
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 29
ZESZYT 3
1978

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ

Prof. dr BOHDAN KARCZEWSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik

Doc. dr ADAM KUJAWSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr AUGUST CHEŁKOWSKI

Prof. dr JERZY CZERWONKO

Prof. dr JAN STANKOWSKI

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — „Postępy Fizyki”

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — „Acta Physica Polonica”

Doc. dr TOMASZ HOFMOKL — „Delta”

Prof. dr ROMAN INGARDEN — „Reports on Mathematical Physics”

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr hab. EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)

Doc. dr STEFAN SZYMURA (*Częstochowa*)

Doc. dr BRONISŁAW JACHYM (*Gdańsk*)

Dr ANDRZEJ SYCZ (*Gliwice*)

Dr JÓZEF KUŹMIŃSKI (*Katowice*)

Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (*Koszalin*)

Prof. dr KAZIMIERZ GROTOWSKI (*Kraków*)

Prof. dr hab. STANISŁAW SZPIKOWSKI (*Lublin*)

Doc. dr JERZY JATCZAK (*Łódź*)

Prof. dr hab. APOŁONIA 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*)

Prof. 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 29, ZESZYT 3

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

1978

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Adam Sobiczewski
Członkowie Redakcji — Barbara Wojtowicz, Marek Szczekowski

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

Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Irena Lasocka* (Białystok)
doc. dr hab. *Witold Waclawek* (Częstochowa)
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)
doc. dr hab. *Józef Szpilecki* (Gliwice)
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)
dr *Anna Kapuściak* (Kraków)
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)
doc. dr hab. *Leszek Wojtczak* (Łódź)
doc. dr *Mieczysław Piróg* (Opole)
doc. dr hab. *Andrzej Graja* (Poznań)
mgr *Alina Lakner-Malowicz* (Szczecin)
dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)
doc. dr hab. *Aniela Wolska* (Warszawa)
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

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

Nakład 2890 + 110 egz. Ark. wyd. 7,0. Ark. druk. 5^{11/16} + 1 wkl. Papier m/gł. kl. III. 70 × 110, 70 g. Oddano do składania w lutym 1978. Podpisano do druku w czerwcu 1978. Druk ukończono w czerwcu 1978.
Zam. 178/78 E-8. Cena zł 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Maniastetu Lipcowego 13

Jagdish Mehra

Międzynarodowe Solvayowskie Instytuty Fizyki i Chemii
Bruksela
Uniwersytet Genewski
Genewa

Narodziny mechaniki kwantowej*

The Birth of Quantum Mechanics

Abstract: In an attempt to give an exact mathematical formulation of Bohr's Correspondence Principle, Heisenberg (June 1925) discovered the rules governing the behaviour of quantum-theoretical magnitudes. In fall 1925 Born, Heisenberg and Jordan and, independently, Dirac, formulated consistent algebraic schemes of quantum mechanics. Early in 1926 Schrödinger developed wave mechanics. In quick succession were discovered: Born's probability interpretation of the wave function, the transformation theory of Dirac, Jordan and F. London, Heisenberg's Uncertainty Relations and Bohr's Principle of Complementarity. By September 1927 the basis of a complete theory of atomic phenomena had been established. Aspects of this development, in which Heisenberg played a central role, are presented here as a tribute to his memory.

Wystąpienie na tym znakomitym kolokwium sprawia mi dużą przyjemność i przeżywam je szczególnie, gdyż poświęcone jest pamięci Wernera Heisenberga.

Heisenberg wniósł istotny wkład w rozwój wielu dziedzin fizyki kwantowej: fizyki atomowej i cząsteczkowej, fizyki jądra atomowego i cząstek elementarnych oraz kwantowej teorii pola, ale nazwisko jego wiąże się nierozzerwalnie przede wszystkim z odkryciem mechaniki kwantowej. Narodziny mechaniki kwantowej stanowią jeden z najbardziej godnych uwagi epizodów w historii nauki; są one najbardziej złożone i bogate, dramatyczne i emocjonujące w historii myśli ludzkiej.

Chcę właśnie przywołać tylko kilka obrazów związanych z ideami i wydarzeniami, które doprowadziły do narodzin mechaniki kwantowej, i zapraszam do spojrzenia na nie wraz ze mną.

* Wykład poświęcony pamięci Wernera Heisenberga, wygłoszony 30 marca 1976 r. na kolokwium w CERN-ie (publikacja CERN 76—10), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission. Copyright © 1976 by CERN, Genève] (Przyp. Red.).

1. Zapis Wolfskehla

Narodziny mechaniki kwantowej łączy osobliwy związek z wielkim twierdzeniem Fermata z 1637 r. Fermat stwierdzał w nim, że nie istnieją liczby całkowite x, y, z spełniające równanie $x^n + y^n = z^n$, gdy $x, y, z \neq 0$ i $n > 2$. Twierdzenie to nie zostało dotąd udowodnione, ale jest chyba problemem, w związku z którym opublikowano największą liczbę błędnych „dowodów”.

W 1906 r. matematyk Paul Wolfskehl z Darmstadt u zapisał w testamentie Królewskiej Akademii Nauk w Getyndze 100 000 marek z przeznaczeniem na nagrodę dla tego, kto w ciągu następnych 100 lat (tj. do 13 września 2006 r.) pierwszy opublikuje pełny dowód twierdzenia Fermata. W 1908 r. Komisja Wolfskehlowska, składająca się z Ehlersa, Hilberta, Kleina, Minkowskiego i Rungego, postanowiła wykorzystać odsetki od kapitału, wynoszące 5000 marek rocznie, dla zapraszania do Getyngi wybitnych uczonych jako wykładowców. Niektórzy zwracali się do Hilberta, aby sam przedstawił dowód twierdzenia Fermata i odebrał nagrodę Wolfskehla, lecz on wyśmiewał ten pomysł, mówiąc: „Nie należy zabijać gęsi, która znosi złote jaja”.

Henri Poincaré był pierwszym uczonym zaproszonym do Getyngi, w związku z tym postanowieniem, w kwietniu 1909 r. Na pierwszym wykładzie 22 kwietnia mówił on o równaniach Fredholma nawiązując do pracy G. W. Hilla i Helgi von Koch. Znaczenie tego zagadnienia dla kwantowej teorii ujawniło się dopiero w 1925 r. 28 kwietnia na ostatnim wykładzie, zatytułowanym: „Nowa mechanika” [*La mécanique nouvelle*], jedynym wygłoszonym po francusku, Poincaré omówił teorię względności; nawiasem mówiąc, nie wymienił przy tym nazwiska Einsteina [1].

W następnym roku został zaproszony Hendrik Antoon Lorentz. Od 24 do 29 października 1910 r. wygłosił sześć wykładów pod tytułem: „Stare i nowe problemy fizyki”, które zostały następnie wydane przez Maxa Bornę i opublikowane w *Physikalische Zeitschrift* [2]. Ostatnie trzy z tych wykładów Lorentz poświęcił problemowi promieniowania ciała doskonale czarnego.

Wiosną 1913 r. Hilbert zorganizował w Getyndze Kongres Kinetycznej Teorii Gazów [Kinetischen Gas Kongress], na którym wykładowcami byli Planck, Nernst, Debye, Lorentz i Smoluchowski [3]. W letnim semestrze 1914 r. Sommerfeld wygłosił serię wykładów o problemach fizyki matematycznej, zaś w 1915 r. Hilbert zaprosił do Getyngi Einsteina. W ciągu następnych trzech lat zaproszonymi byli kolejno wybitni uczeni — Marian Smoluchowski [4], Gustaw Mie [5] i Max Planck [6].

Na prośbę Hilberta Ministerstwo Oświaty przyznało dodatkowe fundusze, zwiększając sumę z odsetek od zapisu Wolfskehla i umożliwiając zapraszanie, corocznie na okres jednego semestru, wybitnego uczonego na stanowisko profesora na Wydziale Matematyki i Nauk Przyrodniczych w Getyndze. Jako pierwszy, po pierwszej wojnie światowej, uhonorowany został takim zaproszeniem Niels Bohr. Komisja Wolfskehlowska zaprosiła Bohra, aby wiosną 1921 r. wykladał w Getyndze o problemach teorii atomów [7]. Choroba uniemożliwiła

mu przyjazd w 1921 r. i wykłady odbyły się od 12 do 22 czerwca 1922 r. W tym samym roku później przyznano Bohrowi nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki; za rok 1921 nagrodę tę otrzymał Einstein [8].

2. Wykłady Bohra o budowie atomów

Na siedmiu wykładach w Getyndze, nazwanych później Festiwałem Bohra, Niels Bohr przedstawił w pełnym zarysie teorię budowy atomów, zaczynając od modelu jądrowego atomu Ernesta Rutherforda (1911) i własnej próby z 1913 r. użycia teorii kwantowej do wyjaśnienia kilku najważniejszych właściwości atomu [9]¹. Na przykład, omówił wzór łączący dyskretne wartości częstości ν widna wodoru z parametrami określającymi jego budowę:

$$\nu = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (1)$$

gdzie m i e są odpowiednio masą i ładunkiem elektronu, h jest stałą Plancka, zaś n_1 i n_2 są liczbami całkowitymi dodatnimi, przy czym $n_1 < n_2$.

W ciągu dziesięciu lat pasjonującej pracy, od 1913 r., najbardziej wprawni doświadczalnicy i najzdolniejsi teoretycy, jak Friedrich Paschen i Arnold Sommerfeld, przygotowali grunt dla nadzwyczaj udanej teorii, która wydawała się wyjaśniać wszystkie znane fakty dotyczące atomów: była to teoria Bohra układu okresowego pierwiastków, oparta na szczegółowej analizie budowy atomów. Do końca 1922 r. teoria ta uzyskała wspaniałe potwierdzenie w wyniku pracy doświadczalnej Dirka Costera i Georga de Hevesy'ego. Coster i de Hevesy w Instytucie Bohra w Kopenhadze wykazali istnienie pierwiastka o liczbie atomowej $Z = 72$, którego właściwości chemiczne okazały się bardzo podobne do właściwości cyrkonu i wyraźnie różne od właściwości ziem rzadkich. Alexandre Dauvillier, pracujący razem z Maurice'em de Broglie'em w Paryżu, nieco wcześniej, na podstawie badań promieniowania rentgenowskiego, zaliczył ten nowy pierwiastek do ziem rzadkich. Taka interpretacja była niezgodna z teorią Bohra i pierwiastek słusznie został nazwany hafnem dla uczczenia miejsca jego odkrycia².

Na wykładach w Getyndze Niels Bohr omówił szczegółowo zasady swojej teorii budowy atomów i jej zastosowanie do opisu rzeczywistych konfiguracji elektronów. Podstawą była idea, że mechaniczne orbity elektronów, poruszających się w polu kulombowskim jądra, są wyznaczone przez całą fazową spełniającą warunek kwantowy:

$$\oint p dq = nh, \quad (2)$$

¹ Szerokie omówienie od strony fizycznej koncepcyjnego rozwoju mechaniki kwantowej można znaleźć w książce W. Rubinowicza, *Kwantowa teoria atomu*, PWN, Warszawa 1957 (przyp. tłum.).

² *Hafnia* — zlatynizowana nazwa Kopenhagi (przyp. tłum.).

który wywodził się w zasadzie z podejścia Plancka do promieniowania cieplnego w 1906 r. We wzorze tym p oznacza pęd, zaś q — współrzędną położenia elektronu w ruchu periodycznym.

Zaczynając w 1915 r., Arnold Sommerfeld przebadał systematyczne stosowanie warunków kwantowych w teorii atomu wodoru. Na przykład, w przybliżeniu nierelatywistycznym radialna liczba kwantowa n_r i azymutalna liczba kwantowa n_φ określają elipsy Keplera elektronu następującymi równaniami:

$$\oint p_r dr = n_r h \quad \text{i} \quad \oint p_\varphi d\varphi = n_\varphi h. \quad (3)$$

Suma obu liczb kwantowych

$$n = n_r + n_\varphi \quad (4)$$

odgrywa rolę głównej liczby kwantowej n , która pojawiła się już w teorii Bohra (1913) widma Balmera.

Dla atomów niewodoropodobnych, tj. atomów mających więcej niż jeden elektron, stabilności orbit nie można było zapewnić prostymi warunkami kwantowymi z równań (2) i (3), gdyż oddziaływanie odpychające innych elektronów w atomie powoduje silne zaburzenie ruchów płaskich. Nowe stopnie swobody, pojawiające się wtedy, można by opisywać innymi liczbami kwantowymi i istniała nadzieja, że ruchy elektronów w atomie pozostają wielokrotnie periodyczne.

Po szczegółowym oszacowaniu wszystkich oddziaływań elektronów z jądrem i elektronów między sobą, Nielsowi Bohrowi udało się wyjaśnić budowę atomów, łącznie z istnieniem skończonych grup elektronów o bardzo podobnych energiach. Maksymalna liczba elektronów w tych grupach miała wynosić 2, 8, 8, 18, 18, 32, co było zgodne z obserwowanymi długościami okresów w układzie okresowym pierwiastków chemicznych.

Na swych wykładach w Getyndze Bohr podkreślił zasady fizyczne teorii, szczególnie dwie, które były najbardziej użyteczne. Pierwszą była zasada adiabaticzna Paula Ehrenfesta, która stwierdzała, że można „adiabaticznie” przekształcić dany ruch dozwolony w inny ruch dozwolony. Drugą była jego własna zasada odpowiedniości, która pozwalała, w granicy dużych liczb kwantowych, powiązać wszystkie właściwości układu atomowego, wyznaczone warunkami kwantowymi, z analogicznymi właściwościami układu wyznaczonymi na podstawie mechaniki klasycznej. Na przykład, uwzględnienie tej analogii oznaczało, że charakterystyczna częstość kwantowego promieniowania przechodziła, w granicy odpowiedniości, w częstość ruchu elektronu w atomie.

3. Audytorium Bohra

Wykłady Bohra przyciągnęły szerokie audytorium. Wszyscy fizycy i matematycy z Getyngi, młodzi i starzy, włączając Bornę, Francka i Hilberta, słuchali tych wykładów. Wiele innych osób przybyło ich słuchać z odległych uniwersy-

tetów, wśród nich Ehrenfest z Lejdy i Sommerfeld z Monachium. Sommerfeld, najwybitniejszy po Bohrze przedstawiciel teorii atomów, przywiózł tu ze sobą dwóch swoich najbystrzejszych studentów. Wykłady Bohra wywarły historyczny wpływ na Wolfganga Pauliego i Wernera Heisenberga i chyba nie jest przesadne stwierdzenie, że zapis Wolfskehla, zachęcający do dowodu twierdzenia Fermata, przyniósł główną korzyść teorii kwantowej.

W jednym ze swych wykładów Bohr omawiał obliczenia dotyczące kwadratowego zjawiska Starka, wykonane przez Hendrika Kramersa na podstawie rozważań odpowiedniości [10]. Heisenberg wysunął poważny zarzut, że wynik nie jest zgodny z żadną z klasycznych częstości w atomie. Z drugiej strony, kwadratowe zjawisko Starka można było powiązać z dyspersją światła o małych częstościach na elektronach związanych w atomie; co więcej, w ramach istniejącego opisu dyspersji pojawiała się zawsze zależność tylko od klasycznej częstości ruchu elektronu.

Bohr odpowiedział wymijająco na ten zarzut — poprawna odpowiedź nie była w rzeczywistości znana do wiosny 1925 r. — lecz duże wrażenie wywarła na nim ostrość młodego człowieka, który pognębił go pytaniem dotyczącym słuszności zasady odpowiedniości w opisie kwadratowego zjawiska Starka. Zaprosił młodego Heisenberga na spacer na górę Hainberg w Getyndze, aby porozmawiać z nim o problemach teorii atomów.

Werner Karl Heisenberg urodził się 5 grudnia 1901 r. w Würzburgu w Bawarii. Uczęszczał do Gimnazjum Maksymiliana w Monachium, gdzie uczył się języków klasycznych, matematyki i elementów nauk przyrodniczych. Wiosną 1919 r. podczas rewolucji związanej z „Republiką Rad”, jako siedemnastoletni młodzieniec, Heisenberg pełnił ochotniczo służbę wartowniczą w oddziale strzelców konnych. W czasie tej służby często spędzał noce na dachu budynku Seminarium Teologicznego i tam odświeżał sobie znajomość języka greckiego, czytając z dużym zafascynowaniem *Timajosa* Platona [11]. Platońskie idee o strukturze materii wywarły na nim głębokie wrażenie i niekiedy ukierunkowywały jego późniejsze poglądy na fizykę atomową i fizykę cząstek elementarnych.

Jesienią 1920 r. Heisenberg wstąpił na Uniwersytet w Monachium. Pod zyczliwym kierunkiem Sommerfelda wciągnął się natychmiast w badania dotyczące teorii atomów: za zadanie otrzymał wyjaśnienie, na podstawie teorii Bohra budowy atomów, częstości linii obserwowanych w anomalnych zjawiskach Zeemana, tj. obliczenie ich jako różnic termów energetycznych wyznaczonych przez liczby kwantowe. Heisenberg rozwiązał ten problem wprowadzając połówkowe liczby kwantowe, które dotąd nie występowały przy opisywaniu zjawisk atomowych. Pauli wyśmiał rozwiązanie Heisenberga słowami: „Teraz wprowadzasz połówkowe liczby kwantowe, potem wprowadzisz również ćwiartki i ósme części, aż w końcu cała teoria kwantowa rozsypie się w pył w twoich zdolnych rękach” [12].

Sommerfeld, również pod urokiem całkowitych liczb kwantowych, nie doceniał szczególnie połówkowych liczb kwantowych, ale był pełen podziwu dla oryginalnego podejścia Heisenberga. Zaprosił Heisenberga, aby pomógł mu

przeformułować „fenomenologiczną” teorię anomalnego zjawiska Zeemana, podaną przez Woldemara Voigta, i w 1922 r. obaj wspólnie opublikowali pracę o nateżeniach anomalnych linii Zeemana [13]. Wyniki uzyskane w tej pracy pozostały słuszne nawet po odkryciu mechaniki kwantowej. Heisenberg był więc dobrze obeznany z teorią Bohra, zanim pierwszy raz spotkał go w Getyndze.

Jako temat pracy doktorskiej Sommerfeld dał mu problem z klasycznej hydrodynamiki: przejście przepływu laminarnego w turbulentny. Heisenberg opracował własne, przybliżone metody analizy tego nieliniowego problemu i wykazał, że przepływ Poiseuille’a między dwoma równoległymi ściankami powinien stać się niestabilny, gdy związana z tym problemem liczba Reynoldsa przekroczy wartość równą około 1000 [14]. Wynik ten, otrzymany w 1923 r., został potwierdzony w 1952 r. przez L. H. Thomasa [15]. Szybki sukces Heisenberga w analizie problemu turbulencji spowodował u niego pewne zamiłowanie do teorii nieliniowych, któremu zawsze pozostawał wierny.

Ustny egzamin Heisenberga na stopień doktora był prawie katastrofą. Oprócz egzaminu z fizyki teoretycznej, który zdał bardzo dobrze u Sommerfelda, musiał zdać egzamin z fizyki doświadczalnej u Willego Wiena (autora znanego prawa Wiena). Wien pytał Heisenberga o teorię akumulatorów i zdolność rozdzielczą mikroskopów, teleskopów i interferometru Fabry’ego-Perota; Heisenberg nie umiał odpowiedzieć na te pytania. Wien nalegał, aby wystawić ocenę niedostateczną, ale interwencja Sommerfelda uratowała sytuację i Heisenberg otrzymał najniższą możliwą ocenę: dostatecznie [*Rite*], czyli ocenę zaledwie wystarczającą zgodnie z przepisami [16]. Jako sumienny student niemiecki, Heisenberg nauczył się o zdolności rozdzielczej przyrządów optycznych i zastosował te idee w 1927 r. do swego myślowego eksperymentu z mikroskopem z promieniami γ , aby zrozumieć zasadę nieoznaczoności.

4. Załamanie się obliczeń przy problemie helu i anomalnych zjawiskach Zeemana

Zaraz po egzaminie w lipcu 1923 r., silnie przygnębiony atakami Willego Wiena, Heisenberg przeniósł się do Getyngi, aby znaleźć schronienie u Maxa Borna. Born opisał jego przyjazd słowami: „Wyglądał jak prosty wiejski chłopak o krótkich blond włosach, jasnych i bystrych oczach oraz miłym wyrazie twarzy. Podeszedł do swoich obowiązków asystenta poważniej niż Pauli i był mi wielką pomocą. Jego niewiarygodna bystrość i ostrość spostrzegania zawsze umożliwiały mu wykonanie ogromnej pracy bez dużego wysiłku. Po ukończeniu swej pracy doktorskiej z hydrodynamiki pracował nad problemami atomów, częściowo sam, częściowo we współpracy ze mną, i pomagał mi kierować badaniami moich studentów” [17].

Born i Heisenberg rozpoczęli systematyczne badanie atomów złożonych wykorzystując rachunek zaburzeń klasycznej mechaniki i astronomii. Potraktowali atom helu jako układ wielokrotnie periodyczny [18]. Używając warunków kwantowych w rodzaju równania (2), wykazali, że obliczone poziomy

energetyczne nie zgadzają się z danymi doświadczalnymi; dla potencjału jonizacji parahelu otrzymali 4 wolty więcej od wartości obserwowanej. Heisenberg [19] wykazał jednak dodatkowo, że gdyby azymutalna liczba kwantowa stanu podstawowego wynosiła $1/2$, czyli

$$\oint p_\varphi d\varphi = \frac{1}{2} h, \quad (5)$$

to można by odtworzyć doświadczalną wartość 24,6 wolta dla potencjału jonizacji. Znowu pojawiła się połówkowa liczba kwantowa.

Z Kopenhagi Pauli poinformował o Bohra i swojej reakcji w związku z tym wynikiem. Bohr sądził, że to mechanika jest błędna i wymaga korekty, i że będzie można obejść się bez połówkowych liczb kwantowych. Bohr zasugerował także Pauliemu zbadanie problemu anomalnych zjawisk Zeemana, nad którymi wcześniej pracowali Sommerfeld, Landé i Heisenberg, bowiem Bohr negatywnie oceniał ich podejście. Pauli poinformował Heisenberga również o wstępnych wnioskach ze swojej analizy [20]. Heisenberg był całkowicie zirytowany. Napisał do Sommerfelda: „Jestem przekonany o niesłuszności idei Pauliego, ale najstraszniejsze jest dla mnie to, że Bohr wszystko co błędne uważa za poprawne, a co poprawne, za błędne” [21]. Próbując pokonywać trudności, jakie stwarzała teoria atomów, Heisenberg zaczynał poznawać dialektyczne myślenie Bohra i krytycyzm Pauliego.

Z drugiej strony, Pauli również nie był wyraźnie zadowolony ze stanu, w jakim znajdowała się w tym czasie fizyka atomowa. Pięć lat temu, w 1918 r., osiemnastoletni Wolfgang Pauli wyjechał z Wiednia studiować fizykę u Sommerfelda. Jeszcze przed wyjazdem do Monachium ukończył pracę o tensorze energii w polu grawitacyjnym [22], a do grudnia 1920 r. napisał wspaniały artykuł przeglądkowy [23] o teorii względności do *Encyklopedii Nauk Matematycznych* [*Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften*], pracę, którą Einstein określił jako „dojrzałą i szczegółowo przemyślaną” [24]. Pauli czynnie zaangażował się także w problematykę teorii atomów i latem 1921 r. uzyskał doktorat na podstawie pracy o jonie cząsteczki wodoru, w której podkreślił trudności w stosowaniu dotychczasowych metod [25]. Jesienią 1921 r. Pauli spędził semestr w Getyndze, współpracując z Bornem nad systematycznym rachunkiem zaburzeń w teorii złożonych układów mechanicznych [26]. Obawiając się, że atmosfera Getyngi może zrobić z niego matematyka, przyjął zaproszenie wyjazdu do Hamburga na stanowisko asystenta Wilhelma Lenza, a jesienią 1922 r. wyjechał do Kopenhagi na zaproszenie Bohra, aby pomóc mu w przygotowaniu niemieckiego wydania jego długiej rozprawy o budowie atomów [27]. Był to oczywiście tylko pretekst, aby Pauli przyjechał do Kopenhagi; w rzeczywistości Bohr go potrzebował, aby wziąć się do licznych trudnych problemów teorii atomów, w tym także do anomalnego zjawiska Zeemana. W tym czasie, jak wspominał wiele lat później Pauli [28]: „Jeden z kolegów, który spotkał mnie błądzącego bez celu po pięknych ulicach Kopenhagi, życzliwie zauważył: „Wyglądasz na bardzo nieszczęśliwego”, na co odpowiedziałem gwałtownie: „Jak można wyglądać na szczęśliwego, gdy myśli się o anomalnym zjawisku

Zeemana?". Nie minęło odtąd dwa lata, jak Pauli odkrył zasadę wykluczania, noszącą jego imię [29]. Jednak pod koniec 1924 r. zarówno Pauli, jak i Heisenberg byli przekonani, że nie można wyjaśnić anomalnych rozszczepień Zeemana linii widmowych przez proste wprowadzenie połówkowych liczb kwantowych, bez odwoływania się do nowych idei, na przykład typu napięcia niemechanicznego [*Unmechanischer Zwang*] rozważanego przez Bohra.

Ze względu na związek [30] struktury multipletowej linii widmowych, typu struktury dubletowej linii widma Balmera, z anomalnym zjawiskiem Zeemana Pauli uznał, że nie można polegać na istniejącej teorii kwantowej nawet przy wyjaśnianiu właściwości atomu wodoru.

Tak więc, pod koniec 1924 r. rozwiązał się radosny nastrój, jaki panował podczas Festiwalu Bohra w czerwcu 1922 r., i trudności teorii atomów wydawały się nie do pokonania.

5. Podstawowy problem istnienia kwantu świetlnego

Nawet Bohr był wytracony z równowagi. Pojawiły się nowe trudności, które podważały jego wyobrażenia o zjawiskach atomowych, oparte na zasadzie odpowiedniości, zwłaszcza trudności w związku z odkryciem zjawiska Comptona w październiku 1922 r. [31]. Zjawisko to zostało natychmiast wyjaśnione przez Comptona i, niezależnie, przez Debye'a jako kierunkowe rozpraszanie pojedynczych kwantów świetlnych, czyli fotonów, na elektronach, czemu towarzyszył odrzut elektronu, związany z zachowaniem pędu i energii w pojedynczych procesach atomowych [32].

Zjawisko Comptona przemawiało wyraźnie za istnieniem kwantów świetlnych, w które wielu poważnych fizyków (włączając Maxa Plancka) nie wierzyło nadal od czasu, gdy Einstein w 1905 r. wprowadził je i wyjaśnił zjawisko fotoelektryczne [33]. Sam Bohr używał pojęć emisji i absorpcji kwantów świetlnych w swej teorii widma po prostu jako heurystycznego podejścia, nigdy nie wierząc w ich istnienie [34]. Podobnie jak Planck, Bohr sądził, że prosta „korpuskularna teoria światła” doprowadziłaby do ogromnych trudności przy wyjaśnianiu pól elektrostatycznych i trzeba byłoby poświęcić niektóre z najwspanialszych osiągnięć elektrodynamiki Maxwella. Bohr nie widział możliwości ustalenia granicy odpowiedniości, czyli analogii między kwantem świetlnym i klasycznym promieniowaniem falowym, i oświadczył: „Jeśli nawet Einstein wyśle mi telegram zawiadamiający o udowodnieniu istnienia kwantu świetlnego, nie będzie on mógł dojść do mnie, gdyż musi być przekazywany przy użyciu fal elektromagnetycznych” [35].

Bohra nadzwyczaj dręczył problem, jak wyjaśnić zjawisko Comptona bez wprowadzania kwantu świetlnego. Był więc bardzo uradowany, gdy pod koniec 1923 r. młody Amerykanin z Uniwersytetu Harvarda, John Slater, przywiózł do Kopenhagi ideę „wirtualnego oscylatora”, którą próbował wykorzystać do pogodzenia dyskretnej teorii kwantów świetlnych z ciągłą, falową teorią

pola elektromagnetycznego [36]. Na podstawie tej idei Bohr, Kramers i Slater [37] stworzyli zarys nowej teorii promieniowania, którą następnie Kramers [38] zastosował do teorii dyspersji.

Kwantowa teoria dyspersji została zapoczątkowana w 1921 r., gdy Rudolf Ladenburg [39] zastosował z powodzeniem zasadę odpowiedniości do przetłumaczenia na język kwantowy analizy stosowanej w teorii klasycznej. Na miejsce klasycznych elektronów w ruchu wewnątrz atomu Ladenburg do wzorów wprowadził przejścia między stanami stacjonarnymi. Atom przestał być traktowany jako rutherfordowski układ planetarny jądra i elektronów, spełniających prawa klasycznej dynamiki, lecz jego zachowanie się w stosunku do padającego promieniowania było określone przez obliczenia oparte na tym, co Bohr, Kramers i Slater nazwali teraz „oscylatorami wirtualnymi”.

Kramers [38] rozszerzył natychmiast wzór dyspersyjny Ladenburga, uwzględniając oba rodzaje efektów dyspersyjnych atomów w dowolnym stanie n , tzn. te związane z absorpcją charakterystycznych częstości $\nu_a(n + \alpha, n)$ i ich następną emisją, jak również te, nierozważane przez Ladenburga, związane z emisją częstości $\nu_e(n, n - \beta)$ i ich następną absorpcją. Częstości te dały ujemny wkład do wzoru dyspersyjnego na indukowany moment elektryczny M :

$$M = E \frac{2}{h} \sum_{\alpha} \left[\frac{\Gamma_a(n + \alpha, n) \nu_a(n + \alpha, n)}{\nu_a^2(n + \alpha, n) - \nu^2} - \frac{\Gamma_e(n, n - \alpha) \nu_e(n, n - \alpha)}{\nu_e^2(n, n - \alpha) - \nu^2} \right], \quad (6)$$

gdzie E jest natężeniem pola elektrycznego padającej fali, Γ_e odpowiada wymuszonej emisji Einsteina [40], zaś zarówno Γ_a jak Γ_e są kwadratami modułów współczynników Fouriera A_r dipolowego momentu elektrycznego niezaburzonego atomu, jak w 1924 r. pokazał to Born w swojej systematycznej analizie teorii dyspersji Kramersa [41].

Dla padającego światła o wysokich częstościach, tj. $\nu \gg \nu_a, \nu_e$, elektron w atomie wodoru winien zachowywać się jak swobodny, klasyczny elektron. Odpowiedni wzór klasyczny dla rozpraszania promieni rentgenowskich przez jeden elektron został wyprowadzony przez J. J. Thomsona [42] w 1907 r.:

$$M = - \frac{e^2 E}{4\pi^2 m} \frac{1}{\nu^2}. \quad (7)$$

Porównując równania (6) i (7) w granicy wysokich częstości, W. Thomas [43] i W. Kuhn [44] otrzymali, niezależnie, regułę sum

$$\sum_i p_i = \frac{8\pi^2 m}{e^2 h} \sum [\Gamma_a \nu_a - \Gamma_e \nu_e] = 1, \quad (8)$$

gdzie p_i jest liczbą rozpraszających elektronów. Liczba z prawej strony wynosi 1 dla wodoru, zaś 2 dla helu.

Wyniki teorii dyspersji były rzeczywiście zachęcające, ale pojęciowa podstawa teorii promieniowania Bohra-Kramersa-Slatera, przedstawionej przez Bohra w 1924 r., napotkała poważne trudności wiosną 1925 r. Przy opisie dyspersji

fal świetlnych przez atomy zakładano, że procesy emisji i absorpcji w atomach, odległych od siebie, są statystycznie niezależne i że w poszczególnych procesach emisji i absorpcji energia i pęd nie są zachowywane w przeciwieństwie do wyjaśnienia zjawiska Comptona na podstawie kwantów światła Einsteina. Niels Bohr sądził, że energia i pęd są w procesach atomowych zachowywane tylko statystycznie. Już wtedy, gdy pogląd ten został po raz pierwszy sformułowany w 1924 r., tacy ludzie jak Einstein i Pauli, którzy wierzyli w ścisłe zachowanie energii i pędu jako boskie prawo uporządkowanego Wszechświata, uważali ideę Bohra jako coś graniczącego z amoralnością. Był to w zasadzie załączek dyskusji między Einsteinem i Bohrem dotyczących statystycznej interpretacji teorii kwantowej, które miały dopiero nastąpić.

W kwietniu 1925 r. Walther Bothe i Hans Geiger otrzymali wyniki w swoim eksperymencie koincydencyjnym, które wykazywały, że wtórne promieniowanie Comptona powstaje rzeczywiście po rozproszeniu na pojedynczym elektronie [45]. Ten prosty wynik zdecydował o upadku teorii promieniowania Bohra, Kramersa i Slatera i o zwycięstwie nie tylko wielkiej wartości w postaci zachowania energii i pędu, lecz także ich współczesnego nośnika — kwantu świetlnego. Einstein był przekonany, że tak być musiało, i był zadowolony, że tak było. Bohr napisał rozczulający list do Rutherforda o okropnych trudnościach fizyki, czy raczej fizyki, jaką sobie sam stworzył, i opowiedział mu o swojej niedoli [46].

W tym samym miesiącu, w kwietniu 1925 r., Werner Heisenberg zaczął przemyśliwać nad obliczeniem natężeń linii widmowych wodoru przy pomocy „uściśłonego” zastosowania zasady odpowiedniości, użytego z powodzeniem w teorii dyspersji.

6. Uściślenie zasady odpowiedniości

Heisenberg wybrał się z pierwszą wizytą do Kopenhagi w okresie Wielkonoce 1924 r. Zamierzał skrytykować metody i wyniki Bohra w teorii atomów. Zanim jednak nasunęła się taka okazja, Bohr wziął go ze sobą na wycieczkę pieszą po Danii, pokazując mu malownicze widoki i rozmawiając z nim o historii, filozofii i na koniec o fizyce. Heisenberg był zachwycony. Dotąd znał Sommerfelda, który był wielkim nauczycielem i dobrym człowiekiem, ale jednak był „tajnym radcą” [„Geheimrat”]. Zaś Born lubił rozważania formalne i był przyjacielski, lecz raczej trzymał się z daleka. Bohr był ideałem. Był przyjacielski, inspirujący i życzliwy oraz myślał o problemach fizyki atomowej jak nikt inny. Heisenberg przyjechał do Kopenhagi, aby walczyć z samym prorokiem przeciwko zasadzie odpowiedniości; zamiast tego stał się jej apostołem.

Heisenberg powrócił do Kopenhagi na sześć miesięcy jesienią 1924 r. Pracował razem z Bornem i Kramersem nad konkretnymi problemami, w których usiłował sformułować treść zasady odpowiedniości przy pomocy równań, z których można by wyprowadzić nowe wyniki fizyczne. Na przykład, zajmował

się problemem polaryzacji światła emitowanego przez atomy przy rezonansowej fluorescencji [47]. Razem z Kramerssem, Heisenberg rozszerzył wzór dyspersyjny Kramersa (równanie (6)) na niekoherentne rozpraszanie światła przez atomy, tj. na wypadki, w których częstość ν światła rozproszonego jest zmieniona i dana wzorem

$$\nu' = \nu \pm \nu_{kw}, \quad (9)$$

gdzie ν_{kw} jest jedną z charakterystycznych częstości atomu [48].

Sukcesy, uzyskane w ten sposób przez, jak to nazywał, uściślenie [*Verschärfung*] zasady odpowiedniości, zwiększyły zaufanie Heisenberga do podejścia kopenhaskiego i miał nadzieję, jak wspominał później, że „może będzie można pewnego dnia, po prostu mądrze odgadując, dokonać przejścia do pełnego schematu matematycznego mechaniki kwantowej” [49].

W kwietniu 1925 r. Heisenberg powrócił do Getyngi, aby w semestrze letnim objąć obowiązki docenta [Privatdozent].

7. Nowy schemat Heisenberga

W Getyndze Heisenberg usiłował odgadnąć natężenia linii widma wodoru, ale doznał niepowodzenia w tej próbie. Doszedł do wniosku, że trudności wynikające z reguł kwantowania są bardziej ogólnej natury i trzeba je rozważyć najpierw. Trudności te były powodowane nie tyle odejściem od klasycznej mechaniki, co raczej załamywaniem się kinematyki leżącej u jej podstaw. W poszukiwaniu nowej kinematyki Heisenberg zastosował całkowicie nową ideę: założył, że równanie ruchu elektronu, powiedzmy

$$\ddot{x} + f(x) = 0, \quad (10)$$

można zachować, lecz trzeba odrzucić kinematyczną interpretację wielkości x jako położenia zależnego od czasu. Jakiego więc typu wielkości powinny być podstawione do równania ruchu?

W klasycznym ruchu periodycznym $x(t)$ można przedstawić w postaci szeregu Fouriera:

$$x(t) = \sum_{\alpha=-\infty}^{\infty} a_{\alpha} e^{i\alpha\omega t}. \quad (11)$$

W teorii kwantowej współczynniki a_{α} i częstość ω zależą od liczby kwantowej n . Dlatego, zamiast równania (11) Heisenberg zapisał $x(t)$ w postaci

$$x(t) = \sum_{\alpha=-\infty}^{\infty} a_{\alpha}(n) e^{i\alpha\omega n t}. \quad (12)$$

Następnie zastąpił wyrazy w szeregu Fouriera (12) przez wyrazy nowego typu

$$a(n, n-\alpha) e^{i\omega(n, n-\alpha)t}, \quad (13)$$

odpowiadające przejściu od n do $n-a$; czynnik czasowy $\omega(n, n-a)$ jest równy iloczynowi 2π przez częstość światła odpowiadającą temu przejściu. Głównym problemem dla Heisenberga było obliczenie natężenia promieniowania emitowanego przy przejściu $P \rightarrow Q$. Wiedział, że natężenie to jest proporcjonalne do prawdopodobieństwa emisji Einsteina, A_{PQ} , i założył, że to prawdopodobieństwo jest proporcjonalne do kwadratu modułu a , czyli

$$A_{PQ} \sim |a(n, n-a)|^2. \quad (14)$$

Wprowadzenie $a(n, n-a)$ uzasadniał, mówiąc, że natężenia, a stąd $|a(n, n-a)|^2$, są wielkościami mierzalnymi w przeciwieństwie do funkcji $x(t)$.

