperation in Statistical Physics). Organizatorami spotkania, podobnie jak poprzedniego, które odbyło się w Polsce w 1978 r., były Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu i Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego. Jak obecnie większość konferencji tego typu, i ta poświęcona była głównie doświadczalnemu i teoretycznym problemom wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa (wykłady plenarne Ch. Enza, N. Otta, J. Klamuta, A. Zaleskiego, R. Oppermanna, L. Mihalyego) oraz statystyce i dynamice magnetycznych układów nieuporządkowanych (wykłady H. Becka, P. Fazekasa, F. Mezeia, F. Schwabla, J. M. J. Van Leeuwena, K. D. Usadela i K. A. Penzona).

Udział w spotkaniu wzięło ponad 90 fizyków, w tym ok. 50 z zagranicy i 40 z 12 ośrodków w Polsce.

Zdecydowano, że MECO 16, w 1989 r., odbędzie się we Włoszech w Sienie.

Zygmunt Galasiewicz

Dalsze poszukiwania neutrin kosmicznych

Pomiary strumienia neutrin dochodzących do Ziemi z Kosmosu mają zasadnicze znaczenie m. in. dla stwierdzenia wiarygodności tzw. modelu standardowego. Trudność doświadczenia polega na

stworzeniu takich warunków, w których wyniki nie byłyby zafalszowane zliczaniem neutrin powstających w reakcjach na Ziemi. Próbuje się prowadzić odpowiednie pomiary głęboko pod ziemią (np. urządzenie Gallex — patrz Kronika 5/86), a ostatnio podjęto próby pomiarów podwodnych. Grupa fizyków z Japonii, RFN, Szwajcarii i USA opracowuje od paru lat metodę wykrywania neutrin pochodzenia kosmicznego za pomocą detektorów podwodnych. W budowanym urządzeniu DUMAND (Deep Underwater Muon and Neutrino Detector) układy fotopowielaczy mogą odbierać nanosekundowe błyski promieniowania Czerenkowa emitowanego przez cząstki kosmiczne przechodzące przez wodę oceanu.

Pierwsza wersja DUMAND-a, zainstalowana w pobliżu Hawajów, składa się z 7 fotopowielaczy rozmieszczonych na sznurze długości 60 m. DUMAND I zarejestrował już ok. 24 000 cząstek kosmicznych. Zbadano czułość urządzenia do głębokości 17 m.

W ostatecznej wersji urządzenie detekcyjne będzie wykrywać neutrina za pośrednictwem mionów produkowanych w zderzeniach z jądrami atomów tworzących wodę morską. DUMAND II będzie miał na powierzchni 20 000 m² 9 kolumn detektorów sięgających głębokości 330 m, w każdej kolumnie po 24 detektory.

Basen morski na zachód od Hawajów jest dostatecznie głęboki aby ekranować większość mionów pochodzenia kosmicznego (z wyjątkiem kierunków bliskich zenitalnego). Woda tam jest czysta, co zapewnia dobre przechodzenie światła. Fotopowielacze są zamknięte w osłonach zdolnych wytrzymać ciśnienie panujące na planowanych głębokościach. Informacje przekazywane będą włóknami optycznymi.

CERN Courier 28, No 5 (1988)

B. W.

Co nowego w Delcie

Podczas posiedzenia Zarządu Głównego PTF poświęconego wydawnictwom, podano, między innymi, że o istnieniu *Delty* wie kilka zaledwie procent nauczycieli fizyki. Miesięcznik *Delta* wydawany jest w nakładzie 20 tys. egzemplarzy przez Polskie Towarzystwo Fizyczne wraz z Polskim Towarzystwem Matematycznym i Polskim Towarzystwem Astronomicznym. *Delta* sprzedawana jest głównie w kioskach, ale można ją też prenumerować.

