

PTF

DWUMIĘSIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

# POSTĘPY FIZYKI

TOM 47  
ZESZYT 6  
1996

---

# POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

## ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes:	Prof. dr HENRYK SZYMCAK
Wiceprezisi:	Prof. dr STANISŁAW K. HOFFMANN Prof. dr JÓZEF SZUDY
Sekretarz Generalny:	Prof. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI
Skarbnik:	Dr EDMUND WESOŁOWSKI
Członkowie Zarządu:	Prof. dr EWA DOBIERZEWSKA-MOZRZYMAS Mgr WANDA DOBORZYŃSKA-GŁAZEK Prof. dr JERZY NIEWODNICZAŃSKI Prof. dr TADEUSZ REWAJ Mgr KRZYSZTOF STOCKI Dr EDMUND ŚNIADEK

## Redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI – <i>Postępy Fizyki</i>
Prof. dr JERZY PROCHOROW – <i>Acta Physica Polonica A</i>
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ – <i>Acta Physica Polonica B</i>
Dr hab. MAREK KORDOS – <i>Delta</i>
Prof. dr ANDRZEJ JAMIOŁKOWSKI – <i>Reports on Mathematical Physics</i>

## Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Prof. dr ANDRZEJ MAZIEWSKI (Białystok)	Prof. dr MARIA GILLER (Łódź)
Prof. dr BRONISŁAW GRZEGORZEWSKI (Bydgoszcz)	Dr STANISŁAW CHABIK (Opole)
Dr hab. JERZY J. WYSŁOCKI (Częstochowa)	Prof. dr JERZY DEMBCZYŃSKI (Poznań)
Dr hab. LEON MURAWSKI (Gdańsk)	<i>vacat</i> (Rzeszów)
Prof. dr ZYGMUNT KLESZCZEWSKI (Gliwice)	Prof. dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)
Prof. dr JERZY WARCZEWSKI (Katowice)	Prof. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)
Dr MAREK PAJEK (Kielce)	Prof. dr ANDRZEJ BIELSKI (Toruń)
Prof. dr WOJCIECH GAWLIK (Kraków)	Prof. dr BRONISŁAW ORŁOWSKI (Warszawa)
Prof. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)	Prof. dr WŁADYSŁAWA NAWROCKA (Wrocław)

## ADRES ZARZĄDU

00-681 Warszawa, ul. Hoża 69  
tel./fax 621 26 68  
adres elektroniczny: [ptf@fuw.edu.pl](mailto:ptf@fuw.edu.pl)

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 47, ZESZYT 6  
1996

Zeszyt dofinansowany  
przez Komitet Badań Naukowych

Wydano pod patronatem  
Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Warszawa 1996

## RADA REDAKCYJNA

Iwo Białynicki-Birula, Jerzy Czerwonko, Marek Demiański,  
Adam Kujawski, Tadeusz Skaliński, Maciej Suffczyński, Józef Szudy

## KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny: Adam Sobiczewski  
Członkowie Redakcji: Tomasz Dietl, Mirosław Łukaszewski, Magdalena Staszal,  
Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa  
adres elektroniczny: [postepy@fuw.edu.pl](mailto:postepy@fuw.edu.pl)

### Korespondenci Oddziałów PTF:

Dr Maciej Horowski (Białystok)  
Dr Wanda Ciużyńska (Częstochowa)  
Dr Stanisław Zachara (Gdańsk)  
Dr Roman Bukowski (Gliwice)  
Dr Janusz Frąckowiak (Katowice)  
Dr Małgorzata Suchańska (Kielce)  
Dr Jacek Bieroń (Kraków)  
Mgr Tomasz Durakiewicz (Lublin)  
Prof. dr Leszek Wojtczak (Łódź)  
Dr Ryszard Czajka (Poznań)  
Mgr Danuta Ficek (Słupsk)  
Dr Ewa Weinert-Rączka (Szczecin)  
Dr Józefina Turło (Toruń)  
Dr Ewa Jędryka (Warszawa)  
Dr hab. Bernard Jancewicz (Wrocław)

**Marian Grynberg**

*Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa*

## **Analogon atomu wodoru i ujemnego jonu wodoru w półprzewodnikowych studniach kwantowych\***

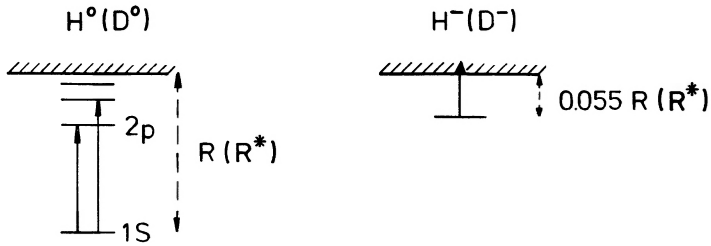
**Neutral hydrogen atom and negative hydrogen ion analog in semiconductor quantum well**

*Abstract:* The neutral shallow donor and the negative donor ion in bulk (3d) semiconductor crystal are described. Difficulties in formation of  $D^-$  ion in 3d semiconductor are discussed. The peculiarities of neutral donor binding energy in quantum well (QW) and formation of  $D^-$  centres in QW with modulation  $\delta$  doping in barrier and in QW are stressed. The important effect of confinement and localization by the external magnetic field upon  $D^-$  binding energy is shown.

Atom wodoru jest obiektem fizycznym, którego zrozumienie fizyczne jest chyba najpełniejsze. Znacznie mniej wiadomo o ujemnym jonie wodorowym  $H^-$ , który jest tworem trójcząstkowym, złożonym z jądra i dwóch elektronów. Pierwsze obserwacje doświadczalne  $H^-$  pochodzą z widm optycznych analizowanych w astrofizyce. Opis kwantowy jonu  $H^-$  pochodzi od Subrahmanyana Chandrasekhara i został opublikowany w roku 1944 [1]. Bez uwzględnienia efektów korelacyjnych nie udaje się uzyskać stanu związanego dla drugiego elektronu. Poprawne uwzględnienie korelacji prowadzi do pojawienia się jednego stanu związanego. Stan ten odpowiada konfiguracji singletowej, tzn. sytuacji, gdy spiny elektronów są przeciwnie skierowane. Energia wiązania tego stanu wynosi  $0.055 R$  (gdzie  $R$  jest energią jonizacji atomu wodoru). Jedynym przejściem optycznym obserwo-

---

\*Wykład wygłoszony podczas XXXIII Zjazdu Fizyków Polskich we Wrocławiu we wrześniu 1995 r. (przyp. Red.).



Rys. 1. Stany związane oraz przejścia optyczne w atomie wodoru  $H^0$  i ujemnym atomie wodoru  $H^-$  oraz ich analogonach w półprzewodnikach  $D^0$  i  $D^-$ . Dla stanów  $D^0$  i  $D^-$  energie są ok. trzy rzędy wielkości mniejsze.

wanym w  $H^-$  jest przejście fotojonizacyjne ze stanu związanego do stanów swobodnych (rys. 1). W fizyce półprzewodników od dawna znany jest i intensywnie badany analogon atomu wodoru, tzw. neutralny płytki donora  $D^0$  (w tym artykule symbol  $D$  oznacza donora). Jeśli struktura pasmowa pasma przewodnictwa jest prosta, tzn. jeśli mamy do czynienia z jednym sferycznym i parabolicznym pasmem przewodnictwa, w którym związek dyspersyjny dla elektronu ma postać

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*},$$

gdzie  $m^*$  oznacza masę efektywną elektronu, to neutralny płytki donora  $D^0$  jest pełnym analogonem atomu wodoru z widmem energetycznym i rozmiarami przestrzennymi funkcji falowej odpowiednio przeskalowanymi. Energia wiązania i promień Bohra przeskalowane są zgodnie ze wzorami:

$$R^* = \frac{m^*/m_0}{\epsilon^2} R, \quad a_B^* = a_B \frac{\epsilon}{m^*/m_0}.$$

Przyjmując  $m^* \approx 0.1 m_0$ , gdzie  $m_0$  jest masą elektronu swobodnego, i statyczną stałą dielektryczną  $\epsilon \approx 10$ , które są wielkościami typowymi dla materiałów półprzewodnikowych, otrzymuje się

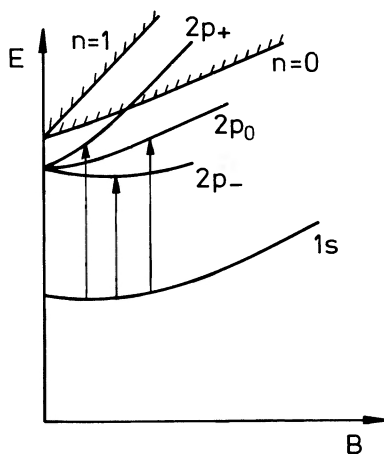
$$R^* \approx 10^{-3} R \quad \text{oraz} \quad a_B^* \approx 100 a_B.$$

W półprzewodniku GaAs, do którego w dalszej części będziemy się najczęściej odwoływali, wielkości te wynoszą

$$R^* = 5 \text{ meV} \quad \text{oraz} \quad a_B^* = 100 \text{ \AA}.$$

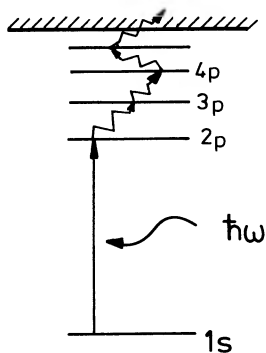
Widać zatem, że jest to przeskalowanie energii w stosunku do atomu wodoru o ponad 3 rzędy wielkości. Najbardziej intensywne przejście optyczne w atomie

wodoru  $1s \rightarrow 2p$  zachodzi w okolicach  $0.12 \mu\text{m}$  (próżniowy nadfiolet), natomiast analogiczne przejście w płytkim donorze w GaAs zachodzi w okolicach  $300 \mu\text{m}$  ( $0.3 \text{ mm}$  – daleka podczerwień). Ten banalny pozornie fakt powoduje ogromne kłopoty doświadczalne przy badaniu wewnątrzdonorowych przejść optycznych, jako że submilimetrowy obszar widmowy jest trudny do prowadzenia eksperymentu. Powodem jest brak intensywnych i ciągłych, bądź w sposób ciągły przestrajanych źródeł promieniowania oraz skomplikowane detektory promieniowania, które są mniej czułe niż np. fotopowielacz używany w obszarze widzialnym i nadfioletowym. Przy badaniu przejść optycznych ze stanu podstawowego do wyższych stanów wzbudzonych donora wykorzystuje się zjawisko Zeemana w silnym polu magnetycznym. Stany  $p$  i  $d$  ulegają rozszczepieniu w polu magnetycznym. Energia przejścia ze stanu podstawowego do rozszczepionych składowych stanów wzbudzonych zależy od natężenia zewnętrznego pola magnetycznego  $B$ . Używając promieniowania o jednej długości fali (w dalekiej podczerwieni), pochodzącego np. z lasera molekularnego, można zmieniając pole magnetyczne „dostroić się” do przejść wewnątrzdonorowych. Na rysunku 2 przedstawione są przejścia ze stanu  $1s$  do składowych rozszczepionego stanu wzbudzonego  $2p$ . Kłopoty z detektorami omija się wykorzystując badaną próbkę półprzewodnika jako detektor promieniowania. Mierzy się zmianę przewodnictwa wywołaną na skutek przejścia wewnątrzdonorowego, np.  $1s \rightarrow 2p^+$ . Wprawdzie zarówno stan podstawowy jak i stan wzbudzony są stanami związanymi i elektron znajdujący się w nich nie jest swobodny i nie może brać udziału w procesie przewodzenia, jednak ze stanu



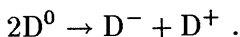
Rys. 2. Skwantowane poziomy Landaua  $n = 0$  i  $n = 1$  oraz stan  $1s$  i składowe stanu  $2p$  płytkiego donora w funkcji zewnętrznego pola magnetycznego.

wzbudzonego może on łatwo ulec jonizacji. Najczęściej występującym mechanizmem jonizacji stanu wzbudzonego jest tzw. mechanizm Lifszycy. Polega on na tym, że w skończonej temperaturze (nawet bardzo niskiej) w kryształach rozchodzą się fonony akustyczne (skwantowane drgania sieci krystalicznej). Energia ich jest wystarczająca, aby w wyniku oddziaływania elektron-fonon przenieść elektron ze stanu wzbudzonego do wyższego stanu wzbudzonego (przy  $R^* \approx 5$  meV wyższe stany elektronowe tworzą gęstą drabinkę blisko położonych stanów). W wyniku kilku takich procesów (kaskada wielofononowa) donor może zostać zjonizowany, tzn. elektron przeniesiony do pasma przewodnictwa, gdzie jako elektron swobodny może brać udział w procesie przewodzenia (rys. 3). W wyniku tego procesu przeniesienie elektronu ze stanu podstawowego do stanu wzbudzonego może zostać zarejestrowane w postaci wzrostu przewodnictwa elektrycznego kryształu. W taki sposób zostały zarejestrowane przejścia przedstawione na rys. 4.



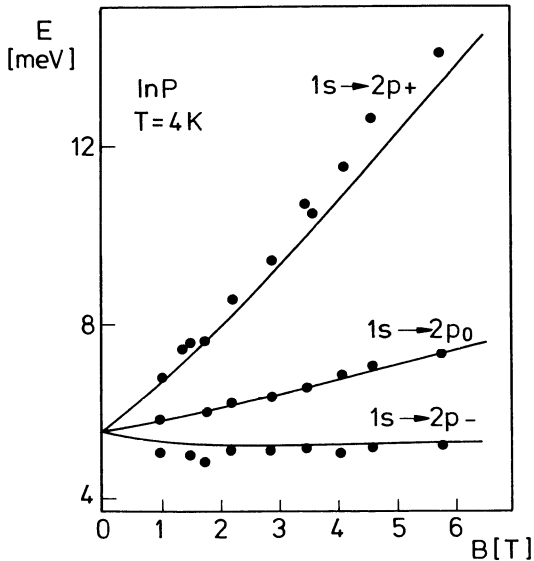
Rys. 3. Przejścia ze stanu podstawowego płytkiego donora do stanów wzbudzonych w wyniku absorpcji fotonu, a następnie przejścia do wyższych stanów wzbudzonych w wyniku pochłaniania kolejnych fononów.

Znacznie trudniejsze jest badanie analogonu jonu  $H^-$  w kryształach. Ze względu na warunek obojętności elektrycznej kryształu jako całości, wytworzeniu jonu  $D^-$  musi towarzyszyć pojawienie się jonu  $D^+$ . Można przedstawić to w postaci prostej reakcji



Dla najprostszego donora, o którym mowa była powyżej, powtórzono obliczenia Chandrasekhara i ich wynik jest analogiczny jak dla stanu  $H^-$ . Otrzymuje się jeden stan związany singletowy o energii wiązania  $E_B = 0.055 R^*$ . W przypadku donora, o którym mowa była powyżej,  $0.055 R^*$  odpowiada energii, która jest mniejsza od energii termicznej  $kT$  w temperaturze ciekłego helu. Zatem doświad-





Rys. 4. Energia przejść ze stanu podstawowego płytkiego donora do rozszczepionych poziomów stanu 2p mierzona metodą zmiany przewodnictwa próbki w funkcji zewnętrznego pola magnetycznego. Wyniki doświadczalne zostały uzyskane przez dr. W. Knapa w IFD UW. Krzywe ciągłe to wyniki obliczeń teoretycznych.

czalne zaobserwowanie przejść fotojonizacyjnych (jedynych możliwych) z tego stanu jest niezwykle trudne.

Od dawna wiadomo było, że szansą zaobserwowania odpowiednika stanu  $H^-$  w półprzewodnikach jest wykorzystanie silnych pól magnetycznych. Pole magnetyczne powoduje „kurczenie się” orbit elektronowych, co zwiększa ich lokalizację i powiększa energię wiązania. Elektron swobodny (bądź elektron przewodnictwa w półprzewodniku) w polu magnetycznym ulega kwantyzacji orbitalnej opisanej przez stany Landaua, czyli stany kwantowego oscylatora harmonicznego.

Jeśli energię elektronu przewodnictwa w nieobecności pola magnetycznego opisać można wzorem  $E(k) = \hbar^2 k^2 / 2m^*$ , to w kwantującym polu magnetycznym (zaniedbując spin elektronu) energia ta dla pola  $B \parallel z$  ma postać

$$E(n, k_z) = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} + (n + 1/2)\hbar\omega_c,$$

gdzie  $k_z$  – wektor falowy elektronu w kierunku pola magnetycznego, a  $\omega_c = eB/m^*$  jest częstością cyklotronową,  $n = 0, 1, 2, \dots$

Energia najniższego stanu Landaua ( $n = 0$ ) rośnie jako funkcja zewnętrznego pola magnetycznego. Powoduje to istotne zwiększenie energii przejścia fo-

tojonizacji jonu  $D^-$ . Zastosowanie bardzo silnych pól magnetycznych daje szanse obserwacji takiego przejścia. W objętościowych kryształach półprzewodnikowych zjawisko to jest niezwykle trudne do obserwacji, jako że trudno wytworzyć parę  $D^-$  i  $D^+$ . Jeśli centra donorowe są stosunkowo blisko, wówczas elektron ze stanu  $D^-$  przechodzi na niżej energetyczny stan  $D^+$  tworząc dwa neutralne donory (reakcja odwrotna do podanej powyżej). Aby „powrót” ten był utrudniony, czyli aby wytworzony stan  $D^-$  żył dostatecznie długo, należy oddalić w przestrzeni rzeczywistej donory od siebie, tak aby ich funkcje falowe nie przekrywały się. Wówczas można stosować przybliżenie izolowanych donorów i elektron jonu  $D^-$  „nie wie”, że istnieje nieobsadzony stan  $D^+$  o niższej energii. Aby spełnić ten warunek, średnia odległość między donorami musi być istotnie większa od promienia Bohra  $a_B^*$  stanu podstawowego. Zachodzi to tylko dla bardzo małej koncentracji donorów, dla której pomiar staje się niezwykle trudny, jako że liczba badanych obiektów spada poniżej progu detekcji. W objętościowych kryształach GaAs pomiary takie zostały wykonane z użyciem kilku wysokiej klasy kryształów przez Najdę i współpr. [2]. Wcześniej obserwowano przejścia fotojonizacyjne ze stanów  $D^-$  w Ge i Si, gdzie sytuacja eksperymentalna jest nieco korzystniejsza. Zgodnie z przewidywaniami teorii obserwuje się silny wzrost energii jonizacji w polu magnetycznym. Nie obserwuje się też innych stanów związanych  $D^-$  poza stanem podstawowym. Sugestie teoretyczne, że silne pole magnetyczne może prowadzić do pojawienia się związanych stanów trypletowych (spiny elektronów są równoległe) nie uzyskały jeszcze potwierdzenia doświadczalnego.

Pojawienie się możliwości technologicznych wytwarzania półprzewodnikowych studni kwantowych otworzyło nowe możliwości w badaniach analogonów atomu wodoru i ujemnego jonu wodorowego. Półprzewodnikowa studnia kwantowa to cienka (rzędu 100 Å) warstwa półprzewodnikowa zawarta pomiędzy dwiema warstwami (zazwyczaj grubszymi) półprzewodnika o szerszej przerwie energii wzbronionych. Aby struktura taka mogła być wytwarzana, kryształ, z którego wykonana jest studnia, oraz kryształy warstw zewnętrznych (barier) powinny charakteryzować się identyczną strukturą krystaliczną i jeśli to możliwe takimi samymi stałymi sieci. Jeśli dodać do tego, że wskazane jest, aby współczynniki termicznej rozszerzalności liniowej też były równe dla obydwóch materiałów, studni i bariery, to warunki te znakomicie ograniczają możliwość wytworzenia idealnych studni kwantowych. Mimo to istnieje co najmniej kilka par materiałów (bariera i studnia), dla których wytwarza się wysokiej klasy struktury. W dalszej części ograniczymy się do klasycznego już i najlepiej zbadanego układu GaAlAs/GaAs/GaAlAs. Rozważać będziemy pojedynczą studnię kwantową otoczoną bardzo grubymi barierami z GaAlAs. Jak wiadomo, cała kariera materiałów półprzewodnikowych związana jest z możliwościami kontrolowanego domieszko-

wania, które istotnie zmienia właściwości materiału. Wprowadzenie domieszki z kulombowskim potencjałem do studni kwantowej stało się możliwe dzięki kontrolowanemu procesowi wzrostu kryształu. Wykorzystując metodę wzrostu epitaksjalnego z wiązek molekularnych (MBE – Molecular Beam Epitaxy) udało się opanować metodę wprowadzania do studni kwantowej atomów domieszkowych z dokładnie kontrolowanym położeniem. Można wprowadzić domieszkę na początku wytwarzania studni potencjału, przy międzypowierzchni oddzielającej studnię od bariery, w środku studni, bądź na jej końcu, tuż przy międzypowierzchni z następną barierą.

W przypadku kryształów objętościowych energie stanów domieszki wodoropodobnej dane były przez energie przeskalowanego atomu wodoru. Problem atomu wodoru w studni kwantowej został rozwiązany na długo przed pojawieniem się możliwości eksperymentalnych wbudowania np. donoru do studni kwantowej. Rozwiązanie kwantowe atomu wodoru w obecności barier potencjału odległych od siebie o  $L$  (szerokość studni kwantowej) zależy zarówno od  $L$ , jak i wysokości barier potencjału. Dokładniej, zależy od położenia źródła potencjału kulombowskiego (donora) względem barier potencjału. Zatem energie stanów energetycznych atomu wodoru w studni potencjału zależą od szerokości studni  $L$ , wysokości bariery oraz położenia w studni [4]. Jest to wynik pojęciowo różniący kwazidwuwymiarowy analogon atomu wodoru od trójwymiarowego atomu wodoru. Szczególne przypadki położenia atomu wodoru w studni potencjału stosunkowo łatwo zrozumieć z rozwiązań analitycznych. Jeśli wysokość „skoku” potencjału pomiędzy studnią a obszarem bariery jest nieskończona, a stan donorowy ulokujemy na miejscu „skoku” potencjału, ale od strony studni (matematycznie w punkcie  $+0$ ), wówczas funkcja falowa stanu donorowego nie może wnikać do obszaru bariery (nieskończona bariera). Zatem nie może powstać stan związany, którego funkcja falowa ma symetrię sferyczną (stan  $s$ ). Najniższym stanem związanym jest wówczas stan  $2p$  (funkcja falowa w zerze znika). Energia wiązania tego stanu wynosi  $\frac{1}{4}R^*$ , gdyż  $E_n = R^*/n^2$ , gdzie  $n = 2, 3, \dots$

Drugim przypadkiem, który posiada rozwiązanie analityczne jest atom wodoru w studni kwantowej, której szerokość jest znacznie mniejsza od promienia Bohra stanu podstawowego. Energia stanów związanych opisana jest wzorem

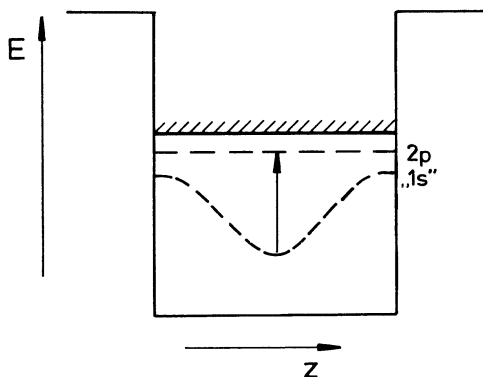
$$E_n = R^* \frac{1}{(n - 1/2)^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots,$$

gdzie energia stanu podstawowego ( $n = 1$ ) wynosi  $4R^*$ . Zatem w przytoczonych skrajnych przypadkach energia wiązania stanu donorowego w studni może zmieniać się 16 razy! Dla rzeczywistych studni kwantowych, dla których wysokość „skoku” potencjału jest skończona, a szerokość studni porównywalna z rozmia-

rami promienia Bohra, energia wiązania dla donora umieszczonego w pobliżu „skoku” potencjału (międzypowierzchni), bądź w środku studni, może zmieniać się 8 do 10 razy. Ponieważ energia pierwszego stanu wzbudzonego z dobrym przybliżeniem nie zależy od położenia donora w studni (rys. 5), energia najbardziej intensywnego przejścia optycznego, stan podstawowy  $\rightarrow$  pierwszy stan wzbudzony, silnie zależy od położenia donora w studni. Doświadczalnie przekonać się o tym można badając to przejście optyczne w polu magnetycznym. Używając np. promieniowania lasera dalekiej podczerwieni i zmieniając zewnętrzne pole magnetyczne można „dopasować” energię przejścia do energii użytego promieniowania lasera. Znając energię przejścia, dla zadanej studni kwantowej, znamy położenie atomu domieszkowego (donora) w studni (wzdłuż osi wzrostu struktury). Wiemy zatem jak daleko położony jest donor od środka studni. Pomiaru takie okazały się wygodnym narzędziem do określania położenia stanów donorowych. Dokładność pomiaru przewyższa dokładność uzyskiwaną metodą SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy), która dodatkowo wymaga zeszlifowania struktury pod małym kątem, a zatem jest metodą niszczącą. Analog atomu wodoru w studni kwantowej jest zatem nie tylko interesującym obiektem z punktu widzenia mechaniki kwantowej, ale służyć może również jako narzędzie do badania położenia domieszek wodoropodobnych w studni kwantowej.

Jednoczesne domieszkowanie płytkimi donorami studni kwantowej i obszaru bariery prowadzi do spontanicznego tworzenia się stanów  $D^-$  w studni kwantowej. Najwygodniej zjawisko to obserwować jeśli wytworzyć serię próbek, w których domieszki donorowe wprowadzone są w ściśle określonych miejscach (obszarach); jest to tzw.  $\delta$ -domieszkowanie. Sytuacja jest najprostsza, jeśli domieszki donorowe wprowadzić w środku studni (w wąskim obszarze wokół środka); wówczas energia wiązania stanu  $D^0$  może być dwu- lub trzykrotnie większa od energii tegoż donora w kryształ trójwymiarowym (patrz rozważania powyżej). Jeśli domieszki wprowadzane są wyłącznie w obszarze bariery, w wąski obszar wokół środka bariery ( $\delta$ -domieszkowanie w barierze), sytuacja jest nieco bardziej skomplikowana. W wysokiej temperaturze, wówczas kiedy struktura rośnie, donory w barierze zostają zjonizowane, a elektrony znajdując dogodniejszy energetycznie stan w studni zostają w niej „złapane”. Następuje wówczas przestrzenne oddzielenie zjonizowanych centrów  $D^+$  (w barierze) od elektronów (znajdujących się w studni). Energia wiązania elektronów przez centra  $D^+$  jest wówczas bardzo mała (duża odległość  $D^+ - \text{elektron}$ ) i energia przejścia stan podstawowy  $\rightarrow$  pierwszy stan wzbudzony jest znacznie mniejsza niż w przypadku opisanym powyżej, kiedy donory znajdują się wokół studni kwantowej.

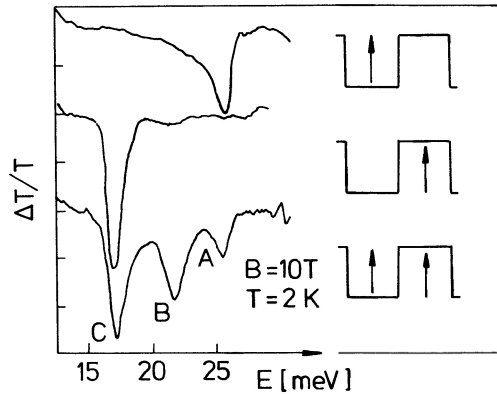
Szczególnie interesującą sytuację możemy obserwować, jeśli jednocześnie domieszki wprowadzone są w obszarze wokół środka studni ( $\delta$ -domieszkowanie



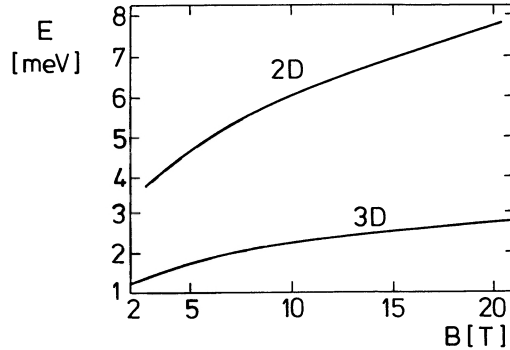
Rys. 5. Energia stanu podstawowego „1s” i pierwszego stanu wzbudzonego 2p w studni kwantowej w funkcji położenia centrum donorowego.

w studni) i wokół środka bariery ( $\delta$ -domieszkowanie w barierze). Elektrony ze zjonizowanych donorów w barierze przedostają się do studni. Obserwuje się wówczas: 1) stany związane elektronów na donorach w środku studni (duża energia wiązania), 2) stany związane elektronów w studni na centrach  $D^+$ , znajdujących się wokół środka bariery (mała energia wiązania).

Część elektronów (w studni jest więcej elektronów niż centrów  $D^+$ , jako że część „dopłynęła” z donorów znajdujących się w barierze) może zostać związana przez neutralne donory  $D^0$  wokół środka studni tworząc centra  $D^-$ . Dla stanów  $D^-$  obserwować można przejście fotojonizacyjne ze stanu podstawowego do pasma Landaua, jeśli pomiar wykonywany jest w zewnętrznym polu magnetycznym. Przejście to obserwowane jest jako silna linia (patrz rys. 6) i występuje tylko wówczas, jeśli domieszki wprowadzane są jednocześnie i do studni, i do bariery. Widać zatem, że możliwość selektywnego jednoczesnego domieszkowania w barierze i w studni preferuje tworzenie się stanów  $D^-$  w środku studni [3,5]. O ile w objętościowych (trójwymiarowych) kryształach wytworzenie stanu  $D^-$  jest niezwykle trudne i wymaga ekstremalnych warunków oraz bardzo małej koncentracji domieszek, o tyle w studniach kwantowych (struktura kwazidwuwymiarowa) możliwość rozdzielenia przestrzennego elektronów i centrów donorowych bardzo ułatwia tworzenie się i obserwację centrów  $D^-$ . Pomiar energii wiązania stanu  $D^-$  w układach trójwymiarowych w funkcji zewnętrznego pola magnetycznego wykazują silny wzrost energii wiązania ze wzrostem pola. Jest to związane z lokalizowaniem w płaszczyźnie prostopadłej do pola magnetycznego (rys. 7). Możliwość zlokalizowania centrum  $D^-$  w studni kwantowej, a następnie dodatkowa lokalizacja w płaszczyźnie studni przez zewnętrzne pole magnetyczne, powoduje większy niż w kryształach trójwymiarowych wzrost energii wiązania stanu  $D^-$ .



Rys. 6. Względna zmiana transmisji próbki w polu magnetycznym  $T(B)$  i bez pola  $T(0)$ ,  $\Delta T/T = [T(B) - T(0)]/T(0)$ , w funkcji energii promieniowania dla trzech próbek ze studniami kwantowymi. Na schemacie po prawej stronie rysunku zaznaczone są pionowymi kreskami miejsca, w które wprowadzone zostały domieszki donorów: w środku studni kwantowej; w środku bariery; w środku bariery i studni.



Rys. 7. Zależność energii wiązania stanu  $D^-$  od zewnętrznego pola magnetycznego dla donorów umieszczonych w kryształach objętościowych (3d) oraz studni kwantowej (2d). Linie przeprowadzone są przez punkty doświadczalne. Dla słabych pól magnetycznych brak jest danych doświadczalnych, dlatego skala pozioma została przesunięta.

## Literatura

- [1] S. Chandrasekhar, *J. Astrophys.* **100**, 176 (1944).
- [2] S.P. Najda, C.J. Armistead, C. Trager, R.A. Stradling, *Semicond. Sci. Technol.* **4**, 439 (1989).
- [3] S. Huant, A. Mandry, G. Martinez, M. Grynberg, B. Etienne, *Surf. Sci.* **263**, 565 (1992).
- [4] G. Bastard, *Wave Mechanism Applied to Semiconductor Heterostructures* (Les Editions de Physique, Les Ulis 1990).
- [5] S. Huant, S.P. Najda, W. Knap, G. Martinez, B. Etienne, C.J.G.M. Langerak, J. Singleton, R.A.J. Thomeer, G. Hai, F.M. Peeters, J.T. Devreese, *Proc. of the XXth Int. Conf. on the Physics of Semiconductors*, Thessaloniki 1990, red. E.M. Anastassakis, J.D. Joannopoulos (World Scientific, Singapore 1990), s. 1369.

**Martin L. Perl**

*Stanford Linear Accelerator Center  
Stanford University  
Stanford, California, USA*

## **Rozważania nad odkryciem leptonu tau\***

### **Reflections on the discovery of the tau lepton**

*Nobel Lecture, 8 December 1995, Stockholm*

#### **1. Pierwsze myśli**

Kiedy rozpoczynam ten wykład, moje pierwsze myśli biegną ku młodym ludziom obojga płci rozpoczynającym swe życiorysy naukowe: studentom i początkującym badaczom. Przez 45 lat prowadziłem doświadczalne badania naukowe. Wykonałem parę niezłych doświadczeń, a najlepsze z nich było to, w którym odkryłem lepton tau. Zdarzyło mi się też podążać w nieciekawych, jak się później okazało, kierunkach badań. Uczestniczyłem i w nieudanych eksperymentach. Wspominając dziś odkrycie leptonu tau, za które otrzymuję tak zaszczytne wyróżnienie, spróbuję przekazać Państwu, czego nauczyłem się o pracy naukowca-eksperymentatora.

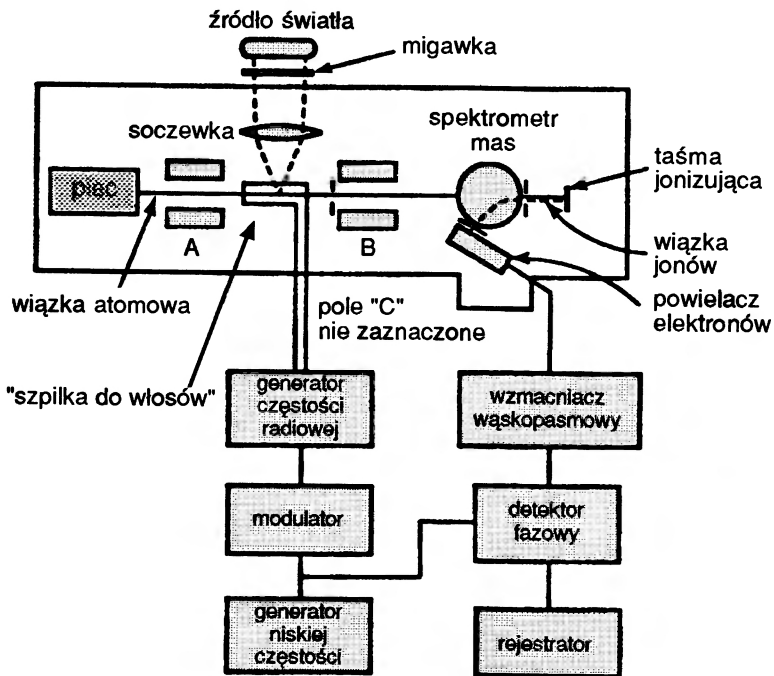
Rozważania swoje zacznę cofając się w przeszłość do czasów zanim odkryłem tau, a nawet zanim zacząłem się interesować leptonami. Otrzymałem wykształcenie inżynierskie, studiując na politechnice (wówczas zwanej Polytechnic Institute of Brooklyn). Zawsze rozpoczynam planowanie doświadczenia od rysunków technicznych i inżynierskich obliczeń dotyczących budowy i działania aparatury. Zainteresowanie inżynierią i mechanistyczne podejście do natury zachowałem w czasie całej mej kariery fizyka.

---

\*Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1995 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla [Translated with permission. Copyright ©1996 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).



Badania stanowiące temat mej rozprawy doktorskiej [1] prowadziłem we wczesnych latach pięćdziesiątych na Uniwersytecie Columbia pod kierownictwem profesora Isidora Rabięgo. W pracy tej wykorzystałem metodę rezonansu magnetycznego w wiązce atomowej wynalezioną przez Rabięgo, za co w roku 1944 otrzymał on Nagrodę Nobla. Moja aparatura doświadczalna (rys. 1) miała wyraźną strukturę mechaniczną, z mosiężną komorą próżniową, wiązką atomów sodu, baterią akumulatorów używanych w łodziach podwodnych do zasilania magnesów, i – w początkowym stadium eksperymentu – z galwanometrem ściennym do pomiaru natężenia prądu wiązki. Mój styl jako eksperymentatora ukształtował się w znacznej mierze właśnie wówczas, w czasie wykonywania pracy doktorskiej. Podejście mechanistyczne zawsze dominuje w moim umyśle gdy projektuję eksperyment i gdy myślę o fizyce. Co więcej, moje podejście do fizyki cząstek jest



Rys. 1. Z pracy doktorskiej autora na temat wiązek atomowych [1]. W podpisie czytamy: „Schematyczny szkic aparatury. Źródło światła dla przejrzystości zaznaczono z boku, ale w rzeczywistości znajdowało się nad aparaturą. Nie zaznaczono również magnesu C, wytwarzającego jednorodne pole magnetyczne w miejscu zaznaczonym jako »szpilka do włosów«. Ramki z nazwami głównych elementów składowych elektroniki nie zostały umieszczone w ich rzeczywistych położeniach.”

fizyczne i mechanistyczne. W podstawowym procesie produkcji leptonów tau

$$e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^- \quad (1)$$

widzę pozyton  $e^+$  i elektron  $e^-$  jako maleńkie cząstki, które zderzają się i anihilują ze sobą. Widzę utworzoną chmurkę energii – obiekt, który technicznie nazywamy wirtualnym fotonem,  $\gamma_{\text{virtual}}$ ; widzę, jak ta chmurka energii przemienia się w dwie równie drobne cząstki nowego rodzaju – dodatni lepton tau,  $\tau^+$  oraz ujemny lepton tau,  $\tau^-$ .

Pracując nad doktoratem po raz pierwszy doświadczyłem radości, udręk, a czasem i bólu – nieodłącznych od pracy eksperymentatora. Radości – gdy eksperyment jest zakończony, a dane bezpiecznie zapisane, udreki – gdy eksperyment nie przebiega poprawnie lub załamuje się, bólu – gdy kończy się kłeska, lub gdy zdarza nam się zrobić jakieś głupstwo. W moim doświadczeniu gromadzenie pojedynczego zestawu danych trwało jeden dzień, tak więc w ciągu każdego tygodnia doświadczałem na przemian udreki i radości. Kiedy stłukłem manometr typu McLeoda i rozlałem rtęć wewnątrz komory próżniowej, udreka odbudowywania aparatury trwała zaledwie parę tygodni. Przy poszukiwaniu leptonu tau naprzemienne fale satysfakcji i kłeski trwały całymi latami. Docieram tu już do wspomnienia badań, które skierowały moje myśli ku ciężkim leptonom.

