

PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 47
ZESZYT 1
1996

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes:	Prof. dr HENRYK SZYMCZAK
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)	Prof. dr TADEUSZ GÓRECKI (Opole)
Dr JERZY J. WYSŁOCKI (Częstochowa)	Prof. dr ANDRZEJ WIĘCKOWSKI (Poznań)
Dr KRYSZTYN KOZŁOWSKI (Gdańsk)	Prof. dr RYSZARD KĘPA (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 ZYGMUNT GALASIEWICZ (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 47, ZESZYT 1
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: Krzysztof Burzyński, Tomasz Dietl, Mirosław Łukaszewski,
Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa
adres elektroniczny: postepy@fuw.edu.pl

Korespondenci Oddziałów PTF:

Mgr Piotr Malinowski (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)
Prof. dr Andrzej Graja (Poznań)
Mgr Danuta Ficek (Słupsk)
Dr Ewa Weinert-Rączka (Szczecin)
Dr Józefina Turło (Toruń)
Dr Ewa Jędryka (Warszawa)
Dr hab. Bernard Jancewicz (Wrocław)

Stanisław Krawczyk

*Institut Fizyki
Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej
Lublin*

Molekularny mechanizm początkowego etapu fotosyntezy

Molecular mechanism of the primary process of photosynthesis

Abstract: The last decade has brought about an essential progress in the understanding of the primary processes of photosynthesis. This article summarizes the basic concepts concerning the molecular mechanisms underlying the function of photosynthetic reaction centers. After a brief presentation of molecular structures involved, particular attention is focused on those aspects of molecular processes which are of a special interest from the physical point of view.

1. Wstęp

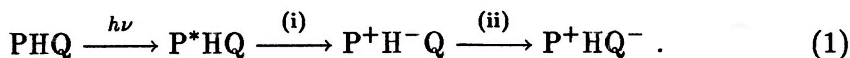
W ostatnim dziesięcioleciu dokonał się zasadniczy postęp w zrozumieniu mechanizmu pierwotnych procesów fotosyntezy, tj. tej części syntezy, która przebiega z udziałem światła i bezpośrednio po jego zaabsorbowaniu przez odpowiednie pigmenty fotosyntetyzujących organizmów. Chociaż stwierdzenie to dotyczy szczególnie procesów fotosyntezy w niektórych prostych organizmach bakterii, to – ze względu na duże podobieństwo struktury i funkcji aparatu fotosyntezy we wszystkich organizmach fotosyntetyzujących – postęp ten ma duże znaczenie dla całości badań nad fotosyntezą. Okazał się on możliwy przede wszystkim dzięki dokonaniu krystalizacji a następnie analizy rentgenostrukturalnej białek tworzących tzw. centra reakcji w bakteriach fotosyntetyzujących. Centra reakcji stanowią ten właśnie element struktury aparatu fotosyntezy, w którym zachodzi

najbardziej istotna część procesu przemiany energii świetlnej w chemiczną. Poznanie szczegółowej struktury centrów reakcji znacznie zwiększyło zastosowanie fizycznych metod badawczych, zarówno doświadczalnych jak i teoretycznych, do badania zjawisk na poziomie molekularnym. Pojawiły się nowe pytania, dotychczas nie znajdujące odpowiedzi, głównie z powodu znacznej złożoności badanych struktur.

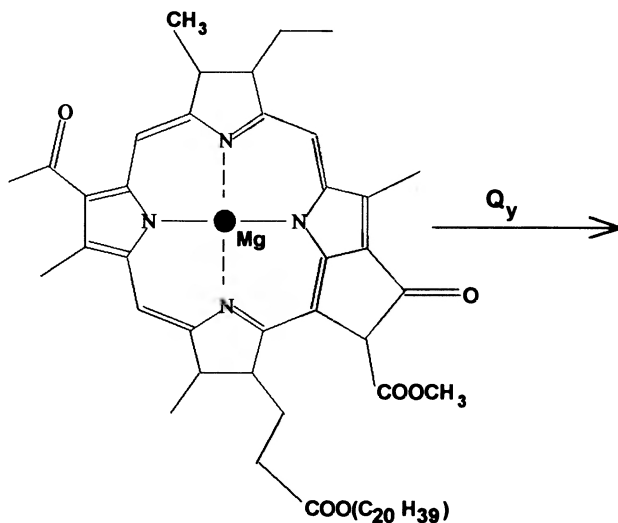
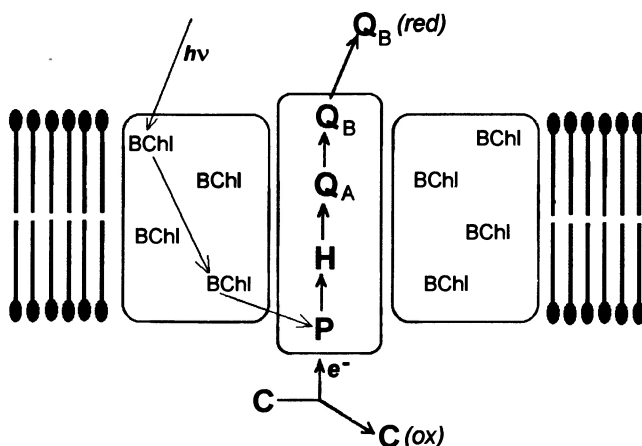
Celem niniejszego artykułu jest przedstawienie obecnego stanu badań pierwotnych procesów fotosyntezy. Ten krótki przegląd nie pretenduje do miana kompletnego; są w nim wyeksponowane głównie te problemy, które wydają się szczególnie interesujące z punktu widzenia fizyki.

2. Centra reakcji

Składniki aparatu fotosyntezy (u niektórych bakterii, glonów, a przede wszystkim roślin wyższych) są kompleksami pigmentowo-białkowymi i prawie wszystkie stanowią integralną część błon. Nierozpuszczalność tych białek w wodzie powoduje, że są one skupione w błonach lipidowych o grubości ok. 70 Å, zapewniających tym białkom otoczenie o niskiej polarności. Takie ich usytuowanie ma bardzo istotne konsekwencje: zwiększa koncentrację białka, wprowadza przestrzenne uporządkowanie i ułatwia współdziałanie poszczególnych składników reakcji. Schemat przestrzennego rozlokowania białek tworzących tzw. jednostkę fotosyntetyczną¹ jest przedstawiony na rys. 1. Energia świetlna pochłaniana przez liczne cząsteczki chlorofili (Chl) lub bakteriochlorofili (BChl) w kompleksach „antenowych” jest przekazywana bezpromieniście między cząsteczkami Chl (BChl) w postaci elektronowego wzbudzenia singletowego. Upakowanie cząsteczek Chl jest na tyle duże (średnia odległość 12–15 Å), że przekaz bezpromienisty jest tak szybki, iż energia każdego pochłoniętego fotonu w drodze błędzenia przypadkowego może dotrzeć do centrum reakcji na długo przed upływem czasu życia stanu wzbudzonego, wynoszącego dla Chl i BChl około 5 ns. W centrum reakcji zachodzi pierwszy proces fotochemiczny polegający na reakcji redukcji i utleniania (redoks), w której utleniony zostaje tzw. pierwotny donator P, zaś zredukowany – pierwotny akceptor H. W następnych etapach elektron przechodzi kolejno na wtórne akceptory Q. Pierwotne procesy przebiegają więc według następującego schematu (P* oznacza wzbudzony stan elektronowy):



¹ Pojęcie jednostki fotosyntetycznej powoli staje się przedawnione w świetle badań wykazujących, że jest to struktura dostosowująca swój skład do warunków fizjologicznych, np. intensywności oświetlenia.



Rys. 1. U góry – schemat ilustrujący pierwotne procesy fotosyntezy. Energia świetlna pochłonięta przez występujące w dużej liczbie bakteriochlorofile (BChl) zostaje bezpromieniście przekazana do pierwotnego donora elektronów P w kompleksie pigmentowo-białkowym stanowiącym centrum reakcji. Elektron z wysokoenergetycznego orbitalu P jest przekazywany na kolejne akceptory, z których ostatni (chinon Q_B) po dwukrotnej redukcji do QH_2 odszczepia się od centrum i zostaje zastąpiony przez inny chinon w postaci utlenionej. Redukcja powstałego przy tym P^+ zachodzi poprzez przyjęcie elektronu od cytochromu (C). Cały układ stanowią luźno związane białka „pływające” w bimolekularnej warstwie lipidów (boczne fragmenty struktury) stanowiącej błonę o grubości około 70 Å. U dołu – struktura cząsteczki bakteriochlorofilu *a* z zaznaczonym kierunkiem dipolowego momentu przejścia do najniższego elektronowego stanu wzbudzonego (Q_y).

Dalszy przebieg zjawisk jak i sama natura chemiczna zaangażowanych w nie cząsteczek pigmentów są częściowo zróżnicowane w organizmach na różnym poziomie ewolucji, jednak zasadniczo ich przebieg jest zawsze ten sam: wysokoenergetyczny elektron ze wzbudzonego orbitalu pierwotnego donora P jest przekazywany w czasie kilku pikosekund na pierwotny akceptor a następnie – zawsze z pewną stratą energii – dalej, do zapoczątkowania ciemnego etapu fotosyntezy. Po przejściu elektronu z P na końcowy akceptor, centrum reakcji uzyskuje silne własności redukująco-utleniające. Od strony pierwotnego donora (w stanie P^+) jest ono silnym utleniaczem zdolnym do aktywacji (utlenienia) enzymów rozkładających np. H_2S przez bakterie siarkowe. Wśród fotosystemów roślin wyższych tzw. fotosystem II jest zdolny do pobierania elektronów od układu zawierającego atomy manganu, który z kolei katalizuje rozkład wody na wodór i tlen. Od strony końcowego akceptora (nie zawsze jest nim chinon Q) centrum reakcji jest silnym reduktorem, a energia dostarczanego przez nie elektronu na wysokoenergetycznym orbitalu jest zużywana m.in. na syntezę ATP (adenozynotrójfosforanu) – źródła energii dla innych procesów metabolicznych.

We wszystkich fotosystemach P ma najniższą energię wzbudzenia elektronowego, co powoduje, że jest on ostateczną pułapką migrującej energii przekazywanej bezpromiennie między cząsteczkami Chl (lub BChl). Z kolei duża szybkość i nieodwracalność procesu pierwotnego rozdzielania ładunków (etap (i) w reakcji (1)) decyduje o tym, że fotosynteza ma wysoką wydajność kwantową, równą jedności.

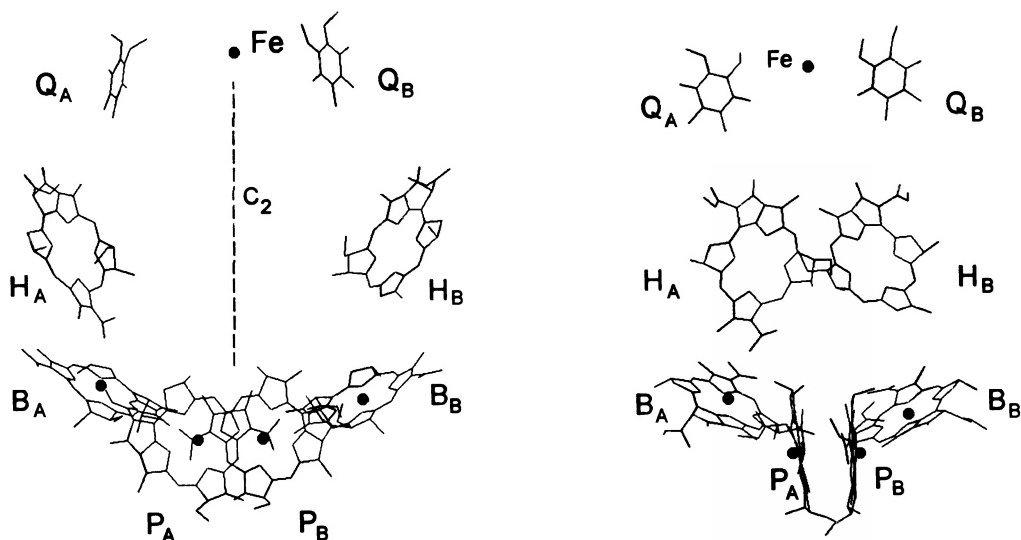
Porównanie z bateriami słonecznymi pokazuje, że centra reakcji zarówno bakteryjne jak i w roślinach wyższych są zoptymalizowane raczej pod względem wydajności kwantowej ($q = 1$) niż energetycznej (u bakterii: $\phi \approx 0.1$). Powodem tego jest konieczność uniknięcia szkodliwych reakcji ubocznych (tworzenie stanów trypletowych i silnie reaktywnego tlenu singletowego), których produkty mogą zniszczyć aparat fotosyntezy; stąd niezwykle duże szybkości pierwotnych procesów fotosyntezy, minimalizujące szanse wystąpienia reakcji ubocznych, uzyskiwane jednak kosztem sporej utraty magazynowanej energii. Już w połowie lat siedemdziesiątych ustalił się pogląd, że P jest dimerem złożonym z dwóch cząsteczek chlorofilu (u roślin wyższych i cyjanobakterii) lub bakteriochlorofilu (u bakterii). Wskazywały na to przede wszystkim elektronowe widma absorpcji silnie przesunięte w stronę czerwieni w stosunku do Chl lub BChl monomerycznego, trudne do objaśnienia na gruncie niespecyficznych oddziaływań molekularnych między pigmentami i ich otoczeniem (jak w solwatacji), a znajdujące stosunkowo proste objaśnienie w rezonansowych oddziaływaniach między cząsteczkami pigmentów (Chl-Chl). Inną ważną przesłankę prowadzącą do hipotezy o dimerycznej strukturze pierwotnego donora elektronów stanowiła obserwacja, iż

po przekazaniu elektronu ze stanu wzbudzonego P^* do dalszych etapów procesu i powstaniu rodnika-kationu P^+ , charakterystyczna dla tego rodnika linia EPR jest węższa $\sqrt{2}$ razy w stosunku do linii EPR chlorofilu *in vitro*, co interpretowano jako skutek delokalizacji niesparowanego elektronu na dwóch molekułach (tj. w dimerze). Przed końcem lat siedemdziesiątych metodami fotolizy błyskowej wyznaczone zostały również szybkości poszczególnych etapów pierwotnych procesów fotochemicznych, przez dłuższy czas słabo znane ze względu na częściowe przekrywanie pasm absorpcji, złożoną naturę stanów wzbudzonych (wzbudzenia zdelokalizowane, tzw. ekscytonowe) oraz niezbędną do ich pomiaru czasową i widmową zdolność rozdzielczą.

W latach 1984–85 J. Deisenhofer, H. Michel i R. Huber ze współpracownikami opublikowali wyznaczoną rentgenograficznie strukturę centrum reakcji wyizolowanego z fotosyntetyzującej bakterii *Rhodospseudomonas viridis* [1,2], określoną ze zdolnością rozdzielczą 2.9 Å. Zarówno krystalizacja tak dużych cząsteczek białkowych (liczba atomów ponad 10 tysięcy) jak i analiza strukturalna tego układu, uznane natychmiast za wybitne osiągnięcia biologii molekularnej, zostały wyróżnione w kilka lat później Nagrodą Nobla w dziedzinie chemii (w 1988 r.). Wkrótce została również określona struktura centrum reakcji innej bakterii *Rhodobacter sphaeroides* [3,4]. Wyniki te, potwierdzające wcześniejsze ogólnikowe przypuszczenia dotyczące przestrzennego rozmieszczenia poszczególnych składników w centrum reakcji, dostarczyły zarazem materialnych podstaw do wyjaśnienia ich funkcji na podstawie znanych skądinąd mechanizmów reakcji utleniania i redukcji. Ze względu na znaczną złożoność całego układu (białko + pigmenty) zadanie to jest niełatwe, a jego stan obecny przypomina stan badań mechanizmu kooperacji hemów w hemoglobinie po określeniu jej struktury atomowej.

3. Struktura molekularna i podstawowe charakterystyki spektralne

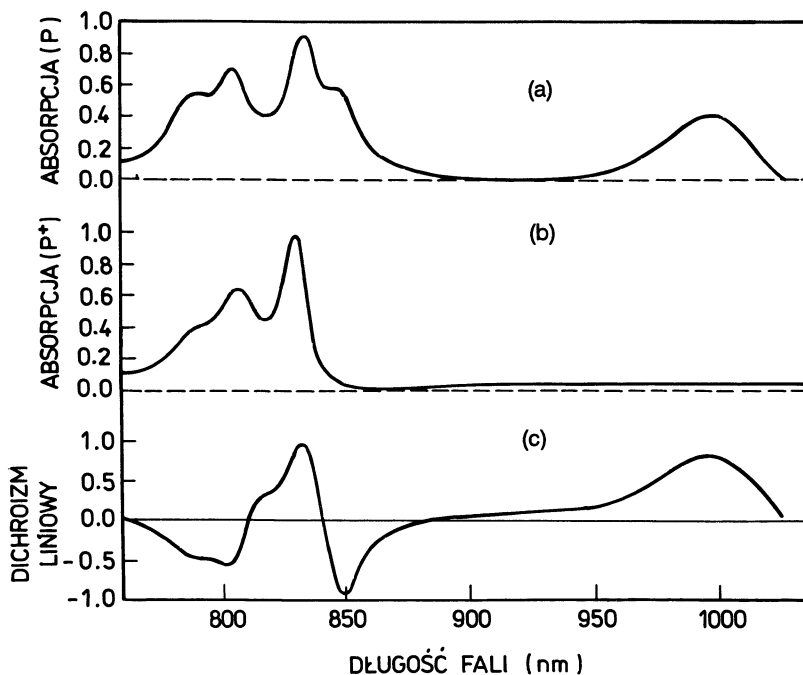
Struktura centrum reakcji *Rps. vir.* jest przedstawiona na rys. 2. Badania strukturalne dość nieoczekiwanie wykazały, że centrum składa się z dwóch niemal identycznych układów cząsteczek (rozdzielonych na rys. 2 indeksami A i B), wbudowanych w dwa oplatające się łańcuchy białkowe (pominięte na rys. 2). Łańcuchy białkowe, a szczególnie układy pigmentów, wykazują wysoką symetrię względem osi C_2 . Układ pigmentów składa się z pierwotnego donora elektronów P, będącego dimerem bakteriochlorofili P_A i P_B , z bakteriochlorofili tzw. „pomocniczych” (ang. accessory) B_A i B_B , bakteriofeofityn oznaczanych w odniesieniu do centrów reakcji tradycyjnie jako H_A i H_B oraz chinonów Q_A i Q_B , między którymi usytuowany jest atom żelaza (Fe na rys. 2).



Rys. 2. Układ pigmentów w centrum reakcji bakterii *Rhodospseudomonas viridis*, z pominięciem łańcuchów białkowych, w dwóch rzutach różniących się obrotem o kąt 60° wokół osi C_2 . Dimer P oraz H_A , Q_A i Q_B odpowiadają P, H, Q_A i Q_B w łańcuchu przenoszenia elektronu na rys. 1. Rysunek według współrzędnych krystalograficznych z Brookhaven Protein Data Bank (plik 1PRC) [1,2].

Niespodzianką trudną do wytłumaczenia jest fakt, że mimo wysokiego stopnia symetrii funkcjonalnie aktywny jest tylko jeden z tych układów, mianowicie elektron z P^* jest przekazywany zawsze na H_A a następnie na Q_A , po czym, z pominięciem atomu żelaza, na Q_B ; rola drugiego, symetrycznego układu pigmentów (B_B i H_B) a także bakteriochlorofilu B_A pozostaje dotychczas nie wyjaśniona [5,6].

Rysunki 3a i 3b przedstawiają elektronowe widma absorpcji centrum reakcji *Rps. vir.* z pierwotnym donorem P w stanie zredukowanym (tj. w stanie gotowości do reakcji) oraz w stanie z P utlenionym (P^+). Wskutek przemiany P w P^+ zanikają pasma absorpcji z maksimami przy 990 nm i przy 850 nm, składające się na widmo absorpcji pierwotnego donora elektronu P. Pozostałe pasma, których związek z poszczególnymi pigmentami został ustalony metodami spektroskopowymi, doznają niewielkich zmian przypisywanych obecnie (p. niżej) elektrochromizmowi w pojawiającym się polu elektrycznym układu P^+Q^- . Rysunek 3c ilustruje dichroizm liniowy próbki zawierającej centra reakcji o anizotropowej orientacji przestrzennej. Różnica współczynnika absorpcji przy 850 nm i 990 nm dla dwóch prostopadłych względem siebie płaszczyzn polaryzacji światła wykazuje, że momenty przejść elektronowych odpowiadające tym pasmom są względem siebie prostopadłe.



Rys. 3. Widma elektronowe centrum reakcji *Rps. vir.*: (a) – absorpcja w stanie z P zredukowanym (tj. „normalnym”), (b) – absorpcja w stanie z P utlenionym (P^+), po przekazaniu elektronu poprzez układ akceptorów poza centrum reakcji, (c) – różnicowe widmo absorpcji próbki, zawierającej centra reakcji zorientowane jednoosiowo, dla dwu płaszczyzn polaryzacji światła: równoległej i prostopadłej do osi orientacji.

Dobry teoretyczny opis stanu wzbudzonego P^* , z którego elektron jest przekazywany na H_A , jest warunkiem koniecznym i punktem wyjścia do stworzenia modelu zjawisk towarzyszących przekazaniu elektronu. W najprostszym przybliżeniu stan ten może być przedstawiony w postaci symetrycznej lub antysymetrycznej kombinacji liniowej stanów lokalnie wzbudzonych $P_A^* \cdot P_B$ oraz $P_A \cdot P_B^*$:

$$|P_+\rangle = |P_A^* \cdot P_B\rangle + |P_A \cdot P_B^*\rangle, \quad (2a)$$

$$|P_-\rangle = |P_A^* \cdot P_B\rangle - |P_A \cdot P_B^*\rangle. \quad (2b)$$

Przy niemal antyrównoległym ustawieniu momentów przejścia w obu składnikach dimeru, które wynika z jego struktury (rys. 2), stanom P_+ i P_- odpowiadają energie:

$$E_+ = E_0 + V,$$

$$E_- = E_0 - V,$$

w których składnik E_0 oznacza energię wzbudzenia izolowanych cząsteczek P_A i P_B , zaś V – energię oddziaływania P_A i P_B jako składników dimeru. W tym prostym przybliżeniu, w którym pomija się oddziaływania wymienne między elektronami obu molekuł BChl oraz ich specyficzne oddziaływania z białkiem, intensywnemu pasmu absorpcji przy 990 nm (rys. 3a) odpowiadać powinno wzbudzenie stanu P_- , zaś stanowi P_+ odpowiada słabsze pasmo przy 850 nm. Dla dimeru symetrycznego model ten przewiduje, zgodnie z doświadczeniem (por. rys. 3c), prostopadłość momentów przejść w tych dwu pasmach. Jednak model ten nie może wyjaśnić znacznego przesunięcia ku czerwieni „środką ciężkości” obu pasm, tj. energii E_0 . Oddziaływania dimeru P z pozostałymi dwiema cząsteczkami BChl i BPheo w centrum reakcji są na to zbyt słabe; poszerzenie bazy stanów przez uwzględnienie wyższych stanów wzbudzonych molekuł P_A i P_B oddaje częściowo ten efekt i polepsza zgodność przewidywanych i obserwowanych widm dichroizmu kołowego [7], ale okazuje się dalece nie wystarczające do opisu innych własności spektralnych pierwotnego donora P, a tym bardziej do teoretycznego opisu procesów przeniesienia elektronu.

4. Fizyczne modele procesów

Ustalenie struktury molekularnej centrum reakcji postawiło z całą ostrością kilka problemów, które wiążą się z następującymi obserwacjami eksperymentalnymi:

1. Objaśnienie widm absorpcji, dichroizmu liniowego i kołowego centrów reakcji, ich zależności od temperatury oraz własności elektronowych stanów wzbudzonych uwidaczniających się w silnym elektrochromizmie, a także stanów trypletowych; szczególnie dotyczy to silnie poszerzonego i przesuniętego ku czerwieni pasma dimeru P. Monomeryczny BChl *a* w rozpuszczalnikach organicznych wykazuje pasmo absorpcji przy 770 nm. Pierwotne donory elektronu w centrach reakcji *Rhb. sphaer.* i *Rps. vir.*, będące dimerami odpowiednio BChl *a* i BChl *b*, absorbują przy 870 nm i 960 nm (w temperaturze ≈ 300 K).

2. Szybkość pierwszego etapu rozdzielenia ładunków $P^*HQ \rightarrow P^+H^-Q$, który zachodzi według kinetyki pierwszego rzędu ze stałą czasową 2.8 ps w temperaturze pokojowej i 0.7 ps w 8 K (*Rps. vir.*) oraz 2.8 ps w temperaturze pokojowej i 1.2 ps w 8 K (*Rhb. sphaer.*) [8]. Na gruncie teorii Marcusa (p. niżej), dobrze sprawdzającej się w procesach chemicznych, szybkości te są niewytłumaczalnie duże dla P i H odległych o ok. 17 Å. Początkowy – w zasadzie półilościowy – sukces w zastosowaniu teorii Marcusa do opisu tych procesów [9] okazał się złudny. Późniejsze dokładniejsze oszacowania sprzężenia elektronowego P i H wykazują,

że 100 ps jest dolną granicą stałej czasowej [10], a sama energia sprzężenia jest o kilka rzędów wielkości za mała [11]. Przy tym fotoliza impulsowa w ogóle nie rejestruje przejściowego wybielenia pasma absorpcji bakteriochlorofilu B_A , który w świetle struktury przestrzennej wydaje się naturalnym ogniwem pośrednim w reakcji przenoszenia elektronu (por. rys. 2).

3. Funkcjonalnie aktywny jest tylko jeden z dwu symetrycznych układów cząsteczek, mianowicie P, B_A , H_A ; gałąź zawierająca B_B i H_B jest nieaktywna. Oszacowania eksperymentalne pokazują, że to funkcjonalne niezrównoważenie wynosi co najmniej 274 : 1 [12].

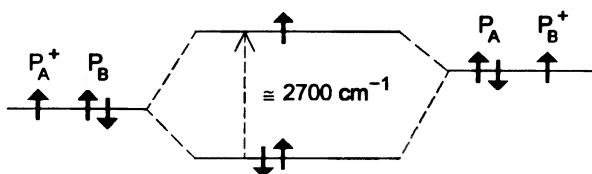
4.1. Stany wzbudzone

Jeszcze w 1980 r. sugerowano na podstawie rezultatów obliczeń wykonanych półempirycznymi metodami chemii kwantowej [13], że wobec możliwości występowania oddziaływań wymiennych między cząsteczkami dimeru, jego stan wzbudzony może zawierać domieszkę stanów z przeniesieniem ładunku (charge transfer – CT), tj. stanów $P_A^- \cdot P_B^+$ oraz $P_A^+ \cdot P_B^-$. W obecności nawet niezbyt silnego pola elektrycznego, pochodzącego od polarnych grup białka lub asymetrii strukturalnej, oba stany CT mogą w różnym stopniu mieszać się ze stanami „ekscytonowymi” (2a) i (2b), szczególnie ze stanem P_- , co powinno prowadzić do dużej wartości momentu dipolowego w stanie wzbudzonym dimeru P. Asymetryczny rozkład ładunku elektrycznego w stanie wzbudzonym pierwotnego donora stanowi ważny element w opisie teoretycznym pierwszego etapu rozdzielania ładunków, zarówno w odniesieniu do szybkości jak i do asymetrii tego procesu. Pomiar efektu Starka dla pigmentów w centrach reakcji rzeczywiście potwierdziły te przewidywania [14-16]; otrzymana na ich podstawie zmiana momentu dipolowego towarzysząca wzbudzeniu elektronowemu pierwotnego donora wynosi $\Delta\mu = 10.5$ D dla *Rps. vir.* i $\Delta\mu = 9.5$ D dla *Rhb. sphaer.* w temperaturze pokojowej i odpowiednio $\Delta\mu = (6.5 - 8)$ D i $\Delta\mu = (6.5 - 7)$ D w 77 K, w porównaniu z $\Delta\mu = (2.4 - 2.9)$ D dla monomerycznych bakteriochlorofili *a* i *b in vitro*.

Nieocenione w tych badaniach okazały się centra reakcji wyizolowane ze zmutowanych bakterii, w których metodami inżynierii genetycznej zmieniane są pojedyncze aminokwasy w łańcuchach białkowych otaczających i wiążących pigmenty; pozwala to na zbadanie wpływu tych zmian na własności spektralne pigmentów i kinetykę reakcji. Niedawno została dokonana analiza porównawcza struktur krystalograficznych siedmiu centrów reakcji zmodyfikowanych w ten sposób [17]. Szczególnie interesujące w kontekście opisywanych tu badań są zmiany w najbliższym otoczeniu dimeru P, polegające na zamianie jednego z dwu aminokwasów (histydyn) wiążących koordynacyjnie obie części dimeru (P_A i P_B na rys. 2). Zamiana jednej z histydyn na leucynę powoduje zanik wiązania koordynacyjnego

z atomem magnezu w BChl i modyfikację centrum reakcji polegającą na zastąpieniu bakteriochlorofilu bakteriofeofityną, BPheo. Ta pochodna BChl charakteryzuje się innymi wartościami potencjału jonizacji i powinowactwa elektronowego. Dla tak zmodyfikowanego, asymetrycznego dimeru oszacowano z efektu Starka wartości $\Delta\mu$ na (15 ± 2) D [18,19], a więc zgodnie z oczekiwaniami znacznie większe. Są one jednak mniejsze od wartości $\Delta\mu$ odpowiadającej całkowitemu przeniesieniu elektronu w stanie wzbudzonym, która na podstawie danych strukturalnych powinna wynosić ok. 35 D. Oprócz tego wartości $\Delta\mu$ są różne dla dwu różnych heterodimerów otrzymywanych przez zastąpienie bądź to bakteriochlorofilu P_A bądź P_B przez BPheo. Ta różnica wskazuje na występowanie istotnej asymetrii energetycznej stanów elektronowych P_A i P_B uwarunkowanej strukturą ich otoczenia.

Eksperymentalnych oszacowań rozkładu gęstości elektronowej oraz informacji o wzajemnych oddziaływaniach i o wpływie otoczenia dimeru P na jego stany elektronowe dostarczają również badania centrów reakcji z pierwotnym donorem elektronu w stanie utlenionym P^+ metodami spektroskopii optycznej oraz EPR-u. Pierwotny donor elektronu, który w stanie utlenionym P^+ jest rodnikowym kationem, wykazuje słabe elektronowe pasmo absorpcji przy 1250 nm, znacznie przesunięte ku czerwieni względem analogicznego pasma monomerycznego BChl⁺ przy 950 nm. Niedawne badania wykazały występowanie przejść elektronowych wyjątkowo daleko w podczerwieni, przy 2600 cm^{-1} (*Rhb. sphaer.*) i 2750 cm^{-1} (*Rps. vir.*), tj. przy około 3700 nm [20]. Są to przejścia między dwoma stanami na jakie rozszczepia się stan podstawowy P^+ wskutek oddziaływań wymiennych obu molekuł BChl traktowanych tu jako „supercząsteczka”, co pokazuje schemat poziomów na rys. 4. Energia i intensywność tego przejścia zależy od różnicy energii stanów $P_A^+ \cdot P_B$ oraz $P_A \cdot P_B^+$ (stanów bazy) oraz od energii oddziaływań wymiennych obu cząsteczek. Szczególnie istotna jest wartość energii oddziaływań wymiennych, która decyduje również o stopniu zmieszania stanów ekscytonowych ze stanami CT (por. powyżej). Jest ona trudna do obliczenia ze względu na bardzo niepewne wartości atomowych całek rezonansowych dla atomów należących do molekuł P_A i P_B , których odległości są zawsze większe niż odległość międzypłaszczyznowa obu molekuł, wynosząca około 3.6 Å. Otrzymane wartości doświadczalne energii rezonansowej wynoszą $(380 \pm 70)\text{ cm}^{-1}$ (*Rhb. sphaer.*) oraz $(730 \pm 130)\text{ cm}^{-1}$ (*Rps. vir.*) [20]. Większa wartość tej energii dla pierwotnego donora w centrum reakcji *Rps. vir.* jest zgodna z nieco mniejszą odległością między płaszczyznami obu połówek dimeru w *Rps. vir.* niż w *Rhb. sphaer.*, co stanowi potwierdzenie przyjętej interpretacji elektronowych widm absorpcji w podczerwieni przy ok. 2700 cm^{-1} .



Rys. 4. Baza stanów utlenionego pierwotnego donora (P^+) i rozszczepienie wskutek oddziaływania wymiennego P_A i P_B prowadzące do pojawienia się stanu elektro-nowego 2700 cm^{-1} powyżej stanu podstawowego.

Jak wspomniano powyżej, badania szerokości linii EPR-u rodnika P^+ dostarczyły w swoim czasie poważnego argumentu na rzecz dimerowej struktury pierwotnego donora. Jednak badania te, powtarzane przy użyciu preparatów otrzymywanych z różnych organizmów, wykazywały również istotne różnice w szerokościach linii EPR-u i gęstościach rozkładu spinu otrzymywanych metodą ENDOR. Po dokonaniu krystalizacji i określeniu struktury atomowej centrów reakcji, w badaniach tych używane są również próbki monokrystaliczne, pozwalające na szczegółową analizę stałych sprzężenia nadształnego. Ich wyniki pokazują, że w dimerze P gęstość spinu ma rozkład w znacznym stopniu asymetryczny, faworyzujący połówkę P_A dimeru w proporcji około 2 : 1. W heterodimerach BChl-BPheo występujących w zmutowanych centrach reakcji (por. wyżej) rozkład spinu wyraźnie faworyzuje cząsteczkę bakteriochlorofilu zgodnie z jej wartością potencjału redoks, jednak zawsze istnieje pewna dodatkowa asymetria świadcząca o tym, że białkowe otoczenie pierwotnego donora powoduje przesunięcie gęstości elektrone-wy w kierunku połówki P_A tego dimeru [21,22].

Badania takie, dostarczające parametrów charakteryzujących ten złożony układ, mają zasadnicze znaczenie dla pełnego opisu teoretycznego stanów elektronowych – szczególnie stanów wzbudzonych – cząsteczek pigmentów w centrach reakcji. O ile obliczenia struktury elektrone-wy donora pierwotnego w stanie utlenionym P^+ specjalnie sparametryzowaną metodą RHF-INDO-SP bardzo dobrze oddają doświadczalnie wyznaczony rozkład gęstości niesparowanego spinu [22], to pełny opis stanu wzbudzonego pierwotnego donora (P^*) w jego stanie normalnym (zredukowanym) okazuje się o wiele trudniejszy. Głównym ograniczeniem nie jest przy tym liczba atomów, lecz raczej wspomniane powyżej niepewności dotyczące oszacowania całek rezonansowych dla atomów na stosunkowo dużych odległościach. Jest to również jedna z trudności, które ograniczają możliwości teoretycznego opisu procesów przekazywania elektronu. Powstające modele muszą więc mieć w znacznym stopniu charakter fenomenologiczny i opierać się na wartościach parametrów oszacowanych z rezultatów eksperymentalnych.

Jeden z najpełniejszych modeli stanu wzbudzonego P opiera się na spostrzeżeniu, że w niskiej temperaturze pasmo absorpcji pierwotnego donora wykazuje słabo zarysowaną strukturę oscylacyjną wskazującą, że jest ono ciągiem przejść wibronowych o energii kwantu oscylacyjnego ok. 140 cm^{-1} [23] i o dość dużej wartości czynnika Huang-Rhysa $S \approx 3.5$ wynikającej z analizy widm PHB² [24,25]. Istnieją przypuszczenia, że częstość ta, nie występująca w widmie ramanowskim monomerycznego BChl ani Chl, charakteryzuje oscylacje międzymolekularne w dimerze P, modulujące odległość między płaszczyznami obu cząsteczek BChl. Rezonansowe widma ramanowskie otrzymane przy użyciu wiązki laserowej dostrojonej do pasma absorpcji donora pierwotnego wykazują szereg pasm w zakresie $30 - 300 \text{ cm}^{-1}$ [26-28]; nie jest jednak jasne, które z nich mogą być związane z oscylacjami międzycząsteczkowymi. Friesner ze współpracownikami [29-32] stworzyli model stanu wzbudzonego P, w którym zasadniczą rolę odgrywa sprzężenie elektronowo-oscyłacyjne. W wersji ostatnio znacznie ulepszonej [31,32] model ten zakłada sprzężenie elektronowo-oscyłacyjne dwu stanów ekscytonowych (2a) i (2b) oraz stanu CT o energii wyższej niż stany ekscytonowe i o zerowej sile oscylatora. Sprzężenie to zachodzi poprzez mody oscylacyjne o niskich częstościach, modulujące odległość międzypłaszczyznową składników dimeru. Wybór jednego z dwu możliwych stanów CT, tj. $P_A^- \cdot P_B^+$ lub $P_A^+ \cdot P_B^-$, jest podyktowany przez obserwowaną asymetrię gęstości elektronowej w P^+ (por. powyżej). Przy doborze odpowiednich wartości parametrów, ten fenomenologiczny model dobrze odtwarza widmo absorpcji, efektu Starka i PHB pierwotnego donora elektronu P.

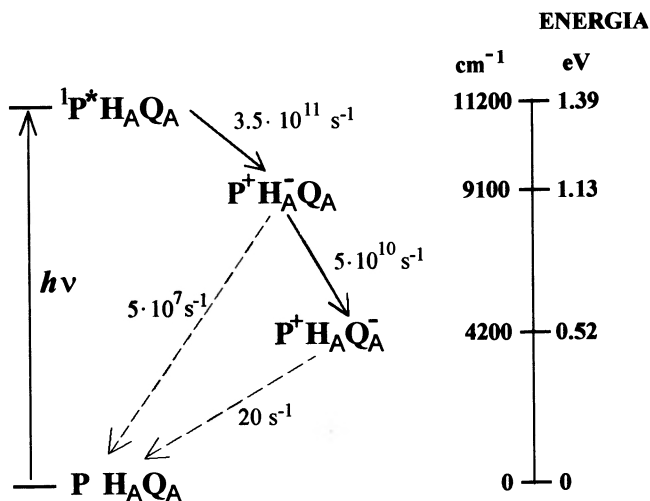
W modelach fenomenologicznych, jak wzmiankowany powyżej, energie stanów CT są zazwyczaj parametrami dopasowywanymi lub są przyjmowane na podstawie np. potencjałów redoks pigmentów *in vitro*, a ich zastosowanie ogranicza się do stanów $P_A^- \cdot P_B^+$ oraz $P_A^+ \cdot P_B^-$. W pełnym opisie teoretycznym stanów elektronowych istotne jest jednak uwzględnienie – oprócz zlokalizowanych stanów wzbudzonych P^* , H_A^* , B_A^* ,... oraz lokalnych stanów CT, jak $P_A^- \cdot P_B^+$ lub $P_A^+ \cdot P_B^-$ – również stanów CT odpowiadających przeniesieniu elektronu między bardziej odległymi składnikami centrum reakcji, np. $P^+H_A^-$, $P^+B_A^-$, $P^+B_B^-$. Konsekwentne podejście spełniające ten wymóg zastosowali Scherer i Fischer [33,34], którzy wyznaczyli stany wzbudzone całego układu pigmentów w centrum reakcji metodą INDO z rozwinięciem konfiguracyjnym w bazie stanów jednokrotnie wzbudzonych (CI), uwzględniając w szerokim zakresie wpływ otoczenia białko-

² PHB (photochemical hole burning) – metoda polegająca na selektywnym wybieleniu (eliminacji) części absorbujących cząsteczek światłem monochromatycznym w niskiej temperaturze; pojawiająca się przy tym wąska „dziura” w pasmie absorpcji stanowi źródło informacji o sprzężeniach elektronowo-oscyłacyjnych, elektronowo-fononowych, czasie życia stanu wzbudzonego i in.

wego (518 atomów, 1400 orbitali s i p). Okazuje się, że o ile energie elektronów w stanach podstawowych poszczególnych pigmentów (na orbitalach HOMO) są zróżnicowane, to niektóre stany lokalnie wzbudzone oraz CT (stanowiące następnie bazę do rozwinięcia CI) mają energie bardzo zbliżone, co powoduje ich silne mieszanie w metodzie CI. Ten jak dotychczas najpełniejszy opis stanów elektronowych centrów reakcji dobrze odtwarza widma absorpcji, dichroizmu liniowego i efektu Starka. W zasadzie ma on także szansę – po uwzględnieniu oddziaływań pigmentów z odpowiednio dużą liczbą aminokwasów w łańcuchach białkowych – stać się pełnym opisem zjawisk w centrach reakcji. Nowe dane (patrz p. 5) wskazują jednak, że w procesach przeniesienia elektronu istotne są nie tylko stacjonarne stany elektronowe, ale również modulujące je sprzężenie elektronowo-oscyłacyjne, co w istotny sposób podnosi poziom komplikacji takiego opisu.