Delta jest czasopismem mającym z założenia przekazywać pełny i aktualny obraz współczesnej nauki. Aby obraz ten był nie zafałszowany, obowiązują autorów *Delty* zasada, że wolno im pisać tylko na tematy, którymi sami się naukowo zajmują, żeby obraz ten był czytelny — musi być możliwie oczyszczony z formalizmów, ukazywać idee pomysłów i rozwiązań oraz kierunki, w których prowadzi się najwięcej badań i w których oczekuje się najszybciej wyników. *Delta* musi być zrozumiała dla licealistów.

Co może dać *Delta* nauczycielowi fizyki? Przede wszystkim potrzebną wiedzę o tym, jak wygląda „ciąg dalszy” poruszanych w szkole tematów. Może też stanowić doskonały materiał do pracy ze zdolnymi uczniami, którzy z powodzeniem mogą czytać, rozumieć i nawet samemu próbować dalej badać, poznawać poruszane w artykułach tematy. Dla szerszej grupy uczniów przeznaczone są zamieszczane w *Delcie* zadania, w szczególności liga zadaniowa Klub 44. Nie bez znaczenia jest też ukazanie fizyki w jej związku z matematyką i astronomią.

W październikowym numerze *Delty* warto zwrócić uwagę na artykuł omawiający statykę katedr gotyckich i wykorzystanie elastooptyki do badania rozkładu naprężeń konstrukcji nośnych. Artykuł ten mógłby uatrakcyjnić lekcje poświęcone statyce ukazując wykorzystanie nowych metod fizyki do badania starych problemów. Mógłby też nakłonić uczniów do wykonania ciekawych doświadczeń z elastooptyki w laboratorium szkolnym. W numerze listopadowym zamieszczony jest artykuł, w którym dyskutowana jest tzw. piąta siła, tzn. czy po 300 latach wiary w niewzruszoność prawa powszechnego ciężenia Newtona, będziemy zmuszeni zrewidować nasze poglądy na grawitację. W grudniowym numerze *Delty*, poświęconym w całości grupom, szczególnie polecamy dwa artykuły. Pierwszy artykuł omawia twierdzenie Noether czyli związki między symetriami a prawami zachowania, drugi — barwy kryształów, co też, jak się okazuje, ma związek z grupami przekształceń.

Jan Kalinowski

Porozumienie wydawnicze amerykańsko-radzieckie

Amerykański Instytut Fizyki (AIP) zawarł w 1988 r. porozumienia z agencjami wydawniczymi w ZSRR dotyczące tłumaczeń, wspólnych publika-

cji i rozprowadzania wydawnictw AIP w Związku Radzieckim.

W myśl umowy z radziecką agencją praw autor- skich, AIP będzie nadal wydawał tłumaczenia 19 radzieckich czasopism fizycznych. Zawarto też roczne (tymczasem) porozumienie co do tłumaczenia i wydawania przez stronę radziecką czasopisma *Review of Scientific Instruments*.

Odpowiednie agencje w ZSRR i AIP będą współpracować w rozprowadzaniu i sprzedaży w ZSRR dwóch czasopism amerykańskich: *Physics Today* i *Computers in Physics*, a także będą badać możliwość wydawania tych czasopism w przekładzie na język rosyjski.

Phys. Today 41, No 5 (1988)

B. W.

Znaczek z Lise Meitner

Poczta Federalna RFN wypuściła do obiegu w maju 1988, w ramach serii „Kobiety w historii niemieckiej”, znaczek z podobizną Lise Meitner.

Jak wiadomo, Lise Meitner, urodzona w Wiedniu w 1878 r., była w latach 1926—33 profesorem Uniwersytetu Berlińskiego. W 1938 r. musiała opuścić Niemcy chroniąc się przed prześladowaniami Żydów. Wyemigrowała do Szwecji, w 1961 r. przenie- sła się do Wielkiej Brytanii. Prowadziła badania w dziedzinie fizyki jądrowej. Wspólnie z Otto Hahnem odkryła w 1917 r. protaktyn. Wykazała (w 1925 r.), że promieniowanie γ jest wysyłane przez jądra powstające w wyniku przemian jądrowych. Wspólnie ze swoim siostrzeńcem Otto Frischem podała w 1939 r. pierwsze wyjaśnienie roz- szczepienia jąder uranu, zaobserwowanego przez Hahna i Strassmanna.