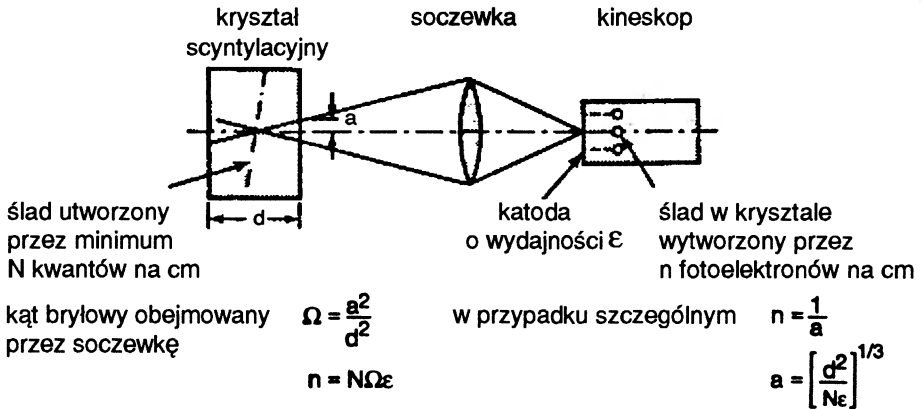
## 2. Od silnych oddziaływań do problemu: elektron a mion

W ciągu ośmiu wspaniałych i twórczych lat jakie spędziłem na Uniwersytecie stanu Michigan, poznałem metody doświadczalne fizyki cząstek elementarnych (liczniki scyntylicyjne, komory pęcherzykowe, elektronikę układów wyzwalania, analizę danych) pracując wraz z moimi kolegami, Lawrence Jonesem, Donaldem Meyerem i później Michael Longo. Razem uczyliśmy się tych metod i często wprowadzaliśmy własne ulepszenia. Wielkiej satysfakcji doznałem opracowując wraz z Jonesem i naszym studentem Kwan Lai komorę luminescencyjną, przedstawioną na rys. 2 [2]. Fotografowaliśmy i rejestrowaliśmy ślady cząstek naładowanych w kryształach jodku sodu, stosując prymitywne jeszcze lampy elektronowe, które wzmacniały sygnał świetlny pochodzący od śladu cząstki.

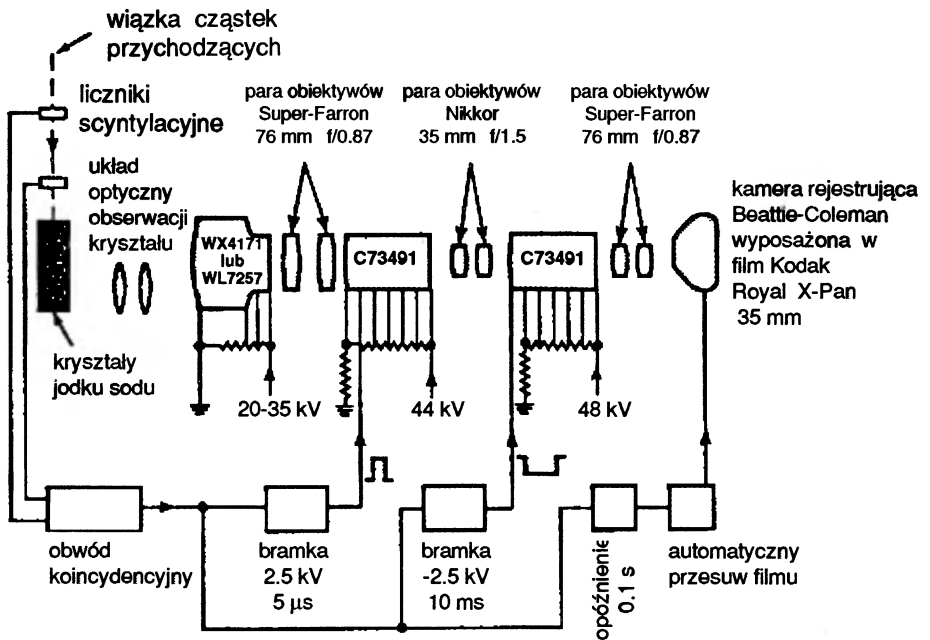
Zajmowałem się fizyką oddziaływań silnych. Wraz z Jonesem, stosując komory iskrowe, przeprowadziliśmy serię pomiarów przy Bevatronie, badając rozpraszanie elastyczne pionów na protonach [3,4]. Później, gdy przenieśliśmy się z Uniwersytetu stanu Michigan na Uniwersytet Stanforda, Longo i ja, pracując wraz z moim studentem Michael Kreislerem, zapoczątkowaliśmy nową metodę pomiaru rozpraszania elastycznego neutronów na protonach [5].

a)

komora jednorodna



b)



Rys. 2. Nowatorski detektor śladowy, komora luminescencyjna, wynaleziony przez Lawrence'a Jonesa i autora [2] przed epoką optycznych komór iskrowych. W podpisie czytamy: „a) Związek między zdolnością rozdzielczą śladów  $a$ , głębokością pola  $d$  i informacją o śladzie  $n$  dla jednorodnej komory luminescencyjnej. Dla NaI(Tl), gdzie mamy  $N = 10^5$ ,  $n = 1.7$  mm dla  $d = 10$  cm i  $n = 10$  fotoelektronów na centymetr śladu w kryształ. b) Schemat obecnie stosowanego układu komory luminescencyjnej. Na schemacie uproszczono i uogólniono układ optyczny obserwacji komory oraz układ liczników scyntylacyjnych definiujących wiązkę.”

Bardzo lubiłem doświadczenia z rozpraszaniem elastycznym. Aparatura była potężna i mechaniczna, z wielkimi błyskającymi komorami iskrowymi i kamerami wyposażonymi w specjalny mechanizm szybkiego przesuwu filmów. Gromadzenie danych przebiegało szybko, wyniki dawało się podsumować w postaci paru wykresów, ale teoria niezbędna do wyjaśnienia naszych wyników coraz bardziej mnie rozczarowywała. Jestem sprawnym matematykiem, lecz nie cierpię skomplikowanych wyjaśnień matematycznych, a w latach pięćdziesiątych i sześćdziesiątych teoria silnych oddziaływań znajdowała się w ślepych zaułku. Zacząłem się zastanawiać nad elektronami i mionami, cząstkami elementarnymi, które nie uczestniczą w oddziaływaniach silnych.

Elektron odkryty został z końcem dziewiętnastego wieku. Jego własności wyznaczył J.J. Thomson w latach dziewięćdziesiątych zeszłego stulecia. Otrzymał on Nagrodę Nobla w roku 1906 za badania przewodnictwa elektrycznego w gazach. Mion odkryto w promieniowaniu kosmicznym w latach trzydziestych. Tabela 1 podaje podstawowe własności tych cząstek wg stanu wiedzy z lat sześćdziesiątych. Do dziś tabela ta pozostaje aktualna.

Tabela 1. Własności elektronu i mionu. Ładunek elektryczny podany jest w jednostkach  $1.6 \times 10^{-19}$  C, a masa w jednostkach masy elektronu,  $9.1 \times 10^{-31}$  kg.

Cząstka	Elektron	Mion
Symbol	e	$\mu$
Ładunek elektryczny	+1 lub -1	+1 lub -1
Masa	1	206.8
Czy cząstka oddziałuje elektromagnetycznie?	tak	tak
Czy cząstka oddziałuje słabo?	tak	tak
Czy cząstka oddziałuje silnie?	nie	nie
Odpowiednie neutrino	$\nu_e$	$\nu_\mu$
Odpowiednie antyneutrino	$\bar{\nu}_e$	$\bar{\nu}_\mu$
Czas życia	trwały	$2.2 \times 10^{-6}$ s

Relacje między elektronem a mionem stanowiły podwójną zagadkę. Po pierwsze, jak wynika z tabeli 1, własności obydwu cząstek ze względu na oddziaływania są identyczne, jednakże mion jest 206.8 raza cięższy – dlaczego? Po drugie, jako że mion jest cząstką nietrwałą, i ze średnim czasem życia  $2.2 \times 10^{-6}$  s rozpada się

na elektron, można by oczekiwać, że proces rozpadu przebiega następująco:

$$\begin{aligned}\mu^- &\rightarrow e^- + \gamma, \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \gamma,\end{aligned}\tag{2}$$

gdzie  $\gamma$  oznacza foton. Spodziewaliśmy się, że  $\gamma$  unosi nadmiar energii wynikający z różnicy mas między mionem i elektronem – jednakże natura elektronu i mionu nie zezwala na taki proces. Mion rozpada się na elektron w znacznie bardziej skomplikowany sposób,

$$\begin{aligned}\mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu, \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu,\end{aligned}\tag{3}$$

w procesie z udziałem neutrina i antyneutrina. Natura mionu jest w jakiś sposób odmienna od natury elektronu. W późnych latach pięćdziesiątych zagadka  $e-\mu$  składała się więc z dwóch pytań: 1) Dlaczego mion jest 206.8 razy cięższy niż elektron? 2) Dlaczego mion nie rozpada się na elektron i kwant gamma?

Jeszcze w czasie mej pracy na Uniwersytecie stanu Michigan zaintrygowany byłem niezwykle starannymi pomiarami czynnika  $(g - 2)$  dla mionu, prowadzonymi przez Charpaka i współpracowników [6] w CERN-ie, oraz dla elektronu, prowadzonymi przez Wilkinsona i Crane'a [7] w Michigan. Interesowały mnie również prowadzone wówczas precyzyjne badania pozytonium i mionium, a także inne dokładne doświadczenia z dziedziny fizyki atomowej. Były to badania w obszarze niskich energii, prowadzone przez znakomitych specjalistów, i nie widziałem tu miejsca dla ewentualnego własnego wkładu.

Znane mi były pionierskie doświadczenia z neutrinami przy niskich energiach, prowadzone przez Fredericka Reinesa i Clyde'a Cowana Jr. Zacytuję tu dwa historyczne zdania z pracy tych autorów [8]:

„Przeprowadzono doświadczenie mające na celu detekcję swobodnego neutrina. Wydaje się, iż cel ten został osiągnięty, choć trwają jeszcze badania mające to potwierdzić.”

Były to niezwykle trudne doświadczenia, i tu również nie widziałem pola dla siebie.

Dumny jestem, mogąc dziś dzielić Nagrodę Nobla z fizyki z Frederickiem Reinesem. Żałuję, że Clyde Cowan nie dożył chwili, by dzielić z nami tę nagrodę.

Wielu laureatów Nagrody Nobla prowadziło doświadczenia z neutrinami przy wysokich energiach: Leon Lederman, Melvin Schwartz i Jack Steinberger [9].

na elektron, można by oczekiwać, że proces rozpadu przebiega następująco:

$$\begin{aligned}\mu^- &\rightarrow e^- + \gamma, \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \gamma,\end{aligned}\tag{2}$$

gdzie  $\gamma$  oznacza foton. Spodziewaliśmy się, że  $\gamma$  unosi nadmiar energii wynikający z różnicy mas między mionem i elektronem – jednakże natura elektronu i mionu nie zezwala na taki proces. Mion rozpada się na elektron w znacznie bardziej skomplikowany sposób,

$$\begin{aligned}\mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu, \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu,\end{aligned}\tag{3}$$

w procesie z udziałem neutrina i antyneutrina. Natura mionu jest w jakiś sposób odmienna od natury elektronu. W późnych latach pięćdziesiątych zagadka  $e-\mu$  składała się więc z dwóch pytań: 1) Dlaczego mion jest 206.8 razy cięższy niż elektron? 2) Dlaczego mion nie rozpada się na elektron i kwant gamma?

Jeszcze w czasie mej pracy na Uniwersytecie stanu Michigan zaintrygowany byłem niezwykle starannymi pomiarami czynnika  $(g-2)$  dla mionu, prowadzonymi przez Charpaka i współpracowników [6] w CERN-ie, oraz dla elektronu, prowadzonymi przez Wilkinsona i Crane'a [7] w Michigan. Interesowały mnie również prowadzone wówczas precyzyjne badania pozytonium i mionium, a także inne dokładne doświadczenia z dziedziny fizyki atomowej. Były to badania w obszarze niskich energii, prowadzone przez znakomitych specjalistów, i nie widziałem tu miejsca dla ewentualnego własnego wkładu.

Znane mi były pionierskie doświadczenia z neutronami przy niskich energiach, prowadzone przez Fredericka Reinesa i Clyde'a Cowana Jr. Zacytuję tu dwa historyczne zdania z pracy tych autorów [8]:

„Przeprowadzono doświadczenie mające na celu detekcję swobodnego neutrina. Wydaje się, iż cel ten został osiągnięty, choć trwają jeszcze badania mające to potwierdzić.”

Były to niezwykle trudne doświadczenia, i tu również nie widziałem pola dla siebie.

Dumny jestem, mogąc dziś dzielić Nagrodę Nobla z fizyki z Frederickiem Reinesem. Żałuję, że Clyde Cowan nie dożył chwili, by dzielić z nami tę nagrodę.

Wielu laureatów Nagrody Nobla prowadziło doświadczenia z neutronami przy wysokich energiach: Leon Lederman, Melvin Schwartz i Jack Steinberger [9].

Doszedłem do wniosku, że warto by się zająć eksperymentami z naładowanymi leptonami wysokiej energii, doświadczeniami, które mogłyby wyjaśnić naturę leptonów i rozstrzygnąć zagadkę elektron–mion. Jest to strategia badawcza, którą wybierałem niejednokrotnie. Trzymam się z dala od badań, którymi zajmuje się wielu badaczy, zwłaszcza od tych, gdzie pracują najbystrzejsi i najbardziej kompetentni. Wolę pracować w nie zatłoczonych obszarach fizyki.

Muszę tu przestrzec młodych adeptów nauki przed dosłownym naśladowaniem tej strategii. Najczęściej większość eksperymentatorów, i to tych najlepszych, pracuje w najbardziej obiecujących dziedzinach. Jeżeli tylko niewielu badaczy zajmuje się jakimś problemem – może się okazać, że nie jest on twórczy. Wybór jest w końcu kwestią usposobienia i osobistej satysfakcji.

### 3. SLAC, leptony i ciężkie leptony

W roku 1962 pojawiła się przede mną okazja, by serio zająć się doświadczeniami z ciężkimi leptonami przy wysokich energiach, kiedy Wolfgang K.H. Panofsky i Joseph Ballam zaoferowali mi pracę w budującym się dopiero ośrodku akceleratorowym SLAC (Stanford Linear Accelerator Center). Oto powstawało laboratorium dysponujące pierwotnymi wiązkami elektronów, oferujące możliwość konstrukcji dobrych wiązek mionowych, a także dobrej wiązki fotonowej do produkcji par leptonów. Na terenie Stanfordu działało Laboratorium Fizyki Wysokich Energii, wyposażone w pierścienie akumulacyjne  $e^- e^-$  [10,11].

Po przybyciu do SLAC-u w roku 1963 zacząłem planować strategię ataku wobec zagadki elektron–mion. Akcelerator liniowy miał rozpocząć działanie dopiero w roku 1966, ale wraz z kolegami zaczęliśmy już projektować i budować aparaturę detekcyjną. Strategia badań dzieliła się na dwie klasy. Pierwsza klasa dotyczyć miała poszukiwania nieznanymi różnic między elektronem i mionem. Jedynymi znanymi różnicami były: różnica mas oraz brak reakcji  $\mu \rightarrow e + \gamma$ . Druga klasa opierała się na moich spekulacjach, że być może istnieją jeszcze inne leptony oprócz elektronu i mionu, nieznanne, podobne do nich, naładowane i ciężkie. Marzyłem, że jeżeli uda nam się znaleźć nowy lepton, jego własności pozwolą rozstrzygnąć zagadkę elektron–mion.

W pierwszym podejściu zacząłem od dość oczywistej drogi. W SLAC-u mogliśmy uzyskać wiązkę fotonową o dużym natężeniu wykorzystując reakcję

$$e^- + \text{jądro} \rightarrow \gamma \dots \quad (4)$$

Tak wytworzone fotony mogły dalej oddziaływać z innym jądrem i produkować parę cząstek naładowanych,  $x^+$  i  $x^-$ ,

$$\gamma + \text{jądro} \rightarrow x^+ + x^- + \dots \quad (5)$$

Przy dostatecznie wysokiej energii  $\gamma$  można w ten sposób wytworzyć dowolną parę cząstek naładowanych. Uwaga dla młodych badaczy: nie ma nic złego w korzystaniu z pomysłów oczywistych – jeżeli jest się pierwszym, który je zastosuje.

Żywiłem nadzieję, że znajdziemy nową cząstkę  $x$  i być może będzie to nowy ciężki lepton, jakoś powiązany z elektronem i mionem. Z dzisiejszej perspektywy fizyki cząstek elementarnych była to wątpliwa nadzieja. Byliśmy wtedy, w latach sześćdziesiątych, bardzo naiwni.

Nie znaleźliśmy żadnych nowych leptonów ani też innych nowych cząstek [12]. Dziś wiemy, że nie było na to szans przy ówczesnych ograniczeniach eksperymentalnych. W poszukiwaniach korzystaliśmy z obliczeń dotyczących produkcji par autorstwa Tsai i Whitisa [13]. Eksperyment ten stanowił początek mojej długiej i owocnej współpracy z moim kolegą Y.S. (Paulem) Tsai.

#### 4. Badanie rozpraszania nieelastycznego mion–proton

Mimo że pierwsze podejście do zagadki elektron–mion nie powiodło się, zaczęliśmy przygotowania do badania rozpraszania nieelastycznego mion–proton

$$\mu^- + p \rightarrow \mu^- + \text{hadrony} ,$$

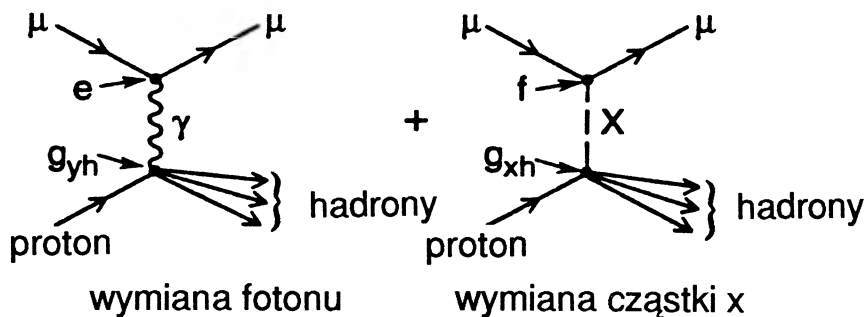
aby porównać je z rozpraszaniem nieelastycznym elektron–proton

$$e^- + p \rightarrow e^- + \text{hadrony} .$$

W SLAC-u zaplanowany został szeroki program badań rozpraszania nieelastycznego  $e-p$ . Niektóre z tych badań doprowadziły w roku 1990 do Nagrody Nobla dla Jerome'a Friedmana, Henry'ego Kendalla i Richarda Taylora. Liczyłem na to, że uda nam się znaleźć różnicę między mionem a elektronem inną niż ich różnica mas i różne liczby leptonowe. Liczyłem zwłaszcza na to, że różnice zaobserwujemy przy dużych przekazach pędu – nadzieja jakże naiwna w świetle naszej dzisiejszej wiedzy. Spekulowałem na przykład [14], że mion może podlegać specjalnego typu oddziaływaniom z hadronami, niedostępnym dla elektronu (rys. 3).

Z punktu widzenia snującego takie spekulacje eksperymentatora, dobrze jest zaangażować się w dwa eksperymenty naraz, a przynajmniej – prowadzić jeden eksperyment, a budować drugi. Rzecz prosta, łatwiej to było zrealizować w latach sześćdziesiątych niż dziś, gdy doświadczenia w dziedzinie fizyki wysokich energii są ogromne i skomplikowane. Jest to jednak wciąż możliwe. Dziś główną dziedziną mego zainteresowania jest fizyka leptonów tau. Prowadzę w ramach współpracy CLEO eksperyment z wiązkami przeciwbieżnymi elektron–proton o energii





Rys. 3. Oddziaływanie mionu z hadronami za pośrednictwem cząstki  $x$ ; przykład rozpatrywania założenia, że mion podlega specjalnym oddziaływaniom z hadronami, niedostępnym dla elektronu [14].

10 GeV z akceleratora CESR w Uniwersytecie Cornella. W tym samym czasie w SLAC-u niewielka grupa doktorantów (Eric Lee, Nancy Mar i Manuel Ortega) wraz ze mną i kilkoma kolegami prowadzi nieakceleratorowy eksperyment poszukiwania kwarków swobodnych.

Powróćmy do lat sześćdziesiątych. Wraz z kolegami zmierzaliśmy wówczas różniczkowy przekrój czynny dla nieelastycznego rozpraszania mionów na protonach, a następnie porównaliśmy przekrój dla reakcji  $\mu$ -p z przekrojem dla reakcji e-p [15,16]. Poszukiwaliśmy różnicy samej wielkości przekrojów, albo też różnicy ich zmienności. Jak przedyskutowano w pracy [17], różnice takie mogłyby pochodzić od nowego rodzaju oddziaływania, nie elektromagnetycznego, pomiędzy  $\mu$  i hadronami, albo też od niepunktowego charakteru  $\mu$ . Jednakże, jak to podsumowano w pracy [15], nie stwierdziliśmy znaczących różnic.

Inni fizycy badali różniczkowy przekrój czynny dla rozpraszania elastycznego  $\mu$ -p i porównywali z rozpraszaniem elastycznym e-p [18-20], jednakże ani w oddziaływaniach elastycznych, ani w nieelastycznych nie udało się zaobserwować statystycznie znaczących różnic. Poza tym, stosowane techniki były na tyle odmienne, że przy porównywaniu przekrojów czynnych  $\mu$ -p i e-p występowały błędy systematyczne rzędu 5 – 10%.

Nauka doświadczalna to zarazem sztuka i rzemiosło. Jest sztuką wiedzieć, kiedy należy zarzucić bezowocny eksperyment. Istnieje wręcz niebezpieczeństwo, iż eksperymentator ulegnie obsesji danym doświadczeniem, nawet gdy prowadzi ono donikąd. Uniknąłem takiej obsesji i poddałem się. Okazało się to słuszną decyzją. Współczesne eksperymenty wykazały, że doświadczenia rozproszeniowe nie pozwalają zaobserwować różnicy między elektronem i mionem poza ich różnicą mas.

## 5. Ciężkie leptonu w latach sześćdziesiątych

W czasie budowania aparatury do naszego doświadczenia z rozpraszaniem nieelastycznym mion–proton i w początkowym etapie tego eksperymentu zastanawiałem się nad innymi sposobami poszukiwania nowego leptonu naładowanego L, za pomocą reakcji

$$e^+ + e^- \rightarrow L^+ + L^- .$$

Przed podjęciem trzeciego ataku na zagadkę elektron–mion opisałem stan wiedzy z lat sześćdziesiątych na temat możliwości istnienia i rodzajów nowych leptonów. Na początku tego okresu pojawiły się prace na temat możliwości istnienia naładowanych leptonów cięższych niż e i  $\mu$ , tak zwanych ciężkich leptonów. Pamiętam jak czytałem powstające w latach 1963–64 prace Zeldowicza [21], Lipmanova [22] i Okunia [23]. Nie występowało jeszcze w ówczesnej fizyce pojęcie „generacji cząstek”, dziś stanowiące aksjomat naszej dziedziny, i wobec tego trzeba było korzystać ze starszych modeli. Dla przykładu, jeżeli przyjmowało się [24], że może istnieć elektromagnetyczny stan wzbudzony elektronu  $e^*$ , wówczas właściwą drogą poszukiwań było

$$\begin{aligned} e^- + \text{nukleon} &\rightarrow e^{-*} + \dots , \\ e^{-*} &\rightarrow e^- + \gamma . \end{aligned} \tag{6}$$

Gdyby przyjąć, że istnieje  $\mu'$  [22] należący do rodziny  $\mu$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\mu'$ , wówczas właściwą drogą jego poszukiwania byłaby reakcja

$$\nu_\mu + \text{nukleon} \rightarrow \mu'^- + \dots . \tag{7}$$

Dziesięć lat później prowadzono poszukiwania  $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-$  – warto pamiętać, że w roku 1964 Lipmanov [22] poprawnie obliczył częstość takiego rozpadu.

W drugiej połowie lat sześćdziesiątych rozwinięto już koncepcję istnienia ciężkiego leptonu L i odpowiadającego mu neutrina  $\nu_L$ . W pracy z roku 1968 Rothe i Wolsky [25] rozpatrują dolne ograniczenie dla masy takiej pary leptonów, wyznaczone przez ich niewystępowanie w rozpadach mezonów K. Rozpatrują również kanały rozpadu ciężkiego leptonu

$$L \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_L, \quad \mu \bar{\nu}_e \nu_L, \quad \pi \nu_L .$$

## 6. Wiązki przeciwbieżne elektron-pozyton i leptoni sekwencyjne

Budowa i zastosowanie zderzaczy z wiązkami przeciwbieżnymi elektronów i pozytonów rozpoczęła się jeszcze w latach sześćdziesiątych [26]. We wrześniu 1967 r., na Szóstej Międzynarodowej Konferencji Akceleratorów Wysokich Energii, Howard [27] mógł już wymienić całą listę takich urządzeń. We Frascati we wczesnych latach sześćdziesiątych uruchomiono już pionierski zderzacz ADA przyspieszający cząstki do energii 500 MeV, również we Frascati budowano ADONE. Działały już akceleratory ACO (energia 1 GeV) w Orsay oraz VEPP-2 (energia 1.4 GeV) w Nowosybirsku. Prowadzono testy zderzacza CEA 6 GeV w Cambridge, powstawały też projekty urządzeń w DESY i SLAC-u [28].

W projekcie SLAC-u [28] (rys. 4) rozpatrywano już reakcję

$$e^+ + e^- \rightarrow x^+ + x^- . \quad (8)$$

Oczywiście cząstka  $x$  mogłaby być naładowanym leptonem. Wspomniany projekt nie doprowadził jeszcze do budowy zderzacza  $e^+ e^-$  w SLAC-u, ponieważ nie otrzymaliśmy niezbędnych funduszy. Pięć lat później, przy wytrwałym wsparciu dyrektora SLAC-u Wolfganga Panofskiego z udziałem zespołu konstrukcyjno-projektowego pod wodzą Burтона Richtera, rozpoczęła się budowa zderzacza SPEAR.

Wspomniany projekt z 1964 roku i praca Cabibbà i Gatta [29] zatytułowana „Doświadczenia z wiązkami przeciwbieżnymi elektron-pozyton” skierowały moje myśli ku poszukiwaniom nowego naładowanego leptonu przy wykorzystaniu zderzaczy  $e^+ e^-$ . W czasie gdy prowadziliśmy omówione uprzednio doświadczenia, wciąż poszukiwałem modelu dla nowych leptonów – modelu, który pozwalałby definitywnie rozstrzygnąć kwestię przy użyciu wiązek przeciwbieżnych, a zarazem mającego dostatecznie ogólny charakter. Dyskusje z moimi kolegami, Paulem Tsai i Garym Feldmanem, pomogły mi sformułować model, nazwany później modelem leptonów sekwencyjnych.

Rozpatrywałem w nim sekwencję par

$$\begin{array}{ll} e^- & \nu_e \\ \mu^- & \nu_\mu \\ L^- & \nu_L \\ L'^- & \nu_{L'} , \end{array} \quad (9)$$

gdzie każdej parze w jednoznaczny sposób przypisana byłaby liczba leptonowa. Zwykle traktowałem leptony jako punktowe cząstki Diraca. Rzecz prosta, założenia o jednoznacznej liczbie leptonowej i punktowej naturze cząstek nie były niezbędne, ale podobała mi się związana z tym prostota. W końcu, gdy we wcześniejszych latach sześćdziesiątych postanowiłem zająć się fizyką leptonów, poszukiwałem prostej fizyki.

Pomysł polegał na tym, by poszukiwać reakcji

$$e^+ + e^- \rightarrow L^+ + L^- , \quad (10a)$$

przy czym

$$L^+ \rightarrow e^+ + \text{nie rejestrowane neutrino unoszące energię}, \quad (10b)$$

$$L^- \rightarrow \mu^- + \text{nie rejestrowane neutrino unoszące energię},$$

albo też

$$L^+ \rightarrow \mu^+ + \text{nie rejestrowane neutrino unoszące energię}, \quad (10c)$$

$$L^- \rightarrow e^- + \text{nie rejestrowane neutrino unoszące energię},$$

Ta metoda poszukiwań miała wiele zalet:

1) Jeżeli lepton L był cząstką punktową, mogliśmy prowadzić poszukiwania aż do wartości masy L prawie równej energii wiązki, jeżeli tylko świetlność wiązki była dostatecznie wysoka.

2) Pojawienie się zdarzenia z parą  $e^+\mu^-$  lub  $e^-\mu^+$ , której towarzyszyłaby duża energia brakująca, byłoby efektem dramatycznym.

3) Aparatura, której chcieliśmy użyć do wykrycia reakcji (10), miała (zwłaszcza przy dzisiejszych standardach) bardzo ograniczone możliwości identyfikacji cząstek naładowanych, ale najłatwiej byłoby zidentyfikować e i  $\mu$ .

4) Stosunkowo proste argumenty teoretyczne prowadziły do przewidywania, że lepton L rozpadałby się następująco za pośrednictwem oddziaływań słabych:

$$L^- \rightarrow \nu_L + e^- + \bar{\nu}_e , \quad (11)$$

$$L^- \rightarrow \nu_L + \mu^- + \bar{\nu}_\mu ,$$

i odpowiednio  $L^+$ . Byłaby to analogia do znanych rozpadów

$$\mu^- \rightarrow \nu_\mu + e^- + \bar{\nu}_e .$$

Tę właśnie metodę poszukiwań, której podsumowaniem są reakcje (10), zaproponowałem w projekcie Mark I złożonym w roku 1971 do wykorzystania przy nie ukończonym jeszcze wówczas pierścieniu akumulacyjnym  $e^+ e^-$  SPEAR.

Dwie fundamentalne prace Paula Tsai wywarły znaczny wpływ na moje rozumowanie dotyczące leptonów sekwencyjnych i metody wykorzystującej reakcje (10). W roku 1965 Paul Tsai wraz z Anthonym Hearnem opublikowali pracę „Różniczkowe przekroje czynne dla reakcji  $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \mu^+ + \nu_\mu$ ” [30].

W pracy tej autorzy przedyskutowali poszukiwanie par bozonów wektorowych  $W^+ W^-$  poprzez poszukiwanie ich rozpadu na  $e\mu$ . Zachodziła tu bliska analogia z moim wyżej opisanym rozumowaniem dotyczącym poszukiwania par  $L^+ L^-$  poprzez poszukiwanie rozpadu na  $e\mu$ . W pracy Tsai [31] z roku 1971 „Korelacje w rozpadach ciężkich leptonów w reakcji  $e^+ + e^- \rightarrow L^+ + L^-$ ” podana została szczegółowa teoria zastosowania modelu leptonów sekwencyjnych do naszych badań. Thacker i Sakurai [32] również opublikowali pracę dotyczącą teorii rozpadu leptonów sekwencyjnych, jednakże nie tak wyczerpującą jak praca Tsai. Ważna dla mnie była również praca „Spontanicznie łamane teorie cechowania dla oddziaływań słabych i ciężki lepton”, której autorami byli James Bjorken i Chris Llewellyn-Smith [33].

## 7. Projekt SLAC-LBL

Po wielu opóźnieniach wynikających z kłopotów finansowych, grupa pod wodzą Burтона Richtera i Johna Reesa z tak zwanej Grupy C w SLAC-u rozpoczęła budowę zderzacza  $e^+ e^-$  SPEAR przy końcu lat sześćdziesiątych. Garry Feldman i ja, wraz z naszą Grupą E, przyłączyliśmy się do Grupy C oraz grupy z Lawrence Berkeley Laboratory pod kierownictwem Williama Chinowsky'ego, Gersona Goldhabera i George'a Trillinga, w celu zbudowania detektora Mark I. W roku 1971 przedstawiliśmy projekt SLAC-LBL [34] dotyczący wykorzystania detektora Mark I przy zderzaczu SPEAR. (Początkowo detektor nasz nazywany był detektorem SLAC-LBL, a nazwę Mark I otrzymał, gdy zaczęliśmy budować detektor Mark II; dla uproszczenia będę się trzymał nazwy Mark I.) Projekt zawierał pięć rozdziałów oraz dodatek, według następującego planu:

A. Wstęp	s. 1
B. Czynniki postaci dla bozonów	s. 2
C. Czynniki postaci dla barionów	s. 6
D. Reakcje nieelastyczne	s. 12
E. Poszukiwanie ciężkich leptonów	s. 16

Podpisy pod rysunkami	s. 19
Literatura	s. 20
Dodatek	

Poszukiwanie ciężkiego leptonu umieszczono na końcu i poświęcono temu tematowi tylko trzy strony, ponieważ dla większości innych fizyków pozostawało to w sferze marzeń. Jednakże te trzy strony zawierały zasadniczy opis metody poszukiwania ciężkich leptonów w przypadkach  $e\mu$  z reakcji (10).

Zamierzałem tam włączyć znacznie obszerniejszy materiał na temat ciężkich leptonów i zagadki  $e-\mu$ , ale koledzy uważali, że zaburzy to równowagę projektu. Zgodziliśmy się na 10-stronicowy dodatek, zatytułowany „Dodatek do projektu SP-2 dotyczący poszukiwania ciężkich leptonów i anomalnych oddziaływań lepton-hadron”. A oto jak rozpoczynał się ten dodatek:

„Detektor nasz służy do badania procesów produkcji hadronów. Jednocześnie możliwe będzie zbieranie danych dotyczących następujących zagadnień:

(1) Czy istnieją leptony naładowane o masie przewyższającej masę mionu?

Uważa się zazwyczaj, że naładowane ciężkie leptony mają spin  $1/2$ . Metoda nasza nie jest jednak czuła na spin cząstki. To poszukiwanie naładowanych ciężkich leptonów automatycznie zawiera w sobie poszukiwanie bozonów pośredniczących, których istnienie przewiduje teoria słabych oddziaływań.

(2) Czy istnieją anomalne oddziaływania między naładowanymi leptonami i hadronami?

W tej części projektu wykazujemy, że za pomocą naszego detektora możemy zdobyć definitywne dane na temat pierwszego z postawionych pytań w osiągalnym przedziale mas. Możemy uzyskać też wstępne informacje dotyczące drugiego zagadnienia – informacje, które okażą się bardzo istotne dla projektowania przyszłych eksperymentów w tej dziedzinie. Wszystkie te informacje możemy uzyskać w czasie gdy detektor będzie gromadził dane dotyczące procesów produkcji hadronów. Gdyby się okazało, że zachodzi potrzeba potwierdzenia ewentualnie zasygnalizowanego w tych danych istnienia ciężkiego leptonu, potrzebne będzie przydzielenie dodatkowego czasu wykorzystania detektora i akceleratora.”

Zainteresowania moje koncentrowały się wówczas na poszukiwaniu ciężkich leptonów. Wciąż jednak pamiętałem o moich pomysłach poszukiwania anomalnych oddziaływań leptonów, co wymagało badania rozpraszania nieelastycznego mion-proton.

---

**PROPOSAL FOR A HIGH-ENERGY  
ELECTRON-POSITRON COLLIDING-BEAM STORAGE RING  
AT THE  
STANFORD LINEAR ACCELERATOR CENTER**

March 1964

It is proposed that the Atomic Energy Commission support the construction at Stanford University of a Colliding-Beam Facility (storage ring) for high-energy electrons and positrons. This facility would be located at the Stanford Linear Accelerator Center, and it would make use of the SLAC accelerator as an injector.

This proposal was prepared by the following persons:

Stanford Physics Department

D. Ritson

Stanford Linear Accelerator Center

S. Berman

A. Boyarski

F. Bulos

E. L. Garwin

W. Kirk

B. Richter

M. Sands

---

Rys. 4. Strona tytułowa projektu budowy zderzacza elektron-pozyton, złożonego w 1964 r. w SLAC-u [28]. Tytuł: Projekt zderzacza elektron-pozyton wysokiej energii w ośrodku akceleratorowym SLAC w Stanfordzie, marzec 1964. Streszczenie: Zgłaszamy projekt, by Komisja Energii Atomowej finansowała budowę na Uniwersytecie Stanforda pierścienia akumulacyjnego z wiązkami przeciwbieżnymi elektronów i pozytonów wysokiej energii. Urządzenie miałyby zostać zbudowane w ośrodku akceleratorowym SLAC i wykorzystywałoby akcelerator SLAC jako inżektor.

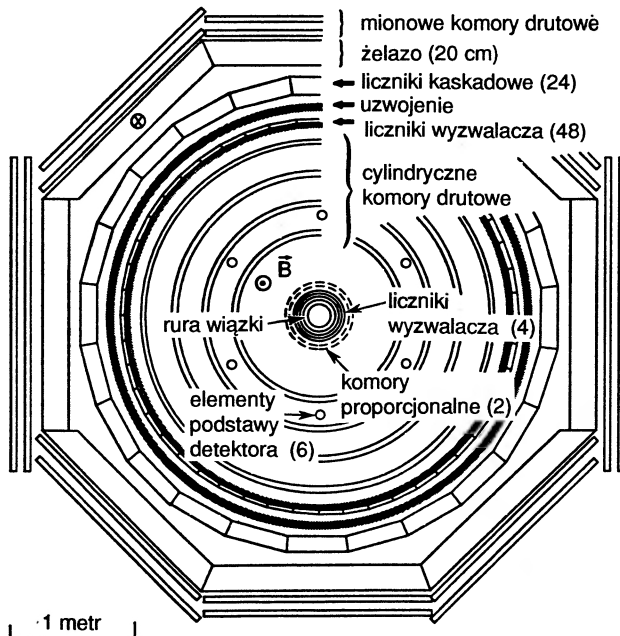
## 8. Poszukiwania leptonów za pomocą ADONE

W czasie gdy budowano SPEAR i detektor Mark I, trwały poszukiwania leptonów przy pierścieniu akumulacyjnym  $e^+ e^-$  ADONE. Zajmowały się tym dwie grupy specjalistów w dziedzinie fizyki anihilacji elektron-pozyton. Jedna grupa opublikowała swe wyniki w roku 1971 i 1973 [35,36]. W drugiej z tych prac opisano poszukiwania w zakresie mas do około 1 GeV dla konwencjonalnego ciężkiego leptonu i do 1.4 GeV dla ciężkiego leptonu rozpadającego się wyłącznie poprzez kanały leptonowe. Druga grupa pracowała pod kierownictwem Shuji Orito i Marcello Conversiego. Zakres ich poszukiwań [37] również rozciągał się do mas około 1 GeV.

## 9. Odkrycie tau w eksperymencie Mark I: 1974–76

### 9.1. SPEAR i detektor Mark I

Zderzacz  $e^+ e^-$  SPEAR rozpoczął pracę w roku 1973. Z czasem miał osiągnąć energię całkowitą około 8 GeV, jednakże w ciągu pierwszych paru lat maksy-



Rys. 5. Pierwotna postać detektora Mark I.



malna energia, przy której możliwe było utrzymanie wysokiej świetlności, wynosiła 4.8 GeV. W roku 1975 rozpoczęliśmy pracę z detektorem Mark I, pokazanym na rys. 5. Mark I był jednym z pierwszych detektorów ogólnego przeznaczenia, obejmujących szeroki zakres kąta bryłowego, zbudowanych do pracy z wiązkami przeciwbieżnymi. Dziś zastosowanie systemów rejestrujących tory cząstek w szerokim zakresie kąta bryłowego i systemów identyfikacyjnych w podobnym zakresie wydaje się oczywiste, ale nie było to oczywiste dwadzieścia lat temu. System detekcji elektronów wykorzystywał liczniki typu „sandwich” składające się ze scyntylatorów i ołowiu, zbudowane przez fizyków z Berkeley. Układ detekcji mionów był również dość prymitywny i wykorzystywał jarzmo magnesu o grubości zaledwie 1.7 dróg absorpcji.