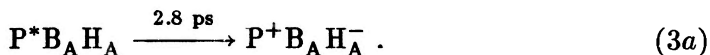
4.2. Kinetyka

Wysoka wydajność kwantowa fotosyntezy oznacza, że procesy pierwotne z udziałem stanów pośrednich zachodzą bardzo szybko. Kinetyka i energetyka tych procesów jest przedstawiona na rys. 5. Etap pierwszy (por. także wzór (1)) zachodzi w czasie ok. 3 ps i jest praktycznie nieodwracalny. Etap pierwszy i drugi nie wykazują energii aktywacji, a ich szybkości wzrastają dwa do czterech razy po obniżeniu temperatury do 8 K [8,35].

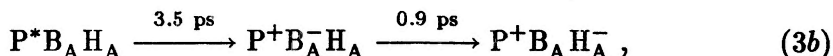


Rys. 5. Energie stanów odpowiadających poszczególnym etapom transportu elektronu w centrum reakcji *Rh. sphaer.* oraz szybkości poszczególnych etapów. Strzałki przerywane odnoszą się do procesów rekombinacji.

Badania kinetyki procesu pierwotnego rozdzielania ładunków, wykonane metodami laserowej spektroskopii impulsowej, dostarczają sprzecznych i niezupełnie pewnych wyników. Wczesne rezultaty wykazywały, że usytuowany pomiędzy pierwotnym donorem P i pierwotnym akceptorem H bakteriochlorofil B_A (rys. 2) nie bierze bezpośredniego udziału w przeniesieniu elektronu, ponieważ nie obserwuje się wybielenia jego pasma absorpcji po zapoczątkowaniu reakcji przez impulsowe wzbudzenie pierwotnego donora P [5,8]. Takiemu procesowi odpowiada schemat

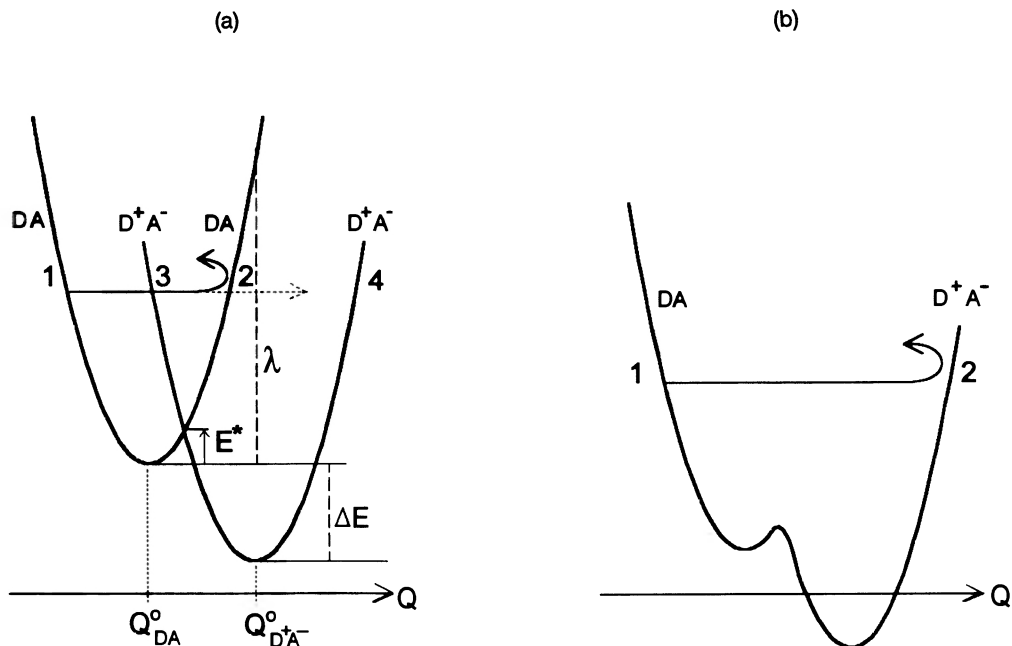


Późniejsze badania [36,37] pokazały, że kinetyka zaniku stanu wzbudzonego P*, odzwierciedlająca proces pierwotnego przekazu elektronu i powstawanie P⁺, nie jest wykładnicza i może być opisana schematem ze stanem pośrednim



w którym, ze względu na znacznie większą szybkość depopulacji stanu pośredniego P⁺B_A⁻H_A niż szybkość jego tworzenia, populacja tego stanu zawierającego anion B_A⁻ mogłaby być niezauważalna w doświadczeniu. Dalsze doświadczenia wykazały, że szybkość powstawania anionu H_A⁻ jest rzeczywiście wolniejsza od szybkości zaniku stanu wzbudzonego P*, przy czym różnica tych szybkości zależy od temperatury [38]. Doprowadziło to autorów badań do wniosku, że występuje zarówno proces jednoetapowy (3a) jak i dwuetapowy (3b), przy czym proces dwuetapowy przeważa w temperaturze normalnej, a w niskich temperaturach (ok. 20 K) oba procesy są równoprawne.

Próby opisu teoretycznego tych procesów odwołują się do teorii Marcusa [39,40] w jej klasycznych bądź kwantowych sformułowaniach, która jest oparta na założeniu słabego sprzężenia elektronowo-oscyłacyjnego w układzie donor + akceptor + otoczenie. Jest to zilustrowane na rys. 6a, który przedstawia zależność energii potencjalnej układu od współrzędnej *Q* symbolizującej zbiór oscyłacyjnych współrzędnych normalnych tego układu. Mimo istnienia pewnego przejściowego zakresu *Q*, który odpowiada zarówno stanowi początkowemu DA donora D i akceptora A jak i stanowi końcowemu D⁺A⁻, oba stany są stabilne i oscylacje jąder np. w stanie DA między punktami zwrotnymi 1 i 2 mogą wielokrotnie wchodzić w ten obszar. Wobec słabego sprzężenia elektronowo-oscyłacyjnego, rozkład elektronów słabo reaguje na konfigurację jąder, i mimo osiągnięcia konfiguracji przejściowej odpowiada on zasadniczo stanowi DA (tj. funkcja falowa stanu DA dla *Q* z obszaru przejściowego zawiera bardzo małą domieszkę stanu D⁺A⁻, indukowaną oscylacyjnie). Istnieje jednak pewne (małe) prawdopodobieństwo przejścia elektronu na akceptor, które może się zdarzyć po wielokrotnym osiągnięciu stanu przejściowego. Układ przechodzi wówczas do stanu



Rys. 6. Schematyczna ilustracja procesów nieadiabatyicznego (a) i adiabatyicznego (b) przeniesienia elektronu z cząsteczki donora D na akceptor A (objaśnienia w tekście).

D^+A^- a dalsze jego oscylacje zachodzą między punktami zwrotnymi 3 i 4. Relaksacja termiczna związana z zamianą części energii elektronowej (ΔE) na ciepło stabilizuje osiągnięty stan D^+A^- . W takim opisie naturalne jest, iż prawdopodobieństwo przejścia ze stanu DA do D^+A^- jest iloczynem prawdopodobieństwa zmiany stanu elektronowego oraz (w zasadzie niezależnego odeń) prawdopodobieństwa zmiany stabilnej konfiguracji jąder ($Q_{DA}^0 \rightarrow Q_{D+A-}^0$). Iloczyn ten podlega sumowaniu po stanach oscylacyjnych DA. Ponieważ prawdopodobieństwo przejścia związane z oscylacjami wzrasta silnie dla energii oscylacyjnej w stanie DA przekraczającej E^* , więc wartość ta spełnia rolę energii aktywacji. Zastosowanie „złotej reguły” Fermiego prowadzi do następującego wyrażenia na szybkość reakcji przeniesienia elektronu:

$$k = \frac{2\pi\sigma^2}{h} \left(\frac{\pi}{kT\lambda} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{(\Delta E - \lambda)^2}{4kT\lambda} \right), \quad (4)$$

gdzie σ jest energią sprzężenia elektronowego stanów początkowego i końcowego, zaś λ jest energią reorganizacji, tj. energią potencjalną układu w stanie DA przy równowagowej konfiguracji jąder w stanie końcowym D^+A^- (por. rys. 6a).

Obserwowany eksperymentalnie niewielki wzrost szybkości rozdzielania ładunków w niskich temperaturach [8] wskazuje, że energia aktywacji E^* jest bliska zeru, co oznacza, że $\Delta E \approx \lambda$. Dokładne porównanie wzoru (4) z obserwowaną zależnością szybkości rozdzielania ładunków od temperatury w zakresie 8 – 300 K wykazuje niestosowalność tego wzoru w opisie procesu typu (3a), przynajmniej w odniesieniu do centrum reakcji *Rps. vir.* [8]. To samo dotyczy również temperaturowej zależności drugiego etapu transportu elektronu z H_A na Q_A (por. rys. 5). Ponadto teoretyczne oszacowania szybkości pierwotnego rozdzielania ładunków wskazują, że przy odległości krawędzi molekuł P i H_A wynoszącej około 10 Å, szybkości wynikające ze sprzężenia elektronowego σ tych cząsteczek są o kilka rzędów wielkości mniejsze od szybkości wyznaczonych eksperymentalnie [10,41-43]. Empiryczna korelacja między szybkością reakcji przeniesienia elektronu w centrach reakcji, a także w wielu innych procesach biochemicznych i układach modelowych, wykazuje [35], że proces dwuetapowy (3b) całkowicie dałby się pogodzić z przewidywaniami teorii Marcusa. Kłopot w tym, że (jak już wspomniano powyżej) w doświadczeniu nie obserwuje się stanu pośredniego $P^+B_A^-H_A$.

Do niedawna wydawało się, że rozbieżności przewidywań teoretycznych i rezultatów doświadczalnych mogą być usunięte przez dokładniejsze uwzględnienie roli BChI pośredniego, B_A , w mechanizmie przeniesienia elektronu. Istnieją dwa konkurencyjne modele teoretyczne różniące się założeniami co do roli B_A : (i) Model „superwymiany” (superexchange) zakłada, że przeskok elektronu z P do H zachodzi z udziałem stanu $P^+B_A^-H_A$, który ma energię wyższą niż P^* i wobec tego jest jedynie stanem wirtualnym sprzęgającym stan początkowy $P^*B_AH_A$ ze stanem końcowym $P^+B_AH_A^-$. Model ten w sposób zupełnie naturalny objaśnia brak eksperymentalnych obserwacji stanu $P^+B_A^-H_A$, a odpowiadający mu proces jest opisany równaniem (3a). (ii) Wzmiankowany już model dwuetapowy, w którym B_A jest rzeczywistym ogniwem pośrednim, a któremu odpowiada proces (3b).

W obu tych modelach niezbędne jest jednak poczynienie dodatkowych założeń. Model superwymiany narzuca odpowiednie wartości elementów macierzowych sprzężenia stanu wirtualnego ze stanami początkowym i końcowym. Są one w istotny sposób większe od oszacowań jakie można otrzymać teoretycznie w drodze obliczeń półempirycznych [44-46]. Z kolei trudności modelu dwuetapowego, przejawiające się w braku zauważalnego wybielenia B_A w procesie przeniesienia elektronu z P^* na H_A , mogą być usunięte przez założenie adiabatywności drugiego etapu w równaniu (3b), która jest w stanie objaśnić wymaganą dużą szybkość tego etapu [47]; założenie takie wyprowadza jednak opis procesu poza ramy teorii Marcusa.

4.3. Kierunkowość

4.3.1. Asymetria dielektryczna

Oprócz obserwowanych szybkości procesów, trudności przysparza również objaśnienie ich jednokierunkowości. Jak już wspomniano, dane doświadczalne wskazują, iż przekaz elektronu wzdłuż gałęzi A jest 274 razy bardziej prawdopodobny niż wzdłuż gałęzi B [12] (rys. 2). W strukturze centrum reakcji brakuje jednak elementu wyraźnie wskazującego na funkcjonalne wyróżnienie gałęzi A układu pigmentów. Co więcej, zmutowane centra reakcji, w których homologia strukturalna białek w obu gałęziach jest zwiększona, nie wykazują bynajmniej jakiegokolwiek równouprawnienia obu gałęzi pigmentów w transporcie elektronów.

W zasadzie jedyny eksperyment wykonany z myślą o ustaleniu przyczyn tej asymetrii dotyczył oszacowania efektywnej wartości stałej dielektrycznej wpływającej na oddziaływania elektrostatyczne pigmentów w gałęziach A i B (aktywnej i nieaktywnej) [48]. W pracy tej precyzyjnie wyznaczono przesunięcia poszczególnych pasm absorpcji (por. rys. 3), występujące po przejściu elektronu z P na Q_A , w stanach P^+Q_A , $P^+Q_A^-$ oraz PQ_A^- . Pole elektryczne ładunków na P i Q_A w różny sposób wpływa, poprzez efekt Starka, na pasma absorpcji H_A , H_B , B_A i B_B . Aczkolwiek stany wzbudzone odpowiadające tym pasmom są w rzeczywistości częściowo zdelocalizowane, dla potrzeb interpretacji danych doświadczalnych były one rozpatrywane w przybliżeniu jako stany lokalnie wzbudzone tych czterech pigmentów. Przesunięcia pasm, obliczone na podstawie rozmieszczenia i orientacji cząsteczek oraz znanych skądinąd ich parametrów elektrooptycznych, porównane z przesunięciami wyznaczonymi doświadczalnie pozwalają sądzić, że statyczna stała dielektryczna łańcuchów białkowych w gałęzi A jest 2.8 do 3.8 razy większa niż w gałęzi B. Wynika stąd, że stany odpowiadające przejściu elektronu na pigmenty gałęzi A (tj. $P^+H_A^-$ oraz $P^+Q_A^-$) mają różne energie i są silniej stabilizowane przez relaksację dielektryczną otoczenia niż analogiczne stany w gałęzi B. Energia związana z relaksacją dielektryczną stanowi część energii reorganizacji λ (por. wzór (4) i rys. 6a) i ma istotny wpływ na szybkość przenoszenia elektronów. Znaczenie tych wyników w chwili obecnej trudno ocenić. W szczególności nie jest jasne, czy stwierdzone różnice stałej dielektrycznej są istotne dla szybkiego procesu przeniesienia elektronu i czy wpływają korzystnie na szybkość przenoszenia elektronów w gałęzi A, ponieważ nie jest jasne jakim wartościom λ mogą te różnice odpowiadać.

4.3.2. Dynamika molekularna

Omówione powyżej rezultaty pozostają także w niepełnej zgodności z szybkością relaksacji (przemieszczenia atomów) zachodzącej po przeniesieniu elektronu,

przewidywaną metodą dynamiki molekularnej. Symulacje tą metodą, dla układu 5797 atomów (spośród 12 637 w całym centrum reakcji *Rps. vir.*), wykazują bardzo krótki czas relaksacji (ok. 200 fs) związanej z przeniesieniem elektronu z P na H_A [49,50]. Przemieszczenia atomów nie są przy tym skoncentrowane w jakimś wyróżnionym obszarze, lecz występują równomiernie w całej strukturze. Nie stwierdzono przy tym istotnych różnic w przemieszczeniach atomów dla stanów $P^+H_A^-$ i $P^+H_B^-$, a zmiany strukturalne okazały się być nawet nieco większe w gałęzi pigmentów B niż w gałęzi A. Jednak nie musi to oznaczać całkowitej sprzeczności z doświadczalnie stwierdzoną asymetrią dielektryczną. Rezultat doświadczalny odzwierciedla sumaryczny efekt polaryzacji ośrodka związany z przemieszczeniami atomów i z polaryzacją elektronową. Wydaje się więc, że polaryzacja elektronowa może tu odgrywać istotną rolę. Rzeczywiście, uwzględnienie (metodą samouzgodnioną) pola elektrycznego pochodzącego od aminokwasów zawartych w odległości do 17 Å od P, H bądź Q (łącznie), tj. 3800 – 4500 atomów, prowadzi do wniosku [51,52], że stan $P^+H_A^-$ jest łatwiej osiągalny z P^* niż stan $P^+H_B^-$ ze względu na niższą barierę potencjału dla tunelowania elektronu wzdłuż gałęzi A. Również oszacowania całek nakrywania orbitali dimeru P i bakteriochlorofili B_A i B_B wskazują, że istniejące mimo wysokiej symetrii całego układu drobne różnice strukturalne mogą prowadzić do 2.5-krotnie większych wartości tych całek, a w rezultacie do 34-krotnie większej szybkości przekazu elektronu na H_A . Jest więc całkiem prawdopodobne, że o tej asymetrii decyduje nie jeden, lecz kilka czynników jednocześnie. Wydaje się, że omówiony powyżej model Scherera i Fischera, który w naturalny sposób jednoczy alternatywne dotychczas modele superwymiany i dwustopniowy (3a) i (3b) oraz potencjalnie jest w stanie uwzględnić wszystkie czynniki wpływające na jednokierunkowość transportu elektronów, ma tu najszersze perspektywy uzależnione jednak od rozwoju metod teoretycznych zdolnych do opisu tak dużych układów.

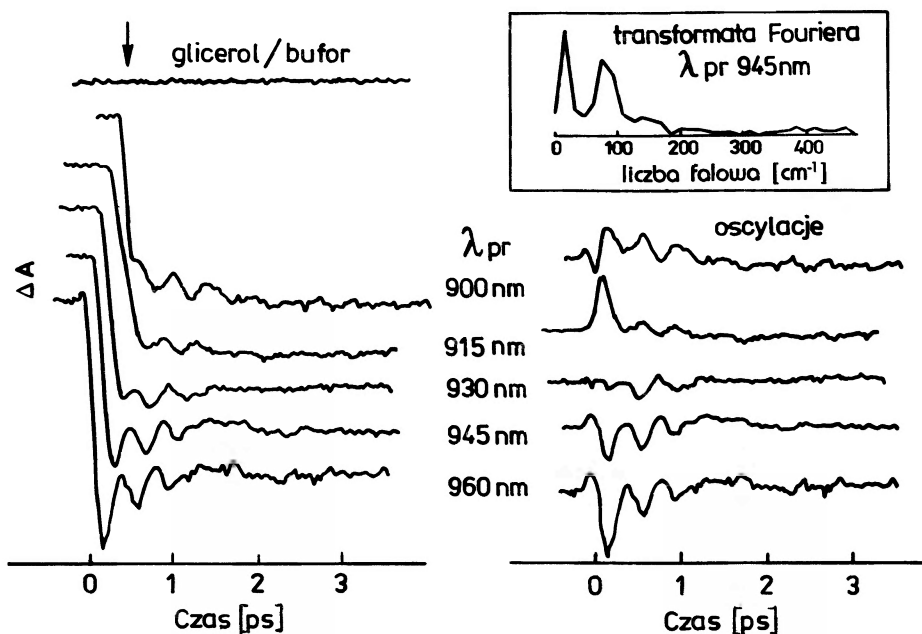
5. Nowe eksperymenty

Omówione powyżej rezultaty badań doświadczalnych jak i próby ich teoretycznego opisu wskazują na trudności w zastosowaniu teorii Marcusa, u podstaw której leży założenie, że proces przeniesienia elektronu przebiega nieadiabatycznie. Niedawno wykazano teoretycznie, że procesy adiabatyczne, w których przez odpowiednio długi czas utrzymuje się spójność fazowa oscylacji towarzyszących przeskokowi elektronu, mogą być w pewnych warunkach szybsze [53,54]. Mechanizm adiabatyczny zilustrowany jest na rys. 6b. W przeciwieństwie do modelu Marcusa, dla procesu adiabatycznego zakłada się silne sprzężenie elektronowo-oscyłacyjne, tak że każdemu przejściu konfiguracji układu przez obszar przej-

ściowy towarzyszy zmiana rozkładu elektronów ($DA \leftrightarrow D^+A^-$), a oscylacje zachodzą między punktami zwrotnymi 1 i 2 na rys. 6b.

Zaobserwowana niedawno periodyczność emisji wymuszonej ze stanu wzbudzonego pierwotnego donora P^* [55-58] wskazuje, że możliwe jest, iż proces pierwotnego rozdzielania ładunków w centrach reakcji przebiega adiabaticznie. W badaniach tych używano centrów reakcji ze zmutowanych bakterii, w których nie występuje pierwotny akceptor elektronu H_A (por. rys. 2). W centrach tych nie występuje więc rozdzielanie ładunków, dzięki czemu czas życia stanu wzbudzonego P^* wynosi setki pikosekund. Po wzbudzeniu impulsem o czasie trwania³ 80 fs i długości fali 870 nm rejestrowany był czasowy przebieg emisji, wymuszanej impulsami o czasie trwania 30 fs i długościach fali nieco poza długofalową granicą pasma absorpcji (tj. w obszarze intensywnej fluorescencji). Jak pokazują przebiegi czasowe na rys. 7, intensywność emisji wymuszonej wykazuje gwałtowne oscylacje na tle długotrwałej emisji wywołanej wzbudzeniem impulsowym. Oscylacje te, wydzielone przez odjęcie gładkiego przebiegu obliczonego z funkcji aparaturowej, są przedstawione obok na rys. 7. Analiza fourierowska (wstawka na rys. 7) wykazuje obecność zawsze tych samych częstości oscylacji, 15 cm^{-1} oraz 77 cm^{-1} , o fazach zależnych od długości fali wzbudzającej. Zależność faz i amplitud tych oscylacji emisji wymuszonej od długości fali emisji (obserwowanych również przy ustalonym spektralnym okienku emisji i wzbudzaniu przy różnych długościach fali) wykazała [56], że można je dobrze opisać rozpatrując wzbudzenie elektronowo-oscyłacyjne pierwotnego donora i następujący po nim proces emisji zilustrowane na rys. 8. Impulsowe wzbudzenie selektywnie obsadza stany elektronowo wzbudzone o wartości współrzędnej oscyłacyjnej umownie oznaczonej na rys. 8 jako $q = -1$. W tym momencie zostaje wytworzona oscyłacyjna paczka falowa, która rusza z $q = -1$ wzdłuż współrzędnej q . Prowadząc obserwację emisji wymuszonej światłem o określonej długości fali otrzymuje się periodycznie wzrost emisji w momencie gdy wypadkowa paczka falowa osiąga wartość q spełniającą warunek przejścia pionowego (Francka-Conдона), oraz minima emisji w czasie pośrednim. Zależnie od długości fali emisji (oraz wzbudzenia) oscylacje emisji wymuszonej wykazują różne przesunięcia fazowe na skali czasu odmierzanej od momentu wzbudzenia. Szybkość zaniku tych oscylacji – odzwierciedlającego utratę fazy oscylacji jąder – słabo zależy od temperatury w zakresie 10 K do 290 K. Czas zaniku tych oscylacji odzwierciedla szybkość rozpraszania zlokalizowanej w nich energii; rozproszenie energii jest zaś „zatrzaśkiem” powodującym trwałe przejście układu do stanu $P^+H_A^-$. Fakt, że czas ten,

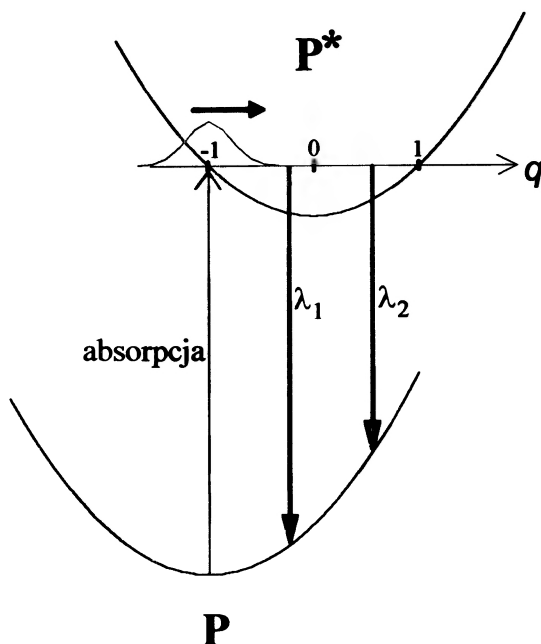
³ Szerokość spektralna linii wzbudzającej była przy tym ograniczona tylko przez czas trwania impulsu i wynosiła ok. 10 nm.



Rys. 7. Z lewej: oscylacje emisji wymuszonej z elektronowego stanu wzbudzonego pierwotnego donora (P^*) w centrum reakcji *Rhb. sphaer.* w szklistej matrycy glicerolowo-wodnej w temperaturze 10 K. Emisja wymuszona przedstawiona jest tu jako (ujemna) zmiana absorbancji. Impuls wzbudający: 80 fs, długość fali 870 nm. Z prawej: oscylacje emisji przy różnych długościach fali światła wymuszającego, wyznaczone przez odjęcie gładkiego przebiegu obliczonego z funkcji aparaturowej. Wstawka w ramce: transformata Fouriera jednego z przebiegów oscylacyjnych (wymuszonego przy $\lambda_{pr} = 945$ nm), pokazująca występujące w tych oscylacjach częstotliwości [56].

ok. 2 ps, jest porównywalny ze stałą czasową procesu rozdzielania ładunków, stanowi poważny argument za uznaniem tych oscylacji za przejaw mechanizmu fizycznego w istotny sposób związanego z rozdzielaniem ładunków w fotosyntetycznych centrach reakcji. Przejawiające się tu oscylacje mogą więc stanowić część „modów akceptujących”, które przejmują i rozpraszają część energii elektronowej. Spójność czasowa tych oscylacji wskazuje, że mechanizm przeniesienia elektronu może być wyzwalany już w momencie elektronowego wzbudzenia pierwotnego donora P.

Znaczenie tych wyników, otrzymanych przy użyciu zmodyfikowanych centrów reakcji, a potwierdzających się również w centrach reakcji nie zmodyfikowanych [57] oraz w badaniach emisji spontanicznej [58], nie jest jeszcze jasne. Nie zostały jeszcze w sposób całkowicie pewny zlokalizowane występujące w nich oscylacje molekularne (białko czy molekuly dimeru P), chociaż najnowsze rezultaty



Rys. 8. Ilustracja mechanizmu prowadzącego do pojawienia się periodycznej modulacji emisji ze stanu wzbudzonego (P^*) do stanu podstawowego (P) pierwotnego donora elektronu. λ_1 i λ_2 oznaczają różne długości fali światła wymuszającego emisję.

wskazują, iż oscylacje te występują głównie w białkowym otoczeniu P [57]. Wydaje się jednak, że połączenie zaawansowanych technik badań fizycznych z możliwościami jakie stwarza dziś genetyka molekularna i metody preparatywne biochemii, przyniesie w niedługim czasie kolejne – po ustaleniu struktury molekularnej – sukcesy w szczegółowym poznawaniu procesu fotosyntezy – największego źródła energii na Ziemi.

Literatura

- [1] J. Deisenhofer, O. Epp, K. Miki, R. Huber, H. Michel, *J. Mol. Biol.* **180**, 385 (1984).
- [2] J. Deisenhofer, O. Epp, K. Miki, R. Huber, H. Michel, *Nature* **318**, 618 (1985).
- [3] C.H. Chang, D.M. Tiede, J. Tang, U. Smith, J.R. Norris, M. Schiffer, *FEBS Lett.* **205**, 82 (1986).
- [4] J.P. Allen, G. Feher, T.O. Yeates, H. Komiya, D.C. Rees, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **84**, 5730 (1987); **84**, 6162 (1985); **84**, 6438 (1985); **85**, 8487 (1985).

- [5] C. Kirmaier, D. Holten, W.W. Parson, *Biochim. Biophys. Acta* **810**, 33 (1985); **810**, 49 (1985).
- [6] W. Zinth, E.W. Knapp, S.F. Fischer, W. Kaiser, J. Deisenhofer, H. Michel, *Chem. Phys. Lett.* **119**, 1 (1985).
- [7] A. Scherz, W.W. Parson, *Biochim. Biophys. Acta* **766**, 666 (1984).
- [8] G.R. Fleming, J.L. Martin, J. Breton, *Nature* **333**, 190 (1988).
- [9] H. Kuhn, *Phys. Rev. A* **34**, 3409 (1986).
- [10] R.A. Friesner, Y. Won, *Biochim. Biophys. Acta* **977**, 99 (1989).
- [11] A. Warshel, W.W. Parson, *Annu. Rev. Phys. Chem.* **42**, 279 (1991).
- [12] T. Mar, G. Gingras, *Biochim. Biophys. Acta* **1017**, 112 (1990).
- [13] A. Warshel, *J. Amer. Chem. Soc.* **101**, 744 (1979).
- [14] G. Lösche, G. Feher, M.Y. Okamura, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **84**, 7537 (1987).
- [15] D.J. Lockhart, S.G. Boxer, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **85**, 107 (1988).
- [16] S.G. Boxer, R.A. Goldstein, D.J. Lockhart, T.R. Middendorf, L. Takiff, *J. Phys. Chem.* **93**, 8280 (1989).
- [17] A.J. Chirino, E.J. Lous, M. Huber, J.P. Allen, C.C. Schenck, M.L. Paddock, G. Feher, D.C. Rees, *Biochemistry* **33**, 4584 (1994).
- [18] T.J. DiMagno, E.J. Bylina, A. Angerhofer, D.C. Youvan, J.R. Norris, *Biochemistry* **29**, 899 (1990).
- [19] S.L. Hammes, L. Mazzola, S.G. Boxer, D.F. Gaul, C.C. Schenck, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **87**, 5682 (1990).
- [20] J. Breton, E. Nabedryk, W.W. Parson, *Biochemistry* **31**, 7503 (1992).
- [21] G. Feher, *J. Chem. Soc. Perkin Trans. 2* **11**, 1861 (1992).
- [22] F. Lendzian, M. Huber, R.A. Isaacson, B. Endeward, M. Plato, B. Bönigk, K. Möbius, W. Lubitz, G. Feher, *Biochim. Biophys. Acta* **1183**, 139 (1993).
- [23] A.V. Klevanik, A.O. Ganago, A.Ya. Shkuropatov, V.A. Shuvalov, *FEBS Lett.* **237**, 61 (1988).
- [24] S.G. Johnson, D. Tang, R. Jankowiak, J.M. Hayes, G.J. Small, *J. Phys. Chem.* **94**, 5849 (1990).
- [25] R. Jankowiak, J.M. Hayes, G.J. Small, *Chem. Rev.* **93**, 1471 (1993).
- [26] A.P. Shreve, N.J. Cherepy, S. Franzen, S.G. Boxer, R.A. Mathies, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **88**, 11207 (1991).
- [27] V. Palaniappan, M.A. Aldema, H.A. Frank, D.F. Bocian, *Biochemistry* **31**, 11050 (1992).
- [28] N.J. Cherepy, A.P. Shreve, L.J. Moore, S. Franzen, S.G. Boxer, R.A. Mathies, *J. Phys. Chem.* **98**, 6023 (1994).
- [29] Y. Won, R.A. Friesner, *J. Phys. Chem.* **92**, 2208 (1988); **92**, 2214 (1988).
- [30] Y. Won, R.A. Friesner, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **84**, 5511 (1987).
- [31] E.J.P. Lathrop, R.A. Friesner, *J. Phys. Chem.* **98**, 3050 (1994).
- [32] E.J.P. Lathrop, R.A. Friesner, *J. Phys. Chem.* **98**, 3056 (1994).
- [33] P.O.J. Scherer, S.F. Fischer, w: *Chlorophylls*, red. H. Scheer (CRC Press, 1991), s. 1079.
- [34] P.O.J. Scherer, S.F. Fischer, *J. Phys. Chem.* **93**, 1633 (1989).
- [35] C.C. Moser, J.M. Keske, K. Warncke, R.S. Farid, P.L. Dutton, *Nature* **355**, 796 (1992).
- [36] W. Holzappel, U. Finkele, W. Kaiser, D. Oesterhelt, H. Scheer, H. Stiltz, W. Zinth, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **87**, 5168 (1990).
- [37] C. Lauterwasser, U. Finkele, H. Scheer, W. Zinth, *Chem. Phys. Lett.* **183**, 471 (1991).

- [38] C.-K. Chan, T.J. DiMugno, L.X.-Q. Chen, J.R. Norris, G.R. Fleming, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **88**, 11202 (1991).
- [39] R.A. Marcus, N. Sutin, *Biochim. Biophys. Acta* **811**, 265 (1985).
- [40] D. DeVault, *Quart. Rev. Biophys.* **13**, 387 (1980).
- [41] R.A. Marcus, *Chem. Phys. Lett.* **133**, 471 (1987).
- [42] M.E. Michel-Beyerle, M. Bixon, J. Jortner, *Chem. Phys. Lett.* **151**, 188 (1988).
- [43] M.E. Michel-Beyerle, M. Plato, J. Deisenhofer, H. Michel, M. Bixon, J. Jortner, *Biochim. Biophys. Acta* **932**, 52 (1988).
- [44] W.W. Parson, A. Warshel, *J. Amer. Chem. Soc.* **109**, 6152 (1987).
- [45] M. Plato, E. Tränkle, W. Lubitz, F. Lendzian, K. Möbius, *Chem. Phys.* **107**, 185 (1986).
- [46] W.W. Parson, *Annu. Rev. Biophys. Bioeng.* **11**, 57 (1982).
- [47] R.A. Marcus, *Chem. Phys. Lett.* **146**, 13 (1988).
- [48] M.A. Steffen, K. Lao, S.G. Boxer, *Science* **264**, 810 (1994).
- [49] K. Schulten, M. Tesch, *Chem. Phys.* **158**, 421 (1991).
- [50] H. Treutlein, K. Schulten, A.T. Brünger, M. Karplus, J. Deisenhofer, H. Michel, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **89**, 75 (1992).
- [51] W.W. Parson, C. Zhen-tao, A. Warshel, *Biochim. Biophys. Acta* **1017**, 251 (1990).
- [52] A. Warshel, W.W. Parson, *Annu. Rev. Phys. Chem.* **42**, 279 (1991).
- [53] J.M. Jean, R.A. Friesner, G.R. Fleming, *J. Chem. Phys.* **96**, 5827 (1992).
- [54] S.S. Skourtis, A.J.R. da Silva, W. Bialek, J.N. Onuchic, *J. Phys. Chem.* **96**, 8034 (1992).
- [55] M.H. Vos, J.-C. Lambry, S.J. Robles, D.C. Youvan J. Breton, J.-L. Martin, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **88**, 8885 (1991).
- [56] M.H. Vos, F. Rappaport, J.-C. Lambry, J. Breton, J.-L. Martin, *Nature* **363**, 320 (1993); tamże: komentarz J. Maddoxa na s. 297.
- [57] M.H. Vos, M.R. Jones, P. McGlynn, C.N. Hunter, J. Breton, J.-L. Martin, *Biochim. Biophys. Acta* **1186**, 117 (1994).
- [58] R.J. Stanley, S.G. Boxer, *J. Phys. Chem.* **99**, 859 (1995).

Bertram N. Brockhouse

Department of Physics

McMaster University

Hamilton, Ontario, Kanada

Spektroskopia neutronów powolnych i wielki atlas świata fizycznego*

**Slow neutron spectroscopy and the grand atlas
of the physical world**

Nobel Lecture, 8 December 1994, Stockholm

Telefoniczne wieści ze Sztokholmu 12 października 1994 r. upewniły mnie, że będę miał zaszczyt wygłosić Wykład Noblowski; dziękuję tym wszystkim, którzy doprowadzili do tej wielkiej zadziwiającej niespodzianki mojego życia. Muszę w związku z tym cofnąć się jakieś 30 do 45 lat, najpierw w pamięć, a potem w entropię moich teczek i biblioteki. Wygłosiłem ten wykład 8 grudnia 1994 r., a potem jeszcze wielokrotnie. Niniejsza wersja pisana obejmuje w zasadzie ten sam materiał, z takimi tylko dodatkami wybranymi z moich notatek, jakich nie zdążyłem przedstawić w wersji wtedy wygłoszonej.

W sierpniu 1950 r., gdy podejmowałem pracę w Zakładzie Fizyki Laboratorium Jądrowego w Chalk River, mijало właśnie 18 lat od identyfikacji neutronów w pewnych reakcjach jądrowych, oraz 14 lat od doświadczenia potwierdzającego przypuszczenie, że neutrony mogą przejawiać dualizm falowo-cząstkowy. Literatura dotycząca tych spraw, choć dość obszerna, była wtedy jeszcze na tyle niewielka, że jeden człowiek mógł przyswoić sobie to wszystko, co było wtedy dostępne. Istniały już znaczące wyniki pomiarów całkowitego przekroju czyn-

*Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1994 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla [Translated with permission. Copyright ©1995 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).

nego, wykonane przy użyciu neutronów pochodzenia cyklotronowego. Znano nie tylko zasadę działania reaktorów samopodtrzymujących swe działanie za pomocą neutronów wytworzonych w reakcjach rozszczepienia jąder uranu – duże urządzenia tego rodzaju pracowały już wtedy, emitując potężne strumienie neutronów szybkich i powolnych.

W kilku laboratoriach, w tym również w Chalk River, używano strumieni neutronów powolnych do badania kryształów i innych rodzajów materii. Prace E.O. Wollana i C.G. Shulla, wykonane w Oak Ridge National Laboratory, miały tu znaczenie szczególne, bo dotyczyły całego szeregu zjawisk, a także zawierały liczbowe oceny zdolności rozpraszania neutronów przez liczne pierwiastki. Te sprawy omawia w swym wykładzie mój dostoyny kolega i współlaureat Nagrody Nobla w dziedzinie fizyki za rok 1994, Clifford Shull¹.