Zmarła w 1968 r. w Cambridge.

Phys. Bl, 44, No 5 (1988)

B. W.

Głos redaktora *Phys. Rev. Lett.*

Laurence Passell przez rok zastępował redaktora działu fizyki ciała stałego w *Physical Review Letters*. W marcowym zeszycie *Physics Today* opowiada o swoich doświadczeniach na tym stanowisku i stara się odpowiedzieć na często przez autorów

stawiane pytanie: „dlaczego prace redakcyjne nad moim artykułem trwały aż 4 miesiące?”. Passell wyjaśnia, że po otrzymaniu maszynopisu pracy redakcja *Phys. Rev. Lett.* szuka za pomocą spisu komputerowego odpowiednich dwóch referentów. Odpowiedzi od referentów otrzymuje przeciętnie po 2 miesiącach. Jeżeli (a prawie zawsze tak jest) artykuł wymaga poprawek, trzeba go odesłać autorowi, a potem musi jeszcze wrócić do recenzentów. W rezultacie zajmuje to w sumie ok. 4 miesięcy.

A oto niektóre sugestie Passella dla autorów (a pewne także i dla recenzentów):

1) Sam oceń czy twoja praca rzeczywiście nadaje się do *Phys. Rev. Lett.*, czy może wzbudzić „ogólne zainteresowanie”, co jest w tej redakcji jednym z warunków przyjęcia do druku;

2) załącz listę 8—10 osób, które mogłyby być recenzentami twojej pracy;

3) uprzedzaj redakcję o swoich dłuższych nieobecnościach;

4) odpowiadaj bez zwłoki na listy. Jeżeli tekst przysłany ci do recenzji nie leży w twojej specjalności, odesłaj go natychmiast.

W USA (zdaje się, że nie tylko) publikacje w *Phys. Rev. Lett.* coraz częściej liczą się w znacznym stopniu niż inne przy awansowaniu pracowników. Jest to oczywiście fałszywe stanowisko i Passell ostrzega młodych fizyków przed instytucjami stawiającymi to wymaganie, radzi, by raczej wycofywali się z nich szukając pracy gdzie indziej.

Czasopisma typu *Letters* koncentrują się na tematach w danym okresie „modnych”, nie przywiązują dostatecznej wagi do prac mniej błyskotliwych, ale dających głębsze podstawy dalszemu rozwojowi wiedzy. Trzeba też wziąć pod uwagę, że napływ prac do *Phys. Rev. Lett.* rośnie o ok. 10% rocznie. Ponieważ z różnych względów nie byłoby praktyczne powiększanie objętości tego czasopisma, więc oczywiście rośnie liczba odrzuconych prac. Redaktorzy będą musieli coraz skrupulatniej stosować kryterium „ogólnego zainteresowania”.

Wreszcie Passell przytacza wypowiedź dawnego wieloletniego redaktora naczelnego *Physical Review*, S. Goudsmita: „*Physical Review Letters* i tego typu czasopisma są sprawiedliwe statystycznie. Jeżeli posyłasz do druku w ciągu wielu lat dosyć tekstów, to procent twoich prac przyjmowanych do druku będzie taki, na jaki zasługujesz”.

Laureat Nobla o potrzebie pełni wykształcenia

Roald Hoffmann, laureat Nagrody Nobla z chemii (1981) powiedział:

„Dla mnie świat otworzył się w Uniwersytecie Columbia. Chodziłem na różne ciekawe wykłady, przeczytałem w ciągu roku ok. 100 książek, poznałem dramaty greckie. Chodziłem na wykład literatury japońskiej i to wzbudziło we mnie trwające do dziś zainteresowanie kulturą japońską... Na uniwersytecie ma się najlepszą okazję wchłaniania wielkich idei cywilizacji — literatury, filozofii, sztuki, bez których nie możemy stać się kompletną istotą ludzką. Nie dajcie się opanować tylko przez nauki ścisłe... Każdy obywatel, czy zajmuje się naukami ścisłymi czy nie, powinien znać chemię, fizykę i biologię na pewnym poziomie. Ludzie powinni mieć prawo decydowania o sprawach technicznych, ale z tym prawem związana jest też odpowiedzialność, konieczność poznania na tyle nauk ścisłych, aby móc rozsądzać sprawy podstawowe. Nauka jest istotną częścią naszej kultury. Aby dawać sobie radę ze skomplikowanym technologicznym światem jutra, trzeba mieć pewną znajomość zarówno nauk ścisłych, jak i humanistycznych”.