### 9.2. Referat w Kanadzie w 1975 r.

W czerwcu 1975 r. wygłosiłem pierwszy referat na forum międzynarodowym na temat zdarzeń  $e-\mu$  [38] w czasie Szkoły Letniej (1975 Canadian Institute for Particle Physics). Był to drugi z moich wykładów dotyczących anihilacji elektron-pozyton wygłoszonych w czasie tej Szkoły.

Spis treści tego wykładu przedstawiał się następująco:

#### Spis treści wykładu z 1975 Summer School

1. Wstęp
  - A. Ciężkie leptony
  - B. Ciężkie mezony
  - C. Bozony pośredniczące
  - D. Pozostałe bozony elementarne
  - E. Inne interpretacje
2. Metoda eksperymentalna
3. Metoda poszukiwania i selekcji zdarzeń
  - A. Próbkę przy energii 4.8 GeV
  - B. Wybór zdarzeń
4. Tło
  - A. Wyznaczanie zewnętrzne
  - B. Wyznaczanie wewnętrzne
5. Własności zdarzeń  $e\mu$
6. Przekrój czynny na zdarzenia  $e\mu$
7. Testy hipotez. Uwagi
  - A. Widma pędowe
  - B. Rozkład  $q$  zderzenia
  - C. Przekroje czynne i częstości rozpadu
8. Kompatybilność zdarzeń  $e^+e^-$  i  $\mu^+\mu^-$
9. Wnioski

Cel wykładu był dwojaki. Po pierwsze, chciałem przedyskutować możliwe źródła przypadków  $e-\mu$ : ciężkie leptony, ciężkie mezony, czy też bozony pośredniczące. Po drugie – zademonstrować, że dysponujemy faktami świadczącymi o występowaniu przypadków  $e-\mu$ . Największą próbką przy określonej energii (tab. 2) była seria danych przy energii 4.8 GeV, najwyższej przy jakiej działał wówczas SPEAR. Nasz podstawowy dowód stanowiły 24 przypadki zdarzeń  $e-\mu$  o ładunku całkowitym 0 i liczbie fotonów też równej zero.

Tabela 2. Tabela przypadków z dwiema cząstkami naładowanymi zarejestrowanych w detektorze Mark I przy energii 4.8 GeV [38]. Ta właśnie tabela, w której znalazły się 24 przypadki o zerowym ładunku całkowitym i bez fotonów, stanowiła wówczas najsilniejszy argument świadczący o istnieniu leptonu  $\tau$ . Zatytułowana była jak następuje: „Rozkład 513 przypadków przy energii 4.8 GeV, „dwuramiennych, spełniających kryteria:  $p_e > 0.65 \text{ GeV}/c$ ,  $p_\mu > 0.65 \text{ GeV}/c$ ,  $\phi_{\text{copl}} > 20^\circ$ ”.

Liczba fotonów	Ładunek całkowity = 0			Ładunek całkowity = $\pm 2$		
	0	1	> 1	0	1	> 1
e e	40	111	55	0	1	0
e $\mu$	24	8	8	0	0	3
$\mu \mu$	16	15	6	0	0	0
e h	18	23	32	2	3	3
$\mu h$	15	16	31	4	0	5
h h	13	11	30	10	4	6
Suma	126	184	162	16	8	17

Jednym z filarów naszej argumentacji była analiza przeprowadzona przez Jaspera Kirkby’ego, pracującego wówczas w Stanford w SLAC-u. Pokazał on, że wykorzystując jedynie liczbę przypadków z zerowym ładunkiem i zerową liczbą fotonów z tab. 2, można obliczyć prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji hadronów dla tej klasy przypadków. Nie można było w ten sposób zinterpretować zaobserwowanych 24 przypadków  $e-\mu$ ; za mało było przypadków eh,  $\mu h$  i hh.

W tabeli 3 podane są prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji, wyznaczone na podstawie zdarzeń trzy- i więcej ramiennych oraz innych rozważań. W porównaniu z dzisiejszymi metodami doświadczalnymi, prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji  $P_{h \rightarrow e}$  i  $P_{h \rightarrow \mu}$  rzędu 0.2 wydają się olbrzymie, ale mimo to można było wykazać, że tych 24 przypadków nie da się w ten sposób wytłumaczyć.

Tabela 3. Prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji dla próbki 4.8 GeV [38].

Zakres pędu (GeV/c)	$P_{h \rightarrow e}$	$P_{h \rightarrow \mu}$	$P_{h \rightarrow h}$
0.6 – 0.9	$0.130 \pm 0.005$	$0.161 \pm 0.006$	$0.709 \pm 0.012$
0.9 – 1.2	$0.160 \pm 0.009$	$0.213 \pm 0.011$	$0.627 \pm 0.020$
1.2 – 1.6	$0.206 \pm 0.016$	$0.216 \pm 0.017$	$0.578 \pm 0.029$
1.6 – 2.4	$0.269 \pm 0.031$	$0.211 \pm 0.027$	$0.520 \pm 0.043$
Średnia ważona h h, $\mu$ h i e $\mu$	$0.183 \pm 0.007$	$0.198 \pm 0.007$	$0.619 \pm 0.012$

Tak więc argumenty za zaobserwowaniem nowego zjawiska były silne – nie rozstrzygające, ale silne. Z jakim nowym zjawiskiem mieliśmy do czynienia: występowaniem ciężkiego leptonu sekwencyjnego, czy nowego ciężkiego mezonu o rozpadach

$$M^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e ,$$

$$M^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu ,$$

nie było jeszcze jasne.

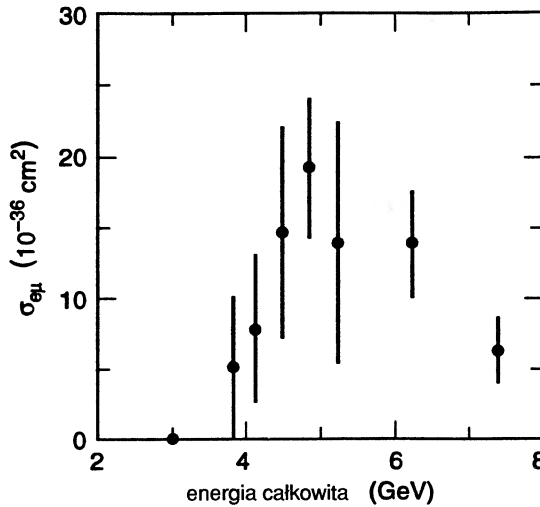
Mój kanadyjski wykład zakończyłem następującymi wnioskami:

- „1) Nie znajdujemy konwencjonalnego wyjaśnienia przypadków sygnału e- $\mu$ .
- 2) Hipoteza, iż przypadki sygnału e- $\mu$  pochodzą od produkcji nowej cząstki o masie około 2 GeV/c<sup>2</sup>, wyjaśnia prawie wszystkie wyniki. Pewna niejasność dotyczy rozkładu  $\theta_{\text{coll}}$ .
- 3) Wciąż jeszcze badamy, czy wykrywamy przypadki ee i  $\mu\mu$  pochodzące od tych nowych cząstek.”

Wciąż jeszcze nie mogłem określić z pewnością źródła przypadków e $\mu$ : czy były nim leptony, mezony czy bozony. Pamiętam, że byłem przekonany, że źródłem były ciężkie leptony. Udowodnienie tego zajęło mi następne dwa lata.

### 9.3. Pierwsza publikacja: „Nie znajdujemy konwencjonalnego wytłumaczenia dla tych przypadków”

W ciągu roku 1974 gromadziliśmy coraz więcej danych z anihilacji e<sup>+</sup>e<sup>-</sup> w szerszym zakresie energii i przy każdej energii obserwowaliśmy sygnał anomalnych przypadków e- $\mu$  (rys. 6). Wobec tego ja i moi koledzy z eksperymentu



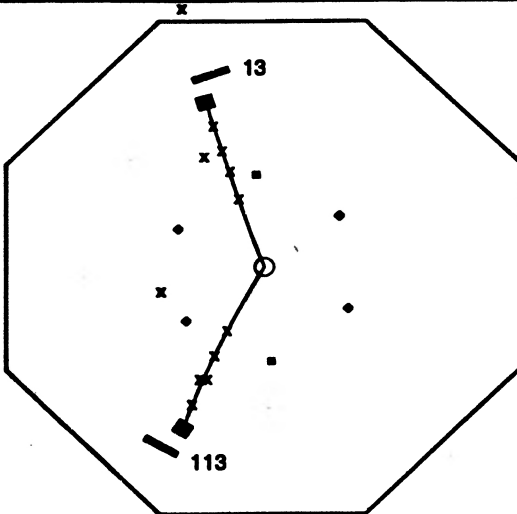
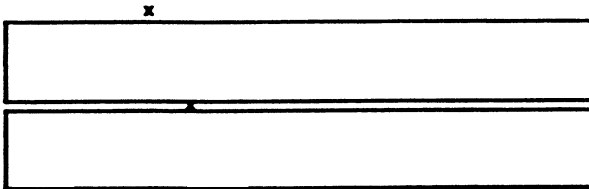
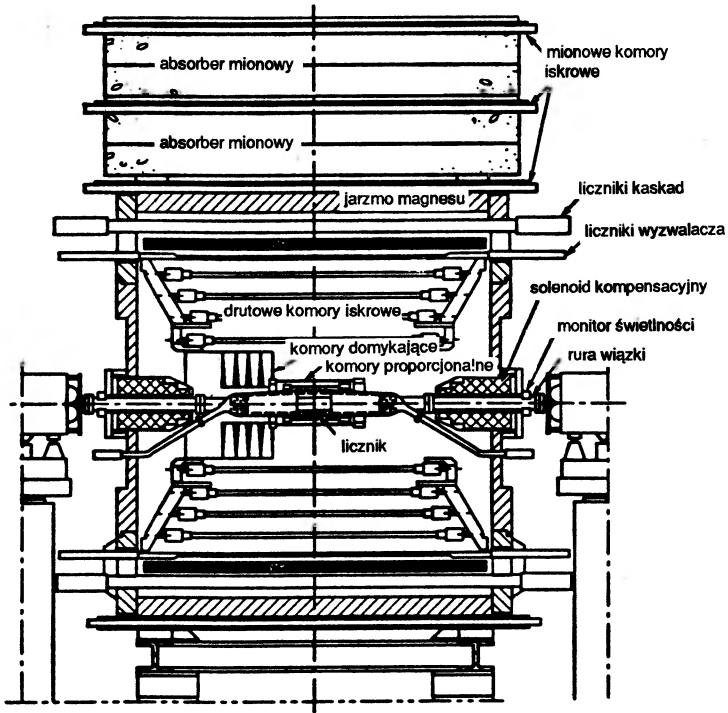
Rys. 6. Zmierzony przekrój czynny przypadków  $e\mu$  z doświadczenia Mark I przy zderzaczu SPEAR. Podane wartości przekroju czynnego nie zostały poprawione ze względu na akceptację. Zaobserwowano 86 przypadków. Obliczone tło wynosi 22 przypadki [39].

Mark I coraz bardziej utwierdzaliśmy się w przekonaniu, że przypadki  $e\mu$  stanowiły rzeczywisty efekt, dla którego brak było konwencjonalnego wytłumaczenia.

Przekonanie nasze umocniło się dzięki zastosowaniu w detektorze specjalnego układu detekcji mionów (rys. 7a), tak zwanej wieży mionowej. Urządzenie to zostało zaprojektowane i zbudowane przez Gary'ego Feldmana. W pierwszej publikacji nie przedstawiliśmy jeszcze przypadków takich jak na rys. 7b, ale ich zaobserwowanie bardzo nas podtrzymało na duchu.

Wreszcie w grudniu 1975 r. uczestnicy eksperymentu Mark I opublikowali pracę [39] zatytułowaną „Dowód produkcji anomalnego leptonu w anihilacji  $e^+e^-$ ”.

Rys. 7 (na sąsiedniej stronie). a) Detektor Mark I z „wieżą mionową”; b) jeden z pierwszych przypadków  $e\mu$  zarejestrowanych przy użyciu wieży mionowej. Mion porusza się w detektorze mionowym ku górze, a elektron ku dołowi. Liczby 13 i 113 charakteryzują względne wartości energii kaskad elektromagnetycznych, pozostawionych w detektorze odpowiednio przez mion i elektron. Sześć kwadracików zaznacza położenie filarów podtrzymujących magnetostrykcyjną komorę iskrową, w której rejestrowane są ślady cząstek.



W końcowym paragrafie czytamy:

„Stwierdzamy, że sygnał przypadków  $e-\mu$  nie może być wytłumaczony ani produkcją i rozpadem jakiegokolwiek znanej cząstki, ani też jako efekt jakiegokolwiek znanego oddziaływania, które mogłoby doprowadzić do pojawienia się  $e$  i  $\mu$  w stanie końcowym. Możliwe jest wytłumaczenie tych przypadków jako rezultatu produkcji i rozpadu pary nowych cząstek, każdej o masie w granicach od 1.6 do 2.0  $\text{GeV}/c^2$ .”

Nie byliśmy jeszcze gotowi, by stwierdzić, że wykryliśmy nowy lepton naładowany, ale byliśmy w stanie udowodnić, że zaobserwowaliśmy coś nowego. Dla zaakcentowania naszej niepewności, nazywałem tę nową cząstkę „U” – od „unknown”, czyli nieznaną, i tak ją oznaczałem w niektórych naszych publikacjach z lat 1975–77. Petros Rapidis, doktorant pracujący ze mną w początku lat siedemdziesiątych nad zagadnieniem  $e-\mu$ , zasugerował nazwę  $\tau$  [17]. Litera  $\tau$  bierze się od greckiego słowa „triton”, czyli trzeci – trzeci lepton naładowany.

Tak więc w roku 1975, po dwunastu latach od rozpoczęcia naszych badań fizyki leptonów w SLAC-u, badania te przyniosły owoce. Wciąż jednak musieliśmy udowodnić światu, że sygnał  $e-\mu$  był znaczący, i udowodnić samym sobie, że przypadki  $e-\mu$  pochodziły z rozpadu ciężkich leptonów.

## 10. Refleksje na temat odkrycia

Jest to może dobre miejsce, by zastanowić się nad istotnymi elementami badań, które doprowadziły do odkrycia tau. Po pierwsze, wybrałem dziedzinę, w której pracowało stosunkowo niewielu badaczy. Po wtóre, badając zagadkę  $e-\mu$  zastawiliśmy rozległe sieci: poszukiwaliśmy fotoprodukcji nowych leptonów, porównywaliśmy rozpraszanie nieelastyczne mion–proton i elektron–proton, wykorzystywaliśmy reakcje typu  $e^+ + e^- \rightarrow L^+ + L^-$ , aby wyprodukować ciężki lepton. Po trzecie, wykorzystaliśmy nową technikę do produkcji  $L^+ L^-$  – a mianowicie zderzacze  $e^+ e^-$ . Po czwarte, znalazłem dobry sposób zaobserwowania produkcji  $L^+ L^-$ : przez poszukiwanie przypadków  $e\mu$  bez fotonów towarzyszących. Po piąte, zgromadziłem zespół bystrych, pomysłowych i cierpliwych współpracowników. Uważam, że takie właśnie są zasadnicze elementy niezbędne w pracy badawczej: szeroki plan ogólny, specyficzne metody badawcze, nowe technologie i wysokiej klasy współpracownicy. Rzecz prosta – decydującą rolę odgrywa element szczęścia. W moim przypadku zadecydowały tu dwa czynniki. Po pierwsze, masa ciężkiego leptonu znajdowała się w zakresie energii dostępnej dla zderzacza SPEAR. Po wtóre, detektor Mark I był dostatecznie dobry, by umożliwić nam identyfikację przypadków  $e-\mu$  i dowieść ich istnienia.

## 11. Czy to jest lepton? 1976–78

Po pierwszej publikacji nastąpiły całe lata zamieszania i dręczącej nas niepewności dotyczącej tak danych, jak i ich interpretacji. Dziś, po dziesięciu latach, trudno nam pojąć tę niepewność, gdy wiemy już, że produkcja par  $\tau$  stanowi 20% przekroju czynnego anihilacji  $e^+e^-$  poniżej masy  $Z^0$ , a przy masie  $Z^0$  sygnał  $\tau\tau$  jest wyraźnie widoczny.

W owych czasach mieliśmy jednak szereg powodów niepewności. Trudno było oczekiwać, że zarówno nowy kwark (powabny) jak i nowy lepton (tau) zostaną znalezione w tym samym, wąskim zakresie energii. Istnienie czwartego kwarku przewidywała teoria, ale nie było przewidywań dla trzeciego leptonu naładowanego. Niektórzy sądzili, że nie będzie można znaleźć innych proponowanych kanałów rozpadu par tau, takich jak e-hadron i  $\mu$ -hadron. Zaobserwowanie tego typu zdarzeń stało na granicy możliwości ówczesnych detektorów ze względu na identyfikację cząstek.

Największa przeszkoda na drodze do uznania  $\tau$  za trzeci lepton naładowany wiązała się z tym, że nie było żadnych innych danych dotyczących trzeciej generacji cząstek. Idea dwóch grup cząstek: u, d,  $e^-$ ,  $\nu_e$  oraz c, s,  $\mu^-$ ,  $\nu_\mu$ , była jeszcze do przyjęcia. Ale skąd trzecia? Do dziś nie znamy odpowiedzi na to pytanie.

Przeżywaliliśmy trudny okres. Pojawiały się niesprawdzone doniesienia na temat dowodów wykluczających  $\tau$ : nie obserwowano zdarzeń e- $\mu$ , nie obserwowano rozpadu  $\tau \rightarrow \pi\nu$ , nie zgadzały się widma pędów i rozkłady kątowe. Razem z Garym Feldmanem wciąż na nowo przyglądaliśmy się naszym danym. Czyżbyśmy gdzieś popełnili błędy w analizie?

Było oczywiste, że koniecznie trzeba znaleźć inne kanały rozpadu tau. Przy założeniu że  $\tau$  jest leptonem naładowanym podlegającym normalnym oddziaływaniom słabym, można było uzyskać na gruncie prostej i dość ogólnej teorii ocenę częstości rozpadów

$$\begin{aligned} B(\tau^- \rightarrow \nu_\tau + e^- + \bar{\nu}_e) &\approx 20\% , \\ B(\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \mu^- + \bar{\nu}_\mu) &\approx 20\% , \\ B(\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \text{hadrony}) &\approx 60\% . \end{aligned} \tag{12}$$

Doświadczalnicy powinni zatem zaobserwować następujące sekwencje rozpadu:

$$\begin{aligned} e^+ + e^- &\rightarrow \tau^+ + \tau^- , \\ \tau^+ &\rightarrow \bar{\nu}_\tau + \mu^+ + \nu_\mu , \\ \tau^- &\rightarrow \nu_\tau + \text{hadrony} , \end{aligned} \tag{13}$$

oraz

$$\begin{aligned} e^+ + e^- &\rightarrow \tau^+ + \tau^- , \\ \tau^+ &\rightarrow \bar{\nu}_\tau + e^+ + \nu_e , \\ \tau^- &\rightarrow \nu_\tau + \text{hadrony} . \end{aligned} \quad (14)$$

Pierwsza sekwencja (13) prowadziłaby do anomalnych przypadków mionowych

$$e^+ + e^- \rightarrow \mu^\pm + \text{hadrony} + \text{energia brakująca} , \quad (15)$$

zaś druga (14) do anomalnych przypadków elektronowych

$$e^+ + e^- \rightarrow e^\pm + \text{hadrony} + \text{energia brakująca} . \quad (16)$$

## 12. Anomalne przypadki mionowe

Postęp nastąpił, gdy doniesiono o trzech niezależnych obserwacjach anomalnych przypadków  $\mu$ -hadron:

$$e^+ + e^- \rightarrow \mu^\pm + \text{hadrony} + \text{energia brakująca} .$$

Pierwsze potwierdzenie istnienia anomalnych przypadków mionowych, używane poza naszym zespołem, nadeszło w roku 1976 z eksperymentu przeprowadzanego również przy zderzaczu SPEAR przez Cavalli-Sforza i współpr. [40]. Praca nosiła tytuł „Anomalna produkcja wysokoenergetycznych mionów w zderzeniach  $e^+ + e^-$  przy energii 4.8 GeV”.

Przechowuję w swoim archiwum notatkę zespołu Mark I z 3 czerwca 1976 r., w której Gary Feldman rozpatruje przypadki z mionami zarejestrowane w identyfikującym miony elemencie tego detektora (rys. 7a). Dla danych zarejestrowanych powyżej 5.8 GeV stwierdza on:

„Z uwzględnieniem poprawki na błędną identyfikację, próbka zawiera 8 przypadków  $e-\mu$  i 17 przypadków  $\mu$ -hadron. Jeżeli zatem akceptacja dla hadronów jest w przybliżeniu taka jak dla elektronów, a omawiane dwa anomalne sygnały pochodzą z tego samego źródła, to w granicy sporego błędu, częstość rozpadu na hadron naładowany jest w przybliżeniu dwukrotnie większa niż na elektron. Tego właśnie należy się spodziewać w rozpadzie ciężkiego leptonu.”

Wniosek ten opublikowany został w pracy „Inkluzywna anomalna produkcja mionów w anihilacjach  $e^+ e^-$ ” [41].



Najcenniejsze potwierdzenie, pochodzące z doświadczenia w pierścieniach akumulacyjnych DORIS, uzyskano w doświadczeniu PLUTO. W roku 1977 zespół PLUTO ogłosił pracę „Anomalna produkcja mionów w anihilacji  $e^+ e^-$  jako dowód istnienia ciężkiego leptonu” [42]. Rysunek 8 pochodzi z tej właśnie pracy. Detektor PLUTO był również dużym detektorem rejestrującym zdarzenia w szerokim zakresie kąta bryłowego. Po raz pierwszy mogliśmy więc szczegółowo przedyskutować aspekty pracy badawczej poszukiwania leptonu  $\tau$  z fizykami korzystającymi z podobnego, lecz niezależnego eksperymentu, Heinrichem Meyerem i Erikiem Lohrmanem, uczestnikami współpracy PLUTO.

Po znalezieniu przypadków  $\mu$ -hadron byłem przekonany, że miałem rację twierdząc o istnieniu  $\tau$  jako sekwencyjnego ciężkiego leptonu. Wiele jeszcze pozostało jednak do zrobienia. Trudno było wykazać istnienie anomalnych przypadków  $e^-$ -hadron, a główne kanały rozpadów hadronowych

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \pi^- , \quad (17)$$

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \rho^- \quad (18)$$

pozostawały jeszcze nie zaobserwowane.

### 13. Anomalne przypadki elektronowe

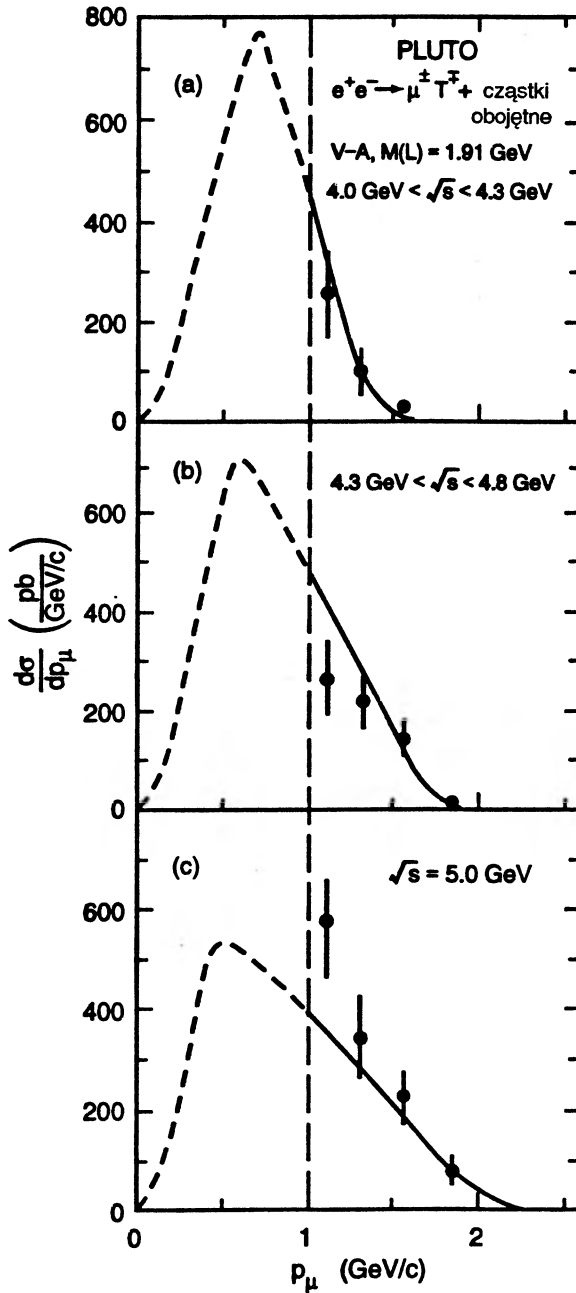
Udowodnienie występowania anomalnych przypadków elektronowych

$$e^+ + e^- \rightarrow e^\pm + \text{hadrony} + \text{energia brakująca}$$

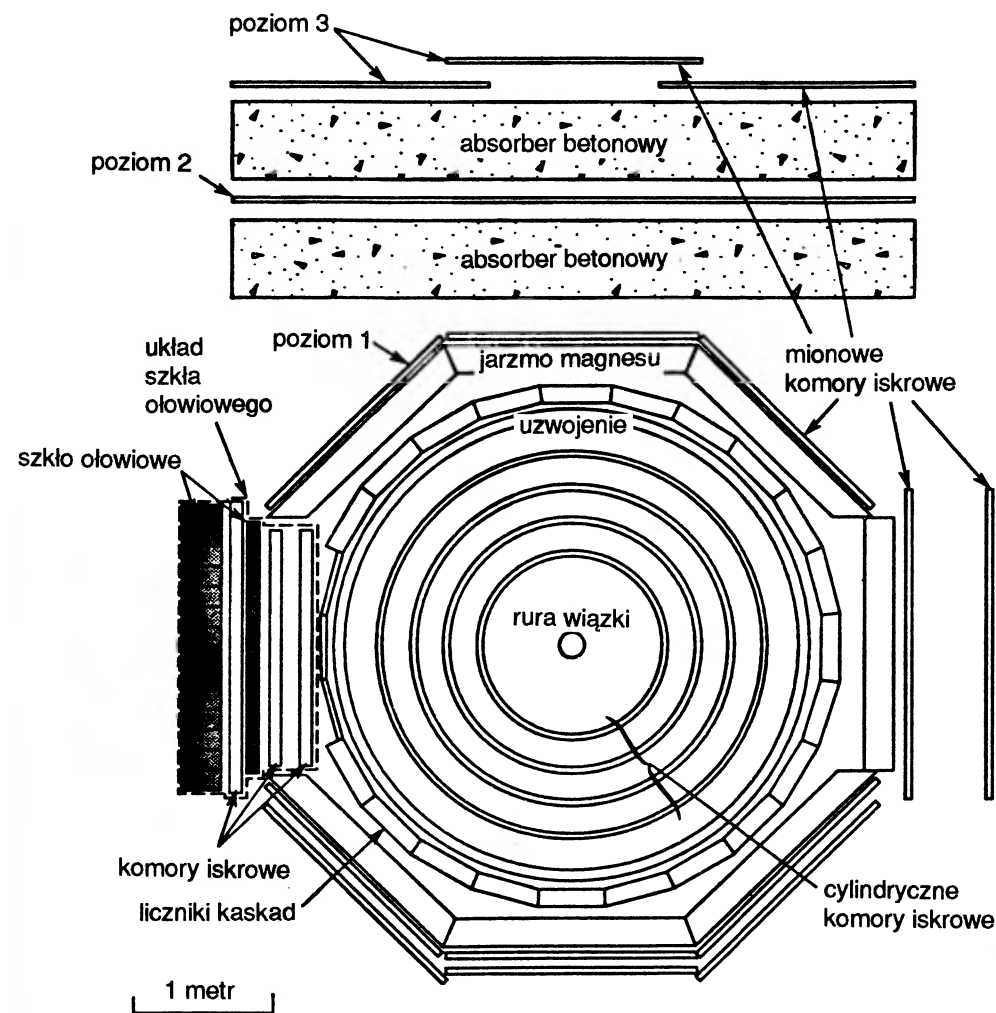
wymagało udoskonalenia identyfikacji elektronów w detektorach. Znaczący postęp dokonał się przy wprowadzeniu nowego detektora DELCO w SPEAR [43,44]. W referacie wygłoszonym na Konferencji Foton-Lepton w Hamburgu w roku 1977 Kirkby powiedział:

„Porównanie przypadków zawierających tylko dwa ślady (z których tylko jeden należy do elektronu) z hipotezą ciężkiego leptonu nie wykazuje niezgodności. Nie zbadano jeszcze hipotez alternatywnych.”

Detektor Mark I również został udoskonalony dzięki pracom zespołu E ze SLAC-u oraz grupy z Lawrence Berkeley Laboratory pod kierownictwem Angeli Barbaro-Galtieri. Niektórzy z uczestników eksperymentów przy detektorze Mark I przeszli do pracy nad budową detektora Mark II. Przy detektorze Mark I zainstalowaliśmy ścianę detektorów kaskad elektromagnetycznych, zbudowanych ze szkła ołowiowego (rys. 9). Dzięki temu mogła powstać ważna praca „Produkcja



Rys. 8. Widma pędu mionów z anomalnych przypadków mionowych zarejestrowanych w detektorze PLUTO przy akceleratorze  $e^+e^-$  DORIS [42].



Rys. 9. Detektor Mark I uzupełniony o ścianę ze szkła ołowiowego, użyty przy zderzaczu SPEAR do poszukiwania anomalnych przypadków elektronowych.

par elektron–mion i elektron–hadron w zderzeniach  $e^+e^-$  [45]. W streszczeniu tej pracy czytamy:

„Zaobserwowaliśmy anomalne przypadki  $e-\mu$  i  $e$ -hadron w procesie  $e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$  oraz rozpadu  $\tau^\pm$  na leptony i hadrony. Przy założeniu, że jest to jedyne ich źródło, zmierzaliśmy częstotliwości rozpadu  $B(\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau) = (22.4 \pm 5.5)\%$  oraz  $B(\tau \rightarrow h + \text{cząstki obojętne}) = (45 \pm 19)\%$ .”

#### 14. Półleptonowe kanały rozpadu i poszukiwanie reakcji $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-$ oraz $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \rho^-$

W czasie konferencji Foton-Lepton w Hamburgu w roku 1977 mogłem już donieść w referacie „Przegląd dotyczący produkcji ciężkich leptonów w anihilacji  $e^+ e^-$ ” [46], że:

„a) Wszystkie dane dotyczące anomalnych przypadków  $e\mu$ ,  $e\chi$ ,  $ee$  i  $\mu\mu$  produkowanych w anihilacji  $e^+ e^-$  zgodne są z hipotezą istnienia naładowanego leptonu  $\tau$  o masie  $1.9 \pm 0.1 \text{ GeV}/c^2$ .

b) Dane te nie dają się zinterpretować jako pochodzące z rozpadów cząstek powabnych.

c) Zaobserwowano wiele oczekiwanych kanałów rozpadu  $\tau$ . Poważnym problemem jest sprawa istnienia rozpadu  $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-$ .”

Obserwacja anomalnych przypadków mionowych i elektronowych wykazała, że całkowita częstość rozpadów  $\tau$  na hadrony, czyli na kanały półleptonowe, zgadzała się z grubsza z przewidywaniami. Jeżeli jednak  $\tau$  rzeczywiście miał być sekwencyjnym ciężkim leptonem, powinny istnieć również dwa istotne kanały rozpadu:  $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-$  oraz  $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \rho^-$ .

Po pierwsze, częstość rozpadu

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \pi^- \quad (19a)$$

można obliczyć na podstawie częstości rozpadów

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (19b)$$

i wynosi ona

$$B(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-) \approx 10\% . \quad (19c)$$

Po wtóre, częstość rozpadu

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \rho^- \rightarrow \nu_\tau + \pi^- + \pi^0 \rightarrow \nu_\tau + \pi^- + \gamma + \gamma \quad (20a)$$

można obliczyć na podstawie przekroju czynnego dla reakcji

$$e^+ + e^- \rightarrow \rho^0 \quad (20b)$$

i wynosi ona

$$B(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \rho^-) \approx 20\% . \quad (20c)$$

Trudność znalezienia w latach 1977–79 kanałów rozpadu (19a) i (20a) wynikała ze słabej wydajności rejestracji fotonów w ówczesnych detektorach. Jeżeli w procesie (20a) fotony  $\gamma$  nie zostają zarejestrowane, wówczas nie sposób rozróżnić sygnałów  $\pi$  i  $\rho$ . Rozdzielenie tych kanałów udało się chyba po raz pierwszy dzięki zastosowaniu detektora Mark I ze ścianą szkła ołowiowego. Na hamburskiej konferencji Angela Barbaro-Galtieri [47] doniosła, iż

$$B(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-)/B(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \rho^-) = 0.44 \pm 0.37 .$$

Stopniowo eksperymentatorzy dokładniej poznawali wydajność rejestracji fotonów w swoich detektorach. Wprowadzano też nowe detektory, o podwyższonej wydajności rejestracji  $\gamma$ , jak np. Mark II. W naszym zespole pierwsze potwierdzenie znaczącej roli rozpadu  $\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \pi^-$  opisane zostało w nocie roboczej z dnia 7 marca 1978 r., autorstwa Gail Hanson [48].

W ciągu następnego roku rozpad  $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-$  został wykryty w doświadczeniach z detektorami PLUTO, DELCO i Mark I ze ścianą ołowiową. Podsumowanie wyników przedstawia tab. 4, zestawiona przez Gary'ego Feldmana [49] w jego przeglądowym referacie na temat fizyki anihilacji  $e^+ e^-$  na XIX Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii. Wartość średnia częstości rozpadu podana w tab. 4 jest o dwa standardowe odchylenia mniejsza od znanej dziś wartości ( $11.1 \pm 0.2$ )%, ale rzeczywiście już wtedy istnienie rozpadu  $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-$  zostało udowodnione.

Tabela 4. Wyniki pomiarów częstości rozpadu (w procentach) dla kanału  $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$  z końca roku 1978 [49].

Eksperyment	Kanał	Liczba przypadków	Tło	$B(\tau \rightarrow \pi \nu)$
SLAC-LBL	$x \pi$	$\approx 200$	$\approx 70$	$9.3 \pm 1.0 \pm 3.8$
PLUTO	$x \pi$	32	9	$9.0 \pm 2.9 \pm 2.5$
DELCO	$e \pi$	18	7	$8.0 \pm 3.2 \pm 1.3$
Mark II	$x \pi$	142	46	$8.0 \pm 1.1 \pm 1.5$
	$e \pi$	27	10	$8.2 \pm 2.0 \pm 1.5$
Średnia				$8.3 \pm 1.4$

W roku 1979 pojawiły się pierwsze publikacje, w których podano wyznaczone wartości  $B(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \rho^-)$ . Współpraca DASP pracująca przy akceleratorze  $e^+ e^-$  DORIS podała liczbę  $(24 \pm 9)\%$  [50], a współpraca Mark II liczbę

( $20.5 \pm 4.1$ )% [51]. Były to zgrubne pomiary, ale wyniki zgadzały się z oceną 20% z równania (20c). Obecnie zmierzono tę wielkość jako ( $24.8 \pm 0.2$ )%.

Z końcem roku 1979 wszystkie pomiary zgodne były z hipotezą, że  $\tau$  to ciężki lepton produkowany w znanych oddziaływaniach elektromagnetycznych, oraz że przynajmniej główne kanały rozpadu następowały na drodze konwencjonalnych oddziaływań słabych. I tak po 16 latach, od 1963 do 1979 r., zakończyła się historia poszukiwania, odkrycia i potwierdzenia istnienia leptonu tau.

## 15. Dziś i jutro fizyki tau

Od roku 1979 włożono ogrom pracy doświadczalnej i teoretycznej w badania nad fizyką tau. Aktualny przegląd stanu badań znaleźć można w pracach Weinsteina i Stroynowskiego [52], Montaneta [53] i mojej [54]. Sprawozdania z Trzecich Warsztatów na temat Fizyki Leptonu Tau w 1995 r. [55] stanowią istny skarbiec informacji i spekulacji dotyczących tau i neutrino tau. Aktywne programy badawcze dotyczące tau prowadzone są w Uniwersytecie Cornella przy zderzaczach  $e^+e^-$  CESR, w CERN-ie przy zderzaczach LEP, w SLAC-u przy zderzaczach SLC i w Instytucie Fizyki Wysokich Energii (IHEP) w Pekinie przy zderzaczach BEPC. Zgromadzone w tych doświadczeniach liczby rozpadów tau – 1000 do 10 000 i więcej – znacznie przewyższają statystyki, z jakimi mieliśmy do czynienia w epoce odkrycia tau. W CERN-ie już pracują, a w Fermilabie przygotowywane są eksperymenty, których celem jest wykrycie neutrino tau i poszukiwanie oscylacji między neutrino tau i neutrino innego rodzaju.

Dwa główne cele przyświecają tym badaniom. Jeden z nich to dowiedzieć się jak najwięcej o spodziewanym zachowaniu tau i neutrino tau. Drugim celem – a może tylko marzeniem – jest znalezienie jakiegoś nieoczekiwanego zachowania leptonu tau, takiego, które doprowadziłoby nas do głębszego zrozumienia cząstek i oddziaływań elementarnych. Tau jest znakomitym kandydatem do takich badań, ponieważ tau i neutrino tau są jedynymi cząstkami trzeciej generacji, które można badać w czystym, izolowanym stanie. Przypomnijmy tu, że zagadka elektron–mion, od której rozpoczęliśmy, wciąż pozostaje nie rozwiązana. Rozwinęła się ona w zagadkę elektron–mion–tau. Wciąż nie wiemy, dlaczego istnieją trzy leptony naładowane i dlaczego mają takie właśnie masy.

W przyszłości spodziewamy się kolejnego zwiększenia 10 do 100 razy liczby rejestrowanych tau. Posłużą do tego tzw. fabryki B, o wielkiej świetlności, budowane obecnie w SLAC-u i w KEK, oraz podwyższenie świetlności w zderzaczach CESR. Pojawia się też nadzieja na zbudowanie fabryki tau i powabu [56,57] w Instytucie Fizyki Wysokich Energii w Pekinie.

Miałem to szczęście, że niedawno temu wraz z kilkoma kolegami ze SLAC-u dołączyłem do współpracy CLEO przy zderzaczu CESR i dzięki temu mogę kontynuować badania leptonu tau. Nie mam na razie jakichś nowatorskich pomysłów na badania tau, ale wiem, że pomysły przychodzą mi do głowy, gdy zaczynam pracę doświadczalną.