Pewne badania nad sprężystym rozpraszaniem „monochromatycznych” neutronów powolnych na próbkach proszkowych (co odpowiada wyznaczeniu dyfraktogramów Debye’a-Scherrera dla promieni X) prowadzono już przed rokiem 1951; pozwoliły one lepiej zrozumieć struktury krystaliczne badanych substancji. Zbadano także rozkłady kątowe neutronów powolnych rozpraszanych przez pewne układy ciekłe i gazowe. Co jeszcze ważniejsze, stwierdzono występowanie magnetycznego rozpraszania neutronów przez substancje zawierające atomy obdarzone momentem magnetycznym, a także wyznaczono pewne proste struktury magnetyczne. Natomiast w rozpraszaniu rozmytym (dyfuzyjnym), które było przewidywane przez teorie tych zjawisk, badano tylko całkowity przekrój czynny dla neutronów padających o dużych długościach fali, poza zakresem rozpraszania braggowskiego. Nikt nie przeprowadził jeszcze pomiarów spektrometrycznych, choć istniała już teoria tych zjawisk, a obserwacja spowalniania neutronów przez rozpraszanie (moderacja) dawała pewność, że zmiana energii neutronu w pojedynczych aktach rozpraszania rzeczywiście zachodzi.

Rysunek 1 ukazuje parter hali reaktora („stosu”) atomowego typu NRX w Chalk River; w owym czasie było to potężne urządzenie badawcze. Prowadzono tam wiele prac, głównie w zakresie fizyki jądrowej, jednak dostrzec też można w pobliżu środka fotografii dwuosiowy spektrometr proszkowy, który skonstruował dr Donald Hurst ze swymi współpracownikami. Duży rozmiar tego urządzenia wynikał z konieczności zabezpieczenia się przed szybkimi neutronami, które towarzyszą neutronom powolnym – zarówno dla ograniczenia tła w prowadzonych eksperymentach, jak też dla ochrony biologicznej.

¹ Tłumaczenie wykładu C. Shulla zamieścimy w jednym z najbliższych zeszytów (przyp. Red.).



Rys. 1. Hala pomiarowa reaktora NRX przy Laboratorium Chalk River, około 1950 r. W pobliżu środka fotografii widać dyfraktometr proszkowy zbudowany przez Donalda Hursta i in. Pozostałe urządzenia związane są głównie z fizyką jądrową lub z fizyką neutronu jako takiego. Aby wszystko się zmieściło, każda aparatura ustawiona jest na końcu długiej rury (fot. AECL).

Warto przypomnieć, że w tym czasie brakowało wielu rzeczy, których dostępność obecni naukowcy uważają za oczywistą – nie było ich w sprzedaży, albo w ogóle nie istniały. Elektronikę zliczania impulsów dopiero rozwijano, metodami prawie chałupniczymi. Systemy rejestracji danych miały głównie charakter analogowy, a dostęp do nich był ograniczony. Pierwszy komputer cyfrowy pojawił się w Chalk River w roku 1954 – elektronika zajmowała wielki pokój i emitowała mnóstwo ciepła (nie były to układy na krzemie!). Stosowano głównie monokryształy pochodzenia naturalnego, choć produkowano też duże próbki NaCl i innych halogenków metali alkalicznych (na potrzeby spektrometrii w podczerwieni) i były one dostępne w sprzedaży. Odwrotnym biegunem tych naturalnych ograniczeń była natomiast zadziwiająca otwartość środowiska naukowców na wszystkie

dostrzeżone możliwości badawcze. Jakikolwiek zaprojektowano wtedy doświadczenie, było ono albo zupełnie nowe, albo, nawet będąc powtórzeniem, dawało wyniki dalekie od pospolitości.

1. Neutron i jego zastosowania

W 1982 r. odbyła się w Cambridge konferencja dla uczczenia 50 rocznicy odkrycia swobodnego neutronu przez Jamesa Chadwicka. W materiałach tej konferencji [A] omawiane są rozliczne konsekwencje tego wydarzenia i ich historia. Były to skutki o charakterze wojskowym, tak chętnie podejmowane przez prasę, powstanie nowych źródeł energii (energia jądrowa), zastosowania w zakresie medycyny, fizyki i chemii jądrowej; powstały też nowe dziedziny nauki.

Wiążą się one z tymi neutronami, które pojawiają się w reakcjach jądrowych jako neutrony „szybkie”, o energiach zazwyczaj rzędu milionów elektronowoltów (MeV). Są one następnie spowalniane w szeregu zderzeń z jądrami atomowymi o małej masie atomowej osiągając nieomal równowagowy rozkład energii, odpowiadający temperaturze niewiele wyższej od temperatury spowalniacza (moderatora) – często jest to woda o temperaturze trochę wyższej niż pokojowa. Niewielka rura, przeprowadzona poprzez osłony reaktora, pozwala wyprowadzić do hali badawczej strumień neutronów szybkich, mniej szybkich i tych powolnych.

Pozbyszy się niepożądanych neutronów szybkich, dobrze określony strumień neutronów powolnych można wykorzystać na wiele sposobów do badania właściwości próbek materiałów w nim umieszczonych (lub w wyodrębnionych z niego strumieniach dodatkowych). Związane z tym dziedziny zainteresowań znane są pod hasłem: rozpraszanie neutronów (powolnych) lub dyfrakcja neutronów. To rozpraszanie może być sprężyste lub niesprężyste. W tym drugim przypadku pojawić się może potrzeba pomiaru zmian energii neutronów w procesie rozpraszania w próbce – mówimy wtedy często o spektrometrii neutronów (powolnych). Jeśli energia neutronów padających na próbkę jest znacznie niższa niż energia jaką by miały w temperaturze pokojowej (0.025 eV), nazywane są one często „zimnymi” neutronami.

Neutronom powolnym odpowiadają energie od milielektronowoltów do dziesiątych części eV; ich długości fali rozciągają się od 10 angstromów i więcej do dziesiątych części angstroma. Fakt, że neutrony mają energię tego samego rzędu wielkości co charakterystyczne energie (kwantowe) w fazie skondensowanej, a jednocześnie ich długości fali są tego samego rzędu co odległości międzyatomowe, ma podstawowe znaczenie dla przydatności tych nowych dziedzin. Są też inne okoliczności sprzyjające – prędkość takich neutronów (rzędu kilkuset m/s) można wyznaczyć przy pomocy urządzeń mechanicznych; przenikają one liczne mate-

riały głęboko, zanim nastąpi rozproszenie lub pochłonięcie. Można więc metodami neutronowymi uzyskać wiele informacji nieosiągalnych przy użyciu innych rodzajów promieniowania.

Bibliografia tej dziedziny pozwala dotrzeć do rozmaitych jej gałęzi, takich jak optyka neutronowa, dyfrakcja neutronów i spektrometria neutronowa. Opierają się one wszystkie na zjawiskach rozpraszania jądrowego albo magnetycznego. Polecenie [B] na liście publikacji – książka pt. *Pięćdziesiąt lat dyfrakcji neutronów*, zawiera szereg artykułów traktujących te sprawy z różnych punktów widzenia, napisanych przez 35 autorów (w tym przez dra Shulla i przeze mnie), a także kopie 1936 publikacji napisanych przez pierwszych badaczy w tej dziedzinie. Znacznie pełniejszą bibliografię, obejmującą prace wykonane w tej dziedzinie do roku 1974, opracowali Larose i Vandderwal [Q]; ukazuje ona zadziwiający wzrost liczby publikacji przypadających na kolejne lata, od 50 prac w latach pięćdziesiątych do ok. 800 publikacji w roku 1971 i niewątpliwie jeszcze więcej w ostatnich latach.

Dziedzina rozrosła się więc tak, że ani jeden człowiek, ani nawet cały zespół nie byłby już w stanie ogarnąć w pełni tego wszystkiego, co było robione i co zostało opublikowane w literaturze. Prawda ta przejawia się jeszcze mocniej w odniesieniu do znacznie obszerniejszej literatury szeroko pojętych nauk przyrodniczych lub fizyki. Jest to problem nie do przewyciężenia – nikt, ale to nikt nie może być pewien, czy nie istnieją w literaturze jakieś wyniki, dotyczące jego planowanych badań. Niemniej jednak fizyka wraz z techniką krok po kroku postępują naprzód. Zresztą właśnie dostępność, albo niedostępność niezbędnych technik określa „teraźniejszość”, „stan sztuki” prac badawczych. Spektrometria neutronów nie mogła rozkwitnąć, zanim silne źródła neutronów z pewnego powodu nie powstały i nie stały się dostępne dla badań. Prace naukowe dra Shulla i jego współpracowników, tak jak moje i moich kolegów, zaistniały jako produkt uboczny działań podjętych z zupełnie innych powodów.

2. Wielki Atlas

Wszystko to prowadzi nas do Wielkiego Atlasu, jaki stanowi aktualna literatura naukowa. Można by wiele mówić o historii jego powstania, ale sam w sobie ten Wielki Atlas zawiera tylko zaistniałe w historii dzieła człowieka i pewne teorie tej historii. Wielki Atlas zawiera w sobie „*petit atlas*” – ziemską geografję i geologję w ich najbardziej obecnie godnych zaufania naukowych postaciach – oraz naukowe, akceptowane współcześnie „recepty” fizyki i chemii. Tak więc Wielki Atlas zawiera w sobie „mapy” świata w którym żyjemy – metaforyczne mapy, które mogą okazać się wręcz metafizyczne, przepisy na to jak łączyć wrażenia z innymi wrażeniami (można je uważać za metaforyczną geografję) przy pomocy teo-

rii (która zajmuje się pojęciami, którą można sobie wyobrazić jako metaforyczną geologię). Wrażenia są dane przez zmysły – odczyty na skali przyrzędu, szczególnie obrazu fotograficznego i im podobne. Pojęcia są nazwami zawartymi w odnoszących się do nich teoriach. Ale nie zapomnijmy, że wrażenia same w sobie opierają się na teorii – że za fotografią kryje się teoria fotografowania, a także fotografa.

Pomiary (podobnie jak teorie) powstają dzięki ludziom godnym zaufania; prowadzą oni swe prace jawnie i publikują je w takiej postaci, by mogły być powtórzone. Mapy zawarte w Wielkim Atlasie mogą być sprawdzone przez innych naukowców – podlegają weryfikacji – ludzie mający podstawę do wyrażania opinii w danej sprawie mogą je po prostu odrzucić. To czy zasługują one na nazwę „fakt naukowy”, może być dopiero po ich zaistnieniu ocenione przez ich użytkowników. Podobnie to, czy daną mapę mamy uważać za odnoszącą się do metafizycznej rzeczywistości (czy nawet do aktualności) jest sprawą religii i filozofii.

Wszystko to jest mało istotne, jeśli chodzi nam o cele ściśle naukowe lub techniczne. Zarówno z pragmatycznego jak i z religijnego punktu widzenia teoria i jej pojęcia są sprawą zaufania. Jedyłą rzeczą, która jest ważna z praktycznego punktu widzenia, jest to czy teoria jest „skuteczna”, czy „pracuje”, oraz czy studia przygotowawcze i zagadnienia towarzyszące nie czynią jej stosowania zbyt czaso- i pracochłonnym. Poza tym, teoria i jej pojęcia prowadzą do powstania języka, w którym można formułować i dyskutować interesujące nas zagadnienia naukowe.

Oczywiście, chciałoby się mieć więcej niż to. Chcielibyśmy wiedzieć, czy naprawdę można powiedzieć o prowincji Alberta 100 milionów lat temu: „tutaj są dinozaury”, albo przynajmniej: „tu były dinozaury”; powiedzieć o kryształach aluminium: „tu są atomy Al”; powiedzieć o abstrakcyjnym jądrze związanym z pojęciem atomu Al: „tu są protony i neutrony”; powiedzieć o matematycznej w samej istocie sieci krystalicznej kryształu Al: „tu są fonony”. Chcielibyśmy być w pełni świadomi tego, co ten Wielki Atlas Świata w istocie swej wyraża. I oczywiście, gdyby nam to objawiono, być może wcale nie cieszyłaby nas ta wiedza. Każdy z nas niesie własną unaukowaną wizję tych spraw, mniej lub bardziej świadomy aspekt własnych poglądów religijnych na „istotę rzeczy”.

W każdym okresie rozwoju „stanu sztuki” prac badawczych widzimy nie tylko ich zastosowania, techniczne i naukowe, lecz również, w pewnym stopniu, ich moralne implikacje, które albo każą nam ich zaniechać, albo pozwalają cieszyć się nimi. Oczywiście metafory odpowiednio uformowane mogą, jako godne zaufania teorie, znaleźć miejsce w Wielkim Atlasie. Tak więc również w metaforach szukać należy ich moralnych implikacji: wystarczy przypomnieć rozszczepienie jądra atomowego lub syntezę jądrową. Czy nie byłoby lepiej, gdyby te pojęcia wcale nie zaistniały?

Pomysły, które nie poddają się sprawdzeniu przez doświadczenie – które nie są naukowe – pozostają zawsze wątpliwe. W każdym czasie fizyka jest prawdziwa niejako z definicji – nie będąc prawdą teraz; zakwestionowany fragment fizyki nie był nią nigdy. To stwierdzenie jest ogólnie prawdziwe dla tego, co jest „nauką”. Świat nauki, którego dotyczy Wielki Atlas, żyje w wiecznym napięciu: kolejne fakty potwierdzające uprawomocniają zaakceptowanie każdego pojęcia jako tworu rzeczywistego, a nawet jako moralnej, nie tylko myślowej rzeczywistości – ale waga dowodu może być zawsze zakwestionowana. Obserwacja lub doświadczenie mogą zasugerować uzupełnienie lub modyfikację teorii, albo też mogą rozszerzyć dotychczasowy zakres jej zastosowań. Fakty doświadczalne mogą prowadzić do odrzucenia lub zmącenia naszego pojmowania tego zakresu: mogą się też pojawić nowe obszary zastosowań, w których teoria zgadza się z doświadczeniem w stopniu zadowalającym. Odrzucenie teorii, której struktura intelektualna sięga głęboko, nie jest już sprawą łatwą.

3. Spektrometria neutronów powolnych

Teorie fizyki fazy skondensowanej zawierają w sobie najważniejsze pojęcia nowoczesnej fizyki: pojęcie praw zachowania (energii, pędu itd.), pierwiastków chemicznych w różnych stanach jonizacji, elektronów, neutronów, pojęcia mechaniki kwantowej. Aby móc je zastosować do opisu badanej substancji na drodze obliczeń kwantowo-statystycznych trzeba na ogół dopuścić wręcz drastyczne przybliżenia. Na szczęście oddziaływanie neutronu z atomem jest w pewnym sensie słabe. Dzięki temu „pierwsze przybliżenie Borna” pozwala opisać to zjawisko rozpraszania zupełnie dobrze. Oznacza to, że potrafimy oddzielić ruch neutronu od dynamiki układu rozpraszającego, którą można rozpatrywać niezależnie. Innymi słowy, w akcie rozproszenia neutron powoduje przejście układu do innego stanu kwantowego, ale nie zmienia natury tych stanów.

Konstrukcja modelu dynamiki układu rozpraszającego wymaga na ogół włączenia informacji uzyskiwanej w doświadczeniu. Na przykład skład chemiczny układu można uważać za znany. Podobnie można przyjąć, że kryształ aluminium ma strukturę kubiczną centrowaną powierzchniowo (FCC), jak to wynika z dyfrakcji promieni X lub neutronów; nie jest prawdopodobne, by teoretyczne obliczenia *ab initio* dostarczyły tego wyniku. Można dalej badać dynamikę tak określonego układu stosując jakiś model uproszczony, albo przy pomocy teorii fenomenologicznej zawierającej szereg parametrów do dopasowania. Teoria drgań sieci krystalicznej zaproponowana przez Borna i von Kármána [O] w pewnym stopniu służy obu tym celom. Mając już model, możemy obliczyć makroskopowe parametry układu (optyczne, termodynamiczne itp.) i porównać je z danymi do-

świadczalnymi. Przed pojawieniem się spektroskopii neutronowej można było dokonywać tylko jakościowych porównań – zbyt wielki był rozziw między pojęciami na poziomie atomowym a wrażeniami zmysłowymi na poziomie makroskopowym.

Energie neutronów (oraz ich pędy) obliczamy na podstawie ich długości fali, która jest wyznaczana albo przez dyfrakcję na kryształach zgodnie z prawem Bragga, albo przez pomiar czasu ich przelotu na znaną odległość. W obu przypadkach energia jest proporcjonalna do odwrotności pewnej wielkości zmierzonej, podniesionej do kwadratu. Zatem, z teoretycznego punktu widzenia, spektrometry w obu metodach mają tę samą dyspersję. (Każdy pomiar tego samego widma za pomocą tych dwóch spektrometrów jest niejawnym sprawdzianem mechaniki kwantowej.) Trzeba jednak dodać, że spektrometr krystaliczny wykazuje dodatkową dyspersję, wynikającą z braggowskiego przejścia od kąta odbicia do długości fali. Konstrukcja spektrometrów obu typów i związane z nimi problemy eksperymentalne są zupełnie odmienne.

Pierwszym pomysłem rozważanym w Chalk River w 1951 r. i (jak sądzę) w innych miejscach był pomiar parametrów neutronów padających i odbitych za pomocą metody czasu przelotu. W metodzie „podwójnego przerywacza” urządzenie przerywające (strumień neutronów), o fazie kontrolowanej elektrycznie, dokonuje selekcji padających neutronów, podczas gdy pomiar czasu przelotu od drugiego przerywacza do detektora prowadzi do wyznaczenia energii neutronów rozproszonych. (W Saclay Bernard Jacrot zbudował i przez pewien czas stosował taki „podwójny przerywacz”, składający się z dwóch wielkich kół na obrotowej osi [26].) Już wkrótce okazało się, że zbudowanie zadowolającego urządzenia tego typu jest zadaniem technicznie bardzo trudnym. W Chalk River skupiliśmy wtedy uwagę na wykorzystaniu dyfrakcji na kryształach do wyznaczenia energii obu strumieni neutronowych. Wynik tych prac – „trójosiowy spektrometr neutronów” – omówimy dalej. Metoda „podwójnego przerywacza” doczekała się zresztą dalszego rozwoju, szczególnie w rękach Petera Egelstaffa w Harwell. Pracowano również nad rozwiązaniami mieszanymi. Tu najbardziej znany jest „spektrometr z wirującym kryształem” [43] – wirujący kryształ działa jako monochromator neutronów padających, zaś widmo neutronów rozproszonych jest wyznaczane metodą czasu przelotu.

Pomysł innej, ważnej historycznie metody „filtr-przerywacz” albo metody „zimnych neutronów” [29-32] pochodzi z Brookhaven. Tak sądzę. W Chalk River powstała wersja zmodyfikowana, głównie wysiłkiem mego kolegi A.T. Stewarta. W metodzie tej polikrystaliczne filtry z takich materiałów jak beryl, o niskiej absorpcji i niewielkim „rozpraszaniu pasożytniczym”, eliminują ze strumienia wszystkie neutrony powolne, poza tymi które, ze względu na zbyt dużą długość fali (bardzo powolne), nie podlegają już braggowskiemu rozpraszaniu w filtrze.

Te właśnie neutrony są dalej rozpraszane przez badaną próbkę, a następnie analizowane metodą czasu przelotu za pomocą przerywacza wiązki. W Chalk River stosowaliśmy dwa materiały na filtry, Be i Pb, każdy w nieco inny sposób.

Swego rodzaju odwrotność tej metody – metoda „filtr-detektor” albo metoda „detektora berylowego” [43] – wykorzystuje do monochromatyzacji wiązki neutronów dyfrakcję na kryształach, zaś detekcji podlegają właśnie neutrony „zimne”. Pozwala ona badać wysokoenergetyczne formy ruchu w fazie skondensowanej.

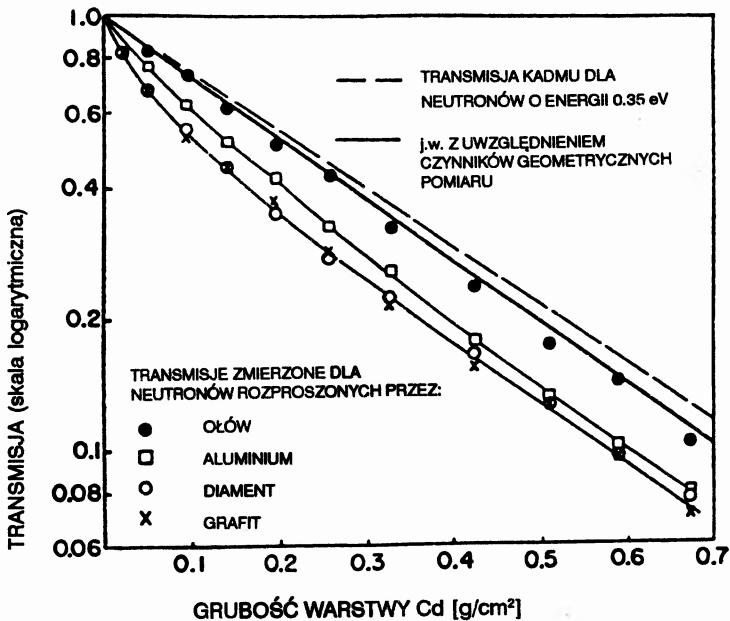
3.1. Metody absorpcyjne

Wiele pierwiastków wykazuje duży przekrój czynny na oddziaływanie z powolnymi neutronami. Przekroje czynne na wychwyty dla boru i litu są proporcjonalne do długości fali neutronu. W kadmie (i niektórych ziemiach rzadkich) następują rezonanse i przekrój czynny zmienia się z energią neutronu w sposób gwałtowny. Jeśli więc taki absorbent przechwycił neutrony rozproszone przez badaną próbkę², to zmierzone natężenie zależeć będzie od widma tych neutronów. Dla serii absorbentów, których grubości zmieniają się od bardzo małych do bardzo dużych, względna transmisja neutronów wiąże się z ich widmem energetycznym poprzez transformację Laplace’a. Pierwsze doświadczenia nad spektrometrią neutronową, prowadzone w latach 1951–52 przez P.A. Egelstaffa [21] i R.D. Lowdage’go [23] w Harwell i przez Brockhouse’a i Hursta [22] w Chalk River, wykorzystywały, na różne sposoby, te właśnie metody. Omówimy tu tylko tę ostatnią.

Przy energii neutronów zmieniającej się od 0.2 eV do 0.5 eV całkowity przekrój czynny dla kadmu maleje od 6000 barnów do wartości mniejszej niż 150 barnów. Dla neutronów padających o energii 0.35 eV transmisja przez absorbent kadmowy zależy więc silnie od widma energetycznego rozproszonych neutronów. Na rysunku 2 pokazano krzywe transmisji pierścieniowych absorbentów kadmowych, dla neutronów o energii początkowej 0.35 eV rozproszonych średnio pod kątem 90° do pierścieniowego detektora, przez dostatecznie „cienkie” rozpraszacze wykonane z ołowiu, aluminium, grafitu i proszku diamentowego. Pokazano także wyniki obliczeń dla rozpraszania sprężystego neutronów (z poprawką uwzględniającą geometrię układu). Jak można się było spodziewać, rozpraszanie na ciężkich atomach ołowiu wywołuje małą zmianę średniej energii. W przypadku lżejszych atomów – aluminium i węgla – stwierdzono znaczny przekaz energii.

Wyniki te porównano z obliczeniami dla neutronów rozproszonych przez polikryształy, wykonanymi przez Finkelsteina [5] i wykorzystującymi einsteinowski

² Warto przypomnieć, że celem badań jest wyznaczenie widma energetycznego neutronów rozproszonych i porównanie go z widmem neutronów padających (przyp. tłum.).



Rys. 2. Względna transmisja (mierzona za pomocą detektora pierścieniowego) neutronów rozproszonych na cienkich foliach 4 materiałów, po przejściu przez pierścieniowy absorbent kadmowy o zmiennej grubości – punkty doświadczalne. Krzywe – transmisja oszacowana przy założeniu, że neutrony są rozproszone sprężysto. Każdy punkt jest wynikiem pomiaru dla innej grubości absorbenta [22]. Rozpraszanie na ołowiu – pierwiastku ciężkim – jest niewielkie, jak należało oczekiwać.

model ruchów atomowych. W modelu tym przyjmuje się, że atomy nie są wzajemnie powiązane i drgają wszystkie z tą samą częstotliwością, stanowiąc oscylatory, których energie własne są całkowitymi wielokrotnościami kwantu energii Einsteina (E_q); można go oszacować znając ciepło właściwe ciała. W procesie rozpraszania neutron generuje lub anihiluje jeden lub więcej takich kwantów, tracąc przy tym lub uzyskując tyleż energii. Okazało się, że dla Pb i Al przeważały przejścia wielokwantowe, podczas gdy dla obu odmian węgla rozproszenie było głównie zero-kwantowe (sprężyste) a udział rozproszenia jednokwantowego wynosił około 20%. Tak obliczonych widm rozpraszania można było użyć do wyznaczenia krzywych transmisji dla Cd.

Rozpraszanie w Pb jest słabe, tak że uzyskana zgodność obliczeń i danych doświadczalnych, choć zadowalająca, niewiele mówi. Dla aluminium i obu odmian węgla dopasowanie uzyskano przyjmując takie wartości E_q , które zgadzały się ze znanymi wartościami ciepła właściwego. Temperatury pokojowe stanowią dla Al „klasyczny” obszar temperatur ($E_q \approx kT$), podczas gdy dla grafitu i dia-

mentu jest to zakres „kwantowy” ($E_q \gg kT$); tak więc te wyniki były już wielce zadowalające.

Dalsze obliczenia rozpraszania wykonano dla mało realistycznego modelu gazu doskonałego, którego atomy miały masy atomowe 12 dla C, 27 dla Al i 207 dla Pb. Widma neutronów rozproszonych są dla Pb i Al ciągłe, przypominając poprzednie widma dla modelu einsteinowskiego; natomiast widma dla obu odmian węgla różnią się wyraźnie od widm einsteinowskich. Wniosek jest tu taki, że delikatne cechy zachowań dynamicznych są trudne do uchwycenia tą metodą, chyba że dominuje rozpraszanie jednokwantowe.

Gdyby strumienie neutronowe były słabsze, rozwinęłoby się to wszystko w niewielką dziedzinę neutronowej spektroskopii absorpcyjnej; w takim przypadku zapewne nie wygłaszałbym tu teraz wykładu, ani nie pisałbym tego artykułu. Wkrótce jednak nowe osiągnięcia prześcignęły dotychczasowe, i o nich będzie dalej mowa.

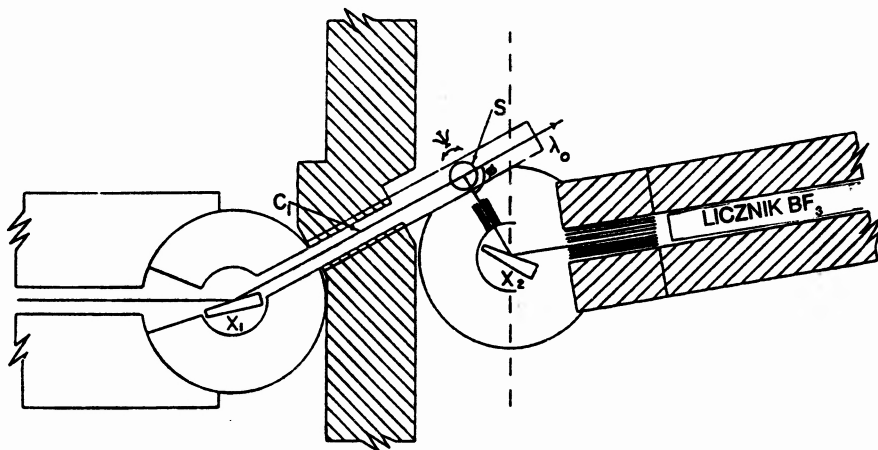
3.2. Spektrometr trójosiowy

Jak już wspominałem, w roku 1955 podjęto (w Chalk River – A.Cz.) decyzję zbudowania spektrometru neutronowego, w którym do monochromatyzacji neutronów postanowiono wykorzystać odbicie Bragga od dwóch monokryształów. Przekrój strumienia wynosić miał dwa cale kwadratowe, więcej niż przy innych istniejących wtedy instrumentach. Przy małych odległościach kątowa zdolność rozdzielcza miała być zapewniona za pomocą zestawu szczelin Sollera. Aby urządzenie takie mogło pracować, należało ograniczyć tło neutronowe za pomocą zestawu osłon znacznie cięższych niż dotychczas stosowane. Monochromatory musiały być wydajniejsze niż te z NaCl; podjęto więc prace nad wyhodowaniem dużych monokryształów metali, przede wszystkim ołowiu i aluminium. Z myślą o przyszłych badaniach nad ciekłymi gazami szlachetnymi, zwłaszcza nad ciekłym helem, Hurst podjął budowę wyposażenia niskotemperaturowego. W tym czasie nie brakowało w Chalk River ciekłego azotu; po kilku próbach udało się zainstalować także urządzenie firmy „Collins” do skraplania helu. W roku 1952 przybył David G. Henshaw, fizyk o dużym doświadczeniu w fizyce niskich temperatur, który wziął na siebie odpowiedzialność za hodowlę monokryształów i za aparaturę do skraplania gazów szlachetnych.

Spektrometr trójosiowy zmontowany w 1952 r. przy reaktorze NRX był dość prymitywny. Natężenia strumieni neutronowych były zbyt niskie dla skutecznej pracy, choć udało się zaobserwować maksimum w rozpraszaniu sprężystym dla parafiny i, jak się wydaje, dla wanadu. Wszystkie prace trzeba było jednak wstrzymać w listopadzie 1952, aż do lata 1954 roku, bo wystąpiły kłopoty techniczne z reaktorem.

W tym jednak czasie Henshaw i Jack Freeborn wyhodowali duże monokryształy ołowiu i aluminium. Tak więc, gdy podejmowaliśmy znowu prace przy NRX, zarówno dyfraktometr proszkowy jak i spektrometr trójosiowy miały już znacznie lepsze monochromatory. Hurst i Henshaw podjęli wtedy badania nad ciekłymi gazami szlachetnymi, rozpoczynając program badawczy, który w kolejnych wariantach trwał ponad 40 lat.

Schemat spektrometru w jego pierwotnej postaci ukazuje rys. 3. Próbkę umieszczano na stoliku z podziałką, który można było przemieszczać wzdłuż „monochromatycznego” strumienia neutronów biegnącego od pierwszego monochromatora. Drugi monochromator [7] (Autor mówi tu o „drugim spektrometrze jednoosiowym” – A.Cz.) „widzący” próbkę poprzez kolimator szczelinowy Sollera, przemieszczał się po szynach równoległe do ściany reaktora. Kąt rozpraszania obliczono metodą triangulacji i zmieniano tylko w miarę konieczności.



Rys. 3. Pierwszy, prymitywny jeszcze, spektrometr trójosiowy [24,26]. Monoenergetyczne neutrony, wyodrębnione przez monochromator w postaci dużego monokryształu (X_1), padają na próbkę (S), umieszczoną na stoliku o orientacji regulowanej w płaszczyźnie poziomej (kąt ψ). Stolik można przemieszczać wzdłuż kierunku neutronów padających. Układ analizujący jest dyfraktometrem o dużej aperturze, wykorzystującym monokryształ X_2 ; można go przemieszczać jako całość. Analizowane neutrony są tu rozproszone o kąt ϕ , który jest wyznaczony metodą triangulacji.

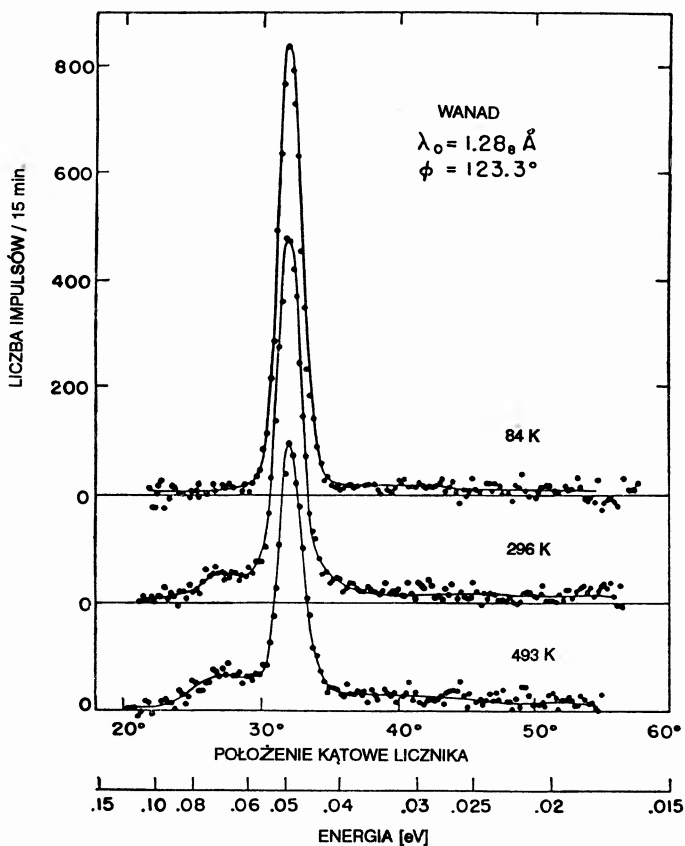
Spektrometr trójosiowy prawie natychmiast okazał się sukcesem naukowym. Trzeba tylko było nieco wzmocnić osłonę biologiczną, ale poza tym urządzenie działało zgodnie z oczekiwaniami. Wykonano na nim wiele doświadczeń – niektóre były zaprojektowane według istniejących teorii, inne nie. Praca zgłoszona

na coroczne spotkania Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego w styczniu 1955 w Nowym Jorku, opisująca te doświadczenia, stała się pracą wygłoszoną na zaproszenie [24]. Przedstawiono w niej wstępne wyniki badań nad rozproszeniem neutronów na stałym i ciekłym Pb, na wodzie, ciężkiej wodzie, wanadzie, oraz na pewnych materiałach paramagnetycznych o różnych właściwościach, w tym na $MnSO_4$, Mn_2O_3 i MnO .

Wiele z tych prac prowadzono potem dalej, i stały się one tematem publikacji. W pierwszej kolejności były to wyniki uzyskane dla dwóch układów paramagnetycznych: $MnSO_4$ i Mn_2O_3 [25]. Podatność magnetyczna $MnSO_4$ ma przebieg zgodny z prawem Curie, a więc sądzono, że oddziaływanie między jonami Mn^{++} jest słabe; na tej podstawie oczekiwano, że dyfuzyjne rozpraszanie magnetyczne będzie głównie sprężyste. Rzeczywiście, rozpraszanie pod kątami mniejszymi niż kąty odpowiadające odbiciu Debye'a i Scherrera miało taką „szerokość energetyczną” jak niespójne sprężyste rozpraszanie na wanadzie (które uważane jest powszechnie za rodzaj wzorca rozpraszania sprężystego – A.Cz.). Natomiast dla Mn_2O_3 udział rozpraszania niesprężystego był istotny, a szerokość energetyczna zgadzała się z obliczeniami Van Vlecka [15]. Podobne wyniki uzyskaliśmy dla MnO , w którym szerokości energetyczne wykazują pewien związek z porządkiem bliskiego zasięgu, ujawniającym się w dyfraktogramach. Te ostatnie badania były dalej prowadzone wspólnie z P.K. Iyengarem i R.S. Weaverem; nie doczekały się one prawdziwej publikacji, a tylko przedstawiono je w pracach przeglądowych.

Od początku nastawiliśmy się na badanie dyspersyjnej zależności częstości (energii) drgań normalnych w kryształach od ich liczby falowej (pędu) metodą jednofononowego rozpraszania neutronów. (Przez analogię sądzono, że podobnie można badać fale spinowe w kryształach magnetycznych, co okazało się prawdą.) W roku 1954 Placzek i Van Hove [9] przeprowadzili szczegółową analizę takiego doświadczenia fononowego. Co ważniejsze dla nas, zaprojektowali ponadto innego rodzaju pomiar, pozwalający na wyznaczenie funkcji rozkładu częstości drgań normalnych przez jednofononowe rozpraszanie niespójne na kryształach kubicznych z jednym atomem w komórce. Praktycznie jedynym naturalnym pierwiastkiem nadającym się do przeprowadzenia takiego doświadczenia jest wanad (ze względu na przekroje czynne – A.Cz.), toteż natychmiast włączyliśmy wanad do naszego programu badawczego.

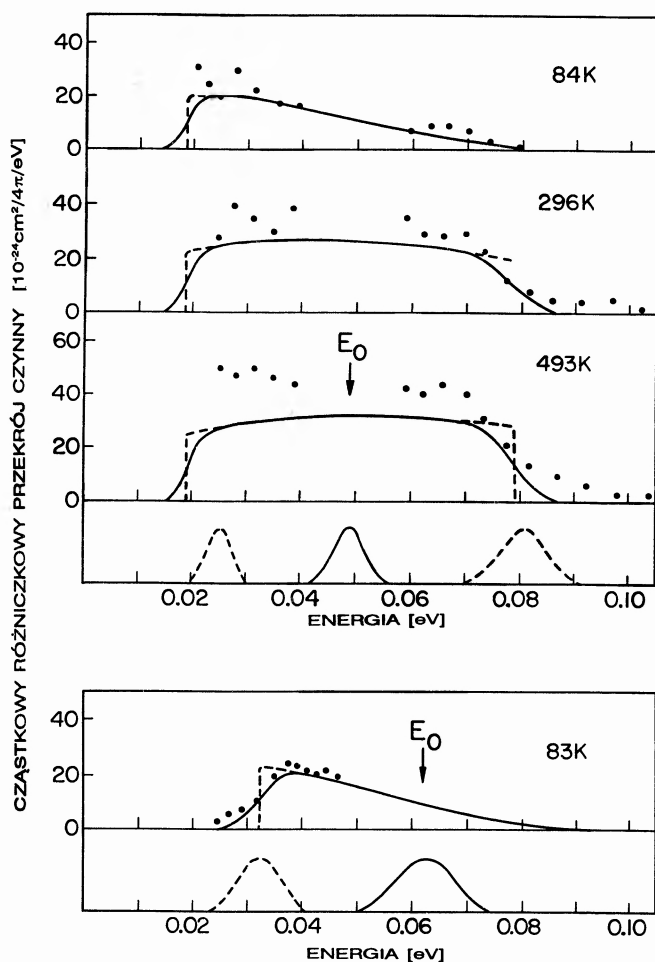
Pomiar ten przeprowadziliśmy przy pomocy prymitywnego spektrometru trójosiowego [27] – rys. 3. Otrzymane wyniki przedstawia rys. 4a. Widać na nim silne maksimum rozpraszania sprężystego (maksimum natężenia rozproszonych neutronów, grupę neutronową – autor stosuje tu wielorakie nazewnictwo – A.Cz.), którego natężenie maleje ze wzrostem temperatury – należało tego ocze-



Rys. 4a. Rozkłady energii neutronów rozproszonych na wanadzie w zależności od kąтового położenia analizatora, w trzech temperaturach, po odjęciu tła i po normalizacji natężeń [27]. Natężenie maksimum rozpraszania sprężystego maleje ze wzrostem temperatury mniej więcej tak, jak przewiduje teoria Debye'a i Wallera. Znaczna „szerokość własna” spektrometru deformuje składową niesprężystą; ta ostatnia po odpowiedniej transformacji staje się poszukiwanym rozkładem energii (rozproszonych niesprężystość neutronów, p. rys. 4b – A.Cz.).

kiwać na podstawie teorii Debye'a i Wallera rozszerzającej się chmury termicznej. Można też dostrzec słabą składową niesprężystą, której amplituda rośnie ze wzrostem temperatury i właśnie ta składowa interesowała nas w pierwszym rzędzie. Gdy ją przedstawić nie jako funkcję kąta (analizatora), lecz jako funkcję energii, otrzymuje się krzywe przedstawione na rys. 4b. Stało się jasne, że einsteinowski model drgań sieci należy wykluczyć³. Ukazano również rozkłady jednofonowe

³ Gdyby model ten był słuszny, byłyby to wąskie maksimum skupione wokół częstości Einsteina (przyp. tłum.)