Z klasycznej zasady kombinacji dla częstości

$$\nu(n, a) = \nu(n, \beta) + \nu(n, a - \beta), \quad (15)$$

zapisanej przez Heisenberga w teorii kwantowej w postaci

$$\nu(n, n-a) = \nu(n, n-\beta) + \nu(n-\beta, n-a), \quad (16)$$

wynika „prawie nieuchronnie” [*nahezu zwangsläufig*] warunek, aby współczynniki $C(n, n-a)$ iloczynu dwóch kwantowych szeregów Fouriera

$$x(t)y(t) = \sum_a C(n, n-a) e^{i\omega(n, n-a)t} \quad (17)$$

spełniały następującą regułę mnożenia

$$C(n, n-a) = \sum_\beta A(n, n-\beta) B(n-\beta, n-a). \quad (18)$$

W wyniku takiego postępowania zasada odpowiedniości została włączona w same podstawy nowego schematu kinematycznego.

Heisenberg zauważył, że równanie (18) wprowadza nową wielką trudność: o ile w teorii klasycznej $x(t)y(t)$ jest zawsze równe $y(t)x(t)$, to niekoniecznie tak jest w wypadku definicji (17) i (18). Dlatego wywnioskował, że na ogół nie jest jasne, jak określić iloczyn dwu wielkości dynamicznych w teorii kwantowej.

Zamiast być zniechęcony przez tę niezwykłą sytuację, jaka dotąd nie pojawiła się w fizyce i której nie rozumiał, Heisenberg szukał przykładu, w którym mógłby zastosować swoje przejście [*Umdeutung*] od wielkości mechaniki klasycznej do wielkości teorii kwantowej, unikając zarazem nowej trudności związanej z iloczynem. Wybrał oscylator anharmoniczny, opisany w teorii klasycznej równaniem

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x + \lambda x^3 = 0, \quad (19)$$

w którym człon zaburzający, λx^3 , zawiera tylko iloczyny $x(t)$. Zakładając, że człon zaburzający jest małą poprawką, zdecydował się zastosować klasyczny rachunek zaburzeń, czyli założył, że

$$x(t) = a_1 \cos(\omega t) + \lambda a_3 \cos(3\omega t) + \lambda^2 a_5 \cos(5\omega t) + \dots, \quad (20)$$

co zapisał w teorii kwantowej w postaci:

$$x(t) = a(n, n-1) \cos[\omega(n, n-1)t] + \\ + \lambda a(n, n-3) \cos[\omega(n, n-3)t] + \dots \quad (21)$$

Częstości również rozwinął w szereg potęgowy względem λ :

$$\omega(n, n-1) = \omega_0(n, n-1) + \lambda \omega_1(n, n-1) + \dots \quad (22)$$

Uwzględniając założenia (21) i (22) w równaniu (19), otrzymał równanie dla oscylatora harmonicznego dla $\lambda = 0$:

$$[\omega_0^2 - \omega^2(n, n-1)] a(n, n-1) = 0 \quad (23)$$

i w pierwszym przybliżeniu dla oscylatora anharmonicznego:

$$[\omega_0^2 - \omega^2(n, n-3)] a(n, n-3) + \\ + a(n, n-1) a(n-1, n-2) a(n-2, n-3) = 0 \quad (24)$$

Heisenberg wykazał, że wielkości $a(n, n-a)$, nazwane przez niego „amplitudami przejścia”, są określone, jako rozwiązania równań ruchu (23) czy (24), tylko z dokładnością do stałej i nie wiedział, co zrobić z tą stałą. Był początek czerwca 1925 r., gdy utknął w realizacji swego programu.

8. Helgoland i radość odkrycia

Z nadejściem wiosny 1925 r. Heisenberg nabawił się dokuczliwego kataru siennego, który długo nie mijał, i dlatego zdecydował się w czerwcu 1925 r. spędzić tydzień do dziesięciu dni na skalistej wyspie Helgoland na Morzu Północnym. Na Helgolandzie nie tylko wyleczył się z kataru siennego, ale rozwiązał też podobne do kataru, wywołanego chronicznymi przeziębieniami, uprzednie problemy w mechanice atomów. To o tym odkryciu Dirac później powiedział: „Byliśmy obaj młodzi i obaj w tym samym czasie pracowaliśmy nad tym samym problemem. On odniósł sukces tam, gdzie mnie spotkało niepowodzenie” [50].

Na Helgolandzie Heisenberg dzielił swój czas między długie spacery, czytanie *Dywanu Zachodu i Wschodu* Goethego i próby nadania swym niejasnym jeszcze ideom o mechanice kwantowej bardziej określonej postaci [51]. Rozwiązał tu dwa problemy.

Po pierwsze, otrzymał w swym nowym schemacie warunek kwantowy równoważny równaniu (2). W wypadku jednowymiarowym równanie (2) można zapisać w postaci

$$\int m \dot{x} dx = J = nh, \quad (25)$$

gdzie całkuje się po pełnym okresie ruchu. Po podstawieniu rozwinięcia x na szereg Fouriera (12), otrzymujemy:

$$nh = 2\pi m \sum_{a=-\infty}^{\infty} |a_a(n)|^2 \omega_n. \quad (26)$$

Heisenberg zastąpił ten wzór przez jego pochodną po n , tj. przez

$$h = 2\pi m \sum_{a=-\infty}^{\infty} a \frac{d}{dn} (a\omega_n |a_a|^2), \quad (27)$$

gdzie wyrażenie w nawiasie zdefiniowane jest tylko dla n całkowitych. Zastąpienie to Heisenberg uważał za najbardziej naturalne z punktu widzenia zasady odpowiedniości. Traktując równanie (27) jako krok pośredni, zastąpił pochodną przez odpowiednią różnicę i otrzymał

$$h = 4\pi m \sum_{a=-\infty}^{\infty} \{ |a(n, n+a)|^2 \omega(n+a, n) - |a(n, n-a)|^2 \omega(n, n-a) \}. \quad (28)$$

Równanie (28) jest warunkiem kwantowym Heisenberga i jest równoważne regule sum Kuhna i Thomasa (równaniu (8)). Ponieważ ze stanu podstawowego nie jest możliwe przejście do stanów niższych, więc trzeba przyjąć

$$a(n, n-a) = 0, \quad (29)$$

gdy n jest liczbą kwantową stanu podstawowego. W równaniu (14) Heisenberg już założył, że kwadraty modułu $|a(n, n-a)|^2$ są proporcjonalne do prawdopodobieństw przejść $n \rightarrow n-a$.

Wyprowadzenie warunku kwantowego (28) i następnie wyznaczenie amplitud przejścia stanowiły pierwszy z rozwiązanych problemów. Drugim problemem, ciągle nie dającym spokoju Heisenbergowi, było pytanie, czy w nowym schemacie będzie słuszna zasada zachowania energii. Przecież pytanie to stało się bardzo istotne w związku z wynikiem doświadczenia Bothego-Geigera.

W mechanice klasycznej zachowanie energii wynika bezpośrednio z równania ruchu oscylatora anharmonicznego (równania (19)), które po pomnożeniu przez $m\dot{x}$ można zapisać w postaci:

$$\frac{d}{dt} H = \frac{d}{dt} \left[\frac{1}{2} m \dot{x}^2 + \frac{1}{2} m \omega_0^2 x^2 + \frac{1}{4} m \lambda x^4 \right] = 0, \quad (30)$$

gdzie H , wielkość w nawiasie, jest oczywiście energią i jest zachowywana. Związek taki nie musiałby być spełniony po przekształceniu równania (30) zgodnie ze schematem teorii kwantowej i Heisenberg wykonał obliczenia do członów drugiego rzędu względem λ , robiąc po drodze błędy i poprawiając je. Wykazał, że po przejściu do nowego schematu hamiltonian nie zawiera członów zależnych od czasu.

Przykład z oscylatorem anharmonicznym udowodnił mu, że na podstawie nowego schematu można rozwiązać problem dynamiczny teorii kwantowej. Jak wspominał: „Była prawie godzina trzecia nad ranem, gdy przede mną leżał końcowy wynik moich obliczeń. Zasada zachowania energii była słuszną dla wszystkich członów i nie mogłem dłużej wątpić w konsystencję matematyczną i spójność schematu mechaniki kwantowej, na który naprowadzały moje wyliczenia. Byłem przede wszystkim głęboko przejęty. Miałem uczucie, że przez powierzchnię zjawisk atomowych patrzę na dziwnie piękne wnętrze i prawie kręciło mi się w głowie na myśl, że będę musiał zbadać to bogactwo matematycznych struktur, które natura tak szczerze odkryła przede mną. Byłem zbyt podniecony, aby spać, i dlatego, jak tylko zaświtał nowy dzień, wybrałem się na południowy cypel wyspy, gdzie od dawna miałem wielką ochotę wspiać się na skałę wystającą w morze” [52]. Heisenberg był szczęśliwy. Z tą radością, błogim uczuciem doświadczenia nowej wiedzy, chociaż nie zdając sobie w pełni sprawy, że w jego schemacie teorii kwantowej został znaleziony klucz do rozwiązania problemów fizyki atomowej, Heisenberg powrócił do Getyngi.

W drodze powrotnej zatrzymał się w Hamburgu, aby spotkać się z Paulim. Pauli był dla niego geniuszem krytyki i Heisenberg nauczył się doceniać zdolności krytyczne Pauliego, odkąd po raz pierwszy spotkali się na seminarium Sommerfelda w Monachium w 1920 r. Pauli zachęcił go do kontynuowania tej pracy. W ciągu następnych dwu tygodni Heisenberg wymienił z nim kilka listów i 9 lipca 1925 r. przesłał mu rękopis ukończonego artykułu. Opinia Pauliego była życzliwa: „To jest jutrzienka”, pierwsze światło w teorii kwantowej, powiedział.

Otrzymawszy pozytywny werdykt Pauliego, w połowie lipca Heisenberg dał artykuł [53] Maxowi Bornowi i poprosił, aby ten zrobił z nim to, co będzie uważał za właściwe.

9. Sformułowanie macierzowe mechaniki kwantowej

Kiedy Born przeczytał artykuł Heisenberga, był po prostu, jak wspominał, „zachwycony”. „Zacząłem zastanawiać się nad jego symbolicznym mnożeniem”, mówił dalej, „i wkrótce byłem tak w tym pogrążony, że myślałem o tym cały dzień i z trudem mogłem zasnąć w nocy... Rano nagle olśniło mnie: symboliczne mnożenie Heisenberga było niczym innym jak mnożeniem macierzy, znanym mi z czasów studenckich z wykładów Rosanesa we Wrocławiu” [54].

Born przedstawił warunek kwantowy Heisenberga (równanie (28)) w zapisie macierzowym

$$\sum_k [p(nk)q(kn) - q(nk)p(kn)] = \frac{\hbar}{2\pi i} \quad (31)$$

i ustalił, że iloczyn dwu macierzy pq i qp nie są identyczne. Zakładając, że pozadiagonalne elementy macierzy $pq - qp$ są zerowe, mógł warunek kwantowy

zapisać ogólnie w postaci

$$pq - qp = \frac{h}{2\pi i} 1 \quad (32)$$

(gdzie 1 jest macierzą jednostkową). Było to tylko wyczucie i nie umiał tego udowodnić. Dowód podali, niezależnie, Jordan i Dirac.

W parę dni później, 19 lipca 1925 r., Born przyjechał z Getyngi do Hanoweru, aby wziąć udział w posiedzeniu Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego, na które przyjechał również Pauli z Hamburga. Na dworcu opowiedział Pauliemu o macierzach i swoich trudnościach w znalezieniu wartości elementów pozadiagonalnych. Born zaprosił Pauliego do współpracy, Pauli jednak z sarkazmem tę propozycję odrzucił, mówiąc do Borna: „Tak, wiem, że pan lubi nudny i złożony formalizm. Pan chce tylko zepsuć fizyczne idee Heisenberga swoją pustą matematyką” [55].

Pauli naprawdę był przekonany, że nowa teoria kwantowa jest „fizyką chłopców” [*Knabenphysik*], czyli zabawą młodych takich jak Heisenberg czy on sam, i że Born lepiej powinien trzymać się swojej pracy nad sieciami krystalicznymi. Nigdy do końca nie wybaczył Bornowi tego, co uważał za „klusownictwo” na nowym terenie. Do Kroniga Pauli napisał: „Mechanika Heisenberga dała mi znów nadzieję i radość życia [proszę zwrócić uwagę, że pisał to młody człowiek, który właśnie ukończył dwadzieścia pięć lat życia]. Nie przyniosła ona jeszcze rozwiązania zagadki, ale wierzę, że będzie można znowu pójść naprzód. Najpierw trzeba starać się uwolnić mechanikę Heisenberga od getyńskiego [tj. Maxa Borna] potoku formalnej uczoności [*formalen Gelehrsamkeitsschwall*] i lepiej ujawnić jej fizyczną treść” [56]. Sam Pauli zdecydował nie mieszać się w rozwój idei i planów Heisenberga [57].

Po powrocie z Hanoweru Born natychmiast namówił Jordana, aby pomógł mu w pracy, co doprowadziło do macierzowego sformułowania mechaniki kwantowej Borna i Jordana. Artykuł, ukończony 27 września 1925 r. [58], zawierał podsumowanie metod macierzowych, interpretację symbolicznego mnożenia Heisenberga, dowód wzoru na różnicę iloczynów pq i qp (równania (32)), dowód zachowania energii i dowód warunku na częstość Bohra. Zawierał także próbę, podjętą w całości przez Jordana, kwantowania pola elektromagnetycznego, traktującą jego składowe jako macierze. Artykuł ten był systematycznym sformułowaniem mechaniki macierzowej i getyńska uczoność [*Göttinger Gelehrsamkeit*] pozwoliła doprowadzić metodę do pełnej doskonałości.

Dalszy postęp na drodze do ukończenia schematu macierzowego mechaniki kwantowej nastąpił zaraz potem w wyniku współpracy Borna, Heisenberga i Jordana. Współpraca ta zaczęła się, gdy w początku września 1925 r. Jordan napisał list do Heisenberga, który spędził kilka tygodni w Kopenhadze i na semestr zimowy powrócił do Getyngi. Każdy z nich wniósł tu swój wkład. Ogólnej redakcji artykułu dokonał Jordan, główny wstęp napisał Heisenberg. Ten artykuł Borna, Heisenberga i Jordana był więc trzecim z kolei po odkryciu Heisenberga [53] i zawierał logicznie konsekwentne przedstawienie mechaniki

macierzowej. Został ukończony do końca października 1925 r. i jest zazwyczaj nazywany „pracą trójki” [*Drei-Männer-Arbeit*] [59]. Był to rzeczywiście uczony artykuł, wnoszący „potok getyńskiej uczoności”: wartości własne i wektory własne, przekształcenia kanoniczne, sprowadzanie na główne osie, formy kwadratowe Hilberta w przestrzeni nieskończonej wielu zmiennych, ogólne związki przemienności i fizyczne zastosowania, włącznie z kwantowaniem pola elektromagnetycznego i obliczeniami fluktuacji tego pola, wykonanymi przez Jordana [60]. Artykuł ten zawierał w zasadzie cały aparat współczesnej mechaniki macierzowej i jest jednym z najbardziejuczonych artykułów w literaturze naukowej.

Na ile nam wiadomo, Pauli pewnie chciałby uczestniczyć w tej rozgrywce; w rzeczywistości pozostał widzem tego rozwoju dotąd, dopóki nie wyznaczył siebie jego sędzią. Jako krytyk podejścia formalnego wysłał do Heisenberga i Kroniga, przebywających wtedy w Kopenhadze, przepelnione sarkazmem listy przeciwko metodom Borna, Heisenberga i Jordana [56]. Po przeczytaniu tych listów, Heisenberg, po raz pierwszy zirytowany przez Pauliego, odpisał mu w połowie października 1925 r.: „Twoje wieczne wymyślanie na Kopenhagę i Getyngę jest jawnym skandalem. Będziesz jednak musiał uznać, że nie dążymy do zrujnowania fizyki w złośliwym zamiarze. Gdy ganisz nas, że jesteśmy wielkimi osłami, że nie stworzyliśmy nic fizycznie nowego, może to być prawdą. Ale wtedy jesteś równie wielkim bałwanem, gdyż także niczego nie dokonałeś” [61].

Te słowa prawdopodobnie dotknęły Pauliego dość głęboko. Wziął się za problem atomu wodoru i w ciągu następnych kilku tygodni rozwiązał go na podstawie metod macierzowych, stosując całą formalną wiedzę matematyczną, na którą uprzednio wyrzekał. Wykorzystał w bezpośredni sposób metodę całkowania, której w teorii Bohra-Sommerfelda użył wcześniej Wilhelm Lenz do określenia wpływu skrzyżowanych pól: elektrycznego i magnetycznego na poziomy energetyczne atomu wodoru [62]. Stosując „wektor Lenza”, Pauli otrzymał wzór Balmera i wykazał, jak w naturalny sposób można teraz zrozumieć problem orbit wzbronionych [63]. Minęło dokładnie dwa lata, od chwili gdy Pauli po raz pierwszy poważnie zwątpił w teorię Bohra atomu wodoru, i teraz koło się zamknęło. Był to rzeczywiście moment triumfu dla nowej mechaniki kwantowej. Niels Bohr uczcił ten moment nowym listem do Rutherforda, informując go, że teraz znikły przyczyny jego niedoli z ubiegłej wiosny [64].

10. Nieprzemienność a nawiasy Poissona — odkrycie Diraca

Tuż przed ukazaniem się artykułu Borna, Heisenberga i Jordana w *Zeitschrift für Physik* w styczniu 1926 r., inny artykuł, zawierający zupełny schemat mechaniki kwantowej, ukazał się w *Proceedings of the Royal Society* [65].

Wróćmy do momentu w lipcu 1925 r., kiedy Heisenberg dał Maxowi Bornowi swój artykuł o kinematyce teorii kwantowej. Zaraz po zostawieniu swego artykułu u Borna, Heisenberg wyjechał do Lejdy i Cambridge.

W Lejdzie zatrzymał się u Paula Ehrenfesta i dyskutował z nim nad różnymi problemami fizycznymi. Ehrenfest był człowiekiem spostrzegawczym, bardziej dociekliwym i krytycznym w swoim podejściu do fizyki niż twórczym. Przy pierwszym spotkaniu z Paulim Ehrenfest oświadczył: „Panie Pauli, wydaje mi się, że bardziej lubię pańskie artykuły niż pana”, na co Pauli odpowiedział: „Dziwne, mój stosunek do pana jest akurat odwrotny”. Ehrenfest troszczył się bardzo o postępy swoich studentów, wśród których w tym czasie byli Uhlenbeck i Goudsmit. Heisenberg przedyskutował z nimi wszystkie problemy spektroskopii. Wcześniej tej wiosny ukończył nową pracę o anomalnym zjawisku Zeemana [66] i Uhlenbeck i Goudsmit byli bardzo zainteresowani, co zasada wykluczania Pauliego i przypisanie nowej magnetycznej liczby kwantowej elektronowi, w uzupełnieniu do pracy Heisenberga o anomalnym zjawisku Zeemana, oznaczają dla struktury termów spektroskopowych. Wkrótce wysunęli oni hipotezę spinu elektronu [67] i nadali znaczenie połówkowemu liczbom kwantowym, które pojawiły się po raz pierwszy w pracy Heisenberga o anomalnym zjawisku Zeemana. Pojęcie spinu wyjaśniło również to, co Pauli nazwał „dwuwartościowością elektronu” i czego nie można było opisać klasycznie [68].

Z Lejdy Heisenberg pojechał do Cambridge, gdzie zatrzymał się u R. H. Fowlera, którego poznał w Kopenhadze. 28 lipca 1925 r. Heisenberg wystąpił w Klubie Kapicy, którego członkostwo było ograniczone do studentów i przyjaciół Piotra Kapicy. Temat jego wykładu brzmiał: „Zoologia termów i botanika Zeemana” i dotyczył ogromnych trudności w rozumieniu szczegółów spektroskopii atomowej na podstawie reguł wprowadzanych ad hoc [69]. Warto zauważyć, że Heisenberg wybrał ten temat wykładu nawet mimo to, że wszystko wskazywało, iż obecnie znalazł rozwiązanie zagadki kwantowej. Nie był widocznie pewny, że rozwiązanie było rzeczywiście w jego rękach. Jednak prywatnie opowiedział Fowlerowi o swoim nowym schemacie.

Paul Dirac, wówczas student w Cambridge, był prawdopodobnie obecny na seminarium Heisenberga i w tydzień później sam wystąpił z wykładem w Klubie Kapicy [70]. Fowler otrzymał odbitki z korekty artykułu Heisenberga [53] na początku września 1925 r., uznał ten artykuł za interesujący, lecz miał nieco wątpliwości i chciał wiedzieć, jaka będzie reakcja Diraca. Dirac powiedział: „Byłem pod takim wrażeniem formalizmu hamiltonowskiego jako podstawy fizyki atomowej, iż o wszystkim, co nie wiązało się z tym, sądziłem, że nie może być bardzo wartościowe. Sądziłem, że artykuł ten [tj. artykuł Heisenberga] nie jest zbyt interesujący i odłożyłem go na jakiś tydzień” [71].

Kiedy Dirac powrócił do artykułu, nagle stało się dla niego jasne, że idea Heisenberga stanowi klucz do „całej tajemnicy”. W ciągu następnych tygodni Dirac próbował powiązać interpretację Heisenberga wielkości kinematycznych w teorii kwantowej ze zmiennymi działaniami i kątowymi w teorii Hamiltona-Jacobiego. „Pracowałem nad tym intensywnie od września 1925 r.” — opowiadał Dirac. „Podczas długiego spaceru pewnej niedzieli przyszło mi do głowy, że komutator może być odpowiednikiem nawiasu Poissona, ale wtedy nie wiedziałem zbyt dobrze, czym są nawiasy Poissona. Niedawno przeczytałem nieco

o nich, ale zapomniałem większość tego, co przeczytałem. Chciałem sprawdzić tę ideę, lecz nie mogłem, ponieważ w domu nie miałem żadnej książki, w której mówiłoby się o nawiasach Poissona, a wszystkie biblioteki były zamknięte. Musiałem więc czekać z niecierpliwością do poniedziałku rano, kiedy biblioteki były otwarte i mogłem sprawdzić, co to są rzeczywiście nawiasy Poissona. Okazało się wtedy, że rzeczywiście są tym, czym trzeba, lecz pełen niecierpliwości musiałem przeczekać jedną noc” [72].

Wyjaśnienie przez Diraca związku między zmiennymi Heisenberga i klasycznymi sprawiło od razu, że sformułowanie stało się bliższe teorii klasycznej, a równocześnie wskazywało bardzo jasno ten drobny punkt, w którym następowało odejście od teorii klasycznej.

Z warunków kwantowych, wyrażonych w zmiennych kątowych, Dirac znalazł odpowiedniość między komutatorami Heisenberga a klasycznymi nawiasami Poissona zmiennych X i Y :

$$XY - YX = i\hbar \sum_r \left\{ \frac{\partial X}{\partial q_r} \frac{\partial Y}{\partial p_r} - \frac{\partial Y}{\partial q_r} \frac{\partial X}{\partial p_r} \right\}, \quad (33)$$

gdzie q_r i p_r można uważać za zmienne kątowe i zmienne działania (w_r i J_r).

Dirac pomyślnie więc powrócił na grunt podejścia hamiltonowskiego. Pokazał on swoje nowe wyniki Fowlerowi, który w pełni uznał ich wartość. Fowler wiedział, co działo się w Kopenhadze i Getyndze, i rozumiał, że stamtąd należy oczekiwać konkurencji. Sądził, że wyniki, otrzymane na tym polu w Anglii, winny być od razu opublikowane i należał, aby *Proceedings of the Royal Society* przy publikacji dały natychmiast pierwszeństwo artykulowi Diraca: „Podstawowe równania mechaniki kwantowej”. Sir James Jeans, który był wtedy wydawcą tego czasopisma i sekretarzem Królewskiego Towarzystwa [Royal Society], z gotowością i chęcią przystał na to. Wszystkie artykuły Diraca od 1925 r. do 1933 r. były odtąd publikowane bardzo szybko.

W swym podstawowym artykule [65] Dirac najpierw podsumował idee Heisenberga, upraszczając matematykę i czyniąc je od razu elegantszymi. Podał z wyprzedzeniem wszystkie zasadnicze wyniki artykułów Borna i Jordana [58] oraz Borna, Heisenberga i Jordana [59]. Rozwinął algebrę kwantową, wyprowadził reguły kwantowania Heisenberga i otrzymał kanoniczne równania ruchu układów kwantowych. W tym samym artykule Dirac wprowadził w początkowej formie operatory kreacji i anihilacji i wskazał na ich odpowiedniki w teorii klasycznej.

Parę tygodni później Dirac szybko przygotował nowy artykuł [73]. Rozwinął w nim algebrę liczb q , czyli zmiennych dynamicznych, które spełniają wszystkie reguły normalnych liczb, poza tym że ich iloczyn niekoniecznie jest przemienne. Podał szczegółowe twierdzenia o działaniach z liczbami q i zastosował uzyskane reguły do układów wielokrotnie periodycznych w ścisłej analogii do starych reguł kwantowych.

Celem Diraca było zastosowanie tego schematu do atomu wodoru. Napisał odpowiedni hamiltonian, zastępując po prostu zmienne położenia i pędu w kla-

sycznym hamiltonianie przez liczby q , i przeszedł do wyprowadzenia wzoru Balmera, aby wykazać, że jego abstrakcyjny schemat może dać wyniki związane blisko z doświadczeniami. Dirac nie wchodził jednak w szczegóły obliczeń, gdyż Pauli [63] w artykule opublikowanym w tym samym miesiącu, w marcu 1926 r., już wykazał, że można to zrobić, i Dirac dał odpowiednią wzmiankę w odnośniku [74]. Następnie przystąpił do obliczenia różnych charakterystyk rozszczepienia i natężeń linii widmowych w polu magnetycznym (włączając zjawisko Zeemana) w zgodności z danymi doświadczalnymi.

Za te wszystkie prace o zasadach mechaniki kwantowej Dirac otrzymał stopień doktora w maju 1926 r. w Cambridge [75].

Używając pojęcia spinu, które teraz było do dyspozycji i z którym pogodził się nawet Pauli długo stawiając opór, wiosną 1926 r. Heisenberg i Jordan rozwiązali problem anomalnego zjawiska Zeemana w schemacie macierzowym mechaniki kwantowej [76]. Była to co najmniej symboliczna satysfakcja, gdyż Heisenberg zrobił pierwsze, niepewne kroki w teorii kwantowej pracą nad problemem anomalnego zjawiska Zeemana i teraz okazało się możliwe pokazać, że te same kroki można wykonać biegiem.

Przedstawiony ciąg wydarzeń charakteryzuje tylko częściowo narodziny mechaniki kwantowej, ponieważ były to narodziny bliźniaków. Nie byłoby właściwe opowiadać teraz o rozwoju mechaniki falowej. Niniejsza okazja wymaga jednak krótkiego przeglądu tych wydarzeń dla zakończenia rozpoczętego wykładu. Tym bardziej, że mechanika falowa Schrödingera i związane z nią idee zakończyły formułowanie racjonalnej teorii zjawisk atomowych, które zaczęło się odkryciem kinematyki kwantowej przez Heisenberga.

11. Kwantowanie jako zagadnienie własne

Od 1921 r. Erwin Schrödinger pracował na Uniwersytecie w Zurychu, gdzie objął katedrę fizyki teoretycznej, którą kiedyś, choć krótko, kierował Einstein [77]. Schrödinger pochodził z Wiednia i był człowiekiem o ogromnej kulturze osobistej, studiował grecką literaturę i filozofię oraz pisał wiersze. Znakomity pod każdym względem fizyk, Schrödinger w swej drodze naukowej szedł śladem Boltzmann'a, pod wpływem swego nauczyciela Fritza Hasenöhrl'a, i choć sam jeszcze nie zadziwił świata, zrobił doskonałe prace o problemach ruchów Browna, ciepła właściwego i statystyki kwantowej, a także ogólnej teorii względności. Latem 1925 r. Schrödinger poczuł się zmęczony swym pobytem w Zurychu, gdyż, jak napisał do Sommerfelda: „Szwajcarzy są zbyt nieżyczliwi” [*die Schweizer sind gar zu ungemütlich*], i chciał powrócić do Austrii [78]. Przewadził rozmowy odnośnie katedry w Innsbrucku, ale ponieważ Uniwersytet w Innsbrucku próbował targować się w sprawie pensji, pozwolił, aby sprawa wypadła pomyślnie dla Artura Marcha. Nie minie osiemnaście miesięcy, gdy Schrödinger zostanie mianowany następcą Maxa Plancka na Uniwersytecie Berlińskim.

Jesienią 1925 r. Schrödinger cierpiał nie tylko z powodu braku życzliwości kolegów w Zurychu, lecz jego samopoczucie pogorszyły jeszcze prace Heisenberga oraz Borna i Jordana o mechanice macierzowej; wyrażają to jego słowa: „... Zniechęcały mnie [*abschrecken*], jeśli nie odpychały [*abstossen*], metodami algebry przestępnej, które wydawały mi się raczej trudne i którym brakowało jakiegokolwiek pogładowości [*Anschaulichkeit*]” [79]. Postanowił poprawić swoje złe socjalne i naukowe samopoczucie stworzeniem i opublikowaniem schematu mechaniki atomów, który okazał się nie tylko prawdziwą alternatywą, opartej na liczbach q , mechaniki macierzowej Heisenberga, Borna, Jordana i Diraca, lecz również odegrał rolę w zakończeniu budowy mechaniki kwantowej i w zapoczątkowaniu dyskusji, które doprowadziły do jej fizycznej i filozoficznej interpretacji.

W czterech artykułach, przesłanych do *Annalen der Physik* od końca stycznia do końca czerwca 1926 r., Schrödinger rozwinął teorię mechaniki falowej, zatytułowaną: „Kwantowanie jako zagadnienie własne”. Od razu przedstawił swoje podstawowe równanie

$$H\left(q, \frac{h}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial q}\right)\psi(q) = E\psi(q) \quad (34)$$

i rozwiązał problem widma atomu wodoru [80]. W pewnych matematycznych aspektach tej pracy otrzymał nieocenioną pomoc od Hermanna Weyla, który wtedy był także w Zurychu w Federalnej Wyższej Szkole Technicznej (ETH), i w pracy Schrödingera wyraził mu podziękowanie [81]. Praca doktorska Weyla [82], wykonana pod kierunkiem Hilberta w 1908 r., dotyczyła równań całkowych, zagadnień własnych, funkcji ortogonalnych itd. i było szczęśliwym zbiegiem okoliczności, że Schrödinger i Weyl spotkali się. Weyl w 1917 r. został zaproszony do Getyngi jako następcą Felixa Kleina, ale odmówił; w 1930 r. nie będzie mógł odmówić propozycji zostania w Getyndze następcą Hilberta i opuści Zurych oraz ETH, którą przy rozstaniu nazwie „poczekalnią pierwszej klasy” [*Wartesaal erster Klasse*]. W zmienionej sytuacji politycznej 1933 r. znakomite stacje intelektualne kontynentu Europy opustoszeją na korzyść Cambridge, Dublinu, Princeton i setki innych bardziej skromnych i odległych poczekalni nauki. Ale w 1926 r. dobrze było znajdować się w Zurychu i być świadkiem szybkiego rozwoju mechaniki falowej.

W swych artykułach Schrödinger stworzył podstawę analizy tych wszystkich problemów fizyki atomowej, których nie można było zbadać w teorii Bohra-Sommerfelda. W pracach Schrödingera znalazły naturalne miejsce podstawowe idee Einsteina i Louisa de Broglie’a [83]. Schrödinger wkrótce dostrzegł, że mimo podstawowych różnic te dwa podejścia, jego oraz Heisenberga i Borna, nie są w sprzeczności, lecz raczej uzupełniają się nawzajem. Rzeczywiście, wczesną wiosną 1926 r., przed opublikowaniem swego trzeciego artykułu Schrödinger odkrył, jak to nazwał, „formalną, matematyczną identyczność” mechaniki falowej i mechaniki macierzowej [84]. Tę formalną równoważność wykazali

także, niezależnie, Carl Eckart [85] ze Stanów Zjednoczonych Ameryki i Pauli [86] w liście do Jordana.

Heisenberg był głęboko przekonany, że rozwiązanie problemów mechaniki atomów doprowadzi do jednego, jednoznacznego, ogólnego schematu matematycznego, i gdy odkrył swój schemat, sądził, że jest to ten poszukiwany. Pojawienie się teorii Schrödingera zmartwiło Heisenberga i uważał, czy w zasadzie spodziewał się, że jest ona błędna [87]. Gdy w czerwcu 1926 r. Born [88] zastosował metodę Schrödingera do analizy problemów zderzeń, co doprowadziło do powstania statystycznej interpretacji funkcji falowej Schrödingera, Heisenberg zarzucał mu przejście do „wrogiego obozu” [89]. Do Pauliego zaś napisał: „Im dłużej zastanawiam się nad fizycznym znaczeniem teorii Schrödingera, tym bardziej wydaje mi się odpychająca [*desto abscheulicher*]” [90]. Nie był to oczywiście problem, w którym można narzucić swą wolę. Heisenberg naprawdę wierzył, że twierdzenie Schrödingera, jakoby kwadrat modułu funkcji falowej $|\psi|^2$ miał opisywać rozkład ładunku elektronu w przestrzeni, było zupełnie błędne. Mimo to Heisenberg nie czuł się szczególnie nieszczęśliwy, gdy w czerwcu i lipcu 1926 r. z powodzeniem stosował teorię Schrödingera do analizy problemu helu [91].

23 lipca 1926 r. Schrödinger wygłosił w Monachium wykład: „Podstawowe idee teoretyczno-falowej fizyki atomowej” [92], w którym szczegółowo przedstawił swoje poglądy. Heisenberg, który był obecny na tym wykładzie, przedyskutował ze Schrödingierem wiele zagadnień i otwarcie mu powiedział, że mimo wszystko na podstawie swojej interpretacji nie będzie [Schrödinger] mógł wyprowadzić prawa Plancka; wtedy Willy Wien, który także był przy tym obecny, powiedział ostro Heisenbergowi, że „rozumie mój żal z powodu końca mechaniki kwantowej i takich niedorzeczności jak przeskoki kwantowe itp., ale trudności, wspomniane przeze mnie, zostaną na pewno rozwiązane przez Schrödingera w najbliższej przyszłości” [93].

12. Nieoznaczoność i komplementarność

Z pojawieniem się statystycznej interpretacji Borna funkcji falowej [88 w lipcu 1926 r. zaczęły się poważne i długotrwałe dyskusje o podstawowym znaczeniu fizycznym mechaniki kwantowej określonej dwoma schematami. Ich równoważność została ściśle udowodniona w ramach teorii transformacji przez Diraca [94], Jordana [95] i Fritza Londona [96] do późnej jesieni 1926 r. i problem interpretacji fizycznej stał się najważniejszy. W tych dyskusjach brali zwłaszcza udział Bohr, Heisenberg, Pauli i Schrödinger.

Problem interpretacji teorii kwantowej absorbował Nielsa Bohra coraz bardziej od 1923 r., gdy pytanie o naturę promieniowania stało się decydujące dla zrozumienia zjawiska Comptona. Dla Heisenberga, który szybko dokonał istotnego kroku naprzód przez odrzucenie stosowania takich klasycznych pojęć jak orbity elektronów w atomach, problem interpretacji wynikł pod koniec 1925 r.,

gdy rozmyślał o równoczesnym istnieniu dyskretnego widma energii elektronów związanych w atomach i ciągłego widma swobodnych elektronów o dobrze określonych torach. Przyszło mu do głowy, że w pewnym, niejasnym jeszcze sensie opis przestrzenno-czasowy powinien być również możliwy dla elektronów w atomach.

Jesienią 1926 r. Heisenberg powrócił do zagadnienia opisu przestrzenno-czasowego zachowania się elektronu w atomie. Pauli zwrócił mu uwagę, że funkcję falową Schrödingera można rozpatrywać zarówno w przestrzeni pędowej, jako $\psi(p)$, jak i w przestrzeni położeniowej, jako $\psi(q)$. Heisenberg na to odpowiedział: „Fundamentalna równoważność p i q bardzo mi się podoba. W ten sposób

w sformułowaniu falowym równanie $pq - qp = \frac{h}{2\pi i}$ odpowiada zawsze temu,

że nie ma sensu mówić o monochromatycznej fali w określonej chwili (lub w bardzo krótkim przedziale czasu)” [97]. W tym miejscu na marginesie listu Pauli napisał uwagę: „Nie ma także sensu mówić o stanie (energii) w przedziale czasu, który jest mały w porównaniu z okresem [ponieważ stan lub energia mogą być zdefiniowane tylko po całym okresie]”. Heisenberg pisał dalej: „Jeśli linię [widmową] można uważać za niezbyt wąską, tj. przedział czasu nie jest zbyt mały, to oczywiście wszystko jest w porządku. Podobnie nie ma sensu mówić o położeniu cząstki mającej określoną prędkość. Jednak można to robić, gdy nie rozważa się zbyt dokładnych wartości prędkości i położenia. Jasne, że makroskopowo można w pełni mówić o położeniu i prędkości ciała” [97].

