
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 27
ZESZYT 3
1976

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr ROMAN S. INGARDEN
Prof. dr BOHDAN KARCZEWSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr JAROSŁAW PIASECKI

Skarbnik

Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr JULIAN AULEYTNER
Prof. dr ANDRZEJ BIAŁAS
Prof. dr ANDRZEJ BUDZANOWSKI
Mgr HENRYK KACZOREK
Doc. dr ADAM KUJAWSKI
Prof. dr JAN STANKOWSKI

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ
Doc. dr TOMASZ HOFMOKL
Prof. dr PRZEMYSŁAW ZIELIŃSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr hab. EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)
Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (*Częstochowa*)
Doc. dr JERZY GRZYWACZ (*Gdańsk*)
Dr hab. ANDRZEJ ZASTAWNY (*Głiwice*)
Dr MAREK ZRAŁEK (*Katowice*)
Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (*Koszalin*)
Prof. dr KAZIMIERZ GROTOWSKI (*Kraków*)
Doc. dr hab. BOGDAN ADAMCZYK (*Lublin*)
Doc. dr JERZY JATCZAK (*Łódź*)
Prof. dr hab. APOLONIA WRZESIŃSKA (*Opole*)
Doc. dr hab. JERZY PIETRZAK (*Poznań*)
Doc. dr hab. MAREK RYTEL (*Rzeszów*)
Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Szczecin*)
Doc. dr hab. STANISŁAW ŁĘGOWSKI (*Toruń*)
Doc. dr ANIELA WOLSKA (*Warszawa*)
Doc. dr hab. CECYLIA WESOŁOWSKA (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 27, ZESZYT 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1976

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski, czł. koresp. PAN,
Członkowie — Władysław Kapuściński, Ludwik Natanson,
Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Przemysław Zieliński
Członkowie Redakcji — Barbara Wojtowicz, Zygmunt Ajduk

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

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

Nakład 2760 + 110 egz. Ark. wyd. 7,0. Ark. druk. 6 ²/₁₆

Papier ilustr. sat. kl. III. 70 × 100, 80 g.

Oddano do składania w marcu 1976

Podpisano do druku w czerwcu 1976

Druk ukończono w czerwcu 1976

Zam. 228/76. P-16. Cena 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Jerzy Rayski

Instytut Fizyki
Uniwersytet Jagielloński
Kraków

Pięćdziesiąt lat mechaniki kwantowej *

Fifty Years of Quantum Mechanics

Abstract: After a brief historical survey of successful applications of non-relativistic quantum mechanics to atomic and molecular physics as well as to the solid state physics it is pointed out that a true reconciliation with the theory of relativity may be achieved only within the framework of quantum field theory. The formalism of quantum mechanics being no more controversial, almost perfect, there are still severe discrepancies of opinions in the subject of probabilistic interpretation. Arguments are given in favour of the assumption that quantum mechanics applies to single systems of the microscopic world and not necessarily to ensembles.

Mija właśnie 50 lat od chwili ukazania się w druku epokowych prac Heisenberga, następnie Borna, Heisenberga i Jordana, a wkrótce potem i niezależnie od nich prac Schrödingera. Sformułowana przez Schrödingera mechanika falowa opierała się na idei fal materii de Broglie'a, natomiast Heisenberg wraz z Bornem i Jordanem sformułował mechanikę macierzową zupełnie niezależnie od koncepcji de Broglie'a.

Dzisiaj, gdy upłynęło już 50 lat od sformułowania podstawowych praw kwantowych, możliwe jest spojrzenie na tę dziedzinę wiedzy z pewnej perspektywy, na podsumowanie osiągnięć i ocenę jej miejsca i znaczenia w całokształcie dorobku naukowego ludzkości. Dziś widać już wyraźnie, że teorie kwantowe nie stanowiły jakiegoś chwilowego, przejściowego etapu w rozwoju nauki, lecz oznaczają zasadniczy i nieodwracalny, jakościowy przełom w naszych poglądach na prawa przyrody.

Znaczenie teorii kwantów jest ogromne, zarówno ze względu na jej praktyczne zastosowanie, jak i na teoretyczne walory, na jej poznawcze implikacje.

* Referat wygłoszony na XXIV Zjeździe Fizyków Polskich w Katowicach, 15—19 września 1975 r.

Zacznijmy od krótkiego przeglądu jej praktycznych zastosowań. Przede wszystkim mechanika kwantowa pozwoliła wyjaśnić strukturę powłok elektronowych atomów i ściśle od niej zależną strukturę linii widmowych pierwiastków. Następnie dostarczyła zadowalającego, ilościowego opisu struktur bardziej złożonych, drobin. Na niej oparta jest teoria wiązań chemicznych.

Z początku wydawało się, że mechanika kwantowa ma znaczenie tylko dla opisu cząstek submikroskopowych, podczas gdy dla zjawisk makroskopowych wystarczy opis klasyczny, będący granicznym przypadkiem opisu kwantowego, gdy stała Plancka jest do zanedbania. Okazało się jednak, że istnieją dość liczne przykłady takich własności ciał makroskopowych, których nie da się zrozumieć i opisać zadowalająco w ramach fizyki klasycznej. Do nich należą np. zjawiska nadprzewodnictwa i nadciekłości. Zjawiska te udało się zadowalająco opisać dopiero przy użyciu pojęciowego i matematycznego aparatu teorii kwantów. Istnieje wiele własności ciał makroskopowych, które wymagają wyjaśnienia kwantowego i są przedmiotem badań nowoczesnej teorii ciała stałego, będącej teorią par excellence kwantową.

Przez wiele lat istniały poważne trudności, gdy chodzi o problem pogodzenia teorii kwantowych z wymogami teorii względności. Okazało się, że właściwie pogodzić w pełni mechaniki kwantowej z teorią względności się nie da, natomiast możliwe jest relatywistyczne sformułowanie kwantowych teorii pól, stanowiących naturalne uogólnienie mechaniki kwantowej. Dziś wiadomo, że mechanika kwantowa, choć stanowi matematycznie spójny i w pełni zadowalający schemat, jest z punktu widzenia fizycznego tylko przybliżeniem i zawiera się jako przypadek graniczny w szerszych ramach kwantowej teorii pola. Ta ostatnia nie jest jednak jeszcze opracowana całkiem zadowalająco z matematycznego punktu widzenia. Najlepiej opracowanym działem kwantowej teorii pola jest elektrodynamika kwantowa. Dopiero ona dostarcza zadowalającego opisu emisji i absorpcji fotonów, tworzenia się i anihilacji par elektronów, a nawet zdaje sprawę z najbardziej subtelnych własności linii widmowych, takich jak np. przesunięcie Lamba. W ostatnich latach elektrodynamika kwantowa ma na swym koncie bardzo poważne osiągnięcia praktyczne w postaci teorii laserów.

W dzisiejszych czasach trudno jest właściwie już mówić o samej mechanice kwantowej w dosłownym znaczeniu, lecz raczej o prawach lub o teoriach kwantowych w ogólności, przez co rozumiemy przede wszystkim teorie pól kwantowych. Oprócz osiągnięć, do jakich doprowadził rozwój elektrodynamiki kwantowej, również i inne teorie pól nie są całkowicie pozbawione sukcesów. Mam na myśli mezonową teorię sił jądrowych w zakresie niskoenergetycznym, a więc teorię jądra atomowego, a także teorię słabych oddziaływań, która — po latach zastoju — przeszła, jak się zdaje, w fazę szybkich postępów dzięki pracom Weinberga i wielu, wielu innych.

Prawa kwantowe odgrywają zasadniczą rolę nie tylko w mikroświecie, nie tylko okazały się nieodzowne dla zrozumienia niektórych aspektów makroświata, lecz nawet na drugim biegunie ludzkiego poznania: w astrofizyce i kos-

Zacznijmy od krótkiego przeglądu jej praktycznych zastosowań. Przede wszystkim mechanika kwantowa pozwoliła wyjaśnić strukturę powłok elektronowych atomów i ściśle od niej zależną strukturę linii widmowych pierwiastków. Następnie dostarczyła zadowalającego, ilościowego opisu struktur bardziej złożonych, drobin. Na niej oparta jest teoria wiązań chemicznych.

Z początku wydawało się, że mechanika kwantowa ma znaczenie tylko dla opisu cząstek submikroskopowych, podczas gdy dla zjawisk makroskopowych wystarczy opis klasyczny, będący granicznym przypadkiem opisu kwantowego, gdy stała Plancka jest do zanedbania. Okazało się jednak, że istnieją dość liczne przykłady takich własności ciał makroskopowych, których nie da się zrozumieć i opisać zadowalająco w ramach fizyki klasycznej. Do nich należą np. zjawiska nadprzewodnictwa i nadciekłości. Zjawiska te udało się zadowalająco opisać dopiero przy użyciu pojęciowego i matematycznego aparatu teorii kwantów. Istnieje wiele własności ciał makroskopowych, które wymagają wyjaśnienia kwantowego i są przedmiotem badań nowoczesnej teorii ciała stałego, będącej teorią par excellence kwantową.

Przez wiele lat istniały poważne trudności, gdy chodzi o problem pogodzenia teorii kwantowych z wymogami teorii względności. Okazało się, że właściwie pogodzić w pełni mechaniki kwantowej z teorią względności się nie da, natomiast możliwe jest relatywistyczne sformułowanie kwantowych teorii pól, stanowiących naturalne uogólnienie mechaniki kwantowej. Dziś wiadomo, że mechanika kwantowa, choć stanowi matematycznie spójny i w pełni zadowalający schemat, jest z punktu widzenia fizycznego tylko przybliżeniem i zawiera się jako przypadek graniczny w szerszych ramach kwantowej teorii pola. Ta ostatnia nie jest jednak jeszcze opracowana całkiem zadowalająco z matematycznego punktu widzenia. Najlepiej opracowanym działem kwantowej teorii pola jest elektrodynamika kwantowa. Dopiero ona dostarcza zadowalającego opisu emisji i absorpcji fotonów, tworzenia się i anihilacji par elektronów, a nawet zdaje sprawę z najbardziej subtelnych własności linii widmowych, takich jak np. przesunięcie Lamba. W ostatnich latach elektrodynamika kwantowa ma na swym koncie bardzo poważne osiągnięcia praktyczne w postaci teorii laserów.

W dzisiejszych czasach trudno jest właściwie już mówić o samej mechanice kwantowej w dosłownym znaczeniu, lecz raczej o prawach lub o teoriach kwantowych w ogólności, przez co rozumiemy przede wszystkim teorie pól kwantowych. Oprócz osiągnięć, do jakich doprowadził rozwój elektrodynamiki kwantowej, również i inne teorie pól nie są całkowicie pozbawione sukcesów. Mam na myśli mezonową teorię sił jądrowych w zakresie niskoenergetycznym, a więc teorię jądra atomowego, a także teorię słabych oddziaływań, która — po latach zastoju — przeszła, jak się zdaje, w fazę szybkich postępów dzięki pracom Weinberga i wielu, wielu innych.

Prawa kwantowe odgrywają zasadniczą rolę nie tylko w mikroświecie, nie tylko okazały się nieodzowne dla zrozumienia niektórych aspektów makroświata, lecz nawet na drugim biegunie ludzkiego poznania: w astrofizyce i kos-

mologii. Praktycznie niewyczerpalne zasoby energii wypromieniowywanej przez Słońce i gwiazdy można wytłumaczyć tylko przy pomocy mechanizmu przemian jądrowych, a te przemiany są zjawiskami par excellence kwantowymi. Kolejne stadia ewolucji gwiazd i galaktyk, a także istnienie różnych niezwykłych obiektów niebieskich jak gwiazdy neutronowe, gwiazdy nowe i supernowe, czarne jamy itp. nie da się wytłumaczyć inaczej jak na zasadzie praw kwantowych, w szczególności na zasadzie wykluczania Pauliego i statystykach kwantowych.

Teorie kwantowe znajdują więc wiele zastosowań i sprawdzają się zarówno w skali mikroświata, jak makroświata, a nawet w świecie gwiazd i galaktyk. Jedyna dziedzina, w której teorie kwantowe nie mogą — jak dotąd — poszczycić się większymi sukcesami to świat najmniejszych odległości (rzędu co najmniej 10^{-15} m), najkrótszych czasów (rzędu mniej niż 10^{-20} s) i najwyższych energii (rzędu co najmniej 1 GeV na jedną cząstkę). W tej dziedzinie prawie każdy rok przynosi nowe zaskoczenia, odkrycia nowych efektów, których współczesne teorie kwantowe nie były w stanie przewidzieć. Jednak i w tej dziedzinie nie znaleziono żadnego zjawiska, które byłoby jawnie sprzeczne z podstawowymi prawami fizyki kwantowej, które by wskazywało na to, że ich ważność jest tylko przybliżona. W tej sytuacji mamy prawo wierzyć, że podstawowe prawa fizyki kwantowej są powszechnie ważne i zawsze prawdziwe, a niemożność wyjaśnienia wszystkich nowych faktów w dziedzinie najwyższych energii i najmniejszych odległości może tłumaczyć się tym, że ciągle jeszcze stosujemy zbyt naiwne, zbyt uproszczone modele, że np. dopuszczamy tylko proste rodzaje pól lub zbyt prymitywne formy lagranżianów i hamiltonianów.

Po tym krótkim przedstawieniu praktycznych sukcesów oraz granic stosowalności współczesnych teorii kwantowych przejdźmy do omówienia problemów interpretacyjnych i poznawczych, jakie pojawiły się w następstwie odkryć kwantowych praw Natury.

W rok po sformułowaniu matematycznych praw mechaniki kwantowej Born zaproponował probabilistyczną interpretację funkcji falowej, a ściślej mówiąc — kwadratu jej bezwzględnej wartości. Wkrótce potem Bohr sformułował zasadę komplementarności, zaś Heisenberg swoje słynne relacje niepewności. Tym samym upadł klasyczny determinizm, a postawa naiwnie realistyczna, cechująca ogromną większość ówczesnych fizyków, doznała potężnego wstrząsu — musiała ulec rewizji. Podczas gdy jednak matematyczny formalizm kwantowy nie uległ już żadnym poważniejszym zmianom, co najwyżej drobniejszym retuszom i precyzacji, to jego interpretacja jest wciąż jeszcze sprawą dyskusyjną i nie ma wśród fizyków zgodnych poglądów na ten temat.

Najpierw rozpowszechniła się probabilistyczna interpretacja Szkoły Kopenhaskiej i nieznacznie od niej różniące się interpretacje von Neumanna, Wignera i in. Wszystkie one odznaczały się tym, że zakładały probabilistyczny charakter praw przyrody w ramach niepewności, jaką określa zasada Hei-

senberga. Uważano przy tym, iż prawa kwantowe odnoszą się do pojedynczych obiektów mikroświata, cząstek, atomów i drobin. Następnie pojawiły się tendencje wsteczne, próby nawrotu do klasycznego determinizmu przy pomocy koncepcji tzw. „ukrytych parametrów”. Gdy ten etap został przewyżniony, ustaliła się ponownie interpretacja probabilistyczna, ale o nieco innym charakterze, różniąca się mianowicie od dawniejszej tym, że dotyczyć miałyby tylko i wyłącznie zespołów (ansamblów) statystycznych, a nie pojedynczych cząstek mikroświata. Czasami nazywa się ją „interpretacją statystyczną” dla odróżnienia od dawniejszej interpretacji Bohra, Heisenberga, Borna i von Neumanna. Jeden z wybitniejszych przedstawicieli tego kierunku, R. Haag, zwykł podkreślać, iż „stan” to nie innego jak „statystyczny ansambl”.

Interpretacja statystyczna opiera się na przekonaniu, że o prawdopodobieństwie można mówić z sensem tylko w przypadku dużych zbiorów identycznych i jednakowo przygotowanych układów fizycznych, a nigdy w przypadku pojedynczych obiektów (względnie zdarzeń). Taka interpretacja zdaje się unikać paradoksu znanego pod nazwą „paradoksu martwego kota” polegającego na tym, że filtr przepuszczający tylko światło spolaryzowane kołowo, np. w lewo, oświetlamy fotonem spolaryzowanym liniowo. Przepuszczony przez filtr foton dostaje się do komory jonizacyjnej, w której wywołuje silne wyładowanie elektryczne, zabijające znajdującego się w pobliżu kota. Ponieważ prawdopodobieństwo przedostania się fotonu przez filtr jest $\frac{1}{2}$, więc stan poza filtrem będzie superpozycją stanu jednofotonowego i zerofotonowego w stosunku 1:1, a więc i stan kota będzie stanem „kot pół żywy i pół martwy” tak długo, dopóki obserwator nie dokona odpowiedniego pomiaru, stwierdzającego czy kot żyje. Ale przecież dla kota jest obojętne, czy obserwator stwierdził czy on żyje, czy nie, a nawet czy jakiś obserwator w ogóle istnieje. Interpretacja statystyczna unika tego paradoksu, gdyż pozwala mówić tylko o zbiorach statystycznych, a więc stan będący superpozycją stanów „kot żywy i kot martwy” w stosunku 1:1 nie musi oznaczać stanu „kot na wpół martwy”, lecz oznacza, że w połowie dostatecznie dużej liczby pomiarów mających na celu stwierdzenie czy kot żyje, otrzymaliśmy odpowiedź „tak”, a w połowie „nie”.

Osobiście nie jestem zwolennikiem tej tak szeroko rozpowszechnionej ostatnio „interpretacji statystycznej”. Przede wszystkim nie zgadzam się z poglądem, że fizyczne prawdopodobieństwo ma sens tylko w przypadku zbiorów identycznych i identycznie przygotowanych obiektów, ani żeby przypisywanie pojęcia prawdopodobieństwa pojedynczym zdarzeniom miało oznaczać jakąś metafizyczną, arystotelesową „potencję”. Aby się o tym przekonać, nie trzeba koniecznie rozważać mechaniki kwantowej, można mówić o dowolnych obiektach makroskopowych, np. o maszynach do gier hazardowych. Zamiast rozważania przykładu wielokrotnych prób na jednej i tej samej maszynie lub po jednej próbie na zbiorze wielu identycznych maszyn, rozważmy dowolny zbiór rozmaicie skonstruowanych maszyn, każda inaczej. Znając ich konstrukcję, możemy czynić korzystne dla nas zakłady i grać po jednym

razie na każdej z nich. Taki zbiór nie stanowi żadnego statystycznego ansamblu, więc fakt, że na ogół będziemy wygrywać (przeciwko komuś, kto nie zna konstrukcji tych maszyn, lecz obstawia je według swojej fantazji), musi być odniesiony do każdej z tych maszyn oddzielnie. Wprawdzie trzeba serii wielu zakładów na to, aby sprawdzić statystyczną trafność naszych probabilistycznych przewidywań, ale ponieważ każdy zakład dotyczy zupełnie innego typu zdarzenia, nie mającego nic wspólnego z innymi, więc widać, że prawdopodobieństwo jest pojęciem dotyczącym każdego z nich z osobna.

Powyższe rozważanie odnosi się do wszelkiego rodzaju prawdopodobieństw, także prawdopodobieństw w mechanice kwantowej. Za każdym razem możemy brać pod uwagę inny lub inaczej przygotowany układ fizyczny (atom, drobinę) przez wyznaczenie coraz to innych wartości własnych coraz to innego byle kompletnego, układu obserwabli. W ten sposób otrzymamy zbiór układów, z których każdy z osobna ma przyporządkowaną inną funkcję falową. Jeśli zgodnie z informacjami probabilistycznymi, jakich dostarczają nam owe funkcje falowe, szacować będziemy prawdopodobieństwa wyników ewentualnych pomiarów i dokonamy zbioru zakładów, a następnie wykonamy po jednym pomiarze na każdym układzie, to w większości, wypadków powinniśmy te zakłady wygrać (przeciwko innym, którzy nie znając mechaniki kwantowej przyjmą niekorzystne dla siebie zakłady). Ponieważ przez każdą funkcję falową opisany był w tym wypadku tylko jeden układ fizyczny, np. jeden atom, a każde dwa atomy scharakteryzowane były dwiema różnymi funkcjami falowymi, więc nasze słuszne przewidywania statystyczne będą dowodzić, iż funkcja falowa odnosi się do pojedynczego układu fizycznego (atomu), a nie do ansamblu układów. W konsekwencji ma sens rozróżnienie pojęć „wartości średniej” i „wartości spodziewanej”. Wartość średnia dotyczy może tylko statystycznego ansamblu, zaś wartość spodziewana odnosi się do pojedynczego zdarzenia.

Tak więc dawniejszy pogląd, że funkcja falowa lub wektor stanu opisuje pojedynczy układ fizyczny był słuszniejszy niż modny obecnie pogląd że funkcja falowa tylko odnosi się do statystycznych ansamblów. Twórcy teorii kwantowych Bohr, Heisenberg, Born i in. byli lepszymi fizykami niż młodszy od nich o całe pokolenie naukowcy usiłujący ich poprawiać i w oparciu o nowocześniejszy aparat matematyczny stworzyć zaksjomatyzowaną teorię i rzekomo precyzyjniejszą interpretację fizyczną.

W szczególności Heisenberg bardzo dawno zwracał uwagę i podkreślał, że funkcja falowa lub wektor stanu to nie więcej jak informacja o układzie. Tymczasem większość późniejszych autorów albo ignoruje ten pogląd, albo wręcz odrzuca go (jako rzekomy subiektywizm) i stara się przypisać funkcji falowej (względnie wektorowi stanu) jakieś bardziej obiektywne znaczenie. Często używa się zwrotu, że „układ znajduje się w danym stanie”, co prowadzi do poważnych niekonsekwencji, gdyż to nie ów układ jest w pewnym stanie, lecz to my sami posiadamy pewną informację o układzie, którą niezbyt szczęśliwie nazywa się „stanem”. Gdyby nie było pomiaru, to nie byłoby też

żadnej informacji, a więc nie byłoby też wyznaczonego stanu. Stan nie jest żadną immanentną cechą układu, istniejącą niezależnie od aktu pomiaru. Zdawanie sobie jasno z tego sprawy jest bardzo istotne dla właściwego pojmowania teorii kwantowych.

Omawiany poprzednio paradoks kota można wyjaśnić następująco: stan będący superpozycją nie mówi nic o aktualnej wartości obserwabli mającej dwie wartości: „kot żywy” i „kot martwy”, a jest tylko informacją, że jeśli by wykonać odpowiedni pomiar, to mielibyśmy równe szanse znalezienia kota przy życiu jak kota martwego. Nie daje natomiast żadnej wiedzy na temat tego, jak jest „naprawdę” z tym kotem, gdy nie dokonujemy żadnych pomiarów.

Poprawna i precyzyjna interpretacja fizyczna okazuje się sprawą trudniejszą niż rozwiązywanie matematycznych problemów mechaniki kwantowej. Jedną ze spraw interpretacyjnych budzących wątpliwości jest wyróżnienie — przy interpretacji probabilistycznej — jednego kierunku na osi czasu: od przeszłości ku przyszłości. Możliwość symetrycznej w czasie interpretacji probabilistycznej rozważał po raz pierwszy Bergman w roku 1968, a ostatnio dyskutował te zagadnienia autor tego artykułu w serii artykułów, jakie ogłoszone zostały w „Foundations of Physics” * i w „Studiach Filozoficznych”. Interpretacja symetryczna pozwala na rozumienie praw kwantowych w pełnej zgodzie z postulatem realizmu naukowego i rozwiązuje w nowy i bardziej zadowalający sposób paradoksy mechaniki kwantowej, a przede wszystkim słynny paradoks Einsteina, Podolsky’ego i Rosena. Wdawanie się w szczegóły przekraczałoby jednak ramy tego artykułu.

Na zakończenie chciałbym omówić pokrótce pewien problem natury dydaktyczno-metodologicznej, a mianowicie pewien sposób, w jaki można na wykładach uzasadnić równanie Schrödingera. Otóż nie trzeba wcale, jak to robił de Broglie, powoływać się na analogię między optyką geometryczną i falową, nie trzeba wymagać od słuchaczy znajomości zasady Fermata i zasady Maupertuis, nie trzeba — jak to czynił Heisenberg — powoływać się na znajomość spektroskopii atomowej, na regułę Rydberga-Ritza itp., nie trzeba — jak to robił Schrödinger — angażować zaawansowanej teorii Hamiltona-Jacobiego. Można dojść do mechaniki kwantowej znacznie prościej i bardzo przekonująco w następujący sposób.

Najlepiej zacząć od hipotezy fal materii i związków de Broglie’a

$$E = h\nu, \quad p = \frac{h}{\lambda} \quad (1)$$

traktowanych jako naturalne uogólnienie wzorów Einsteina dla fotonu. Następnie można wprowadzić wzór na płaską falę materii w postaci zespolonej

$$\psi = A e^{\frac{2\pi i}{h}(\vec{p}\vec{r} - Et)} \quad (2)$$

* J. Rayski, *Foundations of Physics*, 3, 89 (1973).

i zauważyć, że spełnione są związki

$$\frac{\hbar}{2\pi i} \text{grad} \psi = \vec{p} \cdot \psi \quad (3)$$

oraz

$$-\frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial t} \psi = E\psi. \quad (4)$$

Nie wdając się na razie w problemy warunków brzegowych i normalizacji funkcji falowej zauważamy, że są to równania liniowe jednorodnego typu równań własnych, gdzie \vec{p} i E są wartościami własnymi pędu i energii, czyli że pędowi i energii można przyporządkować operatory.

$$\frac{\hbar}{2\pi i} \text{grad} \quad \text{oraz} \quad -\frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial t}. \quad (5)$$

Powołując się na formalizm Hamiltona uogólniamy wyrażenie na operatory składowych pędu na przypadek pędów uogólnionych

$$p_k = \frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial q_k} \quad (6)$$

i tworzymy operatorowy odpowiednik hamiltonianu

$$H(p_k, q_j) \rightarrow H\left(\frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial q_k}, q_j\right). \quad (7)$$

Zauważamy teraz, że istnieją dwa operatory energii, mianowicie operator występujący po lewej stronie związku (4) oraz operator Hamiltona (7). Jeśli te dwa różne operatory opisywać mają jedną i tę samą wielkość fizyczną, więc ich „równość” musi być rozumiana jako równość w wyniku działania na jakąś funkcję, a więc musi być słuszne

$$H\psi = -\frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial \psi}{\partial t}. \quad (8)$$

W wypadku Hamiltonianu cząstki swobodnej rozwiązaniami równania (8) są fale płaskie (2), od których zaczęliśmy nasze rozważania, ale widać, że równanie (8) jest ogólniejsze i można spodziewać się, że będzie stosować się do ogólnego przypadku cząstki lub nawet zbioru cząstek, oddziałujących pomiędzy sobą lub pod wpływem potencjału zewnętrznego.

W ten sposób najprościej i chyba najlepiej z dydaktycznego punktu widzenia można dojść do równania Schrödingera, zakładając u słuchaczy tylko znajomość elementów teorii fal i elementów formalizmu hamiltonowskiego. Widać zresztą, że gdyby ograniczyć się do współrzędnych kartezjańskich, to nawet wstępne wiadomości o formalizmie kanonicznym nie byłyby konieczne, lecz można by ograniczać się do założenia znajomości elementów mechaniki newtonowskiej.

Krzysztof Pomorski

Instytut Fizyki
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej
Lublin

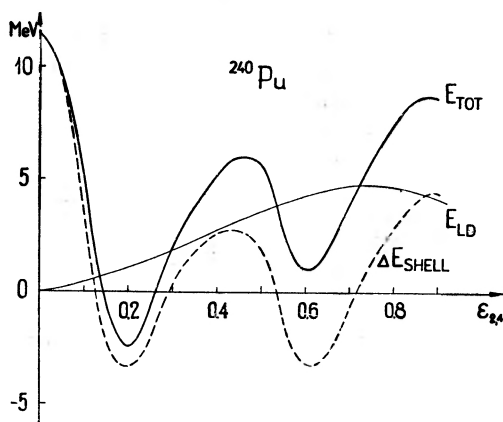
Izomery kształtu rozszczepiających się jąder atomowych *

Shape Isomers of Fissioning Nuclei

Abstract: Actual experimental and theoretical results concerning shape isomers in Actinides region are presented. These data show the double humped barrier on the path to fission. The experimental values of excited states of isomers are given too. In all cases good agreement of theoretical and experimental results is observed.

1. Wstęp

Pierwsza doświadczalna informacja o spontanicznie rozszczepiających się izomerach kształtu pochodzi z 1962 roku z prac Polikanowa i współautorów [1]. Teoretyczne wytłumaczenie tego zjawiska dał w 1966 Strutinski [2], który



Rys. 1. Zależność energii potencjalnej jądra ^{240}Pu od deformacji. Gruba ciągła linia oznacza energię jądra, przerywana poprawką powłokową, cienka energię daną przez model kroplowy

* Referat wygłoszony na XXIV Zjeździe Fizyków Polskich w Katowicach, 15—19 września 1975 r.

wprowadził poprawkę powłokową do energii wiązania jąder atomowych opisaną przez model kropłowy. Efekty powłokowe powodują, że niektóre jądra aktynowców napotykają na drodze do rozszczepienia dwugarbną barierę energetyczną. Rozszczepiające się jądro może zatrzymać się w dołku potencjału między dwiema barierami tworząc izomer kształtu.

Dwugarbny charakter energii potencjalnej jako funkcji deformacji powstaje w metodzie poprawki powłokowej z superpozycji makroskopowej części gdzie energia opisana jest modelem kropłowym (cienka ciągła linia na rys. 1) i poprawki powłokowej (linia przerywana).

Jądro, które znalazło się w drugim minimum energii potencjalnej, może rozszczepić się tunelując przez zewnętrzną barierę, wrócić do któregoś ze stanów wzbudzonych w pierwszym minimum wysyłając promieniowanie γ , lub ulec wzbudzeniu. W ostatnim przypadku obserwujemy stany wzbudzone tego izomeru kształtu.

2. Zależność energii potencjalnej jądra od deformacji. Metoda poprawki powłokowej Strutinskiego

Zależność energii jądra od deformacji jest opisana w modelu kropłowym przez następującą formułę [3]

$$E_{LD}(\text{def}, Z, N) = -a_V(1 - \kappa I^2)A + a_s(1 - \kappa I^2)A^{2/3}B_s(\text{def}) + \\ + c_3 Z^2 A^{-1/3} B_c(\text{def}) + \dots \quad (1)$$

gdzie $I = \frac{N-Z}{A}$, $a_V = 15,49$ MeV, $a_s = 17,94$ MeV, $c_3 = 0,705$ MeV i $\kappa = 1,78$.

Energia objętościowa dana jest przez pierwszy człon we wzorze (1) i nie zależy od deformacji jądra. Z deformacją zmieniają się tylko: energia powierzchniowa (rośnie) i kolumbowska (maleje). Zmiany te są opisane przez funkcję B_s , będącą stosunkiem pola powierzchni jądra zdeformowanego do pola powierzchni jądra sferycznego o takiej samej objętości i funkcję B_c , czyli stosunek odpowiednich energii elektrostatycznych.

Formuła kropłowa opisuje dobrze średnie własności jąder atomowych, nie zawiera jednak żadnych efektów powłokowych. Poprawkę na efekty powłokowe można obliczyć np. metodą Strutinskiego, wykorzystując jakiś uśredniony potencjał jednocząstkowy.

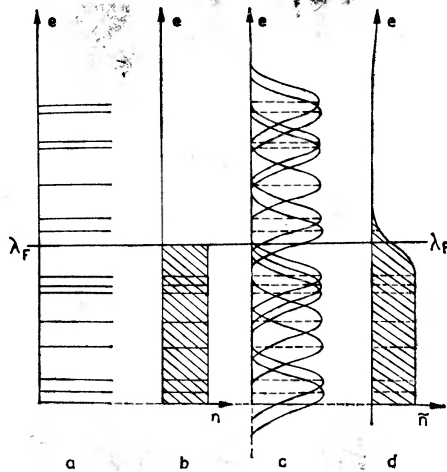
Bardzo wygodnym potencjałem do opisu zdeformowanych jąder jest zmodyfikowany potencjał anizotropowego oscylatora harmonicznego w postaci zaproponowanej przez Nilssona [4]

$$V(\varepsilon_\lambda) = \hbar\omega_0 Q^2 \left(1 - \frac{2}{3} \varepsilon P_2(\cos\vartheta_t) + \sum_{\lambda=3}^6 2\varepsilon_\lambda P_\lambda(\cos\vartheta_t) \right) - \\ - \hbar\omega_0 \kappa (2\vec{l} \cdot \vec{s} + \mu(\vec{l}^2 - \langle \vec{l}^2 \rangle_{N_t})) \quad (2)$$

W modelu powłokowym energię jądra obliczamy jako sumę energii obsadzonych stanów jednocząstkowych

$$E_{SM} = \sum_{\text{obs}} 2e_{\nu} = \sum_{\nu=1}^{\infty} 2n_{\nu} e_{\nu}, \quad (3)$$

gdzie n_{ν} jest prawdopodobieństwem obsadzenia stanu przez parę cząstek i jest równe 1 dla stanów pod powierzchnią Fermiego, a 0 dla stanów znajdujących się powyżej powierzchni Fermiego.



Rys. 2. Zasada Strutinskiego rozmywania struktury powłokowej jądra. Rysunek a) przedstawia układ dyskretnych poziomów jednocząstkowych, b) prawdopodobieństwo obsadzenia stanów (n) w jądrze ze strukturą powłokową, c) układ poziomów rozmytych funkcją dzwonową Gaussa, d) prawdopodobieństwo obsadzenia stanów w układzie z rozmytą strukturą powłokową (\tilde{n}). λ_F oznacza pozycję poziomu Fermiego

W metodzie Strutinskiego rozmywa się poszczególne energie jednocząstkowe wykorzystując funkcję dzwonową Gaussa (patrz rys. 2). Jeżeli stała rozmycia w funkcji Gaussa jest porównywalna z odległością między powłokami ($1\hbar\omega_0$), to widmo rozmyte traci całkowicie charakter powłokowy. Energia jądra z rozmytą strukturą powłokową wyraża się wzorem analogicznym do (3) [5]

$$\tilde{E} = \sum_{\nu=1}^{\infty} 2\tilde{n}_{\nu} e_{\nu}. \quad (4)$$

Teraz \tilde{n}_{ν} jest prawdopodobieństwem obsadzenia stanu jednocząstkowego przez parę cząstek w jądrze z rozmytą strukturą powłokową i

$$\tilde{n}_{\nu} = \int_{-\infty}^{\lambda_F} W_6\left(\frac{e - e_{\nu}}{\gamma}\right) \exp\left[-\left(\frac{e - e_{\nu}}{\gamma}\right)^2\right] de, \quad (5)$$

W_6 jest tu wielomianem korekcyjnym 6 stopnia.

Poprawka powłokowa jest zdefiniowana jako

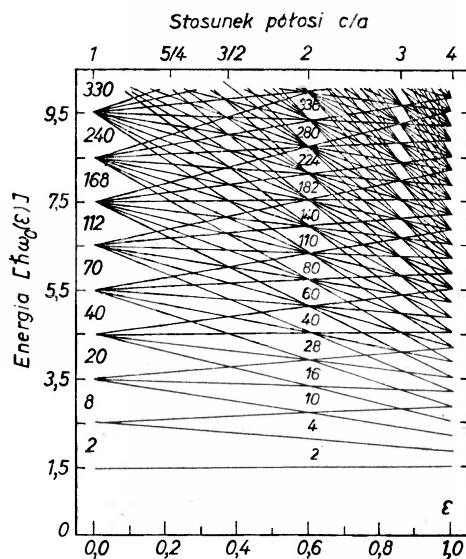
$$\Delta E_{\text{SHELL}} = E_{\text{SM}} - \tilde{E}. \quad (6)$$

Do poprawki powłokowej dodaje się zwykle poprawkę na szczytkowe siły krótkozasięgowe kojarzące nukleony w pary, tzw. siły „pairing” [5]

$$\Delta E_{\text{pair.}} = (E_{\text{BCS}} - E_{\text{SM}}) - E_{\text{sr. pair.}}, \quad (7)$$

gdzie E_{BCS} oznacza energię jądra z korelacjami pairing, policzoną w modelu Bardeena Coopera Schrieffer, a $E_{\text{sr. pair.}}$ jest średnią energią oddziaływań pairing w jądrach atomowych i wynosi około 2,3 MeV.

Poprawka powłokowa dla jąder magicznych obliczona dla deformacji zerowej jest silnie ujemna, zaś dla jąder z dala od magicznych jest dodatnia. Poprawka jest rzędu MeV i silnie oscyluje z deformacją.



Rys. 3. Energie własne anizotropowego oscylatora harmonicznego w funkcji deformacji kwadrupolowej ϵ . Liczby cząstek odpowiadające powłokom zamkniętym są wpisane dla sfery i elipsoidy obrotowej o stosunku półosi 2:1 ($\epsilon = 0,6$)

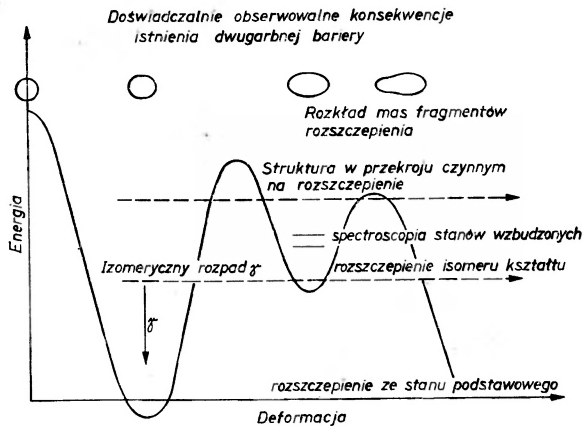
Rys. 3 przedstawia wykres poziomów jednocząstkowych czystego anizotropowego oscylatora harmonicznego w funkcji deformacji kwadrupolowej ϵ . Poziomy grupują się w powłoki silnie zdegenerowane dla tych deformacji, dla których stosunek półosi elipsoidy stałego potencjału (c/a) jest równy stosunkowi dwóch małych liczb całkowitych, szczególnie silna jest degeneracja, gdy stosunek półosi wynosi 1:1 — jądro jest wówczas sferyczne: $\epsilon = 0$ lub 2:1 — wtedy jądro wykazuje silną deformację $\epsilon = 0,6$. Widoczne jest zatem, że poprawka na strukturę powłokową powinna być szczególnie duża w okolicach tych dwóch deformacji.

W rzeczywistych jądrach oddziaływanie spin-orbita i inne poprawki zmieniają powłoki, ale nie przesuwają ich pozycji z deformacją. Istnienie drugiego minimum w barierze na rozszczepienie jest związane właśnie z występowaniem powłok dla deformacji $\varepsilon = 0,6$.

Warto zaznaczyć, że występowanie drugiego minimum nie jest związane tylko z potencjałem Nilssona, podobne efekty można zaobserwować dla innych potencjałów jednocząstkowych [6, 7]. Efekt ten jest też niezależny od metody poprawki powłokowej; w rachunkach samozgodnych prowadzonych metodą Hartree'ego i Focka dla efektywnego oddziaływania typu Skyrme'a otrzymano również podobne rezultaty [8].

3. Konsekwencje istnienia drugiego minimum

Obserwowalne doświadczalnie skutki istnienia drugiego minimum zostały schematycznie przedstawione na rys. 4 zaczerpniętym z pracy przeglądowej Spehtha [9].