Rys. 4b. Rozkłady niesprężystej składowej rozpraszania na wanadzie w funkcji energii (punkty, rys. 4a). Krzywe przedstawiają jednofononowe przekroje czynne obliczone przy założeniu rozkładu częstości drgań normalnych takiego jak w modelu Debye'a. Składowa sprężysta (rysunek niższy) stanowi miarę rozmycia energetycznego neutronów padających.

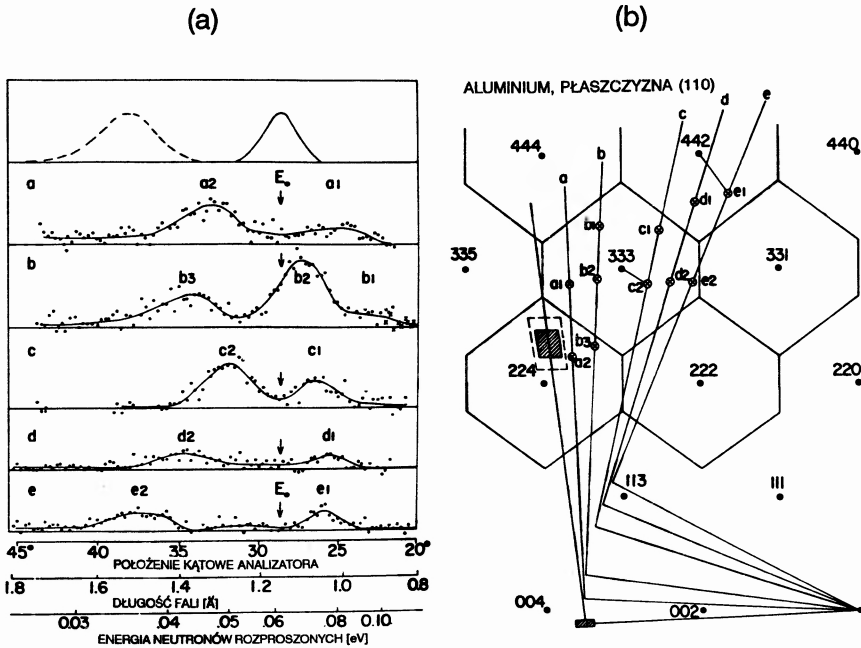
obliczone dla modelu Debye'a, z temperaturą Debye'a zgodną z zachowaniem się maksimum rozpraszania sprężystego wg teorii Debye'a i Wallera. (Pozostałą część rozpraszania można przypisać rozpraszaniom wielofononowym.) Tak więc to doświadczenie potwierdziło przewidywania, ale niska zdolność rozdzielcza nie pozwalała nam wyjść poza model Debye'a dla rozkładu częstości drgań normalnych. Pomiarów późniejszych, wykonanych przez Stewarta i in. [32] w Chalk River oraz przez Eisenhauera i in. [31] w Brookhaven przy użyciu metody „filtr-prze-

rywacz”, ujawniły subtelną strukturę funkcji rozkładu częstości, która wykracza poza przewidywania modelu Debye’a (patrz [M-O]).

Można twierdzić, że doświadczenia dla cieczy, zwłaszcza dla wody zwykłej i ciężkiej, choć w małym stopniu ukierunkowane przez jakiegokolwiek teorie, były jednak najważniejsze [33]. Odkryto tutaj rozpraszanie kwazisprężyste, którego szerokość energetyczną można było jakościowo wiązać z charakterem dyfuzji w cieczy. Pewne tendencje do przejawiania się czynnika Debye’a i Wallera dla składowej kwazisprężystej, i szerokości energetyczne niesprężystej składowej rozpraszania, można było powiązać z podstawowymi cechami ruchu cieplnego cząsteczek. W późniejszym okresie autor i Sakamoto zastosowali do badania tych zjawisk, obok spektrometru trójosiowego, spektrometr z obracającym się kryształem, o wysokiej zdolności rozdzielczej [33]. Do rozwoju pojęć tej notorycznie trudnej dziedziny fizyki, jaką jest fizyka cieczy, szczególnie wiele wniosła teoria Van Hove’a uogólnionych (czaso-przestrzennych lub pędowo-energetycznych) funkcji korelacji [13].

Pomiary fononów planowane od początku naszego programu – były one niemal jego *raison d’être* – przeprowadzili na dużym kryształe aluminium Brockhouse i Stewart [28]. Wybrano ten właśnie materiał ze względu na zalety „techniczne” – jego przekroje czynne na pochłanianie, a także rozpraszanie spójne i niespójne są małe, dzięki czemu można było używać dużego monokryształu bez obawy przed dużym udziałem rozproszeń wielokrotnych. A my mieliśmy taki kryształ! Pierwsze pomiary były wykonane za pomocą spektrometru krystalicznego przy stałym kącie rozpraszania. Kryształ zorientowano tak, że płaszczyzna (110) leżała w płaszczyźnie spektrometru. Był on następnie obracany o kilka stopni wokół osi prostopadłej do tej płaszczyzny, celem przeprowadzenia szeregu doświadczeń dla kolejnych orientacji, jak to ilustruje rys. 5. Grupy neutronowe (maksima), przejawiające cechy grup jednofononowych, obserwowano w różnych ustawieniach analizatora i z różnymi natężeniami. (Rozpraszanie wielofononowe prowadziłyby do przebiegów gładkich.) Analiza pędów pozwala wyznaczyć wektor falowy \mathbf{q} fononu, a prawo zachowania energii – jego częstość ν . Biorąc szereg wektorów \mathbf{q} w tym samym kierunku można się było przekonać, że częstość i wektor falowy fononu spełniają związek dyspersyjny.

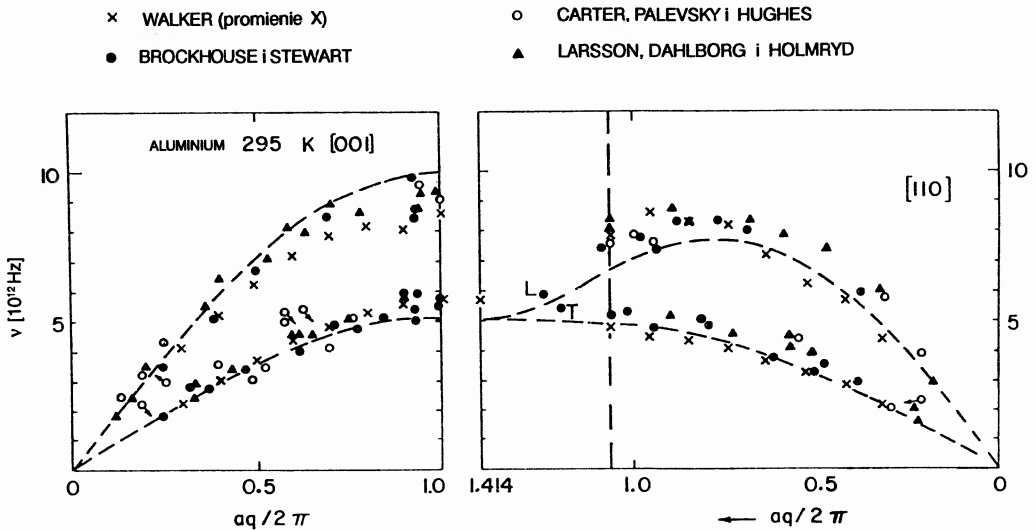
Prowadząc dalej te doświadczenia za pomocą spektrometru „filtr-przerywacz” i spektrometru trójosiowego, wyznaczyliśmy ok. 210 fononów (tj. maksimum natężenia rozproszonych neutronów odpowiadających rozproszeniu jednofononowemu – A.Cz.) w dwóch płaszczyznach symetrii sieci odwrotnej w przestrzeni pędów. Pozwoliło to na weryfikację istniejących wówczas prostych modeli i sprzężeń międzyatomowych. Teoria Borna i von Kármána jest teorią fenomenologiczną z niezliczonymi możliwościami doboru parametrów, a więc trudno tu o ostateczną



Rys. 5. Fonony w aluminium, temperatura pokojowa [26]. a) Kilka rozkładów zmierzonych w płaszczyźnie (110) kryształu przy ustalonym kącie rozproszenia 95.1 stopnia. b) Sieć odwrotna w płaszczyźnie (110); linie proste przedstawiają wektory pędu wzdłuż których wykonano pomiary przedstawione na rys. a.

weryfikację. Nie wdając się w takie subtelności można było jednak stwierdzić, że otrzymane wyniki wskazywały na zadziwiająco daleki zasięg oddziaływań między atomami. Analiza natężeń (maksimów) pozwalała określić polaryzacje fononów dla kierunków symetrii. Pomiary prowadzono odtąd dla kierunków symetrii, aby ułatwić interpretację wyników.

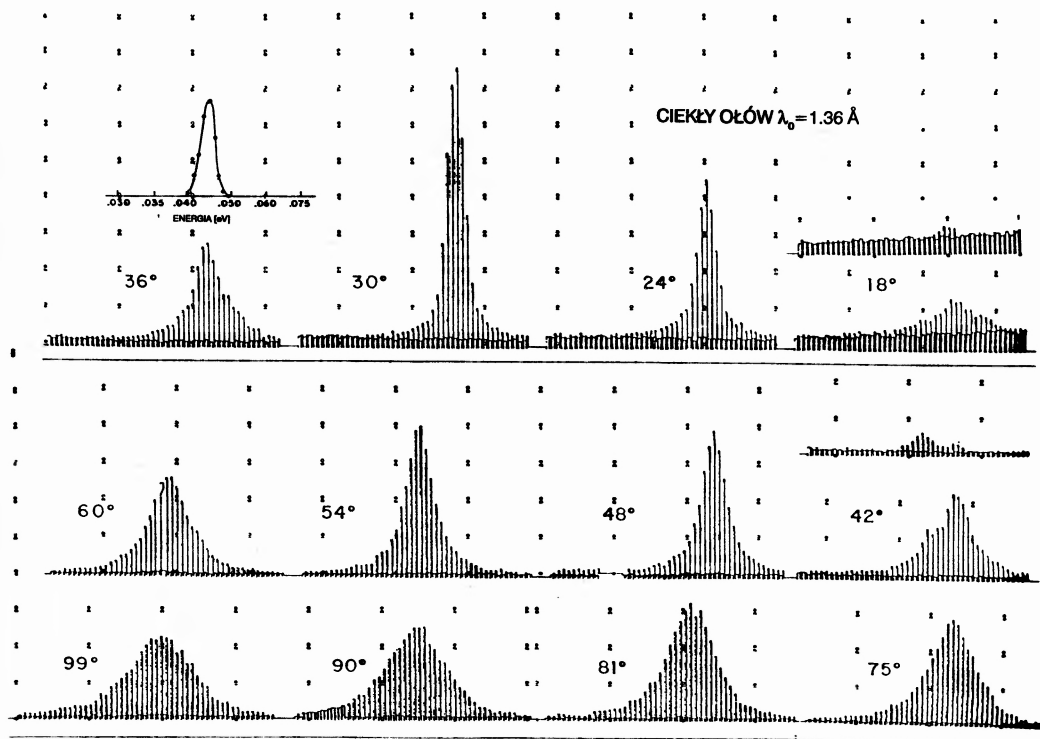
Na rysunku 6 pokazane są krzywe dyspersji dla krystalicznego aluminium w dwóch kierunkach symetrii; były one wyznaczane przez nas, jak to opisano wyżej, oraz przez Cartera, Palevsky'ego i Hughesa w Brookhaven [29] i przez Larssona, Dahlborga i Hilmryda w Sztokholmie [30], w obu zespołach metodą „filtr berylowy-przerywacz”. Wszystkie te wyniki są zgodne w przedziałach swoich, niewielkich, doświadczalnych niepewności. To samo dotyczy wyników Walkera [18] uzyskanych z analizy natężeń rozproszenia promieni X. Jednakże, ponieważ w rozpraszaniu neutronów częstości (drgań normalnych) są wyznaczone bezpośrednio z praw zachowania, podczas gdy dane rentgenowskie wymagają uwzględnienia trudnych poprawek i kalibracji, wyniki neutronowe z zasady traktować trzeba jako godniejsze zaufania.



Rys. 6. Krzywe dyspersji fononów dla aluminium w temperaturze pokojowej, dla dwóch kierunków symetrii [28-30]. Wyniki pochodzące z trzech różnych laboratoriów są między sobą zgodne z dokładnością do błędu pomiarowego i prawie równie zgodne z wynikami wyprowadzonymi z pomiarów rozpraszania promieni X [18]. Niemniej, różnice pomiędzy nimi mogą być istotne dla poprawnej oceny sił międzyatomowych.

W celu zbadania fal spinowych („magnonów”) przeprowadzono doświadczenie na magnetycie (Fe_3O_4). Wybraliśmy ten kubiczny ferryt („kamień gwiazdny”), bo dostępne były duże monokryształy pochodzenia naturalnego. Oczekiwaliśmy, że prawo dyspersji dla małych wektorów falowych będzie mniej więcej izotropowe i kwadratowe (względem wektora falowego); pomiar należało prowadzić w pobliżu tych punktów przestrzeni odwrotnej, gdzie występowało silne rozproszenie braggowskie. Tak też i było [39]. Później stwierdzono ponadto [39], że obserwowane grupy neutronowe zmieniają w oczekiwany sposób natężenie po przyłożeniu odpowiedniego pola magnetycznego, a więc że związane z nimi kwanty (energii) są rzeczywiście magnonami, a nie fononami.

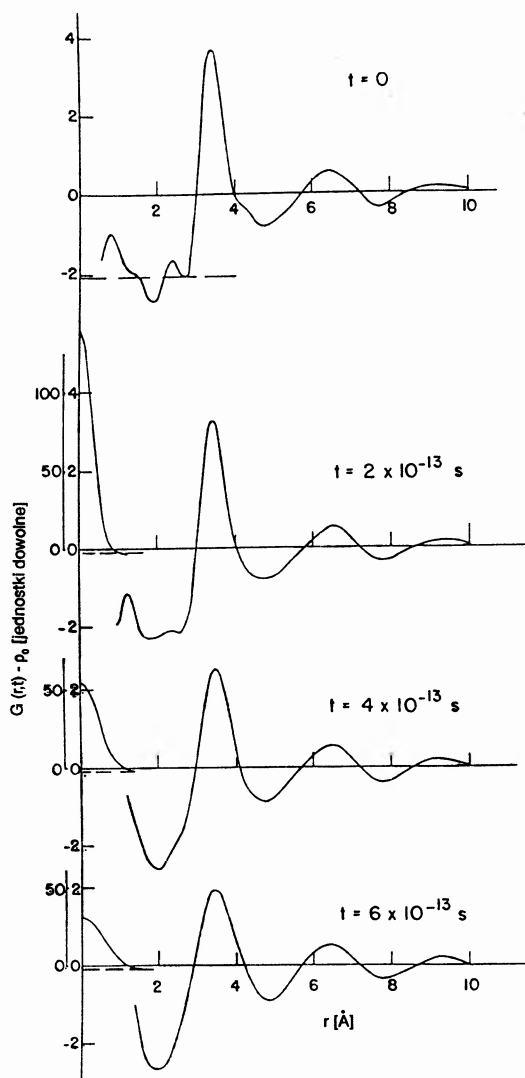
Niełatwa była analiza naszych pierwszych wyników dla ciekłego ołowiu. Masa Pb jest duża, toteż przekazy energii są niewielkie. Ze względu na zdolność rozdzielczą spektrometru trudno było oddzielić słabą składową niesprężystą od składowej kwazispężystej. Tak więc nie publikowaliśmy tych wstępnych wyników, choć przedstawiono je na konferencjach. Ale jakość urządzeń rosła i nowe wyniki (rys. 7), uzyskane wspólnie z Noelem K. Pope [34], po przeprowadzeniu transformacji Van Hove’a [13], doprowadziły nas bezpośrednio do funkcji samokorelacji i funkcji korelacji par atomów w ciekłym ołowiu (rys. 8). Przemiany tych funkcji



Rys. 7. Histogramy [43] rozkładów natężenia względem przekazu energii dla różnych kątów rozproszenia neutronów na ciekłym ołowiu [34]. Podane kąty rozproszenia odpowiadają różnym przekazom pędu (wektorom rozproszenia) Q . Oś pozioma każdego histogramu odpowiada przekazom energii. Podane jest także właściwie zmierzone tło. Zdolność rozdzielcza w tym doświadczeniu, zmierzona za pomocą rozpraszacza wanadowego, jest pokazana w lewym górnym rogu rysunku.

w czasie, od definicyjnego początku w chwili $t = 0$ do zaniknięcia korelacji po kilku pikosekundach, to swego rodzaju statystyczny „film” ruchów atomowych w cieczy.

Nie byłoby rzeczą właściwą pominąć w tych obszernych wspomnieniach nasze prace nad ciekłym helem [35-38], choć mój udział w nich był niewielki. Od samego początku Henshaw i Hurst nastawiali się na włączenie niesprężystego rozpraszania neutronów na ciekłym helu do programu badań nad ciekłymi gazami szlachetnymi. Doświadczenie to wydawało się nadzwyczaj trudne zarówno do wykonania jak i do interpretacji. Te wątpliwości ustąpiły natychmiast po opublikowaniu pracy Cohena i Feynmana [35], która przewidywała widmo prążkowe w miejsce oczekiwanego wcześniej nieokreślonego widma ciągłego. Przygotowania rozpoczęły się natychmiast. Palevsky, Otnes i Larsson [36] w Sztokholmie, me-



Rys. 8. Transformacja Van Hove'a danych z rys. 7 [34]. Rozkład dla $t = 0$ jest w swej istocie funkcją rozkładu radialnego znaną z teorii rozpraszania promieni X. kształt typu funkcji δ dla $r = 0$ z upływem czasu stopniowo ulega rozmyciu, podobnie jak następne i drugie po nim maksimum; stanowią one rodzaj ruchomego obrazu tego co zachodzi w cieczy.

tołą „filtr Be-przerywacz”, zaobserwowali przewidywane widmo prążkowe („rotonowe”). Zaraz potem pojawiały się wyniki Yarnella i in. [37] i Henshawa [38], udoskonalające i rozszerzające wyniki grupy sztokholmskiej. Prace nad różnymi

aspektami fizyki ciekłego helu prowadzone były w Chalk River prawie do chwili obecnej.

3.3. Rozwój aparatury i metod badawczych

W roku 1956 ustawiliśmy na ramieniu oryginalnego spektrometru jednoosiowego [7] właściwy spektrometr analizujący (skonstruowany przez Engineering Design Branch w Chalk River), wyposażony w „połówkujący kąty” stolik do umieszczania próbek. Wszystkie parametry ustawienia w tym trójosiowym spektrometrze podlegały zdalnej kontroli, poza pierwszym monochromatorem, którego położenie było ustalone (tak więc energie neutronów padających można było zmieniać tylko wymieniając monochromator). Przy okazji reinstalacji tego urządzenia przy reaktorze NRU w r. 1959 również ta „pierwsza oś” została udoskonalona (przez McAlpina), tak że można było zmieniać w sposób kontrolowany również energie neutronów padających (E_0). Rysunek 9 pokazuje spektrometr w pozycji C5 przy reaktorze NRU, podczas gdy rys. 10 ukazuje schemat ideowy jego działania. Warto zauważyć, że wzajemne ustawienie wiązek padających i rozproszonych wpływa na zdolność rozdzielczą w przestrzeni pędów.

Natężenie padających neutronów mierzymy przy pomocy „cienkiego” detektora o znanej wydajności. W dotychczas opisanych doświadczeniach zmienną pomiaru było położenie części analizującej, a więc energia neutronów rozproszonych E' . Przy analizie natężeń konieczne było branie poprawki na wydajność analizatora. Dla spektrometru krystalicznego te poprawki trudno jest obliczyć, tak że niezbędne są często dodatkowe pomiary. Jeśli położenie analizatora nie podlega zmianom, jego wydajność jest nieistotna, chyba że idzie o wyznaczenie bezwzględnej wartości przekroju czynnego. Tak więc od r. 1959 często prowadziliśmy pomiary przy ustalonej energii neutronów rozproszonych.

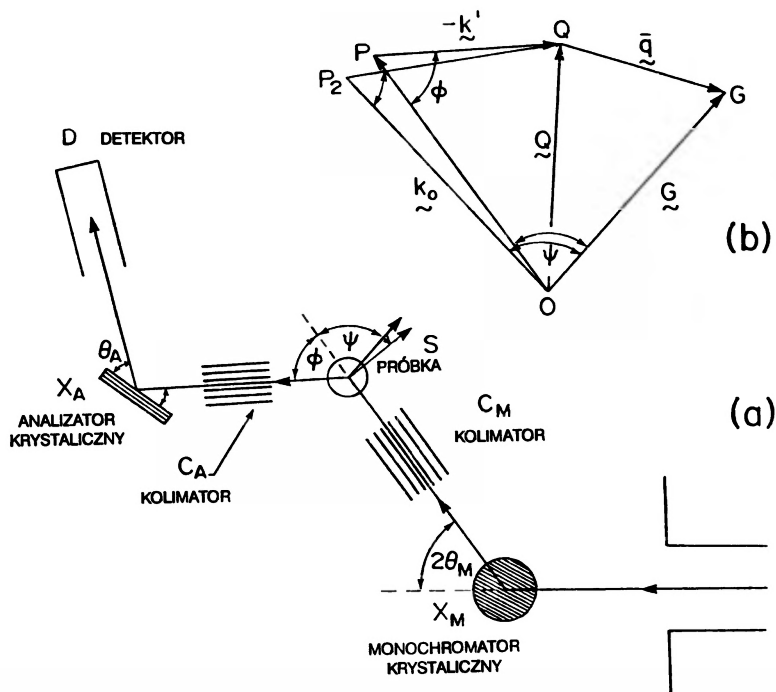
W krystalografii wiedziano od dawna, że „zmiennymi naturalnymi” dla jej problemów są przekazy pędu (wektora falowego), a nie kąty rozproszenia i orientacji kryształu. Wiedzieliśmy o tym już podczas naszych najwcześniejszych rozważań nad rozpraszaniem fononów w kryształach – z teorii Weinstocka [19] i innych prac. Z upływem lat stawało się oczywiste, że zachowanie energii i pędu w rozpraszaniu dotyczy neutronu i kryształu jednocześnie – że przekaz pędu Q może być oddany kryształowi jako całości, przejęty przez obiekty w nim zawarte, lub że wystąpi kombinacja tych dwóch możliwości. Ponieważ kryształ jest tak duży, przekazana energia ($\hbar\omega = E_0 - E'$) może być przejęta przez „obiekty” kwazicząstkowe w nim zawarte. Jeśli ich nie ma, rozpraszanie jest „sprężyste”. Planując doświadczenie, można więc zacząć od zasady zachowania energii i pędu (ω, Q), a nie domagać się jej spełnienia na końcu obliczeń. Pamiętne transformacje



Rys. 9. Fotografia (z 1959 r.) spektrometru przy reaktorze NRU w Chalk River. Nieco powyżej środka rysunku widać zestaw 52 przeliczników obrotowych, które pozwalały na przemiatanie poprzez 26 wartości przekazu energii. Jedna z trzech wchodzących w grę zmiennych jest w zadanym przedziale wartości zmieniana liniowo, czemu odpowiadają nieliniowe zmiany dwóch pozostałych, zgodnie z ustawieniem odpowiednich przeliczników (fot. AECL).

Van Hove'a podkreślają wagę tego punktu widzenia. Obserwowane natężenia neutronowe można wtedy opisać za pomocą uogólnionego czynnika strukturalnego, podobnego do (statycznego) czynnika strukturalnego występującego w krystalografii. Oczywiście, podobnie jak w przypadku rozpraszania kwazisprężystego, konieczna jest w tym półklasycznym podejściu pewna ostrożność w posługiwaniu się tymi „wewnętrzными” pojęciami.

Był to wczesny okres rozwoju komputerów cyfrowych. W Chalk River otrzymaliśmy takie urządzenie około roku 1954. Programy pisano wtedy w języku będącym poprzednikiem Fortranu; wpuszczane do tego Datatronu dawały wydruki wyników sekwencji obliczeń. Takie obliczenia mogły być sekwencjami wzrostu ką-



Rys. 10. Schemat działania spektrometru trójosiowego i odpowiadający mu diagram OPQ w przestrzeni pędów. Drugi diagram OP₂Q odpowiada drugiemu punktowi na krzywej „Constant Q” przy ustalonej energii neutronów padających [43]. Nie narysowano tu zespołu masywnych osłon, niezbędnych zwłaszcza wokół monochromatora.

tów ustawienia spektrometru trójosiowego – kątów analizatora i monochromatora, kąta rozproszenia i kąтового ustawienia próbki w płaszczyźnie spektrometru. Rysunek 10 ukazuje to schematycznie.

W praktyce jedna zmienna była ustalona, jedna zmieniała się liniowo o stały skok, a dwie inne zmieniały się nieliniowo, skokami obliczonymi przez komputer. Zmiany te realizowały 52 przeliczniki obrotowe; można je zobaczyć powyżej środka na rys. 9. Tak więc jedno „przemiatanie” obejmowało 26 punktów. Przełącznik krokowy przejmował dwa kolejne polecenia i sprzęgał je z szeregiem mikroprzeliczników kontrolujących zmienne kątowe. Całkowita zmiana kąta była sumą cząstkowych zmian kątowych dokonanych określonym krokiem. System ten, opracowany przez Glasera, zaczął działać w roku 1959. Nieco później zainstalowaliśmy system W.D. Howella, w którym taśma perforowana z komputera, zawierająca wyniki obliczeń, sterowała ruchami spektrometru. Na rysunku 10 pokazano początkowe (P) ustawienie elementów przed takim przemiataniem, w którym po-

łożenie analizatora ma się zmieniać liniowo a zmienne kątowe nastawione są tak, aby zapewnić pożądany przekaz pędu. Przejście od P do P_2 jest przejściem do drugiego punktu przemiatania. I tak dalej.

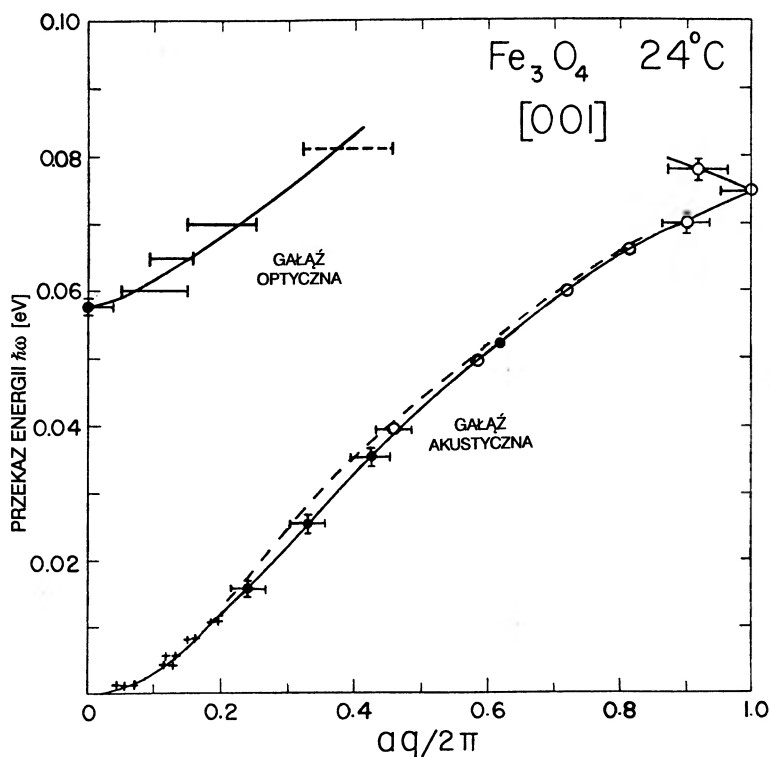
Można sobie wyobrazić analogię optyczną tej metody: strumień neutronów jest „zielony”, zaś analizator przemiatą wszystkie „kolory tęczy”, przy czym kąty zmieniają się tak, że przekaz pędu Q jest stały. Lub odwrotnie – analizator ustawiony tak, by chwytać tylko „zielone” neutrony, podczas gdy te padające mają wszystkie „kolory tęczy”. Teoretycznie obie metody są równoważne, ale możliwości techniczne mogą sprzyjać jednej z nich.

Zmienne, przekaz pędu Q i przekaz energii ω na ogół wyrażamy w jednostkach stałej Plancka \hbar , i nazywamy je wtedy: wektor falowy i częstość (kołowa); ta ostatnia wiąże się z częstością: $\nu = \omega/2\pi$.

Po uwzględnieniu naturalnych ograniczeń geometrycznych, w zasadzie doświadczenie można prowadzić po dowolnej drodze w przestrzeni $Q - \omega$. Metoda „Constant Q ”, albo metoda ustalonego przekazu pędu, okazała się najbardziej użyteczna. (Metoda stałego przekazu energii też była używana, głównie w przypadku „stromych” krzywych dyspersji.) Cechą szczególnie wygodną tych metod jest oczywiście to, że dostarczają danych nadających się od razu do analizy teoretycznej, bez potrzeby wyłuskiwania ich ze stosu różnych innych danych doświadczalnych [43]. Oczywiście, jest też ciemna strona tej dogodności – można pominąć coś nieoczekiwanego. Jest więc dobrym zwyczajem to, że w publikacjach podajemy wartość zmiennej ustalonej, zazwyczaj energii neutronów padających lub rozproszonych, choć na ogół nie są one potrzebne do analizy wyników. (Mogą jednak dotyczyć różnych rozprożeń nieokreślonego pochodzenia.) Metoda ustalonego Q ma jeszcze inną zaletę – z przyczyn czysto technicznych dokładność pomiarów jest wyższa i łatwiej jest w niej interpretować natężenia maksimów niż w zwykłej spektroskopii neutronowej. (To się wiąże z występowaniem jakobianu Wallera i Fromana w teorii tych zjawisk [17].)

Dzięki metodzie ustalonego Q , a także usprawnieniom związanym z przeniesieniem aparatury do nowego reaktora NRU, nastąpiła znaczna poprawa zdolności rozdzielczej i dokładności pomiarów. Dalszy rozwój metod dotyczył uściślenia różnych „prawideł starego praktyka”, takich jak wybór tych punktów w przestrzeni pędów, które „dają” najlepszą zdolność rozdzielczą, rozróżnienie typów symetrii grup neutronowych (maksimów fononowych), etc.

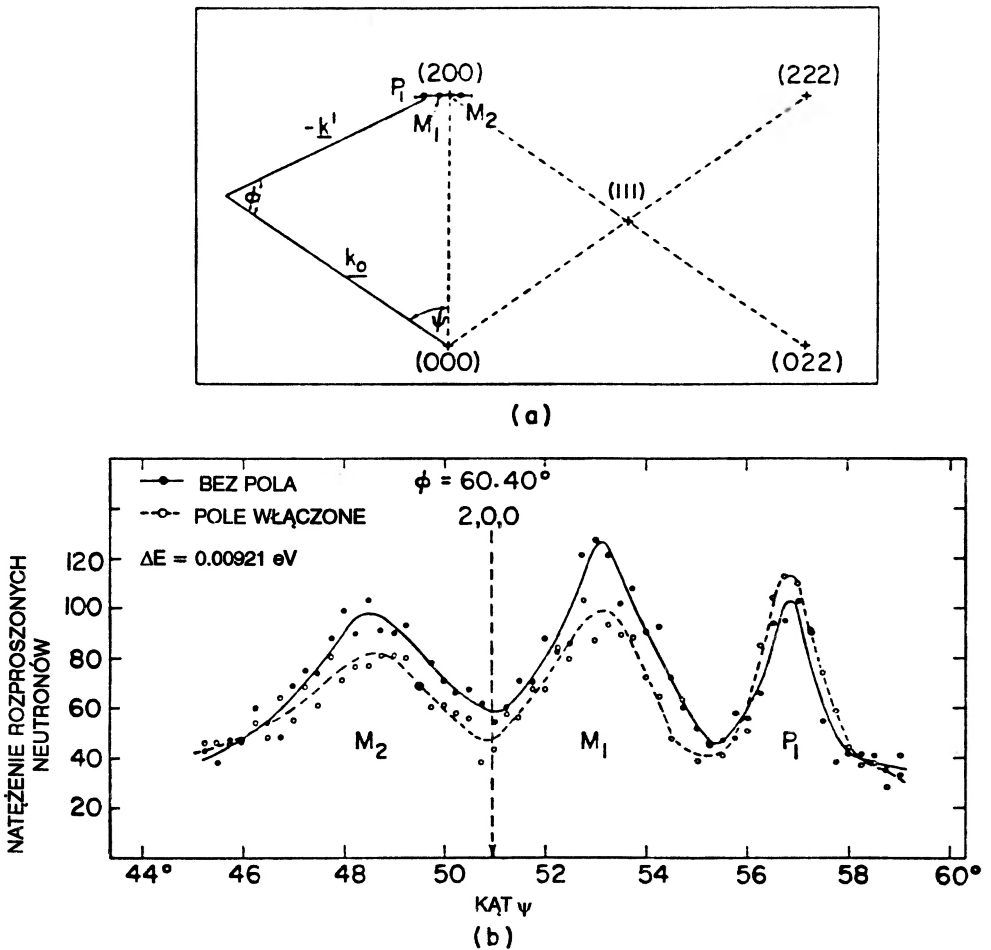
Dzięki tym nowym możliwościom badawczym Brockhouse i Watanabe znacznie rozszerzyli swą wcześniejszą pracę [39] nad falami spinowymi w magnetycy (rys. 11). Wyznaczyli pełną krzywą „akustyczną” oraz część krzywej „optycznej” blisko środka strefy Brillouina; obie wykazały jakościową zgodność z przewidywaniami teorii [4,40].



Rys. 11. Krzywe dyspersji dla fal spinowych w kryształach magnetytu (Fe₃O₄) [40]. Gałąź „akustyczna” wykazuje dla małych wektorów falowych q oczekiwaną zależność kwadratową; widać też początek gałęzi „optycznej”.

W tym czasie nie było wiadome czy fale spinowe mogą istnieć w metalach. W związku z tym Sinclair i Brockhouse badali rozproszenie na stopie kobalt-żelazo (8% Fe) [41]. (Jego kryształ był dostępny, bo służył jako polaryzator neutronów – rozpraszania magnetyczne i jądrowe są w nim porównywalne i to okazało się ważniejsze niż obawa przed dużym przekrojem czynnym na wychwytywanie neutronów przez Co.) Krzywa dyspersji magnonów była dość stroma i mogliśmy ją wyznaczyć tylko dla niewielkich wektorów falowych (około 20% rozmiaru strefy Brillouina) – rys. 12. Wrażliwość maksimum na zewnętrzne pole magnetyczne stanowiła kryterium przypisania ich kwantom fali spinowej (magnonom).

Prowadzono też inne doświadczenia. Badaliśmy widma pól krystalicznych dla wielu tlenków ziem rzadkich [42], ale ich interpretacja nie doprowadziła do zadowalających wniosków i nie będziemy o nich mówić dalej. Watanabe i Brockhouse badali rozszczepienia pól wymiany w granacie itterbowo-żelazowym [40]. Nasz gość, L.N. Becka badał ruchy rotacyjne w licznych związkach organicznych. Ale głównym celem mojego programu badań była odtąd fizyka fononów.

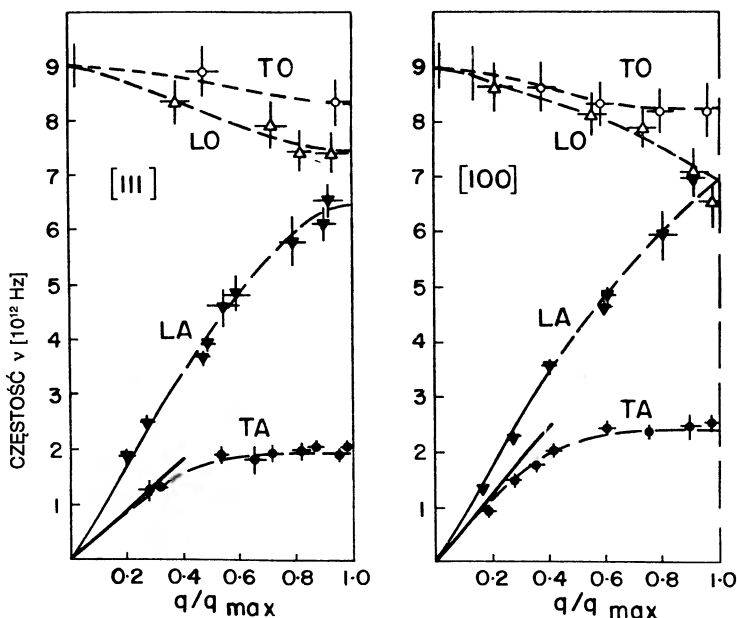


Rys. 12. a) Diagram pędowy, b) grupy neutronowe (maksima) w systemie pomiarowym „E-constant” (stałego przekazu energii) dla kryształu stopu Co (8% Fe) o strukturze kubicznej centrowanej powierzchniowo. Maksima M_1 i M_2 odpowiadają kreacji magnonów, maksimum P_1 (mało zależne od pola magnetycznego) odpowiada kreacji fononu [41].

4. Fonony, krzywe dyspersji i siły międzyatomowe

Już przed wielkim naborem danych fononowych z roku 1959 istniały pewne wyniki, które dzięki wielkiemu wysiłkowi włożonemu w poprawę rozdzielczości i dokładności dostarczały w pełni zadowalających informacji o sytuacji fizycznej w badanych układach. Pierwszym z nich były badania drgań sieci w dwóch

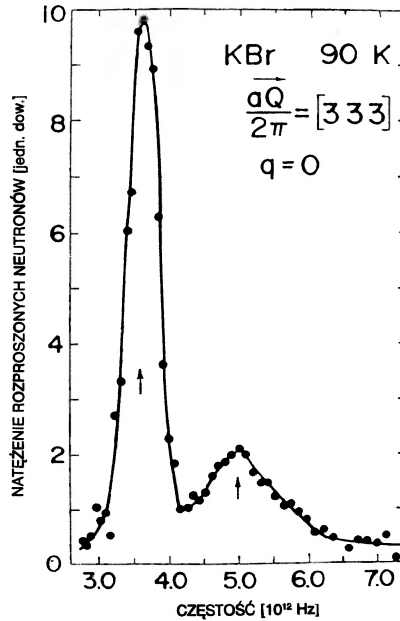
kierunkach symetrii dla germanu, wykonane przez Brockhouse'a i Iyengara w r. 1957 [45] (rys. 13). Kształt gałęzi optycznych i akustycznych został dobrze określony, ale ich interpretacja w kategoriach prostych modeli i sprzężeń międzyatomowych nie była w pełni zadowalająca; oznaczało to, że czegoś w tych metodach zabrakło. Dostrzeżono pewne eleganckie związki tych wyników z (optycznymi) widmami w podczerwieni, oraz ich związek z położeniem wierzchołka pasma walencyjnego i dna pasma przewodnictwa. Dalsze badania dotyczyły fononów w krzemie [46], fononowej homologii germanu i krzemu, oraz zależności częstości fononów od temperatury w germanie [47]. Niektóre z tych wyników, uzyskane w Brookhaven przy użyciu metody „filtr-przerywacz”, przytoczono w publikacji [45].