Młodym ludziom rozpoczynającym dziś badania doświadczalne chciałbym na koniec przekazać, by nie zwracali zbytnej uwagi na spekulatywne koncepcje fizyczne ludzi z mego pokolenia. Jeżeli będziemy mieli jakieś naprawdę dobre pomysły, sami zajmiemy się ich realizacją.

Tłumaczyła *Helena Białkowska*  
Instytut Problemów Jądrowych  
Warszawa

### Literatura

- [1] M.L. Perl, I.I. Rabi, B. Senitzky, *Phys. Rev.* **97**, 838 (1955).
- [2] K.W. Lai, L.W. Jones, M.L. Perl, *Proceedings of the 1960 International Conference on Instrumentation in High Energy Physics*, red. C.E. Mauk, A.H. Rosenfeld, R.K. Wakerling (Interscience, New York 1961), s. 186.
- [3] D.E. Damouth, L.W. Jones, M.L. Perl, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 287 (1963).
- [4] M.L. Perl, L.W. Jones, C.C. Ting, *Phys. Rev.* **132**, 1252 (1963).
- [5] M.N. Kreisler i in., *Phys. Rev. Lett.* **16**, 1217 (1966).
- [6] G. Charpak i in., *Phys. Lett.* **1**, 16 (1962).
- [7] D. Wilkinson, H.R. Crane, *Phys. Rev.* **130**, 852 (1963).
- [8] F. Reines, C.L. Cowan, Jr., *Phys. Rev.* **92**, 830 (1953).
- [9] G. Danby i in., *Phys. Rev. Lett.* **9**, 36 (1962).
- [10] G.K. O'Neil i in., HEPL Report RX-1486 (1958).
- [11] W.C. Barber i in., *Phys. Rev. Lett.* **16**, 1127 (1966).
- [12] A. Barna i in., *Phys. Rev.* **173**, 1391 (1968).
- [13] Y.-S. Tsai, V. Whitis, *Phys. Rev.* **149**, 1348 (1966).
- [14] M.L. Perl, *Phys. Today*, July 1971, s. 34.
- [15] W.T. Toner i in., *Phys. Lett.* **36B**, 251 (1972).
- [16] T. Braunstein, *Phys. Rev. D* **6**, 106 (1972).
- [17] M.L. Perl, P. Rapidis, SLAC-PUB-1496 (1974), nie publikowane.
- [18] R.W. Ellsworth i in., *Phys. Rev.* **165**, 1449 (1960).
- [19] L. Camilleri i in., *Phys. Lett.* **23**, 153 (1969).
- [20] I. Kostoulas i in., *Phys. Rev. Lett.* **32**, 489 (1974).
- [21] Ya.B. Zel'dovich, *Soviet Phys. Uspekhi* **5**, 931 (1963).
- [22] E.M. Lipmanov, *JETP* **19**, 1291 (1964).
- [23] L.B. Okun, *Soviet Phys. JETP* **20**, 1197 (1965).

- [24] F.E. Low, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 238 (1965).
- [25] K.W. Rothe, A.M. Wolsky, *Nucl. Phys. B* **10**, 241 (1969).
- [26] G. Voss, *Proceedings of the International Conference on the History of Original Ideas and Basic Discoveries in Particle Physics*, red. H. Newman (Sicily 1994).
- [27] F.T. Howard, *Proceedings of the Sixth International Conference on High Energy Accelerators*, red. R.A. Mack (Cambridge 1967), s. B43.
- [28] D. Ritson, S. Berman, A. Boyarski, F. Bulos, E.L. Garwin, W. Kirk, B. Richter, M. Sands, Proposal for a High-Energy Electron-Positron Colliding-Beam Storage Ring at the Stanford Linear Accelerator Center (SLAC, Stanford 1964).
- [29] N. Cabibbo, R. Gatto, *Phys. Rev.* **124**, 1577 (1961).
- [30] Y.-S. Tsai, A.C. Hearn, *Phys. Rev.* **140**, 721 (1965).
- [31] Y.-S. Tsai, *Phys. Rev. D* **4**, 2821 (1971).
- [32] H.B. Thacker, J.J. Sakurai, *Phys. Lett.* **36B**, 103 (1971).
- [33] J.D. Bjorken, C.H. Llewellyn-Smith, *Phys. Rev. D* **7**, 887 (1973).
- [34] R.M. Larsen i in., SLAC Proposal SP-2 (1971).
- [35] V. Alles-Borelli i in., *Lett. Nuovo Cimento* **4**, 1156 (1970).
- [36] M. Bernardini, *Nuovo Cimento* **17A**, 383 (1973).
- [37] S. Orito i in., *Phys. Lett.* **48B**, 165 (1974).
- [38] M.L. Perl, *Proceedings of the Canadian Institute of Particle Physics Summer School*, red. R. Heinzl, B. Margolis (McGill University, Montreal 1975).
- [39] M.L. Perl i in., *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1489 (1975).
- [40] M. Cavalli-Sforza i in., *Phys. Rev. Lett.* **36**, 558 (1976).
- [41] G.J. Feldman i in., *Phys. Rev. Lett.* **38**, 117 (1977).
- [42] J. Burmester i in., *Phys. Lett.* **68B**, 297 (1977).
- [43] J. Kirkby, *Proceedings of the 1977 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, red. F. Gutbrod (Hamburg 1977), s. 3.
- [44] W. Bacino i in., *Phys. Rev. Lett.* **41**, 13 (1978).
- [45] A. Barbaro-Galtieri i in., *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1058 (1977).
- [46] M.L. Perl, *Proceedings of the 1977 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, red. F. Gutbrod (Hamburg 1977), s. 145.
- [47] A. Barbaro-Galtieri, *Proceedings of the 1977 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, red. F. Gutbrod (Hamburg 1977), s. 21.
- [48] G. Hanson, SLAC-LBL Collaboration Internal Note, March 7, 1978.
- [49] G.J. Feldman, *Proceedings of the XIX International Conference on High Energy Physics*, red. S. Hounma, M. Kawaguchi, H. Miyazawa (Tokyo 1978).
- [50] R. Brandelik i in., *Z. Physik C* **1**, 233 (1979).
- [51] G.S. Abrams i in., *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1555 (1979).
- [52] A.J. Weinstein, R. Stroynowski, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43**, 457 (1993).
- [53] L. Montanet i in., „Review of Particle Properties”, *Phys. Rev. D* **50**, 1173 (1994).
- [54] M.L. Perl, *Reflections on Experimental Science* (World Scientific, Singapore 1996).
- [55] Proceedings of the Third Workshop on Tau Lepton Physics, red. L. Rolandi, *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)* **40** (1995).
- [56] J. Kirkby, J.A. Rubio, *Particle World* **3**, 77 (1992).
- [57] M.L. Perl, L.V. Beers, *Proceedings of the Workshop on Tau-Charm Factory in the Era of B-Factories and CESR*, SLAC-451, red. L.V. Beers, M.L. Perl (SLAC, Stanford 1994).



**Eric D. Isaacs, Phil Platzman**

*AT&T Bell Laboratories*

*Murray Hill, New Jersey, USA*

## **Rozpraszanie niesprężyste promieni X przez układy fazy skondensowanej\***

### **Inelastic X-ray scattering in condensed matter systems**

*Abstract:* Advances in synchrotron sources of hard x rays promise to open a new frontier in the use of inelastic scattering to probe eV and sub-eV electronic excitations in simple and complex solids and liquids.

#### **1. Wstęp**

Znaczną część obecnej wiedzy o cechach mikroskopowych niezmiernie różnorodnych układów fazy skondensowanej zawdzięczamy badaniom rozproszeniowym. Proste, lecz fascynujące materiały, jak stały i ciekły hel, metale przejściowe (jak np. żelazo i nikiel), półprzewodniki (jak np. krzem i arsenek galu), złożone tlenki (jak np.  $V_2O_3$  i nadprzewodniki wysokotemperaturowe), wreszcie jeszcze bardziej złożone ciała stałe (jak np. kryształy protein) – wszystkie były badane przy użyciu rozmaitych metod wykorzystujących rozpraszanie.

Wartości energii wzbudzenia wchodzące w grę w układach fazy skondensowanej obejmują zakres od dziesiątków milielektronowoltów do dziesiątków elektronowoltów, przy czym osobnym przypadkiem są procesy bez przekazu energii. W tym granicznym przypadku, z zależności przekroju czynnego na rozpraszanie od kąta możemy uzyskać transformatę Fouriera statycznego rozkładu przestrzennego atomów tworzących układ fazy skondensowanej. W idealnym kryształcie takie rozpraszanie nazywamy braggowskim.

---

\* Artykuł, opublikowany w *Physics Today* 49, nr 2, 40 (1996), został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy [Translated with permission. Copyright ©1996 by American Institute of Physics] (przyp. Red.).

W gruncie rzeczy to właśnie wzbudzenia pozwalają nam określić wszystko, co chcemy wiedzieć o układzie – jego barwę, własności cieplne, magnetyczne, elektryczne, stan skupienia itd. W związku z ogromną różnorodnością wzbudzeń, od fononów poprzez plazmony do magnonów, oraz związaną z nimi niewiarygodną rozpiętością wartości pędów i energii, należy odpowiednio dobrać metodę badawczą. Jednakże można z pewnością stwierdzić, że do badań układów fazy skondensowanej w skali odległości atomowych najlepiej nadaje się rozpraszanie neutronów i promieniowania rentgenowskiego.

Wszystkie badania rozpraszania promieni X w ostatnich stu latach, z niewieloma wyjątkami, dotyczyły rozpraszania sprężystego. Jest ono procesem spójnym, co oznacza, że jest bardzo intensywne i ograniczone do pewnych kątów; można je łatwo zaobserwować przy użyciu niemal każdego źródła. Natomiast rozpraszanie niesprężyste jest słabe, bez wyraźnej zależności kątowej, trudne do rozdzielania, i tylko nieliczne zespoły, które korzystają ze źródeł rentgenowskich z wirującą anodą, prowadzą użyteczne badania. Od co najmniej 20 lat jest sprawą jasną, że do przeprowadzenia tego typu pomiarów niezbędne są nowe rodzaje bardzo intensywnych źródeł, dających wiązkę o dobrej kolimacji i z możliwością wyboru długości fali.

Wysokoenergetyczne elektrony, krążące w pierścieniu akumulacyjnym akceleratora, wypromieniowują ogromne ilości energii w wąskich, bardzo skolimowanych wiązkach. To promieniowanie – promieniowanie synchrotronowe – odznacza się szerokim widmem energii, rozciągającym się aż do zakresu twardego promieniowania rentgenowskiego, jest spolaryzowane i łatwo z niego wybrać fale o odpowiedniej długości. W ostatnich kilkunastu latach źródła synchrotronowe dokonały w dziedzinie badań rentgenowskich rewolucji analogicznej do przełomu w badaniach rozpraszania ramanowskiego po zastosowaniu w nich źródeł laserowych. Najwcześniejsze eksperymenty ramanowskie były wykonywane przy użyciu lamp rtęciowych i światła słonecznego. Lasery są znacznie jaśniejsze i umożliwiają przeprowadzanie nowych rodzajów pomiarów rozpraszania światła. Źródła synchrotronowe są znacznie intensywniejsze od konwencjonalnych lamp z wirującą anodą i także otwierają możliwości nowych eksperymentów z lepszą zdolnością rozdzielczą.

## 2. Kinematyka rozpraszania

W badaniach rozpraszania stosuje się wiązkę światła widzialnego, promieni X, neutronów, elektronów lub innych cząstek, zmonochromatyzowaną tak, by miała określony wektor falowy  $k_1$ , częstość  $\omega_1$ , polaryzację, spin i tak dalej. Stan końcowy wiązki po rozproszeniu, z dala od badanej próbki, jest opisany przez  $k_2$ ,

$\omega_2$  itd. Pęd i energia przekazane układowi fazy skondensowanej, czyli wzbudzeniom, wynoszą odpowiednio  $\hbar\mathbf{k} = \hbar(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1)$  oraz (dla promieniowania elektromagnetycznego)  $\hbar\omega = \hbar(\omega_2 - \omega_1)$ .

Zakres wartości przekazu pędu i energii, możliwy do zmierzenia w konkretnym doświadczeniu, jest całkowicie określony przez kinematykę rozpraszania, to znaczy przez energię i pęd wiązki przed i po procesie rozpraszania. Maksymalna wartość przekazu pędu jest zawsze mniejsza od podwojonego pędu wiązki padającej, minimalny przekaz pędu może być bardzo mały. Wielkość  $k_{\min}$  jest określona przez najmniejszy kąt rozproszenia<sup>1</sup>  $2\theta$ , dla którego można przeprowadzić pomiar, ponieważ  $k = 2k_1 \sin \theta$  oraz  $k_1 = 2\pi/\lambda_1$ , gdzie  $k = |\mathbf{k}|$ .

Maksymalny przekaz energii jest w oczywisty sposób równy energii rozpraszanych fal, a jego wartość minimalna jest związana z energetyczną zdolnością rozdzielczą użytego spektrometru i jasnością źródła. Dla rozpraszania sprężystego  $\hbar\omega = 0$ .

Rozpraszanie sprężyste jest spójne, więc amplitudy wielu fal zgodnych w fazie mogą się zsumować, jeśli przekaz pędu przybierze szczególną wartość  $\hbar\mathbf{k} = \hbar\mathbf{k}_N$ , gdzie  $\mathbf{k}_N$  jest wektorem sieci odwrotnej w przypadku, gdy próbka jest idealnie okresowym kryształem. Zatem dla ustalonej energii i kierunku wiązki padającej przekrój czynny może być bardzo duży. Wiązka rozproszona ma taką samą energię, jak wiązka padająca, i istnieje taki kąt  $\theta_B$ , zwany kątem Bragga, że

$$k_N = 2k_1 \sin \theta_B . \quad (1)$$

Wartość przekroju czynnego oraz rozbieżność kątowa wiązki rozproszonej zależą od liczby atomów biorących udział w rozpraszaniu (którą z kolei określa stopień doskonałości kryształu), od długości osłabienia (ekstynkcji) promieniowania rentgenowskiego o energii bliskiej energii rozpraszania braggowskiego, oraz od pochłaniania promieni X przez elektrony w ciele stałym.

W typowym ciele stałym można z dobrym przybliżeniem rozróżnić dwa rodzaje elektronów: zewnętrzne, czyli walencyjne, które są szczególnie interesujące ze względu na niewielkie wartości energii wzbudzenia, oraz elektrony w rdzeniach atomowych, o energii wiązania co najmniej 100 eV. Elektrony rdzeni odgrywają decydującą rolę w rozpraszaniu sprężystym i absorpcji twardych promieni X. Struktura subtelna ich wysokoenergetycznego widma wzbudzeń (obejmujących

<sup>1</sup> Autorzy oznaczają kąt rozproszenia jako  $\theta$ , w związku z czym w oryginalnej wersji artykułu wzór na wartość przekazu wektora falowego jest nieco inny:  $k = 2k_1 \sin \theta/2$ . W konsekwencji dla próbek krystalicznych zapisują równanie (1), czyli warunek Bragga, w postaci:  $k_N = 2k_1 \sin \theta_B/2$ , nazywając przy tym niepoprawnie  $\theta_B$  kątem Bragga (w rzeczywistości kątem Bragga jest wówczas  $\theta_B/2$ ). W opisie rozpraszania powiązanego z dyfrakcją na kryształach wygodniejsze jest oznaczanie kąta rozproszenia przez  $2\theta$  i takie właśnie oznaczenie przyjęto w niniejszym tłumaczeniu (przyj. tłum.).

także część elektronów walencyjnych) może być interesująca, ale nie jest najważniejsza w badaniach własności materiałów.

W niemal wszystkich ciałach stałych koncentracja elektronów walencyjnych  $n$  jest rzędu  $10^{23} \text{ cm}^{-3}$ , a średnia droga swobodna dla nierezonansowego rozpraszania niesprężystego  $(n\sigma_T)^{-1}$  wynosi w przybliżeniu 100 cm ( $\sigma_T$  oznacza przekrój czynny na jeden elektron dla rozpraszania thomsonowskiego). Ponieważ dla promieni X o energii 10 keV długość absorpcji w typowym metalu przejściowym, jak nikiel, wynosi 1  $\mu\text{m}$ , więc względna liczba fotonów rentgenowskich rozproszonych niesprężysto w pełny kąt bryłowy jest bardzo mała – rzędu  $10^{-6}$ . Ta niewielka wartość niesprężystego przekroju czynnego, rozmycie kątowe i widmowe rozpraszania, jak też bardzo wysokie wymagania co do zdolności rozdzielczej względem energii sprawiają, że pomiary niesprężystego rozpraszania promieniowania rentgenowskiego są trudne. Właśnie dlatego wykonano ich dotychczas bardzo niewiele i dlatego potrzebne są źródła nowego typu.

Z punktu widzenia kinematyki neutrony bardzo dobrze pasują do długości i częstości wchodzących w grę w fazie skondensowanej. Typowy neutron z reaktora ma energię 10 meV i wektor falowy  $2 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$ . Pomiary o umiarkowanej zdolności rozdzielczej w najbardziej interesującym zakresie energii (0.1 – 10 meV) oraz zmian wektora falowego ( $2 \times 10^6 - 10^9 \text{ cm}^{-1}$ ) są zatem stosunkowo łatwe do przeprowadzenia. Jeśli porównamy rozpraszanie neutronów z rozpraszaniem światła, od razu zobaczymy różnice. Dla rozpraszania światła  $\hbar\omega_1 \approx 1 \text{ eV}$  i  $k_1 \approx 10^5 \text{ cm}^{-1}$ . Z powodu skrajnie dużej jasności ( $10^{18}$  fotonów/s) i spójności źródeł laserowych dostępne są wszystkie interesujące wartości energii ( $10^{-15} \text{ eV} < \hbar\omega < 1 \text{ eV}$ ), ale przekaz pędu jest ograniczony do  $k < 2 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ , co jest wartością bardzo małą dla większości ciał stałych.

Typowe promienie X mają energię 10 keV i wektor falowy  $10^9 \text{ cm}^{-1}$ . Łatwo jest zatem osiągnąć dowolną wartość zmiany wektora falowego z interesującego zakresu ( $10^6 - 10^9 \text{ cm}^{-1}$ ), lecz dostęp do niewielkich wartości przekazu energii jest trudny, ponieważ energia początkowa jest tak wielka. Przykładowo, aby zmierzyć przekaz energii ok. 1 eV, a więc o wartości ledwie odpowiadającej wartościom typowym dla układów fazy skondensowanej, konieczna jest rozdzielczość względna rzędu 0.01%.

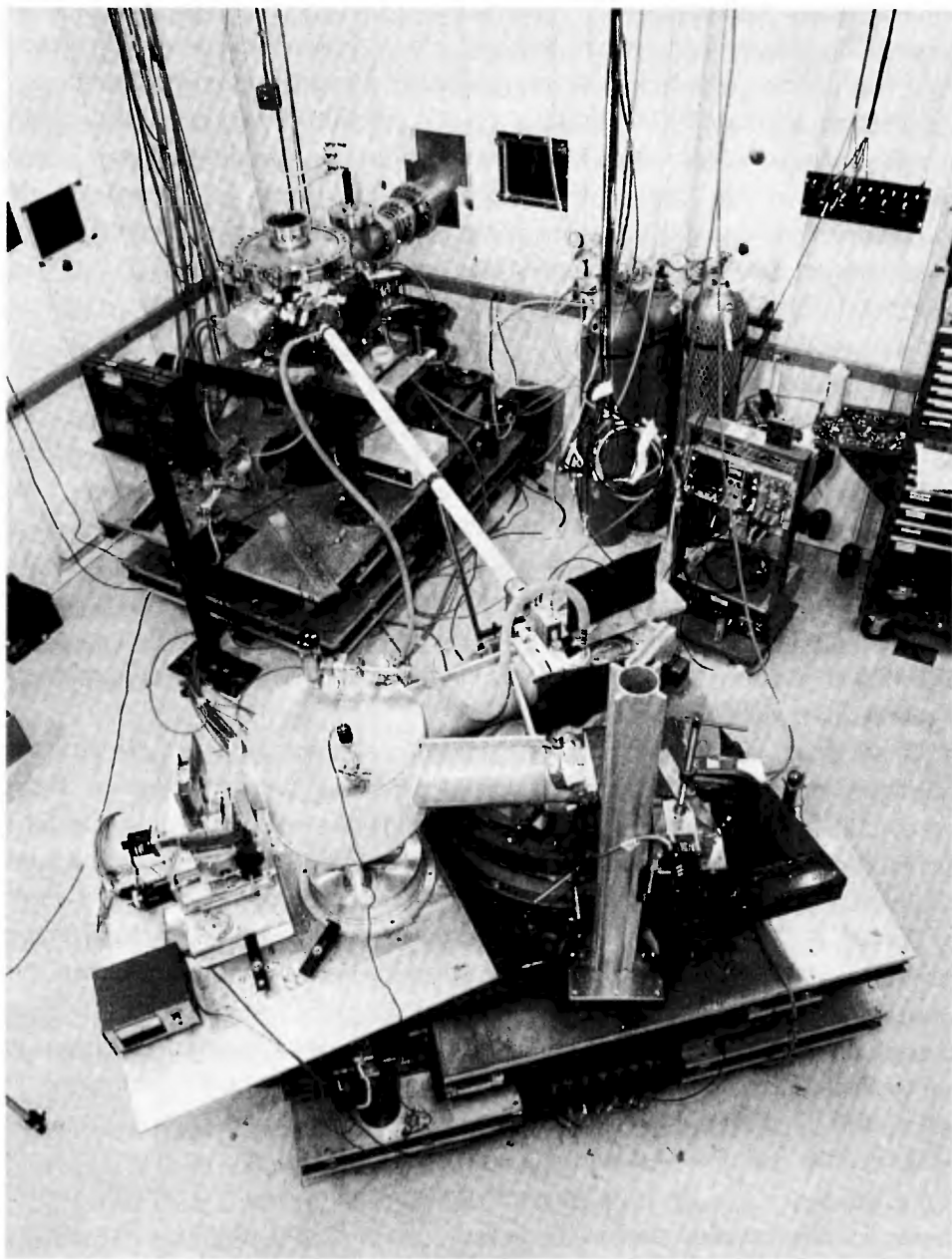
Niesprężyste rozpraszanie promieni X jest bezsprzecznie idealną metodą badania widma wzbudzeń elektronów o niewielkich wartościach  $\hbar k$ . Niemniej jednak, choć promienie X zostały odkryte przed 100 laty, przeprowadzono dotychczas bardzo niewiele pomiarów tego rodzaju. W gruncie rzeczy dość łatwo zrozumieć przyczyny tej pozornej sprzeczności i uświadomić sobie, dlaczego stoimy obecnie na początku nowej ery (patrz inne artykuły o promieniach X i fazie skondensowanej w *Physics Today* z listopada 1995 r., s. 34 i 42).

Do opisu oddziaływania pomiędzy promieniowaniem a fazą skondensowaną w pomiarach tzw. słabego rozpraszania można stosować najniższy rząd rachunku zaburzeń – przybliżenie Borna. W tym przypadku przekrój czynny na rozpraszanie jest ściśle związany z funkcją korelacji układu w nieobecności promieniowania. Dzięki temu możemy jakościowo interpretować wyniki pomiarów i unikamy konieczności uwzględnienia na przykład zjawisk wielokrotnego rozpraszania, typowych dla pomiarów strat energii elektronów, albo wysoce niepożądanych zjawisk związanych ze stanem końcowym w metodach fotoemisji i spektroskopii głębokich poziomów. Niesprężyste rozpraszanie promieni X należy do zjawisk o małym natężeniu i jest dzięki temu odpowiednim narzędziem badawczym.

### 3. Nowe źródła promieni X

Od najwcześniejszych eksperymentów Wilhelma Conrada Röntgena po najnowsze czasy promienie X wytwarzano w najprostszy sposób przez przyspieszanie wiązki elektronów do energii kinetycznej ponad 20 keV i skierowanie jej na tarczę metalową, np. miedzianą [1]. Fotony promieniowania charakterystycznego z takiej tarczy mają energię około 8 keV z rozrzutem zaledwie 2.5 eV, a ich rozkład przestrzenny jest z grubsza izotropowy. Całkowity pobór mocy najbardziej intensywnych lamp rentgenowskich jest mniejszy od 100 kW, a łączna moc promieni X emitowanych w pełny kąt bryłowy jest mniejsza niż 1 W. Źródła te nie odznaczają się zatem zbyt wielką jasnością.

W ostatnich latach elektronowe pierścienie akumulacyjne umożliwiły dostęp do nowych, dużo intensywniejszych źródeł promieni X (patrz *Physics Today* ze stycznia 1994, s. 18 i z maja 1995, s. 59). Względnie wysoka jasność źródeł synchrotronowych [2] (wyrażona w fotonach na steradian i na zakres widma energii) umożliwi osiągnięcie bardzo wysokiej względnej energetycznej zdolności rozdzielczej ( $\delta(\hbar\omega) \leq 0.1$  eV) dla szerokiego zakresu bezwzględnych wartości przekazu energii ( $\hbar\omega < 10^3$  eV). Zarazem dzięki wysokiej jasności naukowcy będą dysponowali strumieniami fotonów, docierającymi do próbki, o całe rzędy większymi niż osiągalne obecnie ze źródeł konwencjonalnych. Dwa spośród głównych urządzeń to Narodowe Źródło Światła Synchrotronowego (National Synchrotron Light Source, NSLS) w Narodowym Laboratorium w Brookhaven (rys. 1) oraz Nowoczesne Źródło Światła (Advanced Light Source, ALS) w Narodowym Laboratorium Lawrence'a w Berkeley (promieniowanie miękkie). Urządzenia następnej generacji, a mianowicie Europejskie Laboratorium Promieniowania Synchrotronowego (European Synchrotron Radiation Facility, ESRF) w Grenoble, Nowoczesne Źródło Fotonów (Advanced Photon Source, APS) w Narodowym Laboratorium w Argonne oraz SPring-8 w pobliżu Himeji (Japonia) są aktualnie w fazie roz-

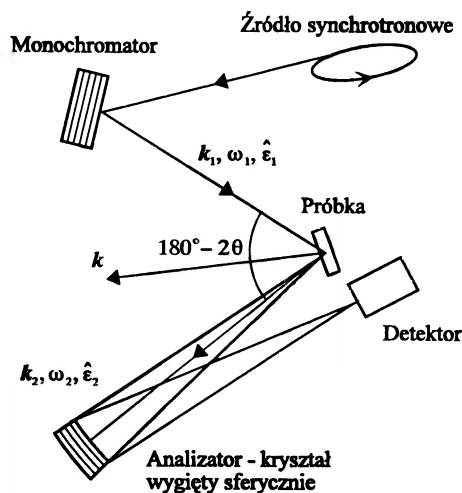


Rys. 1. Spektrometr niesprężystego rozpraszania promieni X korzystający z Narodowego Źródła Światła Synchrotronowego w Brookhaven.

ruchu. Będą one jeszcze jaśniejszymi źródłami twardego promieniowania rentgenowskiego.

#### 4. Aparatura pomiarowa

Typowy spektrometr rozpraszania niesprężystego (rys. 2) jest przyrządem trójosiowym, zawierającym dwa układy optyczne i detektor. Pierwszym układem jest kryształ monochromatora, który wybiera z „białego” widma promieniowania ze źródła synchrotronowego i przepuszcza do próbki fotony z wąskiego, regulowanego zakresu energii o szerokości  $\delta(\hbar\omega_1)$  i maksimum dla energii  $\hbar\omega_1$ . Drugim elementem optycznym jest kryształ analizatora, który skupia na detektorze promieniowanie rozproszone niesprężysto na próbce [3].



Rys. 2. Typowy spektrometr rozpraszania niesprężystego ma trzy osie – dwie dla elementów optycznych, jedną dla próbki.

Można wyróżnić dwa zasadnicze przyczynki do energetycznej zdolności rozdzielczej monochromatora. Pierwszy pochodzi od własnej szerokości kątowej odbicia braggowskiego w kryształach o wysokim stopniu doskonałości. Owa niezerowa szerokość, która jest związana ze skończoną głębokością wnikania w zakresie całkowitego odbicia, jest opisywana przez tzw. długość ekstynkcji, która zależy tylko od rodzaju materiału krystalicznego (np. krzem lub german), energii fotonów oraz rzędu odbicia braggowskiego. Przykładowo, dla odbicia (444) w kryształach Si i dla  $\hbar\omega_1 = 8$  keV długość ekstynkcji wynosi  $31 \mu\text{m}$ , co daje własną rozdzielczość energetyczną około 40 meV. Drugi przyczynnik związany jest z rozbieżnością ką-

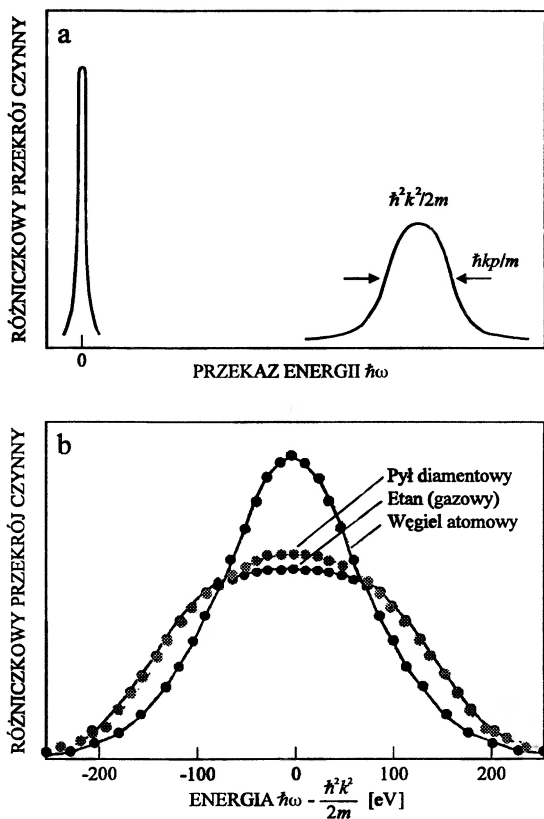
tową wiązki synchrotronowej  $\delta\theta$ ; na podstawie warunku Bragga odpowiada to rozrzutowi energii  $\delta(\hbar\omega_1)/(\hbar\omega_1) = \text{ctg } \theta_B \delta\theta$ , gdzie  $\theta_B$  jest kątem Bragga dla monochromatora. Ponieważ dla współczesnych źródeł takich jak NSLS,  $\delta\theta$  wynosi około 0.2 mrad, ów rozrzut energii jest znacznie większy niż własna szerokość energetyczna dla Si(444), z wyjątkiem ustawienia monochromatora bardzo bliskiego rozpraszaniu wstecz, gdy  $\text{ctg } \theta_B \ll 1$ . Źródła synchrotronowe następnych generacji będą znacznie jaśniejsze, o mniejszej rozbieżności kątowej wiązki, będą zatem umożliwiały lepsze wykorzystanie idealnych kryształów jako monochromatorów.

Jeśli chodzi o analizator, to zauważmy, że promieniowanie rozproszone obejmuje kąt bryłowy  $4\pi$  steradianów, ponieważ rozpraszanie niesprężyste jest niespójne. Potrzebny jest zatem analizator, który mógłby je zbierać ze stosunkowo dużego kąta bryłowego. Jednakże warunek, by zdolność rozdzielcza była jak największa, ogranicza ten kąt do rozmiarów (kilka stopni)  $\times$  (kilka stopni), ponieważ widmo w ciele stałym jest scharakteryzowane w skali długości przez odległości między elektronami walencyjnymi (ok.  $2 \times 10^{-8}$  cm). Najczęściej spotykanym układem analizatora wysokorozdzielczego ( $\leq 1$  eV) jest (jak pokazano na rys. 2) duży (około  $50 \text{ cm}^2$ ), idealny monokryształ, wygięty sferycznie z promieniem krzywizny 1 metra, który istotnie obejmuje wymagany zakres kilku stopni. Jeśli płaszczyzny braggowskie są równoległe do powierzchni kryształu, to taki analizator można uważać za selektywne rentgenowskie zwierciadło kuliste. Tak więc wytwarza on w detektorze monochromatyczny (tj. pochodzący od jednej częstotliwości) obraz źródła, a całe widmo można otrzymać przestrajając częstość promieniowania padającego. Jeśli wybierzemy  $\omega_1$  tak, by kryształ analizatora odbijał promieniowanie wstecz, to analizator może osiągnąć swą pełną zdolność rozdzielczą. Taka konfiguracja jest optymalna, gdy zdolność rozdzielcza monochromatora jest taka sama, jak analizatora. Ponieważ pomiar wykonujemy tylko dla jednej wartości energii  $\hbar\omega$ , sygnał jest słaby, a ponieważ na ogół chcemy pomiar powtórzyć dla wielu wartości  $\hbar\omega$ , zarejestrowanie widma rozpraszania niesprężystego może zająć kilkanaście godzin.

## 5. Analiza ilościowa rozpraszania

Choć obecnie sytuacja zmienia się szybko, dotychczas było tylko kilka ciekawych pomiarów rozpraszania niesprężystego na elektronach walencyjnych (przykład dla dużego  $k$  – patrz rys. 3). Niemal wszystkie były wykonane dla kryształów o słabej absorpcji (niewielkie  $Z$ ) i przy bezwzględnej rozdzielczości energetycznej mniejszej niż 1 eV. Niska zdolność rozdzielcza w ostatecznym rozrachunku ogranicza jakość informacji, które możemy uzyskać z wyników pomiarów. Pomimo tych





Rys. 3. Profile komptonowskie dla węgla: a) Linia rozpraszania sprężystego ( $\hbar\omega = 0$ ) oraz maksimum komptonowskie, przesunięte w stosunku do niej o wartość energii odrzutu  $\hbar\omega = \hbar^2 k^2 / 2m$ . Szerokość profilu komptonowskiego jest wyznaczona przez przesunięcie dopplerowskie rozpraszanych elektronów  $\hbar k v$ , gdzie  $v = p/m$ . b) Profile komptonowskie czterech elektronów zewnętrznzych w atomie węgla dla trzech różnych otoczeń: węgla atomowego, diamentu w fazie skondensowanej oraz gazowego etanu. Te trzy widma wskazują – co jest niespodzianką – że elektrony walencyjne są bardziej zlokalizowane w ciele stałym niż w pojedynczym atomie [9].

ograniczeń uzyskano wiele danych ogólnych o strukturze elektronowej niewielkiej liczby prostych materiałów. Jednakże nie udało się dowiedzieć praktycznie niczego o zmianach wzbudzeń elektronów w skali odległości międzyelektronowej podczas przemiany fazowej ciała stałego.

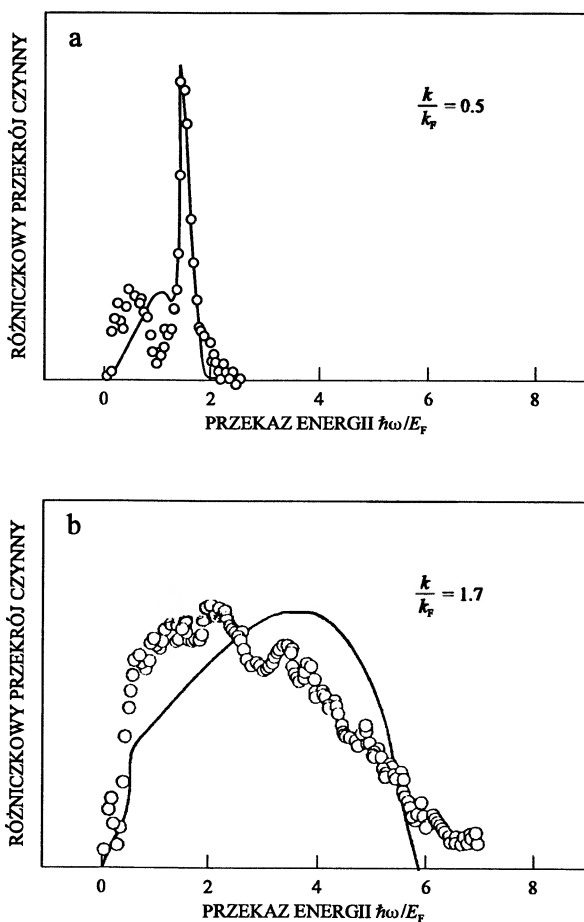
Z dokładnością do niewielkich, choć interesujących efektów magnetycznych, różniczkowy przekrój czynny dla nierezonansowego rozpraszania sprężystego na elektronach walencyjnych jest proporcjonalny do dynamicznego czynnika struk-

tury ładunku  $S(\mathbf{k}, \omega)$ . W celu omówienia fizycznych własności tego czynnika wygodnie jest rozpatrzeć kształt widma dla ustalonych wartości bezwymiarowego parametru  $ka$ , gdzie  $a$  jest typową wartością odległości między elektronami.

Dla niewielkiego przekazu pędu ( $ka \ll 1$ ), w tak zwanym przypadku kolektywnym, charakter walencyjnego rozpraszania niesprężystego zależy od interferencji promieniowania rozproszonego przez wiele elektronów. Ponieważ istotne są duże odległości (małe  $k$ ), to jeśli chcemy uzyskać dokładny opis widma, musimy uwzględnić oddziaływanie kulombowskie par elektron–dziura, które wzbudzamy, z innymi elektronami w badanym materiale. Ponieważ oddziaływanie kulombowskie jest dalekozasięgowe, bez jego uwzględnienia nie jest nigdy możliwy opis walencyjnego rozpraszania niesprężystego dla małych wartości  $k$ . Dla niewielkich przekazów pędu istnieje dość dokładna teoria mikroskopowa zwana przybliżeniem chaotycznych faz (random phase approximation, RPA [4]), która precyzyjnie opisuje wpływ oddziaływania kulombowskiego. Metoda RPA daje także dokładny opis walencyjnego rozpraszania niesprężystego dla średnich wartości pędu (tzn. gdy  $ka \approx 1$ ), jeśli badany materiał jest słabo oddziaływającą cieczą. Dla układów metalicznych w temperaturze zera bezwzględnej „słabo oddziaływający” oznacza, że średnia energia potencjalna oddziaływania  $\langle V \rangle \approx e^2/a$  jest mała w porównaniu do średniej energii kinetycznej  $\langle E_k \rangle \approx \hbar^2/(2ma^2)$ , czyli ich stosunek  $r_s = 2me^2a/\hbar^2 \ll 1$ . Dla układów metalicznych występujących w przyrodzie  $2 < r_s < 4$  i ciecz elektronowa (dla  $ka \approx 1$ ) nie jest opisana ilościowo przez żadną teorię.

W prostych metalach, jak beryl, lit i glin, w których przejścia międzypasmowe nie są zbyt silne, dalekozasięgowe oddziaływania kulombowskie prowadzą do kolektywnych wzbudzeń gęstości ładunku, które mają ściśle określoną energię [4]. Wzbudzenia te są zwane plazmonami. Energia plazmonu dana jest w przybliżeniu wzorem  $\hbar\omega_p = \hbar\sqrt{4\pi ne^2/m}$ . Dla litu  $\hbar\omega_p \approx 7.1$  eV; dla glinu  $\hbar\omega_p \approx 15.3$  eV. Ze wzrostem wartości  $k$  kolektywne wzbudzenie plazmonowe rozmywa się w kierunku wyższych wartości energii oraz poszerza się. Obie te cechy zależą w nietrywialny sposób od współoddziaływania struktury pasmowej i zjawisk związanych z krótkozasięgowymi oddziaływaniami pomiędzy elektronami [5].