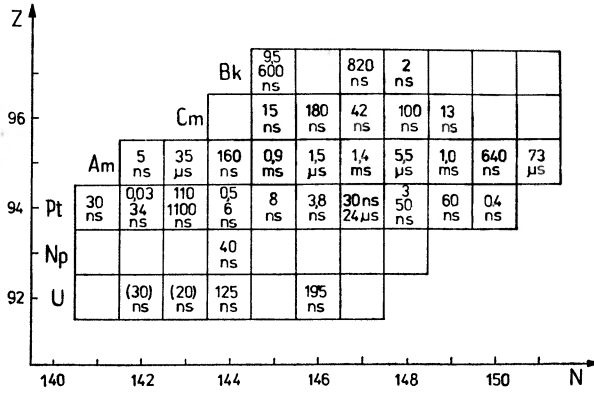


Rys. 4. Obserwowalne skutki istnienia dwugarbnej bariery

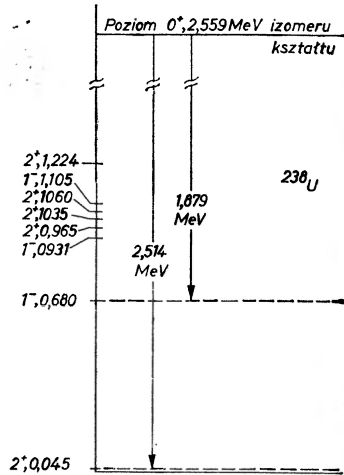
Jądro znajdujące się w II minimum może przejść efektem tunelowym przez zewnętrzną barierę (izomeryczne rozszczepienie), bądź rozpaść do stanów w I minimum (izomeryczny rozpad γ). Na stanie podstawowym w II minimum mogą również wybudować się nisko leżące stany wzbudzone. Stany te można badać zwykłymi metodami spektroskopowymi. Dla zwiększonej energii wzbudzenia dwugarbna bariera przejawia się jako dodatkowa struktura pośrednia w przekroju czynnym na rozszczepienie, która pozwala na otrzymanie informacji o wysokości obu barier.

Jeżeli w wyniku reakcji jądrowej (np. d , pn) jądro aktywność uzyska energię większą niż bariera na rozszczepienie, to prawdopodobieństwa szybkiego rozszczepienia, rozpadu wstecz, czyli powrotu do I minimum i wpadnięcia w drugie minimum, mają się do siebie jak liczby 0,9, 0,1, i 10^{-5} — 10^{-4} .

Dane z 1973 roku [9] mówią o istnieniu 33 rozszczepiających się izomerów kształtu (patrz rys. 5) z czasami życia od 10^{-11} s do 10^{-2} s, które są o 20—30 rzędów wielkości krótsze od czasów życia ze względu na rozszczepienie ze stanu podstawowego. Najdłuższe czasy życia mają izomery kształtu izotopów



Rys. 5. Tablica znalezionych doświadczalnie rozszczepiających się izomerów kształtu. Liczby w poszczególnych polach podają półokres rozpadu izomeru. Dwie liczby w jednym polu świadczą o istnieniu izomerów spinowych



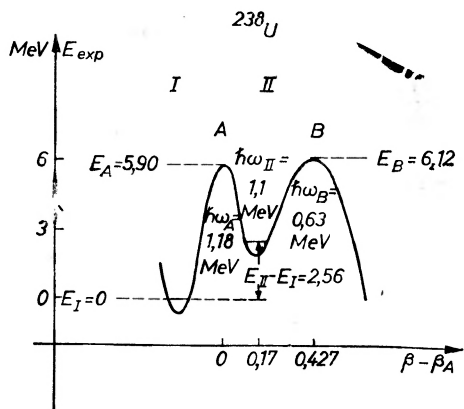
Rys. 6. Schemat rozpadu gamma stanu 0^+ izomeru $^{238\text{m}}\text{U}$ zmierzony w pracy [10]

z liczbą neutronów $N = 146—148$, co może być przejawem występowania przy deformacji $\epsilon = 0,6$ takiej właśnie liczby magicznej dla neutronów, która powoduje pojawienie się w tym miejscu dużej ujemnej poprawki powłokowej.

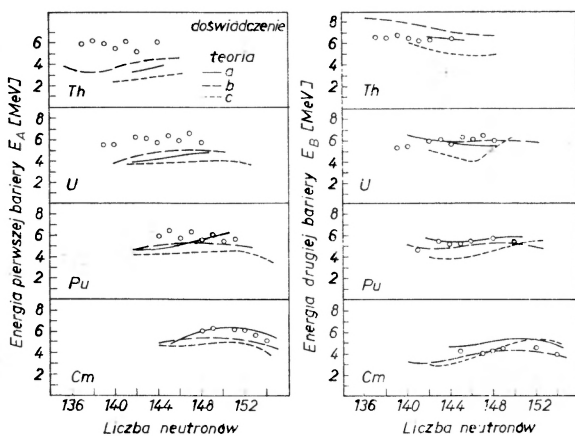
W roku 1973 Russo i współautorzy zmierzili w reakcji (d, pn) wysokość II minimum względem I dla 195 n-sekundowego izomeru $^{238\text{m}}\text{U}$ (rys. 6) [10]. Dokonano pomiaru energii rozpadu γ tego izomeru kształtu obserwując przeje-

ścia ze stanu podstawowego w II minimum 0^+ do stanów wzbudzonych w I minimum 1^- i 2^+ . Dane te pozwalają wnosić, że II minimum znajduje się na wysokości 2,56 MeV ponad pierwszym.

Pomiar ten razem z danymi otrzymanymi metodą funkcji wzbudzenia pozwolił na określenie doświadczalne bariery na rozszczepienie jądra ^{238}U



Rys. 7. Bariera na rozszczepienie jądra ^{238}U odtworzona w pracy [10] na podstawie danych doświadczalnych

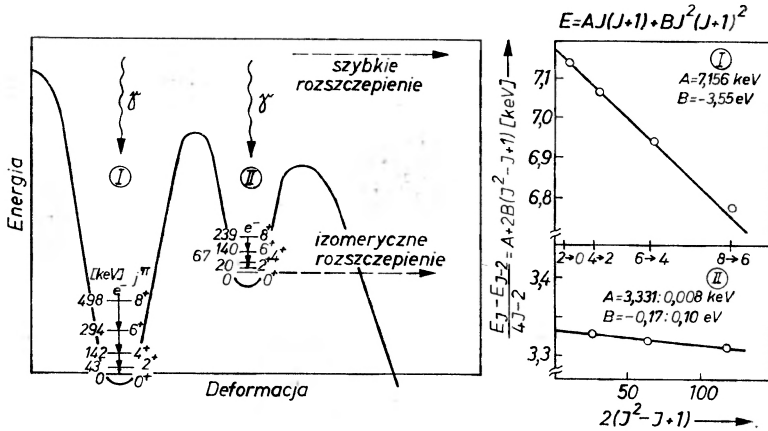


Rys. 8. Porównanie teoretycznych wysokości barier z danymi doświadczalnymi [9]. Krzywa a) przedstawia wyniki teoretyczne uzyskane z potencjałem Woods-Saxona, b) z potencjałem Nilssona, c) z potencjałem „folded Yukawa”

(patrz rys. 7). Druga bariera jest nieco wyższa i niemal dwukrotnie szersza niż pierwsza. Zestawienie wysokości barier zmierzonych dla innych izomerów z wynikami teoretycznymi otrzymanymi metodą poprawki powłokowej jest przedstawione na rys. 8.

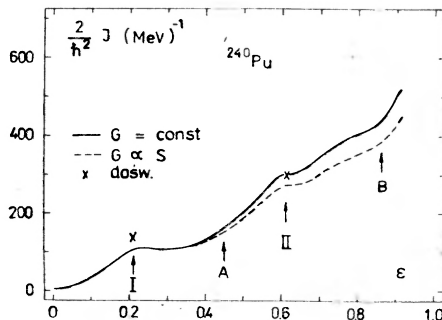
4. Stany wzbudzone w drugim minimum

W roku 1972 Specht i współpracownicy dokonali pomiaru stanów wzbudzonych 4ns izomeru kształtu ^{240}Pu . W reakcji $^{238}\text{U}(\alpha, 2n)^{240}\text{Pu}$ wykorzystano cząstki o energii 25 MeV, przyspieszone akceleratorem tandemowym. Wyniki pomiarów są przedstawione na rys. 9. W reakcji tej zostały wzbudzone pasma rotacyjne w I i II minimum. Zaobserwowano tam stany aż do pinu 8+.



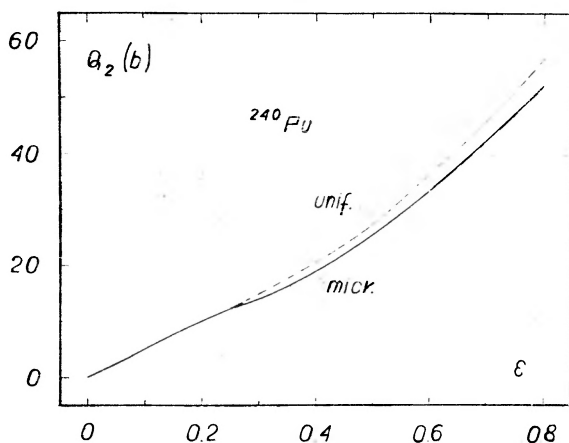
Rys. 9. Doświadczalnie obserwowane przejścia w pasmach rotacyjnych ^{240}Pu wybudowanych na stanie podstawowym (I) i na stanie 0^+ izomeru kształtu (II). Na prawym rysunku pokazane jest dopasowanie energii przejść do wyrażenia na energie rotacyjne

W wyniku analizy energii stanów rotacyjnych w II minimum dla ^{240}Pu okazało się, że stosują się one lepiej do reguły I ($I+1$) i że moment bezwładności tego izomeru jest około dwa razy większy niż zmierzony dla pasma rotacyjnego w I minimum.



Rys. 10. Zależność momentu bezwładności jądra ^{240}Pu od deformacji wyliczona w modelu „cranking” dla sił pairing o stałym nateżeniu (linia ciągła) i proporcjonalnym do powierzchni jądra (linia przerywana) [12]. Krzyżyki przedstawiają wyniki doświadczalne otrzymane w pracy [11]

Wynik ten jest w doskonałej zgodności z danymi teoretycznymi uzyskanymi przez Sobiczewskiego i współautorów [12], którzy obliczyli moment bezwładności w przybliżeniu modelu cranking dla potencjału Nilssona. Zestawienie tych wyników z wartościami doświadczalnymi jest przedstawione na rys. 10. Doświadczalna wartość momentu bezwładności w zestawieniu z krzywą teoretyczną pozwala na oszacowanie deformacji odpowiadającej II minimum, które wypada przy deformacji $\varepsilon \approx 0,6$. Jest to pierwsze doświadczalne, choć nieco jeszcze pośrednie, oszacowanie deformacji tych izomerów kształtu.



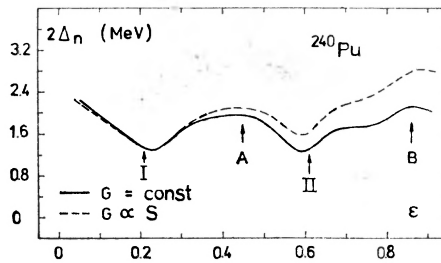
Rys. 11. Teoretyczna zależność elektrycznego momentu kwadrupolowego ^{240}Pu od deformacji. Linia ciągła przedstawia wyniki uzyskane w modelu mikroskopowym, przerywana dla jednorodnego rozkładu ładunku [13]

Dokładne oznaczenie deformacji II minimum byłoby możliwe przez pomiar zredukowanych prawdopodobieństw przejść typu $E2$ w paśmie rotacyjnym, a zatem podanie doświadczalnej wartości momentu kwadrupolowego tego izomeru kształtu. Takie próby doświadczalne trwają, chociaż nie opublikowano jeszcze wyników. Istnieją natomiast oszacowania teoretyczne momentów multipolowych odpowiadających stanowi podstawowemu rozszczepiających się izomerów kształtu [13]. Na rys. 11 jest przedstawiona krzywa zależności momentu multipolowego od deformacji ε dla ^{240}Pu . Przy przejściu od pierwszego do drugiego minimum momenty kwadrupolowe rosną ok. 3 razy.

Seltten i Limkilde w 1972 roku [14] zidentyfikowali dwa rozszczepiające się izomery kształtu ^{238}Pu i zmierzili odległość energetyczną między nimi $1,3 \pm 0,3$ MeV. Wynik ten można zinterpretować robiąc analogię do dobrze znanych izomerów K występujących w pierwszym minimum, gdzie odstęp energetyczny jest dobrą miarą przerwy energetycznej powstałej na skutek korelacji pairing w jądrach parzysto-parzystych. Jeden ze znalezionych izomerów kształtu jest izomerem typu K dla drugiej jamy, a wielkość $1,3 \pm 0,3$ odpowiada przerwie energetycznej (2Δ), którą powinno się otrzymać na drodze teoretycznej w punkcie odpowiadającym II minimum.

Rysunek 12 przedstawia wartości teoretyczne neutronowej przerwy energetycznej otrzymane przez Sobiczewskiego i współautorów [12]. Zgodność teorii z doświadczeniem jest dobra, lecz na skutek dużego błędu pomiaru trudno jest przesądzić czy natężenie sił pairing jest proporcjonalne do pola powierzchni jądra.

Obecnie trwają próby pomiaru stanów wibracyjnych w II minimum, dla których istnieją również oszacowania teoretyczne [14].



Rys. 12. Zależność neutronowej przerwy energetycznej ($2\Delta_n$) jądra ^{240}Pu od deformacji. Linia ciągła przedstawia wyniki otrzymane przy założeniu stałego natężenia sił pairing, przerywana dla sił proporcjonalnych do powierzchni jądra

Podsumowując, należy stwierdzić, że dane eksperymentalne podtrzymują teoretyczny obraz dwugarnych barier. W wielu wypadkach jest obserwowana niemal ilościowa zgodność wyników teoretycznych i doświadczalnych. Ilość danych doświadczalnych w ciągu ostatnich lat szybko rośnie, obserwujemy więc obecnie narodziny nowego działu spektroskopii jądrowej — spektroskopii drugiej jamy potencjału.

Literatura

- [1] S. M. Polikanov, V. A. Druin, V. A. Karnaukhov, V. L. Mikheev, A. A. Pleve, N. K. Skobelev, V. G. Subbotin, G. M. Ter-Akopjan, V. A. Fomichev, *Sov. Phys. JETP* **15**, 1016 (1962).
- [2] V. M. Strutinski, *Yad. Fiz.* **3**, 614 (1966); *Nucl. Phys.* **A95**, 420 (1967); *Nucl. Phys.* **A122**, 1 (1968).
- [3] W. D. Myers, W. J. Świątecki, *Nucl. Phys.* **81**, 1 (1966).
- [4] S. G. Nilsson, *Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat.-Fys. Medd.* **29**, No. 16 (1955).
- [5] S. G. Nilsson, C. F. Tsang, A. Sobiczewski, Z. Szymański, S. Wycech, C. Gustafson, I. L. Lamm, P. Möller, B. Nilsson, *Nucl. Phys.* **A131**, 1 (1969).
- [6] M. Brack, J. Damgaard, H. C. Pauli, A. S. Jensen, V. M. Strutinsky, C. Y. Wong, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 320 (1972).
- [7] P. Möller, J. R. Nix, *IAEA Third Symp. Phys. and Chem. of Fission*, Rochester SM-174/202, 1973.
- [8] H. Flocard, P. Quentin, D. Vautherin, A. K. Kerman, *IAEA*, SM-174/38, Rochester 1973.

- [9] H. J. Specht, *Rev. Mod. Phys.* **46**, 773 (1974).
- [10] P. A. Russo, J. Pedersen, R. Vandenbosch, *Nucl. Phys.* **A240**, 13 (1975).
- [11] H. J. Specht, E. Konecny, D. Heunemann, J. Weber, *Phys. Lett.* **41B**, 43 (1972).
- [12] A. Sobiczewski, A. S. Bjornholm, K. Pomorski, *Nucl. Phys.* **A202**, 14 (1972).
- [13] B. Nerlo-Pomorska, A. Sobiczewski, K. Pomorski, *Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys.*, Munich 1973, s. 600.
- [14] P. Limkilde, G. Sletten, *Nucl. Phys.* **A199**, 504 (1972).
- [15] M. Zielińska-Pfabe, Gabrakov, *Phys. Lett.* **44B**, 405 (1973).

Ronald Wadas

Ośrodek Naukowo-Produkcyjny Materiałów
Półprzewodnikowych
Warszawa

Fizyczne przyuczyny reakcji organizmów żywych na pola magnetyczne

Consequences of a Magnetic Field for Living Organisms

Abstract: A discussion is given of the consequences of a magnetic field for the animals and plants. The influence of a magnetic field on the paramagnetic molecules, liquid crystals and biological electric circuits is presented.

1. Przyuczyny wpływu pola magnetycznego na organizmy żywe

Badanie wpływu pola magnetycznego na organizmy żywe poza aspektem poznawczym ma na celu wykorzystanie obserwowanych zjawisk do regulacji procesami życiowymi, a w medycynie do diagnozy i terapii. Z punktu widzenia fizycznego działanie pola magnetycznego na organizmy żywe nie przedstawia problemów nierozwiązalnych. Nie obserwuje się również żadnych nowych zjawisk fizycznych nieznanych dotąd poza organizmami żywymi. To co jest nowego, to niezwykle oryginalne i ciekawe objawianie się tych zjawisk, niespotykane często w przyrodzie nieożywionej. Stąd wynikają trudności (nawet dla wytrawnych specjalistów z magnetyzmu) przyporządkowania obserwowanych zjawisk prawom i regułom fizyki magnetyzmu. Problematyka ta jest w swej istocie bardziej interesująca, niż wynikakoby to z zainteresowania prowadzonych badań. Jest ponadto bardzo użyteczna w biologii i medycynie. Ponadto jest na tyle trudna, że można mieć wątpliwości, aby biolodzy i lekarze mogli się z nią uporać.

Reakcja organizmów żywych na działanie pola magnetycznego wynika z faktu, że są one, albo diamagnetyczne, albo paramagnetyczne. Dlatego też badania podatności magnetycznej są bardzo owocne i odgrywają podstawową rolę w określaniu cech poszczególnych elementów organizmu żywego. Niemniej molekuly o tej samej podatności reagują inaczej, kiedy są w stanie

Romuald Wadas

Ośrodek Naukowo-Produkcyjny Materiałów
Półprzewodnikowych
Warszawa

Fizyczne przyczyny reakcji organizmów żywych na pola magnetyczne

Consequences of a Magnetic Field for Living Organisms

Abstract: A discussion is given of the consequences of a magnetic field for the animals and plants. The influence of a magnetic field on the paramagnetic molecules, liquid crystals and biological electric circuits is presented.

1. Przyczyny wpływu pola magnetycznego na organizmy żywe

Badanie wpływu pola magnetycznego na organizmy żywe poza aspektem poznawczym ma na celu wykorzystanie obserwowanych zjawisk do regulacji procesami życiowymi, a w medycynie do diagnozy i terapii. Z punktu widzenia fizycznego działanie pola magnetycznego na organizmy żywe nie przedstawia problemów nierozwiązalnych. Nie obserwuje się również żadnych nowych zjawisk fizycznych nieznanych dotąd poza organizmami żywymi. To co jest nowego, to niezwykle oryginalne i ciekawe objawianie się tych zjawisk, niespotykane często w przyrodzie nieożywionej. Stąd wynikają trudności (nawet dla wytrawnych specjalistów z magnetyzmu) przyporządkowania obserwowanych zjawisk prawom i regułom fizyki magnetyzmu. Problematyka ta jest w swej istocie bardziej interesująca, niż wynikałoby to z zainteresowania poważnych badaczy. Jest ponadto bardzo użyteczna w biologii i medycynie. Ponadto jest na tyle trudna, że można mieć wątpliwości, aby biolodzy i lekarze mogli się z nią uporać.

Reakcja organizmów żywych na działanie pola magnetycznego wynika z faktu, że są one, albo diamagnetyczne, albo paramagnetyczne. Dlatego też badania podatności magnetycznej są bardzo owocne i odgrywają podstawową rolę w określaniu cech poszczególnych elementów organizmu żywego. Nie-mniej molekuly o tej samej podatności reagują inaczej, kiedy są w stani

plynnym, półplynnym i stałym. Jest to zrozumiałe, ponieważ energie wiązań wewnątrzcząsteczkowych i międzymolekularnych są różnej natury. Różne są też efekty fizyczne działania pola magnetycznego, ale nie tylko. Zaskakujące są z reguły efekty fizjologiczne, których nie można nie uwzględnić w prowadzonych badaniach.

Pole magnetyczne zmienia stan jonów, molekuł i sieci „kryształicznej” całego organizmu. Dlatego zresztą pole magnetyczne stosunkowo silne ($H \sim 500$ Oe) i działające przez dłuższy okres czasu jest szkodliwe dla pracowników laboratoriów z polami magnetycznymi. Reakcja jednak poszczególnych elementów organizmu nie jest jednakowa. Daje się wyodrębnić trzy najważniejsze elementy sprawiające, że efekty działania pola magnetycznego są największe:

- 1) działanie pola magnetycznego na nieskompensowane spiny,
- 2) działanie pola magnetycznego na ciekłe kryształy zawarte w organizmach,
- 3) działanie pola magnetycznego na poruszające się ładunki elektryczne ujemne i dodatnie.

2. Działanie pola magnetycznego na molekuly z nieskompensowanymi spinami

Molekuly biologiczne z nieskompensowanymi spinami są paramagnetyczne, ferrimagnetyczne i ferromagnetyczne [1]. Należą do nich hemoglobina, mioglobina, hemocyjanina, transferyna, wolne rodniki i dziesiątki enzymów. Znajdują się one w każdej komórce biologicznej. Cechuje je to, że pod wpływem pola magnetycznego ich momenty magnetyczne ustawiają się zgodnie z kierunkiem pola. Zewnętrzne pole magnetyczne może zatem dokonywać obrotu molekuly i translacji. Obliczenia wykonane dla elipsoidalnej molekuly hemoglobiny wskazują, że natężenie pola magnetycznego niezbędne do jej obrotu i translacji powinno być bardzo duże [2]. Energia kinetyczna molekuly sprawia, że wpływ pola magnetycznego uwidacznia się dopiero od pewnej progowej wartości tego pola. Próg ten jednak może być obniżony, jeśli molekula jest zjonizowana. Występują wówczas oddziaływania nie tylko między polem i momentem magnetycznym ale również i ładunkiem elektrycznym. W związku z tym pole magnetyczne może zarówno przyspieszyć jak i opóźnić reakcje chemiczne. Okazuje się, że przyspieszenie reakcji następuje wówczas, kiedy suma podatności molekularnych jej składników po reakcji jest większa od analogicznej sumy podatności przed reakcją. Jeśli jest odwrotnie, reakcje są opóźnione. Stwierdzenie to pozwala ingerować w procesy metabolizmu i w zależności od potrzeby regulować je w sposób świadomy. Jednocześnie wydaje się, że spostrzeżenie to jest zalążkiem nowych praw fizykochemicznych.

Jedną z pierwszych substancji paramagnetycznych poddanych badaniom wpływu pola magnetycznego była krew. Ciekawym wynikiem tych badań

było odkrycie ścisłej zależności między rodzajem choroby stwierdzonej za pomocą badania krwi a natężeniem pola magnetycznego, przy którym występuje elektronowy rezonans spinowy. Wyniki badań okazały się tak dokładne, że stosowane są w klinicznej analizie krwi [3]. Umożliwia to niemal natychmiastową diagnozę. Ponadto jeśli choroby wywołują zmiany krwi, to każda z nich dokonuje tego w odmienny sposób. Różne wartości natężenia pola rezonansowego świadczą o zmianie symetrii molekuly hemoglobiny, przy czym każda z chorób symetrię tę zmienia w sposób odmienny. Ponadto stwierdzono, że pod wpływem pola magnetycznego wzrasta liczba leukocytów, a maleje liczba erytrocytów [4]. Odwrotne działanie pola magnetycznego na leukocyty i erytrocyty związane jest z przeciwnym stanem magnetycznym tych składników. Erytrocyty są paramagnetyczne dzięki obecności w nich hemoglobiny a leukocyty diamagnetyczne. Obserwacje powyższe mogą być wykorzystane w terapii stanów zapalnych. Wiadomo bowiem, że jednym z zadań leukocytów jest zwalczanie stanów zapalnych.

Intensywnym badaniom poddano enzymy [5—7]. Udało się przy tym wyciągnąć bardzo znamienne wnioski. Stwierdzono, że wszystkie enzymy i wolne rodniki zwiększają swoją aktywność pod wpływem pola magnetycznego. Istnieje jednak zarówno dolny jak i górny próg natężenia pola magnetycznego. Poniżej pewnej dolnej granicy nie obserwuje się żadnych zmian. Powyżej granicy górnej aktywność enzymów gwałtownie maleje. Może to być skutkiem anizotropii magnetycznej molekuł. Pod wpływem pola magnetycznego paramagnetyczna molekula ustawia swą oś z maksymalną podatnością zgodnie lub prawie zgodnie z kierunkiem natężenia pola magnetycznego. W ten sposób usztywnia się i traci przynajmniej w części swobodę ruchów. Powoduje to zahamowanie reakcji, które są katalizowane przez enzym. Energia cieplna kT , która wywołuje wiele dyskusji, kompensowana jest przez energię wiązań wewnątrz-molekularnych, między innymi wymiennych, międzymolekularnych i energię dynamiczną. Granice natężeń pól magnetycznych, w których aktywność enzymów wzrasta, nie są jednakowe. Pozwala to na selektywne wykorzystanie pól magnetycznych.

3. Działanie pola magnetycznego na ciekłe kryształy zawarte w organizmach

Badanie ciekłych kryształów biologicznych jest nowym kierunkiem badawczym. Ciekłe kryształy w organizmach żywych występują bardzo obficie. Składają się z nich błony wewnątrzkomórkowe, znajdują się one w korze nadnercza, jajników, rdzenia pacierzowego, hormonach płciowych, mózgu, kwasie dezoksyrybonukleinowym (DNA) i innych organellach. W chwili obecnej nie istnieje kompletna lista części organizmu zbudowanych z ciekłych kryształów. Wykaz taki dopiero powstaje. Z tego, co już wyżej zacytowano, wynika, że ciekłe kryształy znajdują się w każdej komórce, co czyni je powszechnymi.

Ciekłe kryształy są związkami diamagnetycznymi o podatności rzędu 10^{-7} i cechuje je magnetyczna anizotropia. Wpływ pola magnetycznego na ciekłe kryształy wyraża się przez

- 1) deformację ciekłego kryształu,
- 2) przejścia fazowe od fazy cholesterolowej do fazy nematycznej,
- 3) tworzenie pętli histerezy podatności magnetycznej i dielektrycznej.

Dzięki ważkiej roli biologicznej błon komórkowych prowadzi się intensywne ich badania. Zadaniem błon, zwanych również membranami, jest rozdzielanie odrębnych procesów, jakie istnieją po obu jej stronach. Rozdzielenie to jednak nie jest kompletne, albowiem musi istnieć wymiana materii między wnętrzem zamkniętym przez błonę a jej otoczeniem. Podstawową cechą tych błon jest przepuszczanie w obie strony tylko tych pierwiastków i związków, które są, albo potrzebne do życia, albo zbędne w przypadku wydalania. Działanie błon jest zatem selektywne i kierunkowe, tzn. substancja wpuszczona do wnętrza okolonego błoną nie wraca już na zewnątrz. Istnieje cały szereg komórek wyspecjalizowanych jak np. komórki nerwowe. Za ich pomocą odbywa się przyjmowanie, przenoszenie i przetwarzanie bodźców zewnętrznych, które nazwać można informacjami. W stanie statycznym po obu stronach błony komórki nerwowej istnieje znaczna różnica potencjałów wytworzona przez ładunki elektryczne odpowiednich jonów. Przyjęcie informacji polega na nagłym otwarciu kanałów przepuszczania w błonie, neutralizacji ładunków i wytworzeniu spadku napięcia. Impuls taki przenosi się do ośrodków odbiorczych. Deformacje ciekłego kryształu i przejścia fazowe jakie następują pod wpływem pola magnetycznego zaburzają stan normalny powodując przepuszczanie błon wówczas, kiedy to jest zbędne i hamując przepuszczanie wówczas, kiedy powinno być ono maksymalne. Pole magnetyczne wpływa nie tylko na błonę ale również na przepływający ładunek. Zachodzi zatem pytanie czy z punktu widzenia fizjologicznego wpływ pola magnetycznego na ciekłe kryształy jest dla organizmu dodatni czy ujemny. Wyniki eksperymentalne wskazują, że działanie pola, szczególnie przez czas dłuższy, jest szkodliwe dla organizmu. Czas ten jest tym krótszy, im szybciej dany organizm się rozwija. Interesujące są różnice obserwowane dla komórek młodych w stanie embrionalnym i starych. W komórkach powstających i świeżo ukształtowanych procesy metaboliczne są niezwykle intensywne. Ze względu na to, że ciekłe kryształy są magnetycznie anizotropowe, ich tworzenie się i wzrost w polu magnetycznym jest również anizotropowy a więc anormalny. Komórki takie wyrodniają i giną. Zjawisko takie obserwowane jest zarówno u zwierząt, jak i roślin.

Poza ujemnymi skutkami wpływu pola magnetycznego na ciekłe kryształy dało się dotąd wyodrębnić dwie strony dodatnie: 1) w stanach chorobowych zmiany powstałe w strukturze ciekłych kryształów a tym samym ich pracy mogą być w pewnych przypadkach usuwane przez pole magnetyczne. Następuje to wówczas, kiedy działanie choroby jest odwrotne do działania pola. Ze względu na zjawisko histerezy pole magnetyczne nie musi być stosowane wówczas w sposób ciągły. Wystarczy stosować go co kilka dni; 2) znamien-

nym odkryciem jednak jest hamowanie syntezy DNA w nowotworach [8], [2]. Możliwość taka istnieje dzięki temu, że komórki nowotworowe są młodsze od komórek normalnych na których wyrastają. Stąd odporność ich jest mniejsza od starych komórek organizmu.

Wszystkie przeprowadzone w tym kierunku serie eksperymentów są jednoznaczne i pozytywne. Pole magnetyczne działa w tym przypadku nie tylko na ciekłe kryształy ale i na magnetyczne enzymy i wolne rodniki zgodnie z koncepcjami poprzedniego paragrafu. Jest wysoce prawdopodobne, że pola magnetyczne zostaną wykorzystane w zwalczaniu chorób nowotworowych jako jeden ze środków leczniczych.

Kolejnym zagadnieniem jest tworzenie pętli histerezy podatności magnetycznej i dielektrycznej w ciekłych kryształach w polu magnetycznym. Istotą tego efektu jest fakt, że stan wyjściowy różny jest od stanu końcowego. Działanie pola magnetycznego pozostawia ślad, lub inaczej, dostarczony sygnał zostaje zarejestrowany. Zjawisko to jest istotą współczesnych pamięci technicznych. Występuje ono również pod wpływem pola elektrycznego. Zachodzi pytanie czy jeden z rozróżnianych rodzajów pamięci ludzkiej zasady swej nie opiera na tym zjawisku. Nie jest wykluczone, że tak jest w istocie. Argumentem przemawiającym przeciwko tej koncepcji jest krótki czas trwania obserwowanej histerezy, wynoszący od kilku minut do kilku dni. Zjawiska te jednak obserwowano na sztucznie wytwarzanych ciekłych kryształach, a czułość aparatury pozwala mierzyć tylko zjawiska grube. Sądzę w związku z tym, że odrzucenie takiej hipotezy w chwili obecnej byłoby przedwczesne.

4. Wpływ pola magnetycznego na ruch ładunków elektrycznych

Odbieranie informacji od otoczenia, ich przetwarzanie i dawanie odpowiedzi są procesami elektrycznymi. Procesami elektrycznymi są również wewnętrzne układy sterownicze regulujące wydzielanie hormonalne, przemiany metaboliczne itp. Układami elektrycznymi wewnątrz organizmu są układy nerwowe. Pole magnetyczne może działać na biologiczne układy elektryczne w trojaki sposób: 1) przede wszystkim zmienia własności obwodów, jeśli nawet nie przepływa przez nie prąd elektryczny. Dotyczy to głównie tych obwodów, które zawierają ciekłe kryształy, tzn. niemal wszystkich; 2) druga możliwość zasadę swą opiera na działaniu prądnic. W przewodniku przecinającym linie sił pola magnetycznego indukuje się siła elektromotoryczna. Przecinanie linii pola magnetycznego przez elektryczne obwody biologiczne zachodzi podczas ich ruchu w czasie pracy serca, oddychania i eksperymentów. W życiu codziennym spotykamy się z polem geomagnetycznym; 3) trzecią przyczyną reakcji układów elektrycznych biologicznych na pole magnetyczne jest jego wpływ na ładunek elektryczny w ruchu. W tym przypadku odchyłony zostaje, albo obwód, albo kierunek ruchu ładunku. Może się zdarzyć, że nie trafia on

do celu. Pole magnetyczne może zatem osłabiać reakcje poszczególnych organów.

Przeprowadzone badania wpływu pola magnetycznego na pracę serca wykazały bardzo istotne zmiany na elektrokardiogramie. Umożliwiły ponadto odkryć nowe szczegóły w pracy serca nieistotne z punktu widzenia magnetycznego [9].

Reakcja biologicznych układów elektrycznych na pole magnetyczne tłumaczy się zdolność właściwego wyboru kierunku przez ptaki, niektóre dżdżownice i ślimaki. Podobnie wyjaśnia się właściwości różdżkarzy, aczkolwiek istnieje hipoteza, że reakcja człowieka na zmiany pola geomagnetycznego jest powodowana przez rezonans jądrowy a dokładniej przez zmianę częstotliwości rezonansowej.

Literatura

- [1] R. Wadas, *Postępy Fizyki*, 27, 137 (1976).
- [2] M. F. Barnothy, *Biological Effects of Magnetic Fields*, Plenum Press, New York 1964.
- [3] B. A. Neiman, J. A. Pawliuczenko i A. P. Ryzewa, *Proceedings of a Conference to Study the Effects of Magnetic Fields on Biological Objects*, Moscow 1966.
- [4] A. J. Lichaczew, *Izw. Akad. Nauk. Azerb. SSR*, Ser. Biol. No 1 (1963).
- [5] W. Young, *Biological Effects of Magnetic Fields*, v. 2, Plenum Press, N. York—London 1969.
- [6] E. S. Cook, S. Elton, *The 143-th meeting of ACS*, January, 14, 1963.
- [7] M. J. Smith, E. S. Cook, *The 2-nd Biomagnetic Symposium*, Chicago, November, 29, 1963.
- [8] E. S. Cook, J. C. Fardon, L. G. Nuttini, *Biological Effects of Magnetic Fields*, v. 2, Plenum Press, N. York—London 1969.
- [9] M. F. Barnothy, *Biological Effects of Magnetic Fields*, vol. 2, Plenum Press, N. York—London 1969.

S. E. Bresler

Instytut Fizyki Jądrowej
AN ZSRR
Leningrad

Fizyka i biofizyka *

Physics and Biology

Abstract: The most important achievements and current problems of the molecular biology are reviewed. Some aspects interesting from the physical point of view are discussed.

Przy pierwszym zetknięciu, biologiczne układy i biologiczne procesy wydają się fizykiem niezmiernie złożone i skomplikowane. Jest to tylko wrażenie. Wystarczy porównać sytuację w biologii 10—20 lat temu i teraz, żeby zobaczyć rezultaty ogromnego postępu. Problemy, które wydawały się nie do rozwiązania, weszły do szkolnych programów. Zastosowanie fizycznych metod pomiarowych, a głównie fizycznych idei, pozwala na postawienie i rozwiązanie dowolnego problemu w naukach przyrodniczych. Wątpliwości, czy prawa fizyczne w pełni stosują się do żywej materii, wyrażane przez tak znakomitych fizyków jak Schrödinger i Bohr okazały się niesłuszne. Wszystkie cząsteczki i procesy biologiczne całkowicie podlegają prawom mechaniki kwantowej i statystyki.

Zatrzymam się krótko na minionym etapie biofizyki — powstaniu biologii molekularnej w ciągu ostatnich 20 lat. Ten temat był tak szczegółowo rozpatrywany w popularnych czasopismach i nawet w gazetach, że omówię go tylko pokrótce, natomiast głównie zwrócę uwagę na problemy nierozwiązane — problemy najbliższej przyszłości. W biologii istnieją w tej chwili trzy takie podstawowe zagadnienia. Pierwsze to zagadnienie morfogenezy, tj. powstawania nadmolekularnych struktur, komórkowych organelli i błon z różnych klas cząsteczek, problem ich budowy i funkcji. Drugie, to problem różnicowania i rozwijania się zarodka złożonego organizmu — tak zwana onto-

* Artykuł, opublikowany w czasopiśmie „Uspiechi Fizycznych Nauk” 115, 121—143 (1975), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy (Przyp. Red.).

geneza. Trzecie, to problemy neurobiologii — mechanizm działania układu nerwowego i odszyfrowania neurobiologicznego kodu oraz jako główny cel — poznanie istoty ludzkiej świadomości.

Te trzy problemy są bardzo dalekie od rozwiązania. Niemniej jednak właśnie metody fizyczne znajdują tu największe zastosowanie. Dlatego celowym jest rozpatrzeć sytuację ogólnie i przynajmniej spróbować sformułować główne zadania. Zastrzegam, że dalej nie będę rozdzielał chemii od fizyki, traktując chemię jako dział fizyki molekularnej. Nie ulega wątpliwości, że wszystkie zjawiska chemiczne można wyjaśnić przy pomocy równania Schrödingera. Empiryczne rozwiązanie wielu problemów jest bardziej ekonomiczne niż ścisłe, tylko ze względów technicznych tj. rachunkowych, natomiast nie ma żadnych ograniczeń teoretycznych. Dobrze to widać obecnie, kiedy zastosowanie komputerów umożliwiło numeryczne rozwiązywanie równania Schrödingera dla układów wieloelektronowych. Dlatego, kiedy będę mówił „fizyka”, będzie to oznaczało „fizyka i jej zastosowanie w chemii”.