Rys. 13. Krzywe dyspersji fononów dla germanu w temperaturze pokojowej, w dwóch kierunkach symetrii [45]; TA – gałąź akustyczna poprzeczna, LO – optyczna podłużna, itd.

Podjęliśmy obszerny program badawczy dla halogenków metali alkalicznych. Wybierając spośród nich, zwracaliśmy szczególnie uwagę na właściwości neutronowe oraz na stosunek mas obu składników. Szczególny wysiłek skierowaliśmy na jodek sodu (NaI) [49], a następnie na bromek potasu (KBr) [50]. W czasie trwania tych badań nasz gość, William Cochran, wymyślił swój sławny i pożyteczny „model powłokowy” dla polaryzowalnych jonów w kryształach. Jednym

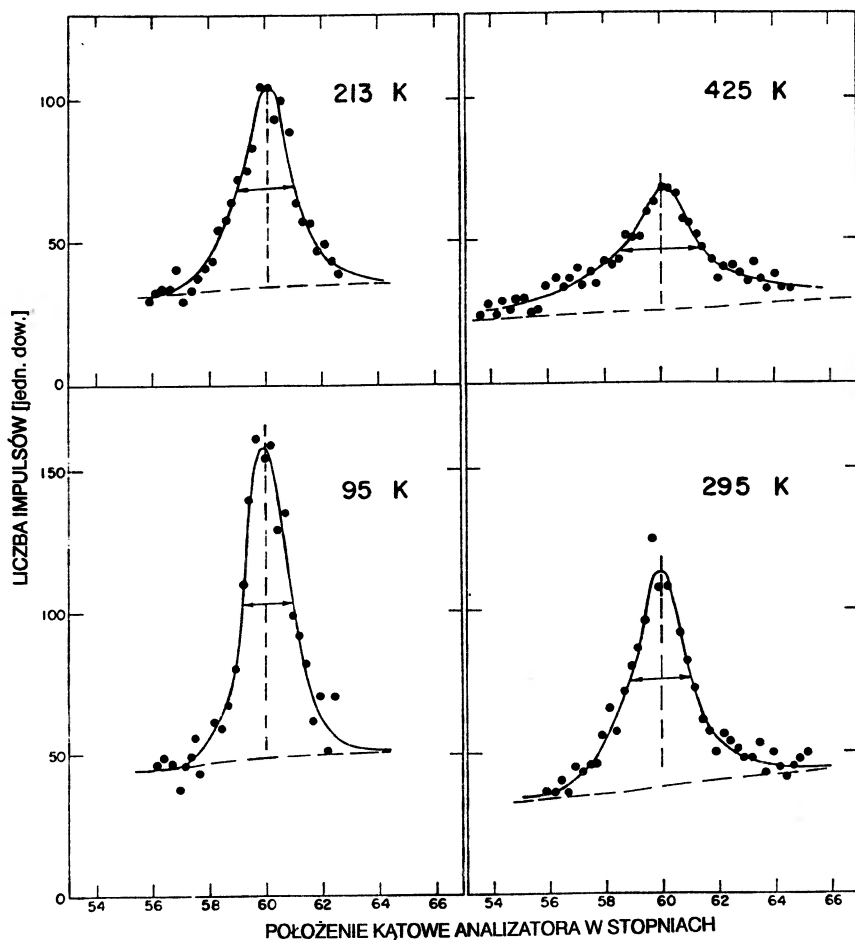
z wyników tych badań była weryfikacja znanego wzoru Lyddane'a, Sachsa i Teller'a [O] dla fononów optycznych w środku strefy Brillouina, w kategoriach stałych dielektrycznych (rys. 14).



Rys. 14. Neutronowe maksima jednofononowe dla centrum strefy Brillouina, kryształ KBr [50]. W spektroskopii w podczerwieni poprzeczny mod optyczny jest aktywny, w przeciwieństwie do modu podłużnego. Obydwa są równie widoczne w spektroskopii neutronowej, a stosunek ich częstości zgadza się z przewidywaniami teorii [O].

W naszym programie badawczym dla metali szczególną uwagę skupiliśmy na sodzie, uważanym za metal „najprostszy”, i na ołowiu, bo tu wiadomo było, że oddziaływanie elektron-fonon jest duże (ołów jest nadprzewodnikiem o wysokiej temperaturze przejścia). Jak zawsze, sprawą istotną było uzyskanie odpowiednich próbek monokrystalicznych. Kryształy ołowiu uzyskaliśmy dzięki pracy Henshawa nad monochromatorami, zaś duże kryształy sodu był w stanie wyhodować dla nas Raymond Bowers z Uniwersytetu Cornella.

Pomiary zostały przeprowadzone w temperaturze ciekłego azotu, dla kierunków wysokiej symetrii z włączeniem niektórych punktów na powierzchni strefy Brillouina, zarówno dla Pb [51] jak i dla Na [54]. Wykonaliśmy je też w temperaturach podwyższonych, aby zbadać poszerzenie termiczne linii fononowych i przesunięcia częstości fononów (rys. 15). Zaobserwowaliśmy efekty istotne, które trudno

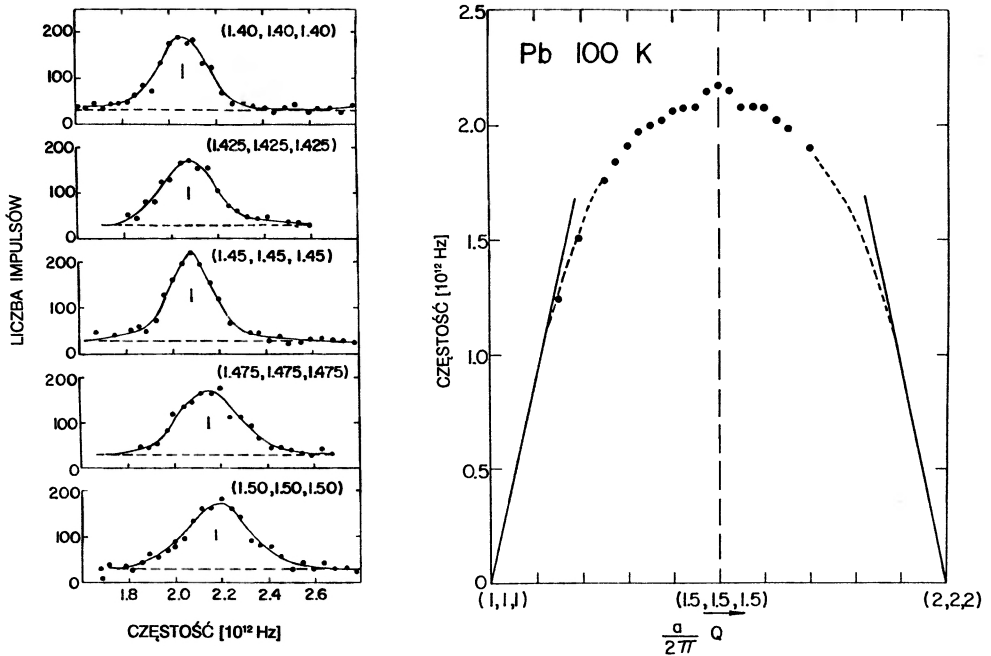


Rys. 15. Maksima neutronowe dla fononów w punkcie wysokiej symetrii [100] T kryształu Pb dla czterech temperatur ukazują wzrost szerokości przy wzroście temperatury [60]. Naturalną interpretacją jest obniżenie się czasu życia i „długości koherencji” fononów, spowodowane oddziaływaniem z innymi fononami.

było zinterpretować jakościowo w kategoriach sił atomowych. Dla obu metali, w temperaturach podwyższonych, tak czas życia fononu jak i jego średnia droga swobodna ulegają zadziwiającoemu skróceniu dla punktów dalekich od środka strefy Brillouina. Podobne efekty zaobserwował niezależnie Larsson i in. [30] dla Al, stosując metodę „filtr-przerywacz”. Publikowaliśmy te wysokotemperaturowe wyniki tylko w części, albo dużo później.

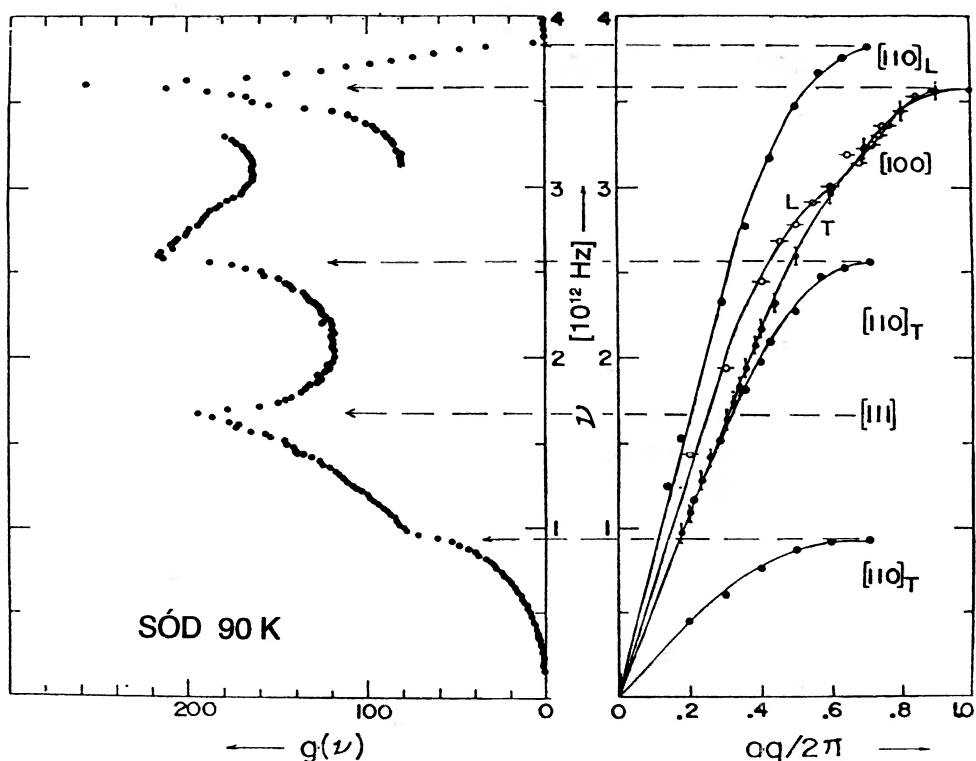
Analiza wyników dla Pb [51] sugeruje występowanie złożonych sił międzyatomowych o dalekim zasięgu. Obliczenia teoretyczne dla metali alkalicznych wyko-

nane przez Waltera Kohna [52] sugerowały, że oddziaływanie elektron-fonon może przejawiać się w anomaliiach krzywych dyspersji dla wektorów falowych związanych z geometrią powierzchni Fermiego dla metalu. Poszukując takich anomalii, wykonaliśmy szereg pomiarów dla Pb. I rzeczywiście, w dalszych doświadczeniach zaobserwowaliśmy te anomalie Kohna [53], mniej więcej dla oczekiwanych wektorów falowych (rys. 16). Podobne badania dla Na (gdzie oddziaływanie elektron-fonon jest uważane za niewielkie) nie dały pozytywnego wyniku, co w pewnym stopniu potwierdziło słuszność wyboru Pb.



Rys. 16. Efekt Kohna w krzywych dyspersji fononów dla ołowiu [53]. a) Kształt maksimum neutronowych dla szeregu bliskich wartości wektora falowego q zmienia się w sposób anomalny; b) krzywe dyspersji $\nu(q)$ wykazują anomalny kształt dla wektorów falowych odpowiadających pewnym charakterystycznym wymiarom powierzchni Fermiego w kierunku $[q, q, q]$.

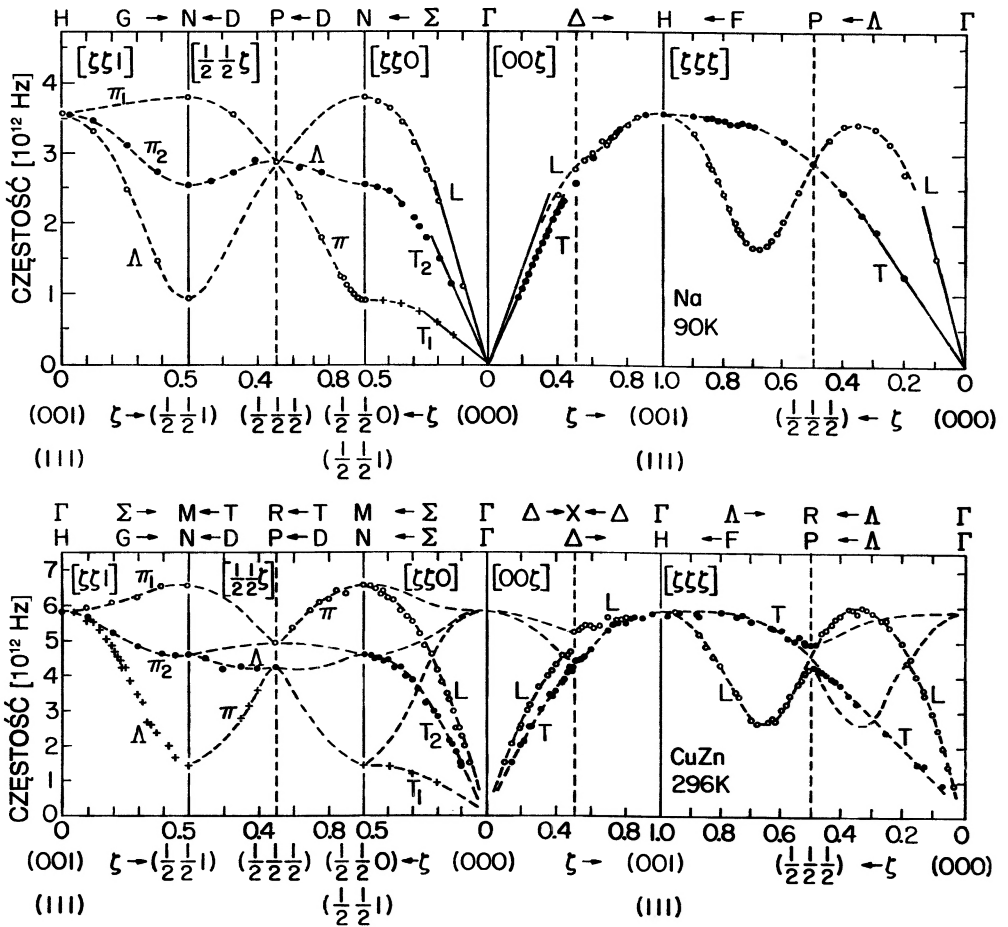
Wyniki Woodsa i in. dla sodu [54] można było opisać w ramach teorii Borna i von Kármána przyjmując oddziaływanie znacznie krótszego zasięgu niż dla ołowiu. Wykorzystując ten model do obliczenia funkcji rozkładu częstotliwości drgań normalnych (rys. 17), Dixon [55] uzyskał świetną zgodność obliczonego ciepła właściwego z danymi doświadczalnymi znanymi w literaturze. Widmo częstotliwości, dzięki wysokiej dokładności obliczeń komputerowych, ukazy-



Rys. 17. Funkcja rozkładu częstości (drgań normalnych) dla Na w 90 K [55], obliczona na podstawie modelu stałych siłowych, dopasowanego do wyznaczonych doświadczalnie krzywych dyspersji – prawa część rysunku [54]. Widać związek między kształtem krzywych w sąsiedztwie punktów wysokiej symetrii w sieci odwrotnej, a osobliwościami Van Hove'a [14] w rozkładzie częstości.

wało wyraźne, wynikające z topologii problemu, osobliwości (punkty krytyczne) Van Hove'a [14].

I na koniec, rys. 18 ukazuje porównanie kompletu krzywych dyspersji fononów (widma fononowego) dla sodu (struktura objętościowo centrowana) i dla uporządkowanego stopu CuZn (mosiądz), w którym miedź zajmuje głównie naroża sześcianu, a cynk głównie środki sześcianu; wyniki te uzyskali Gilat i Dolling za pomocą tej samej aparatury [56]. Widać tu jak wiele cech tych widm jest konsekwencją symetrii; efekty związane z siłami międzyatomowymi, tak oczywiście różnymi dla obu układów, są po większej części skryte w drugoplanowych szczegółach. (Nie zawsze tak jest. W tym przypadku oba materiały są prawdopodobnie metalami o niemal swobodnych elektronach. Inny rodzaj wiązań może się przejawiać w bardziej zróżnicowanych widmach.) Krzywe na rys. 18 uka-



Rys. 18. Komplet krzywych dyspersji fononów dla kierunków symetrii w Na [54] i w uporządkowanym stopie CuZn [56]. Literami oznaczono gałęzie fononowe zgodnie z klasyfikacją wywodzącą się z teorii grup.

zując skutek złamania symetrii wywołanego przez to, że równoważne krystalograficznie naroża i środki sześcianu są przez atomy Cu i Zn obsadzone odmiennie.

Wyniki przedstawione na rys. 13–18 ilustrują podstawowy fakt, dotyczący neutronowej spektroskopii kryształów. Choć jest w nich zawarta duża ilość danych, nie wolno zapominać, że znacznie więcej interesujących danych o tych kryształach można by uzyskać mierząc częstotliwości fononowe poza kierunkami wysokiej symetrii oraz natężenia grup neutronowych z nimi związane. Jednakże zarówno ich prezentacja jak i analiza są równie trudne. Prezentacja, bo nasza intuicja

i możliwości wizualizacji są w istotny sposób ograniczone do trzech wymiarów przestrzennych i odmierzanego czasu, podczas gdy dla przedstawienia danych uzyskiwanych dla kryształu z jednym atomem w komórce potrzeba pięciu wymiarów, a jeszcze więcej dla bardziej złożonych kryształów. Analiza, bo nie ma ogólnego przepisu na przypisanie danej częstości albo natężenia jakiejś konkretnej formule – trzeba najpierw dokonać selekcji. Liczne prace tu cytowane podejmują więc problem w zakresie ograniczonym, poprzez obliczenie i doświadczalne wyznaczenie dynamicznych czynników strukturalnych.

Te i inne prace następnych lat publikowaliśmy w kilku artykułach przeglądowych [60-63]. Wtedy też zaczęły się pojawiać porównywalne wyniki z innych laboratoriów. Ta dziedzina fizyki stała się dziedziną istniejącą, a nie tylko interesującą perspektywą. Moje własne badania, związane już wtedy z Uniwersytetem McMastera, koncentrowały się nadal na fizyce fononów, szczególnie dla metali i ich stopów. Warto wspomnieć pracę [44] zrobioną przez dwóch moich pierwszych tutejszych studentów, Erica Svenssona i Michaela Rowe'a, która dotyczyła fononów w kryształach z punktowym defektem masy. Wstępne badania prowadzono dla monokryształu stopu miedzi zawierającego 9.3% at. złota. Było tych defektów więcej niż by się chciało, ale wyniki okazały się ciekawe, a Svensson i Rowe poprawili jeszcze później ich jakość.

5. Przyroda, spektroskopia neutronowa i Wielki Atlas

Wynik ludzkiego działania jest nagrodą za to działanie. W fizyce doświadczalnej wybór naszego sposobu działania wynika z istniejącej teorii i z obliczeń opartych o tę teorię. Jeśli wyniki są takie jak oczekiwano, nagrodą staje się wzmożone przekonanie o prawdziwości tej teorii. Jeśli tak nie jest, to otwierają się nowe możliwości prowadzenia doświadczeń i teoretyzowania. Wczesne prace nad fizyką neutronu nie stanowiły zasadniczego wyzwania dla podstawowych teorii fizyki, zwłaszcza dla mechaniki kwantowej, ale wydaje mi się, że umocniły nasze zaufanie do tej teorii. Sytuacja była jednak inna dla modeli fizycznych istniejących wówczas w literaturze naukowej. Nie przypominam sobie, by choć raz wyniki doświadczalne były ilościowo zgodne z wynikami poprzednich obliczeń modelowych. W istocie były one zazwyczaj jakościowo odmienne, ale w taki sposób, że różnice wskazywały drogi modyfikowania modelu prowadzące do osiągnięcia jego zgodności z wynikami doświadczalnymi. Te modele teoretyczne oferowały język dyskusji nad doświadczeniem, ale do tego, by nadawały się do jego opisu, trzeba je było rozszerzać, uogólniać. I tylko dla modelu teoretycznego dopuszczającego liczne parametry dopasowania (takiego jak teoria Borna i von Kármána) takie rozszerzenie modelu bywało „trywialne”.

To, że teoria mogła funkcjonować jako język oznaczało, że niekiedy można było bezpośrednio porównać wyniki neutronowe z wynikami zupełnie innych doświadczeń (takich jak pochłanianie w podczerwieni), czyli w pewnym sensie dać interpretację tych ostatnich. Jednak największe znaczenie doświadczeń neutronowych przejawia się w ich wpływie na powstanie nowych modeli mikroskopowych, pozwalających na obliczanie także zupełnie innych wielkości fizycznych. Gdy już mamy tyle „światów modelowych”, takich jak układ fizyczny w danej temperaturze, układ pod danym ciśnieniem, etc., powstaje pytanie: jak zdecydować, które z nich należy umieścić w Wielkim Atlasie Świata i w jakim stopniu. Struktury chemiczne i krystalograficzne zdają się obecnie być dopuszczalne w każdym z tych „światów”. Fonony, ich krzywe dyspersji i ich schematy zaniku (ich „prawa”), magnony i ich „prawa”, wiele innych obiektów kwantowych i ich „prawa” – czy należy je dopuścić? Czy należy także dopuścić zależne od czasu funkcje rozkładu? Albo może uważać, że teorie podstawowe zawierają już wszystko co istotne, a więc należy włączyć tylko te wielkości, które uzupełnią charakterystykę układu? Mam swój pogląd na te sprawy, ale to już inny temat.

Podziękowania

Poza tymi kolegami, których wkład we wspólną pracę miałem już okazję podkreślić w powyższym tekście i w odnośnikach, chciałbym też podziękować Atomic Energy of Canada Ltd. i Uniwersytetowi McMastera oraz wielu ich pracownikom za pomoc w sprostaniu wszystkim wymaganiom, które zaistniały w związku z tym wspaniałym wydarzeniem. W pracy nad rękopisem szczególnie wiele pomagała mi Pani Pat Carter. Również dr William Buyers i dr Gerald Dolling byli mi bardzo pomocni, m.in. dostarczając dobrej jakości kopie wielu rysunków, szczególnie fotografie 1 i 9.

Tłumaczył *Andrzej Czachor*

Instytut Energii Atomowej
Świerk

Literatura

Źródła podstawowe

- [A] *The Neutron and its Applications 1982*, Conference Series Number 64, red. P. Schofield (The Institute of Physics, Bristol and London 1983); także: *Pile Neutron Research in Physics* (International Atomic Energy Agency, Vienna 1962).
- [B] *Fifty Years of Neutron Diffraction*, red. G.E. Bacon (Adam Hilger, Bristol 1986).

- [C] *Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids* (International Atomic Energy Agency, Vienna 1961).
- [D] *Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids* (International Atomic Energy Agency, Vienna), tomy I, II (1963, 1965, 1968, 1972).
- [E] *Proc. of International Conference on Magnetism and Crystallography*, tomy II, III (1961) – *J. Phys. Soc. Japan* 17, Suppl. B-II, B-III (1962).
- [F] *The Interaction of Radiation with Solids*, red. R. Strumane, J. Nihoul, R. Gives, S. Amelinckx (North-Holland, 1964).
- [G] *Neutron Physics*, red. M.L. Yeater (Academic Press, New York 1962).
- [H] *Solid State Physics*, red. F. Seitz, D. Turnbull (Academic Press, London and New York 1955-1994).
- [I] *Phonons and Phonon Interactions*, red. Thor A. Bak (W.A. Benjamin Inc., New York and Amsterdam 1964).
- [J] *Phonons in Perfect Lattices and Lattices with Point Imperfections*, red. R.W.H. Stevenson (Oliver and Boyd, Edinburgh and London 1966).
- [K] *Thermal Neutron Scattering*, red. P.A. Egelstaff (Academic Press, London and New York 1965).
- [L] *Magnetic and Inelastic Scattering of Neutrons by Metals*, red. T.J. Rowland, P.A. Beck, Metallurgical Society Conferences, t. 43 (Gordon and Breach, New York 1968).

Monografie i podręczniki

- [M] N.F. Mott, W. Jones, *Properties of Metals and Alloys* (Oxford University Press, 1936).
- [N] F. Seitz, *The Modern Theory of Solids* (McGraw-Hill, New York and London 1940).
- [O] Max Born, Kun Huang, *Dynamical Theory of Crystal Lattices* (Oxford University Press, 1954).
- [P] G.E. Bacon, *Neutron Diffraction* (Oxford University Press, wydania: 1955, 1962, 1975).
- [Q] *Scattering of Thermal Neutrons (A Bibliography 1932-1974)*, red. A. Larose, J. Vanderval, Solid State Literature Guides t. 7 (IFI/PLENUM, New York and London 1974).

Prace szczegółowe

- [1] B.N. Brockhouse, „Slow neutron spectroscopy: an historical account over the years 1950-1977”, w [A], s. 193.

Podstawy lub teoria

- [2] J.M. Cassels, „The Scattering of Neutron by Crystals”, *Prog. Nucl. Phys.* 1, 185 (1950).
- [3] P.G. De Gennes, „Liquid Dynamics and Inelastic Scattering of Neutrons”, *Physica* 25, 825 (1959).
- [4] R.J. Elliot, R.D. Lowde, „The inelastic scattering of neutrons by magnetic spin waves”, *Proc. Roy. Soc. (London) A* 230, 46 (1955).
- [5] R.J. Finkelstein, „Scattering of Neutrons in Polycrystals”, *Phys. Rev.* 72, 907 (1947).
- [6] O. Halpern, M.H. Johnson, „On the Magnetic Scattering of Neutrons”, *Phys. Rev.* 55, 898 (1938).
- [7] D.G. Hurst, A.J. Pressesky, P.R. Tunncliffe, „The Chalk River Single-Crystal Neutron Spectrometer”, *Rev. Sci. Instr.* 21, 705 (1950).
- [8] R.G. Moorhouse, „Slow Neutron Scattering by Ferromagnetic Crystals”, *Proc. Phys. Soc. A* 64, 1097 (1951).

- [9] G. Placzek, L. Van Hove, „Crystal Dynamics and Inelastic Scattering of Neutrons”, *Phys. Rev.* **93**, 1207 (1954).
- [10] R.J. Seegar, E. Teller, „On the Inelastic Scattering of Neutrons by Crystal Lattices”, *Phys. Rev.* **62**, 37 (1942).
- [11] C.G. Shull, „Wave properties of the neutron”, w [A], s. 157; „Early Neutron Diffraction Technology”, w [B], s. 19.
- [12] G.L. Squires, „Multi-oscillator processes in the scattering of neutrons by crystals”, *Proc. Roy. Soc. (London) A* **212**, 192 (1952).
- [13] L. Van Hove, „Correlations in Space and Time and Born Approximation Scattering in Systems of Interacting Particles”, *Phys. Rev.* **95**, 249 (1954); „Time-Dependent Correlations between Spins and Neutron Scattering in Ferromagnetic Crystals”, *Phys. Rev.* **95**, 1374 (1954).
- [14] L. Van Hove, „The Occurrence of Singularities in the Elastic Frequency Distribution of a Crystal”, *Phys. Rev.* **89**, 1189 (1953).
- [15] J.H. Van Vleck, „On the Theory of the Forward Scattering of Neutrons by Paramagnetic Media”, *Phys. Rev.* **55**, 924 (1939).
- [16] G.H. Vinneyard, „Scattering of Slow Neutrons by a Liquid”, *Phys. Rev.* **110**, 999 (1958).
- [17] „On neutron diffraction phenomena according to the kinematical theory” I: I. Waller, P.O. Froman, *Arkiv for Fysik* **4**, 183 (1952); II: P.O. Froman, *Arkiv for Fysik* **4**, 191 (1951).
- [18] C.B. Walker, „X-Ray Study of Lattice Vibrations in Aluminum”, *Phys. Rev.* **103**, 547 (1956).
- [19] R. Weinstock, „Inelastic Scattering of Slow Neutrons”, *Phys. Rev.* **65**, 1 (1944).

Geneza

- [20] B.N. Brockhouse, „A Childhood of Slow Neutron Spectroscopy”, w [B], s. 35.
- [21] P.A. Egelstaff, „Inelastic Scattering of Cold Neutrons”, *Nature* **168**, 290 (1951).
- [22] B.N. Brockhouse, D.G. Hurst, „Energy Distribution of Slow Neutrons Scattered from Solids”, *Phys. Rev.* **88**, 542 (1952).
- [23] R.D. Lowde, „Diffuse Reflection of Neutrons from a Single Crystal”, *Proc. Phys. Soc. A* **65**, 857 (1952); „On the reflexion of neutrons by single crystal”, *Proc. Roy. Soc. A* **221**, 206 (1954).
- [24] B.N. Brockhouse, „A New Tool for the Study of Energy Levels in Condensed Systems” (A); „Study of Energy Levels in Solids, liquids and magnetic materials by Scattering Slow Neutrons” (T), *Phys. Rev.* **98**, 1171 (1955).
- [25] B.N. Brockhouse, „Energy Distribution of Neutron Scattered by Paramagnetic Substances”, *Phys. Rev.* **99**, 601(L) (1955).
- [26] B. Jacrot, „Mesure de l'energie de neutrons tres lents apres une diffusion inelastique par des polycristaux et des monocristaux”, *C. R. Acad. Sci. (France)* **240**, 745 (1955).
- [27] B.N. Brockhouse, „Neutron Scattering and the Frequency Distribution of the Normal Modes of Vanadium Metal”, *Can. J. Phys.* **33**, 889 (1955).
- [28] B.N. Brockhouse, A.T. Stewart, „Scattering of Neutrons by Phonons in an Aluminum Single Crystal”, *Phys. Rev.* **100**, 756 (1955); „Normal Modes of Aluminum by Neutron Spectrometry”, *Rev. Mod. Phys.* **30**, 236 (1958).

- [29] R.S. Carter, H. Palevsky, D.J. Hughes, „Inelastic Scattering of Slow Neutrons by Lattice Vibrations in Aluminum”, *Phys. Rev.* **106**, 1168 (1957).
- [30] K.E. Larsson, U. Dahlborg, S. Holmryd, „A study of some temperature effects on the phonons in aluminium by use of cold neutrons”, *Ark. Fys.* **17**, 369 (1960).
- [31] C.M. Eisenhauer, I. Pelah, D.J. Hughes, H. Palevsky, „Measurement of Lattice Vibrations in Vanadium by Neutron Scattering”, *Phys. Rev.* **109**, 1046 (1958).
- [32] A.T. Stewart, B.N. Brockhouse, „Vibration Spectra of Vanadium and a Mn-Co Alloy by Neutron Spectrometry”, *Rev. Mod. Phys.* **30**, 250 (1958).
- [33] B.N. Brockhouse, „Structural Dynamics of Water by Neutron Spectrometry”, *Acta Cryst.* **10**, 827 (1957); *Suppl. Nuovo Cimento* **9**, 45 (1958); „Diffusive Motions in Liquids and Neutron Scattering”, *Phys. Rev. Lett.* **2**, 287 (1959); M. Sakamoto, B.N. Brockhouse, R.G. Johnson, N.K. Pope, „Neutron Inelastic Scattering Study of Water”, w [E], *Suppl. B-II*, s. 370.
- [34] B.N. Brockhouse, N.K. Pope, „Time-dependent Pair Correlations in Liquid Lead”, *Phys. Rev. Lett.* **3**, 259 (1959).
- [35] M. Cohen, R.P. Feynman, „Theory of Inelastic Scattering of Cold Neutrons from Liquid Helium”, *Phys. Rev.* **107**, 13 (1957).
- [36] H. Palevsky, K. Otnes, K.E. Larsson, „Excitation of Rotons in He II by Cold Neutrons”, *Phys. Rev.* **108**, 1346 (1958); *Phys. Rev.* **112**, 11 (1959).
- [37] J.L. Yarnell, G.P. Arnold, P.J. Bendt, E.C. Kerr, „Energy vs Momentum Relations for Excitation in Liquid Helium”, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 9 (1959); „Excitations in Liquid Helium: Neutron Scattering Measurements”, *Phys. Rev.* **113**, 1379 (1959).
- [38] D.G. Henshaw, „Energy-Momentum Relation in Liquid Helium by Inelastic Scattering of Slow Neutrons”, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 127 (1958); D.G. Henshaw, A.D.B. Woods, „Modes of Atomic Motions in Liquid Helium by Inelastic Scattering of Neutrons”, *Phys. Rev.* **121**, 1266 (1961).
- [39] B.N. Brockhouse, „Scattering of Neutrons Spin Waves in Magnetite”, *Phys. Rev.* **106**, 859 (1957); „Field Dependence of Neutron Scattering by Spin Waves”, *Phys. Rev.* **111**, 1273 (1958).
- [40] H. Watanabe, B.N. Brockhouse, „Observation of Optical and Acoustical Magnons in Magnetite”, *Phys. Lett.* **1**, 189 (1962); „Exchange field splitting in Ytterbium Iron Garnet”, *Phys. Rev.* **128**, 67 (1962).
- [41] R.N. Sinclair, B.N. Brockhouse, „Dispersion Relation for Spin Waves in a fcc Cobalt Alloy”, *Phys. Rev.* **120**, 1638 (1960).
- [42] B.N. Brockhouse, L.N. Becka, K.R. Rao, R.N. Sinclair, A.D.B. Woods, „Crystal Field Spectra in Rare Earth Oxides”, w [E], *Suppl. B-III*, s. 63.
- [43] B.N. Brockhouse, „Methods for Neutron Spectrometry”, w [C], s. 113.
- [44] E.C. Svensson, B.N. Brockhouse, J.M. Rowe, „‘In-Band’ modes of vibration of a dilute disordered alloy – Cu(Au)”, *Solid State Comm.* **3**, 245 (1965).

Fonony

- [45] B.N. Brockhouse, P.K. Iyengar, „Normal Vibrations of Germanium by Neutron Spectrometry”, *Phys. Rev.* **108**, 894 (1957); „Normal Modes of Germanium by Neutron Spectrometry”, *Phys. Rev.* **111**, 747 (1958).

- [46] B.N. Brockhouse, „Lattice Vibrations in Semiconductors by Neutron Spectrometry”, *J. Phys. Chem. Solids* **8**, 400 (1959); „Lattice Vibrations in Silicon and Germanium”, *Phys. Rev. Lett.* **2**, 256 (1959).
- [47] B.N. Brockhouse, B.A. Dasannacharya, „Temperature Effects on Lattice Vibrations in Germanium”, *Solid State Comm.* **1**, 205 (1963).
- [48] J.L. Yarnell, J.L. Warren, R.G. Wenzel, „Lattice Vibrations in Diamond”, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 13 (1964).
- [49] A.D.B. Woods, W. Cochran, B.N. Brockhouse, „Lattice Dynamics of Alkali Halide Crystals”, *Phys. Rev.* **119**, 980 (1957).
- [50] A.D.B. Woods, B.N. Brockhouse, R.A. Cowley, W. Cochran, „Lattice Dynamics of Alkali Halide Crystals. II. Experimental Studies of KBr and NaI”, *Phys. Rev.* **131**, 1025 (1963); R.A. Cowley, W. Cochran, B.N. Brockhouse, A.D.B. Woods, „III. Theoretical”, *Phys. Rev.* **131**, 1030 (1963).
- [51] B.N. Brockhouse, T. Arase, G. Caglioti, K.R. Rao, A.D.B. Woods, „Crystal Dynamics of Lead. I. Dispersion Curves at 100 K”, *Phys. Rev.* **128**, 1099 (1962).
- [52] W. Kohn, „Image of the Fermi Surface in the Vibration Spectrum of a Metal”, *Phys. Rev. Lett.* **2**, 393 (1959).
- [53] B.N. Brockhouse, K.R. Rao, A.D.B. Woods, „Image of the Fermi Surface in the Lattice Vibrations of Lead”, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 93 (1961).
- [54] A.D.B. Woods, B.N. Brockhouse, R.H. March, A.T. Stewart, R. Bowers, „Crystal Dynamics of Sodium at 90 K”, *Phys. Rev.* **128**, 1112 (1962).
- [55] A.E. Dixon, A.D.B. Woods, B.N. Brockhouse, „Frequency Distribution of the Lattice Vibrations in Sodium”, *Proc. Phys. Soc.* **81**, 973 (1963).
- [56] G. Gilat, G. Dolling, „Normal Vibrations of β Brass”, *Phys. Rev.* **138**, A1053 (1963).
- [57] R. Stedman, S. Nilsson, „Phonons in Aluminium at 80 K”, w [D], t. I (1965), s. 211.

Artykuły przeglądowe

- [58] C.G. Shull, E.O. Wollan, „Applications of Neutron Diffraction to Solid State Problems”, w [H], t. 2 (1956), s. 138.
- [59] L.S. Kothari, K.S. Singwi, „Interaction of Thermal Neutrons with Solids”, w [H], t. 8 (1959), s. 110.
- [60] B.N. Brockhouse, „Crystal and Liquid Dynamics from Neutron Energy Distributions”, w [G], s. 129; „Phonons and Neutron Scattering”, w [I], s. 221; „Neutron Scattering by Phonons”, w [J], s. 110.
- [61] B.N. Brockhouse, S. Hautecler, H. Stiller, „Inelastic Scattering of Slow Neutrons”, w [F], s. 580.
- [62] G. Dolling, A.D.B. Woods, „Thermal Vibrations of Crystal Lattices”, w [K], s. 193.
- [63] W.M. Lomer, G.G. Low, „Introductory Theory”, w [K], s. 1; artykuły następujących autorów: R.M. Brugger, P.K. Iyengar, S.J. Cocking, F.J. Webb; G. Dolling, A.D.B. Woods; B. Jacrot, T. Riste; A. Sjolander, K.E. Larsson, J.A. Janik, A. Kowalska – w sposób pełny przedstawiają sytuację w tej dziedzinie do roku 1965.

WSPOMNIENIA – ROCZNICE

Andrzej Borowiec, Jan Łopuszański, Andrzej Pękalski

Institut Fizyki Teoretycznej

Uniwersytet Wrocławski

Wrocław

Wspomnienie o Profesorze Janie Rzewuskim (1916 – 1994)

In memory of Professor Jan Rzewuski (1916 – 1994)

Jan Rzewuski urodził się 19 grudnia 1916 r. w Łodzi i tam w 1934 r. ukończył gimnazjum. W latach 1934–39 studiował chemię we Lwowie i Gdańsku, gdzie na Politechnice uzyskał w 1939 r. pół-dyplom. Do roku 1942 pracował w przemyśle włókienniczym w Łodzi jako robotnik, a następnie przez dwa lata studiował fizykę teoretyczną na tajnych kompletach organizowanych przez Uniwersytet Warszawski.

Walczył w Powstaniu Warszawskim, za co otrzymał Krzyż Walecznych oraz Warszawski Krzyż Powstańczy. W roku akademickim 1945/46 był asystentem na Uniwersytecie i Politechnice w Lublinie. W 1946 r. powrócił do Warszawy, gdzie został asystentem na Uniwersytecie i w tym samym roku uzyskał magisterium z fizyki teoretycznej pod kierunkiem Jana Blatona. W następnym roku pracował jako asystent na Politechnice Warszawskiej, otrzymując jednocześnie stypendium Ministerstwa Oświaty na ukończenie pracy doktorskiej. Doktorat obronił w 1947 r. na Uniwersytecie Warszawskim. W 1948 r. został zatrudniony jako adiunkt na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu. Rok następny spędził na stażu na Uniwersytecie w Birmingham. W 1950 r. habilitował się na Uniwersytecie Warszawskim i został mianowany zastępcą profesora i kierownikiem Katedry Mechaniki Teoretycznej na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika.