Rysunek 4 pokazuje widma rozpraszania niesprężystego metalicznego glinu dla dwóch różnych przekazów pędu [6], zmierzone z rozdzielczością 1.5 eV. Przekaz energii oraz przekaz pędu podane są odpowiednio w stosunku do energii Fermiego  $E_F = 11.6$  eV oraz wektora falowego Fermiego  $k_F = 1.8 \times 10^8$  cm<sup>-1</sup>. Ponieważ glin jest metalem zawierającym elektrony swobodne, wykazuje on ostre maksimum plazmonowe, które jest widoczne na rys. 4a dla przekazu energii  $\hbar\omega/E_F = 1.5$  (tzn.  $\hbar\omega = 17$  eV). Maksimum to ulega rozmyciu proporcjonalnie do kwadratu przekazu pędu. Krzywa teoretyczna, obliczona metodą RPA, zgadza się dobrze



Rys. 4. Widmo niesprężystego rozpraszania promieni X na atomach glinu dla różnych wartości przekazu pędu. Linie ciągłe w a) i b) zostały obliczone na podstawie przybliżenia faz chaotycznych, a następnie splecione ze zmierzoną funkcją rozdzielczości aparaturowej. Linia plazmonowa na rys. a) jest dodatkowo poszerzona o 0.6 eV, co odpowiada skończonemu czasowi życia [6].

z wynikami pomiaru w otoczeniu energii plazmonu, a gorzej w niskoenergetycznej części widma, gdzie należałoby oczekiwać niewielkiego maksimum, związanego ze wzbudzeniami o niewielkiej energii przy powierzchni Fermiego. Rysunek 4b pokazuje dość niewyraźne podwójne maksimum, którego dokładne pochodzenie fizyczne jest przedmiotem sporów. Widmo doświadczalne w oczywisty sposób nie jest zgodne z przybliżeniem chaotycznych faz, pokazanym w formie linii ciągłej. Jest rzeczą interesującą, że odpowiednie widma dla krystalicznego krzemu wykazują bardzo podobne cechy (z plazmonem dla  $\hbar\omega \approx 20$  eV), choć jest on

półprzewodnikiem z przerwą energetyczną rzędu 1 eV. W skali tak dużych energii krzem wygląda jak zwykły metal z czterema elektronami przypadającymi na jeden atom.

Niedawno po raz pierwszy zaobserwowano (dla  $V_2O_3$ ) zmianę widma ciała stałego w zakresie małych i średnich wartości  $ka$  [7]. Trójtlenek wanadu z niewielkim dodatkiem chromu podlega w temperaturze 170 K przejściu od paramagnetycznego metalu do antyferromagnetycznego izolatora. Widmo izolatora pokazane jest na rys. 5a. Rozmycie głównego maksimum, pochodzącego od rozpraszania sprężystego, oraz dodatkowe maksimum dla przekazu energii 9 eV nie występują dla metalu. Rozmycie przypisuje się otwarciu tzw. przerwy izolacyjnej Motta-Hubbarda; drugie maksimum jest związane, jak się wydaje, ze szczególnym rodzajem ekscytonu, który w metalu jest skutecznie ekranowany. Wyższe maksimum, obecne zarówno w metalu (rys. 5b), jak i w izolatorze, jest związane z plazmonem podobnym do pokazanego na rys. 4.

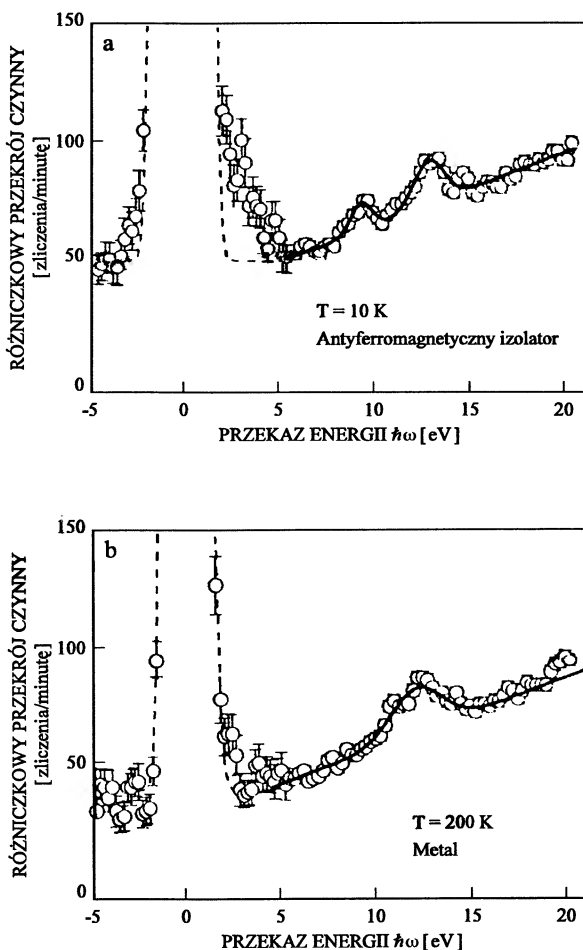
Dla rozpraszania niesprężystego przy bardzo dużych wartościach przekazu pędu ( $ka \gg 1$ ) nie dochodzi praktycznie do interferencji pomiędzy falami rozproszonymi przez poszczególne elektrony. W tym przypadku, zwanym rozpraszaniem komptonowskim, można łatwo przedyskutować postać funkcji  $S(\mathbf{k}, \omega)$ , ponieważ z doskonałym przybliżeniem rozpraszanie przebiega tak, jak na pojedynczym elektronie w badanym ciele stałym. Można pokazać, że wpływ wszystkich pozostałych elektronów oraz rdzeni jonowych w ciele stałym jest równoważny przypisaniu rozpraszającemu elektronowi pewnego prawdopodobieństwa  $n(\mathbf{p})$ , że ma on pęd  $\mathbf{p}$ .

Gdyby nasz jednoelektronowy obraz rozpraszania był prawidłowy, to z zasad zachowania energii i pędu (przypomnijmy, że przekaz pędu wynosi  $\hbar\mathbf{k}$ ) wynikałoby, że dla jednego elektronu o pędzie  $\mathbf{p}$  przekazaną energię można obliczyć jako

$$\hbar\omega = (\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k})^2/2m - p^2/2m = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \frac{\hbar\mathbf{k}\mathbf{p}}{m}. \quad (2)$$

Wielkość  $\hbar^2 k^2/2m$  jest zwana przesunięciem komptonowskim. Jest ono związane z odrzutem spoczywającego elektronu. Wielkość  $\mathbf{k}\mathbf{p}/m$  jest w naturalny sposób nazywana przesunięciem dopplerowskim. Jest to jedyny człon, który dostarcza nam informacji o ciele stałym [8]. Mówiąc z grubsza, ustalenie kąta rozpraszania ustala przekaz pędu, a kształt widma, przesuniętego w skali częstości, o maksimum dla  $\hbar^2 k^2/2m$ , daje nam bezpośrednio liczbę elektronów o pędzie  $\mathbf{p}$ , które przesuwały dopplerowsko promienie X do danego obszaru przestrzeni fazowej.

Jeśli założymy, że przekaz pędu  $\mathbf{k}$  jest ściśle określony, to w przypadku komptonowskim zdolność rozdzielcza w przestrzeni pędów jest wprost proporcjonalna



Rys. 5. Zależność widma niesprężystego rozpraszania promieniowania rentgenowskiego w  $V_{1.978}Cr_{0.022}O_3$  od temperatury dla  $k = 2.1 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$ . Linia ciągła oznacza krzywe dopasowania gaussowskiego do widma niesprężystego, linia przerywana – do rozpraszania sprężystego [7].

do energetycznej zdolności rozdzielczej. W szczególności

$$\Delta p \approx mc(\Delta\omega_2/\omega_2). \quad (3)$$

Zatem dla fotonu rentgenowskiego o energii 10 keV bezwzględna rozdzielczość energetyczna rzędu 1 eV daje rozdzielczość pędu  $\Delta p/\hbar$  około  $2 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$ . Jest to bardzo dobra zdolność rozdzielcza. Równanie (3) tłumaczy, dlaczego wiele pomiarów rozpraszania niesprężystego wykonuje się w obszarze komptonowskim. Nawet detektory półprzewodnikowe o kiepskiej rozdzielczości względem energii,

lecz wysokiej wydajności dają rozdzielczość pędową rzędu  $10^8 \text{ cm}^{-1}$ , co wystarcza dla niektórych celów.

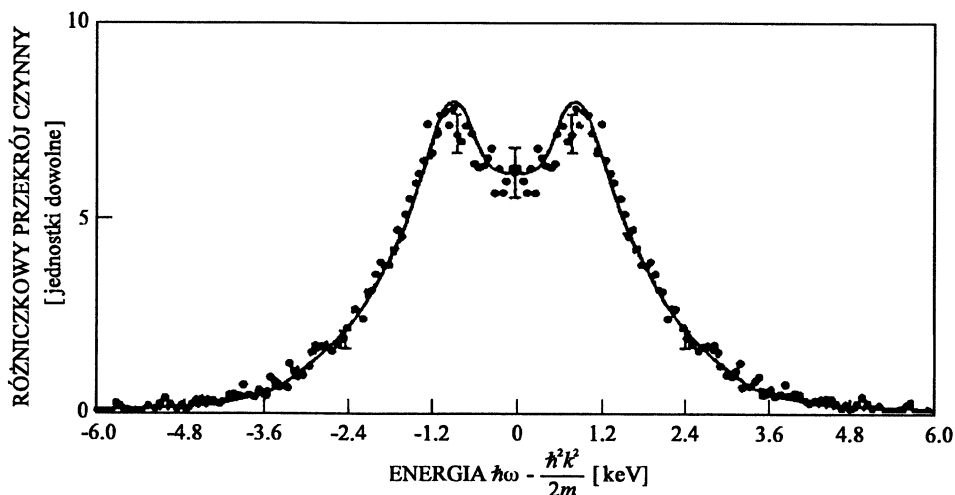
Rysunek 3 pokazuje komptonowskie widmo rozpraszania niesprężystego promieni X na czterech zewnętrznych elektronach w atomie węgla, gdy jest on umieszczony w trzech różnych otoczeniach: dla węgla atomowego, dla diamentu w fazie skondensowanej oraz dla gazowego etanu. Widmo atomowe jest obliczone, a widma dla diamentu i etanu są bezpośrednio zmierzone [9]; szczegóły nie są istotne. Jednakże oczywiste poszerzenie profilu przy przejściu od izolowanego atomu do elektronów związanych kowalencyjnie mówi nam, że elektrony zewnętrzne w wiązaniu są bardziej zlokalizowane w przestrzeni rzeczywistej, czyli bardziej rozmyte w przestrzeni pędów (prędkości), niż elektrony w atomie. Szczegółowa analiza takich widm z rozdzielczością  $2 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$  pozwoliłaby na istotny wgląd w subtelne zjawiska korelacji elektronowej w strukturach cząsteczkowych.

Jeśli uwzględnimy niewielkie (1%) oddziaływanie relatywistyczne fotonu rentgenowskiego z elektronem, to mierząc amplitudy rozpraszania komptonowskiego dla różnych polaryzacji można wyznaczyć indywidualne rozkłady pędów ze spinem do góry i w dół [10]. Jeśli zmierzmy dwa profile komptonowskie (np. w ferromagnetycznym ciele stałym) przy użyciu promieni X spolaryzowanych kołowo: jeden dla skrętności polaryzacji wzdłuż kierunku magnetyzacji  $M$ , a drugi przeciwnej, to profil różnicowy wynosi (z dokładnością do najniższych rzędów względem  $\hbar\omega_1/mc^2$ )

$$\left. \frac{d\sigma}{d\omega d\Omega} \right|_+ - \left. \frac{d\sigma}{d\omega d\Omega} \right|_- = \sigma_T \left( \frac{\hbar\omega_1}{mc^2} \right) \int (n(\mathbf{p}) \uparrow - n(\mathbf{p}) \downarrow) \delta \left( \hbar\omega - \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \frac{\hbar \mathbf{k} \mathbf{p}}{m} \right). \quad (4)$$

Rysunek 6 pokazuje piękny magnetyczny profil różnicowy dla materiału o ferromagnetyzmie przejściowym – niklu [11]. Profil został zmierzony z rozdzielczością około 0.3 jednostki atomowej. Materiał ten jest interesujący, ponieważ jego własności magnetyczne pochodzą głównie od przejściowych elektronów d. Owe elektrony d mają funkcje falowe, które mieszają się z funkcjami falowymi niemagnetycznych, bardziej ruchliwych elektronów s i p na zewnętrznej powłoce atomu niklu w sposób, który nie jest jeszcze całkowicie zrozumiały. Niemniej jednak można zaobserwować, przynajmniej jakościowo, minimum w środku profilu zmierzonego z niewielką zdolnością rozdzielczą. Minimum to jest w prosty sposób związane z obrazem struktury pasmowej uwzględniającym funkcje falowe z przejściową hybrydyzacją. Elektrony s i p są nośnikami mniejszościowymi, czyli mają tendencję do polaryzacji przeciwnej niż polaryzacja elektronów d. Ponieważ są one bardziej rozmyte w przestrzeni rzeczywistej, są bardziej zlokalizowane w prze-

strzeni pędów niż większościowe nośniki magnetyczne; stąd minimum w środku profilu.



Rys. 6. Profil komptonowski monokrystalicznej próbki niklu z ferromagnetyzmem przejściowym dla  $k$  równoległego do kierunku krystalograficznego  $\langle 111 \rangle$ . Minimum bierze się stąd, że elektrony mniejszościowe, spolaryzowane spinowo w stanie podstawowym, są w kryształach bardziej zdelokalizowane. Linia ciągła została poprowadzona dla lepszego uwidocznienia przebiegu zależności [11].

W najbliższej przyszłości, gdy będzie możliwy pomiar takich widm z rozdzielczością lepszą niż  $10^6 \text{ cm}^{-1}$ , powinniśmy być w stanie mierzyć zmiany funkcji falowej stanu podstawowego podczas przemiany fazowej układu. Można podać takie przykłady, jak nikiel w trakcie przejścia przez ferromagnetyczny punkt Curie, wysokotemperaturowe materiały nadprzewodzące, jak  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ , podczas przejścia przez temperaturę, w której stają się nadprzewodnikami, ciężkie materiały fermionowe jak  $\text{UBe}_{13}$  podczas przejścia przez temperaturę Kondo, gdy elektrony stają się „ciężkie”, a także tlenki metali przejściowych jak  $\text{V}_2\text{O}_3$  podczas przemiany z metalu w izolator. Dla takich układów zmiana profilu w funkcji pędu zajdzie w skali względnej zmiany pędu o  $\Delta p/p_F \approx k_B T/E_F$ , gdzie  $E_F$  jest typową energią Fermiego, a  $T$  jest temperaturą charakterystyczną, w której zachodzi przemiana.

Chociaż istnieją inne metody pomiaru własności funkcji falowej stanu podstawowego, żadnej z nich nie można zastosować do tak szerokiego zakresu materiałów. Nie są one przy tym w równie jednoznaczny sposób związane z prostymi własnościami (w skali odległości atomowych) stanu podstawowego materiału objętościowego.

## 6. Perspektywy

Obecnie przy użyciu źródeł promieniowania trzeciej generacji w Grenoble, Argonne i SPring-8 stają się możliwe eksperymenty z rozdzielczością lepszą niż 0.1 eV. Takie doświadczenia dostarczą bardzo wiele informacji o własnościach wzbudzeń elektronowych podczas zmiany charakteru układu. Przykładem tego jest  $V_2O_3$ . Będą możliwe również badania wzbudzeń (fononów) o dużej długości fali, tj. w takim obszarze przekazu pędu i energii a także takich próbek, dla których metody neutronowe są nieskuteczne. Pomiary tego typu przeprowadzono już dla niektórych materiałów o małej liczbie atomowej  $Z$ , jak beryl i woda [12].

Tłumaczył Jerzy Gronkowski

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW  
Warszawa

## Literatura

- [1] A. Compton, S. Allison, *X-Rays in Theory and Experiment* (Van Nostrand, Princeton, N.J. 1967).
- [2] *Handbook on Synchrotron Radiation*, t. 1B, red. E.E. Koch (North Holland, New York 1983).
- [3] C.-C. Kao, K. Hamalainen, M. Krisch, D.P. Siddons, T. Oversluzen, J.B. Hastings, *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 1699 (1995).
- [4] D. Pines, *Elementary Excitations in Solids* (Benjamin-Cummings, Reading, Mass. 1983).
- [5] P. Eisenberger, P.M. Platzman, K.C. Pandy, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 311 (1973); W. Schülke, H. Nagagawa, S. Mouriki, P. Lanzki, *Phys. Rev. B* **33**, 6744 (1986).
- [6] P. Platzman, E.D. Isaacs, H. Williams, P. Zschack, G.E. Ice, *Phys. Rev. B* **46**, 12943 (1992).
- [7] E.D. Isaacs, P.M. Platzman, P. Metcalf, J.M. Honig, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4211 (1996).
- [8] P.M. Platzman, N. Tzoar, *Phys. Rev. B* **2**, 3556 (1970); *Momentum Distributions*, red. R.N. Silver, P.E. Sokol (Plenum, New York 1989).
- [9] P. Eisenberger, W. Marra, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1413 (1971).
- [10] D.M. Mills, *Phys. Rev. B* **36**, 6178 (1987); M.J. Cooper, D. Laundy, D.A. Cardwell, D.N. Timms, R.S. Holt, G. Clark, *Phys. Rev. B* **34**, 5984 (1986).
- [11] N. Sakai, *Proceedings of the Ninth International Conference on Positron Annihilation* (World Scientific, Singapore 1992).
- [12] E. Burkel, J. Peisl, B. Dorner, *Europhys. Lett.* **3**, 957 (1987); F. Sette, G. Ruocco, M. Krisch, U. Bergmann, C. Masciovecchio, V. Mazzacurati, G. Signorelli, R. Verbeni, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 850 (1995).



## DYDAKTYKA FIZYKI

Jan Stankowski

*Institut Fizyki Molekularnej PAN*  
*Poznań*

### Rydzyzna – eksperymentalne gimnazjum imienia Sułkowskich – ośrodek badań\*

Rydzyzna – Sułkowskis' experimental school  
and centre of research

*Abstract:* Pedagogical ideas of the experimental school in Rydzyzna (1928 – 1939) are shortly described. The activity of Arkadiusz Piekara in Rydzyzna as a teacher and a scientist is presented.

*Rozważania te poświęcam Arkadiuszowi Piekarze,  
mojemu Mistrzowi i Przyjacielowi*

#### 1. Tradycja

W działalności pedagogicznej najlepsi nawet nauczyciele mają swój wzór mistrza, który pragną osiągnąć i poprzez swoją pracę przekazać następnym pokoleniom. Arkadiusz Piekara, współtwórca idei Szkoły Rydzyńskiej i jej gorący propagator, zaszczylił szacunek dla tradycji w uczniach poznańskiej szkoły fizyki.

---

\*Referat wygłoszony 10 stycznia 1996 r. w Ośrodku Nauki PAN w Poznaniu, podczas sesji Poznańskich Spotkań Naukowych poświęconej badaniom oddziaływań molekularnych metodami nasycenia dielektrycznego, opublikowany w: *Odwrótne nasycenie dielektryczne odkryte 60 lat temu przez Arkadiusza Piekare w Rydzyźnie*, red. A. Wójtowicz (OWN, Poznań 1996) – przyp. Red.

Nawet dziś często powracamy w rozmowach do Rydzyny, która ukształtowała osobowość Arkadiusza Piekary i staje się oczywiste, że dzięki metodologii tej unikatowej szkoły eksperymentalnej stał się on najlepszym popularyzatorem fizyki w kraju. Rodowód rydzyńskiej uczelni stanowi twórczość i praktyczna działalność Tadeusza Łopuszańskiego (założyciela i dyrektora Szkoły), który swoje *credo* wychowawcze zawarł w genialnie prostej „zasadzie stuprocentowości”. Zasada ta głosi, iż warunkiem tworzenia stuprocentowego obywatela są: praca sumienna i gruntowna, skryształizowany charakter ożywiony patriotyzmem. Tadeusz Łopuszański określa z czym trzeba walczyć w wychowaniu oraz jakie prowadzą do tego drogi. Do przywar Polaków zalicza Łopuszański lenistwo, niechęć do wyteżonego i długotrwałego wysiłku oraz kult życia spokojnego. Zasada stuprocentowości przeciwstawia tym ujemnym cechom intensywne działania pedagogiczne, wśród których na pierwszym miejscu stawia ukierunkowane zainteresowania, pracę społeczną i wychowanie fizyczne. Światły, czynnie działający dla kraju i społecznie wyrobiony obywatel był celem szkoły w Rydzynie. Była więc ona szkołą wychowania obywatelskiego, które do dziś czeka na włączenie do pedagogicznej praktyki.

## 2. Wychowanie i nauczanie na podstawie dobrego wzoru

Łączenie wychowania z nauczaniem jest nieodzowne, gdyż nauczyciel powinien mieć głęboką wiedzę, a przez swoją postawę wobec drugiego człowieka powinien wyrabiać w uczniach nawyk pogodnego i uczciwego życia w społeczeństwie. Nic nie warto są slogany wychowawcze wypowiediane przez nauczycieli, którzy nie stosują w życiu głoszonych przez siebie zasad. Wychowywani, niezależnie od wieku, pragną mieć wzorce postępowania i tutaj najbardziej budujący jest obrazek, kiedy dzieci i młodzież znajdują wzorce moralne w dorosłych. Jak podaje Bogdan Suchodolski w swojej książeczce *Edukacja Narodu 1918 – 1968*, są dwa składniki wychowania: „wychowanie przez naukę” i „wychowanie estetyczne”. Obydwa czynniki są ważne, gdyż bez wiedzy i wrażliwości na piękno nie ma dobra. Jednak czynienie dobra jest na początku wychowania męczące i dopiero po zasmakowaniu w nim staje się zachowaniem normalnym. Ale dla uświadomienia sobie tego potrzebna jest społeczna wyobraźnia i głęboka motywacja działania. I tutaj, moim zdaniem, patriotyzm powinien spełniać rolę silnej motywacji aktywnego działania, gdyż tylko narody mądre i pracowite mogą we współczesnym świecie odegrać znaczącą rolę. Dobrzy nauczyciele, którymi powinni być również wszyscy rodzice, są dzisiaj największą wartością, gdyż od nich zależy przyszłość i pomyślność kraju. Jak nigdy dotąd, w czasie długotrwałego pokoju, trzeba nam nawyku do zwykłej i wytrwałej pracy, który powinni w sobie doskonalić dorośli i dalej kształtować w młodzieży. Dzisiaj, kiedy obowiązują

powszechność kształcenia obywateli, musimy wyrabiać przekonanie, iż bardziej wykształcony obywatel powinien intensywniej i ofiarniej pracować od obywatela wykształconego mniej. Wykształcenie nie powinno być prawem do lenistwa. Taka postawa jest właściwością krajów zacofanych, których inteligencja źle rozumie swoją rolę w społeczeństwie. Oczywiście nie ma niczego gorszego od zacofanego kierownika pracy naukowej i wychowawczej. Ambicją nauczycieli winno być stałe doskonalenie siebie oraz refleksyjna ocena własnej działalności.

### 3. Młodość motorem postępu

Legendę Fausta można wcielić w życie bez sojuszu z diabłem, lecz „zatracać się” w czynnym działaniu i samodoskonaleniu. Nowa cywilizacja stwarza wiele możliwości rozwoju jednostki, lecz niestety także niesie wiele pokus do sytej, biernej, a nawet pasożytniczej egzystencji. Dlatego przed nauczycielami (w tym także rodzicami) stoi zadanie rozwijania atmosfery młodości w naszym życiu. Bogdan Suchodolski w cytowanej przeze mnie książce cały rozdział poświęcił kategorii młodości. Pojęcie to niewiele ma wspólnego z wiekiem biologicznym, gdyż określa je czynny stosunek do świata i ludzi. Jak pisze Bogdan Suchodolski: „W tej sytuacji młodymi powinni być zarówno młodzi, jak i dorośli”, gdyż jak pisze dalej: „Młodość jest tam, gdzie życie wydaje się godne życia ... Ale – oczywiście młodość nie jest tylko stylem przeżycia. Jest równocześnie i przede wszystkim stylem działania, działania własnego, zaangażowanego”. Młodość cechuje umiejętność postrzegania zjawisk, dziwienia się, co jest szczególnie aktualne we współczesnym nauczaniu. Ogrom faktów odbieranych na różnych drogach, zestaw informacji i reklamy, obezwładnia słabe indywidualności i czyni je składnikiem zuniformizowanej całości. Trzeba wszelkimi sposobami, poprzez naukę, etykę i estetykę uczynić z konsumenta człowieka refleksyjnego. Jest to problem ogólnoludzki.

### 4. Nauczanie fizyki

Fizyka – filozofia przyrody, formułuje sposoby roztropnego patrzenia na świat. Zaliczana przez Anglosasów do *science* jest najdoskonalszą postacią nauki. Łączy bowiem sztukę eksperymentowania z matematycznym opisem wyodrębnionych, możliwie prostych zjawisk. Nauczanie fizyki jest zabiegiem bardzo odpowiedzialnym, gdyż wielu fizyki naucza, lecz bardzo niewiele osób fizykę głęboko rozumie i przeżywa. Wykład fizyki może ograniczać się do opisu zjawisk i do podania matematycznych relacji między wielkościami. Uczeń pamięciowo opanowuje prawidłowości rządzące zjawiskami, a następnie jego wiedza jest sprawdzana

w klasówkach i testach. Przeciwną metodę uczenia fizyki stanowi wykład ilustrowany demonstracjami ukazującymi ilościowe relacje między wielkościami. Starannie przygotowany pokaz zawiera większą wartość dydaktyczną niż przepięknie wygłoszony wykład, gdyż często się zdarza, że kontakt ze zjawiskami fizycznymi ukazywanymi w demonstracjach wykładowych stanowi jedyny kontakt słuchacza z eksperymentem. Demonstracje wykładowe są w szkole średniej bardzo rzadkie i ubogie – a co gorsza, coraz częściej rezygnują z nich wykładowcy uniwersyteccy, którzy błędnie zakładają, że słuchacze w szkole średniej widzieli proste pokazy. Nic błędniejszego! Spotkałem absolwentów fizyki, którzy nie mają pojęcia o tym, co to są demonstracje wykładowe i stąd na prowadzonej przez siebie lekcji fizyki ograniczają się do wyjęcia cegasowskiego przyrządu z szafy. Wówczas demonstrowany przyrząd pełni rolę martwego eksponatu. Wspomnienie moich czterech lat demonstracji do wykładów fizyki Arkadiusza Piekary łączy się ze wspomnieniem wielkiego trudu, ale także z satysfakcją płynącą z uczestniczenia w solidnej robocie dydaktycznej, z której wiele wyniosłem. Praca demonstratora, którą wykonywałem początkowo pod kierunkiem Teodora Krajewskiego, a do której wdrażałem później moich młodszych kolegów, wprowadziła nas w atmosferę Rydzyny. Opisał ją pięknie Arkadiusz Piekara w swojej książce pt. *Nayiaśniej-szemu y naypotężniejszemu Panu*, znajdujemy ją także na stronicach *Rydzyniaka* – czasopisma wydawanego przez uczniów z Rydzyny. W tej szkole wyrosli wybitni ludzie, a spośród fizyków: Alexander Łempicki – odkrywca lasera cieczowego i Jacek Hennel – inicjator polskich badań rezonansu jądrowego. Stanowią oni dobrą wizytówkę szkoły w Rydzynie. Nauka fizyki prowadzona była na drodze kolejnych przybliżeń, polegającej na cyklicznym powracaniu do poszczególnych działów, przy coraz głębszym zrozumieniu zjawisk. Józef Werle w swoim artykule w *Polityce* metodę taką nazywa spiralną i uważa ją za najlepiej odpowiadającą rozwojowi umysłowemu ucznia. Taką metodę stosują dzisiaj rozważni pedagodzy, gdyż zapamiętanie najbardziej skomplikowanych relacji pomiędzy rzeczami i zjawiskami nie gwarantuje pełnego ich zrozumienia. Potrzebę spiralnej drogi ku zrozumieniu rzeczy ilustruje najlepiej w swoich książkach Arkadiusz Piekara, który nie obawia się prostych ilustracji złożonych zjawisk. Jego *Mechanika* oraz *Elektryczność i magnetyzm*, a szczególnie *Nowe oblicze optyki* są książkami zawierającymi proste i obrazowe modele, przybliżające nam skomplikowane i zawile prawdy przyrodnicze. Na przykład, pierwszy rozdział książki *Nowe oblicze optyki* zawiera pozornie błahе rozważania na temat sprzężenia zwrotnego i rozkładu obładzeń stanów, które jedni uważają za dziwactwo autora, inni – rozumniejsi – odgadują natychmiast, że jest to zachęta do zasmakowania w trudnych rozważaniach zawartych w rozdziałach następnych. Kto wpadnie w tę zasadzkę, dozna wiele zadowolenia w obcowaniu z fizyką, dzięki podstępowi autora.

Wybitna popularyzacja fizyki robiona przez Piekarę ma także rydzyńskie źródło. Książeczki *O Felusiu maszynieście...*, *Jak zważono Ziemię*, czy stara i już nie wznawiana książka *Fizyka stwarza nową epokę* zawierają wiele pięknych ilustracji zjawisk i prawd fizycznych. Tamże autor stara się przybliżyć sens pojęcia falowo-korpuskularnej teorii materii na przykładzie monety. Pyta nas bowiem, czy jest ona „reszką”, czy „orłem”? I zaraz odpowiada: nie jest ani reszką, ani orłem, tak jak elektron nie jest ani cząstką, ani falą. Inny przykład to historia o królownie alfie, która ma przybliżyć zjawisko niepojęte – efekt tunelowania. Ta wrażliwość na zjawiska otaczającego świata jest inspiracją w badaniach naukowych.

## 5. Badanie i nauczanie

Wiele już napisano o związku między badaniem i nauczaniem. Jedni twierdzą, że obydwa czynniki są splecione w jedno i nie ma dobrego nauczyciela akademickiego, który nie zajmowałby się na serio pracą badawczą. Z takim twierdzeniem zgodzi się każdy, lecz jest niemożliwe, aby każdy nauczyciel szkoły średniej prowadził pracę naukową. Dlatego w szkole średniej pracę naukowo-badawczą musi zastąpić metodologia nauczania. Szeroko stosowane pokazy pozwalają nauczającemu i uczniowi na swój użytek odkrywać zjawiska zadziwiające i niezwykle. Trzeba jedynie wytworzyć pasję eksperymentowania i wyzbyć się postawy biernego obserwatora świata. Druga, przeciwstawna grupa metodologów nauczania fizyki hołduje werbalizmowi wspartemu ćwiczeniami rachunkowymi i sprawdza wyniki nauczania poprzez ogłupiające testy. Stanowi to odarcie fizyki z jej istotnego piękna, które tkwi w obcowaniu z prawdziwymi zjawiskami. To właśnie ta druga bezduszna metoda uczenia fizyki czyni absolwentów wyższych uczelni nieporadnymi w praktycznym życiu. Stąd płynie minimalne zainteresowanie przemysłu w zatrudnianiu absolwentów fizyki, bo obok nieporadności rąk wynoszą oni często z murów uczelni stosunek wyniosły do ludzi skutecznie działających w naszym życiu praktycznym. Niepotrzebne byłyby traktaty o dobrej robocie, gdyby nawyk wytrwałej i pożytecznej pracy był przekazywany z pokolenia na pokolenie. W nauczaniu fizyki żywy nauczyciel musi przekazywać uczniom wiedzę poprzez uczenie obserwacji zjawisk i wskazywanie na właściwy ich opis. Nauczyciel nie może być zastąpiony przez środki audiowizualne, które odczłowieczają proces nauczania. Nadmiar ich eliminuje osobowość wykładowcy, która gra największą rolę w kształtowaniu ucznia. Oczywiście, że masowość kształcenia stwarza duże trudności, lecz uczciwy nauczyciel musi znaleźć czas na indywidualny kontakt z uczniem. Bez tego nie ma nauczania w szkole.

Arkadiusz Piekara jak mało kto wiązał badanie z nauczaniem. Jego piękne książki, nawet te dla dzieci, zawierają doświadczenia, które można wykonać i przez

nie wejść w świat badań. Jego laboratorium w Rydzynie w okresie międzywojennym było na poziomie uniwersyteckim. Świadczy o tym najlepiej fakt, że Arkadiusz Piekara w II Rzeczypospolitej miał najwięcej publikacji ogłoszonych w czasopiśmie o obiegu międzynarodowym. W Rydzynie badał nasycenie dielektryczne polegające na zmianie przenikalności elektrycznej nitrobenzenu  $C_6H_5NO_2$  o dużym momencie dipolowym w roztworze benzenu, tj. w niedipolowym rozpuszczalniku. Dla małych stężeń wszystko przebiegło normalnie:  $\epsilon$  zmniejszała się ze wzrostem pola elektrycznego  $E$ . Nasycenie  $d\epsilon/dE < 0$  miało znak ujemny, tak jak powinno być w układzie dipoli  $\mu$  porządkowanych polem elektrycznym. Dla dużych koncentracji nitrobenzenu, aż do czystego nitrobenzenu, nasycenie zmieniło znak,  $d\epsilon/dE > 0$ , co Arkadiusz Piekara związał z pojawieniem się dimerów w roztworze nitrobenzenu. Odkrycie anomalnego, odwrotnego nasycenia dielektrycznego zapoczątkowało nową metodykę badania struktury cieczy. Szkoła Arkadiusza Piekary to wielu fizyków w kraju i poza jego granicami. Lista prelegentów dzisiejszej sesji to zestaw osób, które wspaniale rozwinęły badania nasycenia dielektrycznego. August Chełkowski w latach pięćdziesiątych, po prawie 20 latach od pamiętnego odkrycia w Rydzynie, powtórzył w Poznaniu doświadczenie odwrotnego nasycenia dielektrycznego w nitrobenzenie. Odkrył on nowy efekt nasycenia związany z redystrybucją stanów rotacyjnych molekuł w zewnętrznym polu elektrycznym. Jerzy Małecki odkrył dodatni efekt nasycenia dielektrycznego w alkoholach charakteryzujących się występowaniem silnych wiązań wodorowych. Franciszek Kaczmarek rozpoczął z Arkadiuszem Piekarą badania nasycenia w polu elektrycznym silnej fali świetlnej, teorię tego zjawiska rozwinął Stanisław Kielich, bliski współpracownik Mistrza. Jan Jadżyn z powodzeniem stosuje i nadal rozwija spektroskopię nasycenia dielektrycznego w badaniach ciekłych kryształów i złożonych układów biologicznych.

Obok prelegentów, także Jerzy Ziolo, Tadeusz Hilczer oraz Małgorzata Bartkowiak-Śliwińska kontynuują badania Arkadiusza Piekary pokazując, że odkrycie sprzed 60 lat ma nieustannie swój ciąg dalszy. Mistrz ma entuzjastów za granicą, a najgorliwszy z nich to Mansel Davis z Wielkiej Brytanii. Uważa on, że Arkadiusz Piekara i jego szkoła jest stale obecna w badaniach struktury cieczy.

## 6. Praca z kołami zainteresowań

Młodzieżowe Towarzystwo Przyjaciół Nauk znajduje się w Poznaniu. Jest ono wspaniałym przykładem nauczania, a nawet pracy badawczej wybitnie uzdolnionej młodzieży. Ruch ten zapewnia kontakt uczniów szkół średnich z placówkami naukowymi. Wynikiem tej działalności jest na ogół praca dyplomowa, która bardzo często jest na poziomie pracy magisterskiej. Prowadziłem kilka takich prac

i muszę przyznać, że robiłem to z przyjemnością, gdyż rozwijająca się młodzież stanowi najwdzięczniejszy teren obserwacji pokolenia, które nas zastąpi. Wykonywali oni przez 2 – 3 lata swoją pracę dyplomową zapoznając się ze skomplikowaną techniką eksperymentalną w dziedzinach takich jak wzrost kryształów, badania mikrofalowe, czy konstrukcja laserów. Sesje naukowe wieńczące wieloletnią pracę są pokazem pasji i dociekliwości autorów. Nie jest dzisiaj łatwo propagować fizykę wśród młodzieży. Fizyka jest kierunkiem trudnym i na początku kariery wysoce niekorzystnym. Jednak właśnie dlatego wymaga ona nauczycieli ofiarnych i zapalonych, gdyż tylko wówczas fizyka osiągnie właściwe jej miejsce w świadomości społeczeństwa. Wzory szkoły w Rydzynie są w tej kampanii nadal aktualne i godne szerokiego propagowania.

Nową wersją propagowania idei szkoły w Rydzynie są obozy „Lato z helem”, na których spotykają się studenci i wybitnie zdolni uczniowie szkół z fizykami, którzy rozumieją, że wykładanie i wspólne badanie z wrażliwą młodzieżą jest najlepszym sposobem przysłużenia się fizyce.

## 7. Fizyka wielkopolska – szkoła dielektryków Arkadiusza Piekary

Wielkopolska jako jedyny region w kraju w dziedzinie fizyki w okresie międzywojennym miała dwa ośrodki naukowe: Uniwersytet Poznański i Szkołę w Rydzynie.

Arkadiusz Piekara – nauczyciel fizyki – był najwięcej publikującym fizykiem okresu międzywojennego. Swoje odkrycie: dodatnie nasycenie dielektryczne w nitrobenzenie zrobił w Rydzynie. O trudnościach i eksperymentalnej finezji związanej z tym odkryciem świadczy fakt, że dopiero August Chełkowski w 1954 r. powtórzył ten trudny do zbadania efekt. Później Chełkowski odkrył całą klasę zjawisk związanych z rotacją wewnątrz molekuł, Jerzy Małecki – z przemieszczaniem protonu w wiązaniu wodorowym, a Jan Jadżyn rozwinął tę metodę w dziedzinie ciekłych kryształów i bardzo dużych molekuł. Nieżyjący już Stanisław Kielich – najwybitniejszy uczeń Arkadiusza Piekary – stworzył szkołę optyki nieliniowej, którą dzisiaj prowadzi prof. Ryszard Tanaś. Szkoła radiospektroskopii wywodzi się także od Arkadiusza Piekary, który wydał pierwszą książeczkę o mikrofalach, ale to już zupełnie inna historia.

## Literatura

[1] *Symposium: Gimnazjum/Liceum im. Sułkowskich w Rydzynie (1928 – 1939)* (Leszczyńskie Tow. Kulturalne, 1979).

- [2] A.H. Piekara, *Najjaśniejszemu y najpotężniejszemu Panu* (PAX, 1976).
- [3] A.K. Wróblewski, Referat na XXXIII Zjeździe Fizyków Polskich, Wrocław 1995.
- [4] J. Stankowski, B. Andrzejewski, „Lato z helem '94”, *Nauka* **3**, 163 (1995).