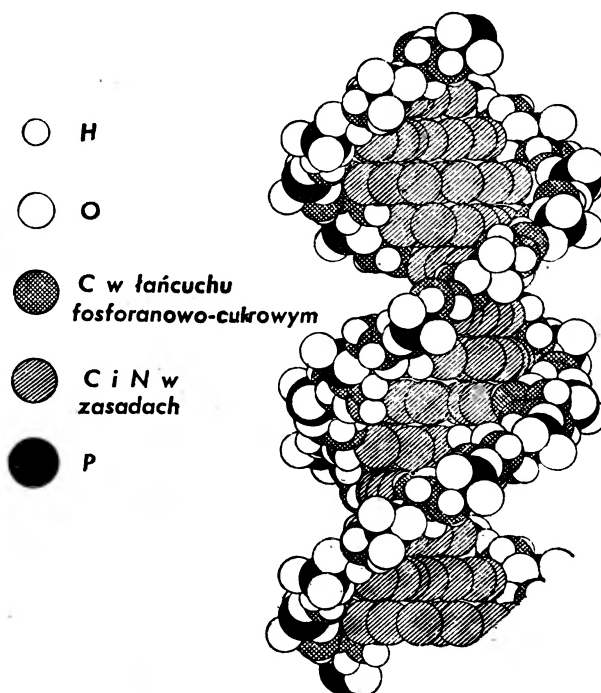
Po tych wstępnych rozważaniach przystąpimy do właściwego tematu, zatrzymując się z początku przy poprzednim etapie. Wiadomo, że biologia w trakcie swojego rozwoju znacznie oddaliła się od nauk ścisłych. O ile fizyka stała się nauką eksperymentalną jeszcze w starożytności, to biologia była nauką wyłącznie opisową aż do XVIII—XIX wieku. Nawet tacy twórcy biologii jak Darwin i Miecznikow byli tylko obserwatorami, a nie eksperymentatorami.

Dwa działy biologii wcześniej niż inne weszły na drogę eksperymentu i pomiaru. Pierwszym z nich była genetyka. Ścisłe, oparte na statystyce doświadczenie i ilościowe podejście pierwszy zastosował Mendel, a za nim cała plejada genetyków — Morgan, Weismann, Sturtevant i inni. Jednocześnie jako dział chemii zaczęła rozwijać się biochemia. Począwszy od Lavoisiera, Boussingaulta, Liebiga i Emila Fischera rozpoczęto ilościowe badania składu i równowagi substancji w żywych organizmach. Stąd wynikły ilościowe prawa. Biochemia, tak jak i genetyka, wyprzedziła całą biologię. Nic więc dziwnego, że właśnie na granicy biochemii i genetyki wynikły zagadnienia do których zastosowano fizykę w pełnym zestawie metod i środków eksperymentalnych, które umożliwiła rewolucja naukowo-techniczna w połowie naszego stulecia.

Jak sformułować główne problemy rozwiązywane do tej pory w biologii molekularnej? Można je podzielić w następujący sposób: biopolimery tj. białka i kwasy nukleinowe, ich struktura i funkcja, a także mechanizm dziedziczności i zmienności w żywej przyrodzie [1]. Metodologię fizyki widać już w samym postawieniu problemu. Fizyka wychodzi z budowy materii, ze struktury cząsteczek dwóch ważniejszych typów, z których składa się żywy organizm — białek i kwasów nukleinowych. Zagadnienia te, które wydawały się beznadziejnie skomplikowane jeszcze 30 lat temu, zostały zbadane i zrozumiane we wszystkich szczegółach, w tak historycznie nieznaczącym okresie czasu jakim jest 15 lat, dzięki zastosowaniu analizy rentgenograficznej, spektroskopii, radiospektroskopii, mikroskopii elektronowej, metod izotopowych, a głównie

dzięki ideom współczesnej fizyki molekularnej, statystyki i mechaniki kwantowej.

Zrozumienie budowy biologicznych cząstek szybko doprowadziło do wyjaśnienia ich funkcji. W 1953 r. w znakomitej pracy Watsona i Cricka została opisana budowa kwasów nukleinowych. Okazało się, że DNA to polimer, którego łańcuchy nawinięte na cylinder o średnicy 15 Å, tworzą dwupasmową spiralę (rys. 1). Łańcuch polimeru składa się z występujących na przemian



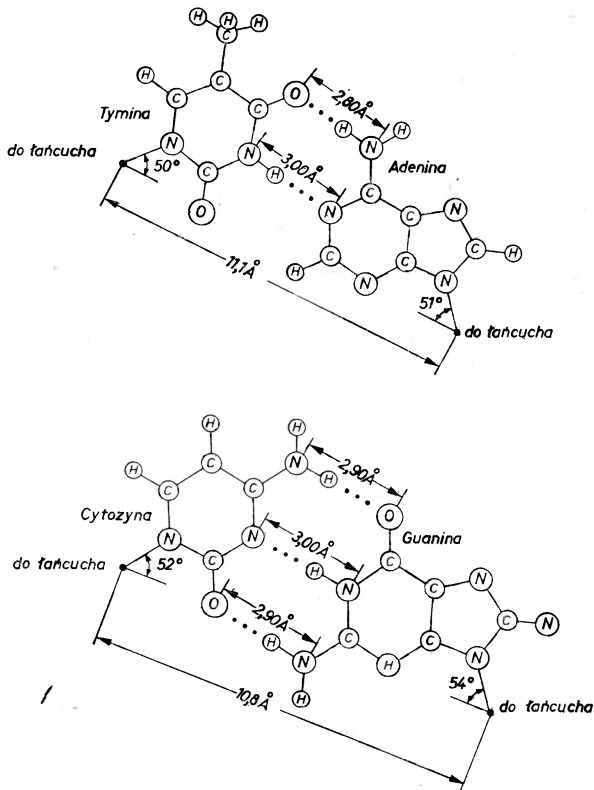
Rys. 1. Model przypuszczalnej budowy kwasu dezoksyrybonukleinowego (DNA). Wnętrze spirali Watsona-Cricka wypełniają zasady purynowe i pirymidonowe. (Model zbudowany na podstawie danych rentgenograficznych)

cząsteczek cukru i reszt kwasu fosforowego. Z boku przyłączone są tzw. zasady azotowe — adenina, guanina, tymina i cytozyna. Wypełniają one wnętrze cylindra, podobnie jak stos monet.

Najważniejszym elementem tej struktury jest ścisła odpowiedniość grup bocznych w obu przeciwległych łańcuchach. Naprzeciwko adeniny zawsze występuje tymina, naprzeciwko guaniny — cytozyna. Rzecz w tym, że jest to jedyna kombinacja pozwalająca na utworzenie wiązań wodorowych między dwoma łańcuchami (rys. 2). Stąd wynika zasada Watsona-Cricka — zasada dopełnialności lub komplementarności. Jeden z łańcuchów ściśle determinuje sekwencję zasad drugiego. W trakcie replikacji łańcuchy rozdzielają się i do

wolnych zasad azotowych każdego łańcucha przyłączone są mononery * ściśle według zasady Watsona-Cricka: do tyminy — adenina, do guaniny — cytozyna. Po połączeniu się monomerów w łańcuchu z jednego dwupasmowego łańcucha powstają dwa identyczne dwupasmowe łańcuchy (rys. 3). Sama struktura DNA umożliwia replikację: tj. przenoszenie dziedzicznych cech z komórki macierzystej do potomnej.

Następnie odkryto kod genetyczny wiążący liniową kolejność nukleotydów w kwasach nukleinowych z liniową kolejnością aminokwasów w łańcuchu



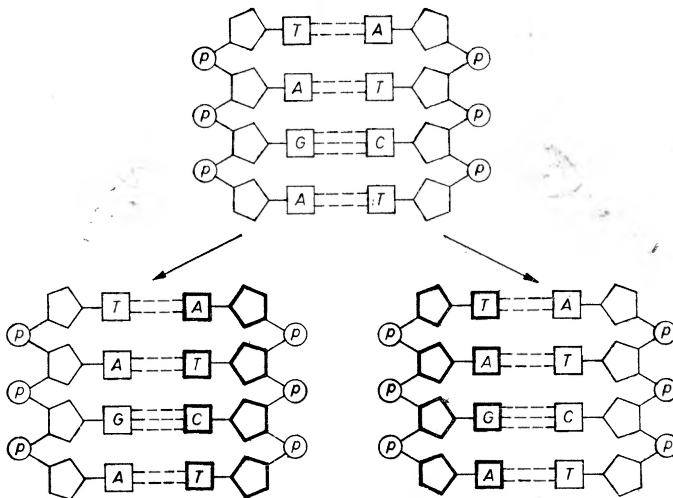
Rys. 2. Komplementarność grup bocznych (schemat łączenia się zasad w pary)

białką. Wiadomo, że istnieje 20 podstawowych aminokwasów i 4 nukleotydy. W przybliżeniu mamy taką sytuację, jak przy zapisywaniu liter alfabetu przy pomocy systemu Morse'a. Alfabet Morse'a posługuje się dwoma znakami — kreską i kropką. Dlatego do zapisania 32 liter nieodzowne jest użycie w określonej kolejności kilku znaków alfabetu Morse'a. Kod genetyczny jest scharakteryzowany liczbą kodową 3. Z czterech nukleotydów można zestawzić

* Monomer — w przypadku kwasów nukleinowych zasada azotowa wraz z cząsteczką cukru i resztą kwasu fosforowego — tzw. nukleotyd (przyp. tłum.).

64 trójki — kodony reprezentujące 20 aminokwasów. Ustalono, że kod jest zdegenerowany tzn. kilka kodonów odpowiada jednemu aminokwasowi.

Procesy syntezy kwasów nukleinowych i białek są przykładami syntezy przebiegającej przy pomocy matrycy. Matryca (jak w drukarni) jednoznacznie determinuje sekwencję nukleotydów w przypadku kwasów nukleinowych i aminokwasów w przypadku białek. Przy syntezie matrycowej następuje kopiowanie jednego łańcucha polimeru według drugiego. W przypadku kwasów nukleinowych do łańcucha polinukleotydowego przyłączają się nukleotydy. Oddziaływania międzycząsteczkowe umożliwiające ten proces to wiązania wodorowe między zasadami — adeniną i tyminą, guaniną i cytozyną.

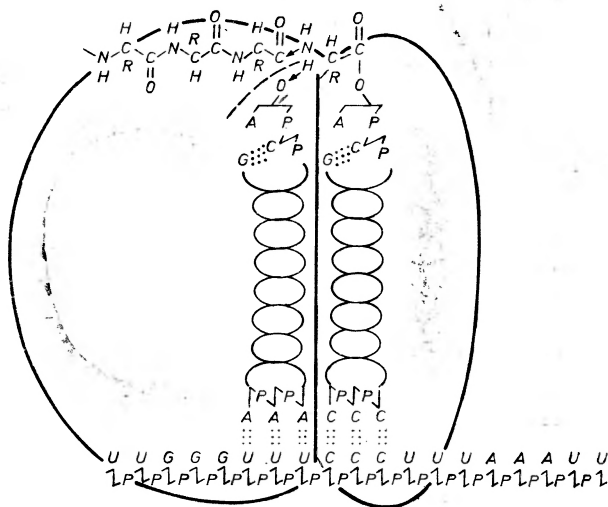


Rys. 3. Schemat semikonserwatywnej replikacji DNA

Przy syntezie białka do polinukleotydowej matrycy przyłączają się aminokwasy. Odbywa się to za pośrednictwem krótkich polimerów transportowego RNA. Do każdej cząsteczki transportowego RNA przyłącza się odpowiadający jej aminokwas. W środku cząsteczki RNA w miejscu wygięcia łańcucha znajduje się trójka nukleotydów — tak zwany antykodon, który przyłącza się do komplementarnej trójki nukleotydów na matrycy — tak zwanego kodonu (rys. 4). W ten sposób krok za krokiem zachodzi włączanie aminokwasów do łańcucha białka. Informacja o budowie białka jest zawarta w łańcuchu polinukleotydowym dzięki sekwencji kodonów. Również w tym przypadku siłami międzycząsteczkowymi odpowiedzialnymi za działanie matrycy są wiązania wodorowe między zasadami. Zasada Watsona-Cricka jest uniwersalnym prawem, zgodnie z którym oddziałują ze sobą nukleotydy i na którym opierają się wszystkie znane w biologii syntezy zachodzące z udziałem matrycy.

Następnie okazało się, że zmienność organizmów, tj. mechanizm mutacji, jest łatwy do wyjaśnienia i polega na chemicznej modyfikacji DNA, zachodzącej pod wpływem napromieniowania lub chemicznych mutagenów. Sponta-

niczne mutacje, które umożliwiają ewolucję, to po prostu zwykłe omyłki, „szumy termiczne” w trakcie kopiowania DNA. W ten sposób podstawowa rola kwasów nukleinowych — przenoszenie informacji genetycznej z jądra do cytoplazmy, gdzie zachodzi synteza białka, została całkowicie wyjaśniona.



Rys. 4. Schematyczne przedstawienie środkowego etapu syntezy białka. W obu podjednostkach rybosomu widoczne są miejsca w których znajdują się dwie cząsteczki transportowego RNA, częściowo zwiniętego w spiralę. U dołu obu cząsteczek pokazane są trójki, antykodony, połączone wiązaniami wodorowymi z komplementarnymi trójkami, kodonami, łańcucha matrycowego RNA. U góry lewy tRNA niesie na swoim końcu (niezakończoną) część łańcucha białkowego, prawy tRNA niesie kolejny aminokwas, dobrany odpowiednio do antykodonu CCC. Każdemu aminokwasowi odpowiada specyficzny transportowy RNA, który realizuje przyłączanie aminokwasów. Następnym krokiem będzie reakcja chemiczna kolejno aminokwasu z łańcuchem peptydowym, lewy tRNA oswoodzi się i odejdzie do roztworu, a prawy z doczepionym do niego łańcuchem białka przesunie się o jeden krok (o jeden tryplet) w prawo. Następnie przyłączy się kolejny tRNA, niosący następny aminokwas, itd.

Funkcje białek, z których główną jest kataliza enzymatyczna, są poznane w znacznie mniejszym stopniu niż funkcje kwasów nukleinowych, chociaż udało się wyjaśnić podstawowe zasady na przykładzie funkcjonowania najlepiej poznanych białek — hemoglobiny i rybonukleazy. Opanowanie enzymów zapowiada w przyszłości prawdziwy przewrót w technologii chemicznej.

Uwieńczeniem badań nad białkami i kwasami nukleinowymi jest ich synteza w laboratorium. Do syntezy białek został skonstruowany specjalny automatyczny aparat, co dobrze obrazuje XX w. w nauce. Dokonano również syntezy prostych genów stosując metody chemii organicznej i biochemii. W dziedzinie enzymologii najpierw udało się zsyntetyzować sztuczny, tzn. modelowy, polimer, który tak jak białko przyspiesza reakcję chemiczną o 10—12 rzędów.

W ogromnym skoku, jaki nastąpił w tej dziedzinie nauki, kluczową rolę odegrali przedstawiciele fizyki. Wymienię tylko niektóre nazwiska. W strukturalnej analizie białek pierwszych kroków dokonał Bragg i jego najbliżsi współpracownicy — Perutz i Kendrew, a także Pauling i Bernal. Cała ta grupa wybitnych fizyków stworzyła podstawy strukturalnej analizy białek. W strukturalnej analizie i poznaniu funkcji kwasów nukleinowych, główną rolę odegrali inni fizycy — Crick i Wilkins, a także Delbrueck, Benzer, Brenner, Stent i Guarrant. Na koniec pierwsze ścisłe postawienie problemu kodu genetycznego należy przypisać Gamowowi. Nie można nie wymienić również Schrödingera, którego w dużej mierze prorocza książka „Co to jest życie”, napisana jeszcze w 1944 r., była pierwszym bodźcem wzbudzającym zainteresowanie wielu wybitnych fizyków problemami biologii, a w szczególności genetyki.

Zapytajmy: jaka jest teraz sytuacja w biologii molekularnej po tylu wspianych osiągnięciach? Nie chciałbym wywołać wrażenia, że już wszystko zostało zbadane i wyjaśnione. Biologia molekularna jest jeszcze daleka od zamknięcia. Zostało do rozpracowania bardzo dużo szczegółów, w tym wiele problemów bardzo obiecujących z praktycznego punktu widzenia — zaspokojenia ludzkich potrzeb.

Mozna porównać sytuację w tej dziedzinie z sytuacją w fizyce ciała stałego. Każdy fizyk wie, że w zasadzie wszystkie zjawiska w ciele stałym mogą być zrozumiane i rozwiązane przy pomocy równań mechaniki kwantowej i statystyki. Nikt nie przypuszcza, że na tym polu można dokonać przewrotu, jednak ilość interesujących szczegółów wymagających zbadania i ilość różnych zastosowań jest ciągle niewyczerpana. Dlatego dziedziną tą zajmuje się chętnie wielu wyśmienitych uczonych. Obecna sytuacja w biologii molekularnej i genetyce molekularnej jest podobna. Trzeba jeszcze zbadać wiele szczegółów w procesach mutagenety i rekombinacji, mających kluczowe znaczenie dla praktyki. Trzeba zrozumieć działanie enzymów i nauczyć się je modelować, również częściowo dla celów praktycznych. Powstała nowa interesująca dziedzina nazwana „inżynierią genetyczną”. Ponieważ geny można syntetyzować w probówce, lub otrzymywać z chromosomów żywych organizmów (w laboratoriach mamy już teraz do czynienia z całym zestawem „czystych genów” wyodrębnionych w znaczących ilościach), powstaje problem wprowadzenia ich do chromosomów komórek bakteryjnych, roślinnych i zwierzęcych w taki sposób, żeby zmusić komórkę do powielania informacji egzogennej (obcego pochodzenia). Wykonanie tego może pozwolić na rozwiązanie problemów ekonomicznych na fantastyczną skalę.

Podam tylko parę przykładów. Wiadomo, że niektóre bakterie posiadają geny kodujące wytwarzanie nitrogenazy — enzymu umożliwiającego wiązanie azotu z atmosfery. Bakterie te obchodzą się bez soli amonowych lub kwasu azotowego. Wykazano niedawno, że geny te mogą być przeniesione do komórek bakteryjnych innego gatunku, niezdolnych do wiązania cząsteczkowego azotu. W rezultacie otrzymane komórki nabywają gen nitrogenazy i ich zestaw chromosomów zostaje odpowiednio zmieniony. Oczywiście jest to tylko mo-

delowe doświadczenie. Ale wyobraźmy sobie, że uda się nam wszczepić gen nitrogenazy do pszenicy, bawełny czy ziemniaków. Otrzymamy odmiany mogące żyć bez nawozów azotowych, co uczyni zbędnym rozwój całej ogromnej gałęzi przemysłowej, dotąd nieodzownej.

Rozważmy inny przykład. Niektóre białka np. insulinę musimy nieustannie produkować dla chorych, u których występuje ich niedobór. Gdyby przestano wytwarzać insulinę, to w ciągu kilku dni zmarłyby miliony chorych na cukrzycę. Insulinę otrzymuje się teraz z trzustek bydłych. Jest to mała cząsteczka białka, której gen jest stosunkowo nietrudno zsyntetyzować. Przypuśćmy, że uda się go wprowadzić do chromosomu jakiegokolwiek mikroorganizmu (jest to w pełni realne). Otrzymamy producenta potrzebnego nam białka, a dalsze postępowanie będzie dużo prostsze niż w przypadku materiału z komórek zwierzęcych.

Na zakończenie jeszcze jedna możliwość, na razie zakrawająca na fantazję ale w przyszłości mogąca okazać się realną — wprowadzenie do organizmu ludzi cierpiących na dziedziczne schorzenia, genów, które uzupełnią niedobór niezbędnych enzymów spowodowany mutacją, która naruszyła całkowicie funkcjonowanie odpowiedniego genu. Jeżeli problem wprowadzenia informacji egzogennej do komórek wyższych organizmów zostanie rozwiązany, to niewykluczone, że będzie możliwa naprawa genomu ludzkich komórek. Już teraz wiemy, że niektóre wirusy mogą przenosić informację genetyczną z jednych komórek organizmu do innych — jest to tzw. zjawisko transdukcji. Czasami udaje się wprowadzić informację genetyczną do komórki przy pomocy oczyszczonego DNA — jest to tzw. transformacja. Być może otwiera to realną możliwość aktywnej interwencji w procesie dziedziczenia czyli inżynierii genetycznej. Wykaże to przyszłość.

Trzecim zagadnieniem, które w ostatnich latach nabrało aktualności jest wirusowe pochodzenie złośliwych nowotworów. Dawno pokazano na modelu fag — bakteria, że wirusy mogą egzystować w dwóch formach — wegetatywnej, kiedy wirus rozmnaża się w komórce gospodarza i utajonej, kiedy tylko chromosom wirusa włącza się do chromosomu gospodarza. Wirus staje się wtedy prowirusem, a fag — profagiem. Liczne własności komórki ulegają zmianom po otrzymaniu takiej informacji od pasożyta. Najjaskrawszym następstwem jest złośliwe przeobrażenie komórki. Zgromadzono wiele obserwacji świadczących, że zmiany nowotworowe u człowieka są właśnie takiego pochodzenia. Prowadzenie badań nad wirusami, ich różnorodnymi formami oddziaływania na komórki i metodami ich zwalczania ma ogromne praktyczne znaczenie dla społeczeństwa. Są to centralne zagadnienia współczesnej biologii molekularnej.

Można by dalej rozwijać ten temat, powiedzieć o konieczności szczegółowego poznania syntezy białka (znanej dopiero w ogólnych zarysach), wyjaśnienia budowy i funkcji tzw. rybosomów — fabryki białek, o roli mechanizmu automatycznej regulacji syntezy i konieczności szczegółowego go zbadania,

poprzestaną jednak na wymienionych już przykładach pokazujących, jaką interesującą i żywą nauką jest współczesna biologia molekularna.

Przejdziemy teraz do nowych, nierozwiązanych jeszcze, a najbardziej podstawowych zagadnień, które znalazły się w tej chwili w centrum zainteresowania. Nie wiadomo jeszcze, w jaki sposób szukać ich rozwiązania i nie osiągnięto poważniejszych rezultatów. Jest to niemal całkowicie dziewicza dziedzina.

Jako pierwszy z tych problemów wymienię morfogenezę — powstawanie strukturalnych elementów błon komórkowych, organelli i całych komórek z cząsteczek biologicznych (białek, kwasów nukleinowych, lipidów i węglowodanów). Biologom molekularnym nieraz zarzucano redukcjonizm, tzn. zawężanie odtwarzania życiowych procesów do roztworów cząsteczek i sprowadzanie zjawisk zachodzących w żywym organizmie do reakcji cząsteczek. Redukcjonizmowi biologowie przeciwstawiają integratyzm, tj. tezę o samodzielnym znaczeniu komórkowych i nadkomórkowych struktur. Zarzut redukcjonizmu jest całkowicie nieusprawiedliwiony. Żaden zdrowo myślący człowiek nie może zaprzeczyć temu, że procesy biologiczne zachodzą w ogólności nie w roztworach, a w błonach i różnych strukturalnych tworach — rybosomach, mitochondriach, jądrach itp. Jacob, jeden z twórców współczesnej biologii molekularnej w swojej niedawno napisanej książce *La logique du vivant* wprowadził specjalne pojęcie „integronu” [2]. Należy pod tym rozumieć pewien stopień organizacji materii umożliwiający spełnianie wszystkich najbardziej złożonych i wyspecjalizowanych funkcji. Oddzielna cząsteczka białka jest najmniejszym integronem. Dalej idą liczne białka, kwasy nukleinowe i lipidy połączone w strukturę błony. Jest to następny pod względem złożoności integron. Wypełnia on wiele zadań — łączy w sobie szereg etapów reakcji enzymatycznych, stanowi swojego rodzaju transporter czyli automatyczną linię dla syntezy określonych substancji — białek, kwasów tłuszczowych — czy stopniowego utleniania w mitochondriach. Integronami wyższego rzędu są: komórka, tkanka i organizm.

Tu od razu wyłania się wiele problemów. Jaka jest struktura błon i komórkowych organelli? W jaki sposób spełniają one swoje funkcje? Jak powstają, tzn. jak komórka syntetyzuje chemiczne komponenty wchodzące w ich skład? Na tym polega problem morfogenezy — powstawanie morfologicznych elementów komórki widocznych niekiedy w zwykłym mikroskopie (jądra, mitochondria), a zawsze w mikroskopie elektronowym (rybosomy, zewnętrzne otoczki komórkowe). W celu rozwiązania tych zagadnień intensywnie zaczęto teraz stosować metody fizyczne.

W ostatnich latach przeprowadzono badania budowy błon metodą dyfrakcji promieni rentgenowskich. Mimo, że zdolność rozdzielcza nie była bardzo duża — 10 Å, jednak otrzymano spory zasób informacji [3]. Widać, jak ułożone są różne składniki wewnątrz błony, w szczególności warstwa lipidów tworząca jak gdyby izolującą przesłonkę. Oprócz tego znaleziono charakte-

rystyczne składniki o bardzo interesującej strukturze cząsteczkowej. Mają one postać dużych pierścieni przypominających obwarzanki. Związki te tworzą z jonami sodu i potasu tak zwane kompleksy kanałowe. Zdolność jonów do tworzenia kompleksów z tymi osobliwymi cząsteczkami, nazywanymi jonoforami, zależy od promienia jonu. Jonofory rozpuszczone są w warstwie lipidowej. Tłumaczy to selektywną przepuszczalność błon, która w niektórych miejscach jest przepuszczalna dla potasu, ale nieprzepuszczalna dla sodu. Inne jonofory są przepuszczalne dla sodu.

Równocześnie z biernym przenoszeniem drogą dyfuzji, zachodzi tzw. aktywny transport w kierunku odwrotnym do gradientu stężenia. Przy aktywnym transporcie siłą rzeczy następują straty energii, ponieważ jest to proces odwrotny do dyfuzji. Źródłem energii są reakcje utleniania, czyli oddychanie. Utlenianie w żywej przyrodzie odbywa się w błonach, a przede wszystkim w specjalnych ciałkach komórkowych — mitochondriach. Reakcja zachodzi z udziałem wielu białek — enzymów. Substrat reakcji utleniania, na przykład cząsteczka cukru, poprzez szereg etapów przechodzi na końcu w dwutlenek węgla i wodę. W trakcie tych reakcji zachodzi nieprzerwany przepływ elektronów przez błony [4]. Elektrony przechodzą kolejno od białka do białka, ponieważ enzymy zawierają jony metali o zmiennej wartościowości — żelazo i miedź lub specjalne cząsteczki mogące utleniać się poprzez przekazywanie elektronu. W rezultacie, uporządkowana organizacja katalitycznie aktywnych białek w błonie, wytwarza w czasie utleniania strumień elektronów ładujący błonę do różnicy potencjałów rzędu 0,1—0,2 V, co przy jej małej grubości prowadzi do pól rzędu $(1-2) \times 10^5$ V/cm. Nawiasem mówiąc, przenoszenie prądu elektronowego przy pomocy mechanizmu sztafetowego, drogą zmiany wartościowości sąsiednich jonów, jest znane w fizyce ciała stałego w niektórych ferrytach. Powstanie pola elektrycznego w błonie powoduje przepływ kationów w jedną, a anionów w drugą stronę. Jednak lipidowe warstewki są dobrym izolatorem i tylko obecność specyficznych jonoforów wytwarza kanały dla ruchu potasu, sodu, wapnia i innych jonów.

Z elektrycznym polem w błonie związane jest jedno z najbardziej interesujących zjawisk w biologii — pobudliwość. Jeśli pod wpływem zewnętrznej różnicy potencjałów, lub niektórych czynników chemicznych (tzw. mediatorów), skok potencjału na błonie, wynoszący normalnie 100—150 mV, obniży się w jakimś punkcie 4—5 razy, to zachodzi jak gdyby miejscowa depolaryzacja, a w najbliższym obszarze błona staje się przewodząca. Na skutek tego, powstaje miejscowy prąd depolaryzacyjny. Przy tym pole na błonie nadal zanika i pobudzane są coraz to dalsze jej części.

Dzięki takim zdumiewającym własnościom powstaje elektryczny sygnał — impuls prądu biegnący bez zatrzymania wzdłuż błony [5]. W komórkach systemu nerwowego, neuronach, te elektryczne piki trwające około milisekundy są materialnym przejawem nerwowej i psychicznej aktywności.

Elektrofizjologia zajmuje się rejestrowaniem i wyjaśnianiem tych sygnałów, zwanych w języku angielskim „spikes”. W ogólności nie są one cechą

tylko neuronów. Również w komórkach roślinnych można łatwo zaobserwować rozprzestrzeniające się impulsy elektryczne. Są one powszechnym przejawem działania błon, który ewolucja żywej przyrody wykorzystwała do utworzenia systemu nerwowego, pojawiającego się w wielokomórkowych organizmach.

Sygnały nerwowe rozprzestrzeniają się z bardzo charakterystycznymi prędkościami: od 10 do 100 m/s zależnymi głównie od rozmiarów aksonu tj. długiego przewodu tworzącego komórkę nerwową. Prędkości te mierzył już Helmholtz sto lat temu, a obecnie ich pomiar można wykonać z dużą dokładnością.

Hodgkin i Huxley stworzyli fenomenologiczną teorię „spikes”. Mierząc elektryczne charakterystyki błony aksonów po przyłożeniu do nich stałej różnicy potencjałów, a następnie wstawiając otrzymane dane do równania Kelvina (równania telegrafistów), można było prawidłowo przewidzieć kształt i prędkość rozchodzącego się sygnału. Ale na czym polega molekularna natura takich własności błon, która umożliwia generację „spikes”?

Wykazano, że jednocześnie z elektrycznym sygnałem, wzdłuż błony biegnie fala zmieniająca jej optyczne własności: dwójłomność, rozpraszanie światła, polaryzację luminescencji. Chociaż pojedyncza błona jest bardzo cienka (50—70 Å), optyczne efekty są tak duże, że udaje się je mierzyć. Jest to niewątpliwie klucz do poznania struktury fizycznej lipidowych „izolujących” warstw błony. Cząsteczki lipidów, będące w rzeczywistości ciekłymi kryształami, tworzą domeny o regularnej strukturze.

Na podstawie współczesnych pojęć, domen tych nie można sobie wyobrazić jako oddzielnych ograniczonych kryształów. Według ciągłej teorii ciekłych kryształów, sąsiednie cząsteczki są zorientowane i uporządkowane, ale z pewnym zaburzeniem, które zwiększa się od cząsteczki do cząsteczki, na skutek czego uporządkowanie znika w odległości rzędu długości korelacji. W warstwie lipidowej o liniowych rozmiarach rzędu długości korelacji, znajdują się miliony cząsteczek. W zewnętrznych polach elektrycznych i magnetycznych obracają się całe domeny. Właśnie dlatego możliwa jest w zasadzie orientacja w polu magnetycznym, określona stosunkiem $\mu H/kT$, gdzie μ — indukowany moment magnetyczny, H — pole magnetyczne.

Lipidy i inne składniki błon są diamagnetykami i μ dla nich jest bardzo małe, tak że $\mu H/kT \sim 10^{-6}$. Dla całych domen sytuacja jednak istotnie zmienia się, gdyż są one anizotropowe. Orientacja domen w polach elektrycznych wyjaśnia niezwykle własności błon wytwarzających „spikes”, a także wymienione wyżej zjawiska optyczne.

Zaobserwowano również orientację domen w silnych polach magnetycznych i wykazano, że ma ona istotny wpływ na przenoszenie substancji przez błonę [6].

Założenie ciekłokrystalicznej struktury warstwy lipidowej w błonie daje naturalne wytłumaczenie jej zdumiewających własności elektrycznych. Istotnie, omawialiśmy już, w jaki sposób należy wyobrażać sobie przewodnictwo lipidowej błonki w odniesieniu do jonów sodu i potasu. Istnieją specjalne

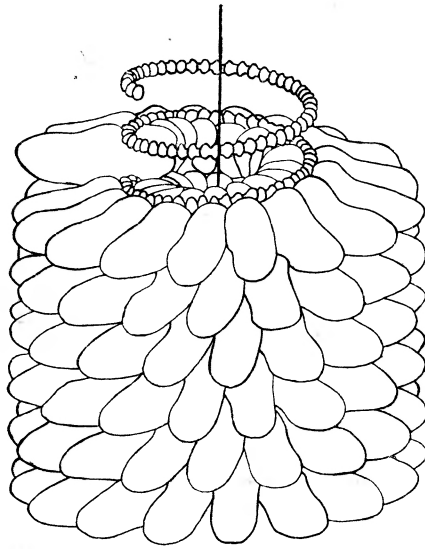
i przy tym różne jonofory dla obu tych jonów. Niestety nie wykryto ich jeszcze w naturalnych błonach, ale w chemii znane są całe klasy syntetycznych modelowych związków o podobnych własnościach (np. gramicydyna i eniatyna). Stwierdzono, że spiralne lub płaskie cząsteczki tych związków układają się w błonach węglowodanowych warstwowo, tworząc kompleksy typu „sandwich”. W kanałach wewnątrz tych kompleksów zachodzi ruch jonów, gdy kompleksy są zorientowane prostopadłe do błony. Tutaj właśnie dochodzimy do molekularnej interpretacji powstawania „spikes”.

W stanie wyjściowym błona jest naładowana i przepuszczalna tylko dla jonów potasu, a nieprzepuszczalna dla anionów. Dlatego następuje jej polaryzacja do dyfuzyjnego potencjału Nernsta.

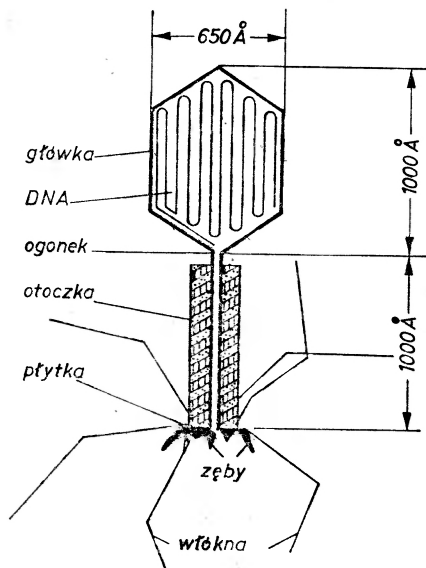
Kiedy błona depolaryzuje się w niektórych punktach na skutek przyłożenia zewnętrznego źródła napięcia, różnica potencjałów maleje prawie do zera, a wektor pola elektrycznego w sąsiednich punktach błony obraca się o 90°. Ponieważ jonofory dla potasu i sodu ułożone są w ciekłokrystaliczne domeny, ich zachowanie przy obrocie wektora natężenia pola, będzie zależało od ich elektrycznej anizotropii, tzn. od struktury cząsteczek. Początkowo błona jest przepuszczalna dla potasu, a praktycznie nieprzepuszczalna dla sodu, czyli domeny potasowego jonoforu są zorientowane równoległe do błony, a sodowego — prostopadłe. Kiedy pole elektryczne obróci się o 90°, razem z nim obrócą się też domeny. Błona stanie się nieprzepuszczalna dla potasu, a przepuszczalna dla sodu. Właśnie to obserwujemy w rzeczywistości. Strumień jonów sodowych będzie skierowany odwrotnie niż potasowych i będzie depolaryzował błonę w sąsiednim punkcie. Różnica potencjałów spadnie tam do zera i ten stan będzie się rozchodził wzdłuż błony z prędkością prawidłowo przewidywaną przez równanie Kelvina. Tak można sobie wyobrazić model powstawania „spikes”.

Zapewne najważniejszą rolę błon jest uczestnictwo w morfogenezie — w powstawaniu nowych błon. Problem nadmolekularnych struktur i ich geneza, jak już powiedziano, jest jednym z najaktualniejszych zagadnień. Najprostsze struktury powstają przez spontaniczne łączenie się białek i kwasów nukleinowych przy sprzyjających wartościach pH i siły jonowej.

Fraenkel-Conrat wykazał to pierwszy w 1955 r. dla wirusa mozaiki tytoniowej [7]. Chociaż struktura jego jest bardzo prosta: jeden łańcuch RNA i 2130 jednakowych białkowych podjednostek (rys. 5), mimo to wszystkie próby otrzymania w próbówce aktywnych wirionów wydawały się wtedy fantazją. Później otrzymano niewielkiego bakteriofaga MS2 z dwóch typów białek i jednej cząsteczki RNA. W końcu udało się samorzutną syntezę tak złożonej konstrukcji jak fag T4, składający się z kilkudziesięciu białek (rys. 6). Przy tym wyjaśniły się interesujące osobliwości. Spontaniczna synteza zachodzi etapami — tworzenia główki, ogonka i włókna. Później „zrastają” się one razem, niszcząc przy pomocy specjalnych hydrolizujących enzymów, osłonki zewnętrznych grup cząsteczek białka. W tym przypadku, struktura



Rys. 5. Model wirusa mozaiki tytoniowej. Częsteczki białka u góry są usunięte w celu ukazania spirali RNA (model zbudowano na podstawie danych rentgenograficznych)

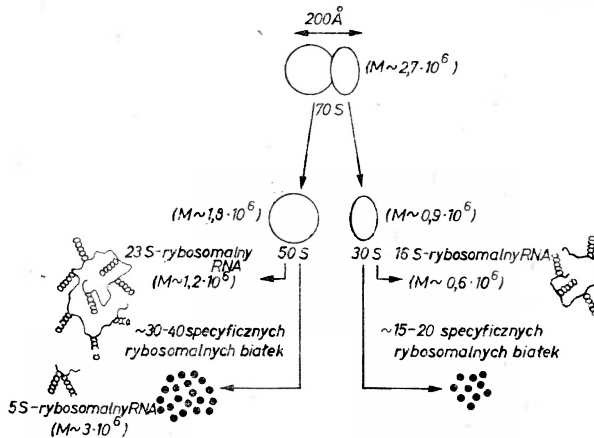


Rys. 6. Schemat struktury bakteriofaga T4 (na podstawie danych z mikroskopu elektronowego)

również powstawała spontanicznie, ale według określonego programu, kolejnymi etapami.

Następnym pod względem trudności krokiem, było złożenie podjednostki rybosomu (rys. 7). Mała podjednostka o ciężarze cząsteczkowym 900 000 składa się z 21 różnorodnych białek i jednej cząsteczki RNA. Zmieszawszy wszystkie białka i RNA, udało się w probówce połączyć je w całość.

Większa podjednostka (ciężar cząsteczkowy 1 800 000) składa się z 34 różnych białek i dwóch typów RNA. Dla niej także udało się spontaniczna synteza, ale otrzymano interesujące odmiany. Okazało się, że obecność gotowych



Rys. 7. Schemat rozkładu (i syntezy) rybosomu na trzy typy RNA i około 50 rodzajów białek

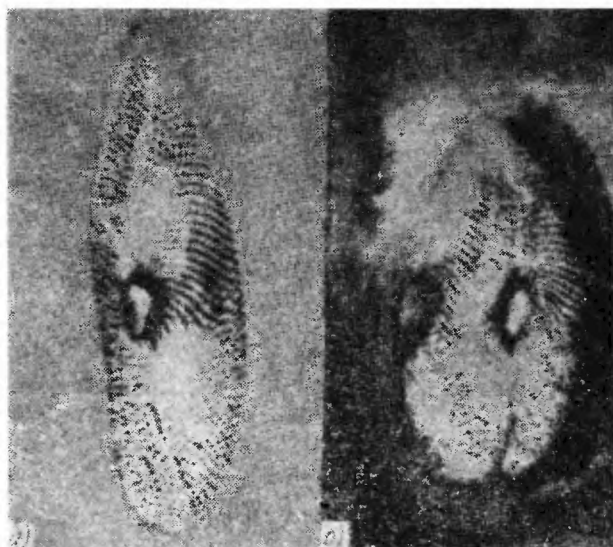
małych podjednostek w roztworze bardzo przyspiesza powstawanie dużych podjednostek, chociaż oddzielne cząsteczki białkowe małych podjednostek same w sobie w żaden sposób nie wpływają na proces powstawania dużej jednostki. Jasne, że rzecz polega na tym, że gotowa powierzchnia małej części z rozmieszczonymi na niej różnymi globulami białka, wytwarza pole sił w jej otoczeniu, które organizuje powstanie drugiej dopełniającej części.