W 1952 r. został służbowo przeniesiony do Katedry Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego. Tytuł profesora nadzwyczajnego otrzymał w 1954 r., a rok później został prodziekanem wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Wrocławskiego. Kadencję przerwał w 1956 r. ze względu na wyjazd do organizowanego w tym czasie Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej. W tym samym roku uzyskał tam stopień doktora nauk fizycznych.

Profesor Rzewuski był głównym organizatorem oraz pierwszym i długoletnim dyrektorem powstałego w 1960 r. Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego. Jego silna osobowość i wielka kultura osobista sprawiły, że był wzorem dla wielu młodych pracowników Instytutu; wzorem nie tylko zresztą naukowym i moralnym, lecz dzięki sportowym talentom Profesora, również i stylu życia. Stosunki panujące w owym czasie w Instytucie także ukształtowały się pod wpływem profesora Rzewuskiego. Oprócz zajęć na Uniwersytecie był on także organizatorem i kierownikiem działającego w latach 1954–68 wrocławskiego Zakładu Fizyki Teoretycznej PAN.

W 1960 r. otrzymał tytuł profesora zwyczajnego, a w 1966 r. został dziekanem Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Wrocławskiego. Był nim również w marcu 1968 r. Z jego inicjatywy została zwołana podczas strajku studentów nadzwyczajna otwarta Rada Wydziału. Jej przebieg był bardzo burzliwy, a przyjęta rezolucja, potępiająca antysemityzm i antyinteligencją propagandę ówczesnych władz, stała się bardzo znana, nie tylko we wrocławskim środowisku naukowym. W rezultacie prof. Rzewuski został zmuszony do rezygnacji z funkcji dziekana. Było to dla niego bolesne, nie dlatego iż dbał o zaszczyty. Traktował urząd dziekański jako pełnienie służby dla środowiska akademickiego i nigdy nie wiązał swych ambicji z karierą administracyjną. Jego żywiołem i pasją była czysta fizyka teoretyczna. Konieczność rezygnacji z funkcji dziekana nie pozwoliła mu na dokończenie wielu rozpoczętych spraw, a tego Profesor bardzo nie lubił.

W 1976 r. został członkiem rzeczywistym PAN. Był również członkiem Rady Naukowej Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu. Dyrektorem Instytutu Fizyki Teoretycznej przestał być w 1969 r., ale nadal kierował Zakładem Teorii Pola. W 1987 r. przeszedł na emeryturę, utrzymując jednak nadal bardzo dużą aktywność naukową i dydaktyczną. Oprócz zajęć na Uniwersytecie miał także wykłady z mechaniki kwantowej dla studentów Politechniki. Prowadził też nadal seminaria i dyskusje z młodymi fizykami. Ciągnęli do niego nie tylko dla jego wielkiej wiedzy fachowej, lecz także urzeczeni, jak tyłu spośród nas przedtem, jego życiową mądrością, spokojem, poczuciem humoru i wspaniałym dystansem do spraw drugorzędnych. Wielu z nas do najpiękniejszych zalicza chwile spędzone razem z Profesorem i jego żoną na nar-



Jan Rzewuski

(zdjęcie wykonane podczas Szkoły Fizyki Teoretycznej w Karpaczu w 1979 r. przez Leszka J. Pękalskiego)

tach, w schronisku czy nad jeziorem. Ślad jego osobowości odcisnął się na tych wszystkich, którzy mieli szczęście być przez dłuższy czas w kontakcie z Profesorem.

W 1989 r. profesor Rzewuski założył, jako fundator, wraz z kilkoma pracownikami Instytutu Fizyki Teoretycznej, Fundację na rzecz Zimowych Szkół Fizyki Teoretycznej w Karpaczu.

Profesor Rzewuski był laureatem wielu nagród i wyróżnień – otrzymał doktorat *honoris causa* Uniwersytetu Wrocławskiego, nagrodę Fundacji Jurzykowskiego (USA), Krzyż Kawalerski i Oficerski Orderu Odrodzenia Polski, Medal



Na Wiśle w Toruniu (1950)

Komisji Edukacji Naukowej, trzy nagrody pierwszego stopnia i jedną drugiego stopnia Ministra Edukacji Narodowej. Polskie Towarzystwo Fizyczne uhonoroowało go Medalem Mariana Smoluchowskiego.

Był promotorem 11 prac doktorskich.

Na karierę naukową Rzewuskiego w pierwszej fazie jej rozwoju wywarły duży wpływ liczne kontakty osobiste z wybitnymi polskim uczonymi, jak prof. Rubinowicz, oraz krótko- i długoterminowe wyjazdy zagraniczne do dobrych ośrodków fizyki teoretycznej. Wymieńmy tu niektóre, jak pobyt na Uniwersytecie w Birmingham (Anglia) 1948–49, gdzie Rzewuski pracował pod kierunkiem prof. Peierlsa, w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej 1956–57, w CERN-ie w Genewie 1961–62 i na Uniwersytecie w Carbondale (USA) 1986, jak również 3-miesięczny pobyt w Instytucie Nauk Matematycznych w Madras (Indie) 1966.

Zanim przejdziemy do bardziej szczegółowej analizy dzieła Rzewuskiego, chcielibyśmy przedstawić ogólną charakterystykę jego osiągnięć. Rzewuski jest autorem 112 publikacji, jak również dwutomowej monografii *Field Theory* oraz książki *Introduction to Quantum Theory*, obu napisanych w języku angielskim. Większość prac Rzewuskiego była poświęcona następującym zagadnieniom, które wymieniamy w chronologicznym porządku: nielokalna teoria pola, teoria prze-



W Zakopanem z Jerzym Rayskim i jego siostrzenicą (1954)

strzeni spinorowych, funkcjonalne podejście do kwantowej teorii pola (w szczególności do teorii operatora rozpraszania), teoria funkcjonalnych szeregów potęgowych i ich zastosowania w kwantowej teorii pola.

Oryginalny wkład Rzewuskiego w naukę światową był nie tylko spory, ale miał duże znaczenie dla rozwoju pewnych działów fizyki. Niektóre jego wyniki traktowane są we współczesnej fizyce jako klasyczne. I tak np. model przestrzeni spinorowej, jak również równania dla wyróżnionej składowej funkcji stanu w mechanice kwantowej, oba podane przez niego, noszą w literaturze fachowej jego imię.

Zacznijmy omówienie dorobku Rzewuskiego od paru uwag na temat jego dwutomowej monografii o teorii pola. Podejście do problemu jest tutaj na wskroś oryginalne. Pierwszy tom jest poświęcony zagadnieniom klasycznym. Zawiera on piękny wykład rachunku spinorowego. Drugi tom jest poświęcony teorii rozprożeń. Wykład opiera się na formalizmie macierzy rozprożeń, zapoczątkowanym i rozwiniętym przez Lehmana, Symanzika i Zimmermanna w latach pięćdziesiątych. Formalizm ten został jednak przez Rzewuskiego zmieniony i dostosowany do jego własnych idei. Przejawia się to w spójnym, jednolitym ujęciu wszystkich wyników opartych na pojęciu funkcjonału tworzącego dla n -punktowej funkcji

pola kwantowego. Chociaż poziom ścisłości matematycznej jego podejścia jest nie tak wysoki, jak np. u Streatera i Wightmana lub Josta, to wydaje się, że było to zamierzeniem Autora, biorąc pod uwagę niezwykle skomplikowane problemy matematyczne podejścia funkcjonalnego. Książka spotkała się z dużym zainteresowaniem wśród specjalistów (trzy wydania tomu pierwszego).

Podobnie wykłady z mechaniki kwantowej są napisane po mistrzowsku. Przedstawienie zagadnień jest jasne, proste i eleganckie. Podejście jest nowoczesne. Dotyczy to zarówno fizyki, jak i matematyki używanej przez Autora. Nowoczesny język matematyki jest jednak stosowany z umiarem, tak aby średnio wykształcony w matematyce czytelnik mógł zrozumieć treść książki.

Przystąpimy teraz do omówienia tych osiągnięć naukowych Rzewuskiego, które są naszym zdaniem najważniejsze.

I tak w przypadku nielokalnej teorii pola najważniejsze rezultaty to: podanie metody kwantowania takich teorii, sformułowanie dla nich praw zachowania oraz opracowanie metod szacowania operatora rozproszeń. Zostały one następnie zastosowane przez Rzewuskiego i Królikowskiego do równań dla wyróżnionej składowej wektora stanu, np. do równań Bethego-Salpetera; w ten sposób Autorzy otrzymali nowe równanie dla funkcji opisującej stan wielocząstkowy. Rzewuski i Królikowski zastosowali swój formalizm do przybliżonego opisu potencjału w równaniu dla dwu spinowych cząstek i doszli do wniosku, że w granicznym przypadku silnych oddziaływań potencjał rośnie ze wzrostem odległości. Wynik ten ma więc cechy uwięzienia (*confinement*).

W ostatniej opublikowanej pracy, poświęconej pamięci zmarłego przyjaciela Jerzego Rayskiego, Rzewuski pokazał, że przyjęte przez Yukawę *ad hoc* założenia teorii bilokalnej mogą być otrzymane z dwóch prostych postulatów prowadzących jednocześnie do spinorowo-twistorowego modelu cząstki.

Przestrzenie spinorowe stanowią historycznie pierwszy krok połączenia wewnętrznych i czasoprzestrzennych symetrii w podobny sposób, jak to zachodzi w teorii supersymetrycznej. W pewnym sensie Rzewuski był prekursorem idei supersymetrii. Pracował on do ostatnich chwil nad tym zagadnieniem. Wychoząc z dwóch bardzo prostych postulatów: (i) symetrie fizyczne są iloczynem prostym symetrii zewnętrznych – konforemnych (Poincarégo) oraz symetrii wewnętrznych – unitarnych, (ii) przestrzeń konfiguracyjna cząstki jest orbitą grupy symetrii fizycznych w przestrzeni zespolonej (spinorowej), opracował oryginalny model cząstki będący uogólnieniem teorii spinorów i twistorów. Podstawą modelu są różności macierzowe. Rzewuski rozwinął teorię różności macierzowych, badając ich strukturę geometryczną, analityczną oraz teoriogrupową. W zastosowaniu do przypadku fizycznego pokazał, że istnieje jedyna podróżność macierzowa zawierająca przestrzeń Minkowskiego.

Wyniki dotyczące funkcjonalnego sformułowania teorii rozproszeń to przede wszystkim rozwinięcie i unowocześnienie funkcjonalnej metody konstruowania operatora rozproszeń oraz osłabienie warunków na unitarność, lokalność i niezmienniczość Poincarégo w kwantowej teorii pola. Uogólnione równania nie są tak restryktywne, posiadają zatem więcej rozwiązań niż konwencjonalne (przy założeniu, że takie rozwiązania w ogóle istnieją).

W związku z teorią funkcjonalnych szeregów potęgowych Rzewuski wprowadził dwa nowe pojęcia matematyczne, będące istotnym uogólnieniem trypletu Gelfanda, a mianowicie pojęcia struktur dualnych i przestrzeni rozetowych. Pierwsze z nich zostało niezależnie wprowadzone przez Antoine'a i Grossmanna pod nazwą wewnętrznych przestrzeni iloczynowych.

Profesor Jan Rzewuski zmarł we Wrocławiu 17 września 1994 r. Do ostatnich dni pracował i brał czynny udział w życiu naukowym Instytutu Fizyki Teoretycznej. Mamy nadzieję, że wprowadzony do Instytutu przez Profesora styl życia naukowego pozostanie nadal taki sam; również teraz, kiedy nie ma go wśród nas. Pozostanie on na zawsze w naszej pamięci.

DYDAKTYKA FIZYKI

Łukasz A. Turski

Centrum Fizyki Teoretycznej PAN

i

Szkoła Nauk Ścisłych

Warszawa

Dlaczego kiepsko uczymy fizyki – czy fizyka gastronomiczna może pomóc?*

**Why teaching physics is no good –
can gastronomic physics help?**

Abstract: It is my experience that teaching physics has become an exercise in scholastic thinking. Students are fed superficial information about nucleus structure, big bang, superconductivity, fractals etc. while the everyday life usefulness of science is hardly ever mentioned. This essay contains some ideas about why that is very dangerous for the development of science and what can be done to remedy that situation.

Wrażenie, jakie odniosłem z obserwacji nauczania fizyki, zarówno w Polsce jak i na świecie jest takie, że fizyka stała się jednym z bardziej scholastycznych przedmiotów nauczania szkolnego. Uczniowie otrzymują powierzchowne informacje o strukturze atomu i jądra atomowego, o wielkim wybuchu i nadprzewodnictwie, natomiast niemal nie wspomina się o użyteczności fizyki i o jej zastosowaniach w życiu codziennym. Niniejszy esej zawiera moje uwagi dotyczące tego,

* Artykuł ten jest pisemną wersją fragmentu mojego wystąpienia na konferencji „Nonlinear Complex Systems” w Shimla (Indie) w sierpniu 1995. Dziękuję organizatorom i wydawcom materiałów konferencji za zgodę na opublikowanie tego tekstu w *Postęпах Fizyki*.

dlaczego uważam ten stan za bardzo groźny dla rozwoju nauki, oraz co można zrobić, by zapobiec niekorzystnemu rozwojowi wydarzeń.

Kiedy byłem uczniem, zajęcia z fizyki były obowiązkowe i o dobre oceny z fizyki ubiegali się ci wszyscy, którzy chcieli kontynuować naukę na wydziałach nauk ścisłych i przyrodniczych uniwersytetów, na politechnikach, a także akademiach medycznych. Powoli jednak, wraz z pogłębianiem się wpływu „współczesnych” nauk pedagogicznych, liczba godzin fizyki w szkołach zaczęła maleć i fizyka przedstawiała być przedmiotem obligatoryjnym dla uczniów starszych klas licealnych. Jednocześnie do tego wiele wydziałów politechnicznych w drastyczny sposób ograniczyło liczbę godzin fizyki w wykształceniu inżynierów, zastępując je przedmiotami „specjalistycznymi”, takimi jak „mechanika techniczna”, „termodynamika inżynierska” itp.¹ Wszystkiemu temu towarzyszy głośny protest środowiska fizyków i potężny strumień publikacji dowodzących, że fizyka jest „najważniejszą z nauk”.

Dlaczego tak się dzieje? Czy winę ponoszą znowu „oni”, czy może to właśnie my, sami fizycy, jesteśmy odpowiedzialni za zmniejszający się udział fizyki w edukacji? Uważam, że to ostatnie stwierdzenie jest bliższe prawdy. Nauczanie fizyki zaczęło podupadać mniej więcej w połowie lat sześćdziesiątych, gdy zachłyśnięcie się źle pojętą koniecznością wprowadzenia do szkół „nowej fizyki” zepchnęło fizykę klasyczną praktycznie poza główny nurt nauczania szkolnego. W wyniku tego szkolna i uniwersytecka fizyka straciły kontakt z codziennym życiem. Uczniowie uczyli się o strukturze elektronowej atomów gazów szlachetnych, o tym jak transformować przekroje czynne z jednego układu odniesienia do drugiego, i gdzieś w trakcie tego wszystkiego stracili zdolność wyjaśnienia, dlaczego łatwo jeździć na łyżwach po lodzie, a bardzo trudno po marmurowej posadzce. Większość uczniów oglądających w TV mecze bilardowe nie jest w stanie wyjaśnić mechanizmów skomplikowanych zagrywek mistrzów bilardu, jest natomiast zdolna z zamkniętymi oczyma wyrecytować prawa zachowania obowiązujące w zjawiskach zderzeń sprężystych. Niewątpliwie wpadliśmy w poślizg na zakręcie unowocześniania nauczania fizyki.

Poziom ignorancji w dziedzinie fizyki (dotyczy to także innych nauk) jest za-trważający. Związane z tym są dwa zasadnicze zagrożenia. Pierwszym z nich jest to, że nauka okazała się tak oderwana od codziennego życia, nawet dla tej lepiej wykształconej części społeczeństwa (praktycznie nie uczymy naszych studentów, aby w życiu codziennym posługiwali się fizyką), że zwracają się oni nagminnie ku pseudonauce. Tryumfalny marsz paranauk po kartach współczesnej historii jest

¹ Widziałem także ogłoszenie o wykładzie zatytułowanym „Stosowana mechanika kwantowa dla inżynierów”.

w dużej mierze wynikiem naszej klęski jako nauczycieli fizyki. Drugie zagrożenie, blisko związane z pierwszym, polega na tym, że źle nauczeni, sfrustrowani niezrozumieniem fizyki nasi uczniowie stają się podatnikami i nie mają ochoty, ba, nie odczuwają konieczności płacenia podatków na nasze badania naukowe. Dlaczego zresztą mieliby płacić za „coś”, czego nie rozumieją, za coś, o czym nawet nie chcemy im powiedzieć, jak i do czego może się to przydać. Ludzie ci nie rozumieją, że istnieje bliski związek pomiędzy kosmologią i jazdą na łyżwach, pomiędzy koniecznością badań naukowych w dziedzinach podstawowych, np. fizyce, a poprawą komunikacji. Większość użytkowników telefonów komórkowych nie potrafi pojąć związku pomiędzy badaniami podstawowymi w fizyce a ich telefonami. Ilu klientów w banku wie, że bezpieczeństwo wszystkich elektronicznych transakcji bankowych zależy od postępu w badaniach nad liczbami pierwszymi? Niedawno tym działem matematyki zajmowali się nieco ekscentryczni uczeni urzędujący w zakurzonych pokojach na poddaszach.

Co należałoby zrobić, aby zmienić tę sytuację? Uważam, że trzeba dokonać gruntownej, globalnej zmiany w programach nauczania fizyki szkolnej i uniwersyteckiej, przede wszystkim dla studentów wydziałów humanistycznych, oraz w sposobie, w jaki naukę i fizykę pokazujemy szerokim kręgom społeczeństwa w ramach tzw. popularyzacji wiedzy. Musimy zacząć „sprzedawać fizykę” podatnikom. Trzeba znaleźć metodę przekazania naszym współobywatelom wiadomości, że fizyka nie ponosi odpowiedzialności za katastrofy energetycznych reaktorów jądrowych, lecz to właśnie, że fizyka umożliwia ich bezpieczne zbudowanie i obsługę, bez obaw o „losy świata”, za to z nadzieją na rozwiązanie problemów energetycznych ludzkości. Nie wystarczy dokonanie zmiany nazwy z NMR (Jądrowy Rezonans Magnetyczny) na MI (Obrazowanie Magnetyczne), trzeba przekonywać ludzi o tym, że cały gigantyczny postęp w dziedzinie diagnostyki i terapii medycznej: tomografia komputerowa, skalpele laserowe, mikroporowate opatrunki na poparzenia itp. byłyby nie do pomyślenia bez fizyki. Trzeba też wrócić do zapomnianego obyczaju, że to nauczyciel fizyki był tym, kogo pytano o to, dlaczego to przeklęte żelazko przestało działać. Może nie musi on wiedzieć, jak je naprawić, ale powinien wiedzieć dlaczego przestało działać.

W 1982 r., w najbardziej ponurym okresie stanu wojennego, zepsuła mi się pralka automatyczna. Bęben przerdzewiał, woda zalała zamontowany pod bębniem silnik elektryczny. Kupno nowej pralki, w szczycie panowania geniuszy ekonomicznych ery realnego socjalizmu, było niemożliwe (akurat nie było też pralek w PEWEX-ie). Po jakimś czasie dotarłem do „fachowca”, który posiadał odpowiednie części i przy mojej pomocy, u mnie w mojej ciasnej kuchni, dokonał remontu. Wymienił bęben, zainstalował nowy silnik, ale pozostawił niezmienione elementy układu sterującego. Nowy silnik był prawie taki sam jak stary.

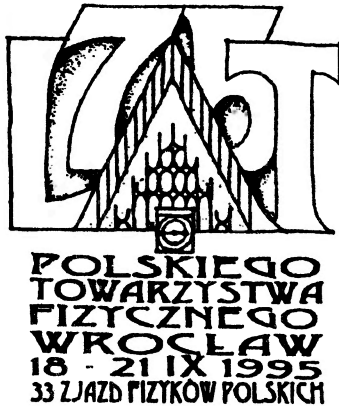
Prawie! Po zmontowaniu całości pralka działała sprawnie bez obciążenia, gdy załadowałem pierwszą porcję zbieranych od tygodni ciuchów – pralka stanęła. Zaproponowałem wtedy fachowcowi, by zmienił kondensator w układzie sterującym na ten z zestawu „nowego” silnika. Gdy zostało to zrobione, pralka działała jak nowa. Fachowiec zapytał mnie: skoro tak się zna Pan na pralkach, dlaczego sam Pan sobie jej nie naprawił? Odpowiedziałem: nie mam pojęcia, gdzie znajduje się ten kondensator ani nawet jak wygląda. Wiem natomiast, że te silniki wykorzystują wirowe pole elektromagnetyczne i dlatego musi istnieć układ przesuwający fazę obrotu w zależności od zmienionego przez obciążenie pralki momentu pędu bębna. Fachowiec zbladł, pobrał honorarium i zniknął. Fizyka pozwala więc naprawić pralkę!

W ciągu ostatnich kilku lat biorę udział w organizowanych w Instytucie Fizyki PAN publicznych wykładach fizyki. Na wykłady te uczęszcza głównie młodzież szkolna. Wykłady dotyczą wielu fascynujących zagadnień z fizyki, jak na przykład laserów, nadprzewodnictwa itp. Moje wykłady, tradycyjnie wyznaczone tuż przed Bożym Narodzeniem, należą do cyklu pt. „Fizyka jest dobra na wszystko”. Dotychczas mówiłem o bezpieczeństwie samochodów (poduszki, dynamika pasów itp.), o dynamice ruchu samochodowego po szosach, o prawach podobieństwa w przyrodzie (dlaczego nie istnieją King Kongi), o tym, dlaczego parówki pękają wzdłuż osi, gdy się je gotuje zbyt gwałtownie, o dopasowywaniu się materiału do figury modelki na pokazie mody i związku tych zjawisk z teorią sprężystości itp. Ostatnio zacząłem też wykłady z fizyki gastronomicznej. Są to wykłady, podczas których staram się wyjaśnić podstawowe procesy fizyczne towarzyszące przygotowywaniu różnych potraw. Mówiłem np. jakie procesy towarzyszą ubijaniu piany, jak należy ukręcić dobry majonez, czym się różni przygotowanie mięsa na grillu od podgrzania w kuchence mikrofalowej i o wielu innych podobnych sprawach. Wykłady te staram się publikować w doskonałym miesięczniku popularnonaukowym *Wiedza i Życie*. Po wykładach zwykle toczy się ciekawa dyskusja, a po publikacji artykułu dostaję też sporo sygnałów od czytelników. Ostatnio wydawnictwo wydające *Wiedzę i Życie* rozpoczęło wydawanie kulinarnego miesięcznika *Kuchnia*. Poproszono mnie o napisanie dla tego periodyku takich właśnie odcinków fizyki gastronomicznej. Zgodziłem się. Pierwszy felieton poświęcony był gotowaniu wody! Artykuł ten spotkał się z ciepłym przyjęciem. Niedawno podczas oczekiwania na wizytę u dentysty, zostałem rozpoznany przez jedną z także oczekujących pacjentek, która powiedziała mi: „Wie Pan, Pana historia o gotowaniu wody skłoniła mnie do namówienia córki na wzięcie większej liczby godzin lekcyjnych z fizyki. Ponieważ jestem w Komitecie Rodzicielskim, to głosowałam za kupnem nowego komputera dla pracowni fizycznej. Gdy ja byłam w szkole, fizyka była tak strasznie nudna!”

To zdanie mojej współtowarzyszki niedoli stanowi podsumowanie mojego artykułu. Fizyka jest jedyną nauką, która stworzyła spójny układ metod ilościowych i jakościowych pozwalających na analizę każdego problemu wymagającego naukowego zbadania. Metody fizyki stanowią jedno z najpotężniejszych narzędzi poznawczych znanych obecnie. My, zawodowi fizycy, jesteśmy oczywiście tego świadomi. Musimy jednak przekazać tę wiedzę i przekonanie naszym współobywatelom. Aby to zrobić, wykład z fizyki gastronomicznej może być lepszym narzędziem, niż wykład z elektrodynamiki kwantowej lub wykład o superstrunach. Podobne konkluzje można znaleźć w bardzo mądrej książce Murraya Gell-Manna *Kwark i jaguar*. W dodatku wykładanie fizyki gastronomicznej to wielka frajda.

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

XXXIII Zjazd Fizyków Polskich we Wrocławiu



W dniach 18–21 września 1995 r. odbył się we Wrocławiu XXXIII Zjazd Fizyków Polskich. Zjazdy te organizowane są przez Polskie Towarzystwo Fizyczne (a ściślej przez lokalne Oddziały PTF) co dwa lata (ubiegły był w Krakowie). Celem naukowym Zjazdu było przedstawienie społeczności fizyków najnowszych osiągnięć fizyki światowej. Do wygłoszenia wykładów przeglądowych, które odbyły się w auli Politechniki Wrocławskiej, zaproszono uznanych specjalistów. W ciągu czterech dni wysłuchaliśmy osiemnastu wykładów z rozmaitych dziedzin fizyki – od cząstek elementarnych, poprzez kwantowe zjawiska w ciałach stałych, aż do zjawisk astrofizycznych.

Gośćmi honorowymi Zjazdu byli dwaj laureaci nagrody Nobla: Niemiec Klaus von Klitzing (Nobel w 1985 r. za odkrycie kwantowego efektu Halla) oraz Szwajcar Karl Alex Müller (Nobel razem z G. Bednorzem w 1987 r. za odkrycie wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa w materiałach ceramicznych). Obydwaj nobliści też oczywiście wygłosili odczyty.

Odczyt von Klitzinga „From microelectronics to nanoelectronics” zainauguował pierwszy dzień Zjazdu. Usłyszeliśmy o olbrzymim postępie technologicznym, zachodzącym w skali czasowej niemal kilku lat, dzięki któremu najmniejsze struktury elementów elektronicznych osiągają rozmiary kilku nanometrów. Jest to już skala prawie atomowa i przy tak małych grubościach struktur łamie się klasyczny opis transportu elektronów, a ich kwantowe zachowanie otwiera przed elektroniką całą gamę nowych możliwości. Ogólnie mówiąc, poprzez odpowiednie dobieranie kształtów i materiałów struktur, można sterować ich poziomami energii i kontrolować ruch nawet pojedynczych elektronów. Ta-

kie struktury zachowują się podobnie do pojedynczych atomów i nazywane są często „sztucznymi atomami”. Tematyki tej dotyczył też ciekawy referat prof. Mariana Grynberga z Warszawy, który mówił w szczególności o sztucznych atomach, odpowiednikach obojętnego i ujemnie zjonizowanego wodoru.

Trzeci zaplanowany z tej tematyki referat („Elektron w układach mezoskopowych”), nie odbył się, ale zamiast niego wysłuchaliśmy wystąpienia jeszcze jednego zagranicznego gościa, sir Arnolda Wolfendale’a z Wielkiej Brytanii, laureata Medalu Smoluchowskiego 1992 r., przewodniczącego Institute of Physics (brytyjskiego odpowiednika Polskiego Towarzystwa Fizycznego). Sir Arnold mówił o pochodzeniu promieni kosmicznych – protonów i cięższych jąder o energiach dochodzących do 10^{20} eV. Za przyspieszanie cząstek do energii nie większej niż ok. 10^{15} eV są prawdopodobnie odpowiedzialne supernowe, a ściślej mówiąc fale uderzeniowe powstające w ośrodku międzygwiazdowym wskutek ich wybuchu. Natomiast pochodzenie cząstek o najwyższych energiach (być może nawet spoza naszej Galaktyki) pozostaje ciągle wyzwaniem dla fizyków. (Po znajomości dodam, że łódzki ośrodek promieni kosmicznych współpracuje z prof. Wolfendalem od bardzo wielu lat.)

Kolejną tematyką ciała stałego było nadprzewodnictwo wysokotemperaturowe, o którym mówił oczywiście drugi z obecnych na Zjeździe noblistów, Karl Alex Müller oraz prof. Roman Micnas z Poznania. Od czasu przełomowej pracy Müllera i Bednorza o obserwacji nadprzewodnictwa w temperaturze do ok. 30 K w materiałach ceramicznych (opartych na układzie Ba-La-Cu-O) minęło już 9 lat. Od tej pory w wielu ośrodkach na świecie zaobserwowano nadprzewodnictwo w wyższych temperaturach. „Stara” teoria BCS (Bardeena, Coopera, Schrieffera, Nobel w 1972 r.) objaśniająca zjawiska nadprzewodnictwa w ogóle (nośnikami prądu są pary elektronów o przeciwnie skierowanym spinie – tzw. pary Coopera), jakkolwiek niedoskonała w opisie nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego, służy wskazówkami w poszukiwaniach materiałów o dużej temperaturze krytycznej T_c . Im silniejsze oddziaływanie elektronów w parze tym wyższa T_c . Okazuje się, że najwyższe temperatury krytyczne osiąga się w materiałach zawierających tlenki miedzi ($130 \leq T_c \leq 160$ K), które są izolatorami o własnościach antyferromagnetycznych. Wzrost T_c osiąga się m.in. przez „domieszkowanie dziur”. Obecnie na świecie wydaje się ok. 1.5 miliarda dolarów rocznie na badanie i produkcję nadprzewodników – głównie niskotemperaturowych. Profesor Müller zacytował jednak przewidywania przedstawione na Międzynarodowej Konferencji Przemysłu Nadprzewodnictwa (Japonia, 1993), że wydatki w tej dziedzinie wzrosną około 100-krotnie w ciągu najbliższego ćwierćwiecza, głównie na skutek rozwoju technologii wysokotemperaturowej.

Profesor Micnas mówił o modelach teoretycznych. Już z samego tytułu wykładu („Modele teoretyczne wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa”) wynika, że nie ma jednego modelu (a więc i teorii), który objaśniałby wszelkie obserwowane zjawiska nadprzewodnictwa. Nie jest pewne, jaki jest właściwie mechanizm łączenia się elektronów w pary (celowo nie używam tu krótszego, ale oznaczającego już coś innego, słowa „parowanie”). W teorii BCS jest to oddziaływanie elektron-fonon, ale obecnie rozważa się inne mechanizmy, np. elektron i wędrujące wraz z nim (a nie opóźnione jak w teorii BCS) odkształcenie sieci krystalicznej. Wykład prof. Micnasa był bardzo profesjonalny, aż chyba za bardzo, jak dla szerokiej rzeszy fizyków, z których większość zajmuje się innymi dziedzinami.



Od lewej: I rząd – Alex Müller, Klaus von Klitzing, II rząd – Ludwik Dobrzyński, Ryszard Sosnowski, Andrzej K. Wróblewski; tyłem stoi Zygmunt Galasiewicz, przewodniczący Komitetu Programowego Zjazdu (fot. S. Bieganowski).

Jedną z metod doświadczalnych, która może rzucić światło na mechanizm oddziaływań w parach Coopera, jest magnetyczny rezonans jądrowy (NMR). Dzięki temu zjawisku, znanemu już od ponad 50 lat (Nobel dla I.I. Rabiego w 1944 r.), bada się pola magnetyczne w otoczeniu jąder atomowych. Podejrzewa się, że spinowe korelacje elektronów mogą odgrywać rolę w mechanizmie nadprzewodnictwa, a badać je można właśnie poprzez ich wpływ na częstość rezonansową w doświadczeniach NMR.

Wykład przeglądowy o osiągnięciach metody NMR, z okazji jej okrągłego jubileuszu, miał prof. Jacek Hennel z Krakowa. Mierząc wpływ spinów elektronów na lokalne pole magnetyczne w pobliżu jądra atomowego można wyciągnąć wnioski o budowie rozmaitych ciał – cieczy, dielektryków, metali, polimerów. Szczególnie pomysłowa jest metoda rezonansu uzyskiwanego przez kolejne impulsy pola elektromagnetycznego. W ciałach stałych bowiem oddziaływanie spinów sąsiednich jąder może być tak duże, że uniemożliwia zbadanie tzw. przesunięcia chemicznego (czyli wpływu magnetyzmu elektronowego), które jest mniejsze. Poprzez odpowiednio dobrany ciąg impulsów można tak skręcać spiny jądrowe, aby ich dipolowe oddziaływanie uśrednić w czasie do zera.

Z tematyki ciała stałego wysłuchaliśmy jeszcze jednego wykładu, dr. hab. Andrzeja Jeżowskiego z Wrocławia, o kriokryształach, a więc kryształach istniejących w niskich

temperaturach. Są to zestalone gazy szlachetne (np. ^3He , ^4He) lub proste kryształy molekularne (np. N_2 , O_2 , CO , CO_2 , N_2O i cała izotopowa rodzina wodorów: H_2 , HD , D_2 , T_2 , HT) albo kryształy zbudowane z wieloatomowych cząsteczek. Charakteryzują się one bardzo małym przewodnictwem cieplnym i dużą rozszerzalnością. Wykładowca omawiał szczegółowo (może aż zbyt szczegółowo?) wykresy fazowe (ciśnienie, temperatura) kilku prostych krikryształów, otrzymane przy ciśnieniach aż do kilku milionów atmosfer. Wynika z nich istnienie kilku różnych faz (najwięcej naliczyłam pięć) dla danej substancji. Ciekawe, że np. w kryształach O_2 rozkład elektronów przy poszczególnych, takich samych cząsteczkach nie jest taki sam – może mieć symetrię radialną lub tworzyć płaski dysk, ale układ tych konfiguracji zależy od temperatury.

W dwóch pierwszych dniach Zjazdu mieliśmy też dwa wystąpienia poświęcone historii fizyki polskiej: prof. Andrzeja K. Wróblewskiego z Warszawy („Kartki z historii fizyki w Polsce w okresie międzywojennym”) oraz prof. Jana Łopuszańskiego z Wrocławia („Wspomnienia o pierwszych latach fizyki wrocławskiej”). Profesor Wróblewski zadał sobie niemały trud wdania się w „człowieka z Marsa” i odtworzenia działalności ośrodków fizyki w przedwojennej Polsce na podstawie przede wszystkim istniejących obecnie dokumentów. Mimo niezobowiązującego tytułu („Kartki . . .”) był to całkiem systematyczny przegląd stanu polskiej fizyki pod różnymi kątami – jakie były ośrodki (oprócz oczywistych jak Warszawa, Kraków, Wilno i Poznań była jeszcze Rydzyna, gdzie działał Arkadiusz Piekara), jacy znaczący fizycy w nich pracowali (za wielu by ich tu wymienić), jaka była liczba publikacji w poszczególnych latach (maksimum – około 100 publikacji rocznie – osiągnięto w latach 1934–35, po czym liczba ta zaczęła spadać), w jakich czasopismach publikowano (głównie w czasopismach PTF-u: *Sprawozdania i Prace PTF* oraz *Acta Physica Polonica*, ale też w *Buletynie Polskiej Akademii Umiejętności* oraz w *Zeitschrift für Physik*), w jakich językach (przede wszystkim po niemiecku i francusku) itp. Największy wkład w liczbę opublikowanych prac miał Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego bo 46%, co stanowiło ok. 300 publikacji. Niewątpliwym przejawem wysokiego poziomu polskiej fizyki było zorganizowanie dwóch międzynarodowych konferencji w Warszawie – w 1936 r. na temat fotoluminescencji (Stefan Pieńkowski) i w 1938 r. „New Theories in Physics” (Czesław Biało-brzeski). Na tę ostatnią przyjechali fizycy tej klasy co Niels Bohr, Léon Brillouin, Arthur Eddington, Samuel Goudsmit, George Gamow czy Paul Langevin. Profesor Wróblewski prawdopodobnie opisze to wszystko dokładnie w artykule dla *Postępów Fizyki* (na taką propozycję z sali nie powiedział „nie”). Mimo wielu zestawień statystycznych (a może właśnie dlatego?) był to bardzo ciekawy wykład.

Inne w charakterze były wspomnienia prof. Jana Łopuszańskiego o tworzącej się po wojnie fizyce we Wrocławiu. Bez statystyk i przezroczy, ale podane w sposób dowcipny i skromny. Główny ciężar organizowania Zakładu, a później Katedry Fizyki przypadł prof. Stanisławowi Lorii, z którym współpracowali prof. Henryk Niewodniczański, prof. Szczepan Szczeniowski i Roman Stanisław Ingarden.

Jak zwykle, pierwszego dnia na Zjeździe wręczono nagrody przyznane przez Zarząd Główny PTF wyróżniającym się magistrantom, nauczycielom i pracownikom naukowym. Najbardziej prestiżowe wyróżnienie, Medal Mariana Smoluchowskiego (przyznany w 1994 r., patrz *PF* 46, 185 (1995)), otrzymał prof. Ryszard Sosnowski z Warszawy, ale musiał okupić to wykładem. Temat brzmiał „Jak energia zmienia się w materię”

a chodziło oczywiście o produkcję „nowych” cząstek (a więc innych niż te, z których zbudowany jest otaczający nas świat) w zderzeniach przy wysokich energiach. Wiemy już, że materia (również i ta powstająca w zderzeniach) zbudowana jest z trzech rodzin kwarków i leptonów. Teoria oddziaływań elektroslabych dobrze opisuje te właśnie oddziaływania. Ale gdy kwark uzyska skutek zderzenia zbyt dużą energię, silne oddziaływania nie pozwalają mu po prostu samotnie uciec, lecz wytwarzają się pary kwark-antkwark, które ostatecznie łączą się tak, aby utworzyć obserwowane cząstki – głównie mezony. Jak ten proces dokładnie zachodzi, tego nie umiemy jeszcze opisać. Profesor Sosnowski zaproponował mechanizm interferencji pomiędzy ciągiem utworzonych par kwarkowych, co w zasadzie można by sprawdzić doświadczalnie, gdyż wówczas pędy podłużne produkowanych cząstek miałyby wartości dyskretne. Mimo że wykładowca poddał w pewną wątpliwość swoje zdolności dydaktyczne, to sądzę, że był to jeden z najlepiej przygotowanych referatów właśnie pod względem dydaktycznym. Stanowiły o tym przejrzyste folie, logiczne wykorzystywanie kolorowych pisaków (co, wbrew pozorom, nie jest cechą zbyt częstą u wykładowców) i po prostu dbałość o słuchacza i widza.