Dotąd Heisenberg sformułował tylko dość mgliście swoje idee „grubego” opisu przestrzenno-czasowego, będące odbiciem nowego rozumienia opartego na mechanice falowej. Jesienią 1926 r. Heisenberg był w Kopenhadze, gdzie objął swoje nowe obowiązki wykładowcy, jako następcą Kramersa, który został mianowany profesorem w Utrechcie. Bohr, z którym codziennie dyskutował, rozwijał swoje własne podejście do problemu interpretacji, podkreślając dualność obrazów: falowego i cząstkowego w teorii kwantowej. Heisenberg wolał pozostać przy schemacie mechaniki kwantowej w postaci sformułowanej przez Borna, Heisenberga i Jordana oraz przez Diraca; wierzył, że właściwości falowe powinny być wprowadzane tylko przy użyciu teorii transformacji, którą Dirac [94] rozwinął w Kopenhadze jesienią 1926 r.

Dirac wykazał ostatecznie, że macierz S , używaną przy rozwiązywaniu problemu sprowadzania na główne osie hermitowskiej funkcji Hamiltona $H(p, q)$, można utożsamiać z funkcją falową Schrödingera. Innymi słowy, dla każdego wektora-kolumny istnieje tożsamość

$$S(q, E) = \psi_E(q), \quad (35)$$

gdzie E jest dyskretną lub ciągłą wartością własną macierzy energii. Aby móc posługiwać się ciągłymi wskaźnikami, Dirac wprowadził funkcję delta, δ ,

$$1(a', a'') = \delta(a' - a'') \quad (36)$$

o właściwości

$$\int da'' \delta(a' - a'') f(a'') = f(a') \quad (37)$$

i jej pochodną, $\delta'(a' - a'')$, zdefiniowaną wzorem

$$\int da'' \delta'(a' - a'') f(a'') = \frac{\partial f(a')}{\partial a'}. \quad (38)$$

Pęd p , sprzężony do ciąglej zmiennej położenia q , można wtedy zapisać formalnie jako

$$p(q', q'') = \frac{\hbar}{2\pi i} \delta'(q' - q'') = \frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial q'} \quad (39)$$

i równanie macierzowe Borna-Jordana, diagonalizujące hamiltonian H ,

$$H(q, p) S_E(q) = E S_E(q) \quad (40)$$

można wtedy przekształcić w równanie falowe Schrödingera

$$H\left(q, \frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial q}\right) \psi_E(q) = E \psi_E(q). \quad (34), (41)$$

Dyskusje, nieraz burzliwe, między Bohrem i Heisenbergiem nad fizyczną interpretacją mechaniki kwantowej ciągnęły się przez zimowe miesiące 1926—27 r. Około połowy lutego 1927 r. Bohr wybrał się na narty do Norwegii, zaś Heisenberg pozostał w Kopenhadze. Postanowił nieco uporządkować swoje myśli i wyniki z ostatnich kilku miesięcy i 23 lutego 1927 r. napisał długi list do Pauliego, w którym zajął się problemem równoczesnego wyznaczenia położenia i pędu układów atomowych. Stwierdził, że „związek przemienności”,

$pq - qp = \frac{\hbar}{2\pi i}$, ma następującą interpretację fizyczną: jeśli znamy dokładnie

pęd p elektronu w atomie, to położenie elektronu jest całkowicie nieokreślone i na odwrót [98]. Aby poprzeć ten punkt widzenia i uczynić go bardziej pogłównym, Heisenberg omówił krótko eksperyment myślowy [*Gedankenexperiment*] polegający na obserwacji elektronu przy pomocy mikroskopu z promieniami γ ; analogia ta przyszła mu do głowy w związku z jego ustnym egzaminem doktorskim u Wiena kilka lat temu. Następnie przeszedł do ścisłych obliczeń dokładności pomiaru p i q .

Amplituda prawdopodobieństwa położenia obiektu, znajdującego się w przedziale przestrzennym $q_0 - q_1 < q < q_0 + q_1$, jest dana wzorem

$$S(q) = \text{const} \cdot \exp\left[-\frac{(q - q_0)^2}{2q_1^2} - \frac{2\pi i p_0 (q - q_0)}{\hbar}\right], \quad (42)$$

gdzie pierwszy człon odpowiada rozkładowi gaussowskiemu, a drugi ogólnej

funkcji falowej. Z $S(q)$ wyznaczył $S(p)$, stosując transformację

$$S(p) = \int dq S(q) e^{2\pi i p q / h} = \text{const} \cdot \exp \left[-\frac{2\pi^2 q_1^2 (p - p_0)^2}{h^2} + \frac{2\pi i (p - p_0) q_0}{h} \right]. \quad (43)$$

Stąd przy danej nieoznaczoności położenia $\delta q = q_1$ rozkład prawdopodobieństwa $|S(p)|^2$ pędu p jest niezerowy w przedziale $p_0 - p_1 < p < p_0 + p_1$, takim że

$$\frac{4\pi^2 q_1^2 p_1^2}{h^2} = 1. \quad (44)$$

Równoczesny pomiar położenia i pędu elektronu jest więc ograniczony przez zasadę nieoznaczoności

$$\delta p \cdot \delta q \approx \frac{h}{2\pi}. \quad (45)$$

Heisenberg poprosił Pauliego o surową krytykę [*unnachsichtige Kritik*] [98]. Jednak Pauli natychmiast zaaprobował idee Heisenberga na temat zasady nieoznaczoności i uważał, że ta interpretacja nadała mechanice kwantowej spójnego znaczenia fizycznego. Po powrocie z urlopu w Norwegii Bohr nie od razu był zadowolony heisenbergowskim sformułowaniem „intuicyjnej treści kinematyki i mechaniki w teorii kwantowej”, ale Heisenberg nie chciał wprowadzać żadnych zmian w swym artykule [99]. W przypisie dodanym przy korekcie uwzględnił jednak sugestie Bohra [100].

W swej szczególnej teorii względności (1905) Einstein [101] podkreślał podstawowe znaczenie stosowania tylko „wielkości mierzalnych” przy budowie teorii fizycznej. Ta koncepcja Einsteina była dla Heisenberga wskazówką, która doprowadziła go do odkrycia kinematyki kwantowej [53]. Gdy jednak wiosną 1926 r. Heisenberg spotkał Einsteina w Berlinie, ten powiedział mu: „... Heurystycznie może się przydać zdawanie sobie sprawy z tego, co rzeczywiście się mierzy. Ale w zasadzie całkiem błędne jest staranie się, aby budować teorię tylko na podstawie wielkości mierzalnych. W rzeczywistości zachodzi coś całkiem odwrotnego. To właśnie teoria ustala, co możemy zmierzyć” [102]. Heisenberg posłużył się tą zmianą oryginalnej koncepcji Einsteina przy wprowadzaniu interpretacji fizycznej z matematycznego formalizmu mechaniki kwantowej. Tę interpretację, zawartą w zasadzie nieoznaczoności (równanie (45)), można uogólnić na dowolną parę sprzężonych zmiennych dynamicznych; została ona wkrótce przyjęta jako „istotna część nowej teorii” [103].

Po dyskusjach ze Schrödingerem w Kopenhadze we wrześniu 1926 r., w których często pojawiał się problem „przeskoków kwantowych”, Bohr głęboko zastanawiał się nad znaczeniem podstawowych równań teorii kwantowej. Jego celem było stworzenie ogólnej, niezależnej od stosowanej matematyki, podstawy filozoficznej dla interpretacji fizycznej. Bohr doszedł do wniosku, że sytuację w fizyce atomowej można opisać tylko w kategoriach dualnych, komplementarnych obrazów, które w fizyce klasycznej wykluczają się nawzajem. Zasady nieoznaczoności zapewniają, że takie sprzeczności nie pojawiają się przy stoso-

waniu zasady komplementarności w opisie przyrody; wykluczają one możliwość występowania sytuacji, w których przejawiałyby się równocześnie zarówno falowe jak i cząstkowe aspekty zjawiska. W swoim wystąpieniu na Międzynarodowym Kongresie Fizyki w Como we wrześniu 1927 r., związanym z setną rocznicą śmierci Alessandra Volty, Niels Bohr przedstawił swoje poglądy na komplementarność [104].

Na V Konferencji Solvayowskiej w Brukseli, od 24 do 29 października 1927 r., mechanika kwantowa, wraz z „interpretacją kopenhaską”, była przedstawiona publicznie przez jej licznych zwolenników, którym przewodził Niels Bohr, jako zupełna i ostateczna teoria zjawisk atomowych. Einstein zgłosił pewne zastrzeżenia w stosunku do tej nowej teorii, zaczynając tym samym dyskusję z Bohrem o opisie deterministycznym jako przeciwieństwie statystycznej przyczynowości. W czasie jednego z wykładów na tej konferencji Paul Ehrenfest podał Einsteinowi kartkę ze słowami: „Proszę się nie śmiać! W czyścicu jest specjalne miejsce dla wyznawców teorii kwantowej, gdzie będą oni zobowiązani słuchać wykładów z fizyki klasycznej po dziesięć godzin codziennie”. Einstein odpowiedział mu: „Śmieję się tylko z ich naiwności. Nie wiadomo, kto będzie się śmiał za kilka lat” [105].

Dyskusje między Einsteinem i Bohrem nad problemem, czy opis rzeczywistości fizycznej w mechanice kwantowej jest „zupełny”, były kontynuowane na VI Konferencji Solvayowskiej w październiku 1930 r. Od tej pory do dyskusji nad interpretacją i epistemologią mechaniki kwantowej zaczęło się włączać coraz więcej uczestników. Jednak teoria kwantowa, „fizyka chłopców” [*Knabenphysik*], zabawa młodych, nadal rosła, ujawniając się we wszystkich dziedzinach poznania fizycznego.

Chciałbym podziękować Dr. Helmutowi Rechenbergowi za dyskusję nad różnymi aspektami przedstawienia tego wykładu. Jako przyjaciel i współpracownik Dr Rechenberg okazał mi nieocenioną pomoc w badaniu rozwoju koncepcyjnego teorii kwantowej.

Tłumaczył Zygmunt Ajduk

Literatura

- [1] H. Poincaré, *Sechs Vorträge über ausgewählte Gegenstände der reinen Mathematik und mathematischen Physik* (Auf Einladung der Wolfskehl-Kommission der königlichen Gesellschaft der Wissenschaften gehalten zu Göttingen vom 22—28 April 1909), B. G. Teubner, Leipzig and Berlin, 1910; wykład szósty: „La mécanique nouvelle”, s. 49—58.
- [2] H. A. Lorentz, *Alte und neue Fragen der Physik, Sechs Vorträge auf Einladung der Wolfskehl-Kommission (gehalten zu Göttingen vom 24 bis 29 Oktober 1910)*, bearbeitet von M. Born, *Phys. Z.* **11**, 1234-1257 (1910).
- [3] *Vorträge über die kinetische Theorie der Materie und der Elektrizität* (Gehalten vom 21 bis April 1913, auf Einladung der Kommission der Wolfskehlstiftung von M. Planck, P. Debye, W. Nernst, M. v. Smoluchowski, A. Sommerfeld und H. A. Lorentz.

- Mit Beiträge von H. Kamerlingh-Onnes und H. Keesom, einem Vorwort von D. Hilbert), B. G. Teubner, Leipzig 1914.
- [4] M. v. Smoluchowski, Drei Vorträge über Diffusion, Brownsche Molekularbewegung und Koagulation von Kolloidteilchen, (Wolfskehl Vorträge vom 20 bis 22 Juni 1916), *Phys. Z.* **17**, 557-571, 585-599 (1916).
- [5] G. Mie, Die Einsteinsche Gravitationstheorie und das Problem der Materie, (Drei Wolfskehl Vorträge vom 5 bis 8 Juni 1917), *Phys. Z.* **18**, 551-556, 576-580, 596-602 (1917).
- [6] M. Planck, Vier Wolfskehl Vorträge über Quantentheorie vom 13 bis 17 Mai 1918, *Phys. Z.* **19**, 176 (1918) [tylko ogłoszenie].
- [7] List do N. Bohra z 10 listopada 1920 r. od F. Kleina, D. Hilberta, C. Rungego, E. Wiecherta, L. Prandtla, E. Landaua, J. Hartmanna, R. Couranta i R. Pohla.
- [8] O przyznaniu nagrody Nobla za rok 1921 Einsteinowi ogłoszono w 1922 r. 11 lipca 1923 r. Einstein wygłosił wykład noblowski „Podstawowe idee i problemy teorii względności”. 11 grudnia 1922 r. Bohr przedstawił swój wykład noblowski: „Budowa atomu”.
- [9] N. Bohr, Der heutige Stand der Atomphysik, siedem wykładów, notatki opracowane przez R. Minkowskiego. (Dziękuję Profesorowi Minkowskiemu za przesłanie mi fotokopii tych notatek).
- [10] H. A. Kramers, Über den Einfluss eines elektrischen Feldes auf die Feinstruktur der Wasserstofflinien, *Z. Phys.* **3**, 199-223 (1920).
- [11] W. Heisenberg, *Physics and Beyond*, Harper and Row, New York—Evanston—London 1971, s. 7.
- [12] W. Heisenberg, [11], s. 35.
- [13] A. Sommerfeld, W. Heisenberg, Die Intensität der Mehrfachlinien und ihrer Zeeman-komponenten, *Z. Phys.* **11**, 131-154 (1922).
- [14] W. Heisenberg, Über die Stabilität und Turbulenz von Flüssigkeiten, Dissertation 1923, *Ann. Phys.* **74**, 577-627 (1924).
- [15] L. H. Thomas, The Stability of Poiseuille Flow, *Phys. Rev.* **86**, 812-813 (1952).
- [16] Rozmowy z Heisenbergiem. Heisenberg zdawał egzamin ustny 23 lipca 1923 r. Z fizyki, głównego przedmiotu egzaminu [*Hauptfach*], otrzymał ocenę III, czyli tylko dostateczną. Z dodatkowych przedmiotów [*Nebenfächer*], matematyki i astronomii, otrzymał I i II odpowiednio. Jako ocenę końcową z egzaminu ustnego wystawiono mu III, tj. *Rite*. Jednak praca doktorska została przez Sommerfelda oceniona jako celująca i otrzymał stopień doktora „*cum laude*”.
- [17] M. Born, *Recollections XIX* (nieopublikowane notatki), s. 4.
- [18] M. Born und W. Heisenberg, Die Elektronenbahnen im angeregten Helium, *Z. Phys.* **16**, 229-243 (1923).
- [19] Heisenberg do Sommerfelda, 28 października 1922 r.
- [20] Heisenberg do Sommerfelda, 4 stycznia 1923 r., s. 1.
- [21] Heisenberg do Sommerfelda, 4 stycznia 1923 r., s. 2.
- [22] W. Pauli, Über die Energiekomponenten des Gravitationsfeldes, *Phys. Z.* **20**, 25-27 (1919).
- [23] W. Pauli, *Relativitätstheorie*, *Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften*, V/2, B. G. Teubner, Leipzig 1921.
- [24] A. Einstein, Review of Pauli, W., jun.: Relativitätstheorie, *Naturwiss.* **10**, 184-185 (1922).
- [25] W. Pauli, Über das Modell des Wasserstoffmolekulations, *Ann. Phys.* **68**, 177 (1922). (Udoskonalona wersja rozprawy doktorskiej autora, Monachium 1921).
- [26] M. Born, W. Pauli, Über die Quantelung gestörter mechanischer Systeme, *Z. Phys.* **10**, 137-158 (1921).
- [27] N. Bohr, Linienspektren und Atombau, *Ann. Phys.* **71**, 228-288 (1923).
- [28] W. Pauli, Remarks on the History of the Exclusion Principle, *Science* **103**, 213-215 (1946). (Przemówienie Pauliego na obiedzie 10 grudnia 1945 r. w Instytucie Studiów Zaawansowanych w Princeton, wydanym na jego cześć z okazji przyznania mu nagrody Nobla w dziedzinie fizyki za rok 1945).

- [29] W. Pauli, Über den Zusammenhang des Abschlusses der Elektronengruppen in Atomen mit der Komplexstruktur der Spektren, *Z. Phys.* **31**, 765-783 (1925).
- [30] M. A. Catalan, Series and Other Regularities in the Spectrum of Manganese, *Phil. Trans. Roy. Soc. (London)* **223**, 127-173 (1923).
- [31] A. H. Compton, Secondary Radiation Produced by X-rays, *Bull. Nat. Res. Council* **4** (part 2), No. 20 (October 1922).
- [32] A. H. Compton, A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements, *Phys. Rev.* **21**, 483-502 (1923); P. Debye, Zerstreuung von Röntgenstrahlen und Quantentheorie, *Phys. Z.* **24**, 161-166 (1923).
- [33] A. Einstein, Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt, *Ann. Phys.* **17**, 138-148 (1905).
- [34] N. Bohr, On the Constitution of Atoms and Molecules, *Phil. Mag.* **26**, 1-25, 476-502, 857-875 (1913).
- [35] Rozmowy z Heisenbergiem.
- [36] J. C. Slater, Radiation and Atoms, *Nature* **133**, 307-308 (1924).
- [37] N. Bohr, H. A. Kramers, J. C. Slater, The Quantum Theory of Radiation, *Phil. Mag.* **47**, 785-802 (1924). (Po niemiecku: Über die Quantentheorie der Strahlung, *Z. Phys.* **24**, 69-87 (1924)).
- [38] H. A. Kramers, The Law of Dispersion and Bohr's Theory of Spectra, *Nature* **113**, 673-674 (1924); The Quantum Theory of Dispersion, *Nature* **114**, 310 (1924).
- [39] R. Ladenburg, Die quantentheoretische Deutung der Zahl der Dispersionselektronen, *Z. Phys.* **4**, 451-471 (1921).
- [40] A. Einstein, Zur Quantentheorie der Strahlung, *Mitt. d. Phys. Ges. Zürich* **16**, 47-62 (1916); Strahlungs-emission und- absorption nach der Quantentheorie, *Verh. Deutsch. Phys. Ges.* **18**, 318-323 (1916); Quantentheorie der Strahlung, *Phys. Z.* **18**, 121-128 (1917).
- [41] M. Born, Über Quantenmechanik, *Z. Phys.* **26**, 379-395 (1924).
- [42] J. J. Thomson, *The Corpuscular Theory of Matter*, A. Constable, London 1907.
- [43] W. Thomas, Über die Zahl der Dispersionselektronen, die einem stationären Zustande zugeordnet sind, *Naturwiss.* **13**, 627 (1925).
- [44] W. Kuhn, Über die Gesamtstärke der von einem Zustande ausgehenden Absorptionslinien, *Z. Phys.* **33**, 408-412 (1925).
- [45] W. Bothe, H. Geiger, Experimentelles zur Theorie von Bohr, Kramers und Slater, *Naturwiss.* **13**, 440-441 (1925); Über das Wesen des Compton-effekts, ein experimenteller Beitrag zur Theorie der Strahlung, *Z. Phys.* **32**, 639-663 (1925).
- [46] Bohr do Rutherforda, 18 kwietnia 1925 r.
- [47] W. Heisenberg, Über eine Anwendung des Korrespondenzprinzips auf die Frage nach der Polarization des Fluoreszenzlichtes, *Z. Phys.* **31**, 617-626 (1925).
- [48] H. A. Kramers, W. Heisenberg, Über die Streuung von Strahlung durch Atome, *Z. Phys.* **31**, 681-708 (1925).
- [49] W. Heisenberg, Erinnerungen an die Zeit der Entwicklung der Quantenmechanik, w *Theoretical Physics in the Twentieth Century — A Memorial Volume to Wolfgang Pauli*, Eds. M. Fierz and V. F. Weisskopf, Interscience, New York 1960, s. 40—47, zob. s. 42.
- [50] P. A. M. Dirac, *From a Life of Physics*, Lecture at Trieste, June 1968, Special Supplement of the IAEA Bulletin, 1969.
- [51] Rozmowy z Heisenbergiem.
- [52] W. Heisenberg, [11], s. 61.
- [53] W. Heisenberg, Über quantentheoretische Umdeutung kinematischer und mechanischer Beziehungen, *Z. Phys.* **33**, 879-883 (1925).
- [54] M. Born, *Recollections XIX* (nieopublikowane notatki), s. 11.
- [55] M. Born, [54], s. 12.
- [56] Pauli do R. Kroniga, 9 października 1925 r. Większość wczesnych listów Pauliego do Heisenberga uległa zniszczeniu podczas II wojny światowej.

- [57] W każdym razie Pauli był nadal bardzo zajęty swoim artykułem o teorii kwantowej (*Quantentheorie*, w *Handbuch der Physik*, Bd. 23, Hrsg. H. Geiger und K. Scheel, J. Springer, Berlin 1926). Zob. list do Kroniga, [56].
- [58] M. Born, P. Jordan, Zur Quantenmechanik, *Z. Phys.* **34**, 858-888 (1925).
- [59] M. Born, W. Heisenberg, P. Jordan, Zur Quantenmechanik II, *Z. Phys.* **35**, 557-615 (1926).
- [60] P. Jordan wyprowadził z kwantowej mechaniki wzór na fluktuację energii promieniowania E o częstości ν , znajdującej się w objętości V : $(E - \bar{E})^2 / \bar{E}^2 = h\nu / \bar{E} + 1/(z, V)$, gdzie h — stała Plancka, a z, dv — liczba modów na jednostkę objętości w przedziale częstości $\nu, \nu + dv$. Wzór ten Einstein otrzymał już w 1909 r. (A. Einstein, Zum gegenwärtigen Stand des Strahlungsproblems, *Phys. Z.* **10**, 185-193 (1909)).
- [61] Heisenberg do Pauliego, 12 października 1925 r.
- [62] W. Lenz, Über den Bewegungsablauf und die Quantenzustände der gestörten Keplerbewegung, *Z. Phys.* **24**, 197-207 (1924).
- [63] W. Pauli, Über das Wasserstoffspektrum von Standpunkt der neuen Quantenmechanik, *Z. Phys.* **36**, 336-363 (1926).
- [64] Bohr do Rutherforda, 27 stycznia 1926 r.
- [65] P. A. M. Dirac, The Fundamental Equations of Quantum Mechanics, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A109**, 642-653 (1925).
- [66] W. Heisenberg, Zur Quantentheorie der Multiplettstruktur und der Zeemaneffekte, *Z. Phys.* **32**, 841-860 (1925).
- [67] G. E. Uhlenbeck, S. Goudsmit, Ersetzung der Hypothese vom unmechanischen Zwang durch eine Forderung bezüglich des inneren Verhaltens jedes einzelnen Elektrons, *Naturwiss.* **13**, 953-954 (1925); Spinning Electrons and the Structure of Spectra, *Nature* **117**, 264-265 (1926).
- [68] W. Pauli, Über den Einfluss der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Elektronenmasse auf den Zeemaneffekt, *Z. Phys.* **31**, 373-385 (1925). Zob. s. 385.
- [69] *Kapitza Club Minute Book*. Heisenberg mówił na 94-tym posiedzeniu Klubu 28 lipca 1925 r.
- [70] Dirac wygłosił wykład: „Wyprowadzenia Bosego i L. de Broglie’a prawa Plancka” na 95-tym posiedzeniu Klubu Kapicy 4 sierpnia 1925 r.
- [71] Rozmowy z Dirakiem. Zob. mój artykuł: The Golden Age of Theoretical Physics — P. A. M. Dirac’s Scientific Work from 1924 to 1933, w *Aspects of Quantum Theory*, Eds. A. Salam and E. P. Wigner, Cambridge 1972, s. 17—59.
- [72] P. A. M. Dirac, [50], [71].
- [73] P. A. M. Dirac, Quantum Mechanics and a Preliminary Investigation of the Hydrogen Atom, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A110**, 561-579 (1926). Pełne rozwinięcie algebry liczb q przedstawił Dirac w artykule: On Quantum Algebra, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **23**, 412-418 (1926).
- [74] Dirac powołuje się na „jeszcze nieopublikowany artykuł” Pauliego o atomie wodoru w odnośniku w artykule [73], s. 570.
- [75] P. A. M. Dirac, Quantum Mechanics, Cambridge University dissertation, May 1926.
- [76] W. Heisenberg, P. Jordan, Anwendung der Quantenmechanik auf das Problem der anomalen Zeemaneffekte, *Z. Phys.* **37**, 263-277 (1926).
- [77] Einstein był profesorem nadzwyczajnym na Uniwersytecie w Zurychu od jesieni 1909 r. do wiosny 1911 r.
- [78] Schrödinger do Sommerfelda, 21 lipca 1925 r.
- [79] E. Schrödinger, Über das Verhältnis der Heisenberg-Born-Jordanschen Quantenmechanik zu der meinen, *Ann. Phys.* **79**, 734-756 (1926). Zob. odnośnik 2 na s. 735.
- [80] E. Schrödinger, Quantisierung als Eigenwertproblem I, *Ann. Phys.* **79**, 361-376 (1926).
- [81] Schrödinger podziękował Hermannowi Weylowi za pomoc przy rozwiązywaniu równania różniczkowego zagadnienia własnego atomu wodoru. Zob. [80], odnośnik 1, s. 363.

- [82] H. Weyl, Singuläre Integralgleichungen mit besonderer Berücksichtigung der Fourier-schen Integraltheorems, Göttingen dissertation, February 1908.
- [83] L. de Broglie, *Recherches sur la Théorie des Quanta*, Thèse, Masson et Cie, Paris, November 1924; *Ann. Phys. (France)* **3**, 22-128 (1925).
- [84] Zob. [79]. Sam Schrödinger pierwszy udowodnił formalną równoważność obu schematów.
- [85] C. Eckart, The Solution of the Problem of the Single Oscillator by a Combination of Schrödinger's Wave Mechanics and Lanczos' Field Theory, *Proc. Nat. Acad. Sci.* **12**, 473-476 (1926).
- [86] Pauli do Jordana, 12 kwietnia 1926 r.
- [87] Rozmowy z Heisenbergiem.
- [88] M. Born, Zur Quantenmechanik der Stossvorgänge, *Z. Phys.* **37**, 863-867 (1926); **38**, 803-827 (1926).
- [89] Rozmowy z Bornem.
- [90] Heisenberg do Pauliego, 8 czerwca 1926 r.
- [91] W. Heisenberg, Über die Spektre von Atomsystemen mit zwei Elektronen, *Z. Phys.* **39**, 499-518 (1926).
- [92] E. Schrödinger, *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.* **7**, 38 (1926) (ogłoszenie o wykładzie).
- [93] W. Heisenberg, [11], s. 73.
- [94] P. A. M. Dirac, The Physical Interpretation of Quantum Dynamics, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A113**, 621-641 (1927).
- [95] P. Jordan, Über eine neue Begründung der Quantenmechanik, *Z. Phys.* **40**, 809-838 (1927).
- [96] F. London, Winkelvariable und kanonische Transformationen in der Undulationsmechanik, *Z. Phys.* **40**, 193-210 (1926).
- [97] Heisenberg do Pauliego, 28 października 1926 r.
- [98] Heisenberg do Pauliego, 23 lutego 1927 r.
- [99] W. Heisenberg, Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik, *Z. Phys.* **43**, 172-198 (1927).
- [100] W. Heisenberg [99], Zob. s. 197—198, przypis dodany przy korekcie.
- [101] A. Einstein, Elektrodynamik bewegter Körper, *Ann. Phys.* **17**, 891-921 (1905).
- [102] W. Heisenberg, [11], s. 63.
- [103] E. H. Kennard, Zur Quantenmechanik einfacher Bewegungstypen, *Z. Phys.* **44**, 326-352 (1927).
- [104] N. Bohr, The Quantum Postulate and the Recent Development of Atomic Theory, w *Atti del Congresso Internazionale dei Fisici, 11—20 Settembre 1927*, Nicola Zanichelli, Bologna 1928, t. **2**, s. 565—588.
- [105] Zob. J. Mehra, *The Solway Conferences on Physics*, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland/Boston, USA 1975, s. XVII i s. 152.

Marek Szczekowski

Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Produkcja dwóch i trzech leptonów w eksperymentach neutrinowych

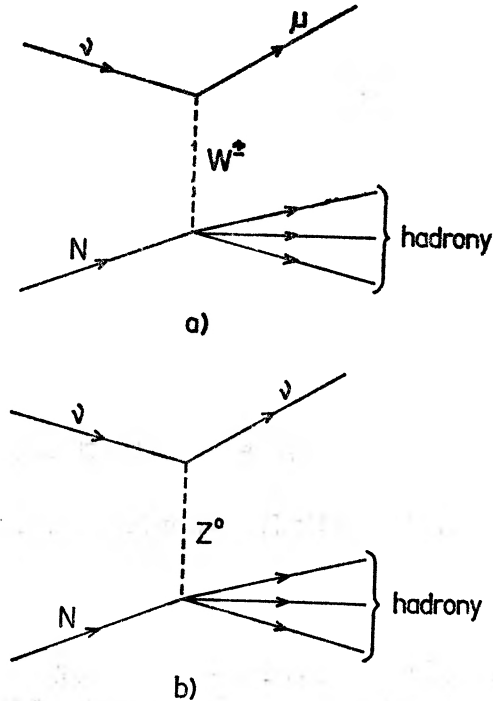
Dilepton and Tripleton Production in Neutrino Experiments

Abstract: A short review of experimental data on two and three leptons production in neutrino experiments is given. Charm and heavy lepton production as possible explanations of these phenomena are briefly described.

Prawie wszystkie obserwowane oddziaływania neutrin produkują jeden lepton naładowany (e^\pm, μ^\pm), jeśli reakcja odbywa się przez wymianę naładowanego kwantu pola słabych oddziaływań W^\pm (rys. 1a) lub zachodzą bez produkcji naładowanych leptonów, gdy mamy do czynienia z prądami neutralnymi (rys. 1b) [1].

W ostatnich latach w doświadczeniach na wiązkiach neutrinowych zauważono jednak niewielką domieszkę przypadków z produkcją dwóch leptonów naładowanych [2]. Okazuje się, że średnio w stanie końcowym co setnego oddziaływania neutrinowego występują dwa leptony o przeciwnych ładunkach ($\mu^\pm e^\mp, \mu^\pm \mu^\mp$). Jeszcze rzadsze są przypadki, w których oba wyprodukowane leptony mają ten sam znak ładunku. W detektorach licznikowych o dużej masie tarczy znaleziono również przypadki oddziaływań neutrinowych, w których występują trzy miony. Zdarzenia te są jeszcze o dwa rzędy wielkości rzadsze od przypadków dwuleptonowych.

Celem tego przeglądu jest przedstawienie danych dotyczących tych nowych zjawisk wraz z krótkim opisem możliwych schematów ich wyjaśnienia na podstawie proponowanych modeli teoretycznych. Zaczniemy od teorii czyli od odpowiedzi na pytanie: czy powinniśmy oczekiwać przypadków z dwoma leptonami naładowanymi w eksperymentach neutrinowych?

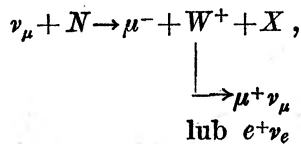


Rys. 1. Diagramy opisujące oddziaływania neutrin z nukleonami (N). Oddziaływania te zachodzą przez wymianę wirtualnych bozonów pośrednich słabych oddziaływań. W prądach naładowanych (a) wymieniane są bozony W^\pm . Odkryte w ostatnich latach prądy neutralne (b) zachodzą przez wymianę neutralnego bozonu Z^0

1. Modele produkcji dwóch leptonów w oddziaływaniach neutrin

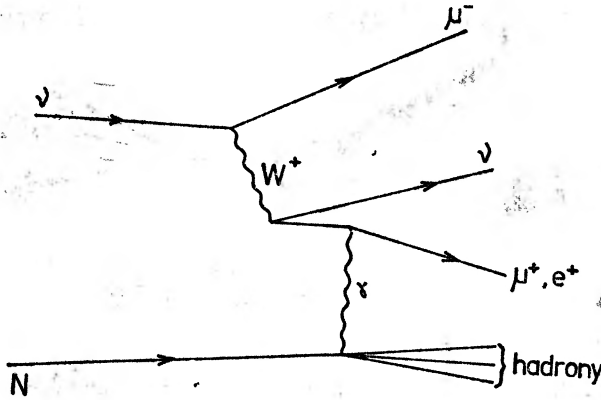
Okazuje się, że istnieje kilka możliwych mechanizmów reakcji dających w wyniku przypadki dwuleptonowe. Część z nich można od razu wykluczyć na podstawie obserwowanej częstości produkcji tych przypadków lub zmierzonych rozkładów pędowych dla pary leptonów.

I tak na przykład, nasuwająca się od razu hipoteza, że produkowany jest dawno poszukiwany bozon pośredni słabych oddziaływań W^\pm , który rozpada się następnie na parę $\mu\nu_\mu$ lub $e\nu_e$



gdzie N oznacza nukleon, a X — dowolny stan produkowany w wierzchołku hadronowym (rys. 2), nie może być przyjęta. Oszacowania masy dla W^\pm pochodzące z nieobserwowania efektów propagatora W w całkowitych przekrojach

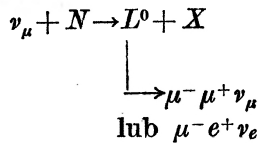
czynnych na oddziaływania neutrin¹ oraz obserwowana częstość produkcji przypadków dwuleptonowych wykluczają produkcję W jako źródło tych zjawisk. Również z kinematyki tego procesu można ocenić, że średni pęd leptonu



Rys. 2. Produkcja naładowanego bozonu W^+ w oddziaływaniach neutrin. Rozpad W^+ na parę leptonów $\mu^+\nu_\mu$ lub $e^+\nu_e$ powoduje pojawienie się przypadków z dwoma leptonami naładowanymi w stanie końcowym. γ na rysunku oznacza wymianę wirtualnego kwantu pola elektromagnetycznego

o liczbie leptonowej wiązki (tzn. μ^- dla wiązki neutrinowej i μ^+ dla wiązki antyneutrinowej), nazwijmy go wiodącym, powinien być porównywalny z pędem drugiego leptonu tzn. $\langle p_{\mu^-} \rangle \lesssim \langle p_{\mu^+} \rangle$ w oddziaływaniach neutrinowych. Z danych doświadczalnych wynika natomiast, że średni pęd leptonu wiodącego jest mniej więcej sześć razy większy od średniego pędu drugiego leptonu. Podobnie można wykluczyć produkcję trójki leptonów ($\mu e \nu_e$, $\mu \mu \nu_\mu$) w polu elektromagnetycznym [5].

Produkcja nowego ciężkiego leptonu L^0 o liczbie leptonowej mionowej, a następnie jego rozpad według schematu (rys. 3)



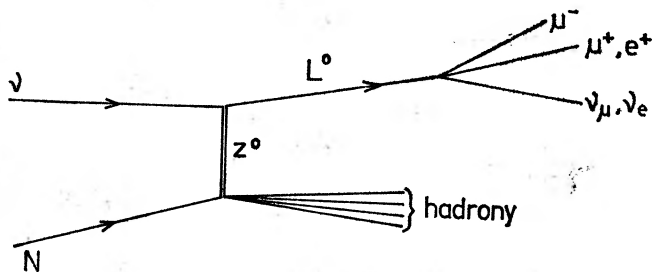
powodowałyby również występowanie omawianych przypadków. Jednak w tym wypadku pokazano [6], że przy bardzo ogólnych założeniach, dla dowolnej struktury przestrzennej sprzężenia słabych prądów z nowym leptonem, otrzymuje się bardzo silne ograniczenie na stosunek średnich pędów produkowanych

¹ Obecność propagatora kwantu pola słabego powinna powodować odchylenia od obserwowanego liniowego wzrostu z energią całkowitych przekrojów czynnych dla neutrin i antyneutrin. Wielkość tego odchylenia zależy od masy W . Zaobserwowane ostatnio lekkie odchylenia od prostej dla rozpraszania neutrin [3] interpretuje się raczej jako przewidywane przez teorie asymptotycznej swobody odchylenia od skalowania [4].

leptonów. W oddziaływaniach neutrin

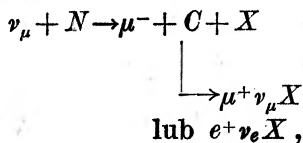
$$0,48 \leq \frac{\langle p_{\mu^-} \rangle}{\langle p_{\mu^+} \rangle} \leq 2,1$$

podczas gdy obserwowane miony wiodące są dużo bardziej energetyczne.