**Andrzej Owczarek**

*Szkoła Podstawowa im. Jana Heweliusza*

*Potarzyca*

## Planetarium w szkole podstawowej

### Planetarium in a primary school

*Abstract:* A short description of construction and activities of a school planetarium is presented by its builder, physics teacher in this school.

Wśród działających w Polsce planetariów tylko trzy wykonane są w warunkach amatorskich. Są to planetaria w Piotrkowie Trybunalskim, Łodzi oraz pierwsze planetarium w szkole podstawowej w kraju, w Potarzysty k. Jarocina w woj. kaliskim. Planetarium jako pomoc dydaktyczna odgrywa bardzo ważną rolę w nauczaniu astronomii, poczynając od szkoły podstawowej, a na wyższej uczelni kończąc. Choć planetarium nigdy nie zastąpi nam bezpośredniego kontaktu z gwiazdzistym niebem, to uczestniczenie w seansie jest chyba dla każdego niezapomnianym przeżyciem i bodźcem do bliższego zainteresowania się Wszechświatem.

Zbudowanie planetarium w warunkach amatorskich nie jest rzeczą niemożliwą. Trudno w krótkim artykule opisać całą dokumentację techniczną budowy planetarium. Jest ona dość złożona, wymagająca wprowadzenia często własnych rozwiązań, w zależności od użytych elementów optycznych i średnicy kopuły projekcyjnej. Pragnę jednak zachęcić miłośników astronomii do podejmowania prób budowy małych amatorskich planetariów.

Zajmując się od 20 lat popularyzacją astronomii w szkole miałem okazję przekonać się, że poziom wiedzy astronomicznej wśród uczniów nie jest wysoki. W 1987 r. podjąłem decyzję o budowie planetarium w szkole podstawowej.



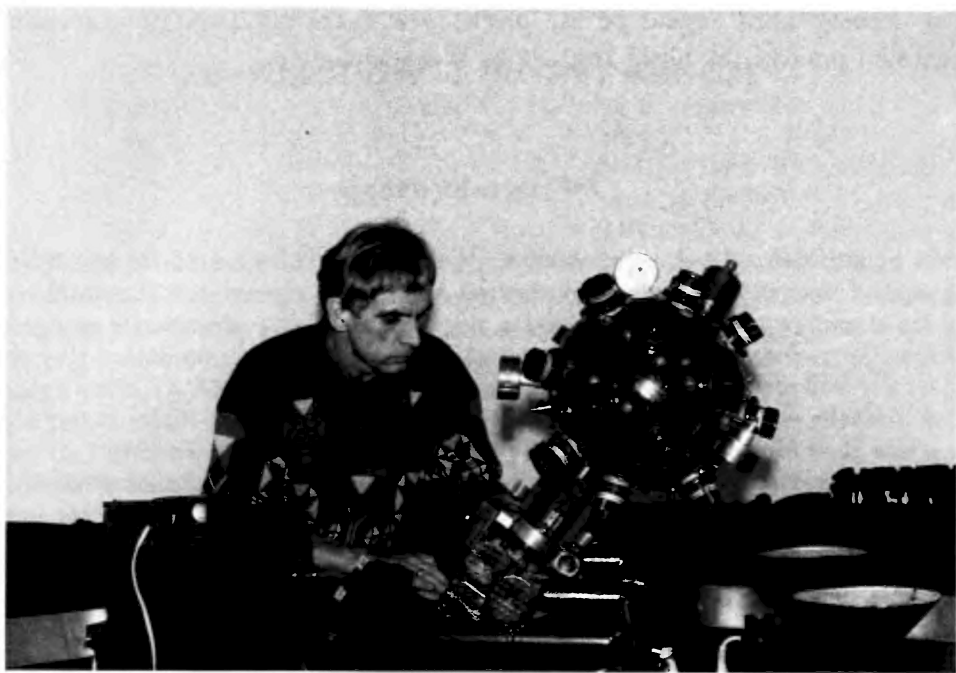


Kopuła planetarium w Potarzycy.

Kopułę projekcyjną o średnicy 5 m dla 30 widzów wykonałem z 36 klinów wyciętych z cienkiej płyty pilśniowej. Budując główny projektor gwiazdzistego nieba opierałem się na projekcie Zbigniewa Solarza – twórcy pierwszych amatorskich planetariów w Piotrkowie Trybunalskim i Łodzi.

Projektor w kształcie kuli o średnicy 32 cm ma 24 obiektywy projekcyjne, wyświetlające 24 fragmenty północnej i południowej półkuli nieba. Z 12 obiektywów półkuli północnej 8 wyświetla gwiazdozbiory położone nad równikiem niebieskim od deklinacji 0 stopni do +45 stopni, a 4 obiektywy wyświetlają gwiazdozbiory okołobiegunowe od deklinacji +45 stopni do +90 stopni. Podobnie z 12 obiektywów półkuli południowej 8 wyświetla gwiazdozbiory położone pod równikiem niebieskim od deklinacji 0 stopni do -45 stopni, a 4 obiektywy wyświetlają gwiazdozbiory okołobiegunowe od deklinacji -45 stopni do -90 stopni.

Każdy z obiektywów osadzony jest na wspólnej osi optycznej z układem dwóch płasko-wypukłych kondensatorów. Między każdym obiektywem a układem kondensatorów znajdują się metalowe klisze wykonane z cienkiej blachy mosiężnej o grubości 0.05 mm i średnicy 54 mm z wyklutymi otworkami pełniącymi rolę gwiazd.



Autor artykułu ze zbudowanym przez siebie projektorem.

Kulisty projektor małego planetarium ma tylko jedną żarówkę 12 V/50 W umieszczoną centralnie, której światło zbierane jest przez wszystkie 24 układy projekcyjne ustawione w ten sposób, aby ich osie optyczne dokładnie przecinały się na włóknie żarówki. Promień kopuły projekcyjnej, ogniskowe obiektywów projekcyjnych oraz wielkości metalowych klisz z wyklutymi gwiazdami są ściśle do siebie dobrane, tak aby podczas projekcji ich obrazy połączyły się idealnie w jedną całą sferę niebieską. Dodatkowe rzutniki umieszczone na głównym projektorze pozwalają wyświetlić drogę mleczną, równik niebieski, ekliptykę, znaki zodiaku, południk zerowy, jasne planety oraz Słońce i Księżyc.

Obracający się wokół osi biegunowej projektor umożliwia pokazanie wyglądu gwiazdzistego nieba w różnych porach doby i roku. Seans w planetarium wzbogacony jest przez projekcję sztucznego satelity, meteorów, zorzy polarnej, zaćmienia Słońca i Księżyca.

Planetarium rozpoczęło działalność 1 września 1993 r. Po trzech latach tej działalności mogę stwierdzić, że aparatura projekcyjna wykonana amatorsko może być również bardzo przydatna i niezawodna w działaniu. Planetarium znajdujące się w Szkole Podstawowej im. Jana Heweliusza w Potarzycy stało się placówką

potrzebną, często odwiedzaną przez uczniów szkół podstawowych i średnich oraz osoby dorosłe, które często po raz pierwszy w życiu mają okazję uczestniczyć w seansie i przeżyć tak bliski kontakt ze Wszechświatem.

## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

## Quark Matter '96

W dniach 20–24 maja 1996 r. odbyła się w Heidelbergu kolejna konferencja z serii „Quark Matter”. Konferencje te stanowią najważniejsze spotkania fizyków badających oddziaływania hadronów i jąder atomowych przyspieszanych do najwyższych energii. Liczba osób zainteresowanych tą dziedziną systematycznie rośnie; tegoroczna konferencja zgromadziła ok. 600 uczestników. Mimo tak znacznej liczby uczestników – i równie potężnego materiału do omówienia, organizatorzy podjęli trafną moim zdaniem decyzję, by nie organizować sesji równoległych, a wyłącznie plenarne. Miało to tę zaletę, że oszczędzało uczestnikom rozterek typu „osiółkowi w złoby dano”, a przy tym świadomość występowania przed dużym audytorium dodatkowo wpłynęła na autorów referatów, czyniąc ich wystąpienia bardziej przystępnymi.

Fizyka zderzeń relatywistycznych jonów dysponuje dziś potężnym materiałem doświadczalnym. Akcelerator AGS w Brookhaven przyspiesza jony aż do złota do energii 10 GeV/nukleon. W CERN-ie akcelerator SPS dostarcza już wiązek ołowiu o energii 160 GeV/nukleon. Aparatura doświadczalna pozwala zarówno na badanie charakterystyk produkcji cząstek w szerokim zakresie energii i kąta bryłowego, jak i na prowadzenie badań wyselekcjonowanych rodzajów cząstek w określonym wąskim zakresie zmiennych kinematycznych.

Podstawowe tematy omawiane na konferencji to: zdolność hamująca materii jądrowej; częstości produkcji i widma cząstek produkowanych; korelacje hadronów; badanie produkcji dileptonów; ciężkie kwarkonia.

W dziedzinie pierwszych trzech spośród wymienionych tematów przedstawiono wiele prac nie zawierających sensacji, ale znacznie rozszerzających naszą wiedzę, przede wszystkim w dziedzinie danych doświadczalnych. Gdy idzie o zdolność hamującą, czyli tzw. stoping, to przy energiach akceleratora AGS, 10 – 15 GeV/N (tj. 10 – 15 GeV na nukleon), w centralnych zderzeniach najcięższych jąder (Au), rozkłady podłużnych składowych pędu (pospieszności) protonów wykazują maksimum w obszarze środkowym, co sugeruje silne hamowanie, tym silniejsze, im mniejszy parametr zderzenia, czyli im zderzenie jest bardziej centralne. Przy energiach nadawanych przez akcelerator SPS w CERN-ie, 160 – 200 GeV/N, obserwuje się, że o ile dla zderzeń siarka–siarka widmo pospieszności protonów ma dwa maksima, a więc występuje pewna przezroczystość jąder, to dla zderzeń jąder najcięższych (ołów na ołowiu) obserwujemy spłaszczenie tego rozkładu.

Rozwój detektorów i metod analizy danych pozwala obecnie na badanie widm zidentyfikowanych (indywidualnie lub metodami statystycznymi) cząstek określonego rodzaju, produkowanych w zderzeniach jądrowych. Charakterystyczną cechą widm pędu poprzecznego określonego rodzaju hadronów produkowanych w zderzeniach relatywistycznych jąder jest ich w przybliżeniu wykładniczy kształt. Dla pionów wyraźne odchylenie od

funkcji wykładniczej – nadmiar zdarzeń w obszarze małych wartości pędu poprzecznego – występuje zarówno w centralnych zderzeniach Au–Au w AGS jak i Pb–Pb w SPS. Jedną z możliwych interpretacji dotyczy ewentualnej produkcji rezonansu nukleonowego  $\Delta(1236)$ .

Na konferencji pokazano pierwsze, bardzo wstępne dane o produkcji cząstek dziwnych w zderzeniach Pb–Pb przy energii 160 GeV/N. Ze względów teoretycznych największe zainteresowanie wywołuje wartość stosunku częstości produkcji hiperonu  $\bar{\Lambda}$  do  $\Lambda$ . Eksperyment WA97 mierzy ten stosunek w centralnym obszarze pospieszności i dla pędów poprzecznych powyżej 0.6 GeV/c, i w tym obszarze stosunek ten wynosi  $0.13 \pm 0.2$ . Dane NA49 podają liczbę 0.19, z podobnym błędem. W eksperymencie WA97 zmierzono też stosunek  $\Omega/\Xi$ . Wartość tego stosunku dla Pb–Pb jest znacząco większa niż w reakcji p–Pb.

Jeżeli idzie o korelacje – badanie interferencji  $\pi\pi$  i KK, to główne nowe wyniki referowane na konferencji dotyczyły raczej bardziej wyrafinowanej analizy interpretacyjnej niż samych danych doświadczalnych. W szczególności dokładnie przeanalizowano wpływ efektów kulombowskich na wartość promieni źródeł emisji cząstek. Analiza zależności rozmiarów poprzecznych źródeł wydaje się wskazywać na istnienie ekspansji poprzecznej (dotyczy to zarówno zderzeń z obszaru energii AGS jak i SPS), co ma poważne konsekwencje dla modeli.

Niewątpliwie najciekawsze nowe wyniki pochodzą z analizy produkcji par leptonów w zderzeniach jądrowych. Przy akceleratorze SPS w CERN-ie trzy grupy eksperymentów badają produkcję dileptonów w zderzeniach relatywistycznych jąder: CERES, HELIOS oraz NA 38/50/51. Już od jakiegoś czasu pojawiały się informacje, że widma mas par  $e^+e^-$  ze zderzeń jąder w obszarze od ok. 0.3 GeV do 1.5 GeV nie dają się opisać jako superpozycja znanych kanałów ze zderzeń hadron–hadron i hadron–jądro; występuje wyraźna nadwyżka w widmach. Dane przedstawione na konferencji wyraźnie to wykazują. Mógłby to być sygnał „nowej fizyki”, tj. efekt zmiany mas i szerokości znanych rezonansów w obecności gęstej, gorącej materii jądrowej lub zgoła ślad termicznego promieniania tejże materii.

Wreszcie sensacja konferencji – sprawa ciężkich kwarków (powabnych) i tłumienia  $\psi$ . Dziesięć lat temu Satz i Matsui wysunęli hipotezę, że w gęstej, gorącej materii jądrowej, gdy zachodzi przejście fazowe do stanu plazmy kwarkowo-gluonowej (QGP) wystąpi efekt „stopienia się” rezonansu  $\psi$  (stan kwarku i antykwarku powabnego c). W rezultacie produkcja  $\psi$  w zderzeniach jądro–jądro powinna się okazać znacznie stłumiona w porównaniu z produkcją w zderzeniach hadronowych, bez tworzenia się plazmy. Tłumienie  $\psi$  byłoby zatem sygnałem QGP. Wydawało się, że sygnał ten zaobserwowano. W zderzeniach siarka–uran (eksperyment NA-38) przy energii 200 GeV/N produkcja  $\psi$  przy małym parametrze zderzenia rzeczywiście była tłumiona. Tymczasem jednak rachunki teoretyczne dotyczące oddziaływań kwarków c i przekrojów czynnych na ich absorpcję w ośrodku dały wyniki, które pozwalają opisać obserwowane tłumienie  $\psi$  tym właśnie mechanizmem.

Na konferencji przedstawiono nowe dane: widma mas  $\mu^+\mu^-$  ze zderzeń Pb–Pb przy energii 160 GeV/N (eksperyment NA-50) w zestawieniu z bogatym zbiorem danych o produkcji  $\psi$  w zderzeniach p–jądro, O–U, S–U. Wykres zależności  $\sigma$  produkcji  $\psi$  w zależności od iloczynu liczb masowych jąder wiązki i tarczy wygląda dramatycznie. Wszystkie dane

leżą na prostej opisującej  $\sigma$  zgodnie z najnowszą wersją absorpcji jądrowej kwarków  $c$ , zaś punkt dla ołowiu odskakuje w dół o siedem odchyżeń standardowych. Wynik ten wzbudził ogromne zainteresowanie, i słychać – wprawdzie ostrożne – spekulacje, że być może znacznie większa gęstość uzyskana w centralnych zderzeniach ołów–ołów pozwoliła zrealizować przejście fazowe do stanu plazmy kwarkowo-gluonowej.

Konferencja odbywała się w pięknym miejscu, gdzie żywe tradycje uniwersyteckie sprzyjają naukowej atmosferze, a uroda otoczenia – zadbanego starego miasta i ścieżek na wzgórzach nad Neckarem, ze słynną Philosophenweg – nastraja życzliwie do świata i jego zagadek. Następną konferencja z tej serii ma opuścić stary kontynent i odbyć się bliżej nowego centrum cywilizacji: w Tsukuba w Japonii.

*Helena Białkowska*

Instytut Problemów Jądrowych  
Warszawa

## XVIII Międzynarodowe Seminarium Fizyki Powierzchni

W dniach od 10 do 14 czerwca 1996 r. odbyło się w Polanicy Zdroju XVIII Międzynarodowe Seminarium Fizyki Powierzchni, zorganizowane przez Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego pod auspicjami Europejskiego Towarzystwa Fizycznego. Dyrektorem tegorocznego seminarium był autor tej notatki.

Ta tradycyjna, do niedawna coroczna (za wyjątkiem roku stanu wojennego) impreza naukowa odbyła się dokładnie w dwudziestą rocznicę pierwszego Seminarium Fizyki Powierzchni zorganizowanego z inicjatywy ówczesnego dyrektora Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW, nie żyjącego już prof. Zbigniewa Sidorskiego. Ze względu na trudną sytuację finansową Uniwersytetu Wrocławskiego, w ostatnich latach seminarium jest organizowane w cyklu dwuletnim. Organizacja tegorocznego seminarium była możliwa dzięki wsparciu finansowemu uzyskanemu z Ministerstwa Edukacji Narodowej i Komitetu Badań Naukowych, Fundacji Współpracy Polsko-Niemieckiej, od Rektora Uniwersytetu Wrocławskiego, Fundacji dla Uniwersytetu Wrocławskiego, Fundacji Stefana Batorego i International Science Foundation (Nowy Jork).

Seminarium zgromadziło 142 uczestników z kraju i zagranicy (w tym 31 zaproszonych wykładowców) i było poświęcone doświadczalnym oraz teoretycznym badaniom struktury atomowej i elektronowej powierzchni ciała stałego, a w szczególności metali i półprzewodników. W trakcie seminarium wygłoszono 32 wykłady plenarne, 15 komunikatów, a 94 prace przedstawiono w czasie dwóch sesji plakatowych.

Referaty można podzielić na następujące grupy tematyczne: 1) dyfuzja i dynamika atomów na powierzchni [G.L. Kellogg (Albuquerque), T.T. Tsong (Taipei), H.P. Bonzel (Jülich), M.C. Tringides (Ames), Ł.A. Turski (Warszawa)]; 2) adsorpcja [V.I. Nefedow (Moskwa), H. Pfnür (Hanower), P. Deymier (Lille), S. Mróz (Wrocław)] i desorpcja (Yu. Suchorski, Berlin) atomów na powierzchni, dynamika oddziaływania cząsteczek z powierzchnią (A. Gross, Berlin), reakcje powierzchniowe (R. Imbihl, Hanower); 3) segregacja i kosegregacja powierzchniowa w stopach metalicznych [R. Monnier (Zurych), Ch. Uebing

(Düsseldorf)]; 4) spektroskopia elektronów o spolaryzowanych spinach w badaniach ultracienkich błon magnetycznych (H. Hopster, Irvine); 5) własności fizyczne nano-wysp metalicznych (A.G. Naumovets, Kijów); 6) wzbudzenia kolektywne na powierzchni metali (M. Rocca, Genua); 7) przenoszenie ładunku przy rozpraszaniu atomów na powierzchni (P. Nordlander, Houston) i w cienkich warstwach (T.E. Madey, Rutgers); 8) spektroskopia elektronów Augera (efekty dyfrakcyjne: H.E. Bishop, Harwell; koincydencja elektronów Augera i fotoelektronów w zastosowaniu do badania adsorpcji i nukleacji na powierzchni: R.A. Bartynski, Rutgers); 9) badania strukturalne powierzchni metodami rozproszonych wstecznie elektronów (M. De Crescenzi, Camerino), dyfrakcji fotoelektronów (Th. Greber, Zurych), fotoelektronów rentgenowskich (W.F. Egelhoff, Gaithersburg) oraz spektroskopii rozproszonych jonów (W. Soszka, Kraków); 10) stany elektronowe (S.G. Davison, Waterloo) i struktura elektronowa powierzchni w układach składających się z bardzo dużej liczby atomów (M. Michalewicz, Melbourne); 11) struktura elektronowa powierzchni metali i klastrów metali prostych (M. Brajczewska i C. Fiolhais, Coimbra); 12) rozpraszanie fal elektromagnetycznych przez cząsteczki rozłożone w materiale o innej stałej dielektrycznej (A. Modinos, Ateny); 13) badania wzrostu epitaksjalnego i własności cienkich warstw [T. Sakurai (Tohoku), W.F. Egelhoff (Gaithersburg)]. Tematyka większości komunikatów dotyczyła również tych grup tematycznych.

Materiały Seminarium będą opublikowane w czasopismach: *Progress in Surface Science* (wykłady na zaproszenie) oraz *Vacuum* (komunikaty uczestników).

*Adam Kiejna*

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW  
Wrocław

## 28. Konferencja EGAS

Między 14 a 20 lipca 1996 r. odbyła się w Grazu (stolica Styrii, Austria) kolejna, 28. konferencja Europejskiej Grupy Spektroskopii Atomowej (European Group for Atomic Spectroscopy, EGAS). Miasto to gościło konferencję tej grupy już po raz drugi, poprzednio odbyła się ona tutaj w 1988 r. W obu przypadkach zorganizowano ją przy miejscowej Politechnice (Technische Universität), a przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był prof. Laurentius Windholz z Instytutu Fizyki tej uczelni.

Na tegorocznej konferencji wyniki swych badań przedstawiło ponad 780 autorów. Wygłoszono 13 wykładów plenarnych, 36 wykładów sesyjnych i przedstawiono ponad 300 plakatów. Z górą 200 osób było autorami, bądź współautorami więcej niż jednej pracy – rekordzistami w tym względzie okazali się S.A. Kazancew (z St. Petersburga, Rosja), który był współautorem 10 prac i L. Windholz (Graz, Austria) – współautor dziewięciu. Natomiast do plakatu pt. „Precise measurements of the ground state ionization energy and wavelengths for the high  $n$  transitions in He-like Al and Ne-like Ni” przypisanych było 25 współautorów, a do plakatu pt. „Collinear laser spectroscopy of radioactive isotopes at the Jyvässkylä cyclotron” – dziewiętnastu.



Duże zainteresowanie wzbudził wykład prof. S. Svanberga (Lund, Szwecja) poświęcony zastosowaniom laserów w medycynie. Problematyką tą zajmuje się on od kilkunastu lat. Podobnie z zaciekawieniem wysłuchano wykładów współpracującego z nim G. Nilssona (Linköping, Szwecja), który mówił o użyciu laserów w diagnostyce medycznej i S. Avrillier (Villetaneuse, Francja), która z kolei przedstawiła możliwości wykorzystania laserów do zwalczania różnych postaci raka. Profesor L. Krause (Windsor, Kanada) wygłosił interesujący wykład na temat spektroskopii laserowej ekscymerów Hg<sub>2</sub>. Ciekawe wykłady na temat spektroskopii wysokiej rozdzielczości i optyki kwantowej jonów umieszczonych w pułapce wygłosili R.C. Thompson (Londyn, Anglia) i G. Werth (Moguncja, RFN).

Lista uczestników tegorocznej konferencji obejmowała 276 osób z 34 krajów. Prócz krajów europejskich brali w niej udział przedstawiciele 6 krajów pozaeuropejskich (Afryka Południowa, Egipt, Iran, Kanada, USA i Uzbekistan). Na liście uczestników największą grupę stanowili przedstawiciele Rosji (56 osób, 20% ogółu uczestników konferencji). Liczne były też grupy: polska (35 osób), niemiecka (34), austriacka (28) i bułgarska (16). Charakterystycznym zjawiskiem obecnej konferencji było to, że uczestnicy z terenów byłego ZSRR stanowili aż 29% ogółu, a uczestnicy z byłych tzw. KDL (121 osób) 44%. Stało się tak przede wszystkim dzięki udzieleniu przez organizatorów konferencji dużej liczby subwencji osobom z tego obszaru. Warto przypomnieć, że Polacy uczestniczą w spotkaniach EGAS (w licznej grupie) od dawna. Przez wiele lat byli jedynymi reprezentantami tzw. Wschodniej Europy. Również od dawna Polska jest reprezentowana we władzach EGAS. W tegorocznych wyborach uzupełniających do tych władz na miejsce ustępującego prof. Jerzego Dembczyńskiego (z Politechniki Poznańskiej) wybrano przez akklamację prof. Franciszka Bylickiego z Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu.

Bogaty też był program pozanaukowy konferencji. Jej uczestnicy wzięli udział w przyjęciu wydanym przez gubernatora Styrii panią Waltraud Klasnic w salach recepcyjnych pałacu Eggenbergów (renesansowy pałac o 365 oknach, zbudowany przez radcę dworu cesarskiego Hansa Ulricha Eggenberga w 1625 r.) oraz zostali przyjęci przez mera Grazu, Alfreda Stingla, w stylowym ratuszu, w salach senatu miejskiego. Bogaty był również program dla osób towarzyszących. Na sobotę 20 czerwca przewidziano dla zainteresowanych wycieczkę górską.

Zrzeszenie EGAS, działające pod auspicjami Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, utworzone zostało w Caen (Francja) w 1968 r. w trakcie konferencji Francuskiego Towarzystwa Fizycznego poświęconej fizyce atomowej. Tę konferencję z 1968 r. traktuje się jako „zerową” zrzeszenia EGAS. Konferencje EGAS zwoływane są corocznie w różnych miastach Europy. Na terenie Polski odbyły się 3 konferencje tego cyklu (dwukrotnie w Toruniu). Począwszy od 1981 r. co czwarta jest przeznaczona problemom fizyki atomowej i molekularnej (European Conference on Atomic and Molecular Physics, ECAMP). Obecnie EGAS skupia ok. 1100 naukowców z krajów europejskich i ok. 200 osób spoza Europy.

Konferencje EGAS przebiegają według utartego od lat schematu. Odbywają się zawsze w jednym z tygodni lipca. Poniedziałek przewidziany jest na przyjazd uczestników, a wieczorem odbywa się spotkanie powitalne, które od pewnego czasu przerosło się w wystawną kolację. Sesje naukowe odbywają się od wtorku do piątku (między godz. 9 a 19) – z wyjątkiem środy, w którą przed południem odbywają się sesje naukowe,

a po południu organizuje się kilkugodzinną wycieczkę. Na część naukową konferencji składają się wykłady plenarne (wygłaszane przez zaproszonych prelegentów), wykłady sesyjne oraz sesje plakatowe. Na sobotę (ewentualnie i niedzielę) organizatorzy proponują na ogół obszerniejszy program turystyczny.

Politechnika w Grazu wywodzi się ze szkoły technicznej pod nazwą „Joanneum”, powołanej w 1811 r. Szkoła ta uzyskała w 1864 r. status Wyższej Szkoły Technicznej, a w 1901 r. udzielono jej prawa nadawania stopnia naukowego doktora nauk technicznych. Począwszy od 1975 r. nosi nazwę „Uniwersytet Techniczny”. W 1976 r. wprowadzono dodatkowo nazwę „Uniwersytet Arcyksięcia Johana” – na cześć założyciela „Joanneum”. Na pięciu wydziałach kształci się tu obecnie ok. 14 tys. studentów, w tym ok. 1200 cudzoziemców. W Instytucie Fizyki (na wydziale techniczno-przyrodniczym) ok. 250 osób studiuje fizykę techniczną. Instytut Fizyki zatrudnia 3 profesorów i ok. 30 innych pracowników naukowo-dydaktycznych (w części na godzinach zleconych). Ma prawo nadawania stopnia naukowego doktora i przeprowadzania habilitacji, która zresztą w Austrii nie ma, podobnie jak i w innych krajach zachodnioeuropejskich, charakteru stopnia naukowego.

Współczesny Graz jest rozległym, 250-tysięcznym, drugim co do wielkości miastem w Austrii. Posiada bogate tradycje sięgające VII w. Istniała tu w tym czasie słowiańska osada Hradec – od której wywodzi się obecna nazwa miasta. Ma największą w Europie renesansową starówkę, najbogatszy na świecie renesansowy arsenał (liczący ok. 32 tys. eksponatów, głównie z XVI-XVII w.) oraz liczne zabytki architektury, przede wszystkim z tego okresu. Oprócz wymienionej już Politechniki istnieje tu Uniwersytet (ok. 25 tys. studentów) i Akademia Sztuk Pięknych, na której kształci się ok. 2 tys. studentów.

Kolejna konferencja EGAS odbędzie się w Berlinie (w dniach 14–19 lipca 1997 r.), natomiast w 1998 r. (w dniach 13–18 lipca) odbędzie się w Sienie (Włochy) następna konferencja ECAMP.

*Henryk Z. Wrembel*

Instytut Fizyki WSP  
Słupsk

### **Historia i filozofia fizyki w nauczaniu – konferencja w Bratysławie**

W dniach 21–24 sierpnia 1996 r. odbyła się w Bratysławie międzynarodowa konferencja „Historia i Filozofia Fizyki w Nauczaniu” („History and Philosophy of Physics in Education”). To już siódma z serii konferencji organizowanych przez Grupę Historii Fizyki Europejskiego Towarzystwa Fizycznego. Zorganizował ją Juraj Šebesta z Uniwersytetu Jana Amosa Komenskiego w Bratysławie.

Główne grupy tematyczne omawiane na konferencji to: 1) historia i filozofia fizyki w nauczaniu fizyki; 2) wskazanie uczniom wzajemnego wpływu teorii i doświadczenia poprzez lekturę historycznych tekstów i powtarzanie historycznych doświadczeń; 3) nauka i nauczanie w reżimach totalitarnych.

W konferencji wzięło udział ok. 50 osób z 16 krajów, w tym cztery osoby z Polski: B. Średniawa (UJ), L. Kostro (Gdańsk), M. Kokowski (PAN), Z. Gołąb-Meyer (UJ).

Grupa z Oldenburga demonstrowała repliki starych eksperymentów, które niewątpliwie są bardzo użyteczne w nauczaniu, często nawet bardziej niż nowsze wersje wspierane elektroniką i komputerami.

Nowe techniki nauczania (materiały na CD-ROM) szturmuje nauczanie. Dzięki nim można nie tylko „zwiedzać” Deutsches Museum w Monachium (Gudrun Wolfschmidt), lecz również zapoznać się z różnymi interpretacjami swobodnego spadku – Galileusza, Newtona, Einsteina (Fabio Bevilagua).

Jürgen Teichman (Deutsches Museum) zademonstrował jedną stronę z oryginalnej pracy Galileusza z jedynymi, jak twierdzi, udokumentowanymi danymi liczbowymi i ilustracjami, dotyczącymi doświadczenia ze swobodnym spadkiem. Przedstawił on propozycję interpretacji tych danych, propozycję dostępną dla uczniów szkół średnich. *Foton* udostępni czytelnikom materiały Teichmana.

Nauka w reżimach totalitarnych była przedstawiona na przykładzie Bułgarii (historia Bułgarskiej Akademii Nauk), Polski – tajne nauczanie w czasie okupacji (Z. G.-M.) i tajny Uniwersytet Jagielloński (B. Średniawa), Słowacji (R. Zajac i J. Šebesta) oraz pośrednio Związku Radzieckiego (dr A. Czernin z Moskwy mówił bowiem o działalności Gamowa).

Konferencja była dobrze zorganizowana, wykłady starannie dobrane do wyżej wymienionych grup tematycznych. Pozostawiono uczestnikom czas do dyskusji. Niestety w krótkim komunikacie trudno omawiać wszystkie interesujące referaty. Może na uwagę zasługuje wystąpienie Helge Kragha z Oslo, który wystąpił z ostrą krytyką konstruktywizmu (patrz *Foton*, nr 29).

Szkoda, że konferencja odbywała się dokładnie w czasie trwania Konferencji GIREP-u w Lublanie, z pewnością z korzyścią uczestniczyłoby w niej więcej osób.

*Zofia Gołąb-Meyer*

Instytut Fizyki UJ  
Kraków

## RECENZJE

Jerzy Sikorski: *Prywatne życie Mikołaja Kopernika*  
Wydawnictwo Prószyński i S-ka, Warszawa 1995, s. 310

Przekonany o słuszności systemu kopernikańskiego Johann Wolfgang Goethe pisał krótko przed śmiercią w 1832 r. do Friedricha Müllera: „Największe, najwspanialsze i najbogatsze w skutki odkrycie, jakie człowiek kiedykolwiek uczynił, ważniejsze od całej Biblii”. W słowach tych było sporo przesady, ale bez wątpienia niewiele dzieł okazało się tak brzemiennych w skutki jak właśnie *De revolutionibus*, które wywołało łańcuchową reakcję w intelektualnych kręgach całej Europy i świata. Znaczenia przewrotu kopernikańskiego nie wyczerpują bowiem konsekwencje naukowe. Nie można przecież zapominać, że heliocentryczna budowa Wszechświata stała się powodem konfliktu światopoglądowego i ideologicznego wyrażającego się w trwających przeszło 200 lat sporach religijnych, filozoficznych i społecznych. Zawsze też nazwisko Kopernika wymieniane było w towarzystwie największych umysłów, jak choćby Keplera, Galileusza, Lutra, Darwina, Marii Skłodowskiej-Curie czy Einsteina.

Od początku też zainteresowaniu teorią heliocentryczną towarzyszyła chęć poznania prywatnego życia Kopernika, jego osobowości i działalności nie związanej z astronomią. Znikoma liczba przekazów źródłowych sprawiała kopernikologom wiele kłopotów i zmuszała nieustannie do korygowania portretu skromnego i żyjącego gdzieś „na peryferiach Europy” uczonego kanonika z Fromborka. Niemniej, jego pozornie bezbarwne i spokojne życie pociągało tajemniczością, zwłaszcza po zaakceptowaniu systemu kopernikańskiego przez tzw. gabinetowych uczonych i zdjęciu *De revolutionibus* z indeksu ksiąg zakazanych (w 1828 r.). Nie dziwi więc fakt, że nieustannie wzbogacany przez niemieckich i polskich badaczy, szczególnie od końca XIX w., wizerunek astronoma przenikał dość szybko do potocznej świadomości. Działo się to za pośrednictwem licznych publikacji popularnonaukowych, artykułów prasowych i informacji zawartych w encyklopediach, a także przez powieści czy wreszcie poczytne biografie. Wśród tych ostatnich wymienić należałoby pracę J. Wasiutyńskiego (*Kopernik twórca nowego nieba*, Warszawa 1938), która mimo swej kontrowersyjności zdobyła nagrodę *Wiadomości Literackich*. Z racji wydania w przeddzień II wojny światowej nie zdołała ona jednak dotrzeć do szerokiego kręgu czytelników polskich. Większy zasięg zdobyła natomiast popularnonaukowa biografia pióra niemieckiego pisarza Hermana Kestena, wydana najpierw w wersji angielskiej *Copernicus and his world* (w Nowym Jorku w 1945 r. oraz w Londynie 1946). Autor potraktował Kopernika z wielką sympatią, a nawet uwielbieniem. Swoją niekiedy przejaskrawioną wizją podbił on niemal całą Europę, bowiem jego książka przetłumaczona została na wiele języków, m.in. na niemiecki (1948 i 1983 r.), szwedzki (1949), francuski (1951), włoski (1960) i wreszcie polski (*Kopernik i jego czasy*, PIW, Warszawa 1961). Większej popularności nie zyskała natomiast krytykowana za brak obiektywizmu powieść Artura

Koestlera (*The Sleepwalkers. A History of man's changing vision of the Universe*, New York-London 1959), która przedstawiała Kopernika jako nieuka i godnego pożałowania łęklivego kanonika, obawiającego się opublikowania swojego dzieła. W praktyce zatem w Polsce książka H. Kestena była jedyną popularną biografią fromborskiego astronoma aż do chwili pojawienia się w 1973 r. *Prywatnego życia Mikołaja Kopernika*, pióra historyka z Olsztyna Jerzego Sikorskiego.

Recenzowana tutaj książka jest trzecim z kolei wydaniem (drugie ukazało się również w Olsztynie w 1985 r.) i różni się od poprzednich większą objętością, doбором ilustracji oraz załączeniem uwag bibliograficznych. Nie uległa natomiast zmianie konstrukcja dzieła. Składa się ono z pięciu części (podzielonych na 20 rozdziałów) jak też uwag wprowadzających („On który lubił samotność”) oraz kończących („Pamięć ludzka”). Autor pozostawił również dawne tytuły rozdziałów, aczkolwiek treść kilku z nich wzbogacił o wyniki nowszych badań. I tak np. już w uwagach wstępnych zajmujących się problemem wyglądu zewnętrznego Kopernika ostro skrytykował poglądy Józefa Flika (wyrażone w *Roczniku Muzeum w Toruniu* w 1973 r. oraz w odrębnej publikacji *Toruńskie portrety mieszczańskie drugiej połowy XVI wieku z Muzeum w Toruniu*, Toruń 1982) na temat toruńskiego portretu astronoma. Jerzy Sikorski podtrzymuje tutaj opinię Leonarda Torwirta, iż znajdujący się obecnie w Sali Mieszczańskiej ratusza w Toruniu portret jest sporządzonym w pierwszej ćwierci XVI w. wizerunkiem Kopernika, a nie wykonaną ok. 1585 r. w Niderlandach kopią jego autoportretu.

Aktualne natomiast pozostały wcześniejsze ustalenia Jerzego Sikorskiego na temat miejsca spoczynku astronoma, zamieszczone w uwagach końcowych pt. „Pamięć ludzka”. Przyjmując za pewnik, że każdy kanonik chowany był po śmierci przy swoim ołtarzu, dojść można, zdaniem Autora, tylko do jednego wniosku, iż szczątki Kopernika spoczywają obecnie przy ołtarzu św. Krzyża (dawniej św. Wacława).

Zasadnicza część pracy Sikorskiego poświęcona została prześledzeniu kolei życia i działalności Kopernika od chwili jego narodzin w Toruniu w dniu 19 lutego 1473 r., przez studia uniwersyteckie w Krakowie i we Włoszech (1491-1503), instalację w kapitule warmińskiej we Fromborku i pobyt tam aż do śmierci w 1543 r. Niestety Autor zbyt pobieżnie potraktował okres dzieciństwa i młodych lat spędzony w domu rodzinnym. Podobnie niewiele uwagi poświęcił studiom Kopernika i klimatowi kulturalnemu panującemu w Krakowie i w miastach włoskich (Bolonii, Padwie, Rzymie i Ferrarze) na przełomie XV i XVI w. Zmniejszyło to w dużym stopniu możliwość określenia wpływu środowiska społecznego i panującego w nim systemu wartości na formację intelektualną astronoma.

Niewątpliwie w centrum zainteresowania Autora pozostaje okres warmiński Kopernika, a zwłaszcza jego pobyt przy katedrze fromborskiej, gdzie astronom spędził większość swego pracowitego życia. Do udanych partii książki Sikorskiego należy rozdział „Kapitularz i katedra”, który wprowadza czytelnika w organizację kapituły katedralnej, prawa i obowiązki kanoników, ich życie codzienne, obyczaje, zwykłe niesnaski i spory. Na tle znanej niechęci konfratrów do pełnienia zbyt pracochłonnych i uciążliwych urzędów kapitulnych, jak i przestrzegania statutowej stałej rezydencji przy katedrze, szczególnie wyróżniał się Mikołaj Kopernik oraz jego przyjaciel Tiedemann Giese. Oni właśnie niemal na przemian sprawowali najbardziej odpowiedzialne urzędy kanclerza i administratora. To właśnie na zamku w Olsztynie, siedzibie administratora dóbr kapitulnych, Kopernik

sporządził w 1516 r. znaną do dzisiaj tablicę obserwacyjną (do pomiarów momentów równonocy). Zagadnieniu temu poświęcony został odrębny rozdział „Słońce w krążanku”. W czasie wojny polsko-krzyżackiej Kopernik zasłużył się też szczególnie przygotowaniem olsztyńskiego zamku do obrony przed wojskami wielkiego mistrza Albrechta Hohenzollerna (1520–21). Właśnie ten wycinek życia astronoma nakreślony został bardzo plastycznie w obszernym rozdziale pt. „Wojna”. Równie interesująco brzmi opis działalności lokacyjnej Kopernika-administradora, który w latach 1516–19 skłaniał chłopów do przejmowania opustoszałych łąnów nie tylko okresem wolnizny, ale dając im ziarno pod zasiew, trzodę i bydło („Ziemia żywicielka”). W różnych częściach pracy Sikorski wskazał także na wielostronność zainteresowań fromborskiego astronoma, który zaangażował się w przygotowanie reformy monetarnej (1517–30), ustalenie „prawdziwej i słusznej wagi i ceny chleba” („Olsztyńska taksza chlebowa” z 1531 r.), jak też sporządził mapę Prus, przełożył na język łaciński *Listy* greckiego poety T. Symokatty (1509 r.), niósł pomoc medyczną swoim konfratrom, biskupom w Lidzbarku i poddanym, oraz wziął udział w planowanej przez Rzym reformie kalendarza.