Drugi odczyt z cząstek elementarnych (zamykający Zjazd) pt. „Ciężkie kwarki” wygłosił prof. Kacper Zalewski z Krakowa. Ciężkie kwarki to trójka kwarków c , b i t , o efektywnych masach odpowiednio ok. 1.5, 5 i 180 GeV/c². Ten ostatni odkryty został niedawno (w 1994 r.) w zderzeniach $p\bar{p}$ przy najwyższych energiach akceleratorowych (FERMILAB) przez fizyków amerykańskich. Oddziaływania ciężkich kwarków, i m.in. spektroskopia mas cząstek, w skład których wchodzi, dają się lepiej opisać niż oddziaływania lekkich, gdyż ich duża masa pozwala na stosowanie mechaniki nierelatywistycznej, jak również pewnych przybliżeń w obliczeniach. Na przykład mezony, w skład których wchodzi ciężki kwark, a drugi jest z trójki lekkich (u , d , s), podobne są trochę do atomu wodoru. Dzięki eksperymentowi z wiązkami przeciwbieżnymi w CERN-ie (LEP – zderzenia e^+e^-), w Hamburgu (DESY – zderzenia ep) i w USA ($p\bar{p}$ w FERMILAB-ie koło Chicago, wiązki spolaryzowanych elektronów w SLAC-u w Kalifornii) można sprawdzać przewidywania modelu standardowego. Właściwie, to wyniki doświadczalne bardzo dobrze zgadzają się z modelem, ale jeden wynik budzi niepokój. Cząstka Z^0 , neutralny bozon pośredniczący oddziaływań elektroslabych, produkowana w zderzeniach e^+e^- , rozpada się trochę częściej na kwarki $b\bar{b}$ niż przewiduje to model tych oddziaływań. W doświadczeniach przy akceleratorze LEP zaobserwowano już kilkanaście milionów rozpadów Z^0 , tak że statystyki są duże a fluktuacja w produkcji kwarków $b\bar{b}$ musiałaby wynieść 3.7 standardowego odchylenia. Rozbieżność ta mocno intryguje fizyków z CERN-u, ale w ciągu roku liczba nowych przypadków wzrośnie na tyle, że sprawa powinna się wyjaśnić.

Trzeciego dnia powróciliśmy do astrofizyki słuchając prof. Aleksandra Wolszczana – „Pulsary, najdokładniejsze zegary Wszechświata” i prof. Marka Demiańskiego z Warszawy – „Big Bang or not Big Bang”. Profesor Wolszczan pracuje na stałe w USA, ale związany jest też z Uniwersytetem Mikołaja Kopernika w Toruniu. Trzy lata temu jego nazwisko pojawiło się w polskich mediach w związku z odkryciem (razem z D.A. Fraillem) dwóch (po dalszej analizie – trzech) planet w pobliżu pulsara PSR 1257+12. O tym, jak to było możliwe, oraz o innych zastosowaniach radiowych sygnałów wysyłanych przez pulsary z niezwykle stałą częstością, usłyszeliśmy właśnie na jego przejrzystym wykładzie. Pulsary są wirującymi (z okresem od milisekund do sekund) gwiazdami neutronowymi,



Prof. Ryszard Sosnowski
laureat Medalu Smoluchowskiego 1994
(fot. S. Bieganowski)



Prof. Aleksander Wolszczan
(fot. S. Bieganowski)

a regularne, radiowe impulsy obserwuje się na zasadzie działania latarni morskiej. Obecność planety koło pulsara wymusza na nim ruch orbitalny i wskutek efektu Dopplera odstępy czasu pomiędzy sygnałami radiowymi ulegają zmianie. Metoda ta jest znacznie czulsza niż pomiary efektu Dopplera linii widmowych gwiazd – amplitudy zmian prędkości radialnej pulsara, wywołane dwiema większymi planetami (o masach ok. trzech mas Ziemi) wynoszą 43 cm/s i 31 cm/s, a znane są z dokładnością kilku milimetrów na sekundę! Ciekawe, że trzy odkryte planety spełniają empiryczne prawo Titiusa-Bodego, które odległości „naszych” planet od Słońca przedstawia jako pewną funkcję liczb naturalnych.

Profesor Wolszczan mówił też o wykorzystaniu pulsarów w układach podwójnych do testowania ogólnej teorii względności. Za te badania, z których m.in. wynika, że układ podwójny PSR 1913+16 wysyła fale grawitacyjne, Joseph H. Taylor i Russell A. Hulse dostali nagrodę Nobla w 1993 r. Między innymi, wspólne prace Wolszczana i Taylora wykazują, że pomiary parametrów orbit pulsarów w układach podwójnych (takich jak np. ruch periastronu, wzrost okresu orbitalnego czy opóźnienie spowodowane zakrzywieniem toru promienia radiowego) wykazują całkowitą zgodność ilościową z przewidywaniami relatywistycznej teorii grawitacji Einsteina. Z analiz tych można wyznaczyć masy gwiazd neutronowych, które są zdumiewająco bliskie tzw. granicy Chandrasekhara, równej ok. $1.4 M_{\odot}$.

O rozwoju naszych poglądów (od czasów mniej więcej Hubble'a) na budowę Wszechświata jako całości mówił prof. Demiański. Osiań jego wykładu, zgodnie z tytułem, były rozważania, na ile model Wielkiego Wybuchu adekwatnie opisuje dane obserwacyjne. Wykładowca omówił podstawowe filary tego modelu: prawo Hubble'a rozszerzania się Wszechświata oraz istnienie uniwersalnego mikrofalowego promieniowania ciała doskonale czarnego, którego obecna temperatura $T = (2.726 \pm 0.010)$ K zgadza się z obserwowanym rozpowszechnieniem lekkich pierwiastków powstałych po Wielkim Wybuchu. Również niedawne obserwacje bardzo słabej anizotropii tego promieniowania przez amerykańskiego satelitę COBE tłumaczą się w sposób naturalny (przynajmniej jakościowo) w tym modelu, jako skutek fluktuacji gęstości materii w epoce oddzielenia się jej od promieniowania. Wniosek z wykładu był: „Big Bang!” (patrz tytuł). Szkoda jednak, że prof. Demiański nie opowiedział o pewnej trudności, która powstała przed rokiem jako rezultat nowych pomiarów wartości stałej Hubble'a, dokonanych przy pomocy Kosmicznego Teleskopu Hubble'a oraz z Ziemi przy zastosowaniu tzw. optyki adaptacyjnej. Dzięki obserwacji cefeid w dwóch galaktykach gromady w Pannie dwie grupy otrzymały wyniki: $H_0 \approx (80 \pm 17)$ km/s Mpc i $H_0 \approx (87 \pm 7)$ km/s Mpc. Wiek Wszechświata, który stąd wynika, poniżej 8 miliardów lat dla krytycznej gęstości materii, jest wyraźnie mniejszy od wieku najstarszych gwiazd – 16–18 miliardów lat. Założenie średniej gęstości materii znacznie mniejszej niż krytyczna poprawia zgodność, ale zaczyna kłócić się z obserwacjami dużych ilości ciemnej materii. Fizycy przywołują na ratunek stałą kosmologiczną, a to zaczyna już mieć bardzo poważne konsekwencje, gdyż gęstość energii pustej przestrzeni musiałaby być większa od zera. A może w ocenie wieku gwiazd tkwi jakiś błąd? W każdym razie sprawa ta mocno ekscytuje fizyków i model Wielkiego Wybuchu trochę się tu chwieje.

O kosmologii mówił też prof. Andrzej Hryniewicz z Krakowa w swoim wykładzie „O istocie praw fizyki”. Główną myślą tego wykładu były rozważania o możliwości poznania przez człowieka wszystkich praw fizyki oraz możliwości przewidywania. Pociuszające może być to, że stałe fizyczne w znanych już prawach (np. stała grawitacji lub wartość sił jądrowych) są chyba rzeczywiście niezmiennie w czasie. Jednak nawet przy optymistycznym założeniu o dowolnie dużych możliwościach umysłu ludzkiego, prace Gödla i Turinga pokazują, że w sformalizowanym języku matematyki, który stosujemy też do opisu świata fizycznego, nie jesteśmy w stanie rozstrzygnąć o prawdziwości wszystkich logicznych zdań. Na dodatek w realnych, nawet deterministycznych układach fizycznych mamy do czynienia z chaosem, a więc niemożnością przewidywania ich stanu po jakimś czasie, gdyż stan początkowy znany był z pewną tylko dokładnością. Profesor Hryniewicz skrytykował też filozofów: to fizycy przyczyniają się do rozwoju filozofii, a nie filozofowie do rozwoju fizyki. Profesor, jak zwykle, mówił z pasją i przystępnie, a tematy te fascynują chyba każdego fizyka, który lubi trochę „filozofować”.

Ostatniego dnia wysłuchaliśmy też przejrzystego i ciekawego wykładu prof. Kazimierza Grotowskiego z Krakowa, który mówił o „Przejęciach fazowych w materii jądrowej”. Chodzi tu o zastosowanie pojęć termodynamiki statystycznej (ciśnienie, temperatura, gęstość) do opisu układu protonów i neutronów, jakie stanowią jądra atomowe, ale też i gwiazdy neutronowe. Zasadniczym problemem jest znalezienie równania stanu takiej materii jądrowej. Charakter sił jądrowych (przyciągających przy większych odległościach i odpychających przy odległościach bardzo małych) sprawia, że mamy tu analogię z si-

łami van der Waalsa, a więc i równanie stanu powinno mieć podobny charakter i opisywać przejścia fazowe. Zmiany energii wewnętrznej (a więc ciśnienia) można osiągać w zderzeniach jąder, a badając powstające fragmenty próbuje się nawet rozróżnić pomiędzy rodzajami przejść. Pomiary pokazują też, że ściśliwość jąder jest niewielka – gęstość materii jądrowej zmienia się w zderzeniu o około 20%. Wynik ten ma m.in. zasadnicze znaczenie dla modeli wybuchów gwiazd supernowych (II rodzaju), których przyczyną jest zapadanie centralnych części gwiazdy aż do gęstości jądrowej i wyzwolenie ogromnej ilości energii grawitacyjnej.

Jedyny wykład z pokazami, wprawdzie komputerowymi (nie licząc demonstracji przez prof. Demiańskiego bąbli na powierzchni cieczy, które miały przedstawiać strukturę Wszechświata), dotyczył mechaniki kwantowej. Profesor Arkadiusz Jadczyk (Wrocław) przedstawił nam swoje rozszerzenie mechaniki kwantowej na przyrządy pomiarowe w odczycie pt. „Wzmocniona teoria kwantów”. Istota włączenia przyrządu pomiarowego w opis funkcji falowej rejestrowanych przezeń cząstek sprowadzała się do dodania do równania Schrödingera członu $-\frac{1}{2}g(x)\psi(x)$, gdzie $|g(x)|^2$ miałoby opisywać czułość detektora. Profesor Jadczyk demonstrował na ekranie komputera przechodzenie paczki falowej przez detektor, jako wynik rozwiązania tego równania, ale moment rejestracji cząstki przez detektor był wybierany przez generator liczb losowych. Po zadziałaniu detektora funkcja falowa cząstki miała normę już mniejszą. Pozostawiam specjalistom do oceny, czy prof. Jadczyk dokonał tu jakiegoś przełomu, o czym, sądząc po mocnym tytule i stwierdzeniu, że teoria jego powinna niebawem znaleźć się w podręcznikach fizyki, sam jest przekonany.

Z fizyki teoretycznej odbył się jeszcze jeden wykład – prof. Stanisława Woronowicza z Warszawy, pt. „Kanoniczne relacje komutacyjne od Heisenberga do grup kwantowych”. Ogólnie mówiąc, dotyczył on rozszerzenia pojęcia grupy w taki sposób, że algebra parametrów, od których zależy grupa, jest niekomutatywna (kwantyzacja parametrów). Był to na pewno świetny wykład dla młodych teoretyków, ale sądzę, że dla uczestników Zjazdu (wśród których ta populacja była raczej znikoma) był on zbyt hermetyczny.

Dobrą tradycją już się stało, że na Zjeździe odbywa się zawsze sesja dydaktyczna. Tym razem sesję prowadzili dr Stanisław Jakubowicz i dr Zofia Gołąb-Meyer z Krakowa. Dyskusja dotyczyła przede wszystkim nauczania fizyki w szkołach, którego poziom wyraźnie się ostatnio obniżył. Zabierało głos wiele osób, czasem powtarzając tylko ogólniki, ale głos Zosi Gołąb-Meyer brzmiał zawsze konkretnie, logicznie i dydaktycznie. Postanowiono m.in. wystosować apel do Ministerstwa Edukacji Narodowej o ciągłe douczanie nauczycieli oraz przeprowadzać ocenianie jakości podręczników i materiałów pomocniczych z fizyki, których wiele pojawiło się w księgarniach, a których poziom niejednokrotnie jest kiepski. Apelowano też do lokalnych ośrodków uczelnianych o większy kontakt z nauczycielami i uczniami.

Organizatorzy nie zapomnieli też o aspekcie artystyczno-rozrywkowym: oprócz zwyczajowego „spotkania towarzyskiego” (tzn. obfitej kolacji z winem) i kilku wycieczek (m.in. do Lubiąża), w pięknej Auli Leopoldyńskiej Uniwersytetu Wrocławskiego wysłuchaliśmy jeszcze jednego wykładu. Muzykolog prof. Marek Dyżewski, w sympatycznym wystąpieniu pt. „Muzyka w przestrzeni, przestrzeń w muzyce”, opowiedział o wpływie architektury pomieszczeń na odbiór wykonywanej w nich muzyki, ilustrując wielokrotnie nagraniem chórów. Po wykładzie wysłuchaliśmy koncertu muzyki barokowej w wykona-



Przewodnicząca Komitetu Organizacyjnego Zjazdu prof. Ewa Dobierzewska-Mozrzyimas w towarzystwie prezesa PTF prof. Henryka Szymczaka (z lewej) i redaktora *Europhysics News* Petera Boswella (fot. S. Bieganowski).

niu zespołu instrumentów dawnych. Wieczorem mieliśmy się wybrać do Opery, niestety zastrajkowali artyści.

Na Walnym Zebraniu Delegatów wybrany został nowy Zarząd Główny PTF oraz nowy prezes, którym został „stary” prezes, prof. Henryk Szymczak z Warszawy.

Organizatorom Zjazdu, na czele z panią prof. Ewą Dobierzewską-Mozrzyimą, należą się pochwały za sprawną działalność. Jedzenie i hotel były bardzo dobre. Trochę zawiodły wskaźniki laserowe dla wykładowców. Sądzę, że oprócz oczywistej roli naukowej i popularyzatorskiej Zjazd spełnił też ważną rolę socjologiczną, przyczyniając się do większej integracji środowiska fizyków polskich. Organizatorzy zgodzili się na obecność „wolnych słuchaczy” (ok. 40 nauczycieli, 35 studentów i 40 uczniów, a na wykładzie z kosmologii w sumie 500 osób). Biorąc jednak pod uwagę, że na 520 wszystkich zarejestrowanych uczestników było tylko 33 nauczycieli, 15 studentów i 35 uczniów, jest w tym kierunku sporo do zrobienia.

Maria Giller

Uniwersytet Łódzki
Łódź

Wiosenna Szkoła Akustooptyki i jej Zastosowań

VI Międzynarodowa Wiosenna Szkoła Akustooptyki i jej Zastosowań odbyła się w dniach od 22 do 26 maja 1995 r. w Juracie na Półwyspie Helskim. Szkoły takie organizowane są co trzy lata począwszy od 1980 r. przez Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Gdańskiego przy współudziale Polskiego Towarzystwa Akustycznego oraz (począwszy od 1992 r.) Polskiej Sekcji SPIE (International Society of Optical Engineering). Główną osobą wśród organizatorów jest prof. Antoni Śliwiński.

W VI Szkole wzięło udział 71 osób, w tym 35 osób z zagranicy. Wygłoszono 17 wykładów szkoleniowych na zaproszenie, 25 referatów naukowych, i przedstawiono 15 plakatów.

Referaty poświęcone były mechanizmom oddziaływania światła i ultradźwięków w cieczech i ciałach stałych w zjawiskach refrakcji, dyfrakcji, modulacji i polaryzacji oraz wynikającym stąd wielu zastosowaniom w tomografii akustooptycznej, akustycznej obróbce sygnałów, spektroskopii akustooptycznej i fotoakustycznej, a także konstrukcji urządzeń akustooptycznych, takich jak deflektory, modulatory, filtry i inne procesory sygnałów optycznych bądź akustycznych. Wśród plakatów znalazło się kilka prac z akustyki molekularnej, które zostały również przedstawione i zamieszczone w materiałach.

Na zakończenie Szkoły odbyła się półtoragodzinną dyskusja okrągłego stołu, która pozwoliła wymienić informacje i poglądy na rolę akustooptyki, jej rozwój i perspektywy.

Organizacja Szkoły została dofinansowana z funduszu DOT Komitetu Badań Naukowych za pośrednictwem Ministerstwa Edukacji Narodowej oraz Polskiego Towarzystwa Akustycznego. Materiały Szkoły przygotowane przez Zespół Komitetu Organizacyjnego w porozumieniu z Polish Chapter of SPIE zostały wydane przez SPIE, Bellingham, Washington, USA, *Acoustooptics and Appl. II, Proc. SPIE 2643*, 1-394 (1995). Następną Szkoła będzie zorganizowana w 1998 r.

Stanisław Zachara

Instytut Fizyki Doświadczalnej UG
Gdańsk

RECENZJE

Florian Ratajczyk: **Optyka ośrodków anizotropowych**
Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1994, s. 310

Książka Floriana Ratajczyka *Optyka ośrodków anizotropowych* opublikowana została przez Wydawnictwo Naukowe PWN w 1994 r. Jest to nowoczesny podręcznik o charakterze jednocześnie monograficznym zajmujący się optyką ośrodków anizotropowych. Czytając tę książkę – od jej pierwszych stron – widzi się, że Autor jest znawcą tej tematyki. Z kart książki przebija wieloletnie doświadczenie dydaktyczne nauczyciela akademickiego. Powstała ona na podstawie skryptu (pod tym samym tytułem) przeznaczonego dla studentów Wydziału Podstawowych Problemów Techniki Politechniki Wrocławskiej, specjalności Fizyka Stosowana oraz studium specjalizującego Optyka Stosowana.

Recenzowana pozycja jest przede wszystkim podręcznikiem, który pozwala poznać w sposób szczegółowy prawie wszystkie najważniejsze problemy optyki ośrodków anizotropowych. Chcąc napisać podręcznik, który zawiera możliwie szeroką gamę współczesnych metod optyki ośrodków anizotropowych należy dokonać wyboru jego treści i selekcji materiału, ponieważ objętość każdej książki jest z zasady ograniczona. Autor stanął przed trudnym zadaniem. Rozwiązał je bardzo dobrze.

Książka składa się z pięciu rozdziałów trafnie uobranych zarówno pod względem tematyki jak i zakresu materiału. Rozdział I zatytułowany „Płaska fala świetlna w ośrodku izotropowym” daje przegląd podstawowych metod używanych do opisu stanu polaryzacji światła. Między innymi omówiono metody: trygonometryczną, wektorów: Jonesa i Stokesa oraz kuli Poincarégo. Rozdział II zatytułowany „Płaska fala świetlna w ośrodku anizotropowym” zawiera omówienie fundamentalnych pojęć występujących w optyce ośrodków anizotropowych. Między innymi omówiono: dwójłomność liniową, kołową, pleochroizm, równania: normalnych Fresnela i promieni Fresnela, elipsoidy: normalnych i promieni. W rozdziale trzecim nazwanym „Ośrodki anizotropowe” krótko scharakteryzowano z punktu widzenia optyki kryształy stałe i ciekłe oraz omówiono zjawiska związane z dwójłomnością wymuszoną. W rozdziale czwartym opisane zostały transformacje stanu polaryzacji światła przez ośrodki anizotropowe. Pokazano w elegancki sposób, że opis stanu polaryzacji światła za pomocą wektorów Jonesa i Stokesa oraz kuli Poincarégo jest szczególnie przydatny do opisu zmian stanu polaryzacji światła przechodzącego kolejno przez różne elementy dwójłomne. Podano postacie macierzy Jonesa i Muellera dla wielu konkretnych przypadków. W rozdziale piątym – najobszerniejszym – zatytułowanym „Zastosowanie optyki ośrodków anizotropowych w metrologii” omówiono: syntezę i analizę stanu polaryzacji światła, ośrodki anizotropowe w ortoskopowej i konoskopowej wiązce światła. Szczególnie przejrzyste i zwięzłe przedstawiono: polaryskop liniowy i kołowy, kompensatory azymutalne i bezpośrednie oraz metodykę konoskopową.

Miłym walorem książki jest umieszczenie w niej ostatnich rodzimych osiągnięć jakimi z pewnością są prace Ścierańskiego, Urbańczyka i Ratajczyka.

Aby tytuł książki był w pełni adekwatny do jej treści, powinny się w niej znaleźć własności optyczne ciekłych kryształów. Autor świetnie zdaje sobie z tego sprawę o czym świadczy treść „Przedmowy”. Miejmy nadzieję, że Autora skusi piękno ciekłych kryształów i napisze drugą część optyki ośrodków anizotropowych poświęconą im właśnie. Czytając krótki par. 8.2 można sądzić, że zrobi to bardzo dobrze.

Książka jest wydana starannie, na dobrym papierze, ma czytelne i dobrze dobrane ilustracje.

Zauważyłem kilka drobnych błędów drukarskich. Na s. 6 napisano: dichronizm i trichronizm, jest rzeczą jasną, że chodzi o dichroizm i trichroizm. Numeracja rozdziałów w spisie treści nie zgadza się z numeracją w książce (s. 136). W bibliografii (poz. [10]) jest oczywiście mowa o J.F. Nye, autorze klasycznej już pozycji literaturowej *Własności fizyczne kryształów w ujęciu tensorowym i macierzowym* (PWN 1962).

W zakończeniu recenzji pragnę podkreślić, że wydana pozycja wzbogaci krajową literaturę z zakresu optyki ośrodków anizotropowych o świetny podręcznik. Dużą korzyść z tej książki odniosą studenci wydziałów fizyki na uniwersytetach i politechnikach oraz pracownicy naukowcy i inżynierowie stosujący w swej pracy metody polaryzacyjne.

Jerzy Kędzierski

Instytut Fizyki Technicznej WAT
Warszawa

K R O N I K A

PTF

Komisje

Zarząd Główny powołał na nową kadencję przewodniczących następujących Komisji: Nagród i Odznaczeń (H. Szymczak, Warszawa), Nagród Dydaktycznych (E. Śniadek, Poznań), ds. Nauczania Fizyki w Szkołach Wyższych (W. Nawrocki, Poznań), ds. Współpracy z Zagranicą (I. Sosnowska, Warszawa), Historii Fizyki (M. Suffczyński, Warszawa), Legislacyjnej (I. Śledzińska, Warszawa), Nazewnictwa Fizycznego (B. Jancewicz, Wrocław), Fizyki Środowiska (A. Kopystyńska, Warszawa).

Oddział Warszawski

W dniu 7 czerwca 1995 odbyło się walne zebranie sprawozdawczo-wyborcze członków Oddziału Warszawskiego PTF. Rozpoczęło się ono od uroczystości uczczenia minutą ciszy pamięci zmarłych ostatnio członków Oddziału – prof. B. Burasa i mgra A. Wajdwicza. W pierwszej części zebrania doc. dr hab. Antoni Adamczyk wygłosił bardzo ciekawy, ilustrowany filmem, wykład „O procesach samoorganizacji w ciekłych kryształach”.

Po wykładzie przewodniczący Zarządu Oddziału Warszawskiego prof. I. Strzałkowski przedstawił sprawozdanie z działalności Zarządu w mijającej kadencji. W okresie tym odbyło się 14 posiedzeń Zarządu Oddziału poświęconych omawianiu programu działania i jego realizacji oraz sprawom bieżącym. Głównym kierunkiem

działania było wspieranie popularyzacji fizyki w szkołach. Zorganizowano 14 ilustrowanych pokazami wykładów dla uczniów szkół podstawowych i średnich. Wykłady te cieszyły się dużym zainteresowaniem młodzieży. Ponadto zorganizowano 13 seminariów dla nauczycieli, których tematyka dotyczyła zarówno popularyzacji najnowszych osiągnięć fizyki jak i zagadnień metodycznych. Poza tym Zarząd Oddziału opiekował się działalnością Międzyszkolnego Koła Fizycznego. Oddział wspierał również działalność Ogólnopolskiego Seminarium Dydaktyki Fizyki, w ramach którego odbyło się 16 tematycznych posiedzeń, w których wzięli udział nauczyciele, doradcy metodyczni i naukowcy z wyższych uczelni i instytutów. W ramach opieki nad konkursem fizycznym dla uczniów szkół podstawowych Zarząd Oddziału ufundował nagrody dla laureatów konkursu i ich nauczycieli oraz wystosował podziękowania dla nauczycieli laureatów Wojewódzkiego Turnieju Fizycznego dla uczniów szkół średnich. W trakcie swojej kadencji Zarząd Oddziału wydał też i rozkolportował wśród członków i sympatyków PTF cztery numery *Biuletynu* z informacjami o działalności bieżącej Oddziału i istotnych wydarzeniach w środowisku fizyków.

Po przedstawieniu sprawozdania finansowego wywiązała się dyskusja na temat postępowania wobec członków zalegających ze składkami. W wyniku dyskusji postanowiono na razie nie skreślać ich automatycznie z listy członków PTF.

Po udzieleniu absolutorium ustępującemu Zarządowi odbyły się wybory no-

wego Zarządu, który na pierwszym zebraniu, w dniu 9 października 95 ukonstytuował się w następującym składzie: prof. dr hab. Bronisław Orłowski (przewodniczący), dr hab. Teresa Grycuk (wiceprzewodnicząca), dr Andrzej Nadolny (sekretarz), dr Marek Kowalski (skarbnik), dr Janusz Dmochowski, dr Ewa Jędryka, dr Ewa Kurek, prof. dr hab. Janusz Leciejewicz, mgr Aleksandra Miłosz, mgr Zuzanna Suwald – członkowie.

Obecnie Oddział Warszawski liczy 400 członków. Na uwagę zasługuje zwiększająca się liczba studentów będących członkami PTF – są to członkowie Studenckiego Koła Naukowego przy Instytucie Fizyki Teoretycznej UW.

Ewa Jędryka

Nowy profesor

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych, nadany przez Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej, otrzymał w dniu 22 sierpnia 1995 Stanisław Mieczysław Dubiel (AGH, Kraków).

Sprawy Nauki, nr 5 (1995)

Nagroda FNP w dziedzinie nauk ścisłych

Fundacja na rzecz Nauki Polskiej przyznała w roku 1995 nagrodę w dziedzinie nauk ścisłych Adamowi Sobiczewskiemu za „prace, w których zostało przewidziane istnienie nieoczekiwanie bardzo stabilnych jąder atomowych najcięższych pierwiastków, potwierdzone doświadczalnie w połowie 1993 r.”.

Poszukiwanie nowych „supercieżkich” pierwiastków ma znaczenie wielorakie: polityczne, emocjonalne, zastosowawcze, a w końcu, zapewne najważniejsze, naukowe. Element polityczny to długoletnia

rywalizacja amerykańsko-radziecka rozpoczęta w 1940 r. udaną syntezą jądra neptunu w Berkeley. Wyobrażenia polityków popierających drogie i skomplikowane badania motywowana była potencjalnymi zastosowaniami, jak sądzimy obecnie wątpliwej wartości moralnej. Jeszcze w latach sześćdziesiątych niektórzy sądzili, że jądra tych pierwiastków mogą rozszczepiać się z emisją dużej liczby neutronów, co umożliwiłoby konstrukcję miniaturowych bomb atomowych. Dzięki Bogu i Naturze ten aspekt badań jest prawie zapomniany, a rywalizacja ma miejsce na polu ambicji i prestiżu płynącego z możliwości przypisywania nazw nowo odkrytym pierwiastkom. Do dwóch głównych ośrodków badawczych: Berkeley (Laboratorium Lawrence’a) i Dubnej (Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych) dołączyło i stało się ośrodkiem wiodącym niemieckie Darmstadt (Laboratorium Ciężkich Jonów).

Istnienie i stabilność ciężkich jąder określone są przez przyciągające siły jądrowe krótkiego zasięgu i odpychające oddziaływanie elektrostatyczne protonów. Te pierwsze determinują wiążącą jądro energię objętościową E_v i dodatnią energię powierzchni E_s , to drugie stara się je rozsadzić poprzez dodatnią energię $E_c \propto Z^2/R$, gdzie Z jest liczbą atomową, a R promieniem jądra. Dla dużych jąder o $Z > 90$ i R około 5 fm energia kulombowska E_c zaczyna przeważać i jądra te samorzutnie dzielą się na mniejsze. Na ogół z procesem samorzutnego rozszczepienia konkurują procesy rozpadu alfa i beta (w syntetyzowanych dotychczas ciężkich jądrach rozpad beta ma mniejsze znaczenie dla ich czasu życia).

Proces podziału opisuje się jako zmianę kształtu. Parametry opisujące deformację jądrową stają się kolektywnymi stopniami swobody tego procesu. W dalszej kolejności podlegają one procedurze kwanty-

zacji. W teorii zagadnienie badania stabilności ciężkich jąder ze względu na spontaniczne rozszczepienie sprowadza się do znalezienia hamiltonianu będącego funkcją parametrów deformacji (uogólnionych współrzędnych) oraz ich pochodnych czasowych (uogólnionych pędów), a następnie obliczenia czasu życia przez rozwiązanie problemu tunelowania poprzez barierę potencjału z zależnym od położenia tensorem masy dla odpowiedniego wielowymiarowego równania Schrödingera. Wyznaczenie z zadowalającą dokładnością czasów życia ze względu na rozpad alfa jest wyraźnie prostsze i wymaga „tylko” dobrej znajomości energii wiązania jąder.

Hamiltonian jądrowy w zmiennych kolektywnych wyznacza się wykorzystując tzw. makroskopowo-mikroskopową metodę obliczania energii jądrowej oraz metodę ruchu wymuszonego (metody bardziej zaawansowane teoretycznie są dotychczas niepraktyczne z powodu trudności numerycznych). Mówiąc dokładniej, większą część energii wiązania, w tym także zależnej od deformacji, zawartą w sumie $E_v + E_s + E_c$, wyznacza się ze wzoru dopasowanego do danych empirycznych. Niezbędną poprawkę, uwzględniającą kwantowy charakter ruchu nukleonów, wyznacza się z modelu średniego pola (tzw. poprawka powłokowa). W tym ostatnim podstawowymi elementami są: zdeformowany potencjał średniego pola określający jednocząstkowe orbity nukleonów, oraz schematyczne oddziaływanie *seniority* wprowadzające korelacje dwunukleonowe typu nadprzewodnikowego. Metoda ruchu wymuszonego służy do wyznaczenia tensora masowego.

Jak widać, obliczanie czasów życia jąder najcięższych odbywa się na gruncie teorii półfenomenologicznej, której parametry muszą być dopasowane do danych z obszaru jąder stabilnych. Jakość dopasowa-

nia jest istotna, gdyż badania jąder superciężkich wymagają ekstrapolacji parametrów modelu jądra do nowych nie zbadanych obszarów dużych Z i dużych A . Sukces Adama Sobiczewskiego i jego współpracowników: K. Böninga, S. Œwioka, Z. Pastyka, J. Skalskiego i R. Smolańczuka to ekstrapolacja dająca niezłe oszacowania czasów życia jąder najcięższych pomimo ich dużej czułości na parametry. W szczególności pokazano, że niesłuszny jest pogląd, że jądra względnie stabilne kończą się około $Z = 104$, dalej mamy przerwę, a później pojawia się „wyspa stabilności” przy $Z = 114$. Okazuje się, że istnieją dość stabilne jądra zdeformowane wokół $Z = 108$, $N = 162$, które zasługiwałyby na nazwę podwójnie magicznych, podczas gdy spodziewane poprzednio jądra superciężkie miały występować w sąsiedztwie podwójnie magicznego, sferycznego izotopu $Z = 114$, $N = 184$.

Badania doświadczalne potwierdziły te obliczenia; w laboratoriach Lawrence’a w Livermore, ZIBJ w Dubnej i Ciężkich Jonów w Darmstademie, współpracujących z grupą Adama Sobiczewskiego, znaleziono izotopy jąder o $Z = 106, 108, 110$ i 111 . Uzyskano je zderzając ciężkie jony. Eksperyment jest trudny, przekroje czynne rzędu pikobarna, a problemem przeogromnym jest wyłowienie sygnału z tła silniejszego o 18 rzędów. Ostateczna identyfikacja kilku/kilkunastu uzyskanych w ten sposób jąder to badanie złożonej sekwencji rozpadów alfa (*Postępy Fizyki* 46, 431 (1995)). Rachunek teoretyczny jest wielką pomocą dla właściwej oceny szans eksperymentu, wskazuje, gdzie szukać izotopów o dostatecznie długim – rzędu sekund – czasie życia. Dalsze przewidywania to istnienie szeregu kwazistabilnych izotopów w okolicy $N = 162$, a w szczególności jąder o $Z = 112$. Są one w trakcie weryfikacji.

Adam Sobiczewski urodził się w Skierniewicach w 1931 r. Ukończył w Siedlcach Gimnazjum Bolesława Prusa i Liceum Stanisława Żółkiewskiego, a następnie Uniwersytet Warszawski (specjalizując się w matematyce) i Politechnikę Warszawską (specjalizując się w technice fal ultrakrótkich). Doktorat na UW (1964), dalej habilitacja (1969), profesura (1976), profesura zwyczajna (1989). W Zakładzie Teorii Jądra Atomowego IBJ (obecnie Instytutu Problemów Jądrowych im. Andrzeja Sołtana) pracuje od 1962 r. w Pracowni Struktury Jądra, którą z czasem obejmuje i rozwija. Prowadzi także działalność edycyjną (*Postępy Fizyki* i inne), uczestniczy w radach naukowych.

PozwólmY jeszcze dodać, że jest Pan Adam trudnym wzorem postępowania i surowości obyczaju, wiele wymagającym od siebie, wytrwałym, perfekcyjnie zorganizowanym, świadomie odległym od ludzkich konfliktów. Jest skromny, wyników swoich nie reklamuje. Gdy PAP zainteresował się co robi „ten Sobiczewski”, że chwala go w *New York Timesie*, fizyk z Zakładu odbierający telefon musiał stwierdzić, że nie wie, a pochwały są dla Zakładu codziennością. Mylił się, Adam Sobiczewski nie jest bynajmniej zjawiskiem codziennym, nawet w naszym Zakładzie.

Sławomir Wycech

Nagroda FNP w dziedzinie nauk technicznych

Nagrodę Fundacji na rzecz Nauki Polskiej w dziedzinie nauk technicznych w 1995 r. otrzymał prof. dr hab. Maksymilian Pluta za trzytomowe dzieło *Advanced Light Microscopy* wydane wspólnie przez Wydawnictwo Naukowe PWN i firmę Elsevier z Holandii.

Poczawszy od 1993 r. zgodnie z założeniem fundatorów FNP przyznaje corocznie

uczonym polskim indywidualne nagrody za osiągnięcia naukowe, które zapewniają Polsce miejsce w nauce światowej i wnoszą zauważalny wkład w życie duchowe i postęp cywilizacyjny naszego kraju. Choć miano „Polskich Nobli” nadane nagrodom przez dziennikarzy może wydać się nieco pretensjonalne, lecz trudno tu przecenić trafność i użyteczność zaproponowanej nazwy. Pojawiła się w kraju organizacja niezależna od agend rządowych działająca zgodnie z zasadą *non profit* i przyznająca corocznie pojedyncze nagrody za najwybitniejsze osiągnięcia naukowe w kilku dziedzinach obejmujących właściwie całe spektrum nauki. Dzięki użytej przenośni prestiż nagród niepomierne wzrasta zwłaszcza wśród osób spoza kręgu naukowego.

Charakterystyczna postać prof. Pluty jest doskonale znana fizykom uprawiającym optykę stosowaną, i to od wielu lat. Niezmordowany organizator wielu konferencji międzynarodowych i krajowych, inicjator oryginalnych przedsięwzięć wydawniczych, sam, poza nagrodzonym trzytomowym dziełem, napisał trzy monografie książkowe, ok. 70 oryginalnych artykułów naukowych opublikowanych w czasopiśmie zagranicznych i 50 w czasopiśmie krajowych, jest właścicielem ponad 20 patentów. Niezastąpiony animator działalności stowarzyszeniowej w kraju, od 6 lat jest prezesem Sekcji Polskiej SPIE (The International Society for Optical Engineering), jest niemal samodzielny redaktorem i autorem tekstów w znanym kwartalniku *SPIE Polish Chapter Bulletin* docierającym do zagranicznych ośrodków naukowych, informującym w nieco relaksowej formie o optycznym życiu w kraju. Jest honorowym członkiem (*fellow*) trzech zagranicznych towarzystw naukowych.

Z uwagi na formę notatki nie jest moim celem wyliczanie osiągnięć nauko-

wych, technicznych i organizacyjnych prof. Pluty, można je znaleźć w *Przeglądzie Technicznym* nr 50/95 lub w informatorze o laureatach nagród FNP za rok 1995. Pragnąłbym tylko przekonać osoby znające mniej lub nie znające Laureata, że jest on osobą zupełnie wyjątkową na firmamencie optyki nie tylko krajowej.

Całe dotychczasowe swoje życie zawodowe, a trudno nie dostrzec, że i prywatne, prof. Pluta poświęcił optyce. Największe osiągnięcia ma w dziedzinie mikroskopii optycznej. Był i jest pasjonatem jej zastosowań w różnych dziedzinach. Z autopsji znam jego pierwsze próby toczenia pierścieni z sadzy, przeznaczonych dla obiektów anoptralnego kontrastu fazowego, jakże w mojej ocenie prymitywne, ale i jakże skuteczne. Wykorzystanie światła spolaryzowanego do zmiennego kontrastu fazowego i stereoskopowy mikroskop z kontrastem fazowym są jego pomysłami. Wzbogacił ideę Nomarskiego w metodzie kontrastu interferencyjnego wprowadzając zmienne dwojenie czoł fali, co umożliwiło nadzwyczaj dokładne pomiary różnicy faz w mikroskopowych preparatach. Wreszcie metoda VAWI (Variable-wavelength microinterferometry – mikrointerferometria o zmiennej długości fali) opublikowana w 10 artykułach w *Optica Applicata* pozwoliła uzyskać wręcz niewiarygodne dokładności przy wyznaczaniu różnicy faz, co więcej, umożliwiła weryfikację katalogowych danych dyspersji niektórych materiałów optycznych.

Przeglądając trzatomowe dzieło Laureata, poza pierwszym tomem zawierającym podstawową wiedzę o mikroskopii świetlnej, napotyka się wciąż na dokonania Autora, o których wyżej wspominałem. Jest to dzieło, które mogło powstać dzięki praktyce, olbrzymiej wiedzy i erudycji. Jak ono jest ważne, niech świadczy

jedno zdanie wyjęte z recenzji Johna Gustava Delly z McCrone Research Institute (USA) zamieszczonej w *The Microscope* (1995): „Tomy te należą do najważniejszych książek na temat mikroskopii świetlnej w wielu ostatnich dekadach i polecam je jako niezbędne dla wszystkich użytkowników mikroskopu.”

Profesor Pluta jest moim przyjacielem. Miałem to szczęście być recenzentem jego pracy doktorskiej i habilitacyjnej wykonanych w dojrzałym już wieku, gdyż przez wiele lat nie chciał tracić czasu na niezbędne procedury kwalifikacyjne. Wspominam o tym dlatego, że po raz pierwszy recenzowałem pracę habilitacyjną, w której habilitant powoływał się wyłącznie na własne publikacje. Była to kompletna nowość w skali światowej, dotyczy to zarówno tematyki i, jak sądzę, praktyki recenzenta.