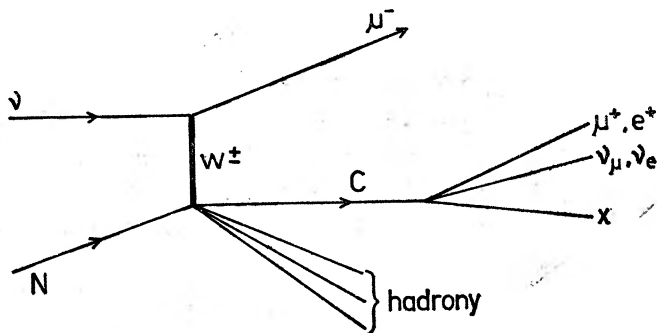


Rys. 3. Produkcja i rozpad nowego leptonu neutralnego L^0

Wobec odkryć w doświadczeniach na wiązkach przeciwbieżnych e^+e^- [7], świadczących o istnieniu nowych kwarków tzw. powabnych (ang. *charm*) [8], spodziewamy się także produkcji cząstek powabnych w reakcjach neutrinowych. Cząstki takie, rozpadające się z udziałem pary leptonowej $\mu\nu_\mu$ lub $e\nu_e$ dawałyby również przypadki dwuleptonowe (rys. 4)

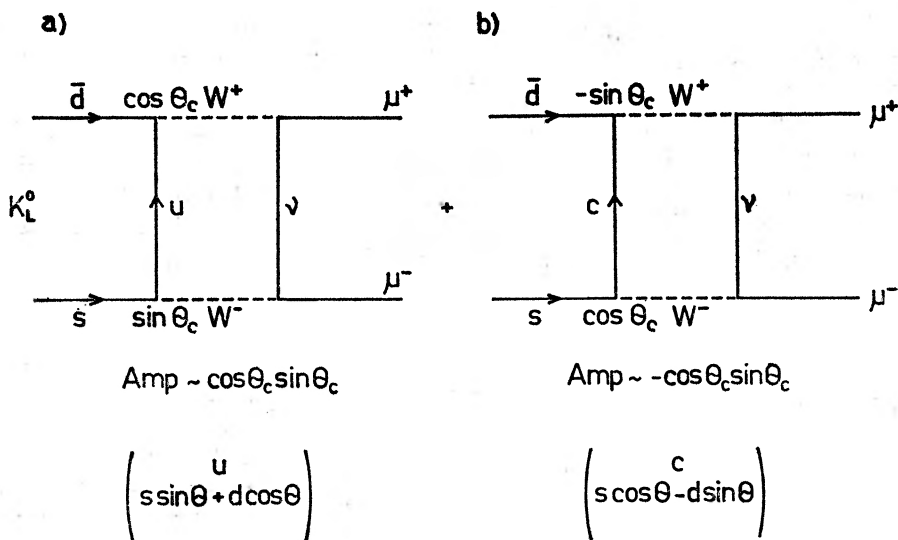


gdzie C oznacza dowolną cząstkę (mezon lub barion) zbudowaną z udziałem kwarku powabnego. Własności kwarków powabnych, przewidzianych przez teorię cechowania oddziaływań słabych i elektromagnetycznych [9], są stosun-



Rys. 4. Produkcja i rozpad cząstki powabnej C w oddziaływaniach neutrin. X oznacza dowolny układ cząstek

kowo dobrze określone na podstawie tzw. mechanizmu Glashowa, Iliopoulosa i Maiani (GIM) [10]. Mechanizm ten wprowadzono, aby wytłumaczyć w teorii, nieobserwowane doświadczalnie, prądy bez zmiany ładunku ale ze zmianą dziwności cząstek. Działanie tego mechanizmu omówimy teraz na przykładzie rozpadu dziwnego mezonu K^0 na dwa miony. Mezon ten, zbudowany zgodnie z regułami modelu kwarków [11] z dziwnego kwarku s oraz antykwarku neutronowego \bar{d} , rozpada się na dwa miony przez sprzężenie do dwóch wirtualnych kwantów W (rys. 5a). Zgodnie z teorią Cabibbo [12], aby otrzymać uniwersalność słabych oddziaływań, tzn. jednakowe stałe sprzężenia dla wszystkich procesów słabych, należy założyć, że biorą w nich udział nie kwarki d i s występujące w modelu kwarkowym oddziaływań silnych, lecz ich („obrócona”) kombinacja $s \cdot \sin \theta_c + d \cdot \cos \theta_c$. Kąt Cabibbo θ_c jest parametrem teorii, a jego wartość wyznaczona doświadczalnie wynosi 13° ($\sin \theta_c = 0,230 \pm 0,003$). Oznacza to, że słabe procesy ze zmianą dziwności w prądach naładowanych opisane przez kombinację $u \cdot s \cdot \sin \theta_c$ (u oznacza kwark protonowy) są znacznie słabsze niż procesy bez zmiany dziwności opisane sprzężeniem $u \cdot d \cdot \cos \theta_c$. Wobec tego diagram przedstawiony na rys. 5a będzie miał w amplitudzie czynnik $\sin \theta_c \cos \theta_c$. Aby opisać dane doświadczalne, teoria musi skasować w jakiś sposób ten diagram albo przynajmniej w dużym stopniu stłumić jego znaczenie. W mechanizmie GIM osiąga się to przez wprowadzenie dodatkowego diagramu przedstawionego na rys. 5b. Pojawia się tu nowy kwark c , przy czym, aby



Rys. 5. Diagramy opisujące rozpad mezonu K_L^0 na dwa miony. Mezon ten, zbudowany z układu kwarków ($s\bar{d}$), rozpada się na miony za pośrednictwem dwóch wirtualnych bozonów W . Sprzężenia różnych rodzajów kwarków do W , proporcjonalne do sinusa lub cosinusa kąta Cabibbo θ_c , zaznaczono na rysunku. W diagramie (a), w stanie pośrednim, występuje kwark protonowy u , a w diagramie (b) kwark powabny c . Dzięki sprzężeniom kwarków u i c do ortogonalnych kombinacji kwarków s i d (zaznaczono to symbolicznie w nawiasach), diagram (b) w dużym stopniu redukuje się z diagramem (a)

zredukować chociaż częściowo wkład od diagramu (a), kwark ten powinien sprzęgać się do ortogonalnej kombinacji kwarków s i d , a mianowicie do $s \cdot \cos \Theta_c - d \cdot \sin \Theta_c$. Wówczas, przy równej masie kwarków u i c , diagram (b) mający w amplitudzie czynnik $-\sin \Theta_c \cos \Theta_c$ powinien całkowicie zredukować się z diagramem (a). Jeśli kwarki c i u mają różne masy, to otrzymuje się wytłumienie rozpadu $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ zależne od masy kwarku c . Można więc na podstawie tego modelu oszacować masę kwarku powabnego.

Z powyższej dyskusji wynika, że kwark powabny dużo chętniej oddziałuje z kwarkiem dziwnym s ($\sim \cos \Theta_c$) niż z kwarkiem neutronowym d ($\sim \sin \Theta_c$). Tak określone własności kwarków powabnych zastosujemy teraz do zbadania naszej hipotezy, że przypadki dwuleptonowe pochodzą z produkcji cząstek powabnych. Kwark powabny może być produkowany zarówno z kwarków d , jak i s w oddziaływaniach neutrinowych

$$\nu + d \rightarrow \mu^- + c \quad (1)$$

$$\nu + s \rightarrow \mu^- + c, \quad (2)$$

a antykwark powabny z antykwarków \bar{d} i \bar{s} w oddziaływaniach antyneutrin

$$\bar{\nu} + \bar{d} \rightarrow \mu^+ + \bar{c} \quad (3)$$

$$\bar{\nu} + \bar{s} \rightarrow \mu^+ + \bar{c}. \quad (4)$$

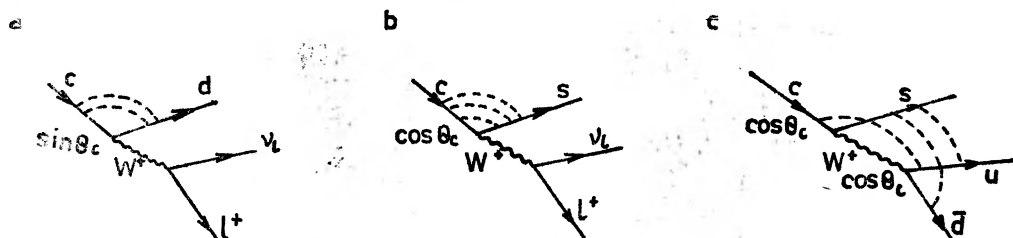
Zgodnie z tym co wiemy o kwarkowej budowie nukleonów, proton zbudowany jest z trzech kwarków tzw. walencyjnych (uud), a neutron — z trójki (udd). W obu nukleonach znajduje się jeszcze niewielka domieszka (ok. 5%) par kwark-antykwark, którą nazywa się morzem. Oprócz par $u\bar{u}$ i $d\bar{d}$ mamy tu również pary kwarków dziwnych $s\bar{s}$. Widać, że tylko w procesie (1) kwark powabny produkowany jest na kwarku walencyjnym nukleonu. W pozostałych procesach produkcja następuje na kwarkach z morza, a więc jest tłumiona o czynnik około 0,05 w porównaniu z procesami na kwarkach walencyjnych. Z omówionych powyżej własności kwarków powabnych wynika, że procesy (1) i (3) tłumione są przez czynnik $\sin^2 \Theta_c \approx 0,05$ (tabela 1).

Tabela 1

Procesy elementarne prowadzące do produkcji kwarku powabnego w oddziaływaniach neutrin

Proces	Typ kwarku, na którym zachodzi oddziaływanie	Współczynnik w przekroju czynnym na produkcję kwarku powabnego
$\nu + d \rightarrow \mu^- + c$	walencyjny	$d(x) \sin^2 \Theta_c$
$\nu + s \rightarrow \mu^- + c$	z morza	$s(x) \cos^2 \Theta_c$
$\bar{\nu} + \bar{d} \rightarrow \mu^+ + \bar{c}$	z morza	$\bar{d}(x) \sin^2 \Theta_c$
$\bar{\nu} + \bar{s} \rightarrow \mu^+ + \bar{c}$	z morza	$\bar{s}(x) \cos^2 \Theta_c$

Zajmijmy się teraz rozpadami wyprodukowanych kwarków powabnych. Mogą one rozpadać się zarówno z udziałem leptonów (rys. 6a, b), jak też w kanałach czysto hadronowych (rys. 6c). W rozpadach leptonowych, które tutaj nas interesują (rozpady hadronowe nie dają przypadków dwuleptonowych), faworyzowany jest rozpad na kwark dziwny ($\sim \cos^2 \Theta_c$) (rys. 6b). Ponieważ nie wiadomo, jak policzyć poprawki na oddziaływanie między kwarkami (wymiana tzw. gluonów),



Rys. 6 Rozpady kwarku powabnego: (a) rozpad półleptonowy z udziałem kwarku neutronowego; (b) rozpad półleptonowy z udziałem kwarku dziwnego; (c) rozpad bez udziału pary leptonowej (hadronowy). Sprzężenia różnych rodzajów kwarków do W , proporcjonalne do sinusa lub cosinusa kąta Cabibbo Θ_c , zaznaczono na rysunkach. Liniami przerywanymi oznaczono oddziaływania między kwarkami (wymiana tzw. gluonów), powodujące konieczność wprowadzenia poprawek do liczonych względnych częstości rozpadów w każdym kanale

nów), teoria daje tylko pewne oszacowania na względną częstość rozpadów kwarków powabnych w kanałach leptonowych B_l . Przyjmuje się przeważnie, że $B_{\mu\nu\mu} = B_{e\nu e} \approx 10\%$.

Możemy już teraz policzyć, jaki procent wszystkich oddziaływań neutrino-nych powinien dawać przypadki z dwoma leptonami, jeśli słuszna jest nasza hipoteza, że pochodzą one z produkcji cząstek powabnych. Dla oddziaływań neutrino otrzymujemy

$$\frac{\sigma(\mu^- l^+)}{\sigma(\mu^-)} = \frac{\langle \bar{d} \rangle \sin^2 \Theta_c + \langle s \rangle \cos^2 \Theta_c}{\langle \bar{d} \rangle \cos^2 \Theta_c} \cdot B_l \approx 2\%, \quad (5)$$

natomiast dla antyneutrino

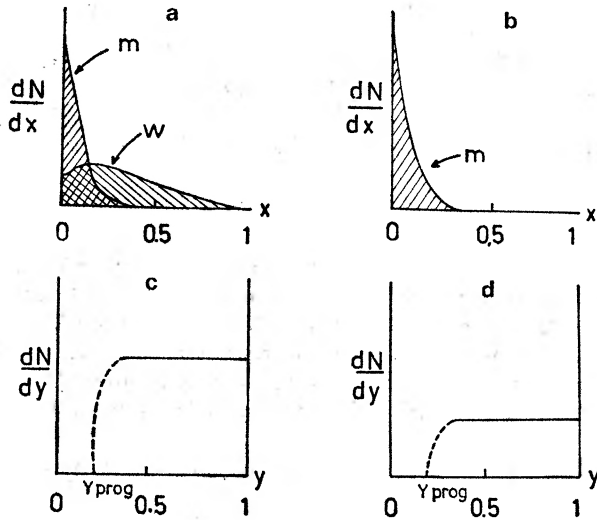
$$\frac{\sigma(\mu^+ l^-)}{\sigma(\mu^+)} = \frac{\langle \bar{s} \rangle \cos^2 \Theta_c}{\frac{1}{3} \langle u \rangle \cos^2 \Theta_c} \cdot B_l \approx 1,5\%. \quad (6)$$

l oznacza tu e lub μ , σ — przekroje czynne, a litery określające kwarki oznaczają symbolicznie procentowy udział danego kwarku w strukturze nukleonu. Czynniki $\frac{1}{3}$ we wzorze (6) bierze się stąd, że struktura wektorowo-aksjalna dla naładowanego prądu słabego daje następujące związki między przekrojami czynnymi dla cząstek i antycząstek:

$$\sigma(\bar{\nu} \text{kwark}) = \frac{1}{3} \sigma(\nu \text{kwark}) = \frac{1}{3} \sigma(\bar{\nu} \text{antycwark}).$$

We wzorze (6) pominięto bardzo mały udział procesu (3). Hipoteza produkcji cząstek powabnych przewiduje więc poprawnie częstości występowania przy-

padków dwuleptonowych. Jak powinny teraz wyglądać rozkłady w zmiennych kinematycznych? Do opisu oddziaływań neutrinowych używa się przeważnie dwóch zmiennych: zmienna x określa ułamek pędu nukleonu niesiony przez kwark, na którym nastąpiło oddziaływanie², zmienna y określa nieelastyczność reakcji neutrinowej; jest to stosunek energii cząstek wyprodukowanych w wierzchołku hadronowym (rys. 1a) do energii początkowego neutrina. Z roz-

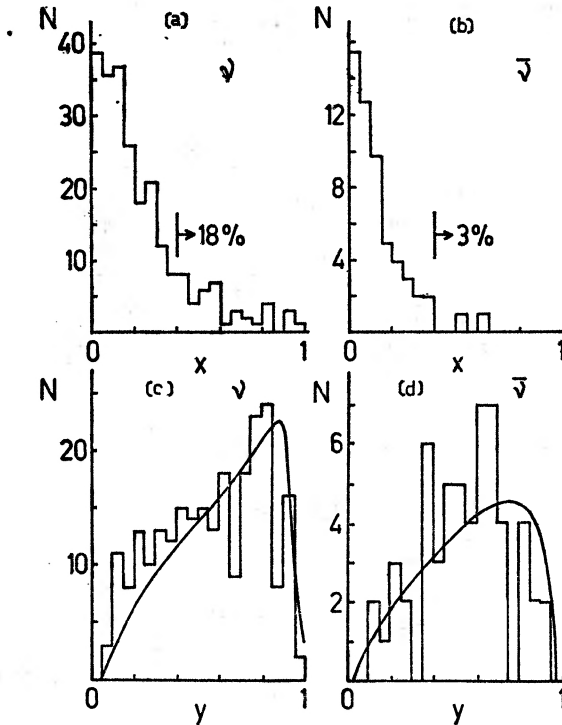


Rys. 7. Przewidywane rozkłady różniczkowych przekrojów czynnych w zmiennych x i y dla produkcji cząstek powabnych w oddziaływaniach neutrin i antyneutrin. W rozkładach x dla neutrin (a) powinniśmy obserwować przyczynki od kwarków walencyjnych (w) i od kwarków z morza (m). W oddziaływaniach antyneutrin (b) biorą udział tylko kwarki z morza. Rozkłady y w obu wypadkach są płaskie (c), (d). Ponieważ produkuje się tu kwark c o dużej masie, w rozkładach y ($y = \frac{E_{\text{had}}}{E_\nu}$) obserwować będziemy również efekt progowy, to znaczy produkcja nowego kwarku, ze względów kinematycznych, będzie możliwa tylko dla wartości y większych od y_{prog}

praszają głęboko nieelastycznych eN i μN znamy rozkłady x w nukleonach dla kwarków walencyjnych i kwarków z morza [13]. Wiemy, że kwarki z morza niosą zawsze niewielkie ułamki pędu nukleonu, a więc można je spotkać tylko w oddziaływaniach przy małym x . W produkcji kwarków powabnych w oddziaływaniach antyneutrin biorą udział tylko kwarki z morza, natomiast w rozpraszaniu neutrin mamy również udział kwarków walencyjnych. Powinno się to odbić na obserwowanych rozkładach x (rys. 7a, b). Rzeczywiście, rozkłady x dla

² Doświadczalnie x określa się ze wzoru $x = \frac{Q^2}{2M\nu}$, gdzie Q oznacza mierzony przekaz czteropędu, a ν — zmianę energii w układzie laboratorium w wierzchołku leptonowym rozważanych diagramów (np. rys. 1). M jest masą nukleonu.

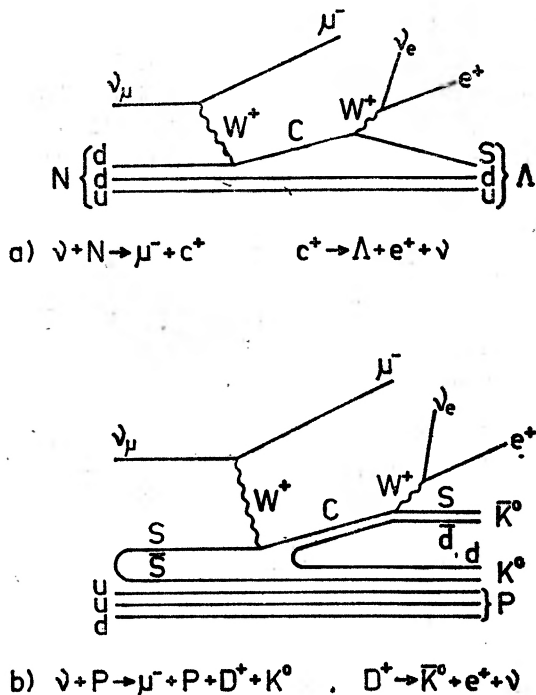
dwuleptonowych przypadków neutrinowych są szersze, niż dla podobnych przypadków w oddziaływaniach antyneutrino (rys. 8a, b). Produkcja kwarków powabnych w oddziaływaniach neutrinowych zachodzi wyłącznie na kwarkach, a w oddziaływaniach antyneutrino wyłącznie na antykwarkach. Teoria V-A przewiduje więc w obu wypadkach płaskie rozkłady różniczkowych przekrojów



Rys. 8. Zmierzone rozkłady różniczkowych przekrojów czynnych w zmiennych x i y dla produkcji cząstek powabnych w oddziaływaniach neutrin i antyneutrino. Zgodnie z oczekiwaniami rozkład w x dla neutrin (a) jest wyraźnie szerszy od analogicznego rozkładu dla antyneutrino (b). Efekty progowe oraz sposób wykonywania eksperymentu i geometria aparatury doświadczalnej powodują, że zmierzone rozkłady w y (c, d) nie są płaskie. Wymienione efekty można jednak uwzględnić w modelu opisującym produkcję cząstek powabnych. Zakładając na początku płaskie rozkłady różniczkowych przekrojów czynnych w y , otrzymuje się, pokazane na rysunkach, krzywe ciągłe. Widać, że dobrze opisują one dane doświadczalne

czynnych w zmiennej y (rys. 7c, d). I to przewidywanie zgadza się z doświadczeniem.

Wspomnieliśmy już, że nowe kwarki chętniej rozpadają się na kwarki dziwne niż na kwarki u i d . Powinniśmy więc oczekiwać zwiększonej liczby cząstek dziwnych dla przypadków dwuleptonowych. Możliwe są w tym wypadku dwa procesy. Przy produkcji kwarku powabnego z kwarku walencyjnego (rys. 9a) dostajemy w wyniku rozpadu jedną cząstkę dziwną. Jeśli produkcja zachodzi



Rys. 9. Przykłady diagramów produkcji i rozpadów kwarków powabnych dających w wyniku cząstki dziwne. Przy produkcji kwarku powabnego c z kwarku walencyjnego d , w stanie końcowym pojawia się jedna cząstka dziwna (a). W przykładzie pokazanym na rysunku jest to hiperon $\Lambda^0(uds)$ powstający z rozpadu barionu powabnego $C^+(ude)$. Produkcja mezonu powabnego $D^+(c\bar{d})$ z kwarku dziwnego z morza (s) powoduje występowanie przypadków z dwiema cząstkami dziwnymi (b). W przykładzie podanym na rysunku jeden mezon dziwny (\bar{K}^0) pochodzi z rozpadu cząstki powabnej, a drugi (K^0) tworzy się z pozostałego z pary $s\bar{s}$ antykwarku dziwnego (\bar{s})

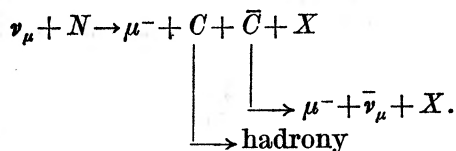
na dziwnym kwarku z morza, w stanie końcowym pojawiają się dwie cząstki dziwne (rys. 9b). Porównanie tych przewidywań z wynikami doświadczeń przedstawimy w rozdziale 3.

2. Produkcja dwóch leptonów o tym samym znaku

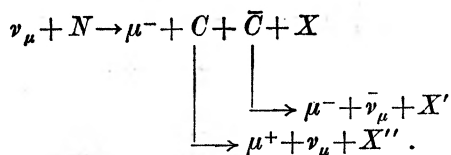
Dotychczasowa dyskusja dotyczyła tylko produkcji dwóch leptonów o przeciwnych znakach. Uważne prześledzenie diagramów produkcji cząstek powabnych prowadzi do wniosku (tzw. reguła $\Delta Q = \Delta C$), że zmiana ładunku w reakcjach elementarnych jest równa zmianie nowej liczby kwantowej — powabu. Produkcja jednego kwarku powabnego nie może więc wytłumaczyć obserwacji par leptonowych o tym samym znaku ($\mu^{-}\mu^{-}$, $\mu^{+}\mu^{+}$) [14]. Występowanie takich konfiguracji ładunkowych leptonów przy produkcji jednej cząstki powabnej można wyjaśnić, jeżeli założy się silne mieszanie między stanami mezonowymi

o przeciwnej liczbie powabu D^0 i \bar{D}^0 [15]. Wówczas, podobnie jak w przypadku kwarków dziwnych dla K^0 i \bar{K}^0 , mezony te „zapominają” o swoim powabie i reguła $\Delta C = \Delta Q$ zostaje naruszona. Mechanizm GIM przewiduje jednak bardzo małe mieszanie między stanami D^0 i \bar{D}^0 , a wyniki z eksperymentów produkcji tych mezonów na wiązkach przeciwbieżnych e^+e^- potwierdzają te przewidywania [16].

Jedynym mechanizmem w modelu GIM dającym leptony o tym samym znaku jest stowarzyszona produkcja cząstek powabnych, a następnie rozpad kwarku powabnego w kanale hadronowym, a antykwarku powabnego z udziałem leptonów



Natychmiastową konsekwencją istnienia takiej reakcji jest możliwość występowania przypadków z trzema leptonami naładowanymi wówczas, gdy oba kwarki powabne rozpadają się z udziałem leptonów; na przykład



Oczywiście, na skutek małej względnej częstości rozpadu kwarku c z udziałem leptonów, takie procesy powinny być jeszcze rzadsze.

3. Wyniki eksperymentów neutronowych

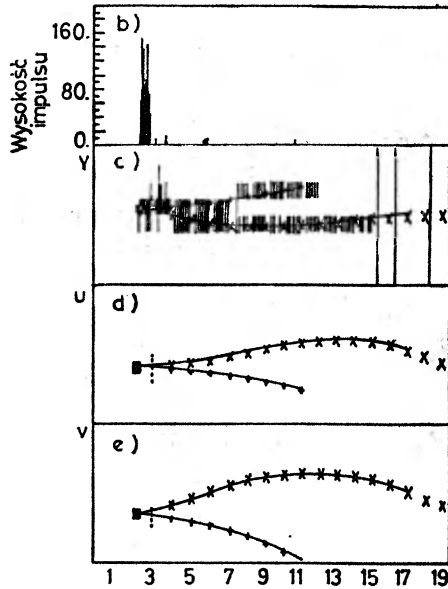
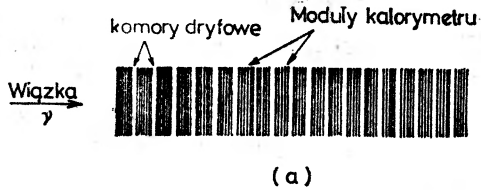
Przekroje czynne na oddziaływania neutronów są o kilkanaście rzędów wielkości mniejsze niż typowe przekroje czynne w fizyce hadronowej³. Aby uzyskać rozsądne statystyki przypadków w eksperymentach neutronowych, konieczne są nie tylko duże intensywności wiązek neutronowych, ale także duże masy tarcz. Używa się więc albo zbudowanej w ciągu ostatnich kilku lat nowej generacji dużych komór pęcherzykowych [17], albo układów licznikowych. Typowy eksperyment licznikowy (rys. 10) składa się obecnie z kalorymetru i spektro-

³ Całkowite przekroje czynne na oddziaływania neutronów rosną liniowo z energią i dane są przez

$$\sigma(\nu N) = 0,74 \cdot 10^{-38} E, \text{cm}^2$$

$$\sigma(\bar{\nu} N) = 0,28 \cdot 10^{-38} E, \text{cm}^2,$$

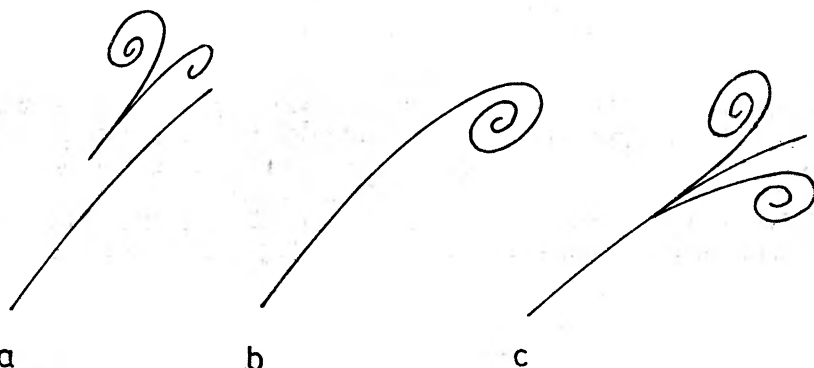
gdzie E , oznacza energię początkowego neutrona wyrażoną w GeV.



Rys. 10. (a) Widok z boku detektora licznikowego do badania oddziaływań neutrinowych w CERN-ie. Detektor składa się z 19 modułów kalorymetru poprzedzielanych komorami dryfowymi. Komory dryfowe służą do pomiaru współrzędnych punktów na torach cząstek naładowanych. Każdy moduł kalorymetru to kilkanaście namagnesowanych płyt żelaznych ułożonych na przemian z licznikami scyntylacyjnymi. Płyty żelazne służą jednocześnie jako tarcza dla wiązki neutrinowej. Liczniki scyntylacyjne mierzą straty energii cząstek przechodzących przez określony moduł licznika. Wyprodukowane w oddziaływaniu hadrony, zderzając się następnie z jądrami żelaza, powodują powstanie kaskady hadronowej. Kwanty gamma z rozpadów cząstek konwertują w płytach żelaznych na pary elektron-pozyton tworząc kaskadę elektromagnetyczną. Obie kaskady zanikają dość szybko dzięki dużej gęstości tarczy żelaznej. Mierząc straty energii w licznikach scyntylacyjnych można więc wyznaczyć energię cząstek wyprodukowanych w oddziaływaniu. Miony przechodzą przez dużą masę tarczy-kalorymetru bez oddziaływania. Ich pęd wyznacza się z pomiarów krzywizny torów w polu magnetycznym. (b—e). Przykład rekonstrukcji przez komputer przypadku z dwoma mionami w stanie końcowym. Rysunek (b) przedstawia rozkład wysokości impulsów otrzymanych z modułów liczników scyntylacyjnych. Są one proporcjonalne do strat energii cząstek. Na niższych rysunkach, krzyżykami oznaczono trafienia, zanotowane przez komory dryfowe z drutami ustawionymi poziomo (c) i pod kątami $\pm 60^\circ$ do poziomemu (d, e). Zrekonstruowane tory mionów to ciągle linie poprowadzone przez te krzyże. Na rysunku (c) krótkie linie pionowe oznaczają te moduły liczników scyntylacyjnych, które zostały trafione przez cząstki

metru magnetycznego. Kalorymetr, służący jednocześnie jako tarcza dla padających neutronów, mierzy całkowitą energię cząstek wyprodukowanych w wierzchołku hadronowym. Spektrometr magnetyczny mierzy pęd wyprodukowanych mionów. Identyfikacja mionów jest w tym wypadku bardzo dobra, gdyż jest to jedyna cząstka, która bez przeszkód przechodzi przez wielotonową masę tarczy-kalorymetru. W przypadku badania oddziaływań z kilkoma mionami główne tło pochodzi od zwykłych przypadków jednomionowych, w których mezony π lub K rozpadają się niezauważalnie ($\pi \rightarrow \mu\nu$, $K \rightarrow \mu\nu$), dając w wyniku obserwowane dodatkowe miony. Dużą wadą obecnych eksperymentów licznikowych jest brak możliwości identyfikacji cząstek dziwnych. Nie ma też w zasadzie efektywnej identyfikacji elektronów. Powoduje to, że obserwuje się tu tylko przypadki z mionami w stanie końcowym.

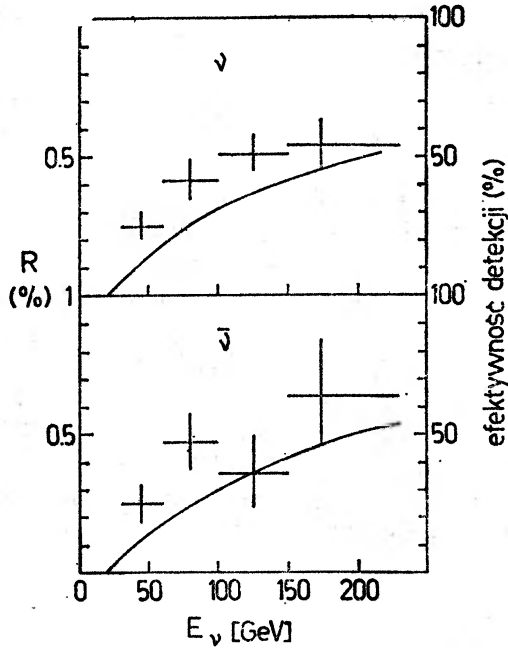
W eksperymentach komorowych do badania przypadków wieloleptonowych używa się przeważnie ciężkich cieczy⁴. Większa masa tarczy pozwala wówczas na obserwację takich przypadków, a krótka droga radiacyjna powoduje dobrą identyfikację elektronów (rys. 11). W celu identyfikacji mionów komorę wspo-



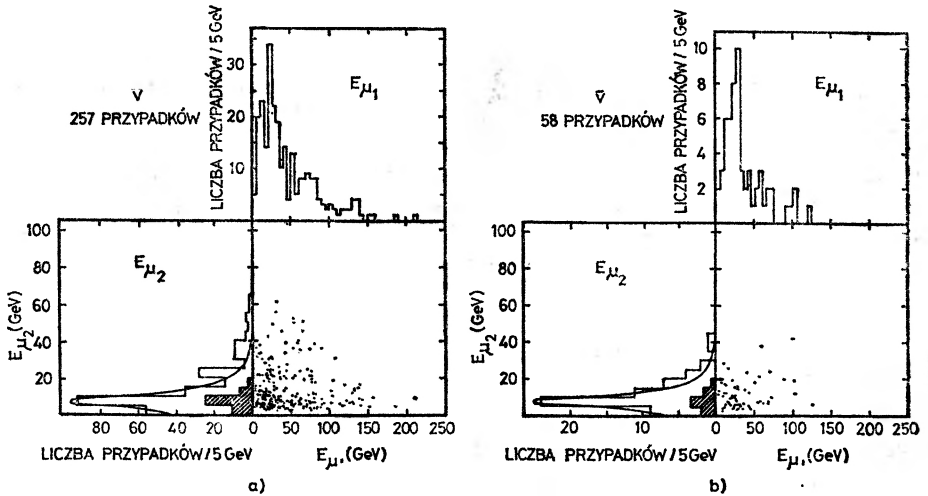
Rys. 11. Identyfikacja torów elektronowych w komorze pęcherzykowej wypełnionej ciężką cieczą. Elektrony zakrzywiając swoje tory w polu magnetycznym komory emitują kwanty gamma promieniowania hamowania. Znalezienie takiego kwantu konwertującego na parę elektron-pozyton o kierunku stycznym do toru elektronu (a) lub tylko widoczna duża strata energii elektronu (b), dają jednoznaczną identyfikację elektronu. Czasami, produkowana bezpośrednio para elektron-pozyton nałożona jest na tor elektronu dając charakterystyczne potrójne „widły” (c)

maga przeważnie układ liczników umieszczonych za grubą warstwą absorbenta. Miony identyfikowane są jako cząstki przechodzące przez absorbent bez oddziaływania. Bardzo dobra zdolność rozdzielcza w pobliżu wierzchołka oddziaływania (rys. 12) oraz możliwość badania produkcji neutralnych cząstek dziwnych (dają one charakterystyczne dwuramiennie „widły” na zdjęciach z komory) — to duże zalety tych detektorów. Główne tło dla przypadków wieloleptonowych w komorach pęcherzykowych — to normalne przypadki jednoleptonowe z bardzo niesymetrycznym kwantem gamma konwertującym na parę elektron-pozyton

⁴ Najczęściej używane są mieszanki neonu z wodorem dla komór pęcherzykowych pracujących w niskich temperaturach i freon dla komór pracujących w temperaturach pokojowych.



Rys. 13. Zależność względnej częstości produkcji przypadków z dwoma mionami R od energii początkowego neutrina. R (wyrażone w procentach) jest stosunkiem częstości produkcji przypadków dwumionowych do częstości produkcji zwykłych przypadków jednomionowych. Od energii zależy również efektywność detekcji mionów (linie ciągłe). Miony o większej energii, mniej odchylane w polu magnetycznym, przechodzą zwykle przez większą liczbę modułów tarczy-kalorymetru, a więc ich identyfikacja jest znacznie lepsza



Rys. 14. Rozkłady energii obu mionów dla przypadków dwumionowych w oddziaływaniach neutrin (a) i antyneutrin (b). Mion wiodący μ_1 ma przeważnie większą energię. Rozkłady w energii dla drugiego mionu μ_2 dobrze zgadzają się z przewidywaniami modelu produkcji cząstek powabnych (krzywa ciągła). Zaznaczono również rozkłady E_{μ_1} dla przypadków z tła, pochodzącego z rozpadów $\pi \rightarrow \nu \mu$, $K \rightarrow \nu \mu$ (histogramy zakreskowane)

dokładnie w wierzchołku (tzw. pary Dalitza) lub bardzo blisko niego tak, że widoczny jest tylko jeden z torów elektronowych. Dla przypadków z mionami, tło, podobnie jak dla eksperymentów licznikowych, pochodzi od niezauważonych rozpadów mezonów π i K .

Zmierzone przekroje czynne na produkcję dwóch leptonów naładowanych w oddziaływaniach neutrin i antyneutrín (rys. 13a, b), chociaż obarczone wciąż jeszcze dużymi błędami, zgadzają się dobrze z przewidywaniami modelu produkcji cząstek powabnych (tabela 2). Obserwuje się także dużą asymetrię w pędach leptonów (rys. 14a, b). Mion wiodący jest średnio około 6 razy bardziej energetyczny od drugiego produkowanego leptonu. Wygląda więc, że w przypadkach dwuleptonowych leptony produkowane są w różnych wierzchołkach, tak,

Tabela 2

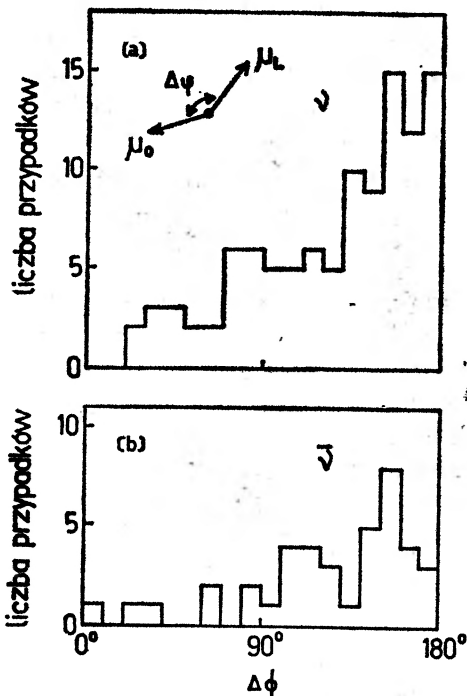
Wyniki eksperymentów licznikowych dla przypadków dwuleptonowych

Laboratoria biorące udział w eksperymencie	Masa detektora [tony]	Wiązka neutrinowa *	Liczba zaobserwowanych przypadków dwumionowych	R^{ν} ** [%]	$R^{\bar{\nu}}$ ** [%]
Harvard-Pennsylvania-Wisconsin-Fermilab.	45	szerokoenergetyczna $E = 200-400$ GeV	$51 \mu^+ \mu^-$ $7 \mu^- \mu^-$ $3 \mu^+ \mu^+$	$0,8 \pm 0,3$	2 ± 1
Caltech-FNAL	140	wąskoenergetyczna $E_{\pi, K} = 190$ GeV	$41 \mu^- \mu^+ (\nu)$ $15 \mu^+ \mu^- (\bar{\nu})$	$1,5 \pm 0,5$	$1,5 \pm 0,5$
CERN-Dortmund-Heidelberg-Saclay-Bologna	1250	wąskoenergetyczna $E_{\pi, K} = 200$ GeV	$257 \mu^- \mu^+ (\nu)$ $47 \mu^- \mu^-$ $0 \mu^+ \mu^+$ $58 \mu^+ \mu^- (\bar{\nu})$ $9 \mu^+ \mu^+$ $0 \mu^- \mu^-$	0,5	0,5
Sierpuchow	96	szerokoenergetyczna $E_p = 70$ GeV	$173 \mu \mu (\nu)$ $19 \mu \mu (\bar{\nu})$	$1,6^{+1,2}_{-0,8}$	—

* Neutrina w wiązce wytworzonej w akceleratorze mają widmo energetyczne od zera do maksymalnej energii cząstek produkujących te neutrina. Dla wiązki szerokoenergetycznej podaje się energię protonów E_p , a dla wiązki wąskoenergetycznej energię mezonów π i K . W obu wypadkach intensywność wiązki neutrinowej spada szybko ze wzrostem energii.