Current Contents 28, No 19 (1988)

B. W.

W. H. Brattain (1902—1987)

Dnia 13 października 1987 zmarł Walter H. Brattain, jeden z wynalazców tranzystora, za co wspólnie z Johnem Bardeenem i Williamem Shockleyem otrzymał w 1956 r. Nagrodę Nobla z fizyki.

Brattain urodził się w 1902 r., studiował na Uniwersytecie Oregonu, doktoryzował się na Uniwersytecie Minnesoty. Później niemal cała jego działalność naukowa związana była z Bell Telephone Laboratories. Przed wojną zajmował się emisją elektronów pod wpływem podwyższonej temperatury i problemem prostowników półprzewodnikowych. Przez całe życie głównym jego zainteresowaniem była fizyka powierzchni.

Po wojnie w Laboratorium Bella został utworzony Wydział Fizyki Ciała Stałego, a w nim — grupa półprzewodnikowa. Kierownikiem tej grupy był Shockley. Wśród jego współpracowników byli m. in.: Brattain, Bardeen i Gerald Pearson. W lecie 1945 Shockley zaproponował skonstruowanie wzma-

cnicza półprzewodnikowego przy wykorzystaniu efektu polowego, mianowicie zmienianie przewodnictwa cienkiej warstwy półprzewodnika przez przykładanie poprzecznego pola elektrycznego (w uproszczeniu można traktować warstwę półprzewodnika jako jedną z okładek kondensatora płaskiego). Na podstawie obliczeń zrobionych przez Shockleya można było sądzić, że jeżeli indukowany w warstwie półprzewodnika ładunek pochodzi od ruchomych nośników (elektronów przewodnictwa lub dziur) to uzyska się efekt wzmocnienia. Próby uzyskania wzmocnienia zawiody jednak. Wówczas Bardeen zasugerował, że indukowany ładunek tworzą elektrony w stanach powierzchniowych, co ekranuje warstwę półprzewodnika od pola poprzecznego. Doświadczenia przeprowadzone przez Brattaina wykazały istnienie takich stanów powierzchniowych. Stwierdził on także, że można „ominać” stany powierzchniowe, jeśli przykłada się pole poprzez elektrolit przytkający do powierzchni. Wspólnie z Bardeenem wykazał, że prądem zaporowym płynącym do punktowego kontaktu na wiskerze krzemowym można sterować zmieniając napięcie na elektrolicie izolowanym od wiskera lecz otaczającym go. Później jeszcze silniejszy efekt stwierdzono w przypadku germanu. Ponieważ czas reakcji elektrolitu był długi, zastąpiono go tlenkiem i okazało się, że wpływa on na wartość natężenia prądu zaporowego w sposób przeciwny niż można było oczekiwać dla efektu polowego. W ten sposób odkryto nowy sposób sterowania prądem płynącym przez kontakt prostujący i skonstruowano przyrząd bipolarny, w którym odgrywają rolę oba typy nośników: elektrony przewodnictwa i dziury. Tranzystor punktowy skonstruowano 23 grudnia 1947. Wkrótce później Shockley wpadł na myśl jeszcze lepszego urządzenia: tranzystora złączowego,

w którym objętość półprzewodnika, a nie kontakt metal-półprzewodnik, odgrywa zasadniczą rolę. Właśnie za to osiągnięcie Brattain, Bardeen i Shockley zostali uhonorowani Nagrodą Nobla w 1956 r.