Nieproporcjonalnie dużo miejsca, bo niemal cały trzynasty rozdział „Kobietki fromborskie”, zajmuje próba wyjaśnienia natury związków łączących Kopernika z Anną Schilling i reakcji na nie innych kanoników oraz biskupa Maurycego Ferbera i Jana Dantyszka (1531–39). Na tym tle ukazano bliżej sylwetki wiernych przyjaciół Kopernika, Tiedemanna Giesego oraz Aleksandra Scultetiego. Ten ostatni zresztą został również oskarżony o pozycie w konkubincie ze swoją gospodynią. Wśród niechętnych Kopernikowi przodował zdecydowanie prepozyt Paweł Płotowski, a później dołączył do nich Feliks Reich, który na życzenie Jana Dantyszka przygotowywał nawet w tajemnicy proces przeciwko kanonikom wiodącym niemoralny tryb życia. Jerzy Sikorski nie ma wątpliwości, iż Kopernik związany był uczuciowo z Anną Schilling, a zmuszony w końcu 1538 r. do jej oddalenia przeżywał boleśnie rozstanie. W tym trudnym okresie zjawiał się jednak na Warmii młody matematyk z Wittenbergi i entuzjasta teorii heliocentrycznej Jerzy Joachim Retyk, który przekonał Kopernika o konieczności opublikowania *De revolutionibus* i zajął się nie tylko dopilnowaniem sprawy druku w Norymberdze dzieła swojego mistrza, ale i sam w *Narratio prima* (1540) sławił koncepcję ruchomości Ziemi. Problemom tym poświęcono rozdz. 16 („Uczeń i nauczyciel”) oraz częściowo 19 („Po długim zwlekaniu”). W rozdziale ostatnim pt. „Na łożu śmierci” Autor wątpi, by sparaliżowany Kopernik cieszyć się mógł świeżo wydrukowanym egzemplarzem swego dzieła i sugeruje, że miał w rękę zaledwie kilkanaście pierwszych arkuszy przysłanych mu do korekty jeszcze w 1542 r. Jerzy Sikorski nie ufa też informacji Tiedemanna Giesego o śmierci astronoma w dniu 24 maja, i słusznie przyjmuje, iż musiała ona nastąpić między 7 a 21 maja 1543 r. Ta ostatnia wiadomość, podobnie jak i cały faktograficzny materiał dowodzą, że omawiana książka przygotowana została przy wykorzystaniu poświadczonych źródeł oraz wyników nowszych ustaleń specjalistów.

Dość często spotykamy w pracy dłuższe cytaty z dzieł lub korespondencji Kopernika, które przybliżają postać nie tylko samego astronoma, ale i jego konfratrów. Znacznie rzadziej Sikorski sięga po literacką fikcję, ale nie w celu zniekształcenia biografii Kopernika, lecz dla wyrażenia własnej interpretacji przeszłości i życiowych perypetii swego bohatera. Wprawdzie Autor stara się zachować obiektywizm, ale nierzadko zbyt emocjonalnie podchodzi do opisywanych zjawisk i postaw ludzkich, toteż książka roi się niepotrzebnie

od wykrzykników (niekiedy po trzy na jednej stronie). Niezbyt też przyjemnie brzmią niektóre określenia i wyrażenia użyte w celu fabularyzowania narracji, np. o Koperniku: „stary” (m.in. s. 175, 272), „dla jego [Ł. Watzenrodego] wydumanych ideałów uzyskał [Mikołaj Kopernik] doktorat prawa kanonicznego” (s. 43), „z powodu jego [Andrzeja Kopernika] ... nieokiełznania czy nawet rozwiązłości” (s. 78), „spasiony do monstrualnych rozmiarów” (s. 201) lub „nie wywietrzała jeszcze pan Krzysztof z papieskich pokoi” (s. 94). Mocno razi też uproszczone tłumaczenie niemieckiej nazwy Fromborka na „Kobietogród”, zwłaszcza, że „Frauenburg” odnosił się zawsze do grodu Matki Boskiej, a nie jakiejś legendarnej pruskiej wdowy (s. 194).

Natomiast zbyt powściągliwie Autor scharakteryzował intelektualną i obyczajową złożoność epoki humanizmu i reformacji, w której Kopernik żył i zmułnie dochodził do swego przełomowego odkrycia. Wydaje się, że zagadnienie to powinno być szerzej rozwinięte w ewentualnym następnym wydaniu książki. (W tej mierze książka wspomnianego już H. Kestena wydaje się ciekawsza i bardziej zachęcająca do pogłębionej lektury.) W kolejnym wydaniu książki Sikorskiego nie powinno też zabraknąć skorowidza miejscowości, ponieważ Autor nie zawsze jest konsekwentny w stosowaniu ich nazw, jak to zauważyć można choćby w przypadku Pieniężna, dawniej Melzaku. Mało uzasadnione wydaje się używanie starych nazw „Brunsberga” i „Heilsberg”, skoro współcześnie wyparte zostały przez Braniewo i Lidzbark. Nie przekonują również argumenty Sikorskiego o powodach opuszczenia w „Uwagach bibliograficznych” pozycji obcojęzycznych, a zwłaszcza prac zasłużonych niemieckich kopernikologów, L. Prowego, H. Schmaucha, W. Thimma. Niepotrzebnie spolonizowane zostały nazwiska wielu kanoników, np. Teodoryka von Reden na Teodoryka z Radzyna (sic!), ponieważ pochodził on z Rzeszy, a nie z Radzyna Chełmińskiego. Kopernik niewątpliwie był w 1496 r. klerikiem chełmińskim z racji pochodzenia z diecezji chełmińskiej oraz obrania stanu duchownego (s. 29). Fabian Luzjański był doktorem prawa kanonicznego (s. 30), a Jan Dantyszek tylko bakałarzem sztuk wyzwolonych (s. 209), natomiast Strasburg (a nie Sztrasburg) został miastem francuskim dopiero w 1681 r. (s. 7). Zmarły w 1498 r. dziekan to oczywiście Chrystian, a nie Krzysztof (s. 30, 39). Siostra Kopernika, Barbara, była benedyktynką w Chełmnie, a nie w Toruniu (s. 22). Nie ma też dowodów na to, by Kopernik „siedział po uszy” w Sodalicii Nadwiślańskiej w Krakowie i znał jej założyciela Konrada Celtesa (s. 37), ani też, że scholasteria św. Krzyża we Wrocławiu należała „tradycyjnie do Watzenrodów” (s. 49). Burgrabia Krzysztof Pfaff został ostatecznie, wbrew protestom biskupa i kapituły warmińskiej, ścięty w Królewcu (s. 153); Paweł Płotowski pochodził z Płutowa, a nie Płutowa w ziemi chełmińskiej (s. 184). Wreszcie warto byłoby uwzględnić wyniki badań Pawła Czartoryskiego, który w 1978 r. słusznie „zredukował” liczbę książek z dawnej biblioteki Kopernika do 18 woluminów. Niemniej ważnym elementem biografii Kopernika powinno być zamieszczenie informacji o losach rękopisu *De revolutionibus*, który po wielu perypetiach przeszedł na własność Biblioteki Jagiellońskiej w Krakowie.

Teresa Borawska

Zakład Historii Średniowiecza UMK  
Toruń

## LISTY DO REDAKCJI

## Wypadek może zdarzyć się wszędzie

Od wielu lat w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego odbywają się popularne wykłady i pokazy z fizyki dla młodzieży szkół podstawowych i średnich. Podsumowanie tej działalności dydaktycznej, jej znaczenie dla wszystkich zaangażowanych w nią stron: uczniów, nauczycieli a także krakowskich uczelni, które w dużej mierze rekrutują swych studentów ze słuchaczy tych wykładów, wymagałoby specjalnego omówienia. Bez drobiazgowej analizy można jednak śmiało stwierdzić, że jest to działalność niezwykle korzystna dla wszystkich zainteresowanych, powód uzasadnionej satysfakcji organizatorów oraz władz IF UJ.

Tę bardzo dobrą sytuację zakłócił jednak tragiczny wypadek, jaki zdarzył się w kwietniu ubiegłego roku. Od tego zdarzenia i od jego finału na sali sądowej minęło już sporo czasu. Trudno byłoby jednak powiedzieć, że emocje opadły. Pozostawiło ono bowiem trwałą ślad w świadomości nas wszystkich, którzy w tych zajęciach braliśmy udział, a także i tych, którzy przyglądali się im z sympatią.

Co się stało? Otóż podczas jednego z wykładów poświęconych fizyce niskich temperatur przedstawiano szereg doświadczeń z ciekłym azotem. Słuchacze byli zafascynowani zimnymi oparami dobywającymi się z dużego dewara. Na końcu wykładu dwójka dzieci podała osobie prowadzącej zajęcia szklaną buteleczkę po soku i poprosiła by tam wpuścić trochę par zimnego azotu. W chwili później butelka (zakręcona przez uczennicę) wybuchła, w konsekwencji czego dziewczynka traci wzrok w jednym oku.

Całe środowisko jest poruszone tragedią, która oprócz okaleczonego dziecka dotyka przecież i pracowników Instytutu, niezwykle oddanych młodzieży, dydaktyce i popularyzacji fizyki. Każdy, kto choć raz brał udział w takim wykładzie, dobrze zdaje sobie nagłe sprawę z tego, że podobne nieszczęście mogło się przydarzyć i jemu. Z drugiej strony dziennikarze, których nie sposób zainteresować „nudną i zbyt hermetyczną” codzienną działalnością Instytutu, mają swój „news” w stylu: nieodpowiedzialni naukowcy igrają z życiem i zdrowiem zwabionych do instytutu dzieci.

Trudno beznamiętnie pisać o tej sprawie i ją komentować. Trzeba jednak, jak sądzę, postawić kilka pytań, które są uniwersalne i istotne dla wszystkich popularyzatorów, nie tylko eksperymentujących na sali – można wszak sobie łatwo wyobrazić np. pożar rzutnika do przezroczy podczas wykładu teoretycznego.

Pierwszy problem, nad którym trzeba się zastanowić, to: jak pogodzić nieodzowną w popularnych imprezach spontaniczność i bezpośredniość z całkowitą eliminacją ryzyka? Wiadomo bowiem, że wykład, w którym uczeń nie może sam dotknąć jakiegось przyrządu, jest równie nieatrakcyjny jak np. audycja telewizyjna. Z drugiej strony przekonaliśmy się, że takie „dotykanki” może być bardzo niebezpieczne.



Problem drugi. Okazuje się, że nie można liczyć na obiektywizm naszego audytorium. Nie łudźmy się – dzieci, dla których fascynacji i radości bezinteresownie poświęcamy swój czas, w krytycznej sytuacji, gdy przyjdzie im wystąpić w charakterze świadków – przykro to stwierdzić – pod presją domu i szkoły mogą nie potwierdzić tego, co nam się zdaje obiektywną prawdą. (W sprawie, która stała się przyczyną napisania tych uwag, większość dzieci w trakcie dochodzenia zmieniła swe zeznania na niekorzyść osób prowadzących pokazy, a zeznania dwójki dzieci korzystne dla tych osób zostały przez psychologa sądowego wyłączone.)

Dlaczego tak się dzieje – to bardzo delikatna kwestia psychologii dziecięcej. Prawdopodobnie wielu z nich było tak przerażonych nieszczęściem, jakie dotknęło ich koleżankę, że intensywnie, na oślep nawet, poszukiwało winnego: „przecież ten niebezpieczny ciekły azot przyniosła ta osoba, która prowadziła wykład”. Okazuje się też, że przy tak krótkotrwałym i dramatycznym wydarzeniu nie można liczyć na obiektywne relacje nie tylko najmłodszych uczestników, lecz i nauczycieli, którzy byli na sali.

Problem trzeci – prawny. Jak widać, w krytycznej sytuacji nauczyciel czy wykładowca są całkowicie bezradni i bezbronni. Nie mają żadnej szansy na udowodnienie swej niewinności wobec jednolitego frontu żądnych „sprawiedliwości” dziennikarzy i rodziców.

Zdecydowałem się na napisanie tych kilku uwag, bo wiem, że mimo maksymalnej ostrożności, mniej lub bardziej podobny do opisanego wypadek może się zdarzyć wszędzie i każdemu. Każdy, kto w ramach oficjalnej działalności dydaktycznej uczelni prowadzi jakiegokolwiek zajęcia, musi być świadom zakresu ryzyka i odpowiedzialności, jaka na niego spada. Obecnie, jak się okazuje, te sprawy są zupełnie nie uregulowane. W razie nieszczęśliwego wypadku, prowadzący zajęcia ponosi całkowitą i wyłączną odpowiedzialność. Oczywiście nie można dla asekuracji wpadać w skrajność ograniczając popularyzację i pokazy dla młodzieży. Niech jednak te bolesne doświadczenia, jakie przeżyliśmy w Krakowie, poruszą wyobraźnię wszystkich innych organizatorów podobnych przedsięwzięć. Za szczególnie pilną uważam konieczność odpowiednich rozwiązań prawnych. Oprócz spełnienia wszystkich warunków bezpieczeństwa pojawia się też kwestia ubezpieczenia nauczyciela, niezbędnego dla dania mu poczucia bezpieczeństwa. To poczucie mieć muszą nie tylko prowadzący zajęcia, ale i nauczyciele szkolni przyprowadzający swoje klasy na takie pokazy.

Myślę, że wypracowanie odpowiednich rozwiązań i mechanizmów postępowania to tematy, którym powinny się zająć i związki zawodowe i komisja prawna Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

*Wojciech Gawlik*

Instytut Fizyki UJ  
Kraków

## K R O N I K A

## EPS

Prezesem Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS) jest H. Schopper (Genewa), a wiceprezesem i prezesem-elektem – D.I. Weaire (Dublin). Do EPS należy ok. 70 000 osób albo jako członkowie indywidualni (ok. 4000 osób), albo jako członkowie 36 narodowych towarzystw fizycznych, albo 17 towarzystw współpracujących. Ponadto EPS ma 69 członków stowarzyszonych (instytuty naukowe, firmy przemysłowe i wydawnicze).

Do różnych komisji i zarządów oddziałów wchodzi następujące osoby z Polski: Sekcja do zadań Wschód-Zachód – H. Szymczak (Warszawa); Komisja Wymiany Studentów – I. Sosnowska (Warszawa); Europejski Komitet Weryfikacyjny – H. Wrembel (Słupsk); Grupa koordynacji Internetu, koordynator dla Polski – J. Zagrodziński (Warszawa); Oddział Fizyki Atomowej i Molekularnej – J. Zakrzewski (Kraków); Sekcja Spektroskopii Atomowej (EGAS) – F. Bylicki (Toruń); Oddział Materii Skondensowanej, Sekcja Cieczy – J. Piasecki (Warszawa); Oddział Materii Skondensowanej, Sekcja Magnetyzmu – H. Lachowicz (Warszawa); Oddział Fizyki Wysokich Energii i Cząstek – A. Białas (Kraków); Oddział Fizyki Jądrowej – S.G. Rohoziński (Warszawa); Oddział Elektroniki Kwantowej i Optyki – W. Gawlik (Kraków); Międzyoddziałowa Grupa Fizyki Obliczeniowej – M. Bubak (Kraków); Międzyoddziałowa Grupa Historii Fizyki – L. Kostro (Gdańsk); Międzyoddziałowa Grupa Nauczania Fizyki – J. Blinow-

ski (Warszawa) i I. Sosnowska (Warszawa).

*Europhys. News* 27, nr 4 (1996)

B. W.

## Nominacje profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych, nadany przez Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej, otrzymali w dniu 31 maja 1996 r.: Władysław Dąbrowski (AGH, Kraków), Janusz Gil (WSP, Zielona Góra), Maria Kamińska (UW, Warszawa), Krystyna Szczepaniak-Person (Univ. of Florida, Gainesville); w dniu 18 czerwca tytuł otrzymał Krzysztof Tomala (UJ, Kraków); w dniu 30 lipca tytuł otrzymali: Ryszard Mańka (UŚI, Katowice), Michał Różycka (UW, Warszawa), Jacek Wosiek (UJ, Kraków).

*Sprawy Nauki*, nr 4 (1996)

## KBN

Komitet Badań Naukowych na posiedzeniu 15 maja 1996 r. przydzielił podmiotom działającym na rzecz nauki środki na dofinansowanie działalności ogólnotechnicznej i wspomagającej badania w łącznej wysokości 1 817 390 zł. Polskiemu Towarzystwu Fizycznemu przyznano następujące środki: Postępy Fizyki (6 zeszytów) – 35 000 zł; Biuletyn Informacyjny – 1 250 zł; Konferencje naukowe: XXVII Int. Conference on High Energy Physics – 30 000 zł; 26-èmes Journées des Actinides – 5 000 zł; Szkoła Fenomenów Nieliniowych Mazury '96 – 2 000 zł; Międzynarodowa Letnia Szkoła Fizyki Fazy Skon-

densowanej – 5000 zł; *Electron Localization and Quantum Transport in Solids* – 5000 zł.

*Sprawy Nauki*, nr 3 (1996)

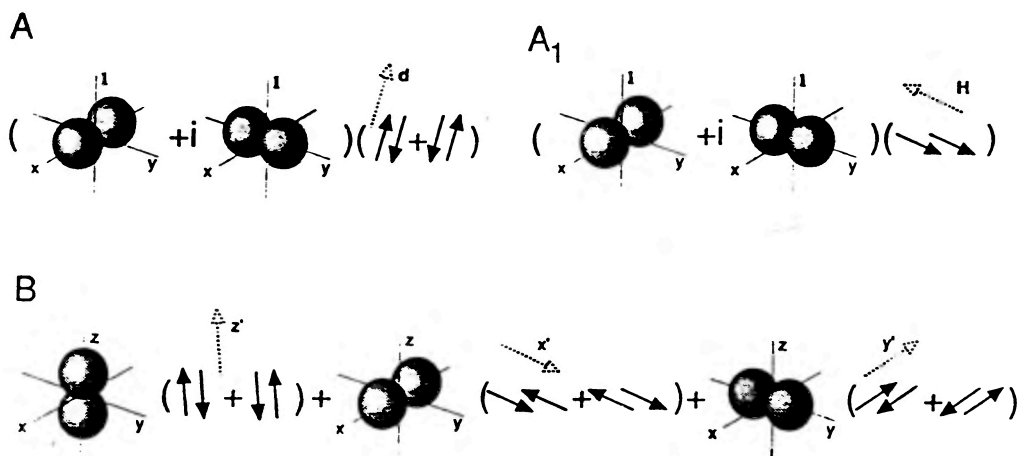
### Nagroda Nobla z fizyki 1996

Nagrodę Nobla z fizyki otrzymali w 1996 r. za odkrycie fazy nadciekłej  $^3\text{He}$  trzech Amerykanie: David M. Lee (ur. 1931 r.), Robert C. Richardson (ur. 1937 r.), obaj z Uniwersytetu Cornella w Ithace, i Douglas D. Osheroff (ur. 1945 r.) z Uniwersytetu Stanforda w Kalifornii. Odkrycia dokonali w końcu 1971 r. na Uniwersytecie Cornella (Osheroff był tam wówczas doktorantem), a ich wspólna praca [1] ukazała się w 1972 r. Autorzy zaobserwowali nowe cechy charakterystyczne krzywej topnienia  $^3\text{He}$ , występujące w temperaturach 2.6 i 2.0 mK. Początkowo sądzili oni, że te nowe anomalie związane są z przejściem do stałej fazy  $^3\text{He}$ . Jednakże wkrótce pojawiła się sugestia Leggetta [2] (zapewne nagroda Nobla w najbliższych latach), że być może jest to od dawna poszukiwane przejście do fazy nadciekłej płyn-

nego  $^3\text{He}$ . Ta sugestia była trafna i wkrótce pojawiła się lawina prac na temat tej niezwykłej fazy nadciekłej, która okazała się kompletnie różna od fazy obserwowanej dla  $^4\text{He}$ . Jest to mianowicie ciecz złożona z atomów  $^3\text{He}$  tworzących pary Coopera w stanie ze spinami równoległymi (stan trypletowy) i z niezerowym orbitalnym momentem pędu pary. Wyniki te stanowiły ukoronowanie przewidywań teoretycznych poczynszyszy od prac Galasiewicza [3], Pitajewskiego [4], Andersona i Morela [5] oraz Baliana i Werthamera [6], w których uogólniono koncepcje Bardeena, Coopera i Schrieffera [7] dotyczące przeniesienia idei parowania w nadprzewodnikach na przypadek cieczy złożonej z obojętnych atomów  $^3\text{He}$ , które się wzajemnie odpychają na małych odległościach. Chodzi bowiem o to, że fermiony muszą najpierw utworzyć stan związany par (a więc obiektów o spinie całkowitym), które już mogą kondensować. Na marginesie należy zaznaczyć, że niezysający już J.C. Wheatley był osobą wcześniej poszukującą tego zjawiska, od prawie 10 lat, i zaraz po ukazaniu się pracy Osheroffa, Richardsona i Lee wniósł wielki



Od lewej: Lee, Richardson i Osheroff.



Rys. 1.

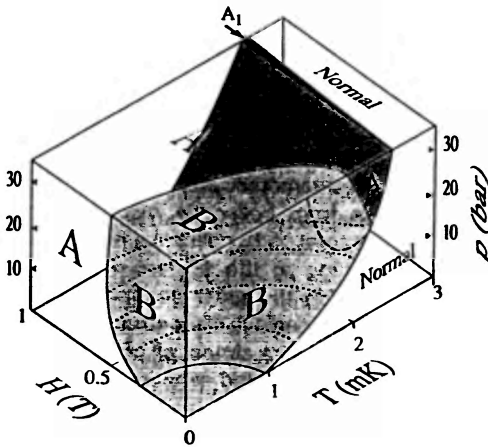
wkład w poznanie własności nadciekłego  ${}^3\text{He}$ , a także napisał pierwszy wielki artykuł przeglądowy na ten temat [8]. Artykuł ten oraz teoretyczny artykuł Leggetta [9] stanowią w zasadzie aktualne do dziś studium podstawowych własności tego zjawiska.

Aby zdać sobie sprawę z fundamentalnego znaczenia tego odkrycia należy scharakteryzować własności cieczy złożonej z atomów  ${}^3\text{He}$ . Atom  ${}^3\text{He}$  zawiera dwa elektrony w stanie  $1s^2$ , a więc o sumarycznym spinie równym zero. Jądro  ${}^3\text{He}$  posiada dwa protony i jeden neutron o sumarycznym spinie  $s = 1/2$ . Zatem ciecz takich atomów to ciecz fermionów o spinie  $1/2$  i, w odróżnieniu od cieczy elektronów w metalu, jest to ciecz cząstek obojętnych elektrycznie. Jak podkreślił Landau [10], ciekły  ${}^3\text{He}$  reprezentuje kanoniczny przypadek cieczy kwantowej typu Fermiego. Można zatem od razu zadać pytanie, czy taka ciecz może być nadprzewodząca. A skoro tak jest w rzeczywistości, jak to wykazali tegoroczni laureaci, to czym to makroskopowe zjawisko kwantowe różni się od nadciekłości  ${}^4\text{He}$

obserwowanej już 35 lat wcześniej przez Keesoma, czy od nadprzewodnictwa zaobserwowanego 60 lat wcześniej przez Kamerlingha Onnesa [11]?

Ponieważ zasadnicza natura różnych faz nadciekłych w  ${}^3\text{He}$  została już dobrze odgadnięta (tj. zgadza się z doświadczeniem), więc można zacząć od teorii. Otóż istnieją trzy rodzaje par Coopera złożonych z atomów  ${}^3\text{He}$ , a odpowiadające im fazy nadciekłe są oznaczone symbolicznie przez A (faza Andersona-Brinkmana-Morela),  $A_1$  (występuje tylko w niezerowym polu magnetycznym) oraz faza B (Baliana-Werthamera). Konfiguracja atomów  ${}^3\text{He}$  tworzących parę została schematycznie przedstawiona na rys. 1, a wykres fazowy w funkcji parametrów termodynamicznych  $T$  (temperatura w milikelwinach),  $H$  (pole magnetyczne w teslach) oraz  $p$  (ciśnienie w barach) przedstawia rys. 2 [12]. W fazie A jednostkowy orbitalny moment pędu pary jest zorientowany wzdłuż osi  $l$ , natomiast całkowity spin ( $S = 1$ ) ma tylko składowe albo  $S_z = +1$ , albo  $S_z = -1$ . Dokładniej, rzut wypadkowego momentu spi-

nowego na oś  $d$  jest równy zeru. „Ósemkowe” orbitale oznaczają stan orbitalny typu  $p$  pary, pozostały czynnik to funkcja spinowa pary. W fazie  $A_1$  wypadkowy spin jest zorientowany przeciwnie do kierunku pola magnetycznego. Natomiast w fazie  $B$  wszystkie trzy składowe spinu  $S_z = 0, \pm 1$  występują na równych prawach. Oczywiście w każdym z tych stanów parę stanowią atomy, z których jeden ma pęd  $p$ , a drugi  $-p$ , tak jak w nadprzewodnikach.



Rys. 2.

Niezerowy moment spinowy pary Coopera prowadzi do szeregu anizotropowych własności jak np. nadciekłość spinowa opisana niedawno w *Postęпах Fizyki* [13], a stanowiąca analog efektu Josephsona, z tym że tutaj mamy do czynienia z prądami czysto spinowymi. Co więcej, możliwa jest też spójna precesja spinów całej próbki!

Jakkolwiek nadciekłość  $^3\text{He}$  nie prowadzi na razie do żadnych konsekwencji praktycznych, to stanowi piękne potwierdzenie istnienia makroskopowych zjawisk kwantowych, w tym istnienia funkcji falowej dla całego układu makroskopowego, a nie tylko dla mikrocząstek, czy pojedynczych całych

atomów  $^3\text{He}$ . Może też mieć konsekwencje dla astrofizyki gwiazd neutronowych, które w odpowiednich warunkach winny być wirującymi obiektami nadciekłymi. Wreszcie, te przejścia fazowe w  $^3\text{He}$  zostały niedawno wykorzystane przez dwie grupy doświadczalne (w Grenoble i w Helsinkach) do symulacji tworzenia się strun kosmicznych we wczesnym Wszechświecie. Takie hipotetyczne struny mogły się pojawić jako defekty topologiczne podczas szybko zachodzących przemian fazowych, które miałyby łamać symetrię wcześniej zunifikowanych oddziaływań i w ten sposób prowadzić do czterech typów oddziaływań znanych obecnie. Obie grupy użyły w tym celu reakcji jądrowych zaindukowanych neutronami w celu lokalnego ogrzania próbek w taki sposób, że lokalnie występujące przemiany fazowe stowarzyszone są z tworzeniem się wirów kwantowych, stanowiących analogię strun kosmicznych. Kosmiczne struny wydają się ważne np. przy tworzeniu galaktyk [14].

Tak więc kwantowa natura przemian fazowych w ciekłym  $^3\text{He}$ , w połączeniu z bogactwem zjawisk im towarzyszącym (tworzenie się skwantowanych wirów, nadpłynność, tworzenie się tekstur i innych struktur powierzchniowych), stanowić będzie w przyszłości podstawę unaocznienia natury dziwnego świata kwantowego w naszej skali obserwacji.

Józef Spatek

- [1] D.D. Osheroff, R.C. Richardson, D.M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 885 (1972).
- [2] A.J. Leggett, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 352 (1973).
- [3] A.Z. Galasiewicz, *Acta Phys. Polonica* **19**, 467 (1960).
- [4] L.P. Pitaevskii, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **37**, 1794 (1959).
- [5] P.W. Anderson, A. Morel, *Phys. Rev.* **123**, 1911 (1961).
- [6] R. Balian, N.R. Werthamer, *Phys. Rev.* **131**, 1553 (1963).

- [7] J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
- [8] J.C. Wheatley, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 415 (1975).
- [9] A.J. Leggett, *Rev. Mod. Phys.*, **47**, 331 (1975).
- [10] L.D. Landau, *Zh. Eks. Teor. Fiz.* **30**, 1058 (1956).
- [11] W.H. Keesom, G.E. MacWood, *Physica* **5**, 737 (1938); H. Kammerlingh Onnes, *Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden*, nr 119, 120, 122 (1911).
- [12] Por. np. E.V. Thunberg, J.P. Pekola, *Europhys. News* **22**, 3 (1991).
- [13] G. Pickett, *Postępy Fizyki* **46**, 167 (1995) i prace tam cytowane.
- [14] Komunikat prasowy Fundacji Nobla z dn. 10 października 1996 r.

### Nagroda Nobla z chemii 1996

Nagrodę Nobla z chemii otrzymali w 1996 r. za odkrycie fullerenów: Robert F. Curl, Jr. (ur. 1933 r.), Richard E. Smalley (ur. 1943 r.), obaj z Uniwersytetu Rice'a w Houston (USA), i Sir Harold W. Kroto (ur. 1939 r.) z Uniwersytetu Sussex w Brighton (W. Brytania).

Odkrycie fullerenów – zamkniętych dwuwymiarowych powłok utworzonych przez atomy węgla – stanowi jedno z największych odkryć fizykochemii materiałów. Głównym reprezentantem tej klasy molekuł jest cząsteczka  $C_{60}$ , której budowę podobną do piłki futbolowej odgadli tegorocznymi laureaci Nagrody Nobla. Taki twór geometryczny istniał w wyobraźni artystów i był przewidywany jako molekuła super-aromatyczna przez Japończyka Osawę. Obliczono też poziomy energetyczne molekuły  $C_{60}$ . Kaldor badając różnorakie klastry węglowe widział, że przy masach atomowych 720 i 840 j.m.a. występują najsilniejsze maksima w spektrogramie masowym, które dzisiaj wiążemy z molekułami fullerenu  $C_{60}$  i  $C_{70}$ . Przed Kroto i Smallem hipoteza takich molekuł wy-

dawała się do tego stopnia mało prawdopodobna, że Jones opisywał ją pod pseudonimem. O tych ciekawostkach prehistorii fullereny piszą Kroto [1] i Smalley [2] w swoich monograficznych opracowaniach.

Molekuła  $C_{60}$  przebiła się do świadomości ludzi dzięki uporowi Kroto, który (jeżdżąc często z Wielkiej Brytanii do Teksasu) wraz ze Smallem i Curlem na drodze rozpylania grafitu za pomocą promienia laserowego w atmosferze argonu lub helu wytwarzał molekuły, które miały masę atomową 720 j.m.a. Smalley wiedząc, że architekt Buckminster Fuller do zbudowania geodezyjnego, utworzonego z sześciokątów dachu pawilonu USA na Wystawie w Montrealu '67 musiał włączyć pięciokąty, aby zamknąć powierzchnię, przez całą noc układał z pięciokątów i sześciokątów sferę, na której leżało 60 wierzchołków. Jakież było jego zdumienie, gdy w wyniku tej układanki powstała zamknięta kula o kształcie piłki futbolowej. Wraz z Kroto tak przejęli się swoim odkryciem, że napisali ową słynną pracę opublikowaną w *Nature* w 1985 r. pt. „ $C_{60}$  Buckminsterfullerene” [3], w której zdjęcie piłki nożnej jest głównym rysunkiem. Kroto i Smalley robili wszystko, aby świat uwierzył w fullereny. Tę gorączkę poszukiwań pokazuje w poetyckiej formie film BBC pt. „Horizon – molecules with sunglasses”. Przez 5 lat, od 1985 do 1990 roku, utrzymywała się niepewność, czy fullereny istnieją. Punktem zwrotnym była praca Krätschmera i współpr. [4], gdzie pokazano nową metodę wytwarzania dużej ilości fullereny w łuku elektrycznym palącym się w atmosferze helu lub argonu. Wytworzona sadza zawierała część rozpuszczalnej substancji węglowej o rubinowym zabarwieniu i nierozpuszczalnym osadzie. Z barwnego roztworu po odparowaniu rozpuszczalnika wyrosły kryształy fullereny. To była bomba fullerenowa. Okazało się bowiem, że w krysz-

tałach tych o regularnych kształtach odległość pomiędzy środkami kul węglowych wynosi 10 Å, co było potwierdzeniem istnienia cząsteczki C<sub>60</sub>. Właśnie ta praca rozpoczęła lawinę publikacji na temat fullerenów. Dzisiaj istnieje cała chemia fullerenów, które mogą tworzyć kompleksy zarówno z zewnętrznymi, jak i wewnętrznymi atomami. Związek powstały w procesie interkalowania oznaczamy M<sub>x</sub>C<sub>60</sub>, gdzie M jest atomem lub cząsteczką wprowadzoną do luk oktaedrowych lub tetraedrowych występujących w regularnej strukturze fcc kryształu C<sub>60</sub>. Gdy jon lub atom znajduje się w środku molekuly fullerenu, oznaczamy to La<sup>3+</sup>@C<sub>60</sub> lub <sup>3</sup>He@C<sub>60</sub>. Oznacza to, że jon lantanu La<sup>3+</sup> lub atom <sup>3</sup>He znajduje się we wnętrzu molekuly C<sub>60</sub>. Dzisiaj znamy już całe multum fullerenów, a chemia fullerenów rozwija się burzliwie.

Dla fizyków odkrycie fullerenów było nowym impulsem do zajęcia się substancją węglową, gdyż obok diamentu i grafitu pojawiła się nowa forma węgla, która charakteryzuje się nie tylko różną od dwóch pozostałych form strukturą elektronową węgla. Hybrydyzacja elektronów na atomie węgla w diamencie jest sp<sup>3</sup>, w graficie sp<sup>2</sup>, a w fullerenie ma ułamkową postać sp<sup>2.28</sup>. Można więc nie zmieniając wielkości molekuly fullerenu planować strukturę elektronową atomów węgla. Nowością jest także to, że fulleren C<sub>60</sub> to idealnie dwuwymiarowa, niepłaska struktura utworzona z atomów węgla. Każdą ze struktur molekuly fullerenu C<sub>n</sub> stabilizuje 12 pięciokątów, co oznacza, że w miarę wzrostu liczby atomów węgla n struktura molekuly ma charakter coraz bardziej zbliżony do grafitu. Nanorurki są nowym tematem badania węgla i jego zastosowań, a pojawiły się dzięki odkryciu fullerenu.

Dlaczego fullereny interesują fizyków? To bardzo ciekawa nowa substancja o unikatowych własnościach:

- 1) Molekuly fullerenu stanowią pomost pomiędzy molekulami i makromolekularną strukturą węgla.
- 2) Kryształy C<sub>60</sub> są kryształami molekularnymi z wiązaniami van der Waalsa.
- 3) Interkalowane związki M<sub>x</sub>C<sub>60</sub> są kryształami jonowymi o różnym stopniu przeniesienia elektronu z donora M na molekulę fullerenu.
- 4) Gdy M = K lub Rb, własności M<sub>x</sub>C<sub>60</sub> w funkcji x zmieniają się od półprzewodników, gdy x = 0, przez metale, gdy x ≪ 1, i nadprzewodniki, gdy x = 3, aż do izolatorów dla x = 6.

Ostatni punkt czyni interkalaty fullerenowe materiałami unikatowymi. Zmiana koncentracji w dwuskładnikowym związku M<sub>x</sub>C<sub>60</sub> pozwala na wytworzenie każdego materiału dla elektroniki przyszłości, zwłaszcza że pojawiły się związki fullerenu o własnościach magnetycznych.

Obok wspomnianych własności materiałowych fullereny, których trop znajduje się w kosmosie, zmieniły nasze poglądy w chemii kosmicznej. Przed odkryciem fullerenów sądzono, że cząsteczki wielowęglowe powstają w dwójkowych zderzeniach wewnątrz „ciemnej materii” wypełniającej kosmos. Dwa atomy po zderzeniu tworzą molekulę zawierającą dwa atomy węgla, ta z kolei po spotkaniu trzeciego atomu tworzy molekulę trójatomową itd. Gdy odkryto łańcuchy węglowe mające 8 atomów węgla, stwierdzono, że ten mechanizm jest bardzo mało prawdopodobny. Odkrycie fullerenu zmienia ten pogląd, bo po śmierci czerwonego olbrzyma pojawią się cząsteczki C<sub>60</sub> lub C<sub>70</sub> jako pierwotne, najtrwalsze struktury węgla. Wieloatomowe molekuly węgla są więc wynikiem rozpadu fullerenu lub niekompletnej syntezy molekuly fullerenu.

Idea Kroto, Smalleya i Curla zapoczątkowała tę piękną nową dziedzinę fizy-

kochemii węgla, a dr Przemysław Byszewski (z IF PAN), który w kilka miesięcy po doniesieniach W. Krätschmera otrzymał w Polsce pierwsze fullereny, wciągnął nas do tych fascynujących badań.

Załączam spis głównych prac związanych z tym odkryciem [1-10], lecz dzisiaj mamy tysiące doniesień dotyczących fullerenów, kilka czasopism ma w tytule fullereny, a liczne sympozja i konferencje poświęcone są badaniom fullereny. W kwietniu 1997 r. w Poznaniu odbędzie się „Specialized Colloque AMPERE/RAMIS”, na którym przedstawione będą nowe wyniki badań radiospektroskopowych i nadprzewodnictwa w fullerenach.

Jan Stankowski

- [1] H. Kroto, „C<sub>60</sub>: Buckminsterfullerene, The Celestial Sphere that Fell to Earth”, *Angew. Chem.* **31**, 111 (1992).
- [2] R.E. Smalley, „Self-Assembly of the Fullerenes”, *Ac. Chem. Res.* **25**, 98 (1992).
- [3] H. Kroto, J.R. Heath, S.C. O'Brien, R.F. Curl, R.E. Smalley, „C<sub>60</sub>: Buckminsterfullerene”, *Nature* **318**, 162 (1985).
- [4] W. Krätschmer, K. Fostiropoulos, D.R. Huffman, „The IR and UV absorption spectra of laboratory-produced carbon dust: evidence for presence of the C<sub>60</sub> molecule”, *Chem. Phys. Lett.* **170**, 167 (1990).
- [5] E.A. Rohlfing, D.M. Cox, A. Kaldor, „Production and characterization of supersonic carbon beams”, *J. Chem. Phys.* **81**, 3322 (1984).
- [6] W. Krätschmer, „How we come to produce C<sub>60</sub>-fullerite”, *Z. Phys. D* **19**, 405 (1991).
- [7] D.W. Murphy, M.J. Rosseinsky, R.M. Fleming, R. Tycko, A.P. Ramirez, R.C. Haddon, T. Siegrist, G. Dabbagh, J.C. Tully, R.E. Walstedt, „Synthesis and characterization of alkali metal fullerenes: A<sub>x</sub>C<sub>60</sub>”, *J. Phys. Chem. Solids* **53**, 1321 (1992).
- [8] R. Taylor, D.R.M. Walton, „The chemistry of fullerenes”, *Nature* **363**, 685 (1993).