Prostą fizyczną analogią mogą być centra krystalizacji, którymi są niejednorodne miejsca w krystalizującej cieczy. Na przykład kryształy lodu rosną na centrach jodku srebra dlatego, że pole na powierzchni centrum sprzyja odpowiedniemu ułożeniu cząsteczek wody. Jeszcze bliższą analogią są doświadczenia, w których powierzchnię monokrystalicznego metalu pokryto cienką, amorficzną warstwą, a następnie napyłono na nią ten sam metal. Oddzielne kryształy powtarzają przestrzenną orientację podłoża. Przez amorficzną warstewkę przenosi się jak gdyby informacja o powierzchniowej strukturze metalu i zostaje ona odtworzona, czyli duplikuje się [8].

Specjalnie zatrzymaliśmy się na tym przykładzie, ponieważ jest on ważny dla zrozumienia morfogenezy w bardziej złożonych przypadkach. Początkowo sądzono, że spontaniczna synteza wyczerpuje wszystkie przypadki morfo-

genezy i że cała informacja genetyczna rzeczywiście jest zawarta w DNA w postaci danych o budowie wszystkich białek i kwasów nukleinowych. Teraz stało się jasne, że to jeszcze nie wszystko. Sama konstrukcja struktur komórkowych czyli różnorodnych błon, zawiera informację o ich budowie i przekazuje ją komórkom potomnym w procesie tworzenia błon, podobnie jak małe podjednostki rybosomów pomagają przy budowie większych. Wykazano, że niektóre zwarte formacje błon rozmnażają się wewnątrz komórki w procesie jej wzrostu. Tak zachowują się mitochondria i plastydy roślin zielonych. Według wszystkich danych, stanowią one samoodtwarzającą się matrycę.

Oprócz tego na pierwotniakach i roślinach wykonano już wiele eksperymentów świadczących, że jako dopełnienie dziedziczenia informacji zawartej



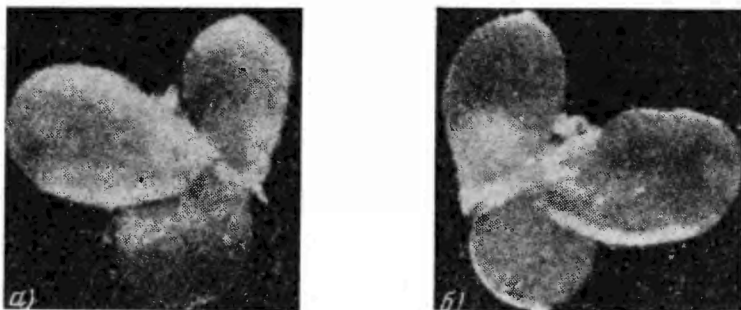
Rys. 8. Zdjęcia mikroskopowe jednogębowego (a) i dwugębowego (b) pantofelka

w jądrze, występuje dziedziczenie struktury błon [9]. Na przykład powszechnie znane infuzory (pantofelki) mogą rozmnażać się zarówno drogą bezpłciową jak i płciową. W przypadku rozmnażania płciowego, dwie komórki tego samego rodzaju łączą się mostkiem i wymieniają materiał genetyczny zawarty w jądrach. Po rozdzieleniu się oba uczestniczące w procesie płciowym osobniki są pod względem genetycznym identyczne. Jednak w trakcie rozdzielania się jeden z nich może zabrać ze sobą część drugiego. Najjaskrawszym przykładem może być przypadek, kiedy jeden z osobników odrywa układ gębowy swojego partnera, w rezultacie czego ma dwa otwory gębowe. Wszystkie infuzory powstałe na drodze podziału osobnika dwugębowego obęda miały dwa otwory gębowe. Odchylenie to zostaje zachwane (rys. 8). Dwugębowe infuzory mogą koniugować z normalnymi. Obie powstające wtedy komórki mają identyczne jądra, ale po rozdziale osobnik dwugębowy zachowuje zwyrodnienie.

Zatem zewnętrzna błona komórki jest samoodtworządzającą się strukturą. Jej białka zakodowane są w jądrze; ale informacja o nadmolekularnej konstrukcji z białek i innych składników jest zawarta w samej błonie.

Przytoczmy jeszcze drugi charakterystyczny przykład — tak zwaną izomerię biologiczną. Prosta roślina — rzęsa — ma tylko trzy listki o nieco różnym kształcie, zdolne tworzyć dwie zwierciadlane, nie dające się na siebie nałożyć konfiguracje (rys. 9) — lewo- i prawoskrętną. Rzęsa może rozmnażać się drogą płciową, czyli poprzez nasiona, i wegetatywną, przez tworzenie odrostów. Przy wegetatywnym rozmnażaniu w specjalnej kieszonce w jednym z liści, powstaje nowa mała rzęsa, z prawoskrętnej zawsze prawoskrętna, z lewoskrętnej zawsze lewoskrętna.

Przy wysiewaniu nasion nie ma żadnej prawidłowości. Nasiona jednej i tej samej rośliny z prawdopodobieństwem 50% dają prawo- i lewoskrętne



Rys. 9. Zdjęcia lewoskrętnej (a) i prawoskrętnej (b) rzęsy

izomery. Znaczy to, że w jądrze nie ma żadnej informacji o prawo- czy lewoskrętnej symetrii. Są to cechy przypadkowe i dla rośliny bez znaczenia. Natomiast w błonie liścia informacja ta jest utrwalona na stałe i odtwarza się z pokolenia na pokolenie. Interesujące jest, że można zmienić tę prawidłowość, naświetlając rzęsę promieniami rentgenowskimi lub stosując czynniki chemiczne. Wtedy z lewoskrętnej rzęsy można otrzymać prawoskrętne potomstwo również drogą bezpłciowego, wegetatywnego rozmnażania. Przykłady te ilustrują specjalnego rodzaju informację dziedziczną zawartą w strukturze błon, w szczególności w zewnętrznej otoczce komórki. Dokładnie nie wiadomo teraz, w jaki sposób następuje odtworzenie tej informacji dziedzicznej, ale nie ulega wątpliwości, że są to zjawiska o olbrzymim znaczeniu.

Drugi problem, o którym należy powiedzieć, jest związany z poprzednim, jest to rozwój i różnicowanie się zarodka czyli ontogeneza [9]. Zapłodniona komórka jajowa, zygota, zawiera w swoim jądrze całą informację o setkach typów różnorodnych komórek, składających się na tkanki złożonego organizmu. Na różnych etapach rozwoju embrionu następuje różnicowanie, czyli przejście od bardziej uniwersalnych do coraz bardziej wyspecjalizowanych

komórek. Etapy różnicowania następują zaraz po licznych podziałach mitotycznych komórki i regulowane są specjalnymi czynnikami chemicznymi — hormonami.

Oczywiste jest, że najważniejszym problemem w rozwoju jest regulacja. W jaki sposób można stłumić w różnicującej się komórce ogromną część informacji genetycznej tak, aby realizowana była tylko dziesiąta jej część? Jak działa taki globalny mechanizm regulujący? Dlaczego jest on nieodwracalny, ale w niektórych wyjątkowych okolicznościach może nastąpić odróżnicowanie komórki somatycznej (komórki ustroju)? Jak daleko można się na tej drodze posunąć? Znane są doświadczenia Stewarta, który drogą rozdrabniania organizmu roślinnego (np. liścia, łodygi lub korzenia marchwi) na oddzielne komórki, potrafił je „odróżnicować“, zrobić uniwersalnymi, a następnie w odpowiednio dobranym środowisku, w obecności hormonów, znowu doprowadzić do różnicowania i powstania z każdej somatycznej komórki całej rośliny.

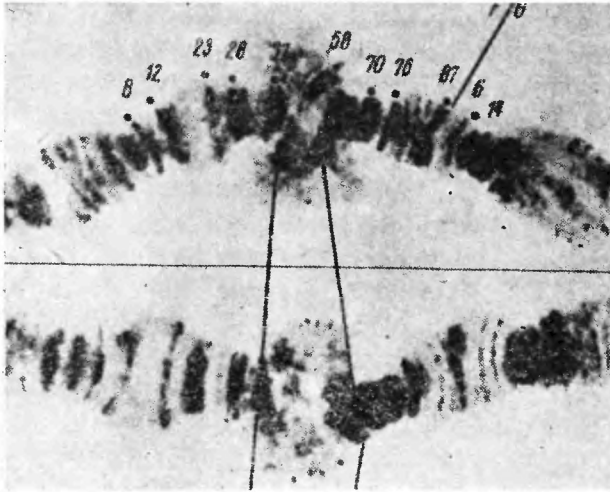
Znane są podobne doświadczenia na zwierzętach — przeobrażenie komórki nabłonka jelita żaby w komórki embrionalne, drogą przeszczepienia ich jądra do cytoplazmy ikry i otrzymanie z nich całych kijanek. Co decyduje o takim przebiegu różnicowania? Dlaczego wirusy włączając się do chromosomu powodują wzrost nowotworów i jednocześnie odróżnicowanie? Nasuwa się tu wiele pytań dotyczących zarówno struktury, jak i funkcjonowania tego mechanizmu.

Problemem numer jeden jest ułożenie DNA w chromosomie. Weźmy dla przykładu którykolwiek z chromosomów człowieka, np. 13. Znajduje się w nim nić DNA o średnicy 20 Å i całkowitej długości 3,3 cm i ułożona jest w zwarty twór o długości 5,8 μm i średnicy 0,7 μm. Oczywiście, spirala Watsona-Cricka musi być zwinięta w zwarty kłębek lub szpulkę. Nasuwa się pytanie, w jaki sposób realizowana jest informacja genetyczna? Jak odbywa się kopiowanie matrycowego RNA z DNA chromosomu? Pogląd o tym pozwoliła wyrobić obserwacja pod mikroskopem niektórych zarodków. Widziany w mikroskopie obraz chromosomu komórki gruczołu ślinowego muszki owocowej (drozofili) wykazuje, że pewne odcinki chromosomu są cieńsze i bardziej ściśle. Są to heterochromatynowe odcinki, nieaktywne genetycznie.

Obok nich widać dyski i wybrzuszenia nazywane bufkami (rys. 10). Ich zawartość tzw. euchromatyna jest znacznie luźniej w tych odcinkach ułożona, szpulki DNA są częściowo rozplątane i odbywa się tam intensywne syntezy RNA na matrycy z DNA. Wykazano już w przekonujący sposób, że każdy taki dysk zawiera jeden gen z całą należącą do niego regulacyjną częścią chromosomu. Po policzeniu dysków u drozofili stwierdzono istnienie około 5000 genów. W zarodkach amfibi także występują obszary euchromatynowe, czyli funkcjonujące części chromosomów, rozpulchnione i rozluźnione. Chromosomy w tych obiektach przypominają kształtem szczotki do czyszczenia lamp naftowych. W mikroskopie elektronowym widać w nich rozplątane pętle DNA. Spirala Watsona-Cricka jest wtedy odsłonięta i gotowa do skopiowania. Co reguluje proces przechodzenia heterochromatyny w euchromatynę, dlaczego

szczególne ułożenie nici DNA zastępuje miejscami bardziej swobodna i luźna struktura? Tego możemy się w tej chwili tylko domyślać.

Ostatnio zrobiono wiele interesujących doświadczeń na modelach. Wzięto DNA wirusa, który w roztworze tworzy luźną nić, a w wirionie zwartą szpulkę. W obecności niektórych hydrofilowych polimerów, rozpuszczanych w wodzie (np. glikolu polietylenowego), DNA wirusa sam zwiija się w ścisły twór [11]. Polimer powoduje dehydratację DNA i wtedy zaczynają odgrywać rolę dodatkowe siły scalania, przypuszczalnie wiązania wodorowe i podwójna nić



Rys 10. Zdjęcia mikroskopowe chromosomu z gruczołu ślinowego larwy drozofili (widoczne bufki)

Watsona-Cricka jak gdyby krystalizuje w superspiralę. Okazało się, że proces ten jest bardzo czuły na skład roztworu, np. na stężenie jonów sodowych i potasowych. Można utrzymywać w roztworze progowe warunki dla zwiijania. Udaje się utrwalić struktury pośrednie, w których nić DNA jest częściowo zwinięta, a częściowo swobodna.

To wszystko przypomina nieco sytuację w chromosomie. W jądrze znajduje się stężony roztwór hydrofilowych polimerów, tak zwanych histonów, które, o ile wiadomo, silnie wpływają na zwiijanie się i rozwijanie DNA. Być może, ich rolę można porównać z rolą glikolu polietylenowego. Ale w jaki sposób zachodzi rozwijanie się DNA właśnie w potrzebnych miejscach? Jak natura tworzy bufki w tych obszarach chromosomu, które potrzebne są zarodkowi? Tego jeszcze nie wiemy. Podejrzewa się, że istnieją specjalne regulujące białka, niehistonowej natury, które spełniają tę funkcję. Prawdopodobnie ma tu miejsce niezwykle specyficzne oddziaływanie tych regulujących białek, bezpośrednio z DNA chromozomu.

Oszacowanie stałych termodynamicznych tego oddziaływania daje precedensową wartości stałej dysocjacji rzędu 10^{-13} mola/litr i niższe. Jakie

siły międzycząsteczkowe zapewniają takie silne wiązanie (obniżenie energii swobodnej R_{Tlnk} wynosi 16 000—20 000 cal/mol)?

Ciągle jeszcze błądzimy w ciemnościach i powinniśmy szukać wyjaśnienia charakteru oddziaływania regulujących białek z DNA, tak jak kiedyś Watson i Crick szukali prawa oddziaływania łańcuchów DNA między sobą. Jest jeszcze za wcześnie na ułożenie pełnego obrazu zdarzeń, który by wyjaśnił proces rozwoju i różnicowania. Jednak lawina faktów ciągle rośnie, a zwłaszcza faktów odkrytych dzięki metodom i koncepcjom biologii molekularnej.

Chciałbym teraz wrócić do ogólnego problemu fizycznego opisu procesów biologicznych. Wielu fizyków zwracało uwagę na to, że prawom fizycznym brakuje historii. Wszyscy fizycy nie wątpią w to, że podstawowe prawa mechaniki, np. równanie Schrödingera czy Diraca były słuszne zawsze i nie przechodziły żadnego historycznego rozwoju.

Tymczasem żywa przyroda powstała 10⁹ lat temu i przeszła burzliwą ewolucję, w trakcie której zaszły gigantyczne zmiany — od prymitywnych jednokomórkowych stworzeń doszła do *Homo sapiens*. Zatem przyroda żywna ma długą historię, a fizyce podejście historyczne jest zupełnie obce. Zwrócił na to uwagę między innymi Feynman. Jednak ta sprzeczność jest tylko pozorna. W istocie równania mechaniki kwantowej są niezmiennicze ze względu na odwrócenie czasu. Jednakże, gdy w fizyce statystycznej rozpatrujemy układy złożone z dużej liczby cząstek ze stochastycznie rozłożonymi warunkami początkowymi, to niezmienniczość znika. Jednym z najważniejszych problemów współczesnej teorii procesów nieodwracalnych jest wyjaśnienie kiedy i na jakim etapie pojawia się nieodwracalność. Okazuje się, że w równaniach kinetycznych, zarówno w klasycznym równaniu kinetycznym Boltzmanna, w równaniu Pauliego w statystyce kwantowej jak i w bardziej współczesnych równaniach kinetycznych van Hovego i Prigogina, brak niezmienniczości ze względu na odwrócenie czasu wynika zawsze po uśrednieniu względem zmiennych mikroskopowych. Jest to uśrednianie względem „gruboziarnistej” funkcji rozkładu, to znaczy uśredniamy po tak dużych obszarach przestrzeni fazowej, aby zostały uśrednione fluktuacje cieplne [12]. Właśnie w wyniku tej procedury otrzymuje się nieodwracalność, czyli nieodwracalne dążenie układu do stanu równowagi. Istota problemu polega na tym, że do odwracalnych równań dynamicznych stosujemy metody statystyczne. Przy tej procedurze znak czasu ma istotne znaczenie. Jeśli rozpatrujemy stan równowagi statystycznej, to uśrednianie po obszarze przestrzeni fazowej równoważne jest uśrednianiu względem pewnego przedziału czasu. Jak wynika z quasi-ergodycznej hipotezy P. i T. Ehrenfestów, jest to spełnione z dużą dokładnością i pozwala na śledzenie ruchu pojedynczej cząsteczki, której współrzędne i pędy uśredniamy po odpowiednio dużym przedziale czasu, aby wykluczyć fluktuacje cieplne mimo, że do podejścia statystycznego wymagana jest duża liczba cząstek. Procedura otrzymywania tak zwanej „gęstości gruboziarnistej” punktów przestrzeni fazowej (tj. gęstości uśrednionej po obszarze przestrzeni fazowej małym w porównaniu z całym rozpatrywanym obszarem, ale dostatecz-

nie dużym, aby znikwały fluktuacje) ma prostą interpretację fizyczną, odpowiada ona używanemu opisowi przyrody i metodom eksperymentalnym.

Zilustrujemy to na prostym przykładzie. Przypuśćmy że chcemy zmierzyć bardzo słaby prąd przy pomocy galwanometru. Gdyby galwanometr był bardzo czuły i miał małą bezwładność, to znaczy mały okres drgań własnych, to rejestrowałby on nieustannie szumy cieplne, czyli fluktuacje. Oczywiście jest, że prawa termodynamiki nie stosują się do oddzielnych fluktuacji i energia mechaniczna galwanometru powstawałaby na koszt energii cieplnej układu, to znaczy łamiąc drugą zasadę termodynamiki. Opisana sytuacja może być realizowana. Przypomnimy tylko doświadczenia Prince'a i Zernika. Możemy również postępować inaczej i zmierzyć prąd przy pomocy urządzeń integrujących. Będą one sumować szumy cieplne po skończonym przedziale czasu i w ten sposób szumy się „wyzerują”. W wyniku mierzymy prąd pozbawiony fluktuacji. Jest to właśnie uśrednienie po skończonym okresie czasu. W ten sposób pozbywamy się fluktuacji i badamy proces uśredniony po całym układzie statystycznym.

Wszystkie wielkości makroskopowe są wielkościami uśrednionymi. Ten sposób opisu i poznania przyrody jest dogodny, bo obserwator jest również układem makroskopowym składającym się z dużej ilości cząsteczek. Właśnie przy takim opisie i badaniu przyrody przy pomocy wielkości makroskopowych, pojawia się ukierunkowanie czasu, czyli nieodwracalność ruchu. Dlatego, jeśli rozpatrywać procesy makroskopowe, to fizyce historia wcale nie jest obca, zarazem ewolucja nie jest wyłącznym przywilejem biologii. Nasz Wszechświat przechodzi ukierunkowaną ewolucję, Ziemia również podlega ewolucji. Ewolucja biologiczna jest fragmentem ewolucji geologicznej i jest ściśle z nią związana, ponieważ życie nieprzerwanie musiało się dostosowywać do zmieniających się na Ziemi warunków.

Nasuwa się pytanie, co odgrywa rolę cieplnych fluktuacji lub „szumów” w biologii? Rozpatrzmy najpierw jednokomórkowe organizmy, np. bakterie. Podstawowym zadaniem, które komórka wypełnia, jest replikacja, podział, w wyniku którego powstają dwie komórki potomne. Podstawą tego procesu jest autoreplikacja DNA, czyli głównego materiału genetycznego, z którego składają się chromosomy i w którym jest zakodowana cała informacja o białkach i kwasach nukleinowych. Proces autoreplikacji, czyli dosłownego kopiowania chromosomów, jest oparty na prostych fizycznych zasadach. DNA jest dwupasmowym polimerowym łańcuchem. Oba pasma nie są identyczne lecz komplementarne, czyli wzajemnie się dopełniają.

Mechanizm autoreplikacji DNA jest semikonserwatywny. Dwie nici DNA rozchodzą się i na każdej z nich, jak na matrycy, syntetyzuje się dopełniający łańcuch, zgodnie z zasadą Watsona-Cricka. Tak wygląda sytuacja w idealnym przypadku, potwierdzona przez tysiące różnorodnych eksperymentów. Jednakże przy autoreplikacji DNA występują fluktuacje cieplne, lub szumy. Polegają one na tym, że istnieje skończone prawdopodobieństwo nieprawidłowego, niekomplementarnego podstawienia ogniwa łańcucha. Taka fluktuacja

będzie miała dużą dodatkową energię rzędu 15 000 cal/mol i nie będzie często obserwowana, ale zgodnie z prawem Boltzmana: $e^{-U/kT}$, jednak bez wątpienia takie nieprawidłowe, omyłkowe ogniwa w łańcuchu DNA będą występować. Zauważmy, że z powodu semikonserwatywnego mechanizmu omyłki będą powstawać w obu komórkach — macierzystej i potomnej.

Omyłki przy autoreplikacji DNA, powstające w rezultacie cieplnych fluktuacji, to właśnie genetyczne „szумы”. Ich następstwem są nieprawidłowe, zmienione cząsteczki enzymów. Inaczej mówiąc, owe genetyczne „szумы” okazują się mechanizmem tak zwanych spontanicznych mutacji. W przeważającej większości przypadków mutacje są szkodliwe, tzn. zmienione enzymy wypełniają swoje funkcje gorzej niż tak zwane „dzikie” (niezmienione). Bardzo rzadko mutacje bywają sprzyjające i wspomagają dobór naturalny. Właśnie dlatego proces ewolucji gatunków wymagał okresu czasu aż 10^9 lat.

Genetyczne „szумы”, w odróżnieniu od fluktuacji przy ruchach Browna, nie zanikają, lecz pozostają u danego osobnika i nagromadzają się w czasie. Zanikają tylko wtedy, jeżeli rozpatrzmy cały zespół statystyczny, czyli całą populację komórek. Wskutek mutacji niesprzyjających organizmy stają się gorzej przystosowane do życia i stopniowo wymierają.

Nieodwracalność, ukierunkowanie procesów biologicznych, jasno widać w życiu każdego oddzielnego osobnika. Doskonale wiadomo, że każdy organizm rodzi się, żyje, a następnie umiera i że odwrócić tego procesu nie można. Ten porządek rzeczy jest łatwo wyjaśnić na przykładzie jednokomórkowego organizmu. Życie komórki, np. bakterii, sprowadza się do nieprzerwanej replikacji i podziału, w trakcie której z konieczności gromadzą się „szумы” genetyczne. Znając prawdopodobieństwo spontanicznych mutacji u bakterii, możemy określić prawdopodobieństwo omyłki przy autoreplikacji DNA jako 10^{-9} na jedno ogniwo łańcucha. DNA w komórce zawiera rzędu $5 \cdot 10^6$ ogniw. Przyjmując, że bakteria dzieli się co godzinę, stwierdzamy, że średnio po dziesięciu dobach w komórce pojawia się i pozostaje „szum genetyczny”. W ciągu kilku miesięcy takich omyłek będą dziesiątki. Tym samym w komórce pojawia się odpowiednia liczba niepełnowartościowych enzymów i będzie ona gorzej sobie radzić z przemianą materii. To jest właśnie starzenie się na poziomie organizmu jednokomórkowego. Ostatnio zgromadzono niepodważalne dane, potwierdzające koncepcję starzenia się komórki jako gromadzenia „szumów” genetycznych czyli spontanicznych mutacji [13].

Można zapytać, jak objaśnić starzenie się złożonego, zróżnicowanego organizmu, w szczególności ludzkiego. Bez wątpienia podstawowa zasada jest taka sama jak przy starzeniu się organizmów jednokomórkowych. Jednak złożony organizm jest systemem skoordynowanym, który tak jak każdy skomplikowany przyrząd ma swoje słabe ogniwa, które psują się pierwsze i powodują uszkodzenie całego mechanizmu. Co jest takim słabym ogniwem u człowieka, jeszcze nie wiadomo. Niektórzy fizjologowie sądzą, że są to gruczoły wydzielania wewnętrznego. Twórca współczesnej immunologii Barnett uważa, że przyczyną starości jest wyczerpanie się zasobów obrony immunologicznej

przeciw infekcjom, czyli starzenie się i wyczerpywanie limfocytów. Każda taka koncepcja prowadzi do zgrabnej teorii, ale trzeba włożyć wiele wysiłku, aby ją udowodnić lub obalić. Jest to zadanie przyszłości. W każdym razie widać, że u podstawy nieodwracalności cyklu życiowego oddzielnego osobnika leżą statystyczne i ciepłne szумы, tak jak przy nieodwracalnych procesach w termodynamice.

Podchodząc do ewolucji żywych istot jak do zespołu statystycznego, znowu napotykamy na spontaniczne mutacje jako jedyną przyczynę rozwoju, czyli stopniowej, nieodwracalnej zmiany gatunku. W zasadzie możemy opisywać zjawiska spontanicznych mutacji i doboru naturalnego przy pomocy równań kinetycznych tak, jak robi się to w przypadku procesów nieodwracalnych w fizyce. Te równania tzw. genetyki populacyjnej są dobrze znane i były wielokrotnie badane. W rezultacie widzimy, że zjawiska biologicznej ewolucji mogą być rozpatrywane z fizycznego punktu widzenia wcale nie gorzej niż zjawiska ewolucji geologicznej lub astrofizycznej. Wiele nowych interesujących pytań wynika, kiedy przechodzimy do trzeciego problemu o którym chciałbym powiedzieć — neurobiologii i kodu systemu nerwowego u człowieka. Obecnie w rezultacie poznania w ogólnych zarysach prymitywnych organizmów zwierzęcych, z ograniczoną ilością węzłów nerwowych, mamy pewne podstawowe wyobrażenie o działaniu komórek nerwowych [14]. Po pierwsze wykazano, że w neuronach pod wpływem działania czynników chemicznych są generowane impulsy elektryczne, które rozchodzą się bez zatrzymania dzięki energii zgromadzonej w błonie aksonu — szczególnego rodzaju przewodu, którym jest zakończony neuron. Impulsy elektryczne następują jeden po drugim z określoną częstością zależną od intensywności wzbudzenia. Z drugiej strony, amplitudy sygnałów są osłabione w określony sposób i całe serie sygnałów elektrycznych z przeciwnymi fazami sumują się w specjalnych analizujących lub integrujących neuronach.

Przy jednoczesnym wzbudzaniu różnorodnych neuronów powstają między nimi synaptyczne połączenia, czyli elektryczne kontakty, które modelują odruchy warunkowe i pamięć. Chociaż nie można jeszcze dokładnie opisać całej maszynierii kodowania i analizy informacji przez komórki, poszczególne elementy są już wytłumaczone: wyjaśniony jest już mechanizm generacji pojedynczego sygnału z dodatnią i ujemną (hamującą) fazą, zrozumiano charakter modulacji częstości sygnałów, wyjaśniono ogólnie, ale nie we wszystkich szczegółach, analizujące działanie neuronów, natomiast materialne podłoże pamięci i odruchów jest nadal przedmiotem spekulacji.

Bez wątpienia początek został już zrobiony. Nie można tutaj nie poruszyć dwóch przeciwstawnych podejść do tego zagadnienia, dwóch krańcowo różnych punktów widzenia. Jeden sprowadza się do tego, że system nerwowy nie może być poznany, ponieważ eksperymentując na nim, musimy tak gruntownie zmienić jego stan, że w rezultacie mamy do czynienia z zupełnie różnym od początkowego obiektem. Przypomina to pierwotne sformułowania zasady Heisenberga. W 1937 r. takiego zdania był Bohr [15]. Oto co pisał w swoim

słynnym artykule „Biologia a fizyka atomowa”: „Przede wszystkim musimy uświadomić sobie, że kiedy zestaw doświadczalny, za pomocą którego mogliśmy badać zachowanie się atomów żywego organizmu w takim zakresie, w jakim może to być dokonane dla pojedynczych atomów w doświadczeniach fizyki atomowej, uniemożliwia utrzymanie tego organizmu przy życiu. Co więcej nieustanna wymiana energii, nierozzerwalnie związana z życiem, sprawia, że nie można rozpatrywać organizmu jako jednoznacznie określonego układu cząstek materialnych, podobnego do układów, jakie rozważa się przy badaniu zwykłych fizycznych i chemicznych własności materii. Nasuwa się w związku z tym myśl, żeby prawidłowości biologiczne pojmować jako prawa przyrody komplementarne do tych, które nadają się do opisanie własności ciał nieżywych, w analogii do komplementarnego związku pomiędzy trwałością atomów i tym zachowaniem się ich składników, które charakteryzujemy za pomocą lokalizacji czasoprzestrzennej”. I dalej specjalnie o badaniu psychiki: „Rzeczywiście, niemożność odróżnienia w doświadczeniu psychicznym zjawiska jako takiego, i świadomej percepcji tego zjawiska wyraźnie wymaga rezygnacji z prostego, przyczynowego opisu opartego na modelu fizyki klasycznej, a już sam sposób, w jaki używamy słów takich jak „myślenie” czy „czucie” do opisu tych doświadczeń przypomina komplementarność w fizyce atomowej” *.

Widzimy, że Bohr, co nie jest dziwne, występował jako witalista. Co prawda naprawił ten błąd i w 1959 r. w artykule „Fizyka kwantowa i biologia”, opierając się na znacznych już sukcesach biologii molekularnej, pisał: „Zatem nie mamy powodu oczekiwać jakiegokolwiek wewnętrznego ograniczenia dla stosowalności elementarnych pojęć fizycznych i chemicznych do analizy zjawisk biologicznych”. Tak więc Bohr wycofał się z wcześniejszego błędnego stanowiska. Jednakże teologiczny, witalistyczny pogląd, w szczególności na system nerwowy, jest jeszcze właściwy wielu biologom i powoduje liczne omyłki.

Nie widzimy konieczności szczegółowego dyskusowania tych poglądów. Oczywiście materialistyczne podejście do przyrody zakłada jej poznawalność na wszystkich poziomach, czyli możliwość zbadania tych fizycznych i chemicznych procesów, które są materialnym podłożem zjawisk psychicznych.

Należy zatrzymać się przy prymitywnym poglądzie, niezwykle rozpowszechnionym wśród ludzi zajmujących się cybernetyką i automatyką. Twierdzą oni, że psychikę i intelekt człowieka można w pełni modelować za pomocą systemu elektrycznego generującego sygnały elektryczne, podobne od tych które rozchodzą się w układzie nerwowym i są tam analizowane, czyli, że można zbudować adekwatny model człowieka. Ta koncepcja pochodzi jeszcze od Laplace'a i deifikacji mechaniki w początku XIX wieku. Zastąpienie człowieka w pełni adekwatną maszyną, wydaje się już w tej chwili w pełni realne. Jednak obecnie odnosimy się do tego poglądu z dużym sceptycyzmem. Budując model impul-

* Cytaty z polskiego wydania [15], tłumaczyli W. Staszewski, S. Szpikowski i A. Teske (przyp. tłum.).

sów nerwowych i sieci elektrycznych, odrzucamy wszystko, co jest związane z pojęciem ludzkiej osobowości. Wiemy że system nerwowy psychicznie normalnego człowieka odpowiada w sposób standardowy tylko na pytania dotyczące prostego odzwierciedlenia świata zewnętrznego w świadomości. We wszystkich trochę bardziej złożonych sytuacjach, wymagających podejmowania decyzji, odpowiedzi dwóch osób mogą być nie tylko różne, ale czasem diametralnie sprzeczne. Tutaj ujawniają się wrodzone i nabyte różnice w układzie nerwowym i psychice — niejednakowe skłonności i zdolności, różne doświadczenia utrwalone w pamięci.

Przy takim samym zasobie zewnętrznej informacji i zewnętrznych bodźców, reakcje u dwóch różnych osób są zupełnie inne. Oznacza to, że w działaniu systemu nerwowego „szumy genetyczne”, czyli wrodzone, indywidualne różnice w strukturze sieci neuronowej, nabierają decydującego znaczenia i wpływają na końcowy wynik w niemniejszym stopniu niż zewnętrzna informacja. Dlatego zbudowanie modelu człowieka myślącego jest przedsięwzięciem beznadziejnym. W maszynie można modelować niektóre elementarne procesy generacji sygnałów elektrycznych, ich sumowania i analizy, ale nie można modelować osobowości ludzkiej, ponieważ jest ona wynikiem nałożenia się ogromnej liczby fluktuacji cieplnych — „szumów” genetycznych, natomiast cała fizjologia systemu nerwowego tylko wzmacnia ich efekt. Dlatego obecnie rzeczywiście można i warto zająć się badaniem mechanizmów fizjologicznych, chociaż jest to tylko niewielka część całego problemu. Można tu skutecznie zastosować metody fizyczne.

Omówimy pokrótce, jedno, często dyskutowane zagadnienie, jakim jest niezupełny determinizm w działaniu układu nerwowego każdego osobnika, czyli tak zwana wolna wola. Wyobraźmy sobie układ nerwowy jednostki z jej wszystkimi wrodzonymi cechami oraz pewien zasób zewnętrznej informacji docierającej do układu i stawiającej przed nim problem, który może być rozstrzygnięty na wiele sposobów. Powstaje pytanie, czy decyzja podjęta przez daną jednostkę będzie jednoznaczna, czy też będzie się zmieniać za każdym razem i wynik można traktować tylko statystycznie, czyli probabilistycznie. Zaczniemy od tego, że sama eksperymentalna strona jest niejasna — nie wiemy jeszcze, czy dana jest swoboda podjęcia decyzji, czy też każda decyzja jest całkowicie uwarunkowana zewnętrzną informacją i dziedziczną strukturą neuronów. Jednakże nie byłoby to dziwne, gdyby decyzje były podejmowane w sposób probabilistyczny z dopuszczeniem fluktuacji.

Układ nerwowy człowieka jest zespołem statystycznym złożonym w przybliżeniu z 10^{10} neuronów. Każdy przekaz i analiza zewnętrznej informacji obejmuje całe obszary mózgu, prawdopodobnie dziesiątki milionów komórek. Tutaj również występują fluktuacje statystyczne lub szumy, dobrze znane elektrofizjologom. Przejawiają się one w pojawieniu się z niczym nie skorelowanych impulsów prądu w sieci neuronów. W końcowym efekcie ich podstawą zawsze są fluktuacje cieplne czyli ruchy Browna. Fakt że pojawiają się one w układzie makroskopowym, jakim jest mózg, nie jest wcale dziwny.

Wyżej rozpatrywaliśmy przypadek fluktuacji prądu w galwanometrze. Można sobie z łatwością wyobrazić podobny przyrząd makroskopowy, nastrojony właśnie na rejestrację dostatecznie dużych odchyień. W wyniku przypadkowych fluktuacji cieplnych zacznie działać całkowicie makroskopowy, wykonawczy mechanizm. Podobną sytuację nie trudno sobie wyobrazić w sieci neuronowej. Oczywiście jest, że w takim przypadku podejmowanie decyzji będzie zależało od przypadkowych fluktuacji, których fizyczną naturą są wzmocnione szумы termiczne. Dlatego pojęcie wolnej woli nie wychodzi poza ramy ogólnych statystycznych poglądów na działanie układu nerwowego.

Przy ocenie neurobiologii jako całości, musimy przyznać, że niewiele faktów zostało w niej niezbitie stwierdzonych. Weźmy nawet najbardziej podstawowy fakt, że sygnały nerwowe są impulsami elektrycznymi. Fakt ten wynikał z pierwszego eksperymentu biofizycznego — odkrycia ruchu nówek żaby w doświadczeniu Galvaniego (1791 r.). Jednak do tej pory nie ma bezpośredniego dowodu, że sygnały elektryczne są pierwotną przyczyną, a nie jednym ze skutków. Bez takiego bezpośredniego dowodu, znajdujemy się w sytuacji człowieka, który zmierzwszy prąd upływu z kabla do ziemi, zacznie twierdzić, że na tym upływie polega główny proces zachodzący w kablu i jego podstawowa funkcja. Przyjmijmy na razie na wiarę, że impuls elektryczny rozchodzący się w neuronach jest materialnym wyrażeniem działalności nerwu. Jest to bardzo prawdopodobny wniosek. Znamy mechanizm powstawania pojedynczego impulsu. Wiemy w jaki sposób pompa sodowo-potasowa naładuje błonę neuronu, doświadczenia Hodgkina i Huxleya wykazały, jak zachodzi sporadyczne przebicie lub rozładowanie błony, a w doświadczeniach Heynesa i Tasaki ujawniono [16], że jednocześnie z sygnałem elektrycznym wzdłuż błony przebiega zaburzenie jej optycznych własności.

Jednak wszystkie te wiadomości są bardzo elementarne. Następnie mamy rezultat badań układu nerwowego prymitywnych organizmów zwierzęcych np. mięczaków i robaków, u których cały układ nerwowy składa się z paru dziesiątków i setek neuronów. Na tych prymitywnych sieciach elektrycznych zbadano fakty modulacji za pomocą częstości w układzie nerwowym, czyli przekazywania intensywności wzbudzającego sygnału poprzez częstości powtarzających się impulsów prądu, a także fakt osłabiania amplitud sygnałów przez same przekaźnikowe neurony i sumowanie sygnałów z przeciwnymi fazami, pochodzących od wzbudzających i hamujących neuronów. To wszystko zostało stwierdzone w podstawowych zarysach.

Jednak dalej, przy przejściu do człowieka i jego 10^{10} neuronów, sytuacja nieskończenie się komplikuje. Człowiek przesyła i analizuje w swoim układzie nerwowym ogromną informację, wyrażoną mową ludzką. Pawłow nazwał to drugim układem sygnalizacyjnym. Ponieważ oddzielne impulsy są proste i jednego typu, przekaz informacji wymaga większych serii impulsów i specjalnego kodowania. Jeżeli proces myślenia polega rzeczywiście na wysyłaniu sygnałów elektrycznych, to jaki kod przekłada język ludzki na kolejne, proste milisekundowe impulsy?

Obecnie eksperymetatorzy umieją wszczepiać bardzo cienkie elektrody (grubości rzędu mikronów) w oddzielne neurony ludzkiego mózgu lub w niewielkie grupy neuronów. Zapis encefalogramu podobnie małych obszarów mózgu tworzy bardzo skomplikowany obraz, na którym trudno jest odróżnić szumy od użytecznych sygnałów. Przy oglądaniu danych doświadczalnych współczesnych elektrofizjologów, przypomina się sytuacja istniejąca w spektroskopii do czasów fizyki atomowej, do czasów Bohra. Mnóstwo dziwnych korelacji, żadnej przejrzystości, prawie żadnych ogólnych wniosków. Ta całkowicie nowa dziedzina nauki pociąga wielu fizyków, którzy byli w swoim czasie pionierami biologii molekularnej.

Wymienimy paru z nich, którzy zainteresowali się problemami neurobiologii. Brenner zajmuje się obecnie badaniem sieci elektrycznej w prymitywnych organizmach. Benzer próbuje poznać system nerwowy u drozofili przy pomocy genetyki. Otrzymał on wiele ciekawych mutantów much, imitujących mnóstwo psychicznych nieprawidłowości u człowieka aż do much-epileptyków, much-schizofreników, much-homoseksualistów. Nirenberg pracując na hodowlach tkankowych komórek nerwowych próbuje zrozumieć jak powstają nowe synapsy między komórkami, co może być materialnym mechanizmem pamięci. Wszyscy wymienieni uczeni są znakomitymi biofizykami, a w przeszłości byli autorami wybitnych odkryć w biologii molekularnej.