Profesor Pluta odznacza się nadzwyczaj pogodnym charakterem. Znana jest jego życzliwość w stosunku do współpracowników, a można powiedzieć ogólniej, do otaczającego go świata. Niezwykle trudno przechodzą mu przez usta słowa krytyki pod adresem kogokolwiek, a krytycznych uwag w wielu przez niego pisanych recenzjach nie spotkałem nigdy. Jest zadziorny w obronie interesów Polskiej Sekcji SPIE, także w stosunku do Amerykanów. Przy kierowaniu organizacjami nieco apodyktyczny. Poświęca rozrzutnie swój czas, i dzięki niemu Polska Sekcja SPIE jest najaktywniejszą spośród europejskich sekcji tego towarzystwa. Fascynuje się tak własną pracą, że potrafi dokumentnie znudzić słuchaczy podczas licznych wystąpień. Rzeczywisty *workoholic* z własnym wzmocniaczem. Polak, człowiek i wielki optyk. Trudno sobie wyobrazić polską i światową optykę bez profesora Pluty.

Romuald Józwicki

Nagroda Nobla z fizyki 1995

Szwedzka Królewska Akademia Nauk przyznała Nagrodę Nobla z fizyki w 1995 r. za pionierski wkład doświadczalny w fizykę leptonów: Martinowi L. Perlowi z Uniwersytetu Stanforda (USA) za odkrycie leptonu τ i Frederickowi Reinesowi z Uniwersytetu Kalifornijskiego w Irvine (USA) za doświadczalne wykrycie neutrina.

Frederick Reines w latach pięćdziesiątych, wraz z nieżyjącym już Clydem L. Cowanem Jr., jako pierwszy udowodnił doświadczalnie istnienie neutrina elektronowego.

Martin Perl i współpracownicy odkryli w latach siedemdziesiątych w cyklu eksperymentów w ośrodku akceleratorowym

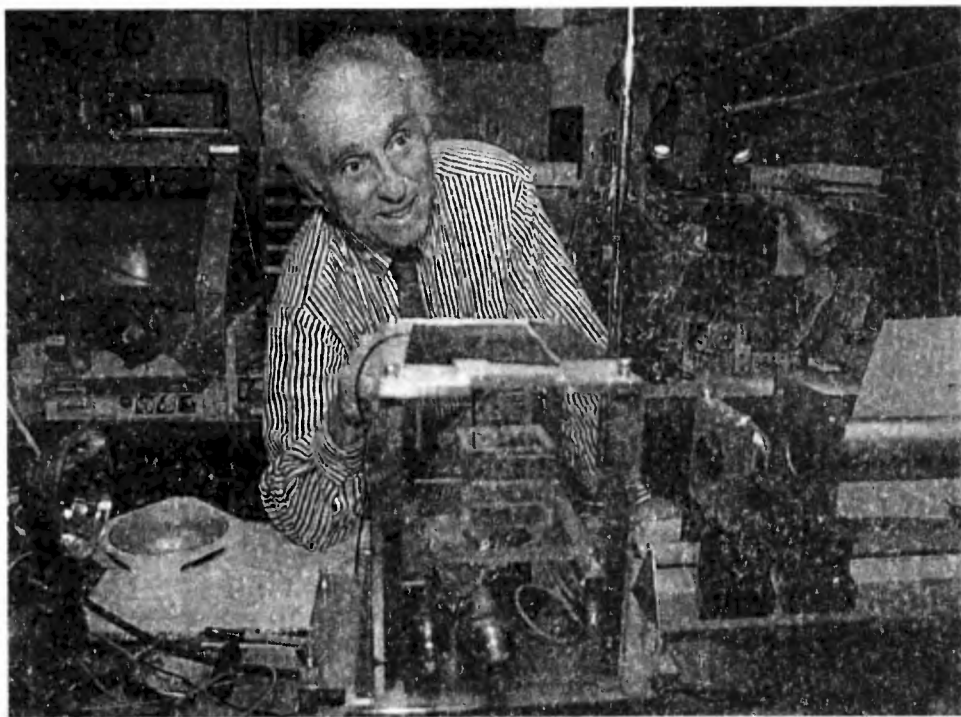
SLAC, że elektron, poza znanym już mionem, ma jeszcze innego ciężkiego „krewnego”, nazwanego τ .

Frederick Reines urodził się w 1918 r. w Białymstoku; w 1944 r. uzyskał doktorat na Uniwersytecie stanu Nowy Jork. Nagrodzoną obecnie pracę wykonał będąc zatrudniony w Los Alamos Scientific Laboratory.

Neutrino było pierwotnie hipotetyczną cząstką, której istnienie zaproponował w 1930 r. Wolfgang Pauli, by rozwiązać problem zachowania energii (i momentu pędu) w rozpadzie beta. Rozpadające się jądra miały wysyłać nie tylko rejestrowany w pomiarach elektron, ale także inną cząstkę, obojętną elektrycznie i słabo oddziałującą z otoczeniem; ona to unosiłaby



Clyde Cowan (w kapeluszu) i Frederick Reines w 1953 r. po udanym zakończeniu eksperymentu przy reaktorze w Savannah River



Martin Perl w swoim laboratorium w SLAC-u ucieszony wiadomością o przyznaniu mu Nagrody Nobla

ze sobą brakującą część energii i znikła bez śladu. Wielu ówczesnych fizyków uważało, że neutrino nie da się wykryć doświadczalnie ze względu na brak ładunku i bardzo słabe oddziaływanie z materią. Reines i Cowan byli jednak zdania, że silny strumień neutrin z reaktora jądrowego powinien umożliwić ich wykrycie. Trudność polegała raczej na oddzieleniu sygnału neutrinowego od ogromnego tła z reaktora i z promieniowania kosmicznego. Decydujące doświadczenie wykonano przy reaktorze w Savannah River (Płd. Karolina). Podstawową reakcją umożliwiającą rejestrację neutrina był odwrotny rozpad beta, w którym antyneutrino z reaktora rozpra-

szało się na protonie z detektora, produkując niskoenergetyczny neutron i pozyton: $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. Jako detektora Reines i Cowan użyli 4000 l wodnego roztworu chlorku kadmu, umieszczonego w dwóch zbiornikach stanowiących „nadzienie kanapki” złożonej z trzech zbiorników ze scyntylatorem. Pozyton szybko zatrzymuje się w wodzie, anihiluje z elektronem z atomu produkując dwa kwanty γ rejestrowane przez scyntylator. Neutron traci prędkość trochę wolniej, następuje jego wychwyt przez jądro kadmu z emisją innego kwantu γ . Te dwa sygnały z emisji kwantów γ , zarejestrowane w odstępie czasowym rzędu mikrosekund, zaobserwowano na oscylo-

skopie. Był to sygnał wystarczająco jednoznaczny, by umożliwić oddzielenie tła i upewnić się, że nastąpiła rejestracja antyneutrina. Ten epokowy eksperyment był prekursorem wielu innych doświadczeń neutrinowych, dających nam podstawową wiedzę o słabych oddziaływaniach.

Reines był projektodawcą i inicjatorem wielu innych eksperymentów nieakceleratorowych, np. poszukiwania rozpadu protonu. W tym właśnie doświadczeniu zarejestrowano wprawdzie nie rozpad protonu, ale neutrino pochodzące z wybuchu supernowej SN 1987 w Wielkim Obłoku Magellana. Od ok. 10 lat z prof. Reinesem na Uniwersytecie w Irvine współpracuje dr hab. Danuta Kiełczewska z IFD UW.

Martin Perl urodził się w 1927 r. w Nowym Jorku; w 1955 r. uzyskał doktorat na Uniwersytecie Columbia pod opieką Isidora Rabięgo. W 1963 r. rozpoczął pracę w Uniwersytecie Stanforda. W latach sześćdziesiątych prowadził badania doświadczalne nad rozpraszaniem pion-nukleon, następnie rozpoczął przy zderzaczu e^+e^- SPEAR w laboratorium akceleratorowym SLAC doświadczenia mające na celu poszukiwanie nowych cząstek. W zderzeniach e^+e^- przy energii 5 GeV Perl i współpracownicy zaobserwowali 24 przypadki reakcji $e^-e^+ \rightarrow e^- + \mu^+ +$ niewidoczne cząstki lub $e^-e^+ \rightarrow e^+ + \mu^- +$ niewidoczne cząstki.

W detektorze obserwowano tylko pary elektron (pozyton) i antymion (mion). Z prawa zachowania energii wynikało jednak, że powstały także co najmniej dwie nie rejestrowane cząstki. Najprostszą interpretacją polegała na przyjęciu, że pierwotna para e^-e^+ anihilowała produkując parę nowych leptonów, $\tau\bar{\tau}$. Następnym etapem był rozpad krótkożyciowych τ : $\tau^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau$ ($\ell = e, \mu$) i analogicznie dla τ^+ .

Hipotezę Perla sprawdzano przez następne kilka lat. Okazało się, że rze-

czywiście została odkryta nowa cząstka, ciężki lepton τ o masie $1777.1 \text{ MeV}/c^2$ (dla porównania masa elektronu wynosi $0.511 \text{ MeV}/c^2$, a mionu $105.6 \text{ MeV}/c^2$).

Doświadczalne zarejestrowanie neutrina nie było jedynie triumfem techniki eksperymentalnej, a odkrycie τ pojawieniem się kolejnej cząstki, jakich znamy wiele. Obecnie wiemy już, że podstawowymi składnikami materii są kwarki i leptoni: 6 kwarków i 6 leptonów, oraz ich antycząstki. Do tego dochodzą jeszcze nośniki oddziaływań: foton, gluony i bozony W^\pm i Z . Kwarki i leptoni grupują się w trzy rodziny, każda złożona z dwóch kwarków i dwóch leptonów: $[u, d; e, \nu_e]$, $[c, s; \mu, \nu_\mu]$ i $[t, b; \tau, \nu_\tau]$. Rodziny te pod wieloma względami są do siebie podobne. Praktycznie cały obserwowany Wszechświat zbudowany jest z członków pierwszej rodziny. Odkrycie przez Perla leptonu τ było sygnałem, że istnieje także trzecia rodzina elementarnych składników materii. W modelu standardowym oddziaływań fundamentalnych dzięki istnieniu tej rodziny dopuszczane jest niezachowanie parzystości kombinowanej CP, pozwalające na nowe kanały rozpadów pewnych cząstek. Dzięki ostatnim wynikom doświadczalnym z akceleratora LEP wierzymy, że są tylko trzy lekkie neutrina, a więc i trzy rodziny kwarków; gdyby jednak odkryto coś więcej, obecny opis teoretyczny oddziaływań fundamentalnych musiałby ulec zmianie.

M. S.

Nagroda Nobla z chemii za badania atmosfery

Nagrodę Nobla z chemii za rok 1995 otrzymali Paul Crutzen (Instytut Chemii Maxa Plancka, Moguncja, Niemcy), Mario Molina (MIT, USA) i F. Sherwood Row-

land (Uniwersytet Kalifornijski w Irvine, USA) za prace w dziedzinie chemii atmosfery.

Badania tych uczonych odegrały istotną rolę w określeniu przyczyn i mechanizmu zmniejszania się warstwy ozonowej w stratosferze.

Ozon jest śladowym składnikiem atmosfery tworzącym się skutkiem fotolizy cząsteczkowego tlenu pod wpływem składowej nadfioletowej światła słonecznego. Największa koncentracja ozonu jest w stratosferze na wysokości 15 – 40 km. Ta warstwa ozonowa absorbuje większość składowej nadfioletowej promieniowania słonecznego.

Crutzen pokazał w 1970 r., że zachodzące w stratosferze procesy zużywania i regeneracji ozonu są związane z krążeniem śladowych ilości gazów wytwarzanych na powierzchni Ziemi. Tlenki azotu (NO i N_2O) katalizują destrukcję ozonu.

Rowland i Molina postawili w 1974 r. tezę, że chlorofluorowęglik, stosowane jako rozpylacze aerozoli i chłodziwo lodówek rozkładają się w atmosferze produkując wolne rodniki, które również mogą katalizować rozkład ozonu. Wyniki tych badań spowodowały wydanie w USA zakazu stosowania chlorofluorowęglików w aerozolach, ostatnio również Unia Europejska postanowiła wprowadzić ostrzejszą kontrolę rozprzestrzeniania substancji mogących wpływać na zmniejszanie warstwy ozonowej.

Nature 377, nr 6550 (1995)

B. W.

Pokojowa Nagroda Nobla dla Rotblata

Norweski Storting przyznał Pokojową Nagrodę Nobla za 1995 r. Konferencji Pugwash i osobiście jej prezesowi Józefowi Rotblatowi.



Józef Rotblat

Józef Rotblat urodził się w 1908 r. w Warszawie, fizykę studiował na Uniwersytecie Warszawskim i pracował naukowo w Pracowni Radiologicznej Towarzystwa Naukowego Warszawskiego, kierowanej przez prof. Ludwika Wertensteina. Tam w drugiej połowie lat trzydziestych Rotblat badał spowalnianie neutronów w ciężkiej wodzie, reakcje neutronowe prowadzące do powstawania ^{60}Co i emisję neutronów wtórnych podczas rozszczepienia uranu. W 1938 r. uzyskał stopień doktora na podstawie pracy „Badanie neutronowych procesów dezintegracyjnych przy pomocy komory jonizacyjnej i elektrometru Hoffmanna”. Jednocześnie był adiunktem Wolnej Wszechnicy Polskiej. W lecie 1939 r. wyjechał na stypendium do Anglii, do Uniwersytetu w Liverpoolu. W czasie wojny brał udział w pracach nad budową bomby jądrowej w Los Alamos. Gdy doszedł do wniosku, że Niemcy nie są w stanie doprowadzić do zbudowania bomby atomowej, porzucił ten kierunek badań, wrócił do

Anglii i zajął się zastosowaniami fizyki jądrowej w medycynie i biologii. Został profesorem Uniwersytetu Londyńskiego (St. Bartolomew's Hospital Medical College).

Z inicjatywy filozofa i matematyka Bertranda Russella odbyła się w lipcu 1957 w miejscowości Pugwash w Nowej Szkocji (Kanada) konferencja uczonych pragnących powstrzymać rozwój zbrojeń jądrowych i narastające konflikty między wielkimi mocarstwami. Wzięły w niej udział 22 osoby, w tym 15 fizyków, a wśród nich m.in.: Leo Szilard, Cecil Powell, Hideki Yukawa, Victor Weisskopf, Józef Rotblat, Aleksander Kuzin, Aleksander Topczijew i Dmitri Skobieliwn.

Apel Russella, tzw. *magna carta* Konferencji Pugwash, zawierał takie sformułowania: „W tragicznej sytuacji, w jakiej jest teraz ludzkość, sądzimy, że uczeni powinni zebrać się na konferencję, ocenić niebezpieczeństwa, które powstały jako wynik rozwoju broni masowej zagłady... Przed nami, jeśli wybierzemy taką drogę, leży postęp w szczęśliwości, wiedzy i mądrości. Czyżbyśmy mieli zamiast tego wybierać śmierć, gdyż nie umiemy porzucić naszych sporów? Jako istoty ludzkie apelujemy do innych istot ludzkich: pamiętajcie, że jesteście ludźmi, zapomnijcie wszystko inne. Jeśli potraficie to zrobić, przed wami otwarta droga do raju, a jeśli nie potraficie, to przed wami niebezpieczeństwo powszechnej śmierci.”

Apel pierwszej konferencji Pugwash o zmniejszenie napięć Wschód-Zachód i o zakończenie wyścigu zbrojeń przez przerwanie prób broni jądrowych był przyjęty z dużą podejrzliwością. Z czasem jednak, gdy do ruchu Pugwash włączyli się niektórzy politycy, doradcy naukowcy rządów i inne wpływowe osoby, działania Pugwash zaczęły odnosić skutek – zaczęły przygotowywać grunt do układów mających na celu ograniczenie i kontrolę zbrojeń, zakaz prób

jądrowych w atmosferze (1963), nierozprzeżenie broni jądrowej (1968), konwencji w sprawie broni biologicznej (1972). Od 1980 r. odbywające się co pół roku spotkania Pugwash w Genewie stały się nieoficjalnym forum spotkań zespołów technicznych i politycznych amerykańskich i radzieckich, co doprowadziło w 1987 r. do kolejnego porozumienia dotyczącego broni jądrowej.

Rotblat był jednym z członków założycieli Konferencji Pugwash i przez wiele lat jej *spiritus movens*. Od 1989 r. jest jej prezesem.

B. W.

Dirac upamiętniony w Opactwie Westminsterskim

W Opactwie Westminsterskim, miejscu koronacji królów angielskich, znajdują się także groby lub tablice upamiętniające nie tylko osoby z rodzin królewskich lecz również wielkich Brytyjczyków. Jest tam grób Izaaka Newtona, a przy nim tablice ku czci Faradaya, George'a Greena, Maxwella, lorda Kelvina, J.J. Thomsona i Rutherforda.

Z inicjatywy fizyków z Cambridge i z Oxfordu oraz brytyjskiego Instytutu Fizyki obok tych tablic została 13 listopada 1995 umieszczona płyta ku czci Diraca, zawierająca poza nazwiskiem i datami urodzin i śmierci (1902 – 1984) Diraca jego słynne równanie $i\gamma\partial\psi = m\psi$, które opublikował w 1928 r. Jest to zasadnicze równanie relatywistycznej mechaniki kwantowej cząstek obdarzonych spinem. W 1930 r. uzupełnił to równanie interpretacją odpowiadającą stanom o ujemnych wartościach energii kinetycznej. Luki w obsadzeniu tych stanów to właśnie „dziury” Diraca, antycząstki. Przewidziany przez Diraca antyelektron, czyli pozyton, został odkryty doświadczalnie w 1932 r.

W 1933 r. Dirac otrzymał, wspólnie ze Schrödingerem, Nagrodę Nobla z fizyki za „odkrycie nowych i owocnych form teorii atomowej”.

Phys. World 8, nr 12 (1995)

B. W.

Prezydent przeprasza

Zdarza się, że rządy starają się ukrywać przed ogółem obywateli niektóre swoje działania, czy to ze względu na bezpieczeństwo kraju, czy na możliwość wykorzystania wyników badań przez obce przemysły. Czasem chodzi o to, aby ważne informacje nie dotarły do potencjalnych wrogów państwa, czasem zaś o to, aby nie wprawić w zażenowanie osób działających na zlecenie rządu.

W Stanach Zjednoczonych administracja Clintona wprawdzie twierdzi, że jej zasadą jest działanie otwarte, jednak jak dotychczas utajniła więcej dokumentów, niż dopuściła do wiadomości publicznej. Wśród odtajnionych znalazł się raport Komisji Doradczej w sprawie eksperymentów radiacyjnych przeprowadzanych na ludziach. Jest to ponure sprawozdanie o nadużyciach i braku ludzkiej wrażliwości lekarzy, fizyków i innych naukowców. Dotyczy trwających trzy dekady, od 1944 r., wykonywanych na zlecenie rządu badań skutków promieniowania, przeprowadzanych na nie zdających sobie z tego sprawy pacjentach.

W 1944 r. przed pierwszą próbą wybuchu bomby atomowej kierownictwo Manhattan Project zleciło kilku uniwersytetom zbieranie danych dotyczących pacjentów, którym bez ich wiedzy i zgody zastrzyknięto pluton, polon lub uran. Domniemanym celem było ustalenie dopuszczalnych dawek promieniowania, na jakie są narażeni pracownicy laboratoriów jądrowych. Na przełomie lat czterdziestych i pięćdziesiątych lekarze i fizycy badali skutki pro-

mieniowania umyślnie rozproszonego nad pewną okolicą. W innym „doświadczeniu” substancje promieniotwórcze zostały rozpylone nad polami uprawnymi, jakoby celem kalibracji przyrządów pomiarowych. W latach pięćdziesiątych w szkole dla upośledzonych umysłowo dzieci podawano na śniadanie owsiankę, do której dosypywano pluton.

Jest zadziwiające, że stosunkowo niewielu ludzi doznało szkody, względnie zmarło skutkiem tych prób.

Po zapoznaniu się z dokumentami dotyczącymi nieomal 4000 eksperymentów prowadzonych w ciągu 30 lat na zlecenie Manhattan Project, Komisji Energii Atomowej lub innych agend rządowych, Komisja Doradcza doszła do wniosku, że działania te wywołały zanik zaufania do władz. Komisja wskazała jednak bardzo niewielu rzeczywistych winowajców. „W dążeniu do zachowania pokoju i do postępu medycyny, dwóch niewątpliwie godnych pochwały celów, prawa i dobro poszczególnych obywateli i całych grup były czasem ignorowane. Urzędnicy państwowi i lekarze, którzy cieszyli się zaufaniem publiczności, tego zaufania nadużyli... Badany przez nas okres cechuje arogancja władz i lekarzy.”

Na spotkaniu z członkami Komisji Doradczej i kilkoma osobami spośród nieświadomych ofiar eksperymentów prezydent Clinton powiedział: „Gdy rząd czyni jakieś wykroczenie, ma moralny obowiązek przyznać się do tego. Przepraszam tych, którzy przeżyli, i ich rodziny i wszystkich Amerykanów. Muszą mieć przeświadczenie, że rząd mówi prawdę i postępuje właściwie.” Clinton zlecił także powołanie organu, który zajmie się pomocą dla ofiar tych eksperymentów.

Ofiary eksperymentów, reprezentowane przez organizację pod nazwą Task Force on Radiation and Human Rights, uważają, że raport Komisji jest „absolutnie nie-

współmierny” i planują formalnie odrzucić przeprosiny Prezydenta.

Phys. Today 48, nr 11 (1995)

B. W.

Fizyk mistrzem trójškoku

Jonathan Edwards, doktorant fizyki Uniwersytetu w Durham (Wielka Brytania) ustanowił w sierpniu 1995 na lekkoatletycznych mistrzostwach świata w Göteborgu rekord świata w trójškoku wynikiem 18.29 m.

Jak oblicza *Physics World*, odległość ta jest równa 3.45×10^{11} promieni Bohra.

Phys. World 8, nr 9 (1995)

Subrahmanyan Chandrasekhar (1910 – 1995)

Dnia 21 sierpnia 1995 zmarł w Chicago Subrahmanyan Chandrasekhar, najwybitniejszy współczesny astrofizyk.

Chandrasekhar urodził się 19 października 1910 w Lahore w Indiach. Ojciec jego był wyższym urzędnikiem państwowym, wujem zaś – C.V. Raman, laureat Nagrody Nobla z fizyki 1930. Jako piętnastoletni chłopiec rozpoczął studia w Presidency College w Madrasie, które ukończył w 1930 r. Jego zainteresowania wykraczały daleko poza program studiów, w szczególności wiele uwagi poświęcił pracy Ralpa H. Fowlera na temat białych karłów. W tym czasie napisał swoją pierwszą pracę naukową „Compton scattering and the new statistics”, która została opublikowana w *Proceedings of the Royal Society* w 1928 r. Po ukończeniu studiów w Madrasie uzyskał stypendium na dalsze studia u Fowlera w Cambridge. Dobrze znana jest historia, jak to podczas trwającej prawie trzy tygodnie podróży statkiem z Bombaju do Anglii rozwinął pracę Fowlera, wprowadzając do niej warunki wynikające ze

szczególnej teorii względności i stwierdził, że białe karły mogą istnieć tylko do pewnej granicznej masy wynoszącej ok. 1.44 mas Słońca. Ta masa graniczna nazywana jest dzisiaj granicą Chandrasekhara. Gwiazdy o masie większej muszą zapaść się poniżej stadium białego karła. Takie ujęcie było sprzeczne z ogólnie wówczas panującymi poglądami – pracy nie chciano w Anglii opublikować, a wielki astronom Sir Arthur Eddington publicznie wyśmiał ideę Chandrasekhara, że gwiazdy mogą zapadać się do obiektów, które dziś nazywamy czarnymi dziurami oraz sposób rozumowania Chandrasekhara łączący szczególną teorię względności ze statystyką kwantową.

Od 1936 r. Chandrasekhar pracował w Uniwersytecie w Chicago. Miał zwyczaj po zakończeniu danego cyklu badań przedstawiać całość w postaci monografii. I tak wyniki swoich badań teoretycznych wnętrza gwiazd z uwzględnieniem roli materii zdegenerowanej zawarł w książce *An introduction to the study of stellar structure* (1939), problemy stochastyczne dynamiki gwiazd w *Principles of stellar dynamics* (1943) oraz w artykule w *Reviews of Modern Physics* (15, 1 (1943)). W artykule tym obszernie omawia prace Smoluchowskiego nt. błędzenia przypadkowego, teorii ruchów Browna i fluktuacji gęstości. Napisał tam m.in.: „Teoria fluktuacji gęstości, jaką rozwinął Smoluchowski, stanowi jedno z najznakomitszych osiągnięć fizyki cząsteczkowej... Budzi rozczarowanie fakt, że w prowadzonych ostatnio dyskusjach na temat praw termodynamiki nie uwzględnia się we właściwy sposób badań Boltzmanna i Smoluchowskiego. Szczególnie należy ubolewać nad brakiem odsyłaczy do Smoluchowskiego, gdyż nikt nie przyczynił się do wyjaśnienia występujących tu zagadnień bardziej niż on.” W monografii *Radiative transfer* (1950) omówił problemy dyfuzyjnego przechodzenia promieniowa-

nia przez atmosferę gwiazd, a w książkach *Plasma physics* (1960) i *Hydrodynamics and hydromagnetic stability* (1961) przedstawił zagadnienia fizyki plazmy i hydrodynamiki. Później zajmował się problemem kształtu równowagi i stabilności obracających się ciał i wyniki tych prac zawarł w książce *Ellipsoidal figures of equilibrium* (1968). Dynamiczne własności obracających się czarnych dziur przedstawił w monografii *The mathematical theory of black holes* (1983). W ostatnich latach zajmował się formalizmem ogólnej teorii względności w problemie niestabilności radialnych pulsacji gwiazd.

Przejawem jego zainteresowań historycznych jest książka przedstawiająca *Principia* Newtona w języku nowoczesnej matematyki: *Newton's Principia for the common reader* (1995).

Przez prawie dwadzieścia lat był redaktorem *Astrophysical Journal*. Doprowadził to czasopismo do wiodącej światowej roli w tej dziedzinie nauki. Był bardzo wymagającym redaktorem, co nieraz wywoływało pewne konflikty z autorami. Aby zapewnić sobie choć trochę czasu na badania własne ściśle przestrzegał godzin

pracy redakcyjnej i gdy ktoś telefonował do niego w sprawach czasopisma poza wyznaczonymi godzinami, odpowiadał: „Redakcja *Astrophysical Journal* jest zamknięta.”

Wypromował ponad 50 doktorów. Był bardzo sumiennym nauczycielem. W latach czterdziestych, gdy pracował w Obserwatorium Yerkesa, jeździł raz na tydzień ponad 150 km do Chicago aby mieć wykład dla dwóch tylko studentów. W 1957 r. okazało się jak wysiłek ten był płodny, gdy ci dwaj studenci – T.D. Lee i C.N. Yang – otrzymali Nagrodę Nobla.

Chandrasekhar był uważany za znawcę literatury, muzyki, filozofii nauki. Jego głęboką wiedzę w tych dziedzinach można podziwiać czytając zbiór jego esejów *Truth and beauty*.

W 1983 roku otrzymał – wspólnie z W.A. Fowlerem – Nagrodę Nobla z fizyki za wkład w rozwój astrofizyki gwiazdowej (por. notatkę A. Sobczewskiego i A. Trautmana o tej nagrodzie w *PF* 35, 341 (1984)). Polskie Towarzystwo Fizyczne nadało mu Medal Smoluchowskiego w 1973 r.

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).

1996

24 – 29 marca 1996, Polanica Zdrój

2nd Internat. Winter Workshop on Spectroscopy and Structure of Rare Earth Systems

Inst. Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych; prof. J. Hanuza, INTiBS, 50-950 Wrocław, skr. poczt. 937, fax: (4871) 441029, adr.el.: hanuza@highscreen.int.pan.wroc.pl.
Z: 30.1.96, P, ang.

15 – 19 kwietnia 1996, Kraków

Szkoła analizy termicznej

Polskie Tow. Kalorymetrii i Analizy Termicznej oraz AGH; dr inż. Barbara Prochowska-Klich, Zakład Chemii Nieorganicznej, Wydz. Inżynierii Materiałowej i Ceramiki AGH, al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków, tel.: 338898 lub 172470, fax: 338898, adr.el.: bprochow@uci.agh.edu.pl.

22 – 24 kwietnia 1996, Poznań

I Szkoła impulsowego EPR

Inst. Fizyki Molekularnej PAN; prof. S.K. Hoffmann, IFM PAN, Smoluchowskiego 17, 60-179 Poznań, tel.: (61) 612407, adr.el.: skh@ifmpan.poznan.pl.
Z: 30.3.96, U: 30, P, O: 70 zł.

20 – 24 maja 1996, Warszawa

Polarimetry and Ellipsometry

Polish Chapter SPIE i Inst. Optyki Stosowanej; prof. M. Pluta, IOS, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa, tel.: 184497, fax: 133265, tlx: 825960 ios pl, adr.el.: iosto@frodo.nask.org.pl.
P.

25 – 26 maja 1996, Ustroń-Jaszowiec

Przed szkole Fizyki Półprzewodników

Inst. Fizyki PAN, Wydział Fizyki UW i Centrum Badań Wysokociśnieniowych PAN; dr Perła Kacman, IF PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 436861, fax: 430926, adr.el.: kacman@ifpan.edu.pl.

27 – 31 maja 1996, Ustroń-Jaszowiec

XXV Internat. School on Physics of Semiconducting Compounds „Jaszowiec '96”

Inst. Fizyki PAN, Wydział Fizyki UW i Centrum Badań Wysokociśnieniowych PAN; dr Tomasz Story, IF PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 435626, fax: 430926, adr.el.: story@ifpan.edu.pl.

A: 15.3.96, U: 250, ang.

27 – 29 maja 1996, Lublin

Ogólnopolskie Seminarium Spektroskopii Mössbauerowskiej '96

Inst. Fizyki UMCS i Katedra Fizyki Politechniki Lubelskiej; prof. M. Budzyński, IF UMCS, pl. Curie-Skłodowskiej 1, 20-031 Lublin, tel.: (081) 376193, fax: (081) 376191, adr.el.: budzyn@tytan.umcs.lublin.pl.

Z: 31.1.96, A: 31.3.96, P, U: 80.

31 maja – 8 czerwca 1996, Jaszowiec

3rd Internat. School and Symposium on Synchrotron Radiation in Natural Science (ISSRNS-3)

Polskie Tow. Promieniowania Synchrotronowego; dr Marta Zimnal-Starnawska, Inst. Fizyki UJ, Reymonta 4, 30-059 Kraków, tel.: 336377 w. 540, fax: 337086, adr.el.: synchron@castor.if.uj.edu.pl.

Z: 1.3.96, A: 15.3.96, P, ang.

10 – 14 czerwca 1996, Polanica Zdrój

18th Internat. Seminar on Surface Physics

Inst. Fizyki Doświadczalnej UW_r; dr hab. Adam Kiejna, IFD UW_r, pl. M. Borną 9, 50-204 Wrocław, tel.: 201267, 201266, fax: 223365, adr.el.: sem96@max.ifd.uni.wroc.pl.

A: 1.3.96, U: 120, P, O: równowartość 260 USD (wraz z zakwaterowaniem i wyżywieniem), ang.

27 – 28 czerwca 1996, Warszawa

XI Dni Wymiany Doświadczeń w Nauczaniu Fizyki w Wyższych Szkołach Technicznych

Inst. Fizyki Politechniki Warszawskiej i Polskie Towarzystwo Fizyczne; dr Mirosław Karpierz, IF PW, Koszykowa 75, 00-662 Warszawa, tel.: 6288345, fax: 6282171, adr.el.: dni.wymiany@if.pw.edu.pl.

1 – 5 lipca 1996, Kraków

Workshop on Aperiodic Structures

Wydz. Fizyki i Techniki Jądrowej AGH; Janusz Wolny, Wydz. FTJ AGH, al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków, tel.: (12) 172994, fax: (12) 340010, adr.el.: aperiodic@novell.ftj.agh.edu.pl.

Z: 15.4.96, A: 3.6.96, O: 400 USD, studenci 250 USD (łącznie z zakwaterowaniem i wyżywieniem), ang.

6 – 9 lipca 1996, Kraków

Workshop on Applications of Symmetry Analysis to Diffraction Investigations

Wydz. Fizyki i Techniki Jądrowej AGH; Wiesława Sikora, Wydż. FTJ AGH, al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków, tel.: (12) 172994, fax: (12) 340010, adr.el.: aperiodic@novell.ftj.agh.edu.pl.

Z: 15.4.96, A: 3.6.96, O: 320 USD, studenci 200 USD (łącznie z zakwaterowaniem i wyżywieniem), ang.

10 – 20 lipca 1996, Białowieża

X Szkoła Fizyki Fazy Skondensowanej: Electrons in Solids – Experiment and Theory

Inst. Fizyki Filii UW w Białymstoku; mgr Katarzyna Rećko, IF Filii UW, Lipowa 41, 15-424 Białystok, tel.: (85) 423403, fax: (85) 420272, adr.el.: karo@cksr.ac.bialystok.pl.

U: 80, O: ok. 600 zł (wraz z wyżywieniem i zakwaterowaniem).

25 – 31 lipca 1996, Warszawa

XXVIII International Conference on High Energy Physics

Uniwersytet Warszawski i Instytut Problemów Jądrowych, patronat IUPAP, prof. A.K. Wróblewski, Inst. Fizyki Doświadczalnej UW, Hoża 69, 00-681 Warszawa, adr.el.: ichep@fuw.edu.pl, WWW: <http://info.fuw.edu.pl/HEP/ICHEP96/Welcome.html>.

U: 1500, ang.

3 – 6 sierpnia 1996, Jaszowiec

Int. Conf. on Electron Localization and Quantum Transport in Solids

Polskie Towarzystwo Fizyczne i Inst. Fizyki PAN; prof. T. Dietl, IF PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 435324, fax: 430926, adr.el.: loc@ifpan.edu.pl, WWW: http://info.ifpan.edu.pl/conferences/Localization_96.html.

A: 15.4.96, U: 200, ang.

29 sierpnia – 4 września 1996, Zajątkowo

4th Internat. School on Theoretical Physics: Symmetry and Structural Properties of Condensed Matter

Stowarzyszenie „Symetria i własności strukturalne” i Inst. Fizyki UAM; dr Wojciech Florek, IF UAM, Matejki 48/49, 60-769 Poznań, tel.: 659949 lub 668651 w. 51, fax: 659949, adr.el.: sspcm@p1puam11.amu.edu.pl lub florek@p1puam11.amu.edu.pl.

Z: 1.6.96, A: 1.4.96, P, O: 370 zł (z zakwaterowaniem), studenci – 150 zł, ang.

16 – 20 września 1996, Jaszowiec

Int. Conf. on Substrate Crystals and HTSC Films – ICSC-F '96

Inst. Technologii Materiałów Elektronicznych, Instytut Fizyki PAN, Institute for Crystal Growth (Berlin); dr M. Berkowski, IF PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 437001 w. 344, fax: 430926, adr.el.: scf96@ifpan.edu.pl.

O: 230 USD, ang.

17 – 20 września 1996, Warszawa

Contact and Confocal Microscopic Techniques

Polish Chapter SPIE i Inst. Optyki Stosowanej; prof. M. Pluta, IOS, Kamionkowska 18, 03-85 Warszawa, tel.: 184497, fax: 133265, tlx: 825960 ios pl, adr.el.: iosto@frodo.nask.org.pl.
P.

NOWE KSIĄŻKI

- Jan Badziak, *Lasery ekscymerowe dużej mocy*, Wyd. Inst. Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy oraz Centrum Badań Kosmicznych, Warszawa 1995, s. 169.
- Janusz Czub, *Efekty czasowe w rozpraszaniu impulsów światła na atomie w obecności zderzeń z atomami gazu buforowego*, Wyd. Uniwersytetu Gdańskiego, Gdańsk 1995 s. 150, cena 5.00 zł.
- Jerzy Grzywacz, *Fizyka dla ochrony środowiska*, Wyd. Uniwersytetu Gdańskiego, Gdańsk 1995, s. 84, cena 6.50 zł.
- J. Górniewicz, R. Ingarden, *Analiza matematyczna dla fizyków*, t. II, Wyd. UMK, Toruń 1995, s. 332, cena 9.00 zł.
- E. Jagoszewski, *Holograficzne elementy optyczne*, Oficyna Wyd. Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1995, s. 114, cena 5.00 zł.
- Włodzimierz Kusch, *Nazbyt bliskie sąsiedztwo*, Wyd. ANTA, Warszawa 1995, s. 176.
- Stanisław Werner, *Czy wiesz? – Zagadki fizyczne*, Wyd. ALFA, Warszawa 1995, s. 348, cena 19.90 zł.
- George Gamow, *Pan Tompkins w krainie czarów*, z jęz. angielskiego tłum. Barbara i Ludwik Natansonowie, Maria Hurwic, Marek Krośniak; Prószyński i Ska, Warszawa 1995, s. 205, cena 9.50 zł.
- Murray Gell-Mann, *Kwark i jaguar*, z jęz. angielskiego tłum. Piotr Amsterdamski; Wyd. CIS, Warszawa 1996, s. 510.
- *75 lat fizyki na Hożej*, red. Marta Kicińska-Habior i Andrzej Kajetan Wróblewski; Wyd. Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa 1996, s. 221.

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) lub na dyskietkach, najlepiej w T_PX-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 1996 r. wynosi 9 zł za pół roku, 18 zł za rok.

PRENUMERATA ZA POŚREDNICTWEM „RUCH” S.A.

- 1) Wpłaty na prenumeratę przyjmują:
 - a) jednostki kolportażowe „RUCH” S.A. właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora. Dostawa egzemplarzy następuje w uzgodniony sposób;
 - b) od osób lub instytucji zamieszkałych lub mających siedzibę w miejscowościach, w których nie ma jednostek kolportażowych „RUCH”, wpłaty należy wносить na konto „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy w PBK XIII O/Warszawa 370044-16551 lub w kasach Oddziału, ul. Towarowa 28. Dostawa w takim przypadku odbywa się pocztą zwykłą.
- 2) Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa od krajowej. Wpłaty przyjmuje „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy na wyżej podane konto 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 na prenumeratę krajową i zagraniczną od osób zamieszkałych w kraju: do 20 listopada – na I półrocze roku następnego, do 20 maja – na II półrocze roku bieżącego.
- 4) Zlecenia na prenumeratę dewizową, przyjmowane od osób zamieszkałych za granicą, realizowane są od dowolnego numeru w danym roku kalendarzowym.
- 5) Informacje o warunkach prenumeraty i sposobie zamawiania udziela „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy, 00-958 Warszawa, ul. Towarowa 28, tel. 620-10-39, 620-10-19, 620-12-71 w. 2442, 2366.

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 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 tym przypadku 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.

SPIS TREŚCI

S. Krawczyk – Molekularny mechanizm początkowego etapu fotosyntezy ...	3
B.N. Brockhouse – Spektroskopia neutronów powolnych i wielki atlas świata fizycznego	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	79
RECENZJE	89
KRONIKA	91

CONTENTS

S. Krawczyk – Molecular mechanism of the primary process of photosynthesis	3
B.N. Brockhouse – Slow neutron spectroscopy and the grand atlas of the physical world	27
RECOLLECTIONS – ANNIVERSARIES	
A. Borowiec, J. Łopuszański, A. Pękalski – In memory of Professor Jan Rzewuski (1916 – 1994)	65
PHYSICS TEACHING	
Ł.A. Turski – Why teaching physics is no good – can gastronomic physics help?	73
MEETINGS AND CONFERENCES	79
REVIEWS	89
CHRONICLE	91