** R^{ν} oznacza stosunek liczby przypadków z dwoma mionami do liczby zwykłych przypadków prądów naładowanych w oddziaływaniach neutrin, a $R^{\bar{\nu}}$ — to samo dla wiązki antyneutrinowej.

jak na rysunku 4. Aby poprzeć to przypuszczenie, na rys. 15a, b odłożono różnice kątów azymutalnych $\Delta\phi$ dla obu leptonów [18]. Produkcja drugiego leptonu w procesie rozpadu cząstki powabnej, w wierzchołku hadronowym, bardzo często powinna dawać dużą różnicę kątów azymutalnych dla obu leptonów. W miarę

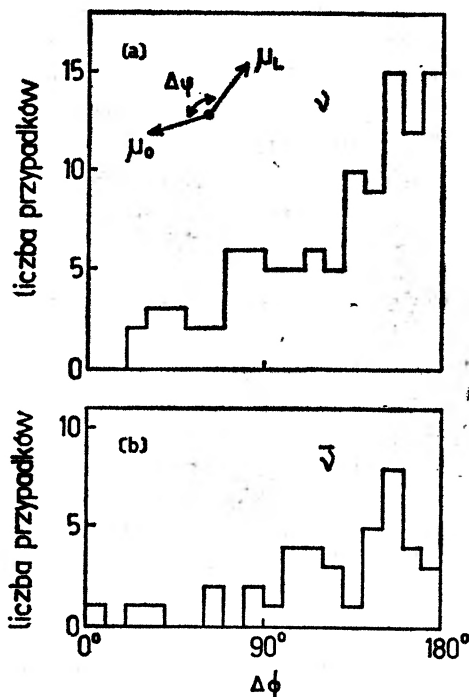


Rys. 15. Rozkłady różnicy kątów azymutalnych $\Delta\phi$ dla przypadków dwumionowych w oddziaływaniach neutrin (a) i antyneutrin (b). Kąt azymutalny to kąt rzutu wektora pędu cząstki na płaszczyznę prostopadłą do kierunku wiązki neutrinowej, liczony np. od osi pionowej. Różnica tych kątów dla mionu wiodącego μ_L i drugiego, μ_0 , zdefiniowana jest w lewym górnym rogu rysunku (a), gdzie strzałki oznaczają kierunki rzutów pędów mionów. Grupowanie się przypadków dwumionowych w obszarze dużych wartości $\Delta\phi$ interpretuje się jako wynik pochodzenia μ_L i μ_0 z dwóch różnych wierzchołków diagramu produkcji cząstki powabnej (rys. 4)

wzrostu energii padających neutrin, przypadki powinny coraz wyraźniej grupować się przy wartościach $\Delta\phi \approx 180^\circ$.

Wyniki z komór pęcherzykowych (tabela 3) dotyczące produkcji cząstek dziwnych w przypadkach dwuleptonowych również zgadzają się z hipotezą produkcji cząstek powabnych. W przypadkach tych obserwuje się dużo więcej cząstek dziwnych (średnio jeden mezon K^0 na przypadek) niż w zwykłych przypadkach jednomionowych (około 0,2 K^0 na przypadek). Zgadza się to dobrze z przewidywaniami dyskutowanymi w rozdziale 2. W tabeli 3 widać jednak pewną niezgodność danych pochodzących z różnych eksperymentów. Szczególnie dużą częstość produkcji cząstek dziwnych zanotowano w ekspery-

jak na rysunku 4. Aby poprzeć to przypuszczenie, na rys. 15a, b odłożono różnicę kątów azymutalnych $\Delta\phi$ dla obu leptonów [18]. Produkcja drugiego leptonu w procesie rozpadu cząstki powabnej, w wierzchołku hadronowym, bardzo często powinna dawać dużą różnicę kątów azymutalnych dla obu leptonów. W miarę

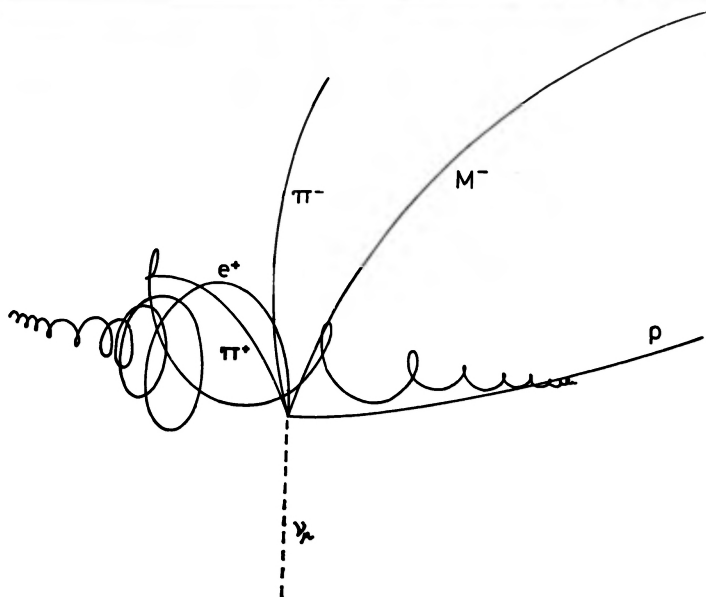
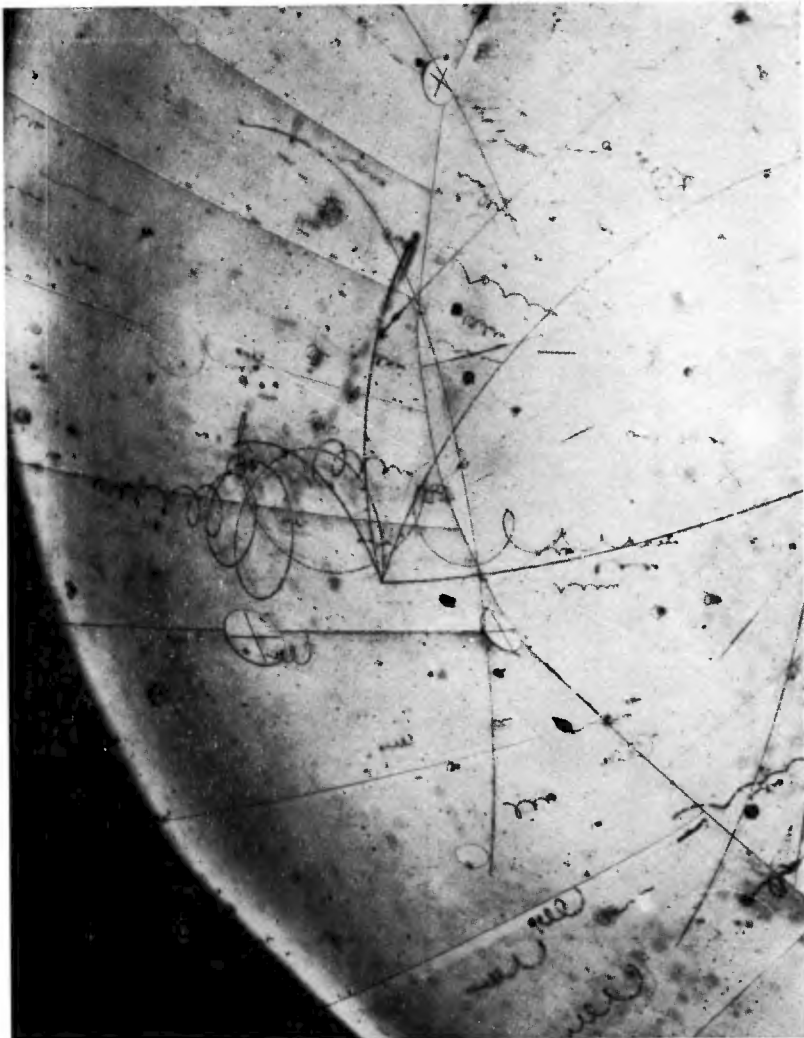


Rys. 15. Rozkłady różnicy kątów azymutalnych $\Delta\phi$ dla przypadków dwumionowych w oddziaływaniach neutrin (a) i antyneutrin (b). Kąt azymutalny to kąt rzutu wektora pędu cząstki na płaszczyznę prostopadłą do kierunku wiązki neutrinowej, liczony np. od osi pionowej. Różnica tych kątów dla mionu wodącego μ_L i drugiego, μ_0 , zdefiniowana jest w lewym górnym rogu rysunku (a), gdzie strzałki oznaczają kierunki rzutów pędów mionów. Grupowanie się przypadków dwumionowych w obszarze dużych wartości $\Delta\phi$ interpretuje się jako wynik pochodzenia μ_L i μ_0 z dwóch różnych wierzchołków diagramu produkcji cząstki powabnej (rys. 4)

wzrostu energii padających neutrin, przypadki powinny coraz wyraźniej grupować się przy wartościach $\Delta\phi \approx 180^\circ$.

Wyniki z komór pęcherzykowych (tabela 3) dotyczące produkcji cząstek dziwnych w przypadkach dwuleptonowych również zgadzają się z hipotezą produkcji cząstek powabnych. W przypadkach tych obserwuje się dużo więcej cząstek dziwnych (średnio jeden mezon K^0 na przypadek) niż w zwykłych przypadkach jednomionowych (około $0,2 K^0$ na przypadek). Zgadza się to dobrze z przewidywaniami diskutowanymi w rozdziale 2. W tabeli 3 widać jednak pewną niezgodność danych pochodzących z różnych eksperymentów. Szczególnie dużą częstość produkcji cząstek dziwnych zanotowano w ekspery-

Rys. 12. Przykład kandydata na przypadek dwuleptonowy w 12-stopowej komorze pęcherzykowej Laboratorium Fizyki Wysokich Energii w Argonne (USA) (a) i jego interpretacja (b). Wszystkie tory z wyjątkiem toru M^- zostały zidentyfikowane. Z rozważań kinematycznych wynika duże prawdopodobieństwo, że cząstka M^- jest mionem, a rozważany przypadek przykładem produkcji dwóch leptonów (μ^-e^+) w oddziaływaniach neutrin



Wyniki eksperymentów komorowych dla przypadków dwuleptonowych

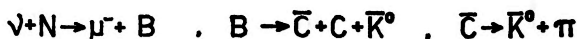
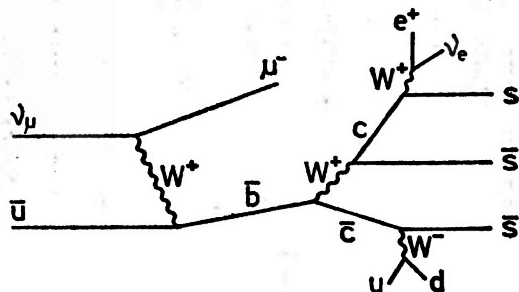
Laboratoria biorące udział w eksperymencie	Wiązka neutronowa	Napełnienie komory	Liczba zaobserwowanych przypadków μ^-e^+X	Liczba znalezionych przypadków $\mu^-e^+V^0X$	R^* [%]	Średnia liczba mezonów K^0 na przypadek
Współpraca Gargamelle	szerokoenergetyczna $E_p = 25 \text{ GeV}$	freon	17	3	$0,3 \pm 0,1$	—
Berkeley-CERN -Hawaje-Wisconsin	szerokoenergetyczna $E_p = 300 \text{ GeV}$	21% Ne 79% H ₂	17	11	$0,8 \pm 0,3$	$1,8^{+0,7}_{-0,5}$
Berkeley-Hawaje-Seattle	szerokoenergetyczna $E_p = 400 \text{ GeV}$	64% Ne 36% H ₂	6	1	$0,3 \pm 0,2$	$\sim 0,5$
Columbia-Brookhaven	szerokoenergetyczna $E_p = 400 \text{ GeV}$	64% Ne 36% H ₂	81***	15	$0,50 \pm 0,15$	$0,5 \pm 0,2$
BBBERSU **	szerokoenergetyczna $E_p = 350 \text{ GeV}$	74% Ne 26% H ₂	19	5	$0,5 \pm 0,2$	$\sim 0,6$
Aachen-Bonn-CERN- London-Oksford-Saclay	szerokoenergetyczna $E_p = 400 \text{ GeV}$	74% Ne 26% H ₂	5	2	$0,8 \pm 0,3$	$\sim 1,5$

* R jest stosunkiem liczby znalezionych przypadków μ^-e^+X (X oznacza tu dowolny układ cząstek) do liczby zwykłych przypadków prądu naładowanego.

** Obecna liczba przypadków μ^-e^+ , znaleziona w eksperymencie Columbia-Brookhaven, wzrosła do 164. Zauważono stowarzyszone z nimi 33 neutralne cząstki dziwne (dla zwykłych oddziaływań neutron należałoby oczekiwać około 10): 23 rozpady K_s^0 i 10 rozpadów Λ^0 , co wskazuje, że obserwuje się zarówno produkcję powabnych mezonów, jak i powabnych barionów. Po poprawce na efektywność detekcji, naładowane cząstki dziwne i nieobserwowalne rozpady neutralnych cząstek dziwnych otrzymuje się ok. 1—1,5 cząstki dziwnej na przypadek dwuleptonowy w zgodzie z modelem produkcji cząstek powabnych. W próbie ok. 1800 przypadków z μ^- i widocznym rozpadem mezonu $K_s^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ dla reakcji $\nu_\mu + \text{Ne} \rightarrow \mu^- + K_s^0 + \pi^+ + \pi^- + \dots$ w rozkładzie masy efektywnej $K^0\pi^+\pi^-$ otrzymano maksimum rezonansowe odpowiadające rozpadowi mezonu powabnego $D^0 \rightarrow K_s^0 + \pi^+ + \pi^-$ o masie $1850 \pm 15 \text{ MeV}$. Analizuje się obecnie próbkę 1400 przypadków z μ^- i hiperonem Λ^0 w poszukiwaniu rozpadów hadronowych powabnych rezonansów barionowych.

*** Bari-Birmingham-Bruksela-Paryż (Ec. Pol.) -Rutherford-Saclay-Londyn (UC).

mencie wykonanym przez grupę Wisconsin-Hawaje-CERN-Berkeley [19]. Produkcja prawie dwóch mezonów K^0 na przypadek oznacza, że średnio wytwarzane są aż 4 cząstki dziwne⁵. Duże błędy, ograniczona statystyka i brak zgodności z wynikami innych eksperymentów każą bardzo ostrożnie traktować ten wynik. Warto jednak zdawać sobie sprawę, że w wypadku potwierdzenia tych danych, w celu ich wytłumaczenia konieczne byłoby wprowadzenie jakiegoś nowego procesu, np. produkcję jeszcze jednego nowego kwarku (rys. 16).



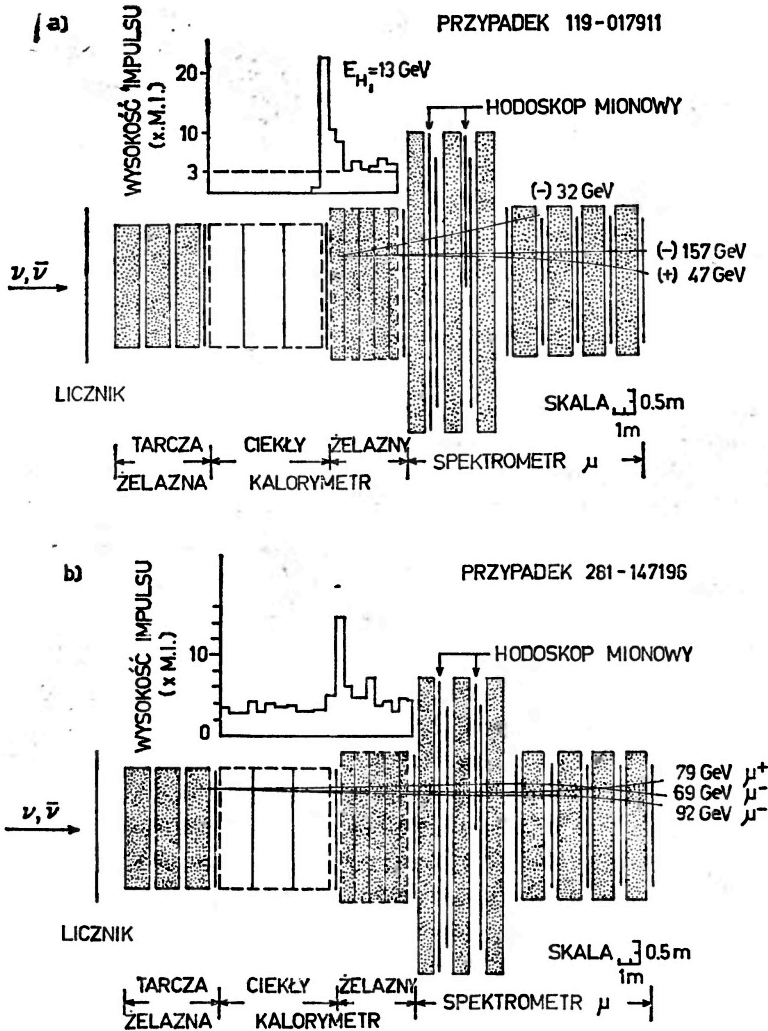
Rys. 16. Diagram produkcji nowego antykwarku \bar{b} prowadzący do pojawienia się trzech cząstek dziwnych w stanie końcowym reakcji neutrinowej. B oznacza cząstkę z nową liczbą kwantową, rozpadającą się na dwie cząstki powabne C i \bar{C}

Podsumowując przedstawione powyżej wyniki doświadczalne, można powiedzieć, że hipoteza produkcji cząstek powabnych w oddziaływaniach neutrin zgadza się z obserwowanymi własnościami przypadków dwuleptonowych. Pozostaje jednak nadal kilka znaków zapytania, biorących się głównie z ciągle nie najlepszych danych doświadczalnych. Zwiększenie statystyki dla przypadków dwuleptonowych jest jednym z głównych zadań fizyki neutrinowej w najbliższej przyszłości.

4. Przypadki z trzema mionami w stanie końcowym

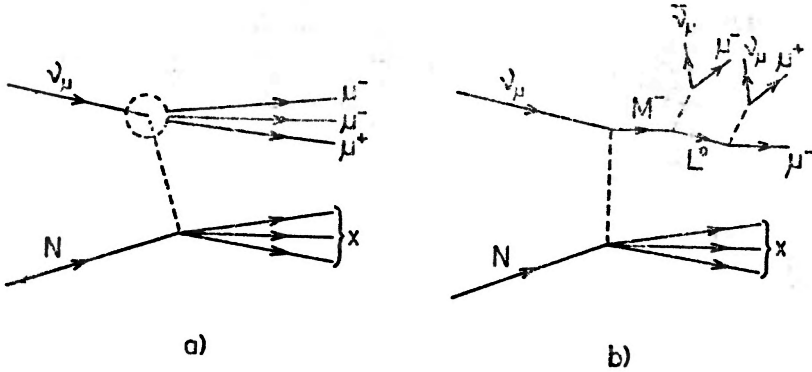
W eksperymencie licznikowym na wiązce neutrinowej w laboratorium Fermiego (Batawia, USA) zauważono kilkanaście bardzo niezwykłych (nawet jak na fizykę neutrinową) przypadków [20]. W oddziaływaniach neutrin o bardzo dużej energii ($E_\nu \gtrsim 200$ GeV) produkowane są trzy bardzo szybkie miony, unoszące większość dostępnej dla reakcji energii (rys. 17a, b). Ich konfiguracja pędowa wskazuje, że produkują się one w wierzchołku leptonowym (rys. 18a). Nie można więc ich wytłumaczyć przez omawianą w rozdziale 2 stowarzyszoną produkcję cząstek powabnych. Policzone dla tych przypadków tło od rozpadów

⁵ Czynniki dwa pochodzi z uwzględnienia niezidentyfikowanych w komorze naładowanych mezonów K^\pm .



Rys. 17. Dwa przykłady przypadków z trzema mionami w eksperymencie licznikowym w FNAL. Tory mionów zaznaczono liniami ciągłymi. Zmierzone w spektrometrze energie mionów oraz znaki ich ładunku elektrycznego podane są na rysunkach. W przypadku pokazanym na rysunku (a), zmierzona w kalorymetrze energia hadronów jest stosunkowo nieduża ($E_{H_1} = 13 \text{ GeV}$). Po wygaśnięciu kaskady hadronowej w kilku pierwszych modułach kalorymetru żelaznego, liczniki scyntylacyjne z następných modułów dają wysokość impulsu odpowiadającą trzem cząstkóm o minimalnych stratach energii (M. I.) — mionóm. Przypadek na rysunku (b) zdarzył się w tarczy żelaznej, gdzie nie ma pomiaru energii hadronów. Do kalorymetru docierają już tylko trzy miony o bardzo dużym pędzie

mezonów π i K lub przypadkowej koincydencji trzech przypadków jednomyonowych w tym samym module układu licznikowego, jest zaniedbywalnie małe. Na podstawie obserwacji kilkunastu przypadków trzymionowych oszacowano, że produkują się one mniej więcej raz na 10 000 zwykłych przypadków



Rys. 18. Konfiguracja pędowa trzech mionów w przypadkach trzymionowych wskazuje, że produkują się one w górnym wierzchołku (leptonowym) (a). Możliwe wyjaśnienie tego zjawiska zakłada produkcję dwóch nowych leptonów o dużych masach, rozpadających się następnie kaskadowo: $M^- \rightarrow L^0 \rightarrow \mu^-$ z emisją pary leptonowej $\mu\nu_\mu$ podczas każdego rozpadu (b)

jednomionowych. Ponieważ są to dane z jednego eksperymentu, fizycy z niecierpliwością oczekują na potwierdzenie tych wyników w CERN-ie. Pojawiają się już próby wytłumaczenia tych przypadków, np. przez produkcję nowych cząstek [21]. W takim wypadku konieczne jest wprowadzenie aż dwóch ciężkich leptonów kaskadowo sprzęgających się do neutrino mionowych (rys. 18b). Niewielka statystyka przypadków trzymionowych nie pozwala jeszcze na wyciąganie jakichkolwiek wniosków. Nowe eksperymenty w Batawii i CERN-ie powinny jednak dać wkrótce wyniki pozwalające na sprawdzenie proponowanych modeli teoretycznych. Jest bardzo prawdopodobne, że fizyka cząstek elementarnych stoi przed nowym dużym odkryciem.

Literatura

- [1] A. Para, *Postępy Fizyki* **28**, 405 (1977).
- [2] H. Wachsmuth, Neutrino Induced Multi-Lepton Events, wykład na szkole w Varennie, Włochy, lipiec 1977.
- [3] P. C. Bosetti et al., *Phys. Lett.* **70B**, 273 (1977).
- [4] A. J. Buras, K. J. F. Gaemers, *Phys. Lett.* **71B**, 106 (1977).
- [5] W. Czyż, G. C. Sheppey, J. D. Walecka, *Nuovo Cimento* **34**, 404 (1964).
- [6] A. Pais, S. Treiman, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1206 (1975).
- [7] G. J. Feldman, M. L. Perl, *Phys. Rep.* **33C**, nr 5 (1977).
- [8] M. Kupczyński, *Postępy Fizyki* **28**, 275 (1977).
- [9] A. Szymacha, *Postępy Fizyki* **27**, 117 (1976).
- [10] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, *Phys. Rev.* **D2**, 1285 (1970).
- [11] J. Zakrzewski, *Postępy Fizyki* **29**, 158 (1978).
- [12] E. D. Commins, *Weak Interactions*, McGraw Hill, New York 1973.
- [13] W. Gajewski, M. Święcki, *Postępy Fizyki* **27**, 323 (1976).

- [14] A. Benvenuti et al., *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1199 (1975).
- [15] M. K. Gaillard, referat wygłoszony na XI Recontre de Moriond, 1976.
- [16] G. J. Feldman, M. L. Perl, *Phys. Rep.* **33C**, nr 5 (1977).
- [17] J. Bartke, *Postępy Fizyki* **28**, 433 (1977).
- [18] A. K. Mann, referat przeglądowy na konferencji APS w Argonne, październik 1977.
- [19] J. von Krogh et al., *Phys. Rev. Lett.* **36**, 710 (1976).
- [20] A. Benvenuti et al., *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1110 (1977).
- [21] V. Barger, T. Gottschalk, D. N. Nanopoulos, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1190 (1977).
- [22] C. H. Albright, J. Smith, J. A. M. Vermaseren, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1187 (1977).

NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW

Krzysztof Parliński

Institut Fizyki Jądrowej
Kraków

Eksperymenty komputerowe i ich zastosowanie

Computer Experiments and their Applications

Abstract: The computer experiment consists of the full solution of the classical equations of motions of the system of some number of particles and gives in this way a solution of many body problem. Technical details and examples of applications of this method in material science, radiation damage, molecular crystals, phase transitions and quantum tunneling transition have been described.

1. Wstęp

Szybko liczące maszyny cyfrowe pozwalają na przeprowadzenie zupełnie nowych badań, w których zachowanie się układów takich jak kryształ z defektami czy ciecz może być opisane dokładnie, naświetlając tym samym występujące w nim zjawiska fizyczne. Rozpatrywano złożone modele z wieloma stopniami swobody, wykazujące szczególną odporność zarówno na analityczne metody rozwiązań, jak i na bezpośrednie badania doświadczalne, a otrzymywane wyniki były zadziwiająco dobre. Dziedzina, o której mowa, nazywana jest „eksperymentem komputerowym”, a czasami metodą „dynamiki molekularnej”.

Metoda ta może być z powodzeniem stosowana tylko do klasycznego układu wielu ciał, tam gdzie efekty kwantowe są nieistotne. Ale za to odnosi ona sukcesy w takich problemach, w których metody perturbacyjne czy diagramowe, wymagające małego parametru, a także metody wariacyjne ponoszą fiasko. W wielu przypadkach bezpośrednia doświadczalna obserwacja zjawisk na poziomie atomowym jest niemożliwa. Nie możemy np. śledzić procesu powstawania konkretnego układu defektów w kryształach, czy ruchu atomu w cieczy, a tylko z szeregu obserwacji pośrednio wnioskujemy o tych zjawiskach. Eksperyment komputerowy daje możliwość prześledzenia trajektorii każdej cząstki i wyliczenia jednocześnie tych wielkości, które mierzone są w doświadczeniach.

W typowym eksperymencie komputerowym zespół od 100 do 10000 punktów materialnych reprezentujących atomy, które oddziałują zadanymi siłami, porusza się zgodnie z prawami ruchu mechaniki klasycznej. Równania ruchu są rozwiązywane numerycznie. Rozwiązania te przedstawiają sobą trajektorie — położenia i prędkości — wszystkich punktów materialnych. Tak szczegółowa informacja pozwala wyliczyć cały szereg wartości średnich, zarówno statycznych, jak i dynamicznych, które stanowią podstawowy zbiór informacji o układzie.

Rzeczywisty sukces eksperymentów komputerowych osiągnięto w opisie zjawisk, w których wystarcza stosować mechanikę klasyczną. Problemy kwantowe mogą być również rozważane w podobny sposób, jednak otrzymywane wyniki będą niewspółmierne do trudów włożonych w realizację takiego eksperymentu.

Warto zwrócić uwagę, że rezultaty otrzymywane metodą dynamiki molekularnej mają tylko postać graficzną. Nie otrzymuje się zależności analitycznych. W zamian otrzymuje się cenną informację dotyczącą czasowej zmiany konfiguracji atomów. W porównaniu z metodą Monte-Carlo, która pozwala znaleźć statyczne własności układu w równowadze, metoda dynamiki molekularnej daje nie tylko czasowe funkcje korelacji w stanie równowagi, ale potrafi śledzić proces zdążania układu do stanu równowagi. Czasowa ewolucja układu w eksperymencie komputerowym zachodzi jednak bardzo wolno. Kilkugodzinna praca komputera może opisać zachowanie układu w ciągu czasu zaledwie rzędu 10^{-9} sek. Dlatego nie można w ten sposób badać procesów, dla których charakterystyczny czas jest rzędu milisekund.

Wydawałoby się, że odwracalność w czasie klasycznych równań ruchu, jedynych praw fizycznych stosowanych w dynamice molekularnej, powinna prowadzić do konfiguracji początkowej (w szczególności nierównowagowej), gdy po pewnym czasie ewolucji układu odwróci się wszystkie prędkości, co oznacza odwrócenie kierunku biegu czasu, i pozwoli się układowi poruszać przez ten sam odcinek czasu. Przy absolutnie dokładnym rozwiązywaniu równań ruchu układ powinien powrócić do stanu początkowego. W rzeczywistości, błędy zaokrąglania akumulują się tak szybko, że już po stosunkowo krótkich odcinkach czasu proces jest nieodwracalny.

Najlepszą wizytówką eksperymentów komputerowych jest chyba wachlarz zagadnień, w których metoda znalazła zastosowanie i pozwoliła uzyskać podstawowe, a niekiedy i rozstrzygające rezultaty. Największy triumf metoda ta święci w badaniach materiałowych, uszkodzeniach radiacyjnych, fizyce cieczy, modelowych przejściach fazowych, zjawiskach transportu i kryształach molekularnych. Oto niektóre z zagadnień, które modelowano eksperymentem komputerowym:

— określenie stabilnych konfiguracji defektów w sieci fcc i bcc, ich energie tworzenia, energia i zasięg oddziaływania defektów: luk, atomów międzywęzłowych, podwójnych atomów międzywęzłowych [1—3],

— własności międzywęzłowych i węzłowych atomów domieszkowych w metalach [3, 4],

— uszkodzenia radiacyjne w metalach [1, 5] i kryształach jonowych [6], powstawanie defektów, przemieszczanie atomów w procesie uszkodzenia,

— symulacja kaskady uszkodzenia radiacyjnego i jej wygrzewanie [7, 8],

— ruch dyslokacji, oddziaływanie dyslokacji z defektami punktowymi i oddziaływanie wzajemne dyslokacji [9—11],

— własności granic ziaren i ich oddziaływanie z defektami punktowymi [12, 13],

— mechanizmy tworzenia faz stopów dwuskładnikowych [14],

— dynamika drgań sieci kryształów gazów szlachetnych [15],

— dynamika molekularnego kryształu α -N₂ [16] i β -N₂ [17],

— termodynamika i dynamika modelowych kryształów molekularnych z przejściem fazowym od fazy wibracji torsyjnych do dyfuzji rotacyjnej [18],

— dynamika cieczy i proces dyfuzji w argonie [19], sodzie [20] i wodzie [21],

— tworzenie i stabilność mikroklasterów argonowych — obiektów mających symetryczną, ale nie krystaliczną strukturę [22],

— symulowanie ciągłego strukturalnego przejścia fazowego dla modelowych potencjałów. Badanie, powyżej temperatury przejścia, dynamiki ruchomych klasterów fazy niskotemperaturowej i ich związek z tzw. pikiem centralnym [23—25],

— mechanizm topnienia kryształów [26],

— współczynniki transportu [27],

— dynamika i dyfuzja wodoru w tytanie [28],

— dynamika heisenbergowskiego klasycznego magnetyka [29, 30].

2. Technika eksperymentu komputerowego

Metoda eksperymentu komputerowego polega na śledzeniu indywidualnego ruchu cząstek układu na podstawie klasycznych równań ruchu Newtona. Zadając początkowe położenia i prędkości wszystkich cząstek generuje się dynamiczną ewolucję układu. Dokonuje się tego całkując numerycznie $3N$ równań ruchu dla współrzędnych N cząstek układu. W procesie tym, określa się również $3N$ prędkości cząstek. W ten sposób metoda dynamiki molekularnej pozwala określić trajektorię punktu w przestrzeni fazowej jako funkcję czasu. Omówimy kolejno szczegóły związane z całkowaniem układu równań ruchu, warunkami brzegowymi i początkowymi, osiągnięciem równowagi przez układ i wyliczaniem średnich wielkości fizycznych.

1. Schematy całkowania równań ruchu

Istnieją cztery podstawowe metody całkowania równań ruchu używane w dynamice molekularnej: metoda różnic centralnych [1], metoda Eulera-Cauchy'ego, prosta metoda przewidywań i poprawek i metoda Nordsiecka [31, 32].

Metoda różnic centralnych wylicza współrzędne cząstek $x_i (i = 1, \dots, 3N)$ w równoodległych chwilach czasowych z krokiem Δt i składowych prędkości v_i w chwilach czasowych wcześniejszych o $\Delta t/2$. Znanyymi podstawowymi wielkościami, na których każdy krok opiera się, są $x_i(t)$ i $v_i\left(t - \frac{\Delta t}{2}\right)$. Siła $F_i(t)$ działająca na i -tą cząstkę określona jest położeniem wszystkich cząstek w chwili t . Późniejsze położenia i prędkości dane są równaniami

$$v_i\left(t + \frac{\Delta t}{2}\right) = v_i\left(t - \frac{\Delta t}{2}\right) + \frac{\Delta t}{M} F_i(x_1(t), \dots, x_{3N}(t))$$

$$x_i(t + \Delta t) = x_i(t) + \Delta t v_i\left(t + \frac{\Delta t}{2}\right).$$

Wyliczenie $x_i(t + \Delta t)$ oraz $v_i\left(t + \frac{\Delta t}{2}\right)$ pozwala na znalezienie położenia i prędkości w następnej chwili. Stosując ten schemat, można więc symulować ewolucję wszystkich cząstek w czasie.

W metodzie Eulera-Cauchy'ego, jak również w metodzie przewidywań i poprawek, iteracyjne cykle, różne dla każdej metody, mają inną postać niż w metodzie różnic centralnych. Wartości współrzędnych i prędkości cząstek wyliczane są w chwilach ze stałym krokiem. Każdy cykl iteracyjny powtarzany jest tak długo, dopóki otrzymanywane wartości współrzędnych i prędkości nie przestaną się zmieniać.

W metodzie Nordsiecka [32] stosuje się również stały krok całkowania. Wylicza się w niej nie tylko położenia i prędkości wszystkich cząstek w każdej chwili, ale także kilka następnych czasowych pochodnych położenia. Znając wiele pochodnych i stosując rozkład danej wielkości na szereg Taylora, z większą dokładnością daje się określić położenia i prędkości w następnej chwili czasowej. Informacja dynamiczna zawarta w wartości siły służy do korekty wyliczonych położenia, prędkości i ich pochodnych. Ta metoda zapewnia największą dokładność z wszystkich cytowanych i wymaga tylko jednokrotnego wyliczenia wartości siły przy każdej iteracji.

Całkowita energia izolowanego układu powinna być wielkością niezmienniczą. Własność tę wykorzystuje się do kontroli dokładności procedury całkowania ze skończonym krokiem. Miarą dokładności obliczeń jest wielkość fluktuacji całkowitej energii układu. Bardziej czułym parametrem dokładności obliczeń jest równość zmiany energii kinetycznej i potencjalnej w każdym kroku iteracji. Równość obu zmian świadczy o dużej precyzji obliczeń.

2. Warunki brzegowe i początkowe

Realny czas obliczeń oraz pojemność pamięci maszyny cyfrowej ograniczają liczbę atomów a tym samym rozmiary układu, do którego można stosować metodę dynamiki molekularnej. Wiąże się z tym delikatny problem wyboru warunków brzegowych. Ich postać zależy od zagadnienia, które w danym zadaniu ma zostać rozwiązane.

Często wprowadza się periodyczne warunki brzegowe, które polegają na tym, że nieskończony układ zostaje podzielony na równe bloki, zawierające od kilkudziesięciu do kilku tysięcy cząstek. Zakłada się, że w każdym bloku ruchy odpowiadających sobie cząstek są identyczne, np. ruchy odpowiadających sobie cząstek z przeciwległych ścian bloku są jednakowe. Dzięki temu cząstki znajdujące się w danej chwili na ścianie bloku oddziałują nie tylko z cząstkami wewnątrz bloku, lecz również z cząstkami z przeciwległej ściany bloku. Jeżeli rozważanym układem jest ciecz, to dopuszcza się również wychodzenie cząstek z bloku, ale jednocześnie wprowadza się w odpowiednim miejscu przeciwległej ściany nową cząstkę, zachowując w ten sposób liczbę cząstek. Periodyczne warunki brzegowe wprowadza się wtedy, gdy badany ma być kolektywny lub falowy charakter zachowania się układu.

W zagadnieniach stabilności, energii tworzenia i wiązania defektów, powstawania uszkodzeń radiacyjnych stosuje się również układy cząstek o skończonych wymiarach nie zostawiając jednak swobodnych brzegów układu. Wprowadza się za to efektywne siły działające na cząstki brzegowe układu i imitujące własności sprężyste ośrodka.

Można wreszcie pozostawić swobodne brzegi układu. Jest to na przykład konieczne przy rozpatrywaniu zagadnień powierzchniowych lub mikroklasterów. Warto dodać, że warunki brzegowe mogą uniemożliwić lub wymusić obserwacje niektórych zjawisk. Dotyczy to między innymi symulacji przejścia fazowego, w obszarze którego układ jest bardzo podatny na zaburzenia.

W większości zagadnień potrzebne informacje dotyczą układu w równowadze. Praktycznie jednak niemożliwe jest zadanie takich położeń początkowych i prędkości, które odpowiadałyby równowadze. Okazuje się jednak, że zadanie w zasadzie dowolnych warunków początkowych (np. dla kryształu, prędkości zgodnych z rozkładem Maxwella i zerowych położeń równowagi) stosunkowo szybko doprowadza do stanu równowagi. W zagadnieniach, w których poszukuje się statycznie stabilnej konfiguracji defektów, startuje się zwykle z nieuporządkowanego układu cząstek. Zdążanie układu do równowagi można wówczas sztucznie przyspieszać. Prosta metoda impulsowego ochładzania polega na zerowaniu prędkości wszystkich cząstek w momencie gdy, dzięki fluktuacjom, całkowita energia kinetyczna osiągnie wartość maksymalną. Metoda ta oparta jest na własnościach oscylatora harmonicznego punktu materialnego, dla którego maksymalna prędkość przypada dla minimum energii potencjalnej. Szybsza metoda opiera się na zerowaniu prędkości poszczególnych cząstek układu. Mianowicie zmiana znaku iloczynu skalarnego prędkości i siły działającej na cząstkę jest sygnałem do zerowania prędkości tej cząstki.