Trudno przewidzieć, czy ich poczynania przyniosą jakikolwiek pożytek. Nie są o tym głęboko przekonani również oni sami. Nie wiadomo, gdzie szukać rozwiązania problemu układu nerwowego. Kiedy droga będzie już przetarta, pójdą nią tysiące ludzi, ale dzisiaj nikt nie może z pewnością wskazać, jak szukać rozwiązania. Nikt jednak nie wątpi, że te problemy mają rozwiązanie i że będą rozwiązane w niezbyt odległej przyszłości.

Chciałbym zakończyć ten artykuł słowami Einsteina, które można odnieść bardzo trafnie do biologii molekularnej: „Wieczną zagadką Przyrody jest jej poznawalność”.

Tłumaczyła z rosyjskiego *Maria Kielanowska*

Literatura

- [1] J. D. Watson, *Biologia molekularna genu*, PWN, Warszawa 1975; S. E. Bresler, *Molekularnaja biologija*, Nauka, Leningrad 1973.
- [2] F. Jacob, *La logique du vivant*, Gallimard, Paryż 1970.
- [3] D. Caspar, D. Kirschner, *Nature (New. Biol.)* **231**, 46 (1971).
- [4] W. P. Skuławczew, *Transformacja energii w biomembranach*, Nauka, Moskwa 1972.
- [5] A. L. Hodgkin, A. F. Huxley, *The conduction of the nervous impulse*, Liverpool Univ. Press, Liverpool 1964; A. L. Hodgkin, A. F. Huxley, *J. Physiol.* **117**, 500 (1952).
- [6] S. E. Bresler, W. M. Bresler, *DAN SSSR* **214**, 936 (1974).
- [7] H. Fraenkel-Conrat, *Chimija i biologija wirusów*, Mir, Moskwa 1972.
- [8] G. N. Distrer, *Izw. AN SSSR, ser. fiz.* **32**, 1044 (1968).

- [9] C. L. Markert, H. Ursprung, *Genetyka rozwoju*, PWN, Warszawa 1974.
- [10] W. B. Kasinow, *Biologiczeskaja izomeria*, Nauka, Leningrad 1973.
- [11] J. M. Ewdokimow, N. M. Akimienko, N. I. Głuchowa, A. S. Tichonienko, J. M. Warszawskij, *Mol. biol.* **7**, 151 (1973).
- [12] G. V. Chester, *The theory of Irreversible Processes*, Reports on Progress in Physics, Vol. XXVI, 411, (1963).
- [13] G. H. Lewis, R. Holliday, *Nature* **228**, 877 (1970); H. Gershon, D. Gershon, *Proc. Nat. Ac. Sci. USA* **70**, 909 (1973).
- [14] S. E. Bresler, *Usp. Fiz. Nauk* **98**, 653 (1969).
- [15] N. Bohr, *Fizyka atomowa a wiedza ludzka*, PWN, Warszawa 1963.
- [16] L. Cohen, R. Heynes, B. Hille, *Nature* **218**, 438 (1968); I. Tasaki, A. Watanabe, R. Sandlin, L. Carnay, *Proc. Nat. Ac. Sci. USA* **61**, 883 (1968); G. N. Bierięstowski, I. A. Liberman, W. Z. Łuniewskij, G. M. Frank, *Biofizika* **15**, 62 (1970).

Olgierd Dumbrajs *

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Magdalena Staszel

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Związki dyspersyjne dla amplitudy rozpraszania ku przodowi: dwadzieścia lat rozwoju

Forward Dispersion Relations: Two Decades of Life

Abstract: A brief survey of forward dispersion relations in the hadron physics is given with a particular emphasis on applications.

1. Wstęp

Wobec braku zupełnej teorii dynamicznej silnych oddziaływań cząstek elementarnych, fizyka wysokich energii w swej dzisiejszej postaci opiera się głównie na tych niewielu ogólnych zasadach, które można uważać za pewne. Są nimi:

1. niezmienniczość lorentzowska teorii i inne zasady symetrii,
2. unitarność,
3. analityczność,
4. symetria skrzyżowania.

Analityczność należy do tych idei, które miały największy wpływ na rozwój fizyki wysokich energii. Trudno jest sformułować w sposób ścisły postulat analityczności. W przybliżeniu mówi on, że amplitudy rozpraszania, jako funkcje swoich zmiennych kinematycznych, dają się przedłużyć analitycznie w płaszczyznę zespoloną, i że powstałe w ten sposób funkcje analityczne, przy-

* Stały adres: Instytut Fizyki Jądrowej Uniwersytetu im. M. Łomonosowa, Moskwa, ZSRR.

najmniej w pobliżu obszarów fizycznych, mają te (i tylko te) osobliwości, które są zgodne z innymi ogólnymi zasadami teorii. Hipoteza analityczności nakłada silne ograniczenia na dopuszczalne zachowanie amplitud i prowadzi do głębokich i ścisłych związków między różnymi wielkościami fizycznymi. W zastosowaniach fenomenologicznych konsekwencje analityczności wyraża się zwykle w języku związków dyspersyjnych.

Związki dyspersyjne wprowadzono w fizyce 50 lat temu [1, 2] dla współczynnika załamania światła w ośrodku optycznym. Po dwudziestoletnim zapomnieniu „odkryto” je na nowo w roku 1954, badając rozpraszanie γN [3]. Rok ten można uważać za prawdziwą datę narodzin metody związków dyspersyjnych w fizyce cząstek elementarnych¹. Od tamtej pory napisano na ten temat tysiące książek, prac oryginalnych i przeglądowych, i nadal ukazują się nowe publikacje. Poświęcone są one udowadnianiu związków dyspersyjnych w oparciu o podstawowe zasady, wynajdywaniu nowych postaci związków dyspersyjnych, lub wreszcie ich zastosowaniu w praktycznej analizie danych doświadczalnych.

Wśród wielu typów związków dyspersyjnych wyjątkowe znaczenie mają związki dyspersyjne ku przodowi (tj. dla amplitudy rozpraszania ku przodowi). Wynika to przede wszystkim z faktu, że dla pewnych procesów udało się je udowodnić w ramach formalizmu relatywistycznej kwantowej teorii pola, korzystając z hipotezy przyczynowości. Z drugiej strony wiążą one część rzeczywistą amplitudy rozpraszania ku przodowi z całkowitym przekrojem czynnym. Obie te wielkości są w zasadzie dostępne pomiarom, co umożliwia doświadczalne sprawdzanie związków dyspersyjnych; oznaczałoby to sprawdzanie hipotezy przyczynowości.

2. Przyczynowość, analityczność i związki dyspersyjne

Aby udowodnić związki dyspersyjne, należy udowodnić, że amplituda rozpraszania ma określone właściwości analityczności, wówczas bowiem związki dyspersyjne są natychmiastową konsekwencją zastosowania twierdzenia Cauchy'ego.

Analityczność amplitud rozpraszania wyprowadzono zarówno w nierelatywistycznym rozpraszaniu potencjalnym, jak i w relatywistycznej kwantowej teorii pola. Wyprowadzenia te opierają się na hipotezie przyczynowości².

W kwantowej teorii pola hipoteza przyczynowości (mikroprzyczynowość) znajduje swój wyraz w tym, że komutator (antykomutator dla cząstek podlegających statystyce Fermiego-Diraca) dwóch operatorów pola w obrazie

¹ Interesujący przegląd wydarzeń i osób związanych z historią związków dyspersyjnych podaje Goldberger [4], jeden z twórców tej gałęzi fizyki.

² Gorąco polecamy czytelnikom fascynującą „powiastkę fizyczną” [5], w której Hagedorn, używając pojęć fizyki klasycznej, pokazuje związek między przyczynowością, analitycznością i istnieniem związków dyspersyjnych.

Heisenberga znika dla punktów, które dzieli odstęp przestrzennopodobny. Fizyczny sens tego warunku jaki taki, że nie ma interferencji między dwoma pomiarami wykonanymi w odstępnie przestrzennopodobnym.

Korzystając z warunku przyczynowości podano dla pewnych konkretnych procesów ścisły dowód analityczności amplitud w kwantowej teorii pola. Dowody te istnieją tylko dla rozpraszania ku przodowi pewnych cząstek. Najbardziej interesujące, bo dostępne pomiarom, jest pod tym względem rozpraszanie elastyczne πN i γN . Dla pewnych innych procesów, np. dla elastycznego rozpraszania KN czy NN , nie istnieje dowód nawet dla kierunku do przodu. Dowód dla rozpraszania NN ku przodowi byłby możliwy dla hipotetycznego „nukleonu” o masie mniejszej niż $(1 + \sqrt{2})$ masy pionu; podobne ograniczenie istnieje także dla rozpraszania KN .

Fiasko, które poniosły próby dowodów analityczności amplitud niektórych procesów w ramach kwantowej teorii pola, przypisuje się powszechnie nieodpowiedniości stosowanego aparatu matematycznego, nie zaś wewnętrznym brakom teorii. Mimo to wydaje się, że nie zrobiono w tym kierunku żadnego istotnego postępu w ciągu ostatnich 17 lat, czyli od momentu podania pierwszych ścisłych dowodów związków dyspersyjnych. W praktyce postuluje się po prostu te wszystkie właściwości analityczności, których słuszności się spodziewamy³. Ograniczymy swe dalsze rozważania do rozpraszania elastycznego.

Zakładamy, że amplituda rozpraszania ku przodowi $F(\omega)$ spełnia następujące warunki jako funkcja zmiennej zespolonej ω (ω jest energią padającej cząstki w układzie laboratoryjnym):

1. $F(\omega)$ jest analityczna w górnej półpłaszczyźnie ω , a na osi rzeczywistej ma cięcia i bieguny;

2. $|F(\omega)|$ zmierza asymptotycznie (przy $|\omega| \rightarrow \infty$) do zera co najmniej tak szybko, jak pewna ujemna potęga ω ($|F(\omega)| \leq \text{const} |\omega|^{-a}$, $a > 0$);

3. $F(\omega^*) = F^*(\omega)$.

W oparciu o te warunki można pokazać stosując wzór całkowy Cauchy'ego, że $F(\omega)$ spełnia związek dyspersyjny

$$\text{Re}F(\omega) = \sum_n \frac{X_n}{\omega - \omega_n} + \frac{1}{\pi} P \int_{\text{cięcia}} \frac{\text{Im}F(\omega') d\omega'}{\omega' - \omega},$$

gdzie ω_n oznaczają położenia biegunów, zaś X_n — ich residua. Wzór ten daje związek między częścią rzeczywistą amplitudy rozpraszania ku przodowi i całką z jej części urojonej, ta ostatnia zaś, za pomocą twierdzenia optycznego:

$$\sigma(\omega) = \frac{4\pi}{\sqrt{\omega^2 - m^2}} \text{Im}F(\omega)$$

³ Szczegółowe informacje o ściśle udowodnionych właściwościach analityczności amplitud rozpraszania można znaleźć w wyczerpującym artykule przeglądowym Sommera [8].

wyraża się przez całkowity przekrój czynny⁴ (m jest tu masą cząstki rozpraszanej). Residua w biegunach można wyrazić przez odpowiednie stałe sprzężenia. Jeśli więc znamy stałe sprzężenia i wartości całkowitych przekrojów czynnych, możemy obliczyć część rzeczywistą amplitudy rozpraszania i porównać wynik z wartościami doświadczalnymi.

3. Przykłady różnych postaci związków dyspersyjnych ku przodowi

Na ogół związki dyspersyjne dla danego procesu można sformułować na wiele różnych, lecz matematycznie równoważnych sposobów. Na pierwszy rzut oka mogłoby się wydawać, że nie zyskujemy stosując różnorodne postaci związków dyspersyjnych. Byłoby tak istotne, gdyby wejściowe dane doświadczalne znane były z absolutną dokładnością; wówczas wszystkie możliwe warianty związków dyspersyjnych dałyby oczywiście identyczne wyniki. Ponieważ jednak znamy dane doświadczalne ze skończoną dokładnością i w pewnych skróconych przedziałach energii, zatem związki dyspersyjne przypisujące różnym obszarom energii różne wagi względne mogą dawać przewidywania o różnej dokładności.

W ostatnim dziesięcioleciu wymyślono bardzo wiele odmian wzorów dyspersyjnych. Omówimy tu tylko te najlepiej znane.

1. Związki dyspersyjne z odjęciami

Jeśli warunek asymptotyczny 2. z rozdziału 2 nie jest spełniony, natomiast $F(\omega)$ spełnia słabszy warunek $|F(\omega)| \leq \text{const} |\omega|^{1-\alpha}$, wówczas słuszny jest związek dyspersyjny z jednym odjęciem (w punkcie $\omega = a$)

$$\text{Re}F(\omega) = \text{Re}F(a) + \sum_n \frac{(\omega - a)X_n}{(\omega - \omega_n)(\omega_n - a)} + \frac{\omega - a}{\pi} P \int_{\text{cięcia}} \frac{\text{Im}F(\omega') d\omega'}{(\omega' - \omega)(\omega' - a)}.$$

Najmniejsza liczba odjęć konieczna, by związek dyspersyjny był spełniony, określona jest przez zachowanie asymptotyczne funkcji $F(\omega)$. Można oczywiście zrobić więcej odjęć niż naprawdę potrzeba. Im większa liczba odjęć, tym szybsza jest zbieżność całek dyspersyjnych dzięki obecności dodatkowych czynników w mianownikach. Dodatkowe odjęcia osłabiają zależność całek od przyczynków pochodzących z obszarów wysokich energii. Z drugiej strony jednak wadą dodatkowych odjęć jest wprowadzenie dodatkowych parametrów — stałych odjęcia ($\text{Re}F(a)$ w przytoczonym wzorze), których wartości należy wziąć z doświadczenia lub z modelu. Krańcowym przykładem tego typu związków są tzw. „związki dyspersyjne z rozmytym odjęciem” [9], które wykorzystują informacje o części rzeczywistej amplitudy rozpraszania

⁴ Jest to prawdą jedynie na cięciach fizycznych. Jeśli istnieje obszar niefizyczny, jak np. w rozpraszaniu KN i NN ku przodowi (rozdziały 5.2 i 5.3), zmuszeni jesteśmy przyjąć jakiś model do obliczenia $\text{Im}F(\omega)$ na części niefizycznej cięć.

w skończonym przedziale energii. Związki te okazały się przydatne do sprawdzania zgodności pewnych zespołów danych doświadczalnych z wzorami dyspersyjnymi.

2. Odwrotne związki dyspersyjne [10]:

$$\operatorname{Im}F(\omega) = -\frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\operatorname{Re}F(\omega') d\omega'}{\omega' - \omega}.$$

W przeciwieństwie do zwykłych związków dyspersyjnych, zastosowanie odwrotnych związków dyspersyjnych wymaga obliczenia całki z części rzeczywistych amplitud. Informacja doświadczalna o częściach rzeczywistych jest na ogół znacznie uboższa niż o urojonych, gdyż pochodzi z ekstrapolacji ku przodowi zmierzonych różniczkowych przekrojów czynnych (rozdział 4), lub z analizy fazowej. Wartość liczbowa całki dyspersyjnej znamy więc ze znacznie mniejszą dokładnością niż w zwykłych związkach. Z tego względu odwrotne związki dyspersyjne mają ograniczone zastosowanie i służą głównie do sprawdzania wzajemnej zgodności pewnych zespołów danych; pomagają np. rozstrzygnąć [11] niepewność co do znaku części rzeczywistych amplitud uzyskiwanych z różniczkowych przekrojów czynnych zmierzonych poza obszarem interferencji kulombowskiej.

3. Związki dyspersyjne dla odwrotności amplitudy

Odwrotność amplitudy rozpraszania, $[F(\omega)]^{-1}$, jest funkcją analityczną mającą te same cięcia w płaszczyźnie zespolonej energii ω , co $F(\omega)$, ale jej bieguny odpowiadają zerom pierwotnej amplitudy, i na odwrót. Jest jasne, że funkcja $[F(\omega)]^{-1}$ ma te wszystkie właściwości, które umożliwiają napisanie związku dyspersyjnego. Zauważmy, że $\operatorname{Im}[F(\omega)]^{-1} = -\operatorname{Im}F(\omega)/|F(\omega)|^2$, więc dla rozpraszania ku przedcwi można skorzystać z twierdzenia optycznego przy obliczaniu całki dyspersyjnej, podobnie jak dla zwykłych związków dyspersyjnych; musimy ponadto znać $|F(\omega)|$. Ponieważ zera i bieguny zamieniają się rolami przy przejściu od $F(\omega)$ do $[F(\omega)]^{-1}$, więc aby zastosować związki dyspersyjne dla odwrotności amplitudy, musimy znać liczbę zer amplitudy i ich połączenia w płaszczyźnie zespolonej energii. W przeciwieństwie do biegunów amplitudy rozpraszania, które odpowiadają cząstkom fizycznym, zer tych a priori nie znamy. Niemniej przeto takie związki dyspersyjne mogą być w pewnych sytuacjach bardzo przydatne [12].

4. Związki dyspersyjne dla kwadratu amplitudy

Rozważaliśmy dotychczas tylko związki dyspersyjne dla funkcji zależących liniowo od amplitudy lub jej odwrotności. Czasem korzystne jest użycie bardziej złożonych funkcji; jedną z najprostszych możliwości będzie wtedy

związek dyspersyjny dla kwadratu amplitudy [13]. Wymaga on znajomości danych zarówno dla części rzeczywistych, jak i urojonych amplitudy rozpraszania, i może stanowić test samozgodności amplitudy.

5. Związki dyspersyjne dla logarytmu amplitudy

Dają one związek między modulem i fazą amplitudy rozpraszania [14]. Są szczególnie godne uwagi, gdyż pozwalają całkowicie wyznaczyć amplitudę na podstawie wartości jej modułu powyżej progów kanałów s i u , oraz położenia jej zer i biegunów [15, 16].

6. Związki analityczności z pochodnymi [17]

Związki te pozwalają uzyskać część rzeczywistą amplitudy rozpraszania przy pewnej energii na podstawie informacji o całkowitych przekrojach czynnych i ich pochodnych w sąsiednich energiach. Można je stosować tylko tam (w praktyce — w wysokich energiach), gdzie zachowanie całkowitych przekrojów czynnych jest już dostatecznie gładkie.

7. Analityczna parametryzacja amplitudy rozpraszania [18, 19]

Z formalnego punktu widzenia metoda ta nie polega na zastosowaniu związków dyspersyjnych, lecz na podaniu parametryzacji amplitudy rozpraszania, zapewniającej (z konstrukcji) $F(\omega)$ te właściwości, których wymaga teoria dyspersyjna. Podejście to jest matematycznie równoważne napisaniu związków dyspersyjnych. Wstawianie pod całość dyspersyjną zmierzonych całkowitych przekrojów czynnych zastąpiono tu dopasowaniem swobodnych parametrów w taki sposób, by odtworzyć części urojone przy wysokich energiach. Część rzeczywistą amplitudy rozpraszania otrzymuje się wówczas automatycznie.

8. Metoda funkcji odstępstwa [20, 21]

Bardzo często nie można w praktyce obliczyć całki dyspersyjnej, gdyż funkcja podcałkowa jest zbyt słabo znana w pewnym przedziale energii. Taka właśnie jest sytuacja np. w rozpraszaniu KN lub NN , gdzie istnieje znaczący wkład od obszaru niefizycznego, który nie jest dostępny pomiarom (rozdziały 5.2 i 5.3).

Jeśli związek dyspersyjny zawiera nieznaną składnik, można go mimo wszystko zastosować, np. przyjmując jakiś konkretny model do opisu tego składnika (jako przykład może służyć parametryzacja niskoenergetyczna dla obszaru niefizycznego lub model biegunów Reggego dla obszaru asymptotycznego). Drugim sposobem pokonania tej trudności jest wprowadzenie jakiejś ogólnej parametryzacji nieznanego przyczynku i ustalenie swobodnych parametrów przez dopasowanie przewidywań związku dyspersyjnego do da-

nych doświadczalnych. Jeśli wybierzemy ten sposób, wygodnie jest posłużyć się w analizie tzw. funkcją odstępstwa.

Funkcję odstępstwa $\Delta(\omega)$ definiuje się jako różnicę między zmierzoną częścią rzeczywistą amplitudy i sumą tych wszystkich wkładów do prawej strony wzoru dyspersyjnego, które dadzą się zbudować z danych doświadczalnych. Z drugiej zaś strony funkcja odstępstwa jest sumą wszystkich nieznanymi przyczynków. Istota proponowanej metody polega na sparametryzowaniu tych nieznanymi wkładów i wyznaczeniu swobodnych parametrów przez dopasowanie do „doświadczalnych” wartości $\Delta(\omega)$. Zauważmy, że tworząc funkcję odstępstwa wykorzystuje się wszystkie informacje doświadczalne, zarówno o części urojonej, jak i rzeczywistej amplitudy rozpraszania.

Należy podkreślić, że przedstawiona tu metoda jest bardzo ogólna, gdyż można ją zastosować dla dowolnego typu związków dyspersyjnych. Ponadto wprowadzenie funkcji odstępstwa pozwala na najlepsze wykorzystanie wszystkich właściwości analityczności amplitudy rozpraszania, zwłaszcza, jeśli zastosuje się technikę odwzorowań konforemnych [18].

4. Doświadczalne wyznaczanie części rzeczywistej amplitudy rozpraszania ku przodowi

O sprawdzaniu związków dyspersyjnych możemy mówić tylko wtedy, gdy znamy chociaż w jednym punkcie doświadczalną wartość części rzeczywistej amplitudy rozpraszania ku przodowi. Wspominaliśmy też, że pewne wersje wzorów dyspersyjnych wymagają jednoczesnej znajomości wartości części rzeczywistej w wielu punktach. Nie należy jednak zapominać, że część rzeczywista amplitudy rozpraszania ku przodowi nie jest wielkością w ścisłym sensie mierzalną doświadczalnie. Otrzymuje się ją z różnicy między różniczkowym przekrojem czynnym ku przodowi i tzw. punktem optycznym:

$$\operatorname{Re}F(\omega) = \pm \sqrt{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{0^\circ} - \frac{\omega^2 - m^2}{16\pi^2} \sigma^2(\omega)}.$$

Trudność polega na tym, że dla rozpraszania elastycznego nie można zmierzyć $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ściśle do przodu, i uzyskuje się go ekstrapolując mierzone wartości $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ku przodowi. Zatem zarówno wartość $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{0^\circ}$, jak i $\operatorname{Re}F(\omega)$ zależą od sposobu ekstrapolacji.

W praktyce używa się zwykle dwóch metod ekstrapolacji. W niskich energiach, gdy w rozpraszaniu bierze udział niewielka liczba fal parjalnych (jest tak na ogół poniżej kilku GeV), przedstawia się różniczkowy przekrój czynny

jako funkcję kąta rozpraszania θ (w układzie środka masy) w postaci urwanego szeregu wielomianów Legendre'a:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \sum_{L=0}^N A_L P_L(\cos \theta).$$

Współczynniki A_L otrzymuje się dopasowując to rozwinięcie do wartości doświadczalnych $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ metodą najmniejszych kwadratów.

Drugiej metody używa się do analizy rozkładów kątowych przy wysokich energiach, gdzie rozpraszanie elastyczne pod małymi kątami ma charakter dyfrakcyjny. W tym wypadku wartości doświadczalne różniczkowego przekroju czynnego

$$\frac{d\sigma}{dt}(t) = \frac{\pi}{k^2} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta),$$

zmierzone w ograniczonym przedziale małych kątów parametryzuje się zazwyczaj przy pomocy funkcji wykładniczej kwadratu przekazu czteropędu t ($t = -2k^2(1 - \cos \theta)$), k jest pędem w układzie środka masy)

$$\frac{d\sigma}{dt}(t) = \exp(a + bt + ct^2).$$

Na ogół wzięcie pod uwagę dwóch pierwszych członów w wykładniku daje już dobrą zgodność z doświadczeniem.

Gdy zarówno tarcza, jak i cząstka padająca są naładowane, a pomiary wykonuje się dla $|t|$ tak małych, że interferencja oddziaływania jądrowego i kulombowskiego odgrywa istotną rolę, różniczkowy przekrój czynny można przedstawić wzorem Bethego [22]

$$\frac{d\sigma}{dt} = \xi \left[A_c^2(t) + \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{\text{opt}} e^{bt} (\varrho^2 + 1) - 2A_c(t) \sqrt{\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{\text{opt}}} e^{bt} \cdot \varrho + 2n \ln \frac{1,06}{v \cdot k \cdot R} \right],$$

ξ jest tu stałą normalizacyjną, $A_c(t) = \left(\frac{\pi}{k^2} \right)^{1/4} (2\hbar^2 n r / t) G(t)$ jest amplitudą rozpraszania kulombowskiego, zaś $G(t)$ — jądrowym czynnikiem postaci tarczy, R jest zasięgiem silnych oddziaływań, v — liczbą falową, a $n = 1/137\beta_{\text{lab}}$. Wprowadziliśmy także wielkość $\varrho(\omega)$ oznaczającą stosunek części rzeczywistej do urojonej amplitudy rozpraszania ku przodowi: $\varrho(\omega) \equiv \text{Re}F(\omega)/\text{Im}F(\omega)$.

Omawiane parametryzacje mają kilka słabych stron. Jedną z nich jest założenie, że amplituda jądrowa zachowuje postać wykładniczą również i poza zasięgiem pomiarów, gdy zbliżamy się ku przodowi. Nie jest także usprawiedliwione założenie, że stosunek części rzeczywistej do urojonej amplitudy rozpraszania pod dowolnym kątem nie zależy od t . Co gorsza, w założeniach tych nie ma śladu po hipotezie analityczności amplitudy rozpraszania w płaszczyźnie t . Skądinąd hipoteza ta nie jest ani trochę mniej podstawowa, niż

hipoteza analityczności amplitudy rozpraszania w płaszczyźnie ω ; po to właśnie, by tę ostatnią sprawdzić, wyznacza się z doświadczenia wartości $\rho(\omega)$.

Ostatnio zaproponowano nowy sposób [23, 24] wykonywania ekstrapolacji ku przodowi, w którym wykorzystuje się analityczność amplitudy w płaszczyźnie zespolonego $\cos \theta$. Metoda ta opiera się na optymalnym rozwinięciu funkcji analitycznej w zbieżny szereg [25] i nie zawiera żadnych dodatkowych założeń modelowych, powinna więc prowadzić do najmniej skażonych przewidywań poza obszarem dostępnym pomiarom (jeśli naturalnie wierzyć w analityczność). W praktyce [24] metoda ta daje czasem wyniki w istotny sposób różniące się od wyników otrzymanych metodami konwencjonalnymi.

W analizie rozpraszania elastycznego NN i γN pojawiają się nowe trudności. Złożona struktura spinowa tych procesów sprawia, że w kierunku ku przodowi mamy trzy niezależne amplitudy w rozpraszaniu NN oraz dwie dla γN . Wierzy się powszechnie, a raczej przyjmuje z konieczności, że w wysokich energiach efekty spinowe nie są ważne, i że rozpraszanie ku przodowi można opisać za pomocą jednej amplitudy. Słuszność tego założenia wymaga oczywiście sprawdzenia doświadczalnego.

Wspomnijmy na zakończenie, że dla rozpraszania γN nie można korzystać ze wzoru Bethego. Aby wyznaczyć zarówno wielkość, jak i znak części rzeczywistej amplitudy rozpraszania γN ku przodowi konieczne są pomiary interferencji między znaną amplitudą Bethego-Heitlera produkcji par elektron-pozyton o małych masach i wkładem komptonowskim do procesu produkcji par [26].

5. Zastosowanie związków dyspersyjnych

W ciągu minionych dwudziestu lat wiele wysiłku włożono w analizę danych doświadczalnych za pomocą różnych wariantów związków dyspersyjnych. W przybliżeniu wszystkie zastosowania związków dyspersyjnych można sklasyfikować następująco w zależności od celu wykonanej analizy:

1. wyznaczanie stałych sprzężenia i parametrów niskoenergetycznych (długości rozpraszania, położenia zer amplitud),
2. sprawdzanie zgodności różnych parametryzacji obszaru niefizycznego (dla rozpraszania kaonów na nukleonach),
3. sprawdzanie wzajemnej zgodności różnych grup wartości doświadczalnych części rzeczywistych amplitud otrzymanych z analizy fazowej,
4. badanie i wyznaczanie parametrów różnych modeli zachowania asymptotycznego amplitud rozpraszania,
5. wyznaczanie części rzeczywistych amplitud rozpraszania ku przodowi z całkowitych przekrojów czynnych.

W praktyce czasami nie rozgranicza się tych celów.

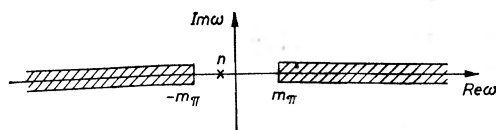
Ze względu na brak miejsca omówimy poniżej, jako ilustrację obecnego stanu naszej wiedzy o amplitudach rozpraszania ku przodowi, tylko najprostsze

problemy (5°). Czytelnikowi, który chciałby poznać cały wachlarz zagadnień 1°—5°, polecamy prace przeglądowe przedstawiające fenomenologiczną teorię dyspersyjną dla poszczególnych procesów. Odsyłacze do odpowiednich pozycji podane są na początku każdego z podrozdziałów.

5.1. Rozpraszanie πN [27, 28]

Dla ustalenia uwagi zarówno w tym, jak i w następnych podrozdziałach (5.2—5.4) rozważać będziemy rozpraszanie na protonach.

Położenie osobliwości amplitudy rozpraszania $\pi^\pm p$ ku przodowi w płaszczyźnie zespolonej energii ω przedstawione jest na rys. 1. Amplituda ta ma



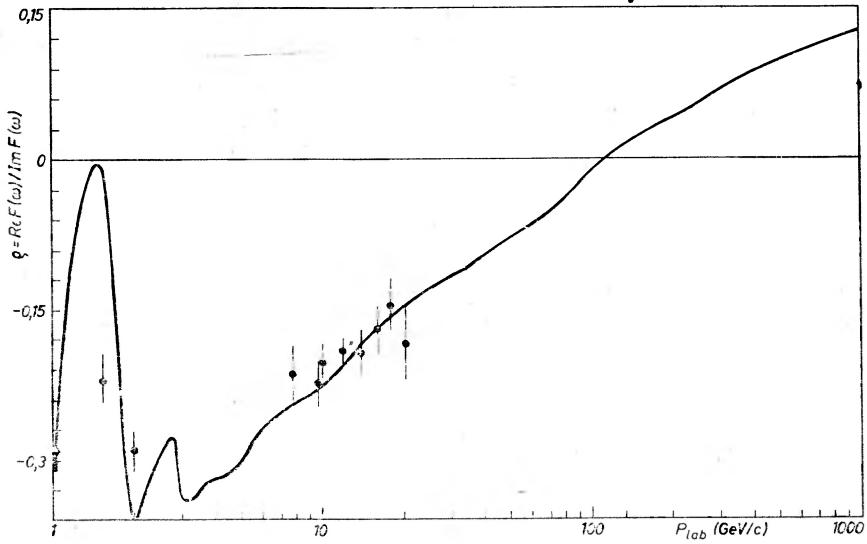
Rys. 1. Położenie osobliwości amplitudy rozpraszania $\pi^\pm p$ ku przodowi w płaszczyźnie zespolonej energii ω . Krzyżykiem na osi rzeczywistej między dwoma cięciami oznaczono biegun neutronowy. Na rysunku nie jest zaznaczone krótkie cięcie niefizyczne poniżej progu elastycznego $\pi-p$, pochodzące z procesu wymiany ładunku $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$

dwa cięcia fizyczne i biegun. We wszystkich rachunkach pomija się zwykle istnienie krótkiego cięcia niefizycznego poniżej progu rozpraszania elastycznego $\pi-p$, pochodzącego z procesu wymiany ładunku $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$, ponieważ wkład od tego cięcia jest zaniedbywalny. Przyczynę pochodzący od bieguna neutronowego można wyrazić przez dobrze znaną wartość stałej sprzężenia $g_{\pi NN}^2$.

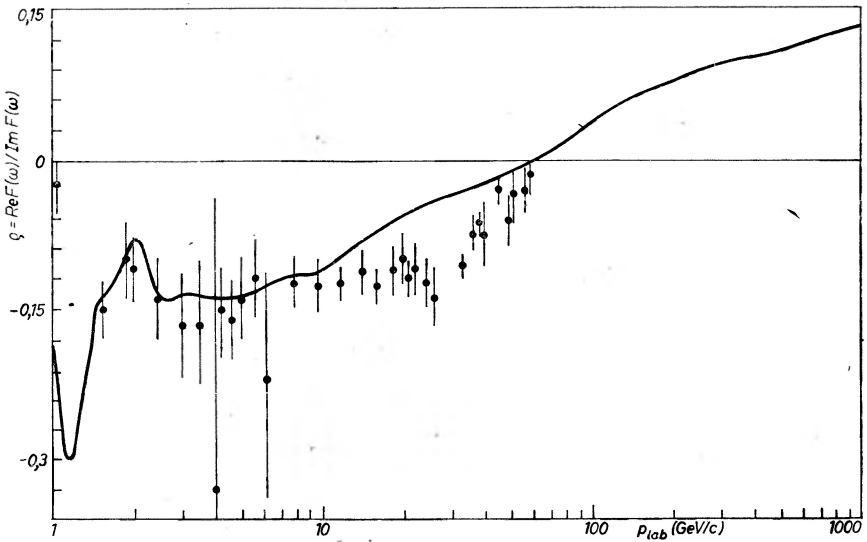
Wydaje się więc, że można bez trudu obliczyć część rzeczywistą amplitudy rozpraszania $\pi^\pm p$. Wystarczy w tym celu znać całkowite przekroje czynne $\pi^\pm p$. Wykonano dotychczas wiele rachunków dyspersyjnych części rzeczywistej amplitudy rozpraszania $\pi^\pm p$. Wyniki poszczególnych analiz na ogół są między sobą zgodne; drobne różnice w szczegółach zależą od konkretnego wyboru stałych sprzężenia i odjęcia, od postaci funkcji, którą interpolowano całkowite przekroje czynne między punktami doświadczalnymi, oraz od konkretnych modeli zachowania wysokoenergetycznego całkowitych przekrojów czynnych.

Na rys. 2 i 3 przedstawione są wyniki jednego z najświeższych rachunków dla π^-p i π^+p [29], wykonanego za pomocą związków dyspersyjnych z jednym odjęciem; poza dość specjalnym sposobem wyznaczenia stałych odjęcia nowość powyższej analizy polega na skorzystaniu z całkowitych przekrojów czynnych $\pi^\pm p$ zmierzonych w Narodowym Laboratorium Akceleratorowym im. Fermiego (FNAL) w Batawii dla energii padających pionów od 50 do 200 GeV.

Z inspekcji krzywych przedstawionych na rys. 2 i 3 wynika, że zgadzają się one całkiem dobrze z danymi doświadczalnymi, poza pewną drobną rozbieżnością przewidywań teoretycznych i wstępnych danych dla części rze-



Rys. 2. Stosunek części rzeczywistej do urojonej amplitudy rozpraszania π^+p ku przodowi jako funkcja pędu laboratoryjnego padających pionów. Krzywa stanowi wynik rachunków dyspersyjnych uzyskany w pracy [29]; tam też można znaleźć odsyłacze do prac doświadczalnych, z których pochodzą zaznaczone punkty doświadczalne



Rys. 3. Stosunek części rzeczywistej do urojonej amplitudy rozpraszania π^-p ku przodowi. Pozostałe szczegóły — jak na rys. 2

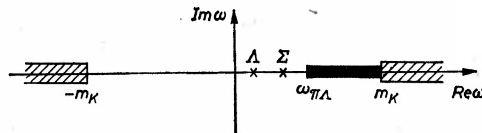
czywistej amplitudy πp otrzymanych w Sierpuchowie. Możemy stąd wnioskować, że prawdziwość związków dyspersyjnych ku przodowi, a zatem i przyczynowości, potwierdzona została dla rozpraszania $\pi^\pm p$. Logicznym krokiem byłoby następnie uwzględnianie efektów drugiego rzędu w analizie dyspersyjnej tego procesu. Chodzi tu przede wszystkim o efekty zależne od ładunku. Aby otrzymać „prawdziwą” amplitudę silnych oddziaływań, trzeba np. uwzględnić poprawkę związaną z różnicą mas pionów o różnych ładunkach oraz pewną zależność od ładunku stałej sprzężenia $g_{\pi NN}^2$.

Związki dyspersyjne dla rozpraszania $\pi^\pm p$ ku przodowi można więc traktować w pewnym sensie jako laboratorium, w którym bada się różne modele amplitud rozpraszania $\pi^\pm p$.

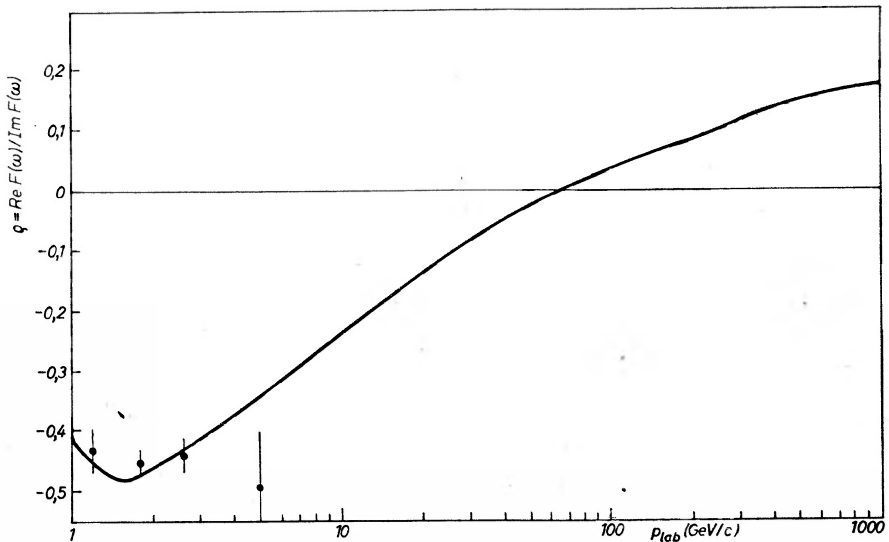
5.2. Rozpraszanie KN [30, 31]

Położenie osobliwości amplitudy rozpraszania $K^\pm p$ ku przodowi w płaszczyźnie ω przedstawione jest na rys. 4.