Brattain nadal zajmował się fizyką powierzchni. Opracował metody pomiaru rozkładu energii stanów powierzchniowych i przekroju czynnego na wychwyty elektronów i dziur. W 1967 r. przeszedł na emeryturę i wtedy wykładał w Whitman College. Zajął się także zagadnieniami z dziedziny biofizyki.

Brattain był przez wiele kadencji członkiem Komisji Półprzewodników IUPAP i w 1966 r. został przewodniczącym tej Komisji.

Wyrażał on często opinię, że radio tranzystorowe pomaga w zbliżeniu ludzi z różnych krajów: „Wszyscy ludzie mogą słuchać tego co chcą, niezależnie od tego czego dyktatorscy przywódcy chcieliby, żeby słuchali. Myślę, że w rezultacie wyjdzie to na dobre społeczeństwom”.

Phys. Today 41, No 4 (1988)

B. W.

E. Ruska (1906—1988)

Dnia 27 maja 1988 zmarł w Berlinie Ernst Ruska, który w latach trzydziestych zbudował pierwszy mikroskop elektronowy, a następnie coraz bardziej go udoskonalał. Jego osiągnięcia zostały uhonorowane Nagrodą Nobla z fizyki w 1986 r. Informacje o życiu i dokonaniach Ruski można znaleźć w *Kronice* 2/87, a przede wszystkim w jego wykładzie noblowskim (*Postępy Fizyki*, 39, 23 (1988)).

B. W.

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

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 UW, 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. zł 20 000

28 sierpnia — 1 września 1989, Kraków

12th Internat. Congress on 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

XXX 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 PTF 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.

30 września — 4 października 1989, Ustroń

Internat. Conference on High — Tc Thin Films and Single Crystals. Instytut Fizyki PAN. Dr Marek Gutowski, IF PAN, ON-3, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43 70 01 w. 122, tlx 81 24 68 ifpan pl.

P, U: 150, ang.

SZKOLY 1989

24—29 kwietnia 1989, Ustroń

XVIII Międzynarodowa Szkoła Związków Półprzewodników, Jaszowiec 89. Instytut Fizyki PAN, E. Więckowska, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43 68 61.

Z, A: 28. 2. 89, P, U: 180, ang. O: 39 000 zł.

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. Ejchart, L. Kozerski, *Spektrometria magnetycznego rezonansu jądrowego ^{13}C* , wyd. II zmienione, PWN, Warszawa 1988, nakład 1000 egz., cena zł 630.—

David Bohm, *Ukryty porządek*, tłum. Michał Tempczyk, Wydawnictwo Tłusty Obłok, Warszawa 1988, s. 240 nakład 5000 egz., cena zł 600.—

Maria Płaszyńska, *Kamienie szlachetne — nieniszczące metody badań*, PWN, Warszawa—Kraków 1988, s. 120, nakład 5000 egz., cena zł 360.—

INFORMACJE DLA AUTORÓW

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

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

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

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

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

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

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

7. Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach 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 1969, str. 100.

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

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

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

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamówić odpłatnie przy 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 czasopisma na rok 1989:

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

Prenumeratę krajową i za granicę przyjmuje się:

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

Cao Long Van, M. Trippenbach — Wielofotonowa jonizacja powyżej progu	487
W. Świątkowski — Pozytony na granicy metalu	503
H. Rauch — Interferometria neutronowa testem mechaniki kwantowej (tłum. <i>W. Duch</i>)	519
ROZMOWY	
Rozmowa z profesorem Ignacym Adamczewskim	543
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
M. Bojarski, K. Sokalski — Zjawisko Dopplera w pierwszej pracowni fizycznej.	553
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	559
RECENZJE	567
KRONIKA	571

CONTENTS

Cao Long Van, M. Trippenbach — Multiphoton Ionization Above Threshold	487
W. Świątkowski — Positrons at the Metal Boundary	503
H. Rauch — Neutron Interferometric Tests of Quantum Mechanics	519
DEBATES	
An Interview with Professor Ignacy Adamczewski	543
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
M. Bojarski, K. Sokalski — Doppler Effect in the Students' Lab.	553
MEETINGS AND CONFERENCES.	559
REVIEWS	567
CHRONICLE.	571