3. Wielkości średnie

Przy symulacji własności termodynamicznych, statycznych i dynamicznych cieczy lub kryształu stosuje się układ N cząstek zamkniętych w pudle o stałej objętości V z periodycznymi warunkami brzegowymi. W stanie równowagi układ taki, nie będąc zaburzany z zewnątrz, zachowuje energię całkowitą. Odpowiada on więc mikrokanonicznemu zespołowi statystycznemu.

Średnią dowolnej wielkości dynamicznej lub funkcji zmiennych dynamicznych $F(t)$, dającej się wyrazić połozeniami i prędkościami, a także ich pochodnymi, można wyznaczyć z wzoru

$$\langle F \rangle = \frac{1}{L} \sum_{p=1}^L F(p \Delta t)$$

gdzie L jest liczbą czasowych kroków iteracji. Gdy $F(t)$ jest zmienną jednocząstkową, jak np. kwadrat prędkości, wtedy także sumuje się po cząstkach układu.

Aby wyliczyć czasową funkcję korelacji, należy najpierw zapamiętać wartości zmiennej $F(t)$ w szeregu chwil czasowych, a następnie połączyć je zgodnie z definicją funkcji

$$\langle F(0)F(t) \rangle = \langle F(0)F(m \Delta t) \rangle = \frac{1}{L} \sum_{p=1}^L F(p \Delta t) F((p+m) \Delta t).$$

Wyliczenie wymienionych średnich czasowych nie wymaga oczywiście przyjmowania hipotezy ergodycznej, która mówi, że średnie czasowe są równe średnim po zespole. Dokładność wyznaczenia średnich jest skończona i zależy od liczby cząstek w układzie i odcinka czasu, po którym przeprowadza się średniowanie.

Temperatura układu, niezależnie od stanu skupienia, określona jest przez średnią energię kinetyczną

$$k_B T = k_B \langle T(t) \rangle = \frac{2}{3N} \sum_{i=1}^N \frac{M \langle v_i^2(t) \rangle}{2}.$$

W układzie mikrokanonicznym będącym w równowadze, fluktuacje temperatury wokół T związane są z ciepłem właściwym przypadającym na jedną cząstkę przy stałej objętości — c_V

$$\frac{\langle (T(t) - \langle T \rangle)^2 \rangle}{T^2} = \frac{2}{3N} - \frac{k_B}{N c_V}.$$

Z tych fluktuacji wyznacza się ostatecznie ciepło właściwe.

W miarę wzrostu temperatury przy ustalonej objętości rośnie ciśnienie w układzie. Jego wielkość może być wyliczona z wzoru

$$p = \rho k_B T - \frac{\rho}{6N} \left\langle \sum_{i,j=1}^N r_{ij} \frac{\partial \Phi}{\partial r_{ij}} \right\rangle,$$

gdzie $\rho = \frac{N}{V}$, Φ jest binarnym potencjałem oddziaływania. Tak więc oprócz statycznych i dynamicznych własności układu zdefiniowane są termodynamiczne warunki zewnętrzne, w których znajduje się układ.

Układ można ogrzać (ochłodzić) zwiększając (zmniejszając) nieznacznie prędkość cząstek w każdym kroku iteracji. Podobnie można manipulować ciśnieniem zmieniając odległości międzycząsteczkowe.

Z punktu widzenia jakości rezultatów fizycznych liczba cząstek wchodząca w rozważany układ powinna być jak największa, ponieważ liniowe rozmiary układu określają maksymalną długość fali wzbudzenia, zdolnej rozchodzić się w tym układzie. Jednak rzeczywistość nie pozwala na zbyt dużą hojność w tym zakresie. Liczbę cząstek ogranicza czas liczenia i pojemność pamięci maszyny. Czas liczenia jednego cyklu iteracyjnego jest proporcjonalny do iloczynu liczby cząstek i stopni swobody cząstki oraz do czasu wyliczenia chwilowej siły działającej na daną cząstkę. Czas wyliczenia siły z kolei zależy od liczby cząstek sąsiadujących, a więc od zasięgu potencjału oddziaływania oraz od złożoności postaci analitycznej funkcji potencjalnej. Do niezasochłonych zalicza się potencjał o charakterze algebraicznym, do zasochłonych — potencjał zawierający funkcje trygonometryczne kątów.

Do iteracji równań ruchu metodą różnic centralnych wystarcza pamięć przeznaczona na położenia, prędkości i siły wszystkich cząstek. Inne metody wymagają odpowiednio większych obszarów pamięci. Całkowanie równań ruchu bez zapamiętywania położenia i prędkości wystarcza do wyliczenia średnich termodynamicznych i statycznych. Wyliczenie czasowych funkcji korelacji wymaga akumulacji położenia i prędkości wszystkich cząstek dla kilkuset, a nawet kilku tysięcy kroków czasowych. Ta ogromna liczba danych, sięgająca setek tysięcy i milionów liczb może być zapisana tylko w pamięci przejściowej komputera lub na taśmie magnetycznej. Zwykle po zakończeniu procesu iteracji jest ona odczytywana i segregowana w postaci odpowiedniej czasowej funkcji korelacji.

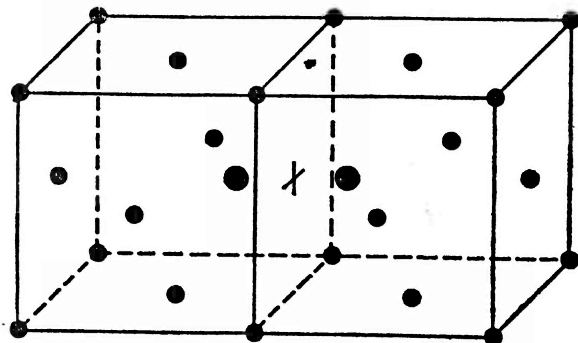
3. Przykłady eksperymentów komputerowych

We wstępie wymieniono już niektóre zagadnienia, w rozwiązywaniu których posługiwano się metodą dynamiki molekularnej. Tę część artykułu poświęcimy scharakteryzowaniu zagadnień i niektórych wyników wybranych problemów fizycznych, w których metoda dynamiki molekularnej okazała się wyjątkowo owocna.

1. Stabilność defektów

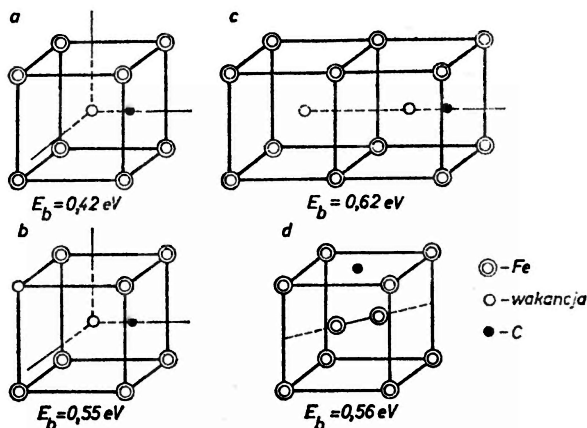
Wykonano liczne obliczenia, których celem było określenie stabilnych położenia defektów zarówno punktowych, tj. luk i atomów międzywęzłowych, jak i defektów wieloskładnikowych. W wyniku otrzymano deformację i naprężenia sieci wokół defektu oraz energię tworzenia defektu, tj. różnicę energii potencjalnej kryształu z defektem i energii potencjalnej idealnego kryształu. Wiarygodność rezultatów zależy oczywiście od zadawanego potencjału oddziaływania i to nie tylko potencjału oddziaływania macierzystych atomów, ale również potencjału oddziaływania atomów kryształu macierzystego z domieszkami. Sam eksperyment komputerowy przeprowadza się w następujący sposób: zadaje się przewidywaną konfigurację defektu, a wszystkie atomy, z wyjątkiem tego, który jest istotny w defekcie i któremu nadaje się pewną energię kinetyczną, znajdują się w spoczynku. Z czasem następuje dysypacja energii w kryształ i wtedy odprowadza się ciepło jedną z opisanych w poprzednim rozdziale metod ochładzania. Jeżeli konfiguracja jest stabilna, to w danym procesie nie zostanie ona zniszczona. Jeżeli wyjściowa konfiguracja była bliska stabilnej, układ sam przejdzie do właściwej konfiguracji.

Najwcześniejsze badania dotyczyły najprostszych defektów. Jednym z pierwszych były badania pozycji międzywęzłowych. Stwierdzono, że w miedzi (fcc) [1] międzywęzłowy atom usytuowany w pozycji oktaedrycznej tj. w środku sześcianu jest niestabilny. Przesuwa się on w kierunku sąsiedniego atomu, wypychając go z węzła. W rezultacie pozycja węzłowa nie jest obsadzona przez jeden atom lecz przez dwa atomy (rys. 1).



Rys. 1. Stabilna konfiguracja atomu międzywęzłowego w miedzi

W metalach istotne jest oddziaływanie domieszek obcych atomów z defektami rodzimymi metalu, lukami i atomami międzywęzłowymi. Wiele ważnych fizycznych i technologicznych zjawisk jest konsekwencją tych oddziaływań. Kluczowym zagadnieniem w metalurgii stali jest problem domieszek węgla. Eksperyment komputerowy może wyjaśnić w tym przypadku wiele istotnych problemów [3]. Wprowadza się mianowicie modelowy binarny potencjał między atomami żelaza. Parametry tego potencjału są określone przez własności sprężyste metalu. Jako następną wielkość wprowadza się potencjał oddziaływania atom żelaza — atom węgla. Ten ostatni, ze względu na małe rozmiary węgla ma znacznie krótszy zasięg. Weźmy dla przykładu żelazo α krystalizujące w sieci regularnej przestrzennej centrowanej. Usuwając jeden atom żelaza tworzymy lukę. Umieszczając atom węgla w okolicy takiej luki znajdujemy jego stabilne położenie, którym nie jest węzeł sieci (rys. 2). Konfiguracyjna energia izolowanej luki jest równa 2,91 eV, konfiguracyjna energia atomu węgla w międzywęzłowej pozycji oktaedrycznej równa jest $-1,32$ eV. Przy zbliżeniu się dwóch defektów powstaje dodatkowy potencjał oddziaływania, który w stabilnym położeniu narysowanym na rys. 2a nosi nazwę energii wiązania i wynosi w tym przypadku $E_b = 0,42$ eV.



Rys. 2. Stabilne konfiguracje kompleksów luk, atomów międzywęzłowych i atomów węgla w modelowej sieci α -Fe. Deformacje sieci nie są zaznaczone

Jeszcze łatwiej wiąże węgiel dwie luki będące w najbliższej sferze koordynacyjnej atomu węgla (rys. 2b). Energia wiązania trójskładnikowego kompleksu jest równa 0,55 eV, zaś po dołączeniu drugiego atomu węgla $E_b = 0,97$ eV. Fakt, że energia wiązania dwuwęglowego kompleksu jest niższa niż podwojona energia wiązania jednowęglowego kompleksu wskazuje, że konfiguracja jednowęglowa jest bardziej prawdopodobna.

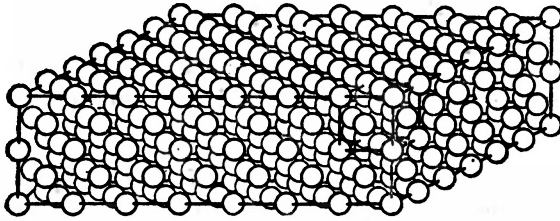
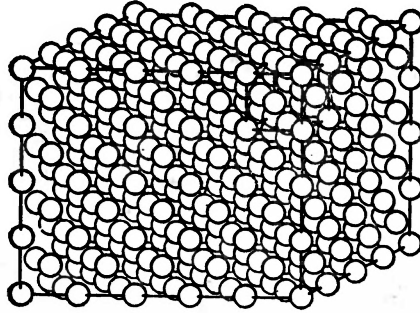
Najstabilniejszy jest kompleks węgla z dwiema lukami odległymi o stałą sieci (rys. 2c). Jego energia wiązania jest równa $E_b = 0,62$ eV.

W α -Fe atom międzywęzłowy tworzy parę z jednym z atomów węzłowych o kierunku [110] i wspólnie obsadzają jeden węzeł sieci. Taka para może również wiązać węgiel (rys. 2d). Energia tego kompleksu wynosi $E_b = 0,56$ eV. Wynika z tego, że w α -Fe dołączenie węgla do dwóch luk jest korzystniejsze energetycznie niż jego przyłączenie do pary atomów węzłowych czy też do pojedynczej luki.

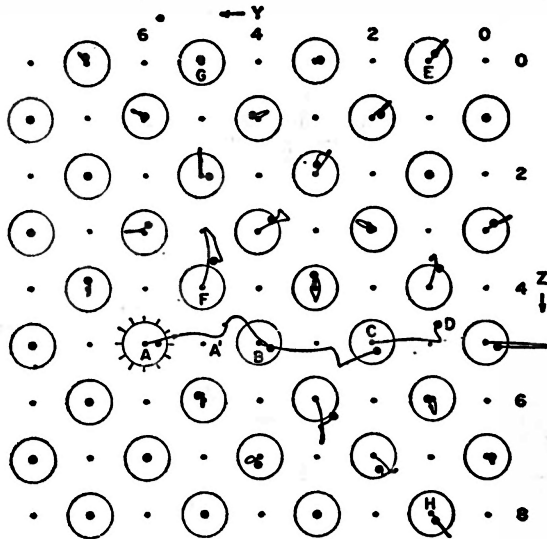
2. Uszkodzenia radiacyjne

Typowym przykładem wpływu promieniowania, które powoduje uszkodzenia radiacyjne, jest naświetlanie kryształów strumieniem szybkich neutronów z reaktora. Neutron, rozpraszając się na jednym z atomów kryształu, przekazuje część energii kinetycznej i pędu. Przyspieszony w wyniku zderzenia atom, przepycha się pomiędzy atomami kryształu wybijając część z nich z położeń równowagi. Z punktu widzenia teorii przypadek ten jest złożonym problemem wielu ciał doskonale nadającym się do symulowania metodą dynamiki molekularnej.

Pierwszy eksperyment komputerowy dotyczył uszkodzeń radiacyjnych w metalicznej miedzi (fcc) [1]. Binarny potencjał oddziaływania atomów Cu składał się tylko z części odpychającej. Wybrany kryształit miedzi, o kształcie prostopadłościanu, zawierający prawie 500 atomów (rys. 3), ścisłany był z zewnątrz siłami imitującymi długozasięgowy potencjał przyciągający metalu. Ponadto granice kryształitu były „sprężyste”, co modelowało istnienie atomów poza kryształitem. Na rys. 4 pokazano trajektorie atomów w płaszczyźnie (100), które powstały w rezultacie przyłożenia do atomu A energii kinetycznej 40 eV i pędu skierowanego w płaszczyźnie rysunku pod kątem 15° do osi y . W efekcie, w węźle atomu A powstała luka, atom A zastąpił atom B, a B z kolei zastąpił atom C, który stał się ostatecznie atomem międzywęzłowym D. Zauważalne są również kierunki silnie zogniskowanych zderzeń AD, AE, FG i BH. Atomy bez trajektorii nie doznały przesunięć. Wynikiem tego uszkodzenia jest jedna luka i jeden atom międzywęzłowy. Użyta energia jest tylko nieznacznie wyższa od energii progowej koniecznej do produkcji defektów sieci.

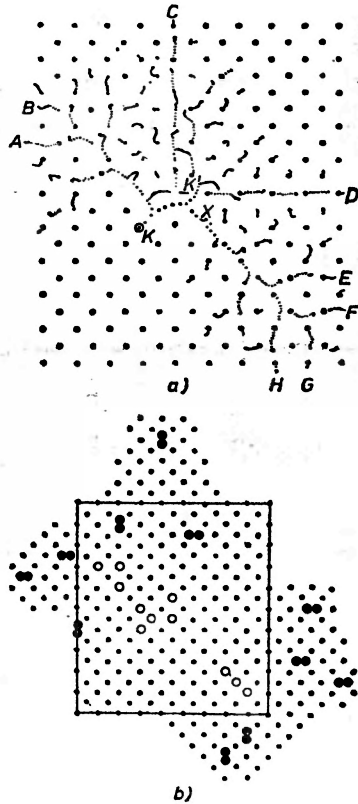


Rys. 3. Kryształy miedzi stosowane przy symulacji uszkodzeń radiacyjnych



Rys. 4. Trajektorie atomów po nadaniu atomowi A energii 40 eV i początkowego pędu skierowanego pod kątem 15° do osi y . Duże koła reprezentują początkowe położenia atomów

Przy wyższych energiach produkowanych jest znacznie więcej defektów. Przyłożenie prędkości początkowej do atomu K (rys. 5a) o energii 400 eV i pędzie skierowanym pod kątem 10° do osi $[110]$ wywołuje szereg łańcuchów zderzeń A, B, C, D, E, F, G i H tworzących się zaraz w początkowej fazie procesu. Rysunek 5a przedstawia trajektorie atomów do chwili osiągnięcia przez niektóre z nich brzegów układu. Można jednak ocenić uszkodzenia i poza



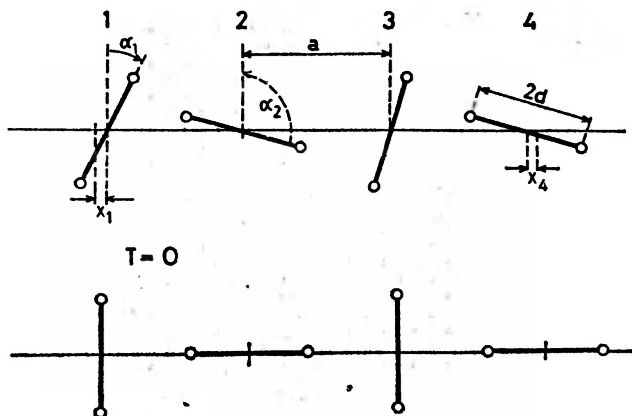
Rys. 5 (a). Początkowe trajektorie atomów po nadaniu atomowi K energii 400 eV i prędkości skierowanej pod kątem 10° do osi [110]. (b) Oszacowany rozkład defektów, będących wynikiem zderzenia pokazanego na rys. 5a

granicami krystalitu, co pokazano na rys. 5b. W efekcie zaburzenia utworzonych zostało jedenaście atomów międzywęzłowych usytuowanych na ogół w dużej odległości od początkowego zderzenia oraz ta sama liczba luk, umiejscowionych jednak bliżej centrum uszkodzenia. Nie obserwuje się ogniskowania zderzeń w kierunku prędkości początkowej.

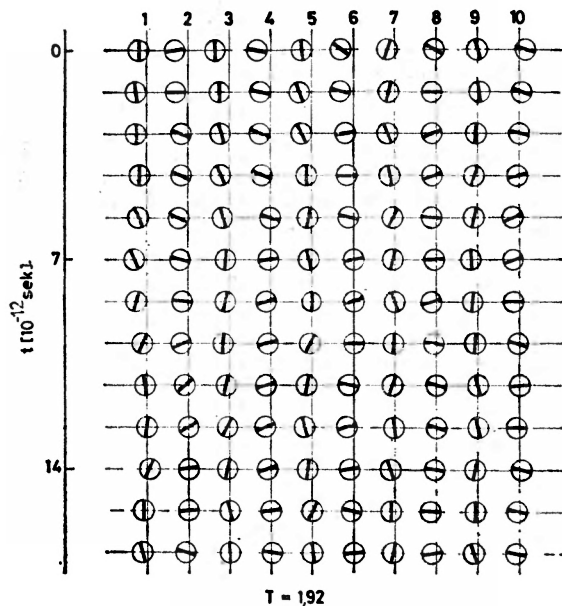
Analizując wiele podobnych przypadków można dojść do wniosku, że uszkodzenia radiacyjne składają się z luk i atomów międzywęzłowych. W procesach tych o wiele więcej atomów zostaje zamienionych przez inne atomy niż powstaje samych defektów. Transport energii z ogniska uszkodzenia nie jest izotropowy, gdyż regularny rozkład atomów wpływa na anizotropową dysypację energii zderzenia, a mianowicie niskie energie preferują ogniskowanie zderzeń wzdłuż głównych kierunków krystalograficznych, zaś wysokie energie działają rozogniskowująco.

3. Liniowy kryształ dwuatomowy

Liniowy łańcuch dwuatomowych sztywnych drobin, o parametrach zbliżonych do cząsteczki N_2 , z których każda ma dwa stopnie swobody — translacyjny wzdłuż łańcucha — i rotacyjny — wokół osi prostopadłej do łańcucha (rys. 6), opisany jest harmonicznym potencjałem translacyjnym i kątowym potencjałem kwadrupol-kwadrupol [18]. W stanie podstawowym drobiny zorientowane są na przemian wzdłuż i prostopadle do kierunku łańcucha. W niskiej temperaturze wykonują one zarówno drgania translacyjne, jak i torsyjne, tj. oscylacje wokół orientacyjnych położenia równowagi. Na rys. 7 widać, jak na klatkach filmowych, kolejne



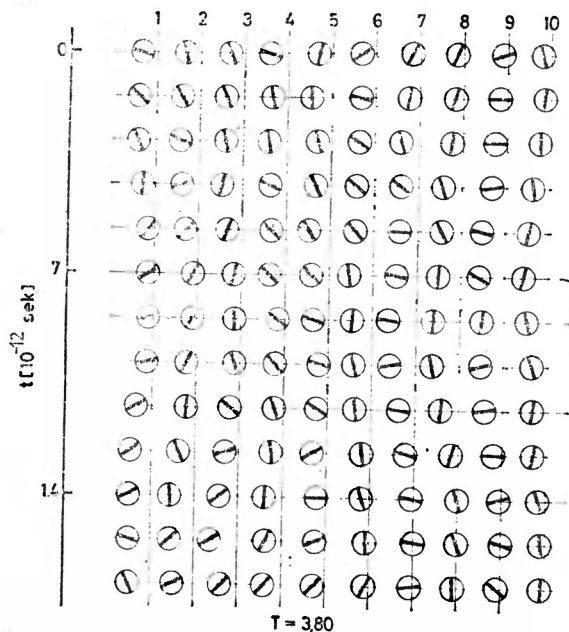
Rys. 6. Dwuatomowy łańcuch liniowy i jego stan podstawowy ($T = 0^\circ$)



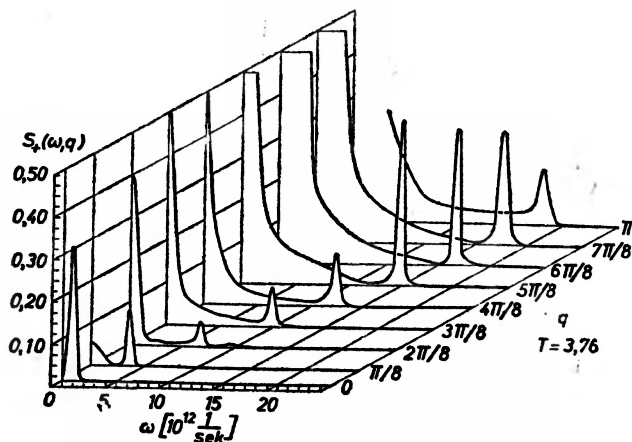
Rys. 7. Ewolucja 10 drobin łańcucha w temperaturze poniżej przejścia fazowego. Drobiny wykonują translacyjne i rotacyjne oscylacje wokół położenia równowagi

położenia i orientacje tych samych dziesięciu drobin. Zwiększenie temperatury układu prowadzi do wzrostu amplitud drgań i w końcowej fazie do rotacji drobin (rys. 8), które jednak nie są rotacjami swobodnymi. Obserwuje się zarówno obroty, zmiany kierunków obrotu, jak i oscylacje kątowe o dużej amplitudzie. Tego rodzaju ruch charakteryzujący się niską energią przyjęto nazywać dyfuzją rotacyjną.

Przejście ze stanu torsyjnych oscylacji do stanu dyfuzji rotacyjnej zachodzi w określonej temperaturze, będącej temperaturą pseudoprzejścia fazowego (pseudoprzejście ze względu na jeden wymiar układu). W temperaturze tej ciepło właściwe ma wyraźne maksimum, a parametr uporządkowania, którym jest średnia orientacja drobin, przyjmuje wartość charakterystyczną dla izotropowego rozkładu. Poniżej temperatury przejścia, oprócz fononów translacyjnych,



Rys. 8. Ewolucja 10 drobin łańcucha w temperaturze powyżej przejścia fazowego. Drobiny wykonują jednocześnie torsyjne oscylacje i rotacje, ruchy typowe dla dyfuzji rotacyjnej



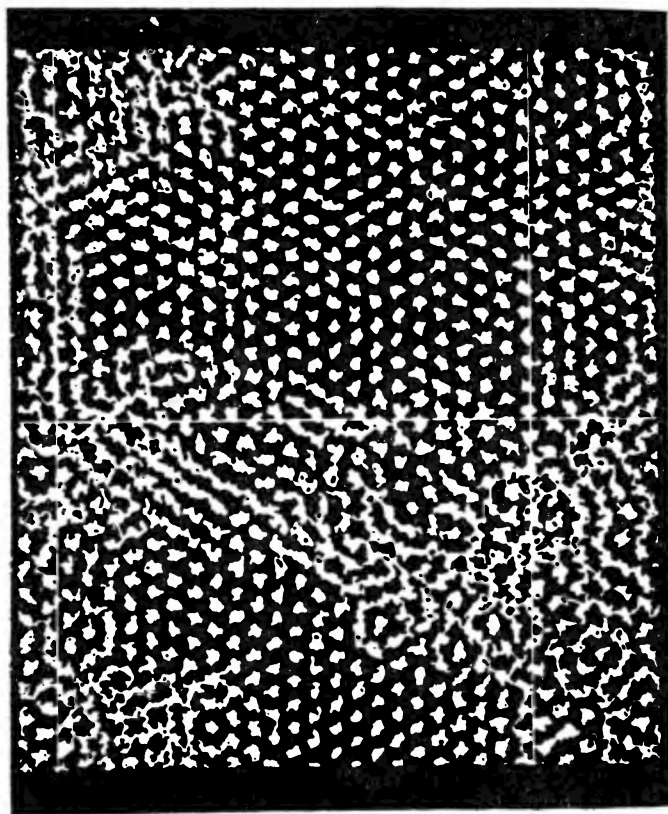
Rys. 9. Dynamiczny czynnik strukturalny dla temperatury powyżej przejścia fazowego. Nieelastyczne ostre maksima odpowiadają fononom translacyjnym. Maksima quasi-elastyczne opisują dyfuzję rotacyjną drobin

występują również kolektywne drgania torsyjne — tzw. fonony torsyjne, które znikają powyżej temperatury przejścia, a w miejsce ich pojawia się niskoenergetyczny, wolny ruch koziolkujący drobin, który nie jest już ruchem kolektywnym. Na rys. 9 pokazano dynamiczny czynnik strukturalny będący fourierowską transformata czasowej funkcji korelacji gęstości cząstek, a wyra-

zający gęstość energetyczną stanów układu dla różnych wektorów falowych q . Oprócz ostrych maksimów fononów translacyjnych występujących przy większych częstościach, przy zerowych częstościach powstają maksima nieobecne w niskich temperaturach, a charakteryzujące dyfuzję rotacyjną. Maksima tego typu są przedmiotem licznych pomiarów quasi-elastycznego rozpraszania powolnych neutronów.

4. Topnienie

Metodą dynamiki molekularnej próbowano również symulować proces topnienia i krystalizacji. W układzie trójwymiarowym złożonym z 4000 twardych kul nie udało się uzyskać przejścia fazowego. W czasie rachunków układ był w całości albo w stanie krystalicznym albo



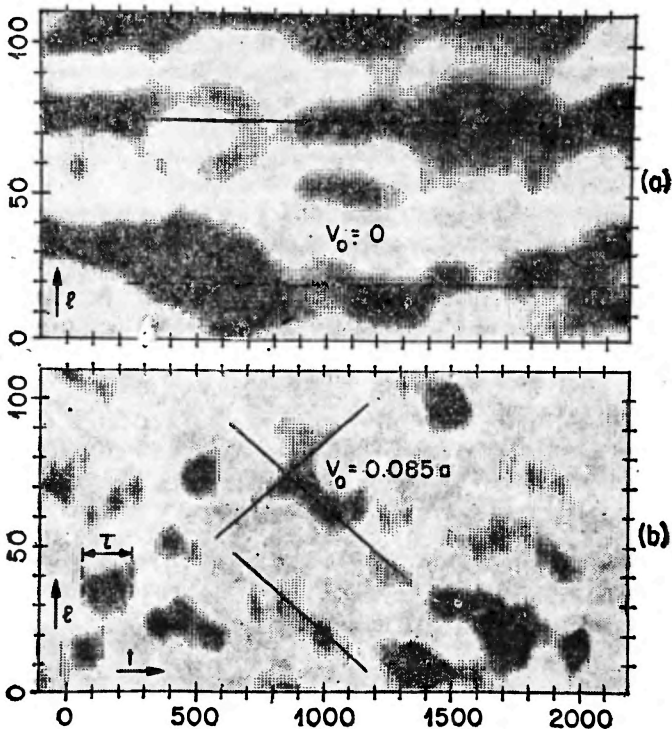
Rys. 10. Ślady środków dysków w obszarze przejścia fazowego. Widoczne są obszary krystaliczne i ciekłe

ciekłym. Osiągnięto jednak sukces w układzie dwuwymiarowym symulując zachowanie się 870 twardych dysków [26]. Choć w tym wypadku liczba cząstek jest mniejsza, to jednak liniowe rozmiary klasterów mogących się formować w tym układzie są większe. Rys. 10 przedstawia oscylograficzny zapis trajektorii środków dysków. Można rozróżnić na nim obszary krystaliczne, w których dyski są zlokalizowane, przedzielone obszarami cieczy, w których cząstki

są ruchome. Tego rodzaju zachowanie jest niezależne od zadawanych warunków początkowych. Wyliczona izoterma, tj. zależność ciśnienia w układzie od gęstości, wykazuje typową pętlę van der Waalsa. Fluktuacje ciśnienia są największe w obszarze tej pętli, natomiast maleją w fazach ciekłej i krystalicznej.

5. Strukturalne przejścia fazowe

Pomiary nieelastycznych rozprożeń powolnych neutronów na niektórych monokryształach perowskitów, np. SrTiO_3 [33] dały wynik niekonsystentny z dotychczasowym obrazem mechanizmu przejść fazowych. Wiadomo mianowicie, że w temperaturze strukturalnego przejścia fazowego zmienia się skokowo symetria kryształu. Przejściu od wyższej symetrii (na ogół wysokotemperaturowej) do niższej (na ogół niskotemperaturowej) towarzyszy pojawienie się nowych refleksów dyfrakcyjnych. Nowy refleks może się pojawić jednak dopiero w chwili powstania niższej symetrii, a więc poniżej punktu przejścia fazowego. Tymczasem pomiary neutronowe pokazały, że już kilkanaście stopni powyżej przejścia, w fazie wysokosymetrycznej pojawiają się refleksy, które powinny się pojawić dopiero poniżej temperatury przejścia. Ich szerokość energetyczna jest znacznie mniejsza niż zdolność rozdzielcza spektrometrów, a inten-



Rys. 11. Dynamika klasterów obszarów uporządkowanych w modelu liniowym. Na osi poziomej odłożono czas, na osi pionowej numery cząstek. Czarne punkty oznaczają, że cząstka przebywa w prawej jamie przez okres długi w porównaniu z częstościami charakterystycznymi układu. Rysunek (b) narysowany jest dla temperatury dwa razy wyższej niż rys. (a). Obie temperatury są wyższe od temperatury przejścia fazowego. v_0 oznacza średnią prędkość klasterów

sywność ich rośnie w miarę zbliżania się temperatury do temperatury przejścia fazowego. Refleksy takie nazwano pikami centralnymi.

Eksperymenty komputerowe układów modelowych pozwoliły częściowo wyjaśnić pochodzenie pików centralnych. Zacytujemy wynik najprostszego jednowymiarowego eksperymentu [24]. Każda cząstka liniowego łańcucha umieszczona była w podwójnej jamie potencjalnej i mogła przejść z jednej jamy do drugiej przeskakując pewną barierę potencjalną. Oddziaływanie cząstek sąsiednich opisane było zwykłym potencjałem harmonicznym. W temperaturze zera absolutnego wszystkie cząstki zajmowały tę samą np. lewą jamę. Temperatura ta była jednocześnie temperaturą przejścia fazowego dla tego układu. Przy skończonych temperaturach średnie obsadzenie obu jam było jednakowe.

Eksperyment komputerowy dla tego modelu z 2000 cząstkami pokazał, że powyżej przejścia istnieją uporządkowane obszary (rys. 11) układu, w których cząstki zajmują jedną z jam przez okres długi w porównaniu z częstością oscylacji cząstek w jednej z jam potencjalnych. Uporządkowane obszary, zwane też klastkami, poruszają się w układzie z pewną charakterystyczną prędkością. Ruch tych obszarów polega na tym, że na jednym końcu klastki przybywa cząstek, które długo obsadzają daną jamę, a z drugiego końca ubywa ich. Czas życia klastki jest skończony. W temperaturach bliskich przejścia fazowego ruchliwość klastek maleje, a ich czas życia zwiększa się. W samym przejściu fazowym klastki zajmują cały układ, doprowadzając w ten sposób do powstania domeny nowej fazy.

Strukturę klastki utożsamia się ze strukturą fazy niskosymetrycznej, a zatem klastka daje refleks dyfrakcyjny fazy niskosymetrycznej, obserwowany jako pik centralny. Dzieje się to powyżej punktu przejścia fazowego, gdzie globalna struktura układu ma ciągle wysoką symetrię. Czas życia klastki charakteryzuje szerokość energetyczną pików centralnych, zaś jego rozmiary liniowe — szerokość kwazipędową. Podobne wyniki otrzymuje się dla układów dwuwymiarowych [23], dla których temperatura przejścia fazowego ma już wartość skończoną.

Przyjmuje się więc, że pik centralny obserwowany w fazie wysokosymetrycznej w SrTiO_3 jest wynikiem obecności w tej fazie obszarów uporządkowanych fazy niskotemperaturowej. Rozmiary tych obszarów rosną, w miarę zbliżania się do temperatury przejścia fazowego, aż w końcu obejmują cały kryształ, dając w wyniku nową fazę. Nierozwiązane dotychczas wątpliwości budzi mierzony czas życia klastek, który jest znacznie dłuższy niż obliczony teoretycznie. Za tę różnicę czyni się odpowiedzialnym defekty kryształu [34], które mogą blokować ruchy klastek, a także poprzez wprowadzenie lokalnych naprężeń, generować obszary uporządkowane fazy niskosymetrycznej.

6. Kwantowa dynamika molekularna

Stosowanie klasycznej dynamiki bywa w wielu wypadkach niewystarczające. I tak np. rozważanie lekkich atomów czy też zjawisk zachodzących w niskich temperaturach wymaga często uwzględnienia efektów kwantowych. Co więcej, wiele zagadnień ma charakter czysto kwantowy. Poniżej podajemy przykład rozwiązania problemu przejścia tunelowego jednej cząstki poprzez dwuwymiarową siodłową barierę potencjału, metodą opartą na analogii mechaniki kwantowej i hydrodynamiki [35].

Wiadomo, że funkcję falową cząstki można zapisać za pomocą jej amplitudy i fazy

$$\Psi(x, t) = A(x, t) \exp\{iS(x, t)/\hbar\}.$$

Funkcja ta, wstawiona do równania Schrödingera zależnego od czasu, prowadzi do następującego układu równań, otrzymanych w wyniku przyrównania części rzeczywistych i urojonych

$$M \frac{d\mathbf{v}(x, t)}{dt} = -\nabla(V(x) + V_{\text{au}}(x, t))$$

$$\frac{d\varrho(x, t)}{dt} + \varrho(x, t) \nabla \cdot \mathbf{v}(x, t) = 0.$$

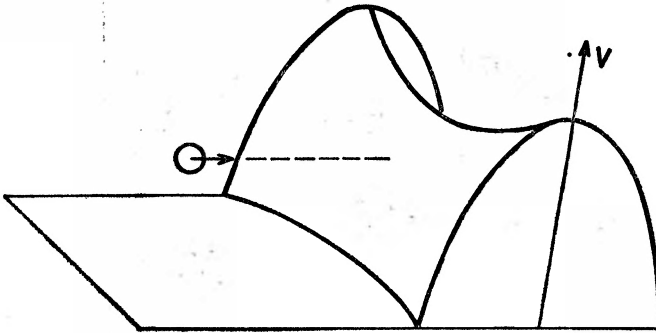
Wprowadzono przy tym oznaczenia

$$Mv(x, t) = \nabla S(x, t), \quad \rho(x, t) = A^2(x, t)$$

$$V_{qu}(x, t) = -\frac{\hbar^2}{2M} \frac{\nabla^2 A(x, t)}{A(x, t)}.$$

Pierwsze z równań jest dynamicznym równaniem płynów, drugie — równaniem ciągłości. Pozwalają one na wprowadzenie następującej analogii. Kwantowy ruch jednej cząstki reprezentowany jest przepływem wielu klasycznych cząstek opisanych rozkładem gęstości $\rho(x, t)$, poddanych działaniu rzeczywistego potencjału $V(x)$ oraz dodatkowego „kwantowego” potencjału $V_{qu}(x, t)$. Kwantowy potencjał $V_{qu}(x, t)$ zdefiniowany jest postacią amplitudy funkcji falowej. Gęstość wprowadzonych fikcyjnych klasycznych cząstek jest równoważna prawdopodobieństwu znalezienia cząstki kwantowej.