Teoria dyspersyjna rozpraszania ku przodowi kaonów na nukleonach cierpi na poważne braki wynikające z istnienia dużego obszaru niefizycznego i z nie-

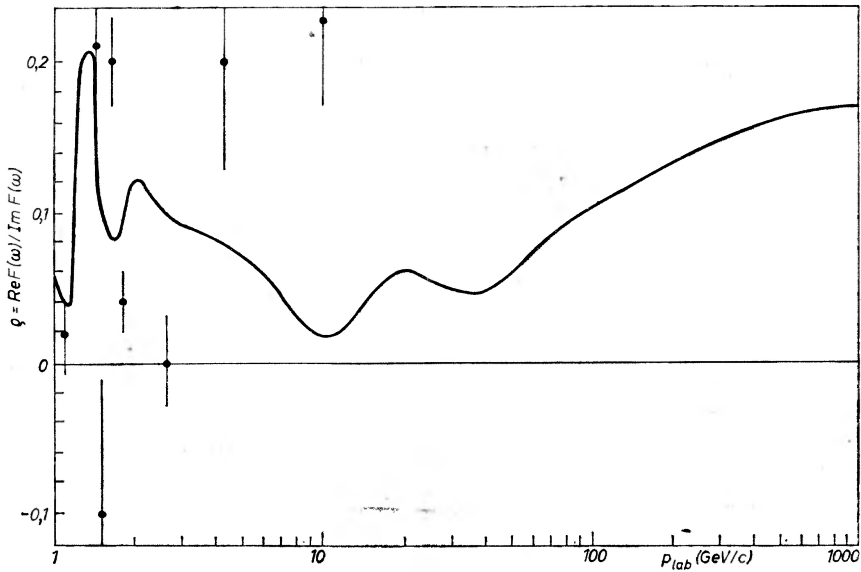


Rys. 4. Położenie osobliwości amplitudy rozpraszania $K^\pm p$ ku przodowi w płaszczyźnie ω . Krzyżyki na osi rzeczywistej między cięciami odpowiadają biegunom Λ i Σ . Cięcie niefizyczne (oznaczone linią pogrubioną) poniżej progu elastycznego K^-p zaczyna się od progu procesu $K^-p \rightarrow \pi^0 \Lambda$



Rys. 5. Stosunek części rzeczywistej do urojonej amplitudy rozpraszania $K^\pm p$ ku przodowi. Pozostałe szczegóły — jak na rys. 2

dostatecznej znajomości wartości stałych sprzężenia $KN\Lambda$ i $KN\Sigma$. Mimo to podejmowano wielokrotnie próby obliczenia części rzeczywistych amplitudy rozpraszania ku przodowi. Wszystkie analizy dają zgodny wynik, że część rzeczywista amplitudy rozpraszania K^+p jest ujemna przy niskich i średnich energiach. Natomiast dla rozpraszania K^-p sprawa nie jest jasna, gdyż istnieją sprzeczne przewidywania dotyczące znaku części rzeczywistej amplitudy dla energii rzędu kilku GeV.



Rys. 6. Stosunek części rzeczywistej do urojonej amplitudy rozpraszania K^-p ku przodowi. Pozostałe szczegóły — jak na rys. 2

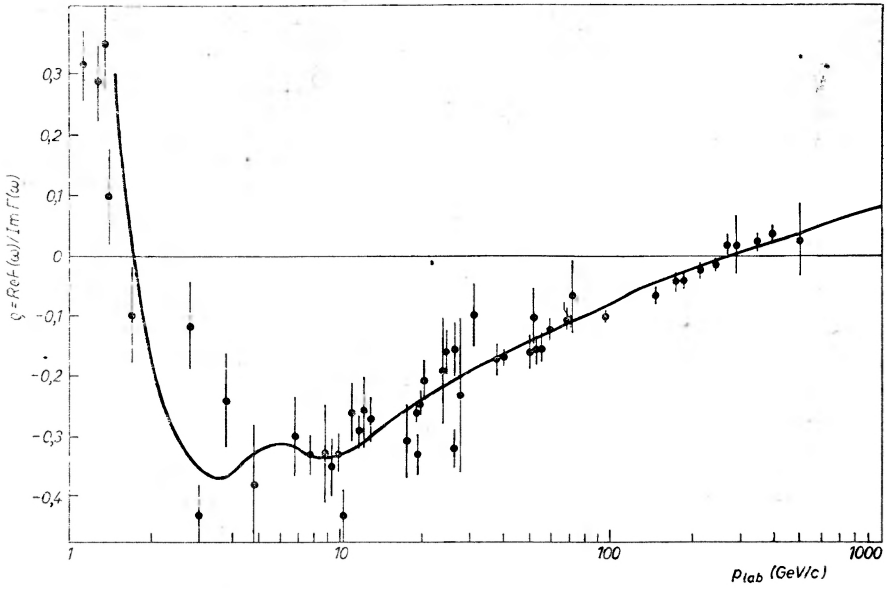
Na rys. 5 i 6 pokazane są przykładowo wyniki rachunków dyspersyjnych wykonanych we wspomnianej już pracy [29], gdzie w pewien określony sposób oszacowano przyczynki od obszaru niefizycznego i biegunów ze słabo znanymi stałymi sprzężenia.

5.3. Rozpraszanie NN [32]

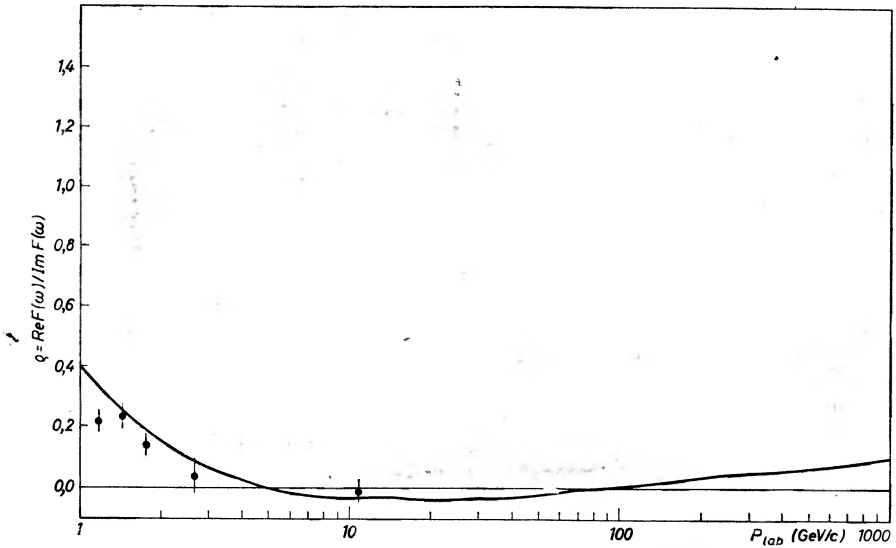
Położenie osobliwości amplitudy rozpraszania pp , $\bar{p}p$ ku przodowi w płaszczyźnie ω przedstawione jest na rys. 7.



Rys. 7. Położenie osobliwości amplitudy rozpraszania pp i $\bar{p}p$ ku przodowi w płaszczyźnie ω . Krzyżykiem na osi rzeczywistej między cięciami oznaczono biegun pionowy. Cięcie niefizyczne poniżej progu elastycznego $\bar{p}p$ zaczyna się od progu procesu $\bar{p}p \rightarrow 2\pi$



Rys. 8. Stosunek części rzeczywistej do urojonej amplitudy rozpraszania pp ku przodowi (bez odwrócenia spinu). Pozostałe szczegóły — jak na rys. 2



Rys. 9. Stosunek części rzeczywistej do urojonej amplitudy rozpraszania $\bar{p}p$ ku przodowi (bez odwrócenia spinu). Pozostałe szczegóły — jak na rys. 2

Podójście dyspersyjne do rozpraszania nukleonów na nukleonach w niskich energiach napotyka na trudności niemal nie do przewyciężenia ze względu na obecność efektów spinowych i ogromnego obszaru niefizycznego, dla którego nie stworzono jak dotąd żadnego modelu. W praktyce nie sposób stwierdzić, przy jakich energiach te efekty przestają być istotne. W związku z tym interpretacja wyników analiz dyspersyjnych dla rozpraszania NN ku przodowi budzi pewne wątpliwości [33]. Niemniej przeto wykonano wiele obliczeń części rzeczywistej amplitud rozpraszania pp i $\bar{p}p$ ku przodowi.

Na rys. 8 i 9 przedstawiamy wyniki rachunków ze wspomnianej pracy Hendricka i Lautrupa [29]. Wyniki innych obliczeń pozwalają dostrzec podobną tendencję w zachowaniu stosunku części rzeczywistej do urojonej amplitudy rozpraszania, chociaż w pewnych pracach sugerowano ostatnio, że przy niskich i średnich energiach ($\lesssim 30$ GeV) wartości absolutne stosunku ρ mogą być nawet dwukrotnie większe, niż się to powszechnie przyjmuje.

5.4. Rozpraszanie γp (rozpraszanie komptonowskie) [34]

Może się wydawać zdumiewające, że rachunki dyspersyjne dla rozpraszania γp wykonano dopiero w roku 1970 [34], choć związki dyspersyjne dla tego procesu były pierwszymi, jakie w ogóle rozważano w fizyce cząstek elementarnych. Przyczyną tego opóźnienia były trudności doświadczalne.

Rozpraszanie γp ku przodowi opisują dwie niezależne amplitudy: f_1 , odpowiadająca podłużnej polaryzacji liniowej początkowych i końcowych fotonów, oraz f_2 , która odpowiada polaryzacji poprzecznej. Ze względu na brak spolaryzowanych wiązek fotonów i stosunkowo rzadkie jeszcze użycie spolaryzowanych tarcz protonowych, dostępny pomiarom jest tylko różniczkowy przekrój czynny uśredniony i wysumowany po stanach polaryzacyjnych i spinowych:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta^{\circ}} = |f_1(\omega)|^2 + |f_2(\omega)|^2.$$

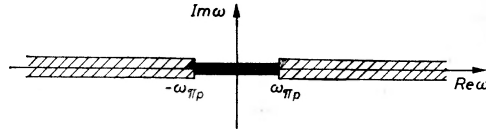
Amplituda $f_1(\omega)$ związana jest w zwykły sposób z całkowitym przekrojem czynnym (przez twierdzenie optyczne), więc wygodnie jest napisać tylko dla niej związek dyspersyjny:

$$\text{Re}f_1(\omega) = f_1(0) + \frac{\omega^2}{2\pi} P \int_{\omega_{\pi p}}^{\infty} \frac{\sigma(\omega') d(\omega')^2}{\omega'^2 - \omega^2}.$$

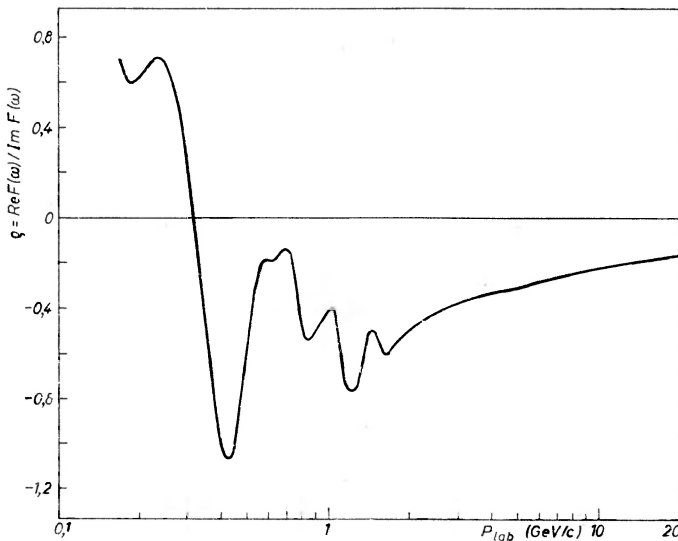
Jest to związek dyspersyjny z jednym odjęciem w punkcie $\omega = 0$. Na konieczność wprowadzenia odjęcia wskazuje zarówno obserwowane doświadczalnie zachowanie wysokoenergetyczne $\text{Im}f_1(\omega)$, jak i wartość granicy Thomsona dla rozpraszania komptonowskiego na protonach, $f_1(0) \approx -0,0015$ fm. Całkowanie zaczyna się od $\omega_{\pi p} = m_{\pi} + m_{\pi}^2/2m_p$, co stanowi próg na fotoprodukcję pojedynczego pionu; zanedbujemy tu wkład od cięcia γp , który

jest wyższego rzędu w elektromagnetycznej stałej sprzężenia w porównaniu z wkładem od cięcia $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ (patrz rys. 10).

Damashek i Gilman [34] obliczyli podany powyżej związek dyspersyjny korzystając z istniejących danych doświadczalnych dla $\sigma(\omega)$ aż do 20 GeV, a przy wyższych energiach używając parametryzacji regge'owskiej; przyjęli oni ponadto, że w obszarze asymptotycznym całkowity przekrój czynny jest stały. Wartość stosunku $\rho(\omega)$ części rzeczywistej do urojonej amplitudy f_1 zależy od tego, jak parametryzowano całkowite przekroje czynne przy wy-



Rys. 10. Położenie osobliwości amplitudy rozpraszania γp ku przodowi w płaszczyźnie ω . Cięcia elektromagnetyczne zaczynają się poniżej progu na fotoprodukcję pionu $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$



Rys. 11. Stosunek części rzeczywistej do urojonej amplitudy $f_1(\omega)$ rozpraszania γp ku przodowi jako funkcja energii laboratoryjnej padających fotonów, obliczony w pracy [34]. Nie istnieją dane doświadczalne dla stosunku $\rho(\omega)$ w rozpraszaniu comptonowskim

sokich energiach, ale jak widać na rys. 11, nie przekracza ona nigdy 20% dla energii fotonu powyżej 20 GeV. Przy niskich energiach natomiast ujawnia się wyraźnie bogata struktura rezonansowa procesu. Zatem część rzeczywista amplitudy rozpraszania komptonowskiego ku przodowi zachowuje się tak, jak to miało miejsce w omawianym poprzednio rozpraszaniu hadronów.

Nie istnieją do dziś pomiary części rzeczywistej amplitudy rozpraszania γp , możliwe jest więc tylko pośrednie porównanie wyników z doświadczeniem.

Jeśli istniejące dane dla $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ekstrapolować ku przodowi, możemy porównać je z tym, czego oczekujemy z równania

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 = \left(\frac{\omega\sigma}{4\pi}\right)^2 + |\text{Re}f_1(\omega)|^2 + |f_2(\omega)|^2;$$

$\text{Im}f_1(\omega)$ zastąpiono tu odpowiednią wartością z twierdzenia optycznego.

Otrzymane wartości różniczkowych przekrojów czynnych ku przodowi, pochodzące z ekstrapolacji za pomocą funkcji wykładniczej z obszaru bardzo małych $|t|$, zgadzają się doskonale z wartościami obliczonymi z samej tylko części rzeczywistej i urojonej amplitudy f_1 . Wynika z tego, że człon $|f_2(\omega)|^2$ nie przekracza 10% członu $|f_1(\omega)|^2$, który dominuje w wysokich energiach. Ponieważ jednak $|\text{Re}f_1(\omega)|^2$ daje również przyczynek zaledwie kilku % do różniczkowego przekroju czynnego, pomiary nie mogą dać ograniczeń na $\text{Re}f_1(\omega)$ tak silnych, by dało się je porównać z przewidywaniami związków dyspersyjnych; wskazują jedynie, że $|\text{Re}f_1(\omega)|$ nie może zbyt często przekraczać przewidywanych wartości.

5.5. Rozpraszanie hadronów na jądrach [35, 36]

Praktyczne zastosowanie analityczności przeniknęło również do fizyki jądrowej, gdzie, zwłaszcza w ciągu ostatnich pięciu lat, stosuje się związki dyspersyjne ku przodowi.

Dla kilku procesów rozpraszania na jądrach: πd , $\pi^4\text{He}$, $\pi^6\text{Li}$ i $\pi^{12}\text{C}$ obliczono części rzeczywiste amplitud. Uzyskano jakościową zgodność wyników z doświadczalnymi wartościami części rzeczywistych (pochodzącymi głównie z analizy fazowej). To, czy otrzyma się także zgodność ilościową, zależy w dużym stopniu od konkretnego sposobu interpolacji całkowitych przekrojów czynnych w obszarze rezonansu Δ . Charakterystyczny przebieg części rzeczywistej jest następujący: przy niskich energiach jest ona dodatnia i odtwarza zachowanie rezonansowe całkowitego przekroju czynnego, potem przechodzi przez zero przy około 200 MeV i jest ujemna przy wyższych energiach.

Nie wykonano dotąd rachunków dla części rzeczywistej amplitud rozpraszania kaonów, nukleonów i fotonów na jądrach, chociaż dla niektórych stosowano związki dyspersyjne w celu uzyskania informacji o odpowiednich stałych sprzężenia.

6. Wnioski i perspektywy

Po przedwczesnych narodzinach i trzydziestoletniej wegetacji związków dyspersyjne rozrosły się w ciągu ostatnich dwudziestu lat w wielką konstrukcję o nieco kruchych podstawach.

Stosowano je wielokrotnie z dużym powodzeniem do korelowania danych doświadczalnych i parametrów różnych modeli, nawet w tych dziedzinach (np. w rozpraszaniu hadronów na jądrach), których twórcom nigdy nie przyszło do głowy, by z nich skorzystać.

Obserwuje się na ogół jakościową zgodność przewidywanych i mierzonych części rzeczywistych amplitud rozpraszania. Należy jednak pamiętać, że sprawdzanie związków dyspersyjnych ku przodowi było i jest dotychczas możliwe w ścisłym sensie tego słowa tylko dla procesu π^+p . Nawet tu pozostaje pewna wątpliwość związana z faktem, że nie mierzy się przecież części rzeczywistej, a jedynie różniczkowy przekrój czynny, który trzeba następnie ekstrapolować ku przodowi.

Największym z rozczarowań, jakie fizykom sprawiły związki dyspersyjne, jest brak mocy przewidywania, co stanie się przy energiach wyższych niż te, które są dostępne doświadczalnie. Sześć lat temu powstało powiedzenie [37]: „Związki dyspersyjne to kryształowa kula, w której można ujrzeć drogę do krainy zwanej Asymptopią...” Stało się ono natchnieniem wielu badaczy, ale okazało się złudne, na co wskazuje rozwój wydarzeń (pomiarów przy wyższych energiach i bardziej staranne rachunki). Wychodząc z informacji doświadczalnej o częściach rzeczywistych i urojonych amplitudy rozpraszania w pewnym przedziale energii związki dyspersyjne nie są w stanie dać wiarygodnych przewidywań zachowania amplitudy w odległych obszarach energii. Mogą jedynie badać wzajemną zgodność danych tam, gdzie te dane istnieją.

Jakie są perspektywy na przyszłość? Powinniśmy mieć nadzieję, że otworzą się przed nami nowe możliwości zastosowania związków dyspersyjnych w różnych kierunkach, i że ich podstawy staną się mocniejsze, niż dotychczas.

Literatura

- [1] R. Kronig, *J. Opt. Soc. Am.* **12**, 547 (1926).
- [2] H. A. Kramers, *Atti. Congr. Intern. Fisici*, Como, **2**, 545 (1927).
- [3] M. Gell-Mann, M. L. Goldberger, W. Thirring, *Phys. Rev.* **95**, 1612 (1954).
- [4] M. L. Goldberger, *1969 International School of Physics „Ettore Majorana”*, s. 685, wyd. Academic Press, 1970.
- [5] R. Hagedorn, *Causality and dispersion relations (Dialogue on Classical Physics) in Preludes in Theoretical Physics in Honour of V. F. Weisskopf*, Amsterdam 1966.
- [6] N. N. Bogoliubov, *Report at the International Meeting of Physicists*, Seattle 1956.
- [7] H. Lehmann, *Nuovo Cimento* **10**, 579 (1958).
- [8] G. Sommer, *Fortschr. Phys.* **18**, 577 (1970).
- [9] S. L. Adler, *Phys. Rev.* **137B**, 1022 (1965).
- [10] W. Gilbert, *Phys. Rev.* **108**, 1078 (1957).
- [11] A. Conti, *Nucl. Phys.* **B70**, 116 (1974).
- [12] N. Zovko, *Phys. Letters* **23**, 143 (1966).
- [13] E. Ferrari, G. Violini, *Lett. Nuovo Cimento* **5**, 1027 (1972).
- [14] R. Odorico, *Nuovo Cimento* **54A**, 96 (1968).
- [15] J. A. McClure, L. E. Pitts, *Phys. Rev.* **D5**, 109 (1972).
- [16] O. Dumbrajs, M. Staszal, *Journal of Physics* **G1**, 172 (1975).

- [17] J. B. Bronzan, G. L. Kane, U. P. Sukhatme, *Phys. Letters* **49B**, 279 (1974).
- [18] C. Bourrely, J. Fischer, *Nucl. Phys.* **B61**, 513 (1973).
- [19] C. Bourrely, J. Fischer, Z. Sekera, *Nucl. Phys.* **B67**, 452 (1973).
- [20] O. Dumbrajs, T. Dumbrajs, N. M. Queen, *Nucl. Phys.* **B26**, 497 (1971).
- [21] O. Dumbrajs, *Nucl. Phys.* **B46**, 164 (1972).
- [22] H. A. Bethe, *Ann. Phys.* **3**, 190 (1958).
- [23] O. Dumbrajs, Kh. Chernev, Z. Zlatanov, *Nucl. Phys.* **B69**, 336 (1974).
- [24] O. Dumbrajs, Z. Zlatanov, Kh. Chernev, *Acta Phys. Pol.* **87**, 277 (1975).
- [25] R. E. Cutkosky, B. B. Deo, *Phys. Rev.* **174**, 1859 (1968).
- [26] S. J. Brodsky, A. C. Hearn, R. G. Parsons, *Phys. Rev.* **187**, 1899 (1969).
- [27] J. Hamilton, W. S. Woolcock, *Rev. Mod. Phys.* **35**, 737 (1963).
- [28] V. K. Samaranayake, W. S. Woolcock, *Nucl. Phys.* **B48**, 205 (1972).
- [29] R. E. Hendrick, B. Lautrup, *Phys. Rev.* **D11**, 529 (1975).
- [30] N. M. Queen, M. Restignoli, G. Violini, *Fortschr. Phys.* **17**, 467 (1969).
- [31] N. M. Queen, M. Restignoli, G. Violini, *Fortschr. Phys.* **21**, 569 (1973).
- [32] O. Dumbrajs, M. Staszal, *Fortschr. Phys.* **23**, 399 (1975).
- [33] O. Dumbrajs, M. Staszal, *Lett. Nuovo Cimento* **12**, 122 (1975).
- [34] M. Damashek, F. J. Gilman, *Phys. Rev.* **D1**, 1319 (1970).
- [35] T. E. O. Ericson, M. P. Locher, *Nucl. Phys.* **A148**, 1 (1970).
- [36] S. Dubnička, O. Dumbrajs, *Physics Reports* **19C**, 141 (1975).
- [37] S. J. Lindenbaum, *Pion — Nucleon Scattering*, Wiley Interscience, New York 1969.

Z E Z J A Z D Ó W I K O N F E R E N C J I

Sprawozdanie z XXIV Zjazdu Fizyków Polskich

W dniach 15—19. 9. 1975 r. odbył się w Katowicach XXIV Zjazd Fizyków Polskich. Zjazd zorganizowali Zarząd Główny i Oddział Katowicki Polskiego Towarzystwa Fizycznego pod patronatem naukowym Prezesa Polskiej Akademii Nauk prof. dra Włodzimierza Trzebiatowskiego oraz Ministra Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki prof. dra Sylwestra Kaliskiego.

Otwarcia Zjazdu dokonał przewodniczący Komitetu Naukowego Zjazdu prof. dr A. Chełkowski. Następnie głos zabrał przewodniczący Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego prof. dr Z. Wilhelmi, który w krótkich słowach omówił cele jakie przyświecały organizatorom Zjazdu. Na zakończenie części oficjalnej Sekretarz KW PZPR w Katowicach tow. Z. Zadrozna odczytała list egzekutywy KW PZPR w Katowicach skierowany do uczestników Zjazdu.

Obrazy Zjazdu odbywały się w budynku Instytutu Fizyki Uniwersytetu Śląskiego. Program Zjazdu obejmował cykl plenarnych referatów poświęconych fizycznym aspektom energetyki oraz zajęcia w pięciu sekcjach problemowych ze szczególnym uwzględnieniem osiągnięć fizyki polskiej na tle ogólnowiatowego stanu badań:

- I. sekcja fizyki jądrowej
- II. sekcja fizyki ciała stałego
- III. sekcja fizyki wysokich energii
- IV. sekcja optyki promieniowania spójnego
- V. sekcja nauczania fizyki (obradowała w Planetarium Śląskim).

Na posiedzeniach plenarnych wygłoszone zostały następujące referaty:

- Prof. dr S. Kaliski — *Laserowa synteza termojądrowa*
 Prof. dr A. Trautman — *Energia, grawitacja, kosmologia*
 Prof. dr J. Mika — *Fizyka reaktorów atomowych*
 Doc. dr S. Chwaszczewski — *Technika reaktorów atomowych*
 Dr P. Sint — *Long term perspectives of energy*
 Mgr inż. B. Bartoszek — *Perspektywy energetyczne Polski*
 Prof. dr J. Loferski — *Wykorzystanie promieni słonecznych jako źródła energii*
 Prof. dr B. Paszkowski — *Rola badań fizycznych w elektronizacji kraju*
 Doc. dr L. Śniadower — *Nadprzewodnictwo a energetyka*
 Prof. dr J. Rayski — *Referat z okazji 50 rocznicy powstania mechaniki kwantowej*
 Prof. dr A. Hryniewicz — *Fizyka a energia.*

Na zakończenie Zjazdu odbyła się, prowadzona przez prof. dr A. Hryniewicza, dyskusja okrągłego stołu na temat „Fizyczne aspekty energetyki”.

W ramach Zjazdu 17. 9. 1975 r. odbyło się Walne Zebranie Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Przez cały czas trwania Zjazdu czynne były wystawy aparatury fizycznej, książki i fotografii, które cieszyły się liczną frekwencją, wiele też osób zwiedziło pracownie naukowo-badawcze Uniwersytetu Śląskiego. Bogaty program naukowy Zjazdu nie przeszkodził uczestnikom Zjazdu we wzięciu udziału w licznych imprezach towarzyszących. I tak 15. 9. 75 r. w Klubie Instytutu Fizyki odbył się wieczór towarzyski, 17. 9. 75 r. po Walnym Zebraniu PTF zorganizowano projekcję filmu K. Zanussiego „Iluminacja”, codziennie zaś o godz. 19⁰⁰ wyświetlano filmy krótkometrażowe z różnych dziedzin fizyki. Dużym powodzeniem wśród uczestników cieszyły się zorganizowane wycieczki do kopalni „Jan”, do huty „Kościuszko”, wycieczka po Górnos Śląskim Okręgu Przemysłowym oraz całodzienna wycieczka w Beskid Śląski.

W Zjeździe wzięło udział ok. 500 osób. Wydaje się, że w czasie Zjazdu wytworzyła się miła i serdeczna atmosfera, która sprzyjała zacieśnianiu się współpracy między ośrodkami i nawiązywaniu nowych kontaktów naukowych. Zrobiliśmy wszystko, aby nasi goście byli zadowoleni z kilkudniowego pobytu w Katowicach i mamy nadzieję, że XXIV Zjazd Fizyków pozostanie miłym dla nich wspomnieniem.

Elżbieta Zipper

Sekretarz Komitetu Organizacyjnego
XXIV Zjazdu Fizyków Polskich

„Pomiary bardzo niskich aktywności izotopów promieniotwórczych” Międzynarodowa Konferencja w Łomnicy

W dniach od 5 do 10 października 1975 r. odbyła się w Wysokich Tatrach (Łomnica-Międzynarodowa Konferencja poświęcona problematyce pomiarów bardzo niskich aktywności izotopów promieniotwórczych i wykorzystywania wyników w naukach czystych i stosowanych. Organizatorami były: Uniwersytet w Bratysławie, Czechosłowacki Komitet do Spraw Energii Atomowej oraz Czechosłowacka Unia Matematyków i Fizyków z siedzibą w Pradze. Na czele Komitetu Organizacyjnego stał prof. S. Usačev, a sprawy organizacyjne spoczywały w ręku doc. P. Povinca.

Pierwsza w Europie międzynarodowa konferencja o takim profilu wzbudziła bardzo duże zainteresowanie i zgromadziła około 180 uczestników z 25 krajów wszystkich kontynentów. Przeważającą większość stanowili fizycy. Obecni byli również i przedstawiciele innych dyscyplin, a w szczególności przedstawiciele różnych dyscyplin nauki o Ziemi.

Spśród fizyków znanych nie tylko w dziedzinie badań objętych tematyką konferencji, czynny udział wzięli m. in. Kirsten (Heidelberg), Koczarov (Leningrad), Ławruchina (Moskwa), Mook (Gröningen), Nydal (Trondheim), Oeschger (Berno), Oestlund (Miami), Olsson (Uppsala), Rafter (Lower Hutt.), Tanaka (Tokio) i wielu innych.

Bardzo zróżnicowana tematyka konferencji obejmowała wszelkie aspekty związane z naturalną generacją izotopów promieniotwórczych, technologią poboru próbek, techniką pomiaru, analizą wyników i zastosowaniami praktycznymi.

Ze względu na nieustanne rozszerzanie się podejmowanej przez badaczy problematyki i wzrastające trudności pomiarowe (reprodukowalność, precyzja) około 40% spośród ogólnej liczby blisko stu prac przedstawionych na konferencji poświęconych było nowym inwencjom metodologicznym i technicznym. Ośrodki o większych ambicjach naukowych i możliwościach materialnych (Berno, Tokio, Leningrad, Moskwa) przedstawiły prace teoretyczne i eksperymentalne nad stworzeniem warunków umożliwiających pomiary granicznie niskich aktyw-

ności. Zaproponowano szereg nowych rozwiązań konstrukcyjnych istniejących już urządzeń pomiarowych. Przedstawiono urządzenia już gotowych, bądź budowanych „czystych” laboratoriów wykorzystujących w niektórych rozwiązaniach wielosetmetrowej grubości osłony naturalne, redukujące w sposób istotny natężenie składowej mionowej promieniowania kosmicznego. W tej samej grupie tematycznej znalazły się również liczne opracowania reprezentujące postęp inżynierii i techniki jądrowej w zakresie urządzeń do spektrometrycznych pomiarów rutynowych.

Drugą, pod względem liczebności, grupę tematyczną stanowiły prace poświęcone interpretacjom i wykorzystaniu wyników pomiarów izotopów kosmogenicznych, głównie ^{14}C , mniej ^3T , a sporadycznie ^{32}Si , ^{85}Kr , ^{39}Cl , ^{38}Cl , ^{39}Ar , ^{37}Ar , ^{10}Be , ^{26}Al , ^{129}I . Na konferencji przedstawiono ok. 25 prac z tego zakresu.

Trzecią bardzo mocno reprezentowaną grupą tematyczną były zagadnienia wykorzystania precyzyjnych pomiarów chronometrycznych ^{14}C oraz pomiarów aktywności kosmogenicznych izotopów promieniotwórczych generowanych w atmosferze Ziemi i meteorytach przez składową nukleonową oraz w litosferze przez składową mionową promieniowania kosmicznego. Pomiary te dają pewien wgląd w „historię” promieniowania kosmicznego na Ziemi i w Układzie Słonecznym i pozwalają na snucie spekulacji na temat źródeł pierwotnego promieniowania kosmicznego. Tematyka z tego zakresu przedstawiona była w 10 pracach referowanych na Konferencji.

Udział delegacji polskiej w pracach Konferencji można uznać za udany. Delegacja polska była (poza gospodarzami konferencji) drugą po Związku Radzieckim, pod względem liczebności i liczby referowanych prac; IBJ reprezentowało 5 osób. Przedstawiono 4 prace w zakresie metodologii i techniki pomiarowej niskich aktywności β i γ w badaniach podstawowych i rutynowych oraz konkretnych zastosowań, w szczególności w badaniach dyfuzji ^3H w metalach. Czterooosobowa delegacja z Gliwic przedstawiła cztery prace: z zakresu badań procesów fizycznych zachodzących w licznikach proporcjonalnych CO_2 , zagadnień statystycznych przy pomiarach niskich aktywności, nowych rozwiązań konstrukcyjnych liczników proporcjonalnych oraz możliwości wykorzystania pomiarów C-14 w hydrogeologii kopalnianej. Instytut Techniki Jądrowej AGH wydelegował trzech przedstawicieli. Delegacja ta przedstawiła referat dotyczący metodologii rutynowych pomiarów aktywności ^3T i ^{14}C próbek wody przy pomocy urządzeń standaryzowanych. Przedstawiciel GIG z Katowic zreferował nową metodę pomiaru koncentracji Rn w powietrzu. Ponadto ze strony polskiej w konferencji wzięli udział przedstawiciele Uniwersytetu MCS, Instytutu Fizyki z Wrocławia oraz Instytutu Fizyki WSP w Opolu. Przedstawiciele polskiej delegacji (Mościcki, Radoszewski) przewodniczyli dwóm (spośród ogólnej liczby 18) sesjom naukowym.

Dużym wyróżnieniem naszej delegacji był wybór autora niniejszej informacji na przewodniczącego międzynarodowego komitetu (Diergaczow, Fröhlich, Kirsten, Mook, Oestlund, Olsson, Srdoc), którego zadaniem była ocena konferencji pod względem merytorycznym i organizacyjnym, opracowanie wniosku dotyczącego celowości kontynuacji konferencji o podobnym profilu oraz ewentualnych propozycji kraju, któremu należałoby powierzyć organizację przyszłej konferencji. Zdecydowano organizować konferencje o zbliżonej problematyce co 3—4 lata i zwrócić się z propozycją organizacji następnej konferencji do Akademii Nauk Związku Radzieckiego.

Wspomnieć jeszcze należy o wzorowej pod każdym względem organizacji Konferencji i urozmaiconym i znakomitym programie relaksacyjnym umożliwiającym fizyczne i psychiczne wytrzymanie trudów codziennych ośmiogodzinnych oficjalnych prac konferencji. Główna w tym zasługa dużego osobistego zaangażowania prof. S. Usačewa i doc. P. Povinca.

Wł. Mościcki

Symposium fizyki statystycznej w Zakopanem

W dniach 1—6 września 1975 roku odbyło się w domu IBJ „Świerk” w Zakopanem sympozjum fizyki statystycznej zorganizowane przez Polskie Towarzystwo Fizyczne i Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk przy udziale Instytutu Badań Jądrowych. Wykłady, od 1 do 2 godzin, miały dać przegląd najważniejszych współczesnych zastosowań mechaniki statystycznej do aktualnych zagadnień fizyki.

Symposium zorganizował i prowadził dr Łukasz A. Turski (IFT UW). Zgromadził znakomitych wykładowców z Europy Zachodniej i Stanów Zjednoczonych. Profesor A. Bellemans (Université Libre de Bruxelles) omówił współczesną mechanikę statystyczną polimerów, w szczególności takich jak na przykład łańcuchy polietylenowe. Istotny w tych zagadnieniach problem konfiguracji prowadzi do zadań typu kombinatorycznego i wymaga wyliczenia sum statystycznych, które z kolei wiążą się z zagadnieniem błędzenia przypadkowego, w szczególności tzw. *self-avoiding walks*. W tym zagadnieniu, przynajmniej w jego dwuwymiarowej wersji, poczyniono pewne postępy.

Profesor S. A. Friedberg (Carnegie-Mellon University, Pittsburgh) omówił bardzo szczególne właściwości namagnesowania i entropii w najniższych temperaturach związków zawierających dwuwartościowe jony niklu, wyjaśniając ich właściwości istotnymi w tych związkach oddziaływaniami międzymolekularnymi spinów typu *exchange* i *super-exchange*.

Profesor Leo P. Kadanoff (Brown University, Providence, Rhode Island), jak zawsze bardzo pięknie, mówił o przybliżonych rachunkach renormalizacyjnych wykładników krytycznych w układzie spinów połówkowych. Kadanoff zaproponował już w 1966 roku, dla wyliczania indeksów krytycznych w układzie spinów, ideę ujmowania zbiorów albo bloków spinów, które w każdym kroku kolejnego przybliżenia są wielokrotnością bloku poprzedniego przybliżenia. Otrzymuje się w ten sposób formuły rekurencyjne. Idee Kadanoffa zostały rozwinięte i rozpracowane w języku grupy renormalizacyjnej przez K. G. Wilsona. W obecnym wykładzie Kadanoff skupił uwagę na symetriach w układzie spinów, które można wykorzystać dla obliczeń. Potrafił rozwiązać zagadnienie indeksów krytycznych w dwuwymiarowym układzie spinów, rozwiązane uprzednio przez K. G. Wilsona z 320 parametrami, posługując się tylko $4 \times 4 = 16$ parametrami, z taką samą dokładnością.

Profesor B.S. Alder (Lawrence Livermore Laboratory, University of California) opisał prace teoretyczne nad przejściami fazowymi w układach elektronowych typu plazmy, zwłaszcza elektronów oddziałujących kulombowsko. Profesor Alder wyraził przypuszczenie, iż realizacja wodoru metalicznego wymaga ciśnienia rzędu 15 megabarów.

Najciekawsze były wykłady Profesora J. F. Nagle (Carnegie-Mellon University, Pittsburgh), zwłaszcza pierwszy o biomembranach i przejściach fazowych polimerów. Profesor Nagle skupił uwagę na lipidach, stanowiących około 50% składu biomembrany. Lipidy te, poza większą molekułą na jednym końcu, są łańcuchem kilkunastu prostych węglowodorów CH_2 , które w prostym modelu teoretycznym traktuje się jako dimery. W wyższych temperaturach ustawiają się one pod kątami około 119° i w takim stanie, w takiej fazie, biomembrana może przepuszczać małe jony takie jak jon sodu Na^+ . W temperaturach niższych niż krytyczna dominiuje ustawienie równoległe na jednej linii dimerów. Nagle przypisał konfiguracjom molekuł izomorficzny model złożony z dimerów na sieci dwuwymiarowej, tzw. sieci plastru miodu. Obliczenie sumy statystycznej modelu prowadzi do wyrażenia na energię swobodną, która dla temperatur T poniżej krytycznej T_{kr} jest stała, dla temperatur wyższych od krytycznej zachowuje się jak $(T - T_{\text{kr}})^{3/2}$, co prowadzi do rozbieżności w cieple właściwym typu $(T - T_{\text{kr}})^{-1/2}$. Ponieważ najniższa pochodna wykazująca rozbieżność jest trzecią pochodną względem $(T - T_{\text{kr}})^{3/2}$, takie przejście fazowe nazwał Nagle przejściem rzędu 3/2. Istotne jest w tym modelu, że dimery zajmują określoną objętość każdy: ich oddziaływanie jest typu „hard”, nie uwzględnia się oddziaływań „soft”. Pole zajmowane przez każdy łańcuch polimeru jest stałe, podobnie jak w gazie twardych kul ustalona jest suma objętości kul. Model pozwala wyliczyć w zamkniętej postaci statystyczną funkcję rozkładu.

J. F. Nagle potrafi na podstawie swego modelu przejść fazowych w lipidach interpretować własności biomembran obserwowane doświadczalnie. W szczególności w Uniwersytecie w Buffalo Dr. Papahadjopoulos, Jacobson i Nir obserwują ilościowe zależności przepuszczalności biomembran dla jonów sodu od temperatury i stwierdzają zachowanie krytyczne tak, iż mogą wyznaczyć temperaturę krytyczną. Także pomiary rentgenowskie potwierdzają, że w temperaturach wyższych od krytycznej biomembrana ma grubość mniejszą o parę procent, aniżeli poniżej tej temperatury krytycznej, zgodnie z przewidywaniem modelu.