[9] M.S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, P.C. Eklund, „Fullerenes”, *J. Mater. Res.* **8**, 2054 (1993).

[10] K. Wysokiński, „Fullereny”, *Postępy Fizyki* **44**, 339 (1993).

### By społeczeństwo miało więcej rzetelnych informacji o fizyce

Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne we współpracy z Amerykańskim Stowarzyszeniem na rzecz Postępu Nauk Przyrodniczych ustanowiło stypendia dla absolwentów fizyki i młodych doktorów mające umożliwić im kilkumiesięczną pracę w różnych redakcjach środków masowego przekazu. Inicjatywa ta ma na celu podniesienie poziomu przekazywanych przez prasę informacji naukowych, co powinno wpłynąć na lepsze zrozumienie i docenienie przez społeczeństwo wyników badań fizycznych.

Naukowcy mają zupełnie inne kryteria oceny wartości informacji naukowych niż dziennikarze. Ruth Howes, profesor fizyki w Ball State University i Beverley Pitts, profesor dziennikarstwa w tymże uniwersytecie, zebrali opinie 115 fizyków i dziennikarzy na temat informacji, jakie ukazały się w środkach masowego przekazu w związku z wynikami z Fermilabu wskazującymi, że być może kwarki mają strukturę. Dziennikarze krytykowali styl, konstrukcję i kontekst w jakim te wiadomości się ukazywały, a fizycy krytykowali, oczywiście, wartość naukową podawanych informacji. Jeden z artykułów, który dziennikarze uważali za „lepiej dający się czytać”, fizycy uznali za „przesadnie uproszczony i sensacyjny”. Wniosek z tych badań jest dość oczywisty: gdyby dziennikarze piszący o sprawach nauki mieli wykształcenie zarówno dziennikarskie, jak i naukowe, to społeczeństwo otrzymywałoby pełniejszy i jaśniejszy obraz tego,



jak ludzie nauki myślą, rozwiązują problemy, rozwijają teorie, dochodzą do odkryć.

Poczynając od 1997 roku Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne będzie oferować rocznie dwa stypendia dla „fizyków-dziennikarzy”.

*Phys. Today* 49, nr 9 (1996)

B. W.

### W Holandii też kłopoty z popularyzacją

Nawet w Holandii, gdzie jak się wydaje społeczeństwo bardzo wysoko ceniło naukę, środki masowego przekazu zbyt mało uwagi teraz poświęcają postępom nauki, a fizyki szczególnie. Jaap Willems z Uniwersytetu w Nijmegen szukając gdzie leży ta bariera między fizyką i prasą przeprowadził rozmowy z kilkunastoma poważnymi fizykami holenderskimi i z dziennikarzami piszącymi o sprawach nauki.

Większość pytaných fizyków uważa, że popularyzacja jest potrzebna, aczkolwiek byli i tacy, którzy tej potrzeby nie widzieli. Dziennikarze są zainteresowani postęпами fizyki, ale zdają sobie sprawę, że sami mają zbyt małą wiedzę i czerpią wiadomości głównie z popularyzujących czasopism (np. *Science*, *Nature*, *Scientific American*) i wykładów dla szerokiej publiczności. Uzyskanie zrozumiałych informacji od fizyków sprawia im trudności, na ogół bowiem fizycy nie umieją w sposób jasny i przystępny przedstawić swoich osiągnięć. Jak powiedział jeden z dziennikarzy: „Fizyka jest bardzo wyspecjalizowana, a fizycy zwykle nie umieją wyjaśniać; każdy z nich wie bardzo wiele, ale tylko z bardzo wąskiej dziedziny”. Natomiast jeden z fizyków uważa, że większość fizyków potrafi przedstawić swoją pracę, jeśli tylko dziennikarz zadaje właściwe pytania, ale zupełnie nie umie wyobrazić sobie sposobu myślenia laików. Wielu z pytaných fizyków uważa, że

kursy pisania dla szerszej publiczności bardzo by im się przydały.

Czasem też występują bariery formalne: niektóre instytucje i firmy są przeciwne bezpośrednim kontaktom pracowników z prasą.

*Europhys. News* 27, nr 4 (1996)

B. W.

### Angielski przepis na kontakty ze społeczeństwem

Brytyjskie Ministerstwo Nauki i Techniki wydało książeczkę *Going public* z przepisami, jak komunikować społeczeństwu informacje o nauce. Główny doradca naukowy rządu Zjednoczonego Królestwa, Robert May, pisze tam m.in.: „Społeczność naukowa musi przypominać często sceptycznej publiczności o wartości nauki i techniki. Musimy też przekonywać młodych ludzi, że kariera naukowa to właśnie coś dla nich”.

Książeczka zawiera praktyczne porady, jak nawiązywać kontakty ze środkami masowego przekazu, co robić, gdy zatelefonuje któryś z dziennikarzy, jak unikać pułapek i jak sobie radzić z kolegami nieprzychylnie odnoszącymi się do takich kontaktów.

*Phys. World* 9, nr 10 (1996)

B. W.

### Wahadło nie tylko Foucaulta

W rok po słynnym doświadczeniu Foucaulta w paryskim Panthéonie, a więc w roku 1852, niemiecki fizyk Caspar Garthe przeprowadził analogiczne doświadczenie w katedrze w Kolonii.

Garthe zawiesił na stalowym drucie mosiężną kulę wypełnioną ołowiem z wysokiego na 45 m stropu prezbiterium katedry. Dwa ostrza umieszczone tuż przy podłodze służyły jako wskaźnik obrotu płaszczyzny wahnięć. Około tysiąca widzów, płacąc po

20 srebrnych groszy za wejście, obejrzało ten pokaz. Zebrana suma została użyta na dalszą budowę katedry.

Dla uczczenia dwusetnej rocznicy urodzin Garthego powtórzone w kolońskiej katedrze jego doświadczenie.

*Nature* 383, nr 6596 (1996)

B. W.

### Detektory cząstek wykrywają przemyt

Francuski oddział firmy Schlumberger wyprodukował urządzenie Sycoscan, w którym wiązka elektronów o energii 5 MeV wytwarza przemiatające wiązki twardych promieni rentgenowskich. Badany przedmiot przesuwa się na transporterze w poprzek wiązek i wytworzone fotoelektrony są rejestrowane przez układ 50 wielodrutowych komór proporcjonalnych. Jak wiadomo, za opracowanie tych komór, służących do badań w dziedzinie cząstek elementarnych, Georges Charpak otrzymał w 1992 r. Nagrodę Nobla z fizyki.

Przepuszczenie wielkiego kontenera przez wiązkę zajmuje wprawdzie tylko parę minut, jednak analiza wyników trwa kwadrans lub nawet nieco dłużej. Urządzenie pozwala wykrywać obiekty ukryte za kilkucentymetrową blachą stalową, a trójwymiarowe obrazowanie ujawnia przedmioty ukryte w podwójnej podłodze czy ściankach.

Już w tydzień po zainstalowaniu w Hawrze układu Sycoscan celnicy portowi wykryli na tajwańskim statku przemyt 7.5 ton haszyszu, ukrytego w pudłach z rzekomymi naczyniami stołowymi.

*CERN Courier* 36, nr 6 (1996)

B. W.

### Fotografie fizyków w sieci światowej (WWW)

Podobizny ponad 200 wybitnych fizyków można oglądać w sieci światowej

(WWW) wywołując: <http://www.if.ufrj.br/famous/physlist.html>.

Kolekcja zawiera nie tylko fotografie portretowe lecz również mniej formalne zdjęcia pojedynczych fizyków lub grupowe, między innymi jest fotografia Bohra i Pauliego, gdy pochylają się nad wirującym bakiem.

*Phys. World* 9, nr 9 (1996)

B. W.

### Najbardziej chodliwe książki z fizyki

Redakcja angielskiego czasopisma *Physics World*, chcąc się dowiedzieć, jakie są „gorące bułeczki” wśród książek z fizyki (przynajmniej w amerykańskim Cambridge) zapytała księgarnię „Quantum Books”, mieszczącą się tuż obok MIT i specjalizującą się w wydawnictwach naukowych (20 000 różnych tytułów na składzie), jakie książki z fizyki najlepiej się sprzedawały w okresie 8 tygodni kończącym się 12 września 1996 r. Oto informacja tej księgarni:

1. Steven Weinberg, *The Quantum Theory of Fields, Volume II*, 1996;
2. Richard Feynman, Robert Leighton, Matthew Sands, *Lectures on Physics*, 1963;
3. Steven Weinberg, *Quantum Theory of Fields, Volume I*, 1995;
4. Michael Peskin, Daniel Schroeder, *Introduction to Quantum Field Theory*, 1996;
5. Lewis Ryder, *Quantum Field Theory*, wyd. II, 1996;
6. Hideki Yamamoto, *What is Quantum Mechanics?*, 1996;
7. Philip Bevington, D.K. Robinson, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, 1992;
8. Enrico Fermi, *Thermodynamics*, 1956;
9. Karl Graff, *Wave Motion in Elastic Solids*, 1991;
10. Robert Wald, *General Relativity*, 1984.

Okazuje się, że *Wykłady* Feynmana są po 33 latach od pierwszej publikacji nadal bardzo popularne, a *Termodynamika* Fermiego wciąż (pierwsze wydanie w 1936 r.!) w użyciu. Weinberg jest jedynym autorem występującym dwukrotnie na tej liście dziesięciu najbardziej chodliwych książek.

*Phys. World* 9, nr 10 (1996)

B. W.

### Ulgi podatkowe na badania podstawowe (w Kalifornii)

Władze ustawodawcze stanu Kalifornia zatwierdziły uchwały wprowadzające znaczne powiększenie (w pewnych przypadkach dwukrotne) ulg podatkowych dla firm, które zlecają uniwersytetom kalifornijskim prowadzenie badań podstawowych. Będzie to miało zastosowanie, jeśli wzrost wydatków firmy na te badania przekroczy średnią wydatków na ten cel z ostatnich trzech lat. Jest więc nadzieja, że zachęczone tym firmy będą teraz znacznie więcej łożyć na badania podstawowe, a jednocześnie władze stanowe mają nadzieję, iż wiele firm, zachęconych tą ulgą, nie będzie usiłowało przenosić się do innych stanów lub państw.

*Nature* 383 ,nr 6598 (1996)

B. W.

### T.S. Moss (1921 – 1996)

Znakomity autorytet w dziedzinie własności optycznych półprzewodników, Trevor Simpson Moss, zmarł w Worcester (Anglia) 23 marca 1996 r.

Moss urodził się 28 stycznia 1921 r. w hrabstwie Cheshire. Studia rozpoczął

w Cambridge w 1939 r. W czasie wojny pracował najpierw w Royal Aircraft Establishment, a potem w Telecommunications Research Establishment w Malvern w dziale przygotowującym środki obrony przeciwlotniczej. Po wojnie, również w Malvern, zajął się badaniami własności optycznych półprzewodników. W 1948 r. powrócił do Cambridge, gdzie dwa lata później uzyskał stopień doktora. Wyniki pracy doktorskiej wykorzystał w książce *Photoconductivity in the Elements* (1952). Potem wrócił do instytucji związanych z lotnictwem.

Moss ma wielki wkład w naszą wiedzę o fotoprzewodnictwie i widmach w podczerwieni związków półprzewodnikowych, zwłaszcza InSb i PbSe. Odkrył efekt foto-elektro-magnetyczny (tzw. efekt Mossa-Pinchera-Woodwarda) i pierwszy zaobserwował efekt Kieldysza przesunięcia krawędzi absorpcji w polu elektrycznym. Największym być może jego odkryciem było ustalenie związku między współczynnikiem załamania i szerokością przerwy energetycznej półprzewodników. Zaobserwował też przesuwanie się krawędzi absorpcji w zależności od koncentracji nośników (efekt Bursteina-Mossa). Pokazał, jak z położenia krawędzi plazmowej w odbiciu można wyznaczyć masę efektywną i czas relaksacji nośników.

W 1961 r. był jednym z założycieli czasopisma *Infrared Physics* i potem wieloletnim jego redaktorem. W latach 1982–84 był redaktorem czterotomowego *Handbook of Semiconductors*.

*Phys. World* 9, nr 6 (1996)

B. W.

## KALENDARZ IMPREZ

Informacje podajemy w następującej kolejności: data i miejsce imprezy, nazwa, instytucje organizujące, nazwisko osoby, która może udzielić bliższych informacji, Z – termin nadsyłania zgłoszeń, A – termin nadsyłania streszczeń, P – przewidziane wydanie materiałów, U – liczba uczestników, O – wysokość opłaty konferencyjnej, język (jeśli inny niż polski).

### 1997

13 – 22 lutego 1997, Karpacz

**33. Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej – Dualność w Strunach i w Teorii Pola**  
Inst. Fizyki Teoretycznej UW<sub>Wr</sub>; dr Zbigniew Jaskólski, IFT UW<sub>Wr</sub>, pl. Maksa Borna 9, 50-204 Wrocław, tel.: 222363 lub 201272, fax: 214454, adr.el.: jaskolsk@ift.uni.wroc.pl.  
P, U: 100, ang.

3 – 8 marca 1997, Zakopane

**European Conf. on Liquid Crystals: Science and Technology**  
Wydział Chemii i Fizyki Technicznej WAT i Polska Sekcja SPIE; prof. Jerzy Zieliński, Inst. Fizyki Technicznej WAT, Kaliskiego 2, 01-489 Warszawa, tel.: (22) 6859558 lub (22) 9109, fax: (22) 6669041, adr.el.: zielj@wat.waw.pl.  
ang.

10 – 17 maja 1997, Zakopane

**XXXII Zakopane School of Physics: Condensed Matter Studies by Nuclear Methods**  
Inst. Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego, Inst. Fizyki UJ; dr Kazimierz Łątka, IF UJ, Reymonta 4, 30-059 Kraków, tel.: (12) 336377 w. 546 lub (12) 324888, fax: (12) 337086, adr.el.: uflatka@cyf-kr.edu.pl.  
Z: 30.04.97, P, U: 100, O: 600 zł, ang.

12 – 16 maja 1997, Jurata

**13th FASE Symposium on Hydroacoustics and Ultrasonics**  
Komitet Akustyki PAN, Polskie Tow. Akustyczne, Akademia Marynarki Wojennej, Politechnika Gdańska; prof. E. Kozaczka, AMW, Śmidowicza 71, 81-919 Gdynia, tel.: (58) 262872, 262868, fax: (58) 254846, adr.el.: amw@beta.nask.gda.pl.  
O: 200 USD, ang.

2 – 5 czerwca 1997, Lublin

**II Sympozjum Krajów Europy Środkowo-Wschodniej: Kształcenie przyrodniczo-techniczne dla rozwoju społeczno-gospodarczego**  
Uniw. Marii Curie-Skłodowskiej i Międzynarodowa Organizacja Nauczania Przedmiotów Przyrodniczych i Technicznych (IOSTE); dr Ryszard Maciej Janiuk, Prac. Dydaktyki Chemii, Wydz. Chemii UMCS, 20-031 Lublin, tel.: (81) 375503, fax: (81) 33669, adr.el.: filip@hermes.umcs.lublin.pl.  
U: 80, O: 30 USD, dla członków IOSTE 20 USD, ang.

10 – 12 czerwca 1997, Jarnołtówek-Opole

**Int. Symposium on Plasma Research and Application, PLASMA '97**  
Sekcja Fizyki Plazmy Komitetu Fizyki PAN, Inst. Fizyki Uniw. Opolskiego; prof. Marek Sadowski, IPJ, 05-400 Świerk, tel.: 7798678, adr.el.: p05msa@cx1.cyf.gov.pl lub prof. Józef Musielok, IF UO, Oleska 48, 45-052 Opole, tel.: 545841-2212, adr.el.: plasma97@uni.opole.pl.  
ang.

17 – 24 czerwca 1997, Jaszowiec

**Int. Conf. Quantum Optics IV**

Inst. Fizyki PAN i Centrum Fizyki Teoretycznej PAN; dr hab. Leszek Sirko, IF PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: (22) 437001 w. 3385, fax: (22) 430926, adr.el.: qo4@ifpan.edu.pl.

P, ang.

15 – 18 lipca 1997, Poznań

**Int. Symp. on Scanning Probe Spectroscopy and Related Methods – SPS '97**

Inst. Fizyki PP i Uniw. w Hamburgu, patronat PTF; dr Ryszard Czajka, IF PP, Piotrowo 3, 60-965 Poznań, tel.: (61) 782749 lub 78326, fax: (61) 782324, adr.el.: sps97@pozn1.v.put.poznan.pl.

Z: 1.12.96, A: 1.12.96, P, O: 220 USD, ang.

15 – 18 września 1997, Katowice

**XXXIV Zjazd Fizyków Polskich**

Oddział Katowicki PTF i Inst. Fizyki UŚI; prof. Jerzy Warczewski, IF UŚI, Uniwersytecka 4, 40-007 Katowice, tel./fax: (32) 588431, adr.el.: zfp@us.edu.pl.

15 – 18 września 1997, Warszawa

**2nd Int. Colloquium on Micro-tribology**

Politechnika Warszawska; prof. Z. Rymuza, Inst. Konstrukcji Przyrządów Precyzyjnych i Optycznych PW, Chodkiewicza 8, pok. 623, 02-525 Warszawa, fax: 490392, adr.el.: kup.ryz@mp.pw.edu.pl.

ang.

## 1998

23 – 27 lipca 1998, Toruń

**The Jabłoński Centennial Conference on Luminescence and Photophysics**

Inst. Fizyki UMK; prof. J.S. Kwiatkowski, IF UMK, Grudziądzka 5, 87-100 Toruń, tel. (56) 21065, fax: (56) 25397, adr.el.: lum98@phys.uni.torun.pl.

Z: 31.3.98, A: 15.4.98, P, ang.

## NOWE KSIĄŻKI

- J. Żurada, M. Barski, W. Jędruch, *Sztuczne sieci neuronowe – Podstawy teorii i zastosowania*, PWN, Warszawa 1996, s. 374 + dyskietka z programem symulacyjnym.
- Lawrence M. Krauss, *Fizyka podróży międzygwiazdnych – wędrówka po świecie Star Trek*, z jęz. angielskiego tłum. Ewa L. Łokas i Bogumił Bieniok; Prószyński i S-ka, Warszawa 1996, s. 183, cena 9.80 zł.

## SPIS TREŚCI

### Zeszyt 1

S. Krawczyk – Molekularny mechanizm początkowego etapu fotosyntezy ...	3
B.N. Brockhouse – Spektroskopia neutronów powolnych i wielki atlas świata fizycznego (tłum. A. Czachor) .....	27
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
A. Borowiec, J. Łopuszański, A. Pękalski – Wspomnienie o Profesorze Janie Rzewuskim (1916 – 1994) .....	65
DYDAKTYKA FIZYKI	
Ł.A. Turski – Dlaczego kiepsko uczymy fizyki – czy fizyka gastronomiczna może pomóc? .....	73
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
M. Giller – XXXIII Zjazd Fizyków Polskich we Wrocławiu .....	79
S. Zachara – Wiosenna Szkoła Akustooptyki i jej Zastosowań .....	88
RECENZJE	
F. Ratajczyk: Optyka ośrodków anizotropowych (rec. J. Kędziński) .....	89
KRONIKA .....	91

### Zeszyt 2

D. Frąckowiak, I. Hanyż – Zastosowania metod fototermicznych w badaniach fotosyntezy .....	111
C.G. Shull – Początki rozwoju badań nad rozpraszaniem neutronów (tłum. K. Blinowski) .....	129
RÓŻNE	
J. Hurwic – O nagrodach Nobla z fizyki i chemii – niekonwencjonalnie .....	141
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
A.Z. Hrynkiewicz – Metody jądrowe w badaniach skondensowanej fazy materii	157
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
Z. Ajduk, J. Kalinowski – XVIII Kazimierzowska Konferencja Fizyki Cząstek Elementarnych w Ames .....	185
I. Strzałkowski – Światowy Kongres Towarzystw Fizycznych .....	187

T. Durakiewicz – II Ogólnopolska Sesja Naukowa „Datowanie minerałów i skał w oparciu o rozpad promieniotwórczy potasu-40” .....	189
<b>RECENZJE</b>	
P. Artymowicz: Astrofizyka układów planetarnych (rec. M. Różycka) .....	191
<b>KRONIKA</b> .....	195

### Zeszyt 3

L. Dobrzyński – Wnioskowanie bayesowskie i metoda maksymalnej entropii w naukach przyrodniczych .....	215
<b>RÓŻNE</b>	
Granty KBN z fizyki – VIII i IX konkurs .....	263
M. Łukaszewski – Czasopisma fizyczne w sieci .....	275
<b>WSPOMNIENIA – ROCZNICE</b>	
A. Budzanowski, U. Woźnica – Jan Andrzej Czubek (1935 – 1995) .....	279
J. Łopuszański – Moje wspomnienia o niektórych fizykach wrocławskich z pierwszych lat po wojnie .....	285
<b>DYDAKTYKA FIZYKI</b>	
I. Sosnowska – Europejski Program Wymiany Studentów Fizyki .....	291
<b>RECENZJE</b>	
H.-O. Peitgen, H. Jürgens, D. Saupe: Granice chaosu. Fraktale (rec. M. Wolf) .....	297
<b>KRONIKA</b> .....	301

### Zeszyt 4

R. Broda – Droga do nowych jąder .....	319
D. Greenberger, A. Zeilinger – Teoria kwantowa: wciąż zwariowana po tylu latach (tłum. Z. Białynicka-Birula) .....	339
<b>RÓŻNE</b>	
A.Z. Hryniewicz, J.A. Janik, R. Sosnowski – Znaczenie Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej dla polskiej nauki .....	355
<b>WSPOMNIENIA – ROCZNICE</b>	
A. Hryniewicz, J.Y. Ostrowski – Jubileusz fizyki na Hożej .....	375
M. Suffczyński – Georg Wulff (1863 – 1925) .....	383
<b>ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI</b>	
R. Żelazny – Konferencja nt. dynamiki nieliniowej, systemów chaotycznych i złożonych w Zakopanem .....	391

## RECENZJE

- E. Skrzypczak, Z. Szepliński: Wstęp do fizyki jądra atomowego i cząstek elementarnych, wyd. I (rec. A. Bałanda) ..... 395  
 J.R. Taylor: Wstęp do analizy błęd pomiarowego (rec. L. Dobaczewski) ... 397  
 B.F. Schutz: Wstęp do ogólnej teorii względności (rec. L.M. Sokołowski) ... 398

## LISTY DO REDAKCJI

- Ł.A. Turski – Pugwash ..... 405

## KRONIKA ..... 407

## Zeszyt 5

- F. Reines – Neutrino: od demona do cząstki (tłum. H. Białkowska) ..... 423

## RÓŻNE

- A.B. Więkowski – Max von Laue w Poznaniu ..... 447

## WSPOMNIENIA – ROCZNICE

- Z. Wilhelmi – Z dziejów Instytutu Badań Jądrowych: Wczesne lata fizyki w IBJ – lata świetności ..... 453

## ROZMOWY

- Nie tylko o fizyce – Rozmowa z Alexandrem Łempickim ..... 463

## NOWOŚCI NAUKOWE

- A. Sobiczewski – Odkrycie pierwiastka 112 ..... 495

## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

- Z. Petru – XXXII Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej ..... 501  
 B. Szczerbińska – Przedszkole Fizyki Teoretycznej ..... 502  
 K. Ernst – VI Konferencja Europejskiego Stowarzyszenia Dziekanów Wydziałów Matematyczno-Przyrodniczych ..... 503  
 I. Hanyż – Letnia szkoła fotosyntezy ..... 504

## RECENZJE

- R. Penrose: Nowy umysł cesarza – O komputerach, umyśle i prawach fizyki (rec. Ł.A. Turski) ..... 505  
 M. Kaku: Hiperprzestrzeń. Naukowa podróż przez wszechświaty równoległe, pętle czasowe i dziesiąty wymiar (rec. J. Kowalski-Glikman) ..... 509  
 S.M. Ulam: Przygody matematyka (rec. Z. Białynicka-Birula) ..... 511

## LISTY DO REDAKCJI

- J. Sułocki, J.E. Dmochowski, A. Hrynkiewicz – Fizyka w USB ..... 513

## KRONIKA ..... 515



## Zeszyt 6

M. Grynberg – Analogon atomu wodoru i ujemnego jonu wodoru w półprzewodnikowych studniach kwantowych .....	531
M.L. Perl – Rozważania nad odkryciem leptonu tau (tłum. H. Białkowska) ..	543
E.D. Isaacs, P. Platzman – Rozpraszanie niesprężyste promieni X przez układy fazy skondensowanej (tłum. J. Gronkowski) .....	575
<b>DYDAKTYKA FIZYKI</b>	
J. Stankowski – Rydzyna – eksperymentalne gimnazjum imienia Sułkowskich – ośrodek badań .....	591
A. Owczarek – Planetarium w szkole podstawowej .....	599
<b>ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI</b>	
H. Białkowska – Quark Matter '96 .....	603
A. Kiejna – XVIII Międzynarodowe Seminarium Fizyki Powierzchni .....	605
H.Z. Wrembel – 28. Konferencja EGAS .....	606
Z. Gołąb-Meyer – Historia i filozofia fizyki w nauczaniu – konferencja w Bra-tyławie .....	608
<b>RECENZJE</b>	
J. Sikorski: Prywatne życie Mikołaja Kopernika (rec. T. Borawska) .....	611
<b>LISTY DO REDAKCJI</b>	
W. Gawlik – Wypadek może zdarzyć się wszędzie .....	615
<b>KRONIKA</b> .....	617
<b>ROZNY SPIS TREŚCI</b> .....	629

## SPIS TREŚCI WEDŁUG AUTORÓW

Z. Ajduk, J. Kalinowski – XVIII Kazimierzowska Konferencja Fizyki Cząstek Elementarnych w Ames .....	2, 185
H. Białkowska – Quark Matter '96 .....	6, 603
A. Borowiec, J. Łopuszański, A. Pękalski – Wspomnienie o Profesorze Janie Rzewuskim (1916 – 1994) .....	1, 65
B.N. Brockhouse – Spektroskopia neutronów powolnych i wielki atlas świata fizycznego .....	1, 27
R. Broda – Droga do nowych jąder .....	4, 319
A. Budzanowski, U. Woźnicka – Jan Andrzej Czubek (1935 – 1995) .....	3, 279
J.E. Dmochowski – patrz J. Sułocki, J.E. Dmochowski, A. Hryniewicz .....	5, 513

L. Dobrzyński – Wnioskowanie bayesowskie i metoda maksymalnej entropii w naukach przyrodniczych .....	3, 215
T. Durakiewicz – II Ogólnopolska Sesja Naukowa „Datowanie minerałów i skał w oparciu o rozpad promieniotwórczy potasu-40” .....	2, 189
K. Ernst – VI Konferencja Europejskiego Stowarzyszenia Dziekanów Wydziałów Matematyczno-Przyrodniczych .....	5, 503
D. Frąckowiak, I. Hanyż – Zastosowania metod fototermicznych w badaniach fotosyntezy .....	2, 111
W. Gawlik – Wypadek może zdarzyć się wszędzie .....	6, 615
M. Giller – XXXIII Zjazd Fizyków Polskich we Wrocławiu .....	1, 79
Z. Gołąb-Meyer – Historia i filozofia fizyki w nauczaniu – konferencja w Bratystawie .....	6, 608
D. Greenberger, A. Zeilinger – Teoria kwantowa: wciąż zwariowana po tylu latach .....	4, 339
M. Grynberg – Analogon atomu wodoru i ujemnego jonu wodoru w półprzewodnikowych studniach kwantowych .....	6, 531
I. Hanyż – Letnia szkoła fotosyntezy .....	5, 504
I. Hanyż – patrz D. Frąckowiak, I. Hanyż .....	2, 111
A.Z. Hrynkiewicz – Metody jądrowe w badaniach skondensowanej fazy materii .....	2, 157
A.Z. Hrynkiewicz, J.A. Janik, R. Sosnowski – Znaczenie Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej dla polskiej nauki .....	4, 355
A. Hrynkiewicz, J.Y. Ostrowski – Jubileusz fizyki na Hożej .....	4, 375
A. Hrynkiewicz – patrz J. Sułocki, J.E. Dmochowski, A. Hrynkiewicz .....	5, 513
J. Hurwic – O nagrodach Nobla z fizyki i chemii – niekonwencjonalnie .....	2, 141
E.D. Isaacs, P. Platzman – Rozpraszanie niesprężyste promieni X przez układy fazy skondensowanej .....	6, 575
J.A. Janik – patrz A.Z. Hrynkiewicz, J.A. Janik, R. Sosnowski .....	4, 355
J. Kalinowski – patrz Z. Ajduk, J. Kalinowski .....	2, 185
A. Kiejna – XVIII Międzynarodowe Seminarium Fizyki Powierzchni .....	6, 605
S. Krawczyk – Molekularny mechanizm początkowego etapu fotosyntezy .....	1, 3
A. Łempicki (rozmowa) .....	5, 463
J. Łopuszański – Moje wspomnienia o niektórych fizykach wrocławskich z pierwszych lat po wojnie .....	3, 285
J. Łopuszański – patrz A. Borowiec, J. Łopuszański, A. Pękalski .....	1, 65
M. Łukaszewski – Czasopisma fizyczne w sieci .....	3, 275
J.Y. Ostrowski – patrz A. Hrynkiewicz, J.Y. Ostrowski .....	4, 375
A. Owczarek – Planetarium w szkole podstawowej .....	6, 599
M.L. Perl – Rozważania nad odkryciem leptonu tau .....	6, 543
Z. Petru – XXXII Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej .....	5, 501
A. Pękalski – patrz A. Borowiec, J. Łopuszański, A. Pękalski .....	1, 65
P. Platzman – patrz E.D. Isaacs, P. Platzman .....	6, 575
F. Reines – Neutrino: od demona do cząstki .....	5, 423
C.G. Shull – Początki rozwoju badań nad rozpraszaniem neutronów .....	2, 129
A. Sobiczewski – Odkrycie pierwiastka 112 .....	5, 495
I. Sosnowska – Europejski Program Wymiany Studentów Fizyki .....	3, 291

R. Sosnowski – patrz A.Z. Hryniewicz, J.A. Janik, R. Sosnowski .....	4, 355
J. Stankowski – Rydzyna – eksperymentalne gimnazjum imienia Sułkowskich – ośrodek badań .....	6, 591
I. Strzałkowski – Światowy Kongres Towarzystw Fizycznych .....	2, 187
M. Suffczyński – Georg Wulff (1863 – 1925) .....	4, 383
J. Sułocki, J.E. Dmochowski, A. Hryniewicz – Fizyka w USB .....	5, 513
B. Szczerbińska – Przedszkole Fizyki Teoretycznej .....	5, 502
Ł.A. Turski – Dlaczego kiepsko uczymy fizyki – czy fizyka gastronomiczna może pomóc? .....	1, 73
Ł.A. Turski – Pugwash .....	4, 405
A.B. Więckowski – Max von Laue w Poznaniu .....	5, 447
Z. Wilhelmi – Z dziejów Instytutu Badań Jądrowych: Wczesne lata fizyki w IBJ – lata świetności .....	5, 453
U. Woźnicka – patrz A. Budzanowski, U. Woźnicka .....	3, 279
H.Z. Wrembel – 28. Konferencja EGAS .....	6, 606
S. Zachara – Wiosenna Szkoła Akustooptyki i jej Zastosowań .....	1, 88
A. Zeilinger – patrz D. Greenberger, A. Zeilinger .....	4, 339
R. Żelazny – Konferencja nt. dynamiki nieliniowej, systemów chaotycznych i zło- żonych w Zakopanem .....	4, 391



## SZKOŁA NAUK ŚCISŁYCH

działająca od 1993 roku przy Instytucie Chemii Fizycznej, Instytucie Fizyki, Instytucie Matematycznym, Centrum Fizyki Teoretycznej i Instytucie Podstawowych Problemów Techniki Polskiej Akademii Nauk oraz Instytucie Technologii Elektronowej

### **oferuje pięcioletnie studia dzienne kończące się uzyskaniem tytułu magistra matematyki, fizyki lub chemii**

#### **Informacje ogólne**

Prowadzimy nowoczesne studia interdyscyplinarne łączące matematykę, fizykę i chemię z metodami komputerowymi oraz ekonomią, statystyką i językiem angielskim, przygotowujące absolwentów do działania w warunkach szybko zmieniającego się rynku pracy. Studia są dwustopniowe. Po trzech latach studenci uzyskują tytuł licencjata w zakresie makrokierunku „matematyka, fizyka i chemia” (specjalności: matematyczne modelowanie zjawisk, fizykochemia materiałów współczesnej techniki, obsługa aparatury optycznej i elektronicznej).

#### **Warunki przyjęć**

Konkurs świadectw dojrzałości (oceny z matematyki, fizyki i chemii) oraz rozmowa kwalifikacyjna dokumentująca zainteresowanie przedmiotem studiów.

#### **Uzupełniające studia magisterskie**

Wstęp na dwuletnie dzienne uzupełniające studia magisterskie (na kierunkach: matematyka, fizyka lub chemia) jest otwarty nie tylko dla licencjatów Szkoły, lecz także dla osób, które ukończyły trzy lata studiów w zakresie nauk ścisłych w innej uczelni. Warunkiem przyjęcia jest pozytywny wynik rozmowy kwalifikacyjnej, której celem jest udokumentowanie przygotowania kandydata do podjęcia studiów magisterskich.

#### **Szkoła Nauk Ścisłych**

al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, budynek XV  
tel.: (0-22) 471651, fax: (0-22) 430926  
e-mail: [sns@ifpan.edu.pl](mailto:sns@ifpan.edu.pl), WWW: <http://snsinfo.ifpan.edu.pl>

## Informacje dla autorów

Komitet Redakcyjny 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). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.
- 2) Maszynopisy pracy (oryginał i jedną pełną – z rysunkami, tabelami itd. – kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres (również komputerowy) do dalszej korespondencji.
- 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) 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, tabele (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.
- 5) Układ strony tytułowej (tytuł polski, angielski, streszczenie angielskie, ...), tekstu, odnośników literaturowych itd. powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postęпах Fizyki* (patrz artykuły np. w tym numerze).
- 6) *Postępy Fizyki* są składane komputerowo. Aby skrócić cykl wydawniczy prosimy autorów przygotowujących swe artykuły na komputerach o nadsyłanie, wraz z maszynopisami, tekstów artykułów pocztą elektroniczną (nasz adres: [postepy@fuw.edu.pl](mailto:postepy@fuw.edu.pl)) lub na dyskietkach, najlepiej w T<sub>E</sub>X-u, w formacie MeX. Redakcja gwarantuje zwrot dyskietek natychmiast po skopiowaniu zapisów.
- 7) Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej.
- 8) Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy.
- 9) Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

## WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 1997 r. wynosi 10 zł 80 gr za pół roku, 21 zł 60 gr za rok.

### PRENUMERATA ZA POŚREDNICTWEM „RUCH” S.A.

- 1) Wpłaty na prenumeratę przyjmują jednostki kolportażowe „RUCH” S.A. właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora. Dostawa egzemplarzy następuje w uzgodniony sposób.
- 2) Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa od krajowej. Wpłaty przyjmuje „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy na konto w PBK SA XIII O/Warszawa nr 370044-16551-2700-1-06 lub w kasach Oddziału. Dostawa odbywa się pocztą zwykłą, z wyjątkiem zlecenia dostawy pocztą lotniczą, której koszt w pełni pokrywa zamawiający.
- 3) Terminy przyjmowania wpłat od osób zamieszkałych w kraju: do 5 grudnia – na I półrocze roku następnego, do 5 czerwca – na II półrocze roku bieżącego (prenumerata krajowa) oraz do 20 listopada – na I półrocze roku następnego, do 20 maja – na II półrocze roku bieżącego (prenumerata zagraniczna).
- 4) Zlecenia na prenumeratę dewizową, przyjmowane od osób zamieszkałych za granicą, realizowane są od dowolnego numeru w danym roku kalendarzowym.

### PRENUMERATA ZA POŚREDNICTWEM ZG PTF

Prenumeratę można także zamówić w Zarządzie Głównym PTF, drogą wpłaty na konto ZG PTF w PKO BP IX O/Warszawa nr 1599-335245-132 lub w Biurze Zarządu Głównego PTF. Dostawa *Postępów Fizyki* następuje drogą pocztową na wskazany adres.

### PRENUMERATA ZNIŻKOWA DLA CZŁONKÓW PTF

Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF na cały rok, otrzymują 20% zniżki. W przypadku, gdy Oddział zamawia liczbę egzemplarzy przekraczającą 50% liczby członków, zniżka wynosi 30%. Dostawa *Postępów Fizyki* odbywa się za pośrednictwem Oddziału PTF.

### INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributor or directly to „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, Poland.

---

## U W A G A C Z Y T E L N I C Y !

„RUCH” ponownie zawiesił przyjmowanie prenumeraty *Postępów Fizyki* ze zleceniem dostawy za pośrednictwem poczty. Czytelnikom zainteresowanym otrzymywaniem naszego pisma drogą pocztową przypominamy o możliwości zamówienia prenumeraty w Zarządzie Głównym PTF (patrz wyżej).

*Redakcja*

---

## SPIS TREŚCI

M. Grynberg – Analogon atomu wodoru i ujemnego jonu wodoru w półprzewodnikowych studniach kwantowych .....	531
M.L. Perl – Rozważania nad odkryciem leptonu tau .....	543
E.D. Isaacs, P. Platzman – Rozpraszanie niesprężyste promieni X przez układy fazy skondensowanej .....	575
<b>DYDAKTYKA FIZYKI</b>	
J. Stankowski – Rydzyna – eksperymentalne gimnazjum imienia Sułkowskich – ośrodek badań .....	591
A. Owczarek – Planetarium w szkole podstawowej .....	599
<b>ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI</b> .....	603
<b>RECENZJE</b> .....	611
<b>LISTY DO REDAKCJI</b> .....	615
<b>KRONIKA</b> .....	617
<b>ROCZNY SPIS TREŚCI</b> .....	629

## CONTENTS

M. Grynberg – Neutral hydrogen atom and negative hydrogen ion analog in semiconductor quantum well .....	531
M.L. Perl – Reflections on the discovery of the tau lepton .....	543
E.D. Isaacs, P. Platzman – Inelastic X-ray scattering in condensed matter systems .....	575
<b>PHYSICS TEACHING</b>	
J. Stankowski – Rydzyna – Sułkowskis' experimental school and centre of research .....	591
A. Owczarek – Planetarium in a primary school .....	599
<b>MEETINGS AND CONFERENCES</b> .....	603
<b>REVIEWS</b> .....	611
<b>LETTERS TO THE EDITOR</b> .....	615
<b>CHRONICLE</b> .....	617
<b>ANNUAL TABLE OF CONTENTS</b> .....	629