Gdy cząstka kwantowa przedstawiona jest przez gaussowski pakiet falowy, wówczas dzięki analogii z hydrodynamiką można ją zastąpić zbiorem klasycznych cząstek rozmieszczonych w przestrzeni tak, że ich gęstość na początku odpowiada rozkładowi gaussowskiemu. W tym przypadku dodatkowy kwantowy potencjał $V_{qu}(x, t)$ działa rozpraszająco. Pod jego wpływem klasyczne cząstki rozchodzą się promieniście rozmywając jednocześnie prawdopodobieństwo

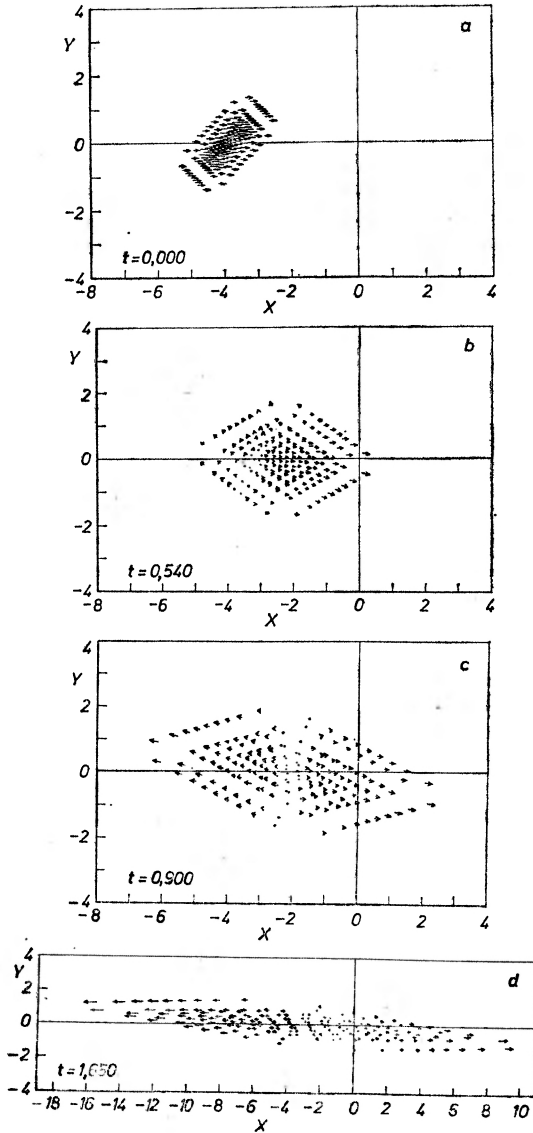


Rys. 12. Dwuwymiarowa bariera potencjalna. Wysokość bariery E_b . Cząstka przechodząca przez barierę ma energię kinetyczną $E = 2/3 E_b$

znalezienia cząstki kwantowej. W efekcie, peryferyjne klasyczne cząstki są dodatkowo przyspieszane, a prędkości ich dodają się do średniej prędkości wszystkich cząstek.

Na rys. 12 pokazano dwuwymiarową barierę potencjalną poprzez którą przechodzi cząstka kwantowa. Jej energia kinetyczna równa jest $2/3$ wysokości bariery. Cząstka kwantowa reprezentowana jest gaussowskim pakietem $19^2 = 361$ klasycznych cząstek, których rozmieszczenie widać na rys. 13a. Rozwiązując numerycznie równania ruchu śledzić można ewolucję pakietu, przy czym kwantowy potencjał $V_{qu}(x, t)$ wylicza się stosując różniczkowanie numeryczne. Z rys. 13 widać, że cząstki będące na czele pakietu i mające prędkości większe od średniej prędkości, z łatwością pokonują barierę potencjalną. Cząstki będące w głębi i na końcu pakietu nie mają dostatecznej energii na pokonanie bariery i odbijają się od niej. W efekcie ułamek cząstek, który przeszedł przez barierę świadczy o jej przenikalności. Rozwiązania analityczne tego zagadnienia potwierdzają wyniki numeryczne.

Jak więc widać, symulacja komputerowa zjawisk kwantowych jest ideowo bliska klasycznej dynamice molekularnej. Niestety wymaga ona bardziej skomplikowanych algorytmów i jest bardziej czasochłonna. Wyznaczenie trajektorii jednej cząstki z s stopniami swobody wymaga wprowadzenia rzędu 10^8 cząstek klasycznych, co oznacza, że metodę kwantowej dynamiki molekularnej można stosować do zagadnień kwantowych dotyczących jednej lub najwyżej dwóch cząstek. Dotychczas przy pomocy eksperymentu komputerowego nie rozwiązano żadnego nowego problemu kwantowego.



Rys. 13. Postać gaussowskiego pakietu falowego w kilku momentach czasowych. Przecięcie poziomej i pionowej linii pokrywa się z punktem siodłowym bariery. Cząstki znajdują się w początkach wektorów prędkości. Ostatni rysunek narysowany jest w mniejszej skali

4. Uwagi końcowe

Z metodycznego punktu widzenia metoda klasycznego eksperymentu komputerowego jest znacznie prostsza niż inne metody fizyki teoretycznej. Daje ona wyjątkowo dokładne rozwiązanie fizycznego problemu, zmuszając tym samym do stosowania możliwie realistycznych modeli i rzeczywistych potencjałów oddziaływania, które niestety nie są na ogół znane z dostateczną

dokładnością. Z drugiej strony, wyniki eksperymentów komputerowych uważane są często za bardziej wartościowe niż obarczone błędami dane eksperymentalne.

Eksperyment komputerowy pozwala wyznaczyć prawie wszystkie parametry opisujące układ w równowadze. Istnieją jednak wielkości trudne do określenia. Do nich należy entropia i funkcje z nią związane: energia swobodna i potencjał termodynamiczny. Dla układów nie mających symetrii translacyjnej energię swobodną wyznacza się z potencjału chemicznego, łącząc zmianę energii całkowitej układu spowodowaną dodaniem jednej cząstki do układu.

Wreszcie w niektórych zagadnieniach niedopuszczalne jest klasyczne traktowanie układu. O ile nawet efekty tunelowe są mało prawdopodobne to na przykład występujące przy małych masach duże drgania zerowe oscylatorów harmonicznym mogą w niskich temperaturach istotnie zmieniać wartości liczbowe parametrów. Z problemów fizycznych można by w szczególności wymienić dynamikę stałego wodoru, metanu i helu czy też wodoru w metalach. Klasyczny eksperyment komputerowy pozwala znaleźć kwantowe poprawki do klasycznych średnich wartości statycznych parametrów układu [36]. Nie rozpracowana jednak została dotychczas metoda oszacowania kwantowych poprawek do klasycznych czasowych funkcji korelacji.

Entuzjaści eksperymentów komputerowych twierdzą, że metoda ta tworzy nową dziedzinę fizyki, która pozwala rozwiązać te problemy klasycznej fizyki wielu ciał, które są beznadziejnie skomplikowane dla konwencjonalnej fizyki teoretycznej.

Literatura

- [1] J. G. Gibson, A. N. Goland, M. Milgram, G. H. Vineyard, *Phys. Rev.* **120**, 1229 (1960).
- [2] C. Erginsoy, G. H. Vineyard, A. Englert, *Phys. Rev.* **133A**, 595 (1964).
- [3] J. R. Beeler Jr. *Interatomic potentials and simulation of lattice defects*, Ed. P. C. Gehlen, J. R. Beeler Jr., R. I. Jaffee, Plenum Press, New York 1972, p. 339.
- [4] W. D. Wilson, R. A. Johnson, *Interatomic potentials and simulation of lattice defects*, Plenum Press, New York 1972, p. 375.
- [5] J. R. Beeler Jr., *Phys. Rev.* **150**, 470 (1960).
- [6] L. T. Chadderton, I. Mc, C. Torrens, *Proc. Roy. Soc. A* **294**, 93 (1966).
- [7] D. G. Doran, R. A. Burnett, *Interatomic potentials and simulation of lattice defects*, Plenum Press, New York 1972, p. 403.
- [8] I. M. Torrens, M. T. Robinson, *Interatomic potentials and simulation of lattice defects*, Plenum Press, New York 1972, p. 423.
- [9] P. C. Gehlen, *Interatomic potentials and simulation of lattice defects*, Plenum Press, New York 1972, p. 475.
- [10] R. C. Perrin, A. Englert, R. Bullough, *Interatomic potentials and simulation of lattice defects*, Plenum Press, New York 1972, p. 509.
- [11] Z. S. Basiński, M. S. Duesbery, R. Taylor, *Interatomic potentials and simulation of lattice defects*, Plenum Press, New York 1972, p. 525.
- [12] R. E. Dahl Jr., J. R. Beeler Jr, R. D. Bourquin, *Interatomic potentials and simulation of lattice defects*, Plenum Press, New York 1972, p. 673.
- [13] M. J. Weins, *Interatomic potentials and simulation of lattice defects*, Plenum Press, New York 1972, p. 695.
- [14] A. Sur, J. L. Lebowitz, J. Marro, M. H. Kalos, *Phys. Rev.* **15B**, 3014 (1977).
- [15] J. M. Dickey, A. Paskin, *Phys. Rev.* **188**, 1407 (1969).
- [16] J. J. Weis, M. L. Klein, *J. Chem. Phys.* **63**, 2869 (1975).
- [17] M. L. Klein, J. J. Weis, w druku.
- [18] K. Parliński, A. C. Mituś, R. Sikora, T. Wasiutyński, *J. Chem. Phys.*, w druku.
- [19] A. Rahman, *Phys. Rev.* **136**, A405 (1964).
- [20] D. Shiff, *Phys. Rev.* **186**, 151 (1969).

- [21] A. Rahman, F. H. Stillinger, *J. Chem. Phys.* **57**, 1281 (1972).
- [22] C. L. Briant, J. J. Burton, *J. Chem. Phys.* **63**, 2045 (1975).
- [23] T. Schneider, E. Stoll, *Phys. Rev.* **13B**, 1216 (1976).
- [24] T. Schneider, E. Stoll, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 296 (1975).
- [25] T. Schneider, E. Stoll, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1501 (1976).
- [26] B. J. Alder, T. E. Wainwright, *Phys. Rev.* **127**, 359 (1962).
- [27] B. J. Alder, *Lectures Notes in Physics*, Springer-Verlag, Berlin **32**, 73 (1975).
- [28] J. Jeulink, L. A. de Graaf, M. R. Ypma, L. M. Caspers, *Delf. Prog. Rep. Ser. A* (Netherlands) **1**, 115 (1975).
- [29] R. E. Watson, M. Blume, G. H. Vineyard, *Phys. Rev.* **181**, 811 (1969).
- [30] M. Blume, G. H. Vineyard, R. E. Watson, *Phys. Lett.* **50A**, 397 (1975).
- [31] J. R. Beeler, Jr, G. L. Kulcinsky, *Interatomic potentials and simulation of lattice defects*, Plenum Press, New York 1972, p. 735.
- [32] A. Nordsieck, *Math. of Comp.* **16**, 22 (1962).
- [33] S. M. Shapiro, J. D. Axe, G. Shirane, T. Riste, *Phys. Rev.* **6B**, 4332 (1972).
- [34] B. I. Halperin, C. M. Varma, *Phys. Rev.* **14B**, 4030 (1976).
- [35] J. H. Weiner, A. Askar, *J. Chem. Phys.* **54**, 3534 (1971).
- [36] L. Landau, E. Lifszic, *Fizyka statystyczna*, PWN, Warszawa 1959.

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

Postępy „nowej fizyki”
Symposium Leptonowych i Fotonowych Oddziaływań
o Wielkiej Energii w Hamburgu

Symposium to odbyło się w dniach 25—31. VIII. 1977 r. i było już ósmym z serii, która została zainaugurowana w MIT, Cambridge, USA w 1963 r., konferencją na temat „Oddziaływań fotonowych w GeV-owym zakresie energii”. Obecna nazwa spotkań została zaproponowana po Symposium w Bonn w 1973 r. Zmiana ta okazała się bardziej znacząca i bardziej na czasie niż może sądzili jej autorzy. Szczęśliwym trafem zbiegła się ona bowiem z fascynującymi odkryciami zapoczątkowanymi w 1974 r. znalezieniem cząstki J/ψ tak, że Symposium Leptonowych i Fotonowych Oddziaływań o Wielkiej Energii, 1975 w Stanford, USA stało się pierwszym i to znakomitym przeglądem spektakularnych osiągnięć „nowej fizyki”.

Trudno było marzyć, żeby taka wspaniała rewia ważnych wyników mogła się powtórzyć w bliskiej przyszłości. A jednak, ubiegłoroczne symposium w Hamburgu nie ustępowało chyba poprzedniemu pod względem ilości i wagi przedstawionego materiału, przede wszystkim doświadczalnego. Obejmował on fizykę anihilacji e^+e^- w pierścieniach akumulacyjnych, oddziaływania neutrin o wielkiej energii z hadronami i leptonami, elastyczne i nieelastyczne rozpraszanie elektronów i mionów, produkcję leptonów w zderzeniach hadronowych, poszukiwanie niezachowania parzystości w fizyce atomowej i jądrowej, i wreszcie tradycyjny temat tych spotkań — foto- i elektroprodukcję cząstek, której jednak poświęcono o wiele mniej czasu niż w latach dawniejszych.

Nie sposób w ogólnym sprawozdaniu zreferować wszystkie najciekawsze wyniki. Niektóre z nich przedstawiono zresztą w czasie Europejskiej Konferencji Fizyki Cząstek w Budapeszcie, osobno omówionej w „Postęпах Fizyki”. Ograniczymy się więc tutaj do przeglądu kilku nowych wyników z fizyki anihilacji e^+e^- i fizyki neutrin.

Charakteryzując sytuację w tych dziedzinach można ogólnie stwierdzić, że jakościowo eksperymenty nastawione na samo odkrycie jakiegoś zjawiska i interpretacja wyników przy pomocy prostych, często naiwnych modeli, naturalną kolejną rzeczą ustępują bardziej ambitnym, ilościowym badaniom zarówno doświadczalnym jak i teoretycznym.

Tak więc, nie ulega wątpliwości, że zebrane dotąd dane odnoszące się do rezonansów z rodziny ψ najlepiej można obecnie wyjaśnić przez założenie istnienia nowej liczby kwantowej — „powabu” („charm”) niesionej przez domniemany, czwarty już (jeśli nie liczyć kolorowych stopni swobody) kwark. Alternatywne, proponowane w 1974 r. interpretacje nie wytrzymały próby czasu. Przekonanie to bierze się przede wszystkim stąd, że cząstki powabne przewidziane w klasyfikacji opartej na grupie symetrii $SU(4)$ zostały rzeczywiście odkryte w 1976 r. i to dzięki temu, że produkty ich słabych rozpadów nieleptonowych i semileptonowych zawierają cząstkę dziwną zgodnie z hipotezą uogólnionej uniwersalności słabych oddziaływań, zaproponowaną jeszcze w 1970 r. (S. Glashow i in.). Powyższą interpretację potwierdza ostatnie odkrycie rezonansu ψ'' (3772), który rozpada się na cząstki powabne D i \bar{D}' prawie w 100% i dzięki temu stanowi prawdziwą fabrykę tych cząstek. Pozwoliło to o wiele dokładniej niż poprzednio wyznaczyć ich masy i spiny oraz kanały rozpadu. Wiemy obecnie, że w izoduplecie D masy mezonów wynoszą: $m_{D^0} = 1863,3 \pm 0,9$ MeV, $m_{D^+} = 1868,3 \pm 0,9$ MeV,

a ich spiny są zerowe, oraz że w izodublecie $D^* m_{D^{*+}} = 2008,6 \pm 1,0$ MeV, a różnica mas $m_{D^{*+}} - m_{D^{*0}} = 2,6 \pm 1,8$ MeV i że są to cząstki o spinie 1. Dodajmy, że na Sympozjum przedstawiono pierwsze dowody istnienia dziwnie-powabnych (czy też — powabnie-dziwnych) cząstek F (o masie ok. 2,03 GeV) i F^* (o masie ok. 2,14 GeV). Mamy więc chyba prawo sądzić, że multiplety SU(4) mezonów pseudoskalarnych i wektorowych są już w zasadzie skompletowane.

Nie oznacza to bynajmniej, że umiemy ilościowo wytłumaczyć wszystkie znane obecnie własności nowych mezonów z tych multipletów. Nie jest na przykład dotąd jasne dlaczego w obszarze rezonansu ψ'''' (4028) pary wektorowych cząstek powabnych $D^* D^*$ produkują się o wiele obficie niż by to wynikało z prostych argumentów statystycznych.

W spektroskopii hadronów wyjątkowym, jak dotąd, tworem jest rodzina ośmiu rezonansów mezonowych obserwowanych w zakresie energii 2,8—3,8 GeV obejmująca między innymi rezonanse J/ψ (3 100) i ψ' (3 685) oraz stany, które z nich powstają przez emisję fotonu. Widmo tych stanów wykazuje tyle cech przywodzących na myśl widmo stanów związanych układu fermion-antyfermion, że utarło się już określenie ich jako stany „charmonium” — układu powabny kwark — powabny antykwark. Okazuje się, że liczba i kolejność tych stanów (w skali energii) są dokładnie takie, jakie daje potencjał zbudowany z dominującego na małych odległościach składnika Coulombowskiego (odpowiadającego wymianie jednocząstkowej) i z dominującego na dużych odległościach składnika liniowego (odpowiedzialnego za trwałe wiązanie, tzw. uwięzienie kwarków) oraz uwzględniający poprawki zależne od spinu. Wartości parametrów tego potencjału są przy tym w zasadzie takie jakie sugeruje chromodynamika kwantowa. Do ilościowych sukcesów tego opisu należy zaliczyć stosunkowo dokładne przewidzenie położenia rezonansu ψ'' (3772) odpowiadającego stanowi 1^3D_1 w oznaczeniach spektroskopowych. Niestety, model zawodzi przy obliczaniu prawdopodobieństw przejść elektromagnetycznych i hadronowych dla stanów 1^3P_1 . Podobnie, przewidywane położenia i prawdopodobieństwa rozpadów dwóch stanów pseudoskalarnych 1^1S_0 i 2^1S_0 (powabnych odpowiedników mezonów η (550) i η' (958)) bardzo się nie zgadzają z obecnymi (choć jeszcze dość skąpyymi) danymi doświadczalnymi. Świadczy to o tym, że choć ogólne cechy „charmonium” są ujmowane prawidłowo w stosowanym opisie potencjalnym, to efekty spinowe są dla nas wciąż mało zrozumiałe. Ponieważ jednak możliwość częściowego przynajmniej zrozumienia dynamiki oddziaływań kwarków na przykładzie „charmonium” jest bardzo kusząca, nie ulega wątpliwości, że stosowany dotąd opis potencjalny będzie nadal rozwijany. Odkrycie dalszych „poza-powabnych” stopni swobody stworzyłoby nowe możliwości w tym zakresie, pozwalając być może w zakresie dostatecznie dużych mas na badanie „hadronowego odpowiednika atomu wodoru”. Przewidywania oparte na rachunkach E. Eichtena i K. Gottfrieda z Uniwersytetu Cornell są tu bardzo obiecujące. Przedstawione zaś przez L. Ledermana z Uniwersytetu Columbia dane świadczące o istnieniu dwu lub trzech rezonansów rozpadających się na parę $\mu^+ \mu^-$ o masie ok. 10 GeV stanowią być może pierwszy sygnał istnienia takiego nowego stopnia swobody.

Od kilku lat powiększała się ilość danych wskazujących na produkcję nowego naładowanego leptonu w anihilacji $e^+ e^-$. Dane te są obecnie już na tyle obfite, że istnienie tej cząstki uznano w Hamburgu za udowodnione. Nowy lepton, nazwany τ (τ lepton — trzeci) przez M. Perla ze Stanford, ma masę ok. 1,9 GeV i jest najprawdopodobniej leptonem typu sekwencyjnego, to znaczy powinien charakteryzować się odrębną liczbą leptonową i posiadaniem własnego neutrina, o którym jednak praktycznie nie jeszcze nie wiemy. Jak dotąd, tylko poszlaki wskazują na to, że sprzężenie leptonu τ jest typu V-A. Poza rozpadami czysto leptonowymi, lepton τ ze względu na swoją dużą masę może ulegać również rozpadom semileptonowym. Kilka z takich kanałów rozpadu zostało wstępnie zidentyfikowanych, a wśród nich kanał zawierający pseudo-wektorowy stan A_1 (1100). Potwierdzenie tego wyniku będzie miało zasadnicze znaczenie dla spektroskopii mezonów, ponieważ budzi wciąż wątpliwości rezonansowy charakter A_1 produkowanego dotąd tylko w dyfrakcyjnych oddziaływaniach pion-nukleon. Jest również zagadkową sprawą, dlaczego nie udało się dotąd znaleźć rozpadu τ na pion i neutrino choć powinien on być jednym z bardziej znaczących rozpadów semileptonowych w standardowej teorii V-A.

W niektórych stosowanych do opisu oddziaływań elementarnych modelach opartych

na teoriach z nieabelową grupą cechowania pojawiają się tzw. „anomalie trójkątne”, które sprawiają trudności w procesie renormalizacji teorii. Zachęcającym sposobem pozbywania się tych anomalii jest żądanie symetrii między polami leptonowymi i kwarkowymi w tym sensie, żeby każdemu dubletowi lewoskrętnych leptonów odpowiadał dublet lewoskrętnych kwarków. Z tego też względu znalezienie leptonu τ i rezonansów Ledermana bywa uważane za przejaw wspomnianej symetrii.

W dyskusji inkluzywnych oddziaływań neutrin ν_μ i $\bar{\nu}_\mu$ z jądrami bardzo wiele miejsca (może nawet za wiele) poświęcono w Hamburgu sprawie tzw. „anomalii w zmiennej y ”, która to zmienna jest miarą nieelastyczności procesu. Chodzi tu o zaobserwowaną przed 2 latai drastyczną niezgodność rozkładów $d\sigma/dy$ w procesach z antyneutrinoami z przewidywaniami najprostszego modelu kwarkowo-partonowego. Można było wyjaśnić tę niezgodność wprowadzając, np. słabe prądy prawoskrętne (to znaczy typu $V+A$), ale to stanowi bardzo już istotną modyfikację istniejących opisów słabych oddziaływań. Nowsze dane (przede wszystkim z CERN-u) wyraźnie przeczą istnieniu „silnej anomalii w y ” tak, że ku uldze wielu osób lewoskrętna struktura słabych prądów naładowanych nie musi być na razie kwestionowana. Stwierdzone zaś ponad wszelką wątpliwość niewielkie odstępstwa od ścisłego skalowania (a więc od prostego modelu kwarkowo-partonowego) nie budzą zdziwienia, bo modele z asymptotyczną swobodą przewidują i przynajmniej jakościowo mogą wyjaśnić te odstępstwa.

Natomiast nie widać dotąd takich odstępstw od liniowego wzrostu z energią całkowitych przekrojów czynnych na rozpraszanie ν_μ i $\bar{\nu}_\mu$ (dla energii do około 200 GeV), które można by przypisać efektowi wymiany bozonu pośredniego słabych oddziaływań W .

Dla dalszego potwierdzenia uniwersalności $e-\mu$ ważne są pierwsze wyniki pomiarów inkluzywnego rozpraszania ν_e i $\bar{\nu}_e$, które w strumieniu neutrin z akceleratora stanowią ok. 2% domieszkę. Wartości całkowitego przekroju czynnego i jego zależność od energii zmierzone w zakresie do ok. 10 GeV są w doskonałej zgodzie z uniwersalnością leptonów.

W badaniu oddziaływań opisywanych przy pomocy prądów neutralnych teoretycznym punktem odniesienia jest obecnie model Salama-Weinberga oparty na grupie cechowania $SU(2) \times U(1)$. Nie oznacza to bynajmniej, że model ten stał się już ugruntowaną teorią. Ponieważ jednak przewiduje on konkretną przestrzenną i izospinową strukturę słabego prądu neutralnego z jednym tylko dowolnym parametrem (kątem mieszania Θ_w), więc wygodnie jest przekroje czynne inkluzywnego rozpraszania ν i $\bar{\nu}$, elastycznego rozpraszania νp i $\bar{\nu} p$ oraz słabej produkcji pionów analizować z punktu widzenia zgodności z tą strukturą. Okazuje się, że w granicach błędów (i przy pewnych dodatkowych założeniach co do kwarkowej struktury hadronów) wyniki inkluzywnego rozpraszania na jądrami są zgodne z powyższym modelem dla wartości parametru $\sin^2\Theta_w \cong 0,3$. Dla rozpraszania elastycznego na protonach dowolność parametru mieści się obecnie w granicach $0,13 \leq \sin^2\Theta_w \leq 0,49$. Doświadczalne stwierdzenie produkcji rezonansu $\Delta(1236)$ w procesie słabej produkcji pionów $\nu N \rightarrow \nu N \pi$ świadczy o nieznikającej izowektorowej składowej prądu neutralnego. Z porównania prawdopodobieństwa produkcji pionów o różnych ładunkach wynika ponadto, że przyczynki izowektorowe są większe od izoskalarnych. Dalszych, bardziej ilościowych danych należy oczekiwać zarówno z CERN-u jak i z Fermilab.

Osobne miejsce w doświadczeniach neutrinowych zajmuje elastyczne rozpraszanie $\nu_\mu-e$, mierzenie którego pozwala na bardzo bezpośrednie sprawdzenie struktury leptonowego prądu neutralnego ze względu na jej prostotę w modelu Salama-Weinberga. Wiadomo obecnie, że rozpraszanie $\nu_\mu-e$ naprawdę istnieje, znamy wprawdzie tylko kilka jego przypadków, ale już wskazują one na to, że struktura $V-A$ leptonowego prądu neutralnego jest wykluczona, struktura czysto wektorowa lub czysto pseudowektorowa mało prawdopodobna, i że obarczone dużym jeszcze błędem dane można dopasować do modelu Salama-Weinberga przyjmując znaną z procesów hadronowych wartość parametru mieszania $\sin^2\Theta_w \cong 0,3$. Badanie rozpraszania $\nu_\mu-e$ ma ogromne znaczenie w procesie poznawania struktury prądów neutralnych i wszystkie nowe dane na jego temat będą w najbliższym czasie pilnie śledzone także i ze względu na wyniki tych doświadczeń, które wydają się obecnie przeczyć przewidywaniom modelu Salama-Weinberga.

Wypada tu bowiem wspomnieć o efekcie niezachowania parzystości w procesach atomowych, którego wielkość przewidywana przez model powinna być mierzalna, a jednak wyniki dotychczasowych doświadczeń przede wszystkim z bizmutem są zgodne z efektem zerowym. Nieunikając w szczególności doświadczeń i wiarygodność ich interpretacji należy stwierdzić, że są one traktowane bardzo poważnie i będą kontynuowane. Wyniki doświadczeń z wodorem, których należy oczekiwać w niedalekiej przyszłości będą miały istotne znaczenie dla wyjaśnienia tej sprawy.

Na zakończenie tego przeglądu warto poświęcić kilka słów tzw. procesom trzymionowym, to znaczy produkcji trzech leptonów o dużej energii w zderzeniach νN . Analiza znanych obecnie kilkunastu przypadków tego procesu pozwala podejrzewać, że źródłem ich mogą być nie znane dotąd reakcje, na przykład rozpady nowego naładowanego leptonu o dużej masie lub nowego neutralnego leptonu i nowego kwarku. Dopiero jednak zebranie obfitszej statystyki przypadków pozwoli na postęp w zrozumieniu mechanizmu produkcji trzech mionów. Przywodzi to na myśl kłopoty sprzed 2 lat z procesami dwuleptonowymi, których mechanizm jest w zasadzie wyjaśniony, m. in. przez produkcję i rozpad cząstek powabnych.

Nie ulega wątpliwości, że w zakresie mas inwariantnych powyżej $8 \text{ GeV}/c^2$, który obecnie ledwie zaczynamy odkrywać, nie będzie brakowało pasjonujących zjawisk. Jałowa równina „Asymptotii”, która przed kilku laty, zdaniem pesymistów, miała być tuż za horyzontem na drodze fizyki procesów elementarnych, teraz cofnęła się bardzo daleko. Jak bowiem zauważył J. D. Bjorken w swoim podsumowaniu sympozjum, gromadzone obecnie dane z promieniowania kosmicznego o zderzeniach przy energii wielu TeV, przede wszystkim zaś niespodziewanie duże krotności produkowanych cząstek, stawiają przed nami nowe pasjonujące pytania.

„Nowa fizyka” nie straciła po kilku latach rumieńców młodości, nie stała się też domeną odkryć — ciekawostek. Jej syntetyzująca rola w fizyce oddziaływań elementarnych jest niewątpliwa, choć oczekiwana Wielka Synteza wszystkich oddziaływań nie jest chyba jeszcze bliska.

Andrzej Jurewicz

V Międzynarodowa Konferencja „Implantacja jonów w półprzewodnikach” w Reinhardtsbrunn

W Reinhardtsbrunn (NRD) odbyła się w dniach 23—29 października 1977 roku Międzynarodowa Konferencja poświęcona zagadnieniom implantacji jonów do materiałów półprzewodnikowych. Konferencja ta była piątą z kolei konferencją na ten temat, zorganizowaną w ramach wielostronnej współpracy akademii nauk krajów socjalistycznych. Poprzednie konferencje miały miejsce kolejno w NRD, Związku Radzieckim, Polsce i na Węgrzech. Zaproponowano, aby następna konferencja odbyła się w roku 1979 w Bułgarii.

W obecnej konferencji wzięło udział około 90 uczestników w tym 17 z Polski, którzy wygłosili około 60 referatów z prac własnych, w tym 11 z Polski.

Problematyka konferencji zgrupowana była w sześciu następujących tematach, a mianowicie:

- 1) wygrzewanie defektów poimplantacyjnych w obecności silnego promieniowania jonizującego,
- 2) badanie defektów poimplantacyjnych,
- 3) metody badania warstw implantowanych,
- 4) przemiany fazowe i synteza związków półprzewodnikowych,
- 5) otrzymywanie struktur półprzewodnikowych przy użyciu implantacji jonów,
- 6) zastosowania i aparatura.

Do tradycji tych konferencji należy powoływanie komisji złożonej z przedstawicieli poszczególnych krajów socjalistycznych uczestniczących w konferencji celem dokonania pod-

sumowania wyników przedstawionych prac, podkreślenia najbardziej interesujących nowych kierunków badań oraz oceny międzynarodowej współpracy naukowej.

Komisja ta przedstawia również własną ocenę aktualnej problematyki badań w zakresie implantacji jonów, która winna być wzięta pod uwagę w podejmowaniu dalszych badań. I tak określono szereg tematów ważnych bądź z poznawczego, bądź z praktycznego punktu widzenia:

- 1) badanie natury i własności defektów radiacyjnych,
- 2) wpływ impulsowych wiązek promieniowania jonizującego na warstwy implantowane,
- 3) badanie przejść fazowych oraz synteza związków półprzewodnikowych przy użyciu implantacji jonów,
- 4) badanie procesów stymulowanych radiacyjnie (migracja, rekrytalizacja itd.),
- 5) badanie procesów zachodzących podczas implantacji jonów do dielektryków i metali,
- 6) wykorzystanie implantacji jonów do modyfikacji własności granicy styku dielektryk-półprzewodnik i metal-półprzewodnik,
- 7) doskonalenie metod badania implantowanych warstw, a w szczególności metod bezpośredniego badania struktury defektów, w tym metod jądrowych,
- 8) badanie warstw wytwarzanych implantacją jonów o dużej energii i dużych dawkach,
- 9) rozszerzenie zastosowań implantacji jonów do otrzymywania materiałów stosowanych w syntezie jądrowej oraz do modyfikacji własności metali.

Z prac przedstawionych na obecnej konferencji wynika, że obok ciągle żywego problemu jakim jest natura i własności defektów radiacyjnych, pojawiło się nowe zagadnienie własności transformacyjnych tych defektów pod wpływem silnego promieniowania jonizującego (nadfiolet, elektrony, lasery).

Ponieważ rekrytalizacja implantowanych warstw ulega istotnemu przyspieszeniu w obecności silnej jonizacji, problem ten ma również ważny aspekt praktyczny. Należy sądzić, że będzie to ważny problem badawczy najbliższych kilku lat.

Henryk Rzewuski

D. Potter: **Metody obliczeniowe fizyki** (tłumaczył Witold Grochulski), PWN, Warszawa 1976, s. 272, cena zł 55,—

Książka D. Pottera jest, bodajże pierwszą w literaturze światowej, próbą spójnego opisu całości nowego działu fizyki, jaki powstał na styku fizyki teoretycznej, analizy numerycznej i techniki. Ugruntowanie się jego nazwy: „computational physics”, o czym świadczą tytuły czasopism (*Journal of Computational Physics*), seryjnych wydawnictw zbiorowych (*Methods in Computational Physics*, Academic Press) i wielu książek, można uznać za dowód, że wyodrębnił się on jako nowa dziedzina badań.

W języku polskim nie ma jeszcze odpowiedniego terminu, ale wydaje się, że zarówno najtrafniejszym, jak i nie obciążonym żadnymi uprzedzeniami (jak ewentualne propozycje: fizyka rachunkowa czy obliczeniowa) może być: fizyka numeryczna. Ten termin będzie więc niżej używany.

Analiza numeryczna i komputer są dla fizyki numerycznej równorzędnymi narzędziami badawczymi. Obiektami badań są równania wynikające z teorii opisującej rozpatrywane zjawisko, a wynikami badań wartości numeryczne interesujących wielkości fizycznych lub krzywe obrazujące ich przebieg. Wydawać by się mogło, że uzyskiwanie wartości liczbowych z gotowych równań jest właśnie typowym zadaniem analizy numerycznej, i jeżeli nie może ona sama dać rady równaniom opisującym niektóre skomplikowane układy fizyczne, to jest to tylko kwestia niedostatecznej, chwilowo, szybkości obliczeń.

Opinia taka jest jednak błędna, ponieważ, dokładny z fizycznego punktu widzenia, opis niektórych układów jest niestrawny dla analizy numerycznej niezależnie od szybkości urządzeń liczących, które mamy do dyspozycji. Chodzi tu o układy wielu ciał i ośrodki ciągłe. Przy opisie zjawisk termodynamicznych czy własności elektrodynamicznych ciał stałych, ilość cząstek, które należy wziąć pod uwagę, jest tak duża, że właściwie mamy do czynienia z układami nieskończonej ilości równań. Z kolei przy opisie licznych zjawisk dotyczących ośrodków ciągłych występuje taka mnogość wzajemnie oddziaływających procesów fizycznych, a czasem także, jak np. przy opisie atmosfery ziemskiej czy światowego oceanu, tak złożona geometria układu, że nawet wiolesetkrotne zwiększenie szybkości obliczeń nie sprowadziłoby interesujących problemów do ćwiczzeń z zastosowań analizy numerycznej (a należy wziąć pod uwagę, że szybkość współczesnych komputerów jest już limitowana szybkością rozchodzenia się sygnałów pomiędzy poszczególnymi ich elementami i nie wydaje się, zatem, aby szybkość obliczeń mogła woiąć nieograniczenie wzrastać). W rezultacie właśnie problem wielu ciał i zagadnienia fizyki ośrodków ciągłych stanowią teren działania fizyki numerycznej, a działem analizy numerycznej mającym dla niej szczególne znaczenie są metody rozwiązywania równań różniczkowych zwyczajnych i cząstkowych.

Książka D. Pottera jest właśnie przewodnikiem, i to bardzo związłym po nowej dziedzinie. Autor podkreśla jednak nieustannie wspólne idee fizyczne leżące u podstaw opisywanych metod i to sprawia, że jego książka jest prezentacją fizyki numerycznej, a nie zbiorem typowych problemów z rozwiązaniami.

Pierwsze cztery rozdziały stanowią skrótkowe wprowadzenie do używanych dalej technik analizy numerycznej. Autor demonstruje je na typowych równaniach spotykanych we wspomnianych działach fizyki teoretycznej, oraz wskazuje na fizyczną interpretację stosowanych przybliżeń i warunków ich stabilności. W dalszych rozdziałach są przedstawione różne klasy zagadnień będących obecnie przedmiotem zainteresowania fizyki numerycznej i żałować należy, że autor w wielu miejscach przełożył związłość nad jasność, a nawet pełną poprawność, wykładu. Przykładem może być opis metody PIC z przewagą zderzeń, gdzie już występowanie trzech

różnych prędkości: v , \bar{v} i \bar{v} , stwarza pewne zamieszanie, a używanie tych symboli bez uprzedniego, wyraźnego ich zdefiniowania ma prawo wywołać chaos w głowie czytelnika.

Można też spotkać mylące niekonsekwencje oznaczeniowe jak np. brak wskaźnika k po prawej stronie równań (7.77) i (7.78) (a także niektórych dalszych), czy wręcz niepoprawną argumentację, jak w zdaniu przed wzorem (7.79); z periodyczności $\pi_k(r)$ względem r nie wynika przecież nic o zależności od k , choć obie są konsekwencją równania (7.73) i periodyczności $V(r)$.

Nad niektórymi zagadnieniami autor się wręcz prześlizguje, tak że bez ich znajomości nie można się nawet domyślić o co mu chodzi. Przykładem może być uwaga o konieczności posłużenia się wzorem iteracyjnym (str. 42) — tu zresztą tłumaczenie dodatkowo zaciemniło sprawę, bo „we must devise an iterative formula”, to raczej „musimy wymyślić wzór iteracyjny” niż „musimy uciec się do wzoru iteracyjnego”. Dopiero w dalszych rozdziałach okazuje się o jaki wzór iteracyjny tu chodzi.

Należy też zwrócić uwagę, że opis rysunku 3.7b jest błędny, bo ilustruje on schemat Laxa wzór (3.58) i zatem powinien brzmieć: „schemat jest stabilny ..., niesprężone siatki...”, zamiast: „schemat jest niestabilny..., sprężone siatki...”.

Tłumaczenie jest w zasadzie bardzo dobre, a zapewne, ze względu na występowanie problematyki i terminologii z wielu bardzo różnych działów fizyki, wymagało od tłumacza ogromnego wysiłku.

Niemniej można dostrzec kilka potknięć stylistycznych, jak np. w zdaniu poniżej wzoru (6.50), a także kilka błędów terminologicznych.

Nie używa się, mianowicie, nazwy „przyłączone wielomiany Legendre'a”, a „stowarzyszone funkcje Legendre'a”; chociaż w języku angielskim przyjęte jest tu słowo „polynomials”, to nie są to wielomiany.