Wreszcie model przejść fazowych oparty na statystyce dimerów na sieci nadaje się do opisu własności ferroelektryków.

Professor H. Haken (Uniwersytet w Stutgarcie) omówił ogólnie statystyczną teorię bifurkacji w systemach chemicznych i biologicznych, która pozwala zrozumieć powstanie różnych współistniejących faz w układach wielu cząstek.

Profesor W. Weidlich (Uniwersytet w Stutgarcie) w bardzo szczegółowym wykładzie przedstawił zastosowanie formalizmu operatorów rzutowych do oddziaływujących układów kwantowo-statystycznych. Prof. A. Grecos (Bruksela) mówił o formalizmie opisu procesów dysypacyjnych. Prof. D. H. Kobe (North Texas State University) przedstawił próby rachunku widma wzbudzenia helu II.

Z polskich referatów interesujący był wykład Profesora J. Steckiego (Instytut Chemii Fizycznej PAN) o uporządkowaniu nematycznym w modelach sieciowych, podający zastosowanie rachunów do pewnych mieszanin związków chemicznych o cząsteczkach znacznie anizotropowych. Dr W. Żakowicz (IBJ) omówił ciekawie zastosowanie teorii przejść fazowych do modelu Dicke nadpromienistości w układach laserowych. Profesor R. S. Ingarden (UMK) naszkicował teorię podstaw termodynamiki, bazującą na teorii informacji. Doc. A. Kossakowski (UMK) podał przykład zastosowania rachunków elektroniki kwantowej do kwantowego modelu lasera barwnikowego. Prof. J. Kociński (IF PW) przedstawił własny opis wpływu anizotropii sieci krystalicznej na funkcję korelacji. Docent J. Piasecki (IFT UW) podał przykład zastosowania klasycznej teorii kinetycznej twardych kul. Docent A. Kuszell (IBJ) omówił rachunki niestabilności modów hydrodynamicznych w plazmie.

Symposium fizyki statystycznej zorganizowane pod egidą PTF wyróżniało się spośród wielu szkół fizyki. Niewielkie, skromne, mało kosztowne, symposium potrafiło dać polskim uczestnikom okazję wysłuchania przeglądu kilku zupełnie nowych zagadnień, które stanowią obiekt zainteresowania i aktualnej pracy najbardziej naprzód wysuwających się badaczy. Modele polimerów, biomembran, układów spinowych i ferroelektrycznych stały się najbardziej perspektywicznymi tematami fizyki statystycznej w chwili obecnej. Metody rozpracowywane od lat czterdziestych dla modelu Isinga znalazły w mechanice statystycznej polimerów znakomite zastosowanie, pozwalając uzyskać podstawowe wyniki, tłumacząc obserwowane doświadczalnie prawidłowości termodynamiczne. Statystyczna mechanika kwantowa, w pracach wielu jej przedstawicieli, rozwija abstrakcyjny formalizm, równocześnie pewne jej metody okazują się skuteczne w rozwiązywaniu ważnych problemów chemii polimerów, makromolekuł, biochemii i biologii.

M. Suffczyński

R E C E N Z J E

L. N. Cooper: *Istota i struktura fizyki*. Tłumaczyli z języka angielskiego J. Kozubowski, Z. Majewski, A. Pindor, J. Prochorow, PWN, Warszawa, 1975, str. 839, cena zł 140.—

Dobrych książek o fizyce nie jest wiele. Jeszcze mniej jest takich, których autorami byłiby wybitni fizycy. Na palcach jednej ręki można policzyć te z nich, które nie tylko przedstawiają dorobek fizyki w pewnej perspektywie historycznej, ale w dodatku zawierają liczne refleksje metodologiczne, z natury rzeczy wkraczające już raczej w filozofię. Taką właśnie niezwykłą książką jest *Istota i struktura fizyki* Coopera, wybitnego fizyka, leureata nagrody Nobla. Autor, w swoim bardzo obszernym, ponad 800-stronnicowym dziele postawił sobie szereg zadań. Po pierwsze, przedstawić aparat pojęciowy fizyki wraz z niezbędnymi przesłankami eksperymentalnymi w taki sposób, aby, jak sam pisze, książka ta ułatwiała dostęp do fizyki tym wszystkim, „którzy nie mają pretensji do posiadania zdolności technicznych”. Jest to więc cel popularyzacyjny. Po drugie, autor chce zapoznać z historycznym procesem dochodzenia do prawdy naukowej w całej złożoności tego procesu, w którym mozolna, wieloletnia i pozornie bezpłodna praca miesza się z błyskami ośnienia prawdą i z grą czystego przypadku. Po trzecie wreszcie, autor pragnie przedstawić swój pogląd na to, czym jest fizyka w swej głębszej strukturze, a, powiedziałbym więcej, czym w swej strukturze jest nauka przyrodnicza. Trudności wiążące się z realizacją takiego przedsięwzięcia musiały być ogromne. Nie zawsze też być może autor wyszedł z nich obronną ręką.

Jedną z podstawowych trudności koncepcyjnych przy pisaniu takiej książki jak ta, jest zdecydowanie się, czy przedstawiając stanowiska klasyczne, obecnie już przewyżczone lub co najmniej skorygowane należy je przekazywać czytelnikowi w tej postaci, w jakiej zostały pierwotnie sformułowane, czy też tak, jak my je dziś widzimy. Cooper chyba zbyt często, zafascynowany szczególnym historycznym „flavour” decyduje się na możliwość pierwszą. I tak na przykład referuje przewrót newtonowski nie informując czytelnika, że zasada bezwładności nie ma żadnego sensu, jeżeli nie powie się, że w gruncie rzeczy stanowi ona postulat istnienia układów inercjalnych (i daje kryterium ich rozpoznawania). Sprawy tej Newton sobie jeszcze nie uświadamiał, lecz dziś chciałoby się przeczytać w książce takiej jak ta jakiś na ten temat komentarz. Tymczasem zagadnienie układu inercjalnego wpływa dopiero kilka rozdziałów dalej, przy omawianiu teorii względności. Nie byłem też zachwycony milezieniem autora na fascynujący temat, a mianowicie związku odwracalnych w czasie praw mechaniki z nieodwracalnymi w czasie prawami termodynamiki. Zgadzam się, że zagadnienie na przykład hipotez ergodycznych nie jest łatwe, lecz przecież autorowi udało się wiele trudniejszych zagadnień przedstawić w jasnej chyba dla każdego postaci. Przykładem może być piękny i obszerny fragment książki poświęcony teorii względności (może z wyjątkiem dość naiwnego opisu paradoksu bliźniąt).

Także ostatnie partie książki poświęcone fizyce mikroświata są napisane bardzo jasno i z wyczuciem trudności, jakie musi napotykać mniej wyrobiony czytelnik. Rozdział o cząst-

kach elementarnych wymagałyby jednak jakichś przypisów, gdyż stan wiedzy od chwili powstania oryginału (przed niemal 10 laty!) uległ istotnym zmianom.

Szczególny urok książki stanowią cytaty ze starych i nowych mistrzów fizyki. Czytając książkę Coopera ma się niezwykle wrażenie, które tak rzadko wynosi się z lektury książek popularnych (a tym bardziej fachowych), że fizyka jest żywym, rozwijającym się organizmem, że ludzie, którzy ją tworzyli, pełni byli tego samego entuzjazmu, niepokoju, ciekawości i pragnienia odkrycia prawdy, jakie i dziś ożywiają fizyków — wielkich i małych. Ten historyczny zarys fizyki pozwala też na ujawnienie pewnych „wiecznych” zagadnień: problemu symetrii na przykład, nurtującego filozofów i fizyków od czasów Pitagorasa, który miał mawiać, że najpiękniejszą ze wszystkich brył jest kula. Czy nie dlatego tak trudno było się nam rozstać z siłami centralnymi? Pokazuje się też wyraźnie, ile filozofii tkwi w fizyce, czy to w tych ideach, które o drzucamy jako „przesady”, czy też w tych, które na ich miejsce wprowadzamy.

Interesującym elementem książki są uwagi metodologiczne Coopera. Mniej one może niosą w sobie tej porywającej i zaskakującej indywidualności niż (rzadsze zresztą) komentarze Feynmana w jego *Wykładach z fizyki*. Mimo to jednak są one tworem wybitnego umysłu, a więcej jeszcze — wyrazem swojego rodzaju świadomości powszechnej fizyków. Nieraz można by zgłosić takie czy inne zastrzeżenia (np. w rozdziale „O strukturze przestrzeni” autor w pewnej mierze zaciera granice między matematyką i fizyką), ale w sumie jest to lektura bardzo inspirująca.

Książka została wydana przez PWN bardzo starannie. Czyta się ją na ogół gładko, może z wyjątkiem ostatniej części książki, w której tłumacz nie bardzo panował nad językiem. Np. w wielu miejscach „decays” jest tłumaczone jako „przekształca się”, a zdanie „siły w atomie są raczej raczej elektrycznej niż grawitacyjnej” brzmi po angielsku a nie po polsku. Zupełnie też nie rozumiem, jak można było przełożyć „Finnegan’s Wake” na „Ślad Finnegana”. Razi mnie — ale to już w całej książce — nieustanne zniekształcanie nazwisk: Hook zamiast Hooke, Laertius zamiast Laetios, Hobbs zamiast Hobbes, d’Alambert zamiast d’Alembert, Leibnitz zamiast Leibniz, Bolyaia zamiast Bolyai, Ptolomeusz zamiast Ptolemeusz i tak dalej. Razi mnie też stale używany w książce przymiotnik „niutonowski”. Na szczęście jest jeszcze „einsteinowski”, choć mógłby być „ajnsztajnowski”. Usterki te jednak są drobne i nie przeszkadzają na ogół w odbiorze tekstu.

W sumie uważam, że wydanie książki Coopera w języku polskim może rzeczywiście przybliżyć fizykę ludziom, którzy jej dobrze nie znają lub nie rozumieją. Czytanie jej wymaga wprawdzie pewnego wysiłku, ale bardzo się on opłaca. Formalizm matematyczny użyty w książce jest elementarny i nie wykracza poza algebrę i rachunek wektorowy. Spisując te refleksje, które mi się nasunęły w czasie lektury, chciałbym do niej zachęcić wszystkich tych, którzy z książką Coopera jeszcze się nie zapoznali.

Grzegorz Białkowski

Eyvind H. Wichmann: **Fizyka kwantowa**. Tłumaczyli z języka angielskiego W. Gorzkowski i A. Szymacha, PWN, Warszawa 1973, str. 455, cena zł 75.—

Fizyka kwantowa jest czwartym tomem podręcznika „Berkeley Physics Course” napisanego przez zespół wybitnych fizyków Uniwersytetu Kalifornijskiego. Główną intencją autora książki jest możliwe wczesne przygotowanie studenta do myślenia kwantowomechanicznego. Dlatego zawarty tu materiał, jak píše autor, ma charakter wstępny i wymaga jedynie skromnego przygotowania matematycznego z zakresu równań różniczkowych i analizy wektorowej, czego oczekiwać można od studenta drugiego roku fizyki lub politechniki.

Książka napisana została bardzo atrakcyjnie. Arsenal środków, którymi autor skutecznie rozbudza ciekawość czytelnika i wciąga go do studiowania książki, jest bogaty. Na przykład co kilkadziesiąt stron pojawia się fotografia człowieka. Poniżej podpis przedstawiający w sposób zwięzły jego charakterystykę. Fotografii tych jest czternaście. Stanowią one galerię lau-

kach elementarnych wymagałyby jednak jakichś przypięć, gdyż stan wiedzy od chwili powstania oryginału (przed niemal 10 laty!) uległ istotnym zmianom.

Szczególny urok książki stanowią cytaty ze starych i nowych mistrzów fizyki. Czytając książkę Coopera ma się niezwykle wrażenie, które tak rzadko wynosi się z lektury książek popularnych (a tym bardziej fachowych), że fizyka jest żywym, rozwijającym się organizmem, że ludzie, którzy ją tworzyli, pełni byli tego samego entuzjazmu, niepokoju, ciekawości i pragnienia odkrycia prawdy, jakie i dziś ożywiają fizyków — wielkich i małych. Ten historyczny zarys fizyki pozwala też na ujawnienie pewnych „wiecznych” zagadnień: problemu symetrii na przykład, nurtującego filozofów i fizyków od czasów Pitagorasa, który miał mawiać, że najpiękniejszą ze wszystkich brył jest kula. Czy nie dlatego tak trudno było się nam rozstać z siłami centralnymi? Pokazuje się też wyraźnie, ile filozofii tkwi w fizyce, czy to w tych ideach, które odrzucamy jako „przesady”, czy też w tych, które na ich miejsce wprowadzamy.

Interesującym elementem książki są uwagi metodologiczne Coopera. Mniej one może niosą w sobie tej porywającej i zaskakującej indywidualności niż (rzadsze zresztą) komentarze Feynmana w jego *Wykładach z fizyki*. Mimo to jednak są one tworem wybitnego umysłu, a więcej jeszcze — wyrazem swojego rodzaju świadomości powszechnej fizyków. Nieraz można by zgłosić takie czy inne zastrzeżenia (np. w rozdziale „O strukturze przestrzeni” autor w pewnej mierze zaciera granice między matematyką i fizyką), ale w sumie jest to lektura bardzo inspirująca.

Książka została wydana przez PWN bardzo starannie. Czyta się ją na ogół gładko, może z wyjątkiem ostatniej części książki, w której tłumacz nie bardzo panował nad językiem. Np. w wielu miejscach „decays” jest tłumaczone jako „przekształca się”, a zdanie „siły w atomie są raczej natury elektrycznej niż grawitacyjnej” brzmi po angielsku a nie po polsku. Zupełnie też nie rozumiem, jak można było przełożyć „Finnegan’s Wake” na „Ślad Finnegana”. Razi mnie — ale to już w całej książce — nieustanne zniekształcanie nazwisk: Hook zamiast Hooke, Laertius zamiast Laertios, Hobbs zamiast Hobbes, d’Alambert zamiast d’Alembert, Leibnitz zamiast Leibniz, Bolyaia zamiast Bolyai, Ptolomeusz zamiast Ptolemeusz i tak dalej. Razi mnie też stale używany w książce przymiotnik „niutonowski”. Na szczęście jest jeszcze „einsteinowski”, choć mógłby być „ajnsztajnowski”. Usterki te jednak są drobne i nie przeszkadzają na ogół w odbiorze tekstu.

W sumie uważam, że wydanie książki Coopera w języku polskim może rzeczywiście przybliżyć fizykę ludziom, którzy jej dobrze nie znają lub nie rozumieją. Czytanie jej wymaga wprawdzie pewnego wysiłku, ale bardzo się on opłaca. Formalizm matematyczny użyty w książce jest elementarny i nie wykracza poza algebrę i rachunek wektorowy. Spisując te refleksje, które mi się nasunęły w czasie lektury, chciałbym do niej zachęcić wszystkich tych, którzy z książką Coopera jeszcze się nie zapoznali.

Grzegorz Białkowski

Eyvind H. Wichmann: *Fizyka kwantowa*. Tłumaczyli z języka angielskiego W. Gorzkowski i A. Szymacha, PWN, Warszawa 1973, str. 455, cena zł 75.—

Fizyka kwantowa jest czwartym tomem podręcznika „Berkeley Physics Course” napisanego przez zespół wybitnych fizyków Uniwersytetu Kalifornijskiego. Główną intencją autora książki jest możliwie wczesne przygotowanie studenta do myślenia kwantowomechanicznego. Dlatego zawarty tu materiał, jak pisze autor, ma charakter wstępny i wymaga jedynie skromnego przygotowania matematycznego z zakresu równań różniczkowych i analizy wektorowej, czego oczekiwać można od studenta drugiego roku fizyki lub politechniki.

Książka napisana została bardzo atrakcyjnie. Arsenał środków, którymi autor skutecznie rozbudza ciekawość czytelnika i wciąga go do studiowania książki, jest bogaty. Na przykład co kilkadziesiąt stron pojawia się fotografia człowieka. Poniżej podpis przedstawiający w sposób zwięzły jego charakterystykę. Fotografii tych jest czternaście. Stanowią one galerię lau-

reatów nagrody Nobla. Każdy z nich dał istotny wkład w rozwój dziedziny, której poświęcona jest książka.

Załóżmy, że czytelnik zainteresował się książką „od środka”. Oto fotografia Louis de Broglie’a. W trzydziestym siódmym roku życia otrzymał nagrodę Nobla. Co trzeba zrobić żeby otrzymać nagrodę Nobla? Na stronie poprzedzającej fotografię dwa rysunki, jakżeż przypominające te z podręcznika szkoły średniej. Kilka stron dalej schematy przeprowadzonych eksperymentów i bardzo podobne do siebie fotografie, z których jedna przedstawia dyfrakcję promieni Roentgena natomiast druga dyfrakcję ... elektronów. Tu też jest urywek przemówienia Davissona, które wygłosił w Sztokholmie w 1927 roku z okazji przyznania mu nagrody Nobla. Co łączy de Broglie’a z Davissonem? Szukając na to odpowiedzi, czytelnik wraca do początku rozdziału 5 „Cząstki materialne”. Składa się on z sześciu podrozdziałów. Autor, w przedmowie do wykładowców i studentów, dopuszcza jako minimum przeczytanie tu jedynie pierwszego podrozdziału — „Fale de Broglie’a”. Rzeczywiście, jest to wystarczające, ażeby czytelnik uzyskał podstawowe informacje o falowej naturze materii. Wystarczy to też zapewne, ażeby bardziej zaangażowany student zainteresował się zagadnieniem i cały rozdział przestudiował do końca.

Fizyka kwantowa to nieoceniony podręcznik dla wykładowcy, zwłaszcza przy prowadzeniu zajęć systemem konwersacyjnym. Materiał zawarty jest w dziewięciu rozdziałach, w których kolejno omówione są następujące zagadnienia: przedmiot badań fizyki kwantowej (wstęp), wielkości fizyczne występujące w fizyce kwantowej, poziomy energetyczne, fotony jako cząstki, fale materii, zasada nieoznaczoności i teoria pomiarów, mechanika falowa Schrödingera, teoria stanów stacjonarnych i wreszcie cząstki elementarne i ich oddziaływanie.

Całość jest bogato ilustrowana rysunkami, których liczba przekracza dwieście. Wiele z nich przeniesionych jest bezpośrednio z oryginalnych publikacji naukowych, których dane bibliograficzne są tu skrupulatnie podane. Podnosi to autentyzm informacji. Wykaz literatury uzupełniającej na końcu poszczególnych rozdziałów upodabnia książkę do monografii. Podane na końcu każdego rozdziału zadania stanowią cenny materiał do ćwiczeń uzupełniających wykład. Zamieszczone na końcu książki tabele stałych fizycznych, najbardziej trwałych cząstek elementarnych, pierwiastków chemicznych i współczynników przeliczenia jednostek, podnoszą walory encyklopedyczne książki.

Piszący tę recenzję stwierdza z zadowoleniem, że czytając *Fizykę kwantową* E. H. Wichmanna, doznał podobnej satysfakcji jak przed laty, czytając po raz pierwszy *Elektryczność i budowę materii* A. Piekary.

Bogdan Adamczyk

Roman Mierzecki: **Oddziaływania międzymolekularne**. PWN, Warszawa 1974, stron 246, cena zł 42.—

Badania oddziaływań międzymolekularnych interesują nie tylko fizyków i chemików, ale również w coraz większym stopniu biofizyków i biologów. Możliwość zainteresowania książką osób o różnym profilu przygotowania stawia autora w trudnej sytuacji, gdyż nie wiadomo, jakimi wiadomościami dysponuje potencjalny czytelnik. Trudność ta uzasadnia w pewnym stopniu fakt, że autor w pierwszych rozdziałach książki (1—3) zakłada u czytelnika brak nawet elementarnych wiadomości z fizyki, podczas gdy zrozumienie dalszych rozdziałów wymaga znajomości podstaw chemii kwantowej i termodynamiki.

Całość książki, zarówno pierwsze wprowadzające rozdziały, jak i dalsze będące przeglądem aktualnych prac z dziedziny oddziaływań molekularnych, pisane są ładną polszczyzną, gawędziskim stylem usprawniającym występowanie powtórzeń i pewną rozwlekłość niektórych partii materiału. Szczególnie cenne są uwagi będące wynikiem własnych przemyśleń autora — pozwalają one czytelnikowi ujrzeć w nowym świetle cały szereg znanych faktów. Toteż, nawet elementarne rozważania z elektrostatyki czyta się w tej postaci z przyjemnością. Zamieszczenie szczegółowych rozważań dotyczących oddziaływań elektrostatycz-

nych jest zresztą uzasadnione dyskutowaniem większości materiału zawartego w dalszych (4—8) rozdziałach książki na gruncie elektrostatyki klasycznej.

Osią, wokół której grupuje się materiał przedstawiony w dalszych rozdziałach książki, jest model krzywych potencjalnych, stosowanie którego ma dawną i piękną tradycję w nauce polskiej. To oryginalne ujęcie jest bezsprzeczną zasługą autora, który w oparciu o model krzywych potencjalnych dyskutuje cały szereg wyników literaturowych uzyskanych różnymi metodami. Jest to cenne ujęcie, szczególnie przy panujących tendencjach podziału fizyków na grupy badawcze według stosowanych metod pomiarów, a nie według przedmiotu badań. Niezwykle pożyteczne są więc prace przeglądowe podające krytyczny przegląd wyników badań bez wglębia się w szczegóły metodyczne. Książka Romana Mierzeckiego spełnia ten warunek, choć co jest rzeczą naturalną, zawiera przede wszystkim prace związane z naukowymi zainteresowaniami autora. Zastanowić by się można, czy tytuł książki nie jest zbyt szeroki. Myślę, że Autor powinien przemyśleć tę niełatwą sprawę przed dalszymi wydaniem monografii. Większość materiału dotyczy oddziaływań między i wewnątrzcząsteczkowych w cieczach. Wprawdzie wstęp (1—3) oraz niektóre partie dalszych rozdziałów dotyczą również gazów, lecz stanowią one raczej przygotowanie do opisu sytuacji panującej w cieczy. Mimo to tytuł „oddziaływanie międzymolekularne w cieczach” też nie zapowiadałoby dobrze treści książki. Obecny tytuł obiecuje czytelnikowi cały szereg problemów, które zgodnie z przedstawionymi we wstępie intencjami autora nie weszły w zakres omawianej książki. Przy czytaniu książki nasuwają się następujące uwagi dotyczące jej strony redakcyjnej:

1) Wydaje się, że książka zyskałaby na przejrzystości, gdyby autor nie rozpisywał tak szczegółowo wzorów (np. str. 58—60 i in.). Obecnie studenci od pierwszych lat są przyzwyczajani do zwięzłych zapisów, toteż nie sądzę, aby taki sposób przedstawiania wzorów stanowił dla nich ułatwienie.

2) Przyznam się, że razi mnie zawsze podawanie „podręcznikowych” informacji w następujący sposób, jak np. na str. 47: „Wg Margenaua (5) średnie wartości potęg funkcji trygonometrycznych wynoszą ...”. Jest oczywiście słuszne, że autor proponuje czytelnikowi książkę, w której może on sprawdzić słuszność użytych wzorów. Razi mnie jednak sposób cytowania sugerujący wg mnie informację z „pierwszego źródła” i to nawet nieco kontrowersyjną.

3) Bezsprzecznie pożyteczne tabele ilustrujące dyskutowane zagadnienia mogłyby zawierać mniej danych, co pozwoliłoby skupić uwagę czytelnika na omawianych efektach.

Pragnę podkreślić, że uważam omawianą książkę za bardzo pożyteczną zarówno dla studentów fizyki jak i chemików. Na szczególne podkreślenie zasługuje przemyślenie przez autora podanego materiału. W niektórych partiach książki wnikliwie dyskutowany jest zakres dopuszczalności stosowania omawianych przybliżeń, w innych partiach wyniki prac podane są syntetycznie, poglądowo w oparciu o proste modelowe rozważania. Książka nie podaje, bo to nie jest jej celem, żadnych informacji o metodach doświadczalnych używanych do uzyskania dyskutowanych danych. Jest to słuszne, gdyż wglębianie się w opis metod rozbiłoby niepotrzebnie spójność tematu.

Autor podjął się niełatwej roli pisania oryginalnej monografii, w której odbity jest kształt jego osobowości naukowej, którą cechuje humanistyczne podejście do nauk przyrodniczych, dążenie do przystępnego przedstawienia materiału i obiektywizm w cytowaniu danych literaturowych. Myślę, że czytelnicy będą mu za to wdzięczni.

Danuta Frąckowiak

PTF

Oddział Katowicki

Na zebraniu sprawozdawczo-wyborczym w dniu 28 stycznia 1974 r. został wybrany Zarząd Oddziału w następującym składzie: prezes — M. Zralek,

wiceprezes — P. Jakubowski,

sekretarz — E. Zipper,

skarbnik — M. Siemaszko,

członkowie Zarządu — Z. Borowski, F. Drobny, J. Greupner, A. Salamon, Z. Ujma.

W połowie kadencji na stypendium zagraniczne wyjechał M. Siemaszko, a na jego miejsce dokooptowano W. Osobę.

Oddział Katowicki był organizatorem XXIV Zjazdu Fizyków Polskich, który odbył się w Katowicach we wrześniu 1975 r. Koledzy katowiccy włożyli w to ogromny i efektywny wysiłek — Zjazd był w opinii większości uczestników bardzo udany.

Podstawową formą działalności Oddziału było organizowanie konwersatoriów naukowych. Aby zainteresować wszystkich fizyków ośrodka katowickiego, niezależnie od specjalności, postanowiono zapraszać wykładowców z referatami przeglądowymi w ujęciu prawie że popularnonaukowym. Wśród zaproszonych referentów byli m.in. prof. A. Z. Hrynkiwicz (Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków), prof. A. Strzałkowski (Uniwersytet Jagielloński), prof. J. Zakrzewski (Uniwersytet Warszawski). Wydaje się celowe kontynuowanie konwersatoriów w takiej formie, gdyż frekwencja na nich była bardzo duża, podczas gdy na kilku konwersatoriach bardziej specjalistycznych znacząco spadała.

W marcu 1975 r. zorganizowano wspólnie z Polskim Towarzystwem Astronomicznym konferencję na temat możliwości występowania cywilizacji pozaziemskich. Zainteresowanie tematem było ogromne. Współpraca z PTA będzie kontynuowana.

Oddział w dniu 21 stycznia 1976 r. liczył 96 członków. W czasie trwania kadencji Zarządu, tj. od 28 stycznia 1974 r. przyjęto 13 nowych członków, 5 członków wykluczono za systematyczne niepłacenie składek, 4 osoby wystąpiły z PTF twierdząc, że przynależność do Towarzystwa „nie im nie daje”. „Postępy Fizyki” nie cieszą się popularnością wśród członków Oddziału Katowickiego — prenumeruje je tylko 21 osób.

Oddział Opolski

W okresie od 25 października 1973 r. do 21 listopada 1975 r. Zarząd Oddziału pracował w następującym składzie:

przewodniczący — Jan Mochniak,

wiceprzewodniczący — Wojciech Dindorf,

sekretarz — Maria Górecka,

skarbnik — Józef Musielok,

członkowie — Danuta Bregiel, Danuta Tokar, Jerzy Wiechula.

Działalność Oddziału rozwijała się w kierunku popularyzacji fizyki oraz wymiany doświadczeń i informacji.

W zakresie popularyzacji zorganizowano, wspólnie z Kuratorium Opolskiego Okręgu Szkolnego, VIII i IX Międzyszkolny Turniej Fizyczny o puchar Jego Magnificencji Rektora Wyższej Szkoły Pedagogicznej w Opolu. W turniejach wzięła udział duża liczba uczniów z całego Opolskiego Okręgu Szkolnego. Ponadto członkowie sekcji dydaktycznej zorganizowali seminarium z dydaktyki fizyki dla nauczycieli i wizytatorów, koło fizyczne dla uzdolnionej młodzieży szkół średnich oraz otwarte pokazy doświadczeń fizycznych. Pokazy cieszyły się tak dużą frekwencją, że trzeba je było powtórzyć, aby umożliwić ich obejrzenie wszystkim zgłaszającym się uczniom. W przyszłości pokazy będą organizowane dla określonych klas, tak aby poziom i tematyka były lepiej dostosowane do poziomu danych odbiorców.

Zorganizowano również dwa odczyty popularnonaukowe dla szerokiej publiczności.

Doświadczenia i informacje wymieniano na posiedzeniach naukowych, których odbyło się w okresie sprawozdawczym 18.

W jednym z seminariów dydaktycznych uczestniczył członek Czechosłowackiego Towarzystwa Fizycznego Ivo Volf.

W dniu 21 listopada 1975 r. odbyło się zebranie sprawozdawczo-wyborcze, na którym wybrano nowy Zarząd Oddziału w składzie: przewodniczący — Apolonia Wrzesińska wiceprzewodniczący — Bolesław Grabowski, sekretarz — Tadeusz Wierzbicki, skarbnik — Józef Musielok, przewodnicząca sekcji dydaktycznej — Danuta Tokar,

członkowie — Danuta Bregiel, Wojciech Dindorf, Mieczysław Piróg.

Oddział liczy 69 członków.

Oddział Poznański

Młodzi fizycy poznańscy próbują swych sił

W III Liceum Ogólnokształcącym w Poznaniu ma swą siedzibę sekcja fizyczna Młodzieżowego Towarzystwa Przyjaciół Nauk. Sekcją opiekuje się mgr Jerzy Pawłowski, wykładowca fizyki w tymże Liceum. Oddział Poznański PTF żywo współpracuje z wymienioną sekcją MTPN, a młodzi entuzjaści fizyki znaleźli w naukowcach z Instytutu Fizyki UAM i Instytutu Fizyki Molekularnej PAN życzliwych doradców i doświadczonych konsultantów.

Członkowie sekcji fizyki MTPN pracują w niewielkich zespołach, których celem jest pogłębienie wiedzy w wybranych kierunkach. Uczniowie studiują literaturę fachową, wykonują potrzebne do eksperymentów przyrządy, przeprowadzają doświadczenia i pomiary, a następnie wyjaśniają teoretycznie otrzymane rezultaty. Prace wykonywane są w laboratoriach wymienionych Instytutów pod okiem doświadczonych pracowników naukowych, członków PTF. Systematyczne konsultacje sprawiają, że badania rozwijają się dynamicznie i prowadzą często do interesujących wyników. W roku 1974/75 najwyższej oceniona została praca uczniów Sławomira Mielcarka i Zbigniewa Trybuły, którzy pod okiem doc. dr hab. J. Stankow-

skiej zajmowali się badaniem własności fizycznych siarczianu trójglicyny.

Oddział Poznański PTF udziela również pomocy Młodzieżowym Akademiom Nauk w Pile i w Koninie. W imieniu Zarządu Oddziału koordynacją prac MTPN zajmuje się z entuzjazmem i dużym powodzeniem pani mgr Asja Kozak.

Andrzej Graja

Nowi profesorowie

Rada Państwa nadała tytuł naukowy profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych Tadeuszowi Figielskiemu, docentowi w Instytucie Fizyki PAN, Jerzemu Jankowskiemu, docentowi w Instytucie Geofizyki PAN, Stanisławowi Łęgowskiemu, docentowi w Uniwersytecie Mikołaja Kopernika, Adamowi Sobiczewskiemu, docentowi w Instytucie Badań Jądrowych.

Medal Kopernika

Prezydium Polskiej Akademii Nauk przyznało najwyższe odznaczenie Akademii — medal Kopernika — Aleksandrowi Jabłońskiemu, profesorowi emerytowanemu Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, członkowi rzeczywistemu PAN.

Nagrody PAN

Zwyczajem lat ubiegłych przyznane zostały nagrody sekretarza naukowego PAN za najwybitniejsze osiągnięcia badawcze uzyskane w pracach prowadzonych w ramach problemów węzłowych, resortowych, jak również własnych poszczególnych placówek badawczych.

W dziedzinie badań fizycznych (Wydział III) nagrody przyznano za następujące prace:

Nowe aspekty oddziaływania silnych impulsów pól elektromagnetycznych z elektronami w kryształach półprzewodnikowych — zespół z Instytutu Fizyki PAN pod kierunkiem prof. Jerzego Kołodziejczaka,

Zorganizowano również dwa odczyty popularnonaukowe dla szerokiej publiczności.

Doświadczenia i informacje wymieniano na posiedzeniach naukowych, których odbyło się w okresie sprawozdawczym 18.

W jednym z seminariów dydaktycznych uczestniczył członek Czechosłowackiego Towarzystwa Fizycznego Ivo Volf.

W dniu 21 listopada 1975 r. odbyło się zebranie sprawozdawczo-wyborcze, na którym wybrano nowy Zarząd Oddziału w składzie: przewodniczący — Apolonia Wrzesińska wiceprzewodniczący — Bolesław Grabowski, sekretarz — Tadeusz Wierzbicki, skarbnik — Józef Musielok,

przewodnicząca sekcji dydaktycznej — Danuta Tokar,

członkowie — Danuta Bregiel, Wojciech Dindorf, Mieczysław Piróg.

Oddział liczy 69 członków.

Oddział Poznański

Młodzi fizycy poznańscy próbują swych sił

W III Liceum Ogólnokształcącym w Poznaniu ma swą siedzibę sekcja fizyczna Młodzieżowego Towarzystwa Przyjaciół Nauk. Sekcją opiekuje się mgr Jerzy Pawłowski, wykładowca fizyki w tymże Liceum. Oddział Poznański PTF żywo współpracuje z wymienioną sekcją MTPN, a młodzi entuzjaści fizyki znaleźli w naukowcach z Instytutu Fizyki UAM i Instytutu Fizyki Molekularnej PAN życzliwych doradców i doświadczonych konsultantów.

Członkowie sekcji fizyki MTPN pracują w niewielkich zespołach, których celem jest pogłębienie wiedzy w wybranych kierunkach. Uczniowie studiują literaturę fachową, wykonują potrzebne do eksperymentów przyrządy, przeprowadzają doświadczenia i pomiary, a następnie wyjaśniają teoretycznie otrzymane rezultaty. Prace wykonywane są w laboratoriach wymienionych Instytutów pod okiem doświadczonych pracowników naukowych, członków PTF. Systematyczne konsultacje sprawiają, że badania rozwijają się dynamicznie i prowadzą często do interesujących wyników. W roku 1974/75 najwyższej oceniona została praca uczniów Sławomira Mielcarka i Zbigniewa Trybuły, którzy pod okiem doc. dr hab. J. Stankow-

skiej zajmowali się badaniem własności fizycznych siarczianu trójglicyny.

Oddział Poznański PTF udziela również pomocy Młodzieżowym Akademiom Nauk w Pile i w Koninie. W imieniu Zarządu Oddziału koordynacją prac MTPN zajmuje się z entuzjazmem i dużym powodzeniem pani mgr Asja Kozak.

Andrzej Graja

Nowi profesorowie

Rada Państwa nadała tytuł naukowy profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych Tadeuszowi Figielskiemu, docentowi w Instytucie Fizyki PAN, Jerzemu Jankowskiemu, docentowi w Instytucie Geofizyki PAN, Stanisławowi Łęgowskiemu, docentowi w Uniwersytecie Mikołaja Kopernika, Adamowi Sobiczewskiemu, docentowi w Instytucie Badań Jądrowych.

Medal Kopernika

Prezydium Polskiej Akademii Nauk przyznało najwyższe odznaczenie Akademii — medal Kopernika — Aleksandrowi Jabłońskiemu, profesorowi emerytowanemu Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, członkowi rzeczywistemu PAN.

Nagrody PAN

Zwyczajem lat ubiegłych przyznane zostały nagrody sekretarza naukowego PAN za najwybitniejsze osiągnięcia badawcze uzyskane w pracach prowadzonych w ramach problemów węzłowych, resortowych, jak również własnych poszczególnych placówek badawczych.

W dziedzinie badań fizycznych (Wydział III) nagrody przyznano za następujące prace:

Nowe aspekty oddziaływania silnych impulsów pól elektromagnetycznych z elektronami w kryształach półprzewodnikowych — zespół z Instytutu Fizyki PAN pod kierunkiem prof. Jerzego Kołodziejczaka,

Rozwinięcie teorii oddziaływań prostych atomów i cząsteczek — prof. Włodzimierz Kolos z Uniwersytetu Warszawskiego,

Opracowanie nowych przyrządów mikrofalowych dla potrzeb radiolokacji i telekomunikacji — zespół z Instytutu Fizyki PAN pod kierunkiem doc. Janusza Konopki,

Opracowanie i zbudowanie nowego modelu dyfraktometru rentgenowskiego do precyzyjnych pomiarów stałych sieciowych monokryształów metodą Bondy w szerokim zakresie temperatur — zespół z Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych oraz Zakładu Doświadczalnego KRIOPAN we Wrocławiu pod kierunkiem prof. Kazimierza Łukaszewicza,

Badania prowadzące do opracowania modeli laboratoryjnych diod świecących w całym zakresie widma widzialnego — zespół z Instytutu Fizyki PAN, Uniwersytetu Warszawskiego i OBRM pod kierunkiem prof. Leonarda Sosnowskiego,

Opracowanie mechanizmów zjawisk przepolaryzowania w kryształach ferroelektrycznych badanych metodami radiospektroskopowymi i dielektrycznymi — zespół z Instytutu Fizyki Molekularnej PAN pod kierunkiem prof. Jana Stankowskiego.

(*Nauka Polska* 24, nr 1, 1976)

Instytut Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu

W dniu 3 kwietnia 1975 r. Prezes Rady Ministrów zatwierdził uchwałę nr 4/75 Prezydium Polskiej Akademii Nauk z dnia 25. II. 1975 r. o powołaniu w Poznaniu Instytutu Fizyki Molekularnej Polskiej Akademii Nauk. Dyrektorem Instytutu został prof. dr Jan Stankowski, a Przewodniczącym Rady Naukowej IFM PAN — prof. dr Arkadiusz Piekara.

Instytut Fizyki Molekularnej PAN powstał na bogatej i nowoczesnie zorganizowanej bazie, jaką stanowił Oddział Poznański Instytutu Fizyki PAN. To, czym dysponuje i czym obecnie jest IFM PAN, jest owocem dwudziestoletniej pracy poznańskich placówek PAN u boku macierzystego Instytutu Fizyki PAN, owocem pracy profesorów Szczepana Szczeniowskiego i Arkadiusza Pie-

kary oraz grona ich uczniów z profesorami Janem Stankowskim, Januszem Morkowskim i Jerzym Małeckim na czele.

W Instytucie Fizyki Molekularnej PAN prowadzone są badania naukowe w trzech głównych kierunkach: radiospektroskopia, fizyka dielektryków oraz fizyka magnetyków. Myślą przewodnią wszystkich prac Instytutu jest dążność do badania struktury molekularnej, własności fizycznych i oddziaływań międzymolekularnych występujących w różnych materiałach. Badania materiałów dielektrycznych (roztwory, kryształy, ciekłe kryształy) oraz magnetycznych (metale, stopy, cienkie warstwy) prowadzi się równocześnie kilkoma metodami, by uzyskany w ten sposób obraz był możliwie kompletny. Szczególnie ważne i stojące na wysokim poziomie są badania radiospektroskopowe (EPR, NMR, NQR i mikrofalowa spektroskopia gazowa), silnie reprezentowane przez IFM PAN.

W IFM PAN działają następujące jednostki organizacyjne pionu naukowego i technicznego:

Zespół Problemowy Radiospektroskopii Ciała Stałego (prof. dr Jan Stankowski),

Zespół Problemowy Ferromagnetyków (prof. dr Janusz Morkowski),

Zespół Problemowy Metali Magnetycznych (dr Henryk Ratajczak),

Zespół Problemowy Badań Ferroelektryków (doc. dr Bożena Hilczer),

Zespół Problemowy Magnetyków (doc. dr Jan Szaniecki),

Zespół Problemowy Oddziaływań Molekularnych (prof. dr Jerzy Małecki),

Zespół Problemowy Radiospektroskopii Molekularnej (dr Jerzy Galica),

Środowiskowe Laboratorium Badań Radiospektroskopowych (dr Narcyz Piślewski),

Zakład Doświadczalny „Radiopan” (mgr Andrzej Gałęzewski).

Taka struktura odpowiada obecnym potrzebom i możliwościom badawczym Instytutu.

W wymienionych wyżej jednostkach organizacyjnych IFM PAN pracuje 3 profesorów, 5 docentów, 20 adiunktów ze stopniem doktora, 23 asystentów i starszych asystentów, 16 doktorantów, 45 pracowników inżynierjno-technicznych, 47 pracowników administracji i obsługi oraz blisko 100 pracowników Zakładu Doświadczalnego.

Instytut dysponuje nowoczesnym obiektem o kubaturze 25 tys. m³, wyposażonym w niezbędne instalacje. Aparatura pomiarowa IFM umożliwia wszechstronne badania własności fizycznych materiałów dielektrycznych i magnetycznych. Posiadamy 7 aparatów do badań radiospektroskopowych, 4 spektrometry optyczne, liczne aparaty do badań liniowych i nieliniowych zjawisk w dielektrykach, aparaty technologiczne i pomiarowe do badań materiałów magnetycznych, stanowiska do wytwarzania monokryształów i wiele innych unikalnych aparatów pomiarowych.

Instytut posiada stale rozwijającą się bibliotekę (ponad 7200 woluminów oraz ponad 120 tytułów czasopism) i pracownię reprograficzną. W IFM działa bardzo sprawny warsztat mechaniczny wyposażony w komplet maszyn do obróbki metali. W planach inwestycyjnych na lata 1976—80 zakłada się dalszą rozbudowę zaplecza technicznego i socjalnego Instytutu, a w tym również rozbudowę Zakładu Doświadczalnego „Radiopan”.

Dorobek, liczącej obecnie blisko 100 osób, kadry bezpośrednio uczestniczącej w badaniach, zawarty jest w około 600 publikacjach, 9 pozycjach książkowych o charakterze monograficznym, licznych patentach, opisach nowych metod i technologii oraz w kilkunastu tomach materiałów konferencyjnych. Instytut Fizyki Molekularnej PAN jest organizatorem spotkań naukowych i konferencji. Przez wiele lat organizowano w Poznaniu, przy współudziale IF UAM, Ogólnopolskie Konferencje „Radiospektroskopia i Elektronika Kwantowa”. Ostatnio konferencja ta uległa podziałowi na: „Radiowa i Mikrofalowa Spektroskopia RAMIS” oraz „Elektronika Kwantowa i Optyka Nieliniowa EKON”. Instytut Fizyki Molekularnej PAN zorganizował również takie imprezy, jak konferencję „Fizyka Magnetyków”, seminarium glicynowe oraz seminarium na temat wiązania wodorowego. Do ważnych inicjatyw IFM PAN zaliczyć należy organizację Szkół Elektronowego Rezonansu Paramagnetycznego oraz Szkoły Molekularnego Rezonansu Rotacyjnego.

Instytut Fizyki Molekularnej PAN utrzymuje ścisłe kontakty z takimi ośrodkami jak Moskwa, Leningrad, Charków, Halle, Drezno, Koszyce, Nancy, Bordeaux, Cardiff,

Nottingham, Saarbrücken i wiele innych. Instytut ceni sobie również bardzo wysoko współpracę z krajowymi placówkami naukowymi, a w tym z Instytutem Fizyki PAN w Warszawie, Instytutem Fizyki UAM, Instytutem Chemii Uniwersytetu Wrocławskiego, Instytutem Badań Strukturalnych i Niskich Temperatur PAN, Instytutem Fizyki Jądrowej, Instytutem Chemii Uniwersytetu Jagiellońskiego, Instytutem Fizyki Uniwersytetu Śląskiego i szeregiem innych.

Obok działalności w zakresie badań podstawowych Instytut Fizyki Molekularnej PAN ma poważne osiągnięcia we współpracy z przemysłem oraz w opracowaniach technicznych unikalnej aparatury pomiarowej. Te ostatnie opracowania są wdrażane do produkcji przez Zakład Doświadczalny IFM „Radiopan”.

Mamy ambicję, by nasz Instytut, mimo że jest najmłodszym Instytutem Polskiej Akademii Nauk, był placówką prężną i mogącą szczycić się dobrymi wynikami.

Andrzej Graja

Dwudziestolecie IFJ

20 września 1975 r. minęło dwadzieścia lat od powstania Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie. Ośrodek bronowicki wyłonił się jako samodzielny instytut z Instytutu Badań Jądrowych. Obecnie obejmuje 10 zakładów zatrudniających około 700 osób.

Z okazji jubileuszu w gmachu IFJ odsłonięto tablicę pamiątkową ku czci założyciela i wieloletniego dyrektora Instytutu, zmarłego w r. 1968, prof. Henryka Niewodniczańskiego.

Uniwersytet ONZ

Uniwersytet Organizacji Narodów Zjednoczonych, którego siedziba znajduje się w Tokio, nie jest wbrew swojej nazwie typową wyższą uczelnią, lecz zbiorem instytutów naukowych zajmujących się prowadzeniem badań, kształceniem podyplomowym i rozpowszechnianiem wiedzy.

Projekt założenia Uniwersytetu wysunięty został w r. 1969 przez ówczesnego sekretarza generalnego ONZ U Thanta. W r. 1971

powstał komitet założycielski, a w grudniu 1973 r. Zgromadzenie Ogólne ONZ uchwa- liło statut Uniwersytetu. Uniwersytet upo- ważniony jest do działania jako ciało auto- nomiczne w ramach Organizacji Narodów Zjednoczonych i ma zagwarantowane swo- body akademickie. Zarządza nim Rada zło- żona z 24 naukowców z 24 krajów, ponadto ex officio członkami Rady są Sekretarz Ge- neralny ONZ i dyrektor generalny UNESCO.

Rektorem Uniwersytetu został mianowany James M. Hester (rektor Uniwersytetu Nowo- jorskiego), a prorektorami — Ichiro Kato (b. rektor Uniwersytetu w Tokio) i Alexan- der Kwapong (prorektor Uniwersytetu Gha- ny).

Statut Uniwersytetu wymienia m. in. na- stępujące tematy, które mają wejść do pro- gramu badań: zmiany ekonomiczne i spo- łeczne i rozwój; środowisko i właściwe użyt- kowanie zasobów; podstawowe badania nau- kowe i zastosowanie wyników nauki i techniki w interesie rozwoju; uniwersalne wartości ludzkie związane z polepszeniem jakości życia.

Ośrodek Uniwersytetu w Tokio składa się z małej grupy naukowców, których zadaniem jest udzielanie pomocy rektorowi w formu- łowaniu zaleceń dla Rady na temat priory- tetowych dziedzin badań i szkolenia oraz na temat projektów specjalnych.

Jednym z zadań Uniwersytetu jest kon- centrowanie badań prowadzonych przez naj- wybitniejszych naukowców na głównych pro- blemach ludzkości. Jako organizacja między- narodowa Uniwersytet stanowić będzie cen- trum danych na temat sytuacji w rozmaitych dziedzinach wiedzy.

Rada Uniwersytetu wybrała następujące sprawy: jako priorytetowe: głód na świecie; zarządzanie i użytkowanie zasobów przyrody; rozwój jednostki i rozwój społeczny.

(Biuletyn Polskiego Komitetu d/s UNESCO, nr 1, 1976)

Welker laureatem nagrody ATF

Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne przy- znało nagrodę za badania nowych materia- łów prof. Heinrichowi Welkerowi, który

pierwszy wytworzył i od 25 lat bada związki półprzewodnikowe typu $A_{III}B_V$.

W uzasadnieniu przyznania nagrody po- wiedziano m. in.: „za jego pionierskie bada- nia właściwości fizycznych i chemicznych związków podwójnych pierwiastków grupy III i V układu okresowego. Jego program badań i rozwoju, świadomie prowadzony w celu powiększenia rodziny użytecznych półprzewodników, sprawił, że stało się moż- liwe stworzenie wielu nowych przyrządów i technik”.

Poszukiwania nowych materiałów półprze- wodnikowych Welker rozpoczął w oparciu o prace teoretyczne Sommerfelda i Grimma. Doszedł do wniosku, że związki typu $A_{III}B_V$, które krystalizują w układzie blendy cynko- wej, muszą przejawiać interesujące właści- wości półprzewodnikowe. Na wiosnę 1951 r. postanowił sprawdzić doświadczalnie swoje przypuszczenia. Nie mając dostępu do od- odpowiedniego laboratorium, skonstruował w piwnicy własnego domu urządzenie do wytapiania kryształów i otrzymał pierwszy kryształ InSb, w którym następnie zaobser- wował niezwykle silny efekt Halla. Dzięki temu odkryciu został w parę miesięcy póź- niej zaangażowany do laboratorium bada- czego firmy Siemens, gdzie stworzył dużą grupę badawczą. Przeprowadzono tam syn- tezę wielu związków $A_{III}B_V$ o dużym stopniu czystości i dobrej strukturze krystalicznej, co jest konieczne w zastosowaniach do przyrzą- dów półprzewodnikowych. Przewidywania Wel- kera, że związki typu $A_{III}B_V$ są półprzewod- nikami okazało się słuszne. Wkrótce ustalono systematyczne zależności między punktami topnienia, przerwą energetyczną i ruchli- wością elektronów. W niektórych związkach ruchliwości te są ogromne (np. 10^6 $cm^2/V \cdot s$ dla InSb, podczas gdy w germanie 3×10^3 $cm^2/V \cdot s$).

Odkrycie Welkera dało impuls do podjęcia w wielu laboratoriach całego świata badań związków $A_{III}B_V$. W ZSRR pionierem badań tych związków był, zmarły w styczniu 1975 r., D. N. Nasledow.

Obecnie zastosowania techniczne związków półprzewodnikowych $A_{III}B_V$ są bardzo sze- rokokie, że wspomnimy tylko fotodiody GaAs, GaAsP, GaP emitujące światło w zakresie widmowym od podczerwieni do zieleni, lasery półprzewodnikowe, w szczególności GaAs

i GaAlAs — znajdujące zastosowanie w przekazywaniu informacji na wielkie odległości, diody mikrofalowe GaAs i InP, diody tunelowe.

(*Europhysics News* 7, nr 1/2, 1976)

Komisje IUPAP

Podajemy składy osobowe komisji Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP — UIPPA) wybrane jesienią 1975 r. na kadencję 1975—1978:

C1 — Komisja Finansowa

C. C. Butler (W. Brytania), D. A. Bromley (USA).

C2 — Komisja Symboli, Jednostek i Słownictwa (SUN)

przewodniczący — U. Stille (RFN), sekretarz — L. Villena (Hiszpania), członkowie — A. Bray (Włochy), J. de Boer (Holandia), E. Djakow (Bułgaria), H. H. Jensen (Dania), K. Nagy (Węgry), I. I. Novikow (ZSRR), S. Pasternak (USA), J. Rossel (Szwajcaria), T. Tako (Japonia), A. R. Verma (India).

C3 — Komisja Termodynamiki i Mechaniki Statystycznej

przewodniczący — H. B. Callen (USA), sekretarz — P. C. Hemmer (Norwegia), członkowie — L. P. Gorkow (ZSRR), H. Haken (RFN), B. Jancovici (Francja), C. G. Kuper (Izrael), P. T. Landsberg (W. Brytania), H. Mori (Japonia), P. Résibois (Belgia), P. Szépfalussy (Węgry), C. J. Thompson (Australia), N. G. van Kampen (Holandia).

C4 — Komisja Promieniowania Kosmicznego

przewodniczący — A. J. Somogyi (Węgry), sekretarz — S. Miyake (Japonia), członkowie — A. E. Czudakow (ZSRR), R. R. Daniel (India), B. Peters (Dania), K. Pinkau (RFN), H. Reeves (Francja), C. J. Waddington (USA), A. W. Wolfendale (W. Brytania).

C5 — Komisja Fizyki Bardzo Niskich Temperatur

przewodniczący — W. J. Huiskamp (Holandia), sekretarz — D. F. Brewer (W. Brytania), członkowie — E. L. Andronikaszwili (ZSRR), N. B. Brandt (ZSRR), W. Klose (RFN), S. Nakajima (Japonia), F. Scaramuzzi (Włochy), I. M. Templeton (Kanada),

M. Tinkham (USA), R. Tournier (Francja), C. V. H. Wilson (Australia).

C6 — Komisja Publikacji
przewodniczący — B. R. Coles (W. Brytania), sekretarz — N. R. Nilsson (Szwecja), członkowie — J. Descloizeaux (Francja), I. E. Działoszynski (ZSRR), J. Hamilton (Dania), R. Hearing (Kanada), K. Kinoshita (Japonia), J. A. Krumhansl (USA), J. Kvasnica (Czechosłowacja), A. W. K. Metzner (USA), P. Papali (Włochy), A. C. van der Leun (Holandia), członek stowarzyszony z ramienia ICSU — J. Ziman (W. Brytania).

C7 — Komisja Akustyki
przewodniczący — E. A. G. Shaw (Kanada), sekretarz — B. L. Clarkson (W. Brytania), członkowie — A. Barone (Włochy), R. T. Beyer (USA), J. P. E. Bosquet (Belgia), H. G. Diestel (RFN), C. G. Fant (Szwecja), L. Filipczyński (Polska), J. Igarashi (Japonia), A. Lara Saenz (Hiszpania), L. Liamaszew (ZSRR), B. S. Ramakrishna (India), członkowie stowarzyszeni z ramienia IUPS — U. Jurato (Włochy), z ramienia IUTAM — M. G. Lighthill (W. Brytania).

C8 — Komisja Półprzewodników
przewodniczący — W. M. Tuczkievicz (ZSRR), sekretarz — O. Madelung (RFN), członkowie — F. Bassani (Włochy), C. Benoit (Francja), M. L. Cohen (USA), R. Enderlein (NRD), C. Hilsun (W. Brytania), A. Many (Izrael), T. Uemura (Japonia), W. Zawadzki (Polska).

C9 — Komisja Magnetyzmu
przewodniczący — G. de Vries (Holandia), sekretarz — H. B. Møller (Dania), członkowie — Z. Frait (Czechosłowacja), J. Kanamori (Japonia), W. Low (Izrael), L. Pal (Węgry), M. B. Stearns (USA), E. A. Turow (ZSRR), R. Vijayaraghavan (India), J. Villain (Francja), E. P. Wohlfarth (W. Brytania), W. Zinn (RFN).

C10 — Komisja Fizyki Ciała Stałego
przewodniczący — G. Szigeti (Węgry), sekretarz — G. K. White (Australia), członkowie — S. Amelinckx (Belgia), M. Balarin (NRD), D. D. Barb (Rumunia), L. Bru (Hiszpania), H. Ehrenreich (USA), F. Fumi (Włochy), L. W. Kiedysz (ZSRR), A. Keller (W. Brytania), T. Matsubara (Japonia), P. Nozières (Francja), członek stowarzyszony z ramienia IUCr — J. M. Cowley (USA).

C11 — Komisja Częstek i Pól przewodniczący — B. P. Gregory (Francja), sekretarz — E. L. Goldwasser (USA), członkowie — M. Conversi (Włochy), H. Harari (Izrael), F. E. Low (USA), W. Paul (RFN), L. Sołowiow (ZSRR), G. H. Stafford (W. Brytania), G. Takeda (Japonia), A. N. Tawke-lidze (ZSRR), P. Falk-Vairant (Szwajcaria), A. K. Wróblewski (Polska).

C12 — Komisja Fizyki Jądrowej przewodniczący — H. Faraggi-Mathieu (Francja), sekretarz — T. Mayer-Kuckuk (RFN), członkowie — F. Ajzenberg-Selove (USA), S. T. Biełhajew (ZSRR), B. Mottelson (Dania), M. Petrascu (Rumunia), R. A. Ricci (Włochy), B. M. Spicer (Australia), K. Sugimoto (Japonia), I. Ulehla (Czechosłowacja), Z. Wilhelmi (Polska), J. C. Willmott (W. Brytania).

C13 — Komisja Mas Atomowych i Stałych Fundamentalnych przewodniczący — E. R. Cohen (USA), sekretarz — R. C. Barber (Kanada), członkowie — W. Benenson (USA), P. Dean (W. Brytania), W. I. Goldanski (ZSRR), W. H. Johnson (USA), W. Kündig (Szwajcaria), K. Ogata (Japonia), J. H. Sanders (W. Brytania), J. Terrien (Francja).

C14 — Komisja Kształcenia Fizyków przewodniczący — A. P. French (USA), sekretarz — J. L. Lewis (W. Brytania), członkowie — G. Delacote (Francja), Y. Kakiuchi (Japonia), A. Loria (Włochy), P. Mariens (Belgia), G. Marx (Węgry), A. N. Matwiejew (ZSRR), M. Mokhtar (Egipt), M. A. Moreira (Brazylia), B. Ronne (Szwecja), członek stowarzyszony z ramienia ICSU — W. C. Kelly (USA).

C15 — Komisja Fizyki Atomowej i Molekularnej i Spektroskopii przewodniczący — J. B. Hasted (W. Brytania), sekretarz — G. zu Putlitz (RFN), członkowie — J. Brossel (Francja), A. Gozzini (Włochy), R. N. Iliin (ZSRR), Y. Kaneko (Japonia), J. Kistemaker (Holandia), L. Krause (Kanada), C. Nordling (Szwecja), H. Pfeifer (NRD), A. L. Schawlow (USA), R. Velasco (Hiszpania).

C16 — Komisja Fizyki Plazmy przewodniczący — R. S. Pease (W. Brytania), sekretarz — M. B. Gottlieb (USA), członkowie — C. M. Braams (Holandia),

B. Brunelli (Włochy), G. Ecker (RFN), P. K. Kaw (India), J. Kracik (Czechosłowacja), K. Nishikawa (Japonia), A. Rutscher (NRD), R. Z. Sagdijew (ZSRR), P. van den Plas (Belgia), H. Wilhelmsson (Szwecja).

C17 — Komisja Elektroniki Kwantowej przewodniczący — B. Lax (USA), sekretarz — K. Junge (NRD), członkowie — D. J. Bradley (W. Brytania), K. Hamal (Czechosłowacja), A. Piekara (Polska), K. Shioda (Japonia), A. M. Prochorew (ZSRR).

AC1 — Międzynarodowa Komisja Optyki prezydent — W. H. Steel (Australia), wiceprezydenci — K. M. Baird (Kanada), B. Billings (USA), A. Fiorentini (Włochy), B. Havelka (Czechosłowacja), H. Koehler (RFN), K. Kinoshita (Japonia), sekretarz generalny i skarbnik — J. C. Vienot (Francja), delegat IUPAP — T. Skaliński (Polska).

AC2 — Międzynarodowa Komisja Ogólnej Teorii Względności i Grawitacji delegaci IUPAP — W. M. Fairbank (USA), W. L. Ginzburg (ZSRR), M. A. Tonnelat (Francja), A. Trautman (Polska), sekretarz — A. Mercier (Szwajcaria).

Delegat IUPAP do Europejskiego Towarzystwa Fizycznego C. C. Butler (W. Brytania).

Zjawiska w cienkich warstwach magnetycznych

W dniach 26—28 czerwca 1975 roku odbyło się w Łodzi III Seminarium poświęcone zjawiskom w cienkich warstwach magnetycznych. Seminarium to było kolejnym spotkaniem organizowanym przez Zakład Fizyki Ciała Stałego Instytutu Fizyki Uniwersytetu Łódzkiego.

W III Seminarium wzięli udział fizycy z ośrodków naukowych Pragi, Budapesztu, Berlina, Warszawy, Poznania, Wrocławia, Katowic, Krakowa, Gliwic, Sosnowca, Kielc i Łodzi. Seminarium miało charakter przeglądu najnowszych osiągnięć z dziedziny fizyki cienkich warstw magnetycznych oraz dyskusji nad kierunkami rozwoju badań w tej dziedzinie.

Po otwarciu Seminarium przez nestora fizyki magnetyzmu w Polsce profesora S. Szczeniowskiego, referat wprowadzający wygłosił profesor L. Valenta z Uniwersytetu

Karola w Pradze na temat elektronowej struktury cienkich warstw i małych cząstek. Program Seminarium obejmował zagadnienia struktur domenowych i przejść fazowych w cienkich warstwach, zjawisk powierzchniowych i fal spinowych w układach ograniczonych. Materiały Seminarium opublikowane będą w serii Wydawnictw Uniwersytetu Łódzkiego pt. „Magnetic Thin Film Phenomena”.

Zakład Fizyki Ciała Stałego Instytutu Fizyki Uniwersytetu Łódzkiego zamierza organizować także w przyszłości kolejne podobne seminaria poświęcone zjawiskom w cienkich warstwach ze szczególnym uwzględnieniem roli powierzchni.

St. Michalak, L. Wojtczak

Symposium Akustyki i Spektroskopii w Gdańsku

W dniach 9—11 października 1975 r. odbyło się w Gdańsku Symposium Akustyki i Spektroskopii zorganizowane z okazji otwarcia Collegium Physicum Uniwersytetu Gdańskiego.

Uroczystość otwarcia odbyła się 9 października w pięknym i nowoczesnym gmachu oddanym w pierwszej połowie 1975 r. do użytku Instytutowi Fizyki Uniwersytetu Gdańskiego. Po powitaniu zebranych przez przewodniczącego Komitetu Organizacyjnego — prof. A. Kawskiego, przemówienia okolicznościowe wygłosili m. in. Jego Magnificencja Rektor Uniwersytetu Gdańskiego prof. J. Sokołowski, wicewojewoda gdański F. Radziwiłłowicz oraz dyrektor Instytutu Fizyki UG prof. A. Śliwiński.

Obrady naukowe Symposium Akustyki i Spektroskopii poświęcone były dwóm dziedzinom fizyki dominującym w pracach badawczych Instytutu Fizyki UG. Wybitni przedstawiciele tych dyscyplin wygłosili 17 referatów.

Symposium zorganizowane zostało przez Instytut Fizyki UG oraz Gdańskie Towarzystwo Naukowe i miało charakter międzynarodowy. Wzięło w nim udział około 200 fizyków z różnych ośrodków naukowych w kraju oraz 14 fizyków z ośrodków europejskich. Teksty wygłoszonych referatów zostaną opu-

blikowane jako „Materiały Symposium” w najbliższym roku.

Stanisław Zachara

Tarcie wewnętrzne i dezakomodacja przenikalności magnetycznej metali

W dniach 27 i 28 stycznia 1976 r. Instytut Fizyki i Chemii Metali Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach urządził symposium poświęcone dwóm uzupełniającym się częściowo metodom badawczym stosowanym w fizyce metali i metaloznawstwie: tarcii wewnętrznej (TW) i pomiarom dezakomodacji przenikalności magnetycznej (DPM). W obradach wzięło udział 50 fizyków i metaloznawców z różnych ośrodków akademickich oraz z instytutów i laboratoriów przemysłowych w kraju.

Wygłoszono 3 referaty ogólne oraz 15 komunikatów z prac własnych, które szczegółowo przedyskutowano.

Postanowiono organizować tego typu zebrania co dwa lata w Instytucie Fizyki i Chemii Metali Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach. Powołano stały Komitet Naukowy Symposium w składzie: doc. dr hab. Władysław Chomka (Politechnika Gdańska), dr Jan Ilczuk (Uniwersytet Śląski), dr Ewa Łunarska (Instytut Chemii Fizycznej PAN, Warszawa), doc. dr hab. Jerzy Moroń (Uniwersytet Śląski), dr Jan Pietrzyk (Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków).

Jan Ilczuk

Implantacja jonów

W dniach 23—25 października 1975 r. odbyła się w Budapeszcie międzynarodowa konferencja „Implantacja jonów do półprzewodników”. Wzięło w niej udział ponad 100 specjalistów z krajów należących do RWPG. Organizatorem była Węgierska Akademia Nauk, a przewodniczył konferencji dr J. Gyulai (Centralny Fizyczny Instytut Badawczy WAN). Przedstawiono około 60 komunikatów z prac własnych oraz 2 referaty przeglądowe: o wzbudzaniu promieniowania X przez bombardowanie jonami i zastosowaniu tej metody do badania warstw implantowa-

nych (prof. K. Hohmuth, Centralny Instytut Badań Jądrowych, Rossendorf) oraz o zastosowaniach implantacji w technologii (prof. W. Rosiński, Instytut Technologii Elektrowniej, Warszawa).

Tematyka konferencji obejmowała przede wszystkim badania poimplantacyjnych defektów strukturalnych i mechanizmu ich usuwania, badania przemian fazowych i syntezy związków chemicznych na drodze implantacji oraz zastosowania różnych metod w badaniach warstw implantowanych.

Dużo uwagi kieruje się obecnie na badania zmian współczynnika dyfuzji wywołanych wprowadzeniem defektów poimplantacyjnych (dyfuzja wzmoczona lub osłabiona). Badania tych zjawisk mają zarówno znaczenie podstawowe dla wyjaśnienia roli defektów w dyfuzji domieszek w ciele stałym, jak i znaczenie aplikacyjne stwarzając możliwości kształtowania profili koncentracji domieszek. O ile ukazuje się coraz więcej prac eksperymentalnych na ten temat, o tyle brak jest jeszcze konsystentnej teorii tych zjawisk. Ciekawą próbą opisu teoretycznego wzmoczonej dyfuzji i procesu zdrowienia w ujęciu termodynamiki procesów nieodwracalnych była praca H. D. Geilera i K. Hehla z Uniwersytetu Schillera w Jenie.

Interesujące badania rekrytalizacji zniszczonej przez implantację warstwy pod wpływem działania promieniowania laserowego dużej mocy przedstawiły grupy z Kazańskiego Instytutu Fizyko-Technicznego, z Instytutu Energii Atomowej Kurchatowa w Moskwie i z Instytutu Fizyki Półprzewodników w Nowosybirsku. Wprawdzie mechanizm usuwania defektów w tym procesie nie jest jeszcze dobrze poznany, ale już widać, że ta metoda obróbki poimplantacyjnej może mieć w przyszłości szerokie zastosowania ze względu na jedynie lokalne rozgrzewanie kryształu jak i na bardzo dużą prędkość zachodzącej rekrytalizacji.

W grupie prac dotyczących przemian fazowych i uzyskiwania związków chemicznych na drodze implantacji jonów szczególnie interesujące wyniki uzyskała współpraca Białoruskiego Uniwersytetu Lenina w Mińsku i Uniwersytetu Schillera w Jenie w badaniach otrzymania SiC.

Przedstawiono szereg wyników zastosowania implantacji w mikroelektronice.

Do badań warstw zdefektowanych i lokalizacji implantowanej domieszki coraz szerzej stosowana jest metoda rozpraszania wstecznego cząstek naładowanych. Referowane były wyniki prac prowadzonych przez Centralny Fizyczny Instytut Badawczy WAN, przez współpracujące ze sobą Instytut Badań Jądrowych (Świerk) i Centralny Instytut Badań Jądrowych (Rossendorf) oraz przez Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie.

Równoległe z konferencją odbyło się zebranie komisji przedstawicieli instytutów prowadzących badania w dziedzinie implantacji jonów w Bułgarii, Czechosłowacji, NRD, w Polsce, na Węgrzech i w ZSRR. Za najbardziej aktualne tematy badań na najbliższy okres komisja uznała:

— badania warunków implantacji zapewniających powstawanie minimalnych koncentracji defektów poimplantacyjnych,

— badania usuwania defektów poimplantacyjnych w dostatecznie niskich temperaturach,

— badania przejść fazowych i powstawania związków chemicznych na drodze implantacji,

— badania procesów wzmoczonych oddziaływaniem z cząstkami naładowanymi lub z promieniowaniem jonizującym (migracja domieszki, rekrytalizacja),

— zastosowanie implantacji jonów do wytwarzania materiałów nadprzewodnikowych.

Następna konferencja na temat implantacji jonów odbędzie się w r. 1977 w NRD.

„Metal“ organiczny nie wykazujący przemiany Fröhlicha-Peierlsa

W ostatnich latach stwierdzono, że $K_2Pt(CN)_4Br_{0,3} \cdot 3H_2O$ (KCP) oraz niektóre kompleksy czterocyjanochinodwumetanu (TCNQ) są jednowymiarowymi (1D) przewodnikami metalicznymi. W układach tych może zachodzić kondensacja elektronów przewodnictwa z wytworzeniem fali gęstości ładunku (CDW), której nietłumiony ruch prowadzi do nadprzewodnictwa. CDW jest jedynym, poza parami BCS, stwierdzonym doświadczalnie mechanizmem kolektywnego transportu elektronów.

Wszystkie dotychczas poznane przewodniki 1D mają w pewnej temperaturze maxi-

mum przewodnictwa elektrycznego. Spadek przewodnictwa poniżej tej temperatury jest spowodowany przemianą Fröhlicha-Peierlsa prowadzącą do obniżenia symetrii 1D sieci przestrzennej w pobliżu temperatury 0 K.

W czasopiśmie *Nature* z 22 stycznia 1976 r. zamieszczono doniesienie (G. J. Ashwell, D. D. Eley, M. R. Willis — *Nature* 259, 202 1976), że sól kompleksowa TCQN z 1,2-dwu-(N-etylo-4-pirydynio)-etylenem (DEPE)-(DEPE)²⁺(TCNQ)²⁻ wykazuje przewodnictwo metaliczne ($\sigma = 10^2$ — $10^3 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ dla 300 K), które przy chłodzeniu próbki wzrasta monotonicznie w całym zakresie temperatur (aż do 30 mK). Autorzy wysunęli przypuszczenie, że brak przemiany Fröhlicha-Peierlsa może wskazywać na dwuwymiarowe (2D) przewodnictwo metaliczne. Na razie brak danych doświadczalnych dotyczących anizotropii σ , co pozwoliłoby potwierdzić lub wykluczyć to przypuszczenie.

Witold Waclawek

E. W. Szpolski

(1893—1975)

Dnia 21 sierpnia 1975 r. zmarł w osiemdziesiątym trzecim roku życia Edward Władimirowicz Szpolski, znany fizyk radziecki.

Szpolski był wybitnym specjalistą w dziedzinie spektroskopii molekularnej i jej zastosowań do badań biochemicznych. Swoją działalność naukową rozwijał w kierowanej przez siebie katedrze fizyki teoretycznej w Moskiewskim Instytucie Pedagogicznym im. W. I. Lenina. Szczególnie znane są jego badania struktur cząsteczek organicznych. Był autorem bardzo rozpostreżonego podręcznika *Fizyka atomowa*.

Wielkie zasługi położył Szpolski w swojej działalności wydawniczej. Przez ponad pięćdziesiąt lat był redaktorem naczelnym czasopisma „Uspiechy Fizycznych Nauk”. Był również założycielem i pierwszym redaktorem czasopisma bibliograficznego „Referatiwnyj Żurnal — Fizika”.

(*UFN* 118, nr 1, 1976)

G. P. Thomson

(1892—1975)

Jesienią 1975 r. zmarł Sir George Paget Thomson, znany fizyk angielski.

G. P. Thomson, syn J. J. Thomsona, urodził się 3. 5. 1892 w Cambridge. Studia ukończył wkrótce przed wybuchem I wojny światowej, w której brał udział przez prawie rok jako oficer frontowy, a potem pracował wspólnie z Astonem i Lindemannem (późniejszym Lordem Cherwellem) w grupie ekspertów do spraw aeronautyki.

Po skończonej wojnie powrócił do Cambridge i prowadził pomiary składu izotopowego metali alkalicznych przy pomocy metody parabol J. J. Thomsona.

W 1922 r. został profesorem uniwersytetu w Aberdeen, gdzie w 1927 r. wspólnie z A. Reidem uzyskał obrazy dyfrakcyjne wiązki elektronowej ugiętej na substancji polikrystalicznej. Za badania dyfrakcji elektronów otrzymał w 1937 r. wspólnie z C. J. Davisonem (dyfrakcja elektronów na kryształach niku) Nagrodę Nobla z fizyki.

Od 1930 r. był profesorem Imperial College w Londynie. W jego laboratorium grupa kierowana przez P. B. Moona prowadziła badania oddziaływań z powolnymi neutronami, zanim jeszcze odkryto zjawisko rozszczepienia. W kwietniu 1939 r., gdy Joliot i Kowarski ogłosili wyniki dotyczące procesu powielania neutronów, Thomson zwrócił uwagę rządowi brytyjskiemu, że należałoby wykupić od Belgów zapasy rudy uranowej z Konga. Rząd takich kroków nie podjął, jednak Thomson dostał polecenie zorganizowania w swoim instytucie badań nad reakcją łańcuchową. Później grupą brytyjską zajmującą się badaniami rozszczepienia kierował J. Chadwick, a Thomson został doradcą Ministerstwa Lotnictwa.

W 1952 r. został wybrany Mastrem Corpus Christi College w Cambridge i zrezygnował z katedry w Imperial College. Po wycofaniu się na emeryturę napisał książki: *The Inspiration of Science* (1961) i *J. J. Thomson and the Cavendish Laboratory in His Days* (1965).

Był członkiem londyńskiego Royal Society.

(*Physics Today*, grudzień 1975)

J. R. Dunning

(1907—1975)

W końcu roku 1975 zmarł John Ray Dunning, utalentowany fizyk amerykański.

J. R. Dunning urodził się 24. 9. 1907 r. w Shelby (Nebraska). Fizykę studiował w Nebrasce Wesleyan University i w Columbia University w Chicago, gdzie w 1934 r. uzyskał stopień doktora.

Kierował budową pierwszego cyklotronu w uniwersytecie Columbia. W 1939 r. przeprowadził wraz ze współpracownikami pierwszą w Stanach Zjednoczonych reakcję rozszczepienia uranu. Jego największym chyba osiągnięciem było wynalezienie metody dy-

fuzji gazowej dla rozdzielania izotopów ^{235}U i ^{238}U . Ta metoda umożliwiła produkcję materiału rozszczepialnego dla pierwszego reaktora atomowego.

Dunning zbudował pierwszy selektor prędkości powolnych neutronów i przy pomocy tego urządzenia stwierdził, że widmo prędkości neutronów spowolnionych w parafinie jest zgodne z rozkładem Maxwella. Przeprowadził pomiary przekroju czynnego na neutrony para- i ortowodoru i udowodnił tym zależność sił jądrowych od spinu.

Od 1950 r. był dziekanem Wydziału Inżynierii Uniwersytetu Columbia. Był doskonałym organizatorem badań.

(*Physics Today*, grudzień 1975)

Informacja

Zarząd Główny Polskiego Towarzystwa Fizycznego podjął uchwałę o utworzeniu Ośrodka Konsultacyjno-Usługowego Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Głównymi celami Ośrodka są: z jednej strony udzielanie pomocy zakładom przemysłowym w znajdowaniu pośród placówek badawczych MNSiP oraz PAN partnerów do rozwiązywania problemów naukowo-technicznych wymagających zastosowań fizyki, a z drugiej strony stworzenie pomostu do szybszego przepływu informacji naukowej z laboratoriów fizycznych do bezpośredniego zaplecza naukowego przemysłu. Z usług Ośrodka przede wszystkim będą korzystać organizacje przemysłowe, które są członkami wspierającymi PTF.

Ośrodek ma zasięg ogólnokrajowy i działa przez odpowiednie sekcje do spraw współpracy z przemysłem przy Zarządach Oddziałów.

Zgłoszenia należy kierować do Zarządu Głównego PTF, 00-681 Warszawa, ul. Hoża 69.

Sprostowanie

Zgodnie z treścią listu Oddziału Szczecińskiego PTF, prostujemy informację, zamieszczoną w Kronice „Postępów Fizyki” 27, 95 (1976), o kandydatach na studia fizyki w wyższych uczelniach Szczecina. Fizyków w Szczecinie kształci jedynie Wyższa Szkoła Pedagogiczna, począwszy od roku 1975. Przepraszamy.

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—
rocznie zł 90.—

Prenumeratę na kraj przyjmują Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” oraz urzędy pocztowe i doręczyciele w terminach:

do dnia 25 listopada na styczeń, I kwartał, I półrocze roku następnego i cały rok następny

do dnia 10 każdego miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty na pozostałe okresy roku bieżącego.

Jednostki gospodarki uspołecznionej, instytucje i organizacje społeczno-polityczne składają zamówienia w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”.

Zakłady pracy w miejscowościach, w których nie ma Oddziałów RSW oraz prenumeratorki indywidualni, zamawiają prenumeratę w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę, która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej, przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto PKO nr 1531-71, w terminach podanych dla prenumeraty krajowej.

Bieżące i archiwalne numery można nabyć lub zamówić we Wzorcowni Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter) 00-901 Warszawa oraz w księgarniach naukowych „Domu Książki“.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order stating the period of time, subscriber's name and address can be sent to any subscription agent or directly to Foreign Trade Enterprise ARS POLONA—RUCH, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, P.O. Box 1001, Poland.

Please send payments (annual subscription US \$ 12) to the account of ARS POLONA—RUCH, through Bank Handlowy S.A., Traugutta 7, 00-067 Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

J. Rayski — Pięćdziesiąt lat mechaniki kwantowej	199
K. Pomorski — Izomery kształtu rozszczepiających się jąder atomowych	207
R. Wadas — Fizyczne przyczyny reakcji organizmów żywych na pola magnetyczne	219
S. E. Bresler — Fizyka i biofizyka (<i>Tłum. M. Kiclanowska</i>)	225
O. Dumbrajs, M. Staszczel — Związki dyspersyjne dla amplitudy rozpraszania ku przodowi: dwadzieścia lat rozwoju	253
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
E. Zipper — Sprawozdanie z XXIV Zjazdu Fizyków Polskich	273
Wł. Mościcki — Pomiarы bardzo niskich aktywności izotopów promieniotwórczych, Międzynarodowa Konferencja w Łomnicy	274
M. Suffczyński — Sympozjum fizyki statystycznej w Zakopanem	276
RECENZJE	
L. N. Cooper — Istota i struktura fizyki (G. Białkowski)	279
E. H. Wichmann — Fizyka kwantowa (B. Adamczyk)	280
E. Mierzecki — Oddziaływania międzymolekularne (D. Frąckowiak)	281
KRONIKA	

CONTENTS

J. Rayski — Fifty Years of Quantum Mechanics	199
K. Pomorski — Shape Isomers of Fissioning Nuclei	207
R. Wadas — Consequences of a Magnetic Field for Living Organisms	219
S. E. Bresler — Physics and Biology	225
O. Dumbrajs, M. Staszczel — Forward Dispersion Relations: Two Decades of Life,	253
MEETING AND CONFERENCES	
REVIEWS	
CHRONICLE	