Termin „tensor lepki” jako odpowiednik „viscous tensor” wydaje się niezręczny i należy chyba używać nazwy „tensor lepkości”, ewentualnie „tensor napięć lepkich” co odpowiada dokładnie pełnej nazwie angielskiej „viscous stress tensor”.

Wreszcie $V \cdot A = 0$, to nie „kulombowska skala”, a „kulombowskie cechowanie”, potencjału.

Wydaje się też, że tłumaczenie „piv t equation” w rozdz. 4 § 5 jako „równanie osiowe” nie jest najszcześniejsze.

Ponadto, we fragmencie zdania poniżej wzoru (9.47) słowa „ze względu” oznaczają to samo co „z powodu” i wobec tego „with regard” należało tu raczej przetłumaczyć na „nawet przy uwzględnieniu”, albo wręcz „bez względu”, co w tym wypadku zapewniłoby prawidłowy sens całego zdania.

Powyższe uwagi krytyczne nie deprecjonują, w żadnym wypadku, tłumaczenia i zarówno to ostatnie, jak i zamysł wydania książki Pottera w języku polskim zasługują na uznanie. Można mieć tylko nadzieję, że w następnych wydaniach, które z pewnością okażą się potrzebne, zostaną usunięte liczne błędy drukarskie — zarówno znajdujące się w erracie, jak i nie dostrzeżone przy korekcie (a jest ich przynajmniej jeszcze połowa tego).

Maciej Pindor

PTF

Komisja Nagród Naukowych

Zarząd Główny PTF powołał Komisję Nagród Naukowych PTF w następującym składzie: prof. prof. Z. Galasiewicz, A. Hryniewicz, R. S. Ingarden, J. Janik, J. Pniewski, L. Sosnowski, J. Stankowski, Z. Wilhelmi.

Nowy Zarząd Oddziału Warszawskiego

Na Walnym Zebraniu Oddziału Warszawskiego PTF w dniu 11 stycznia 1978 został wybrany nowy Zarząd Oddziału, który ukonstytuował się jak następuje:

przewodniczący — Maciej Suffczyński,
wiceprzewodniczący — Aniela Wolska i Jan Petykiewicz,
sekretarze — Zbigniew Gortel, Maria Kraińska i Bronisław Orłowski,
skarbnik — Aleksandra Kopystyńska,
członkowie — Jan Gaj, Michał Nawrocki, Ewa Skrzypczak.

Członkowie Zarządu z ramienia Sekeji:

Fizyki Stosowanej — Antoni Adamczyk i Maksymilian Pluta,
Biofizyki — Włodzimierz Klonowski i Krystyna Szczepaniak,
Dydaktycznej — Henryk Kowalski, Andrzej Nadolny i Jarosław Trylski.

Muzeum Fizyki w Warszawie

Koncepcja takiego muzeum powstała jesienią 1977 r. i została przychylnie potraktowana na plenarnym posiedzeniu Zarządu Głównego PTF, a gorąco przyjęta jako zadanie do realizacji przez Zarząd OW PTF.

Założenia Muzeum

1a. Poszczególne ekspozycje przedstawiają jakąś wybraną, interesującą problematykę

współcześnie aktualną i żywą, choć ma ona korzeniami sięgać w odległą przeszłość.

1b. Ekspozycja jest poświęcona którejś z wybitnych postaci fizyków bliższej lub dalszej przeszłości.

2. W wypadku 1a wystawy mają charakter przede wszystkim eksperymentalny, a zwiedzający mogą brać udział w wykonaniu eksperymentów, pomiarów, obserwacji.

3. Wystawy tego typu uwzględniają w miarę możliwości historyczny rozwój problemów, jeśli mają one ciekawą historię.

4. W miarę możliwości są ekspozycje najnowsze osiągnięcia badawcze związane z eksponowanym problemem i ewentualne zastosowania tych osiągnięć. W szczególności osiągnięcia fizyków polskich byłyby chyba dla publiczności najbardziej przyciągające i inspirujące.

5. Przewiduje się także ekspozycje z pogranicza fizyki i innych dyscyplin, tj. z pogranicza nauk pokrewnych oraz techniki.

6. Zakłada się w zasadzie dynamiczną zmienność wystaw Muzeum, którego problematyka winna stale nadążać za aktualnymi zdobyczami wiedzy, zapewniając placówce atrakcyjność i żywotność.

7. W dalekiej przyszłości, gdy Muzeum rozgości się we własnym gmachu, przewiduje się przeznaczenie części pomieszczeń na ekspozycje długotrwałe (mniej lub bardziej stałe).

Cele Muzeum

1. Każda wystawa siłą rzeczy informuje i naucza, jednak głównym społecznym celem Muzeum jest budzić zaciekawienie fascynującymi zjawiskami przyrody i fascynującymi metodami eksperymentu; zwracać myśl zwiedzających ku zagadkom przyrody, ku nauce i jej twórcom; pokazać i uczynić bliskimi postaci wielkich badaczy.

2. Inspirować społeczność twórców wiedzy — fizyków i przedstawicieli innych nauk do nietrivialnych koncepcji, pomysłów, opracowań — zbiorowych lub indywidualnych;

wytwarzać zatem szczególny rodzaj więzi pomiędzy publicznością a światem nauki, jak i wewnątrz tego świata.

3. Ubocznym celem jest stwarzanie wartościowych stanowisk pracy dla fizyków.

Wszystkie wymienione cele są już spełniane w związku z realizacją dwu pierwszych wystaw naszego Muzeum. Pierwsza z nich: „Marian Smoluchowski”, została otwarta 12 grudnia 1977 r. w Muzeum Techniki (PKiN). Po około 2 miesiącach ustąpiła ona miejsca następnej naszej wystawie: „Półprzewodniki i światło”, otwartej 21 lutego 1978 r.

Muzeum Techniki NOT, reprezentowane przez swego Dyrektora, mgr inż. Jerzego Jasiuka, stało się naszym nieocenionym mecenasem, dzięki czemu mogliśmy szybko wprowadzić w życie nasze zamierzenia.

Koncepcja Muzeum znalazła tak silny odzew w środowisku naukowym, że w pracach nad wystawami, w szczególności pierwszą z nich, zaangażowanych było wiele osób. W ciągu kilku dni udało się zorganizować 11-osobowy Zespół do spraw Muzeum Fizyki.

Z ramienia Muzeum Techniki weszli do Zespołu: dyrektor inż. Jerzy Jasiuk i mgr Jadwiga Chodowcowa — niestrudzony Komisarz obu naszych wystaw. Wśród 9 pracowników nauki, należących do Zespołu, znaleźli się profesorowie: Arkadiusz Piekara, Tadeusz Piech, Jerzy Dobrzycki, Andrzej Wróblewski; docenci: Maksymilian Pluta, Henryk Szymczak, Aniela Wolska; ponadto: dr Aleksandra Kopystyńska — sekretarz Zespołu i mgr Henryk Kowalski — pierwszy łącznik pomiędzy Zarządem OW PTF a Muzeum Techniki.

Wymieniony Zespół zdecydował poświęcić pierwszą wystawę Marianowi Smoluchowskiemu w sześćdziesięciolecie jego śmierci. W związku z tym zaproszono do współpracy znawców dzieła Smoluchowskiego: profesorów Jerzego Kocińskiego i Macieja Suffczyńskiego oraz docenta Bronisława Kuchowicza. Jednocześnie drugim sekretarzem została dr hab. Krystyna Szczepaniak. W współpracy brał też sporadycznie udział mgr J. Szymborski.

Pierwszy zasadniczy scenariusz wystawy „Marian Smoluchowski” napisał prof. A. Piekara. Do rozszerzenia i wzbogacenia wystawy o materiały rzeczowe przyczyniło się szereg osób: dr Andrzej Teske z Lublina dostarczył

ciekawe fotografie i listy (fotokopie); prof. T. Piech i mgr J. Chodowcowa dokonali wyboru ważnych dokumentów z Biblioteki Jagiellońskiej i wypożyczyli je; Biblioteka Uniwersytetu Warszawskiego wykonała kserokopie niektórych prac Smoluchowskiego i publikacji o nim; prof. J. Kociński, prof. M. Suffczyński i doc. B. Kuchowicz dostarczyli odbitki szeregu prac własnych i cudzych, związanych ze Smoluchowskim. Niżej podpisana, podjąwszy się planu realizacji scenariusza, poszerzyła go w toku tej pracy o nowe koncepcje i elementy, stając się mimo woli współautorką. Realizację doświadczeń według propozycji A. Piekary zajęli się doc. M. Pluta i mgr T. Stacewicz. Plastyczne opracowanie wystawy było dziełem p. Rajmunda Gawkowskiego (z ramienia Muzeum Techniki).

Tak więc wystawa „Marian Smoluchowski” może być przykładem dzieła zbiorowego, w sensie materialnym w większości bezinteresownego.

Scenariusz wystawy „Półprzewodniki i światło” opracowali z ogromną inwencją doktorzy Jan Gaj i Michał Nawrocki z Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW. Jest to ekspozycja typowo eksperymentalna, spełniająca dobrze założenia 1a), 2) i 4). Zwiedzający mają możliwość uczestniczyć w wykonaniu wszystkich przedstawianych doświadczeń. Prezentowane są niedawno odkryte anomalnie silne właściwości magnetoptyczne pewnych półprzewodników oraz wykorzystanie tych własności w modelu optotelefonu, zaprojektowanego przez autorów scenariusza.

Wyrazem zainteresowania fizyków ideą Muzeum było uwzględnienie tego tematu w programie Seminarium Historii Fizyki, jakie prof. Roman Ingarden zorganizował w Toruniu 1 kwietnia 1977 r. Referat o projektowanym wówczas, lecz nie istniejącym jeszcze Muzeum Fizyki, był przedmiotem żywej dyskusji.

Rezonans w sferze emocjonalnej i intelektualnej fizyków i innych ludzi nauki jest najpewniejszą rękomią trwałości zainicjowanego Muzeum. Przyjąwszy słuszną chyba tezę, że struktura psychiczna fizyka jest niezmienna względem przesunięć w czasie i przestrzeni, można rokować nadzieję, że Muzeum przetrwa dłużej niż pokolenie, które je powołało do życia.

Oczywiście początki są skromne. Mamy do rozporządzenia jedną niewielką salę wystawową w Muzeum Techniki. Każda ekspozycja musi ustępować na rzecz następnej. Wolno nam jednak przewidywać, że idea tak inspirowana i społecznie pożyteczna uzyska z czasem warunki do szerszej realizacji.

Aniela Wolska

Wystawa: Marian Smoluchowski — wielki fizyk, współtwórca teorii kinetyczno-molekularnej

Jakie refleksje wzbudzić może fakt zorganizowania wystawy poświęconej twórczości wybitnego polskiego fizyka i o czym mówić można w czasie jej otwarcia? Oczywiście, jest to okazja do przypomnienia dzieła uczonego, warunków, w jakich żył i tworzył, wpływu, jaki wywarł na dalszy rozwój fizyki, wreszcie do mniej lub bardziej osobistych wspomnień. Niezależnie jednak od tego czy chodzić będzie, tak jak w tym przypadku, o Mariana Smoluchowskiego, czy o Władysława Natansoną, Mieczysława Wolfkego, czy któregośkolwiek z niezliczonych już polskich fizyków o nieprzeciętnym talencie i dorobku, nieuchronnie pojawiać się musi pytanie — dlaczego wiemy o nich tak mało? „Gdzie tkwi przyczyna — jak powiedział otwierając wystawę poświęconą Marianowi Smoluchowskiemu dyrektor Muzeum Techniki, Jerzy Jasiuk — że tak wybitny człowiek jest dla większości naszego społeczeństwa postacią encyklopedyczną i dorobek jego nie stanowi elementu kulturotwórczego?”.

O niektórych przyczynach takiego stanu rzeczy mówił w swym wykładzie wygłoszonym z tej samej okazji profesor Jerzy Kociński. Marian Smoluchowski zmarł przedwcześnie w 1917 r., w przededniu odzyskania przez Polskę niepodległości. W trudnych wojennych latach, jakie przypadło mu spędzić na Uniwersytecie Jagiellońskim, nie zdołał, bo nie miał po temu możliwości, stworzyć szkoły naukowej, wychować pokolenia następców, którzy mogliby dzieło jego kontynuować i ocalić od częściowego zapomnienia. Czas I wojny światowej był ponadto okresem przełomu w fizyce — przełomu, który rozpoczął się już w pierwszych latach naszego wieku i trwał do połowy lat dwudziestych. Zainteresowania fizyków, centralne problemy tej

nauki uległy w tym czasie zasadniczym zmianom. Nowa fizyka zwróciła się ku badaniom struktury wewnętrznej atomu, ku poszukiwaniom nowej mechaniki zjawisk zachodzących w mikroświecie, wyjaśnieniu zagadki procesów kwantowych. Wybitne prace Smoluchowskiego dotyczące, najogólniej rzecz ujmując, granic stosowalności drugiej zasady termodynamiki były raczej uwieńczeniem dociekań teoretycznych należących do największych osiągnięć XIX wieku niż otwarciem nowych perspektyw. Ta ostatnia rola w większym stopniu przypadła w udziale Marii Skłodowskiej-Curie. Gdy zakończyła się wojna i fizycy powrócili do swych laboratoriów, Smoluchowski był już, w pewnym sensie, klasykiem.

Inną wreszcie przyczyną stosunkowo małej „popularności” Smoluchowskiego wśród szerszych kręgów społeczeństwa (choć pewną pożyteczną rolę spełnić tu mogła jego cenna biografia pióra Armina Teskego) było to, że treść jego prac niełatwo poddaje się zabiegom popularyzatorskim i docenienie ich wymaga naprawdę dobrej znajomości stanu ówczesnej fizyki.

Tu dochodzimy do sprawy zasadniczej — stanu historycznej świadomości naszego społeczeństwa. Specyficznie rozumiana „humanistyczność” polskiej tradycji kulturalnej jest chyba fenomenem, który w niewielu krajach przybrał tak karykaturalne rozmiary. Nie miejsce tu, by zastanawiać się nad jego przyczyną czy choćby próbować bliżej go określić. Faktem jest, po prostu, że w Polsce o miejsce w historii i w historycznej świadomości narodu łatwiej było żołnierzowi i pocięci niż uczonemu. Łatwiej też było o nie bohaterowi tragicznemu niż człowiekowi sukcesu.

Toteż inicjatywę, której zawdzięczamy tę pierwszą otwartą w Muzeum Techniki wystawę ukazującą fizykę poprzez jej historię i poprzez osobę jej wybitnego twórcy przywitać należy z najwyższym uznaniem. Zadanie, wobec którego stanęli organizatorzy wystawy nie było jednak łatwe. Czym bowiem dysponowali? Jeśli chodzi o autentyczne materialne pamiątki po Marianie Smoluchowskim, to było to kilka listów, m. in. niewątpliwie cenne listy Einsteina, dwujęzyczne notatki z wykładów, których Smoluchowski słuchał na Uniwersytecie Wiedeńskim, trochę

zdjęć. A przecież ten wielki fizyk był nie tylko teoretykiem, lecz także zręcznym eksperymentatorem. Gdyby zachował się choć jeden oryginalny instrument, którym posługiwał się on w swej pracy, zająłby on zapewne w tej ekspozycji miejsce centralne. Zachował się jednak tylko papier.

Organizatorzy zdecydować więc się musieli na koncepcję wystawy, na której obok autentyków równorzędną właściwie z nimi rolę spełniają eksponaty, które zaliczyłbym do „bloku popularnonaukowego”. Odwiedzający wystawę mogą więc oglądać na ekranie telewizyjnym ruchy Browna, czy — czytając plansze — dowiedzieć się czegoś o stanie fizyki na przełomie XIX i XX wieku. Mogą wreszcie zobaczyć, co o Marianie Smoluchowskim dotychczas napisano.

Czy wystawa ta może przyczynić się do tego, by dzieło Mariana Smoluchowskiego w większym stopniu stało się częścią naszej społecznej świadomości kulturalnej. Myślę, że pomimo, iż wystawa przygotowana została bardzo starannie i koncepcja jej była właściwa, nie należy robić sobie w tym względzie zbyt wielkich złudzeń. Zmiana naszego stosunku do własnej przeszłości nie może dokonać się szybko. Zanim nauczymy się naprawdę doceniać to co wartościowe w historii naszej nauki i rozumieć rolę, jaką rozwój myśli naukowej odegrał w dziejach naszego narodu, minie zapewne wiele czasu. Myślę zresztą, że ewolucja taka powinna zacząć się od samych fizyków.

Krzysztof Szymborski

Nowi profesorowie

Rada Państwa nadała tytuł naukowy profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych Stefanowi Pokorskiemu, doc. Uniwersytetu Warszawskiego i Ewie Skrzyżczak, doc. Uniwersytetu Warszawskiego.

Nagroda Marii Skłodowskiej-Curie

Nagrodę Naukową Marii Skłodowskiej-Curie, przyznawaną przez Sekretarza Naukowego Polskiej Akademii Nauk corocznie na przemian w zakresie fizyki i chemii, otrzymał w roku 1977 prof. Włodzimierz Zawadzki (IF PAN) za prace wyjaśniające wpływ spinu

na zjawiska elektronowe w półprzewodnikach.

Pierwsze oryginalne wyniki dotyczące zachowania się spinu elektronowego w kryształach InSb w polu magnetycznym uzyskał W. Zawadzki w 1963 r. Od tego czasu stale rozwijał i pogłębiał tematykę związaną ze spinem elektronowym w półprzewodnikach uzyskując nowe ważne wyniki szeroko znane w świecie naukowym. Do najważniejszych osiągnięć prof. W. Zawadzkiego można zaliczyć:

1) zbadanie zachowania się spinu elektronu w jednoczesnej obecności pól elektrycznego i magnetycznego,

2) wykazanie, że zaburzenia elektryczne (elektryczna składowa promieniowania, fonony optyczne, fonony akustyczne, zjonizowane domieszki) mogą prowadzić do odwrócenia spinu elektronu przez mechanizm oddziaływania spin-orbitalnego. Zjawisko to dając wkład do ilościowego opisu transportu klasycznego prowadzi do szeregu nowych efektów w magneto-transportie i magneto-optyce półprzewodników, a w szczególności do wyjaśnienia relaksacji spinowej w lasarze ramanowskim z odwróceniem spinu,

3) podanie opisu spinu momentu magnetycznego dla relatywistycznego elektronu Diraca.

Włodzimierz Zawadzki stopień magistra fizyki uzyskał w roku 1961 na Wydziale Matematyczno-Fizycznym Uniwersytetu Warszawskiego przedstawiając pracę pt. „Przewodnictwo i siła termoelektryczna niektórych tlenków metali i czystego boru”.

Stopień doktora nauk fizycznych otrzymał w 1964 r. w Instytucie Fizyki PAN na podstawie pracy pt. „Wpływ struktury pasm energii na zjawiska transportu nośników prądu w półprzewodnikach”, której promotorem był prof. L. Sosnowski.

Habilitował się w roku 1968 na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego przedstawiając rozprawę pt. „Elektrony Blocha w skrzyżowanych polach elektrycznym i magnetycznym”. W latach 1961—1965 pracuje nad teorią zjawisk transportu i własności magnetycznych elektronów w półprzewodnikach z wąską przerwą energetyczną. Przed wyjazdem do USA rozpoczyna badania teoretyczne optycznych własności elektronów Blocha w skrzyżowanych polach elektrycznym i magnetycznym. Podczas dwuletniego

(1965—1967) stażu naukowego w National Magnet Laboratory w MIT kontynuuje pracę nad elektronami w półprzewodnikach w obecności skrzyżowanych pól, a także zajmuje się nieliniowymi własnościami optycznymi wielofotonowa magneto-absorpcja i mieszanie częstotliwości. Po powrocie do Polski kontynuuje zarówno tematykę zjawisk transportu, jak i opis własności półprzewodników z wąską przerwą i zerową przerwą energetyczną w obecności pola magnetycznego i elektrycznego. Publikuje także pracę na temat spinowego momentu magnetycznego swobodnego elektronu relatywistycznego.

W 1973 roku otrzymuje Nagrodę Specjalną Roku Nauki Polskiej za udział w pracach nad wykryciem praw rządzących dynamiką elektronów w półprzewodnikach z wąską przerwą energetyczną oraz kompleksowe przebadanie tych materiałów.

Rok 1974 spędza w Paryżu, gdzie na zaproszenie Centre National de Recherches Scientifiques pracuje w École Normale Supérieure nad nieliniowymi własnościami optycznymi i rezonansowym oddziaływaniem spin-fonon w półprzewodnikach.

W roku 1977 przez 3 miesiące prowadzi wykłady jako „Gastprofessor” w Rheinische Westfälische Technische Hochschule w Akwizgranie.

Jest autorem 65 oryginalnych prac naukowych, w tym obszernego artykułu przeglądowego na temat zjawisk transportu w półprzewodnikach.

W roku 1977 otrzymał tytuł profesora nadzwyczajnego.

Jest członkiem Komisji Półprzewodnikowej Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP) oraz członkiem Komisji Półprzewodnikowej Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, członkiem korespondentem Międzynarodowego Ośrodka Fizyki Teoretycznej w Trieście oraz członkiem Komitetu Doradczego Międzynarodowego Ośrodka Fizyki w Erice (Sycylia).

M. Jastrzębska

EPS

Podajemy ostatnie zmiany we władzach Europejskiego Towarzystwa Fizycznego:

Oddział Fizyki Atomowej — sekretarzem

Oddziału na miejsce G. zu Putlitzza został I. Martinson (Uniwersytet w Lund, Szwecja).

Sekcja Zderzeń Elektronowych i Atomowych OFA — przewodniczącym na miejsce J. B. Hasteda został F. Linder (Uniwersytet w Kaiserslautern, RFN), a sekretarzem, na miejsce F. J. de Heera został F. H. Read (Uniwersytet w Manchester, W. Brytania).

Sekcja Metali Oddziału Materii Skondensowanej — przewodniczący: P. Averbuch (Uniwersytet w Grenoble, Francja).

Europhysics News 9, No 1/2, 1978

Medale dla Goudsmita i Uhlenbecka

Prezydent Carter wręczył Samuelowi Goudsmitowi i George'owi Uhlenbeckowi Narodowe Medale Nauki (najwyższe amerykańskie odznaczenie za osiągnięcia naukowe lub techniczne) przyznane im za „odkrycie spinu elektronu jako źródła nowej liczby kwantowej”. Jak wiadomo, odkrycia tego dokonali w r. 1925.

CERN Courier 18, No 1/2, 1978

Medal Boltzmannna

Komisja Termodynamiki Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej przyznaje co trzy lata Medal Boltzmannna za wybitne osiągnięcia w fizyce statystycznej. W r. 1977 Medal Boltzmannna otrzymał Ryogo Kubo (Uniwersytet w Tokyo) za prace z teorii nierównowagowej mechaniki statystycznej i teorii fluktuacji. Kubo jest wiceprezydentem IUPAP, a w r. 1964 był prezesem Japońskiego Towarzystwa Fizycznego.

Physics Today 30, No 12, 1977

Nagroda Maxwella

Nagrodę Jamesa Clerka Maxwella, przyznaną przez Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne za wybitne osiągnięcia w dziedzinie fizyki plazmy, otrzymał w r. 1977 John M. Dawson, profesor Uniwersytetu Kalifornijskiego w Los Angeles.

Nagrodę przyznano mu za „wkład do fizyki plazmy i kontrolowanej fuzji jądrowej, tak

przez badania teoretyczne jak i płodne wynalazki". W szczególności Dawson wprowadził symulacje komputerowe jako narzędzie badania plazmy oraz zastosowanie laserów do wytwarzania plazmy.

J. M. Dawson jest dyrektorem Centrum Fizyki Plazmy i Inżynierii Fuzji Uniwersytetu Kalifornijskiego w Los Angeles. Jest członkiem amerykańskiej Narodowej Akademii Nauk. *Physics Today* 30, No 11, 1977

Konwersatorium poświęcone pracom Infelda

W związku z dziesiątą rocznicą śmierci prof. Leopolda Infelda Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego zorganizował w dniu 19 stycznia 1978 uroczyste konwersatorium poświęcone jego pracom. Wygłoszono następujące referaty: Józef Werle — *Wspomnienie o Profesorze Infeldzie*, Iwo Białynicki-Birula — *Elektrodynamika Borna-Infelda*, Andrzej Trautman — *Prace Infelda na temat równań ruchu*.

Imieniny Kopernika

W dniach 2—5 grudnia 1977 r. odbyło się w Toruniu X Sympozjum Fizyki Matematycznej. Począwszy od 1968 r. Sympozja te są organizowane corocznie, zawsze około 6 grudnia i stąd wywodzi się ich popularna nazwa — „Imieniny Kopernika”. Uczestniczyli w nich polscy i zagraniczni fizycy i matematycy zainteresowani rozwijaniem i wprowadzaniem nowoczesnych metod matematycznych do fizyki. Geneza tych spotkań jest ściśle związana z inicjatywą utworzenia międzynarodowego czasopisma *Reports on Mathematical Physics*, z którą wystąpił prof. R. S. Ingarden. Pierwsze sympozja odbywały się w zasadzie tylko w gronie członków Rady Redakcyjnej ROMP. Poświęcone one były głównie pracom przygotowawczym do wydania czasopisma, ale wygłaszano na nich także referaty naukowe. Stopniowo impreza zyskiwała charakter prawdziwego sympozjum na skutek wzrastającego zainteresowania wielu osób spoza Rady Redakcyjnej. W dotychczasowych zjazdach brali udział uczeni z 13 krajów europejskich oraz z Japonii,

Kanady i USA. Współorganizatorami zjazdów są Komitet Fizyki PAN, Towarzystwo Naukowe w Toruniu, Komitet Redakcyjny ROMP i Instytut Fizyki UMK. Organizatorzy nie zamierzają przekształcić sympozjów w wielką międzynarodową konferencję, ale chcą utrzymać jej dotychczasowy raczej kameralny charakter. Nie zamierzają też przeciążać programu nadmierną ilością referatów, żeby pozostawić uczestnikom więcej czasu na dyskusje.

Sympozja w dalszym ciągu są ściśle związane z *Reports on Mathematical Physics*, którego redakcja znajduje się w Toruniu, a redaktorem naczelnym od samego początku jest dyrektor Instytutu Fizyki UMK prof. R. S. Ingarden. W czasie trwania każdego zjazdu odbywa się posiedzenie Rady Redakcyjnej ROMP. Dzięki staraniom Instytutu Fizyki UMK i Zarządu Głównego PTF pierwszy numer ROMP ukazał się w 1970 r. Przez pierwsze cztery lata drukowano rocznie jeden tom składający się z czterech zeszytów. Pismo wydawane było wspólnie przez PWN i North Holland Publishing Company. Rosnący stale napływ prac spowodował w 1974 r. zwiększenie objętości czasopisma przez przekształcenie kwartalnika na dwumiesięcznik z jednoczesnym zwiększeniem objętości każdego zeszytu z 6 do 10 arkuszy drukarskich. Do chwili obecnej w ciągu roku ukazują się 2 tomy, każdy złożony jest z 3 zeszytów. Od 1976 r. współwydawcą (obok PWN) i dystrybutorem na kraje zachodnie jest Pergamon Press. W wydanych dotychczas 11 tomach wydrukowano 318 prac o łącznej objętości 4314 stron, tj. około 308 arkuszy drukarskich.

R. Mrugała

Amerykańsko-radzieckie seminarium materii skondensowanej

Zgodnie z porozumieniem między ZSRR a USA o wymianie i współpracy kulturalnej i naukowej odbyło się w okresie od 4 lipca do 29 sierpnia 1977 w Aspen w stanie Colorado amerykańsko-radzieckie seminarium robocze poświęcone fizyce materii skondensowanej. Wzięło w nim udział 12 fizyków radzieckich i 25 amerykańskich. Dyskutowano m. in.

problemy nadeckłości ^3He , krople elektro-nowo-dziurowe, przewodniki organiczne i układy jednowymiarowe. W wyniku osmioletniego seminarium przygotowano do druku 12 wspólnych radziecko-amerykańskich publikacji.

Seminarium przewodniczyli wspólnie L. P. Gorkow (Instytut Landaua) i J. R. Schrieffer (Uniwersytet Pensylwanii).

Physics Today 30, No 10, 1977

Innowacje w nauczaniu nauk ścisłych

UNESCO wydało książkę Alberta V. Baez *L'innovation dans l'enseignement des sciences: synthèse mondiale* (Paryż 1977). Autor, na 279 stronach, przeprowadza obszerną analizę typów, celów i sytuacji występujących w nauczaniu nauk ścisłych na świecie. Przedstawia pozytywne tendencje, sugeruje priorytetowe pola działania, proponuje pewne zmiany strategii nauczania.

Bul. Polskiego Komitetu dla UNESCO, Nr 9, 1977

Historia akceleratorów

W grudniu 1977 r. otwarto w amerykańskim Narodowym Muzeum Historii Nauki i Techniki Smithsonian Institution w Waszyngtonie wystawę „Atom Smashers — 50 Years”. Wystawa jest imponująca — zgromadzono na niej ogromną liczbę przyrządów i dokumentów.

Przedstawiono fotografie, notatniki laboratoryjne, publikacje od pierwszych badań nad promieniotwórczością i pierwszych pomysłów akceleratorów. Są tam, np. notatniki Rolfa Wideroe z r. 1923, ze szkicem pierwszego pomysłu betatronu, notatki E. T. S. Waltona i Leo Szilarda z r. 1928 dotyczące akceleratora liniowego, replika w skali 1:2 akceleratora Waltona-Cockrofta z r. 1932, pierwszy akcelerator Van de Graaffa, notatniki E. O. Lawrence'a i S. Livingstona ze szkicami pierwszych cyklotronów, dokumenty dotyczące pierwszych synchrotronów Wekslera i McMilla, jak również modele najnowszych wielkich akceleratorów i pierścieni magazynujących. Część wystawy poświęcono technikom detekcji — od liczników Geigera-Millera,

liczników iskrowych i scyntylacyjnych, poprzez komorę Wilsona, aż do ostatnich osiągnięć w technice komór pecherzykowych.

CERN Courier 18, No 1/2, 1978

Budowa nowego akceleratora

Propozycja budowy nowego akceleratora — ISABELLE — w Brookhaven National Laboratory (USA) została przyjęta przez rząd Stanów Zjednoczonych.

Akcelerator ten będzie przyspieszał dwie przeciwbieżne wiązki protonów do energii 200 GeV. Odpowiada to energii 400 GeV w układzie środka masy i stanowi prawie siedmiokrotny wzrost granicy energii osiągniętej w obecnych akceleratorach. Przewiduje się, że nowy obszar energii pozwoli na odkrycie i zbadanie własności hipotetycznych bozonów pośrednich słabych oddziaływań W^\pm i Z^0 .

Budowa akceleratora, kierowana przez fizyka amerykańskiego Jima Sanforda, potrwa około 7 lat. Cały projekt będzie kosztował 275 milionów dolarów.

Korespondencja fizyków

Biuro Historii Nauki i Techniki Uniwersytetu Kalifornijskiego w Berkeley wspólnie z Centrum Historii Fizyki Amerykańskiego Instytutu Fizyki podjęło przegląd dokumentów archiwalnych z całego świata związanych z fizyką z okresu 1900—1950. Osoby, które wiedziałyby o korespondencji fizyków (w szczególności między fizykami a niefizykami) z tego okresu, proszone są o skomunikowanie się z instytucją: The Office for History of Science and Technology, University of California, 470 Stephens Hall, Berkeley, Calif. 94270, USA.

Phys. Today 40, No 10, 1977

M. S. Vallarta

(1900—1977)

Dnia 18 kwietnia 1977 zmarł Manuel Sandoval Vallarta, znakomity fizyk meksykański.

Po studiach w MIT Vallarta pracował w latach trzydziestych u Lemaitre'a w Louvain.

Wspólnie z Lemaitre'm rozwinął teorię propagacji promieniowania kosmicznego w polu magnetycznym Ziemi. Teoria Lemaitre-Val-larta odznacza się niezwyklej elegancją matematyczną.

Po pobycie w Europie Vallarta objął katedrę fizyki teoretycznej w MIT, a w r. 1943 powrócił do Meksyku. Po powrocie do ojczyzny zajął się organizacją nauki i właściwie zapoczątkował rozwój nowoczesnej fizyki meksykańskiej. Był przez pewien czas wiceministrem oświaty, rektorem Politechniki, założył Narodowy Instytut Badań Naukowych, był dyrektorem Narodowego Instytutu Energii Jądrowej. Prowadził cotygodniowe seminaria skupiające zarówno młodych fizyków meksykańskich, jak i zaproszonych wybitnych fizyków światowych. Wywierał duży wpływ na życie naukowe całej Ameryki Łacińskiej.

Phys. Today 30, No 12, 1977

B. T. Geilikman

(1914—1977)

Dnia 23 maja 1977 zmarł Borys Towjewicz Geilikman, wybitny radziecki fizyk teoretyk.

B. T. Geilikman urodził się w r. 1914 w Moskwie, ukończył Uniwersytet Moskiewski, w r. 1944 doktoryzował się w Instytucie Fizyki im. Lebediewa, od 1945 r. pracował w Instytucie Energii Atomowej im. Kurczatowa.

Geilikman miał wybitne osiągnięcia w wielu gałęziach fizyki teoretycznej. W teorii nadprzewodnictwa rozwinął m. in. teorię zjawisk kinetycznych w nadprzewodnikach, teorię elektronowego i sieciowego przewodnictwa ciepła, teorię tłumienia dźwięku, rozwinął teorię BCS dla tzw. anomalnych nadprzewodników (nadprzewodnictwo z silnym sprzężeniem elektron-fonon), dał również wkład do teorii nadciekłości ^3He i ^4He . Zajmował się teorią kryształów kwantowych. Wniósł rów-

nież znaczny wkład w teorię jądra atomowego, w szczególności w teorię reakcji bezpośredniego oddziaływania.

Był autorem monografii *Statystyczna teoria przejść fazowych* (1954) i *Kinetyczne i niestacjonarne zjawiska w nadprzewodnikach* (1972).

UFN 123, No 4, 1977

B. Gregory

(1919—1977)

W nocy z 24 na 25 grudnia 1977 zmarł nagle Bernard Gregory, prezydent Rady CERN-u.

B. Gregory urodził się w r. 1919 w Bergerac, we Francji. W latach pięćdziesiątych wspólnie z Louis Leprince-Ringuet prowadził w Ecole Polytechnique badania promieniowania kosmicznego. Był wybitnym specjalistą techniki komór pęcherzykowych. W latach 1966—1970 był dyrektorem generalnym CERN-u. Wspólnie z E. Amalidim i J. Adamsem odegrał decydującą rolę w wielkim przedsięwzięciu CERN-u — konstrukcji akceleratora 300 GeV. W czasie jego kadencji CERN podjął bardzo owocną współpracę z fizykami radzieckimi. W r. 1971 powrócił do Francji i w latach 1973—1976 kierował Narodowym Centrum Badań Naukowych. Zdobył sobie uznanie i poważanie społeczności fizyków europejskich.

CERN Courier 18, No 1/2, 1978

Laura Fermi

Dnia 26 grudnia 1977 zmarła, w wieku lat 70, Laura Fermi, wdowa po Enrico Fermi, autorka wielu książek o fizykach, a przede wszystkim wspomnień o swoim mężu — *Atoms in the Family*.

CERN Courier 18, 1/2, 1977

Od Redakcji

Rozpoczynając działalność w Redakcji „Postępów Fizyki”, nowy Komitet Redakcyjny uprzejmie prosi Czytelników o nadsyłanie wszelkich uwag i życzeń odnośnie charakteru Pisma.

W redagowaniu „Postępów” pragniemy przede wszystkim w pełni wykorzystać duży dorobek i doświadczenie poprzednich Redakcji. Przy poznawaniu tego dorobku i korzystaniu z niego, wiele życzliwej pomocy otrzymaliśmy i nadal otrzymujemy od poprzedniego Komitetu Redakcyjnego, któremu tą drogą wyrażamy swoją wdzięczność.

Jednocześnie pragniemy zachować pełną wrażliwość na sugestie Czytelników odnośnie zmian, ulepszeń i — ogólnie — dalszego rozwoju pisma. Pewną informacją są tu dla nas wyniki ankiety wśród Czytelników (zeszyt 6/1977). Reakcja na tę ankietę była nieco większa niż wynikałoby to z małej liczby (16) odpowiedzi pisemnych na nią; sporo bowiem uwag dotarło zarówno do poprzedniego Komitetu Redakcyjnego, jak i już do nas, drogą ustną w bezpośrednich rozmowach. Mamy nadzieję, że po pewnym czasie kontaktu z Czytelnikami będziemy w stanie dać bardziej szczegółowy wyraz tendencjom co do charakteru pisma.

KOMITET REDAKCYJNY:

Barbara Wojtowicz, Adam Sobieczewski, Marek Szczekowski

Informacje dla Autorów

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

1. Maszynopis pracy (oryginał i jedną kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja Postępów Fizyki, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres do dalszej korespondencji (do przesłania korekty i honorarium autorskiego). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

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

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

4. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych, kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

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

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

7. Wszelkie przypisy i uwagi, numerowane kolejno gwiazdkami, winny być zamieszczone nie w spisie literatury, a u dołu strony, na której są odsyłacze.

8. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

[1] A. Białas, W. Czyż, Acta Phys. Pol. B 5, 523 (1974).

[2] A. Bohr, B. R. Mottelson, Nuclear Structure, t. 1, Benjamin, New York 1969, str. 100.

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

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

9. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Smoleńsk 14, 31-112 Kraków. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

10. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamawiać odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1—16 s. wynosi zł 8.—

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 **nabywać lub zamówić** we Wzorcowni Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter) 00-901 Warszawa oraz w księgarniach naukowych „Domu Książki”.

INFORMAT ON 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 \$ 18) 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. Mehra — Narodziny mechaniki kwantowej (tłum. Z. Ajduk)	275
M. Szczekowski — Produkcja dwóch i trzech leptonów w eksperymentach neutrinowych	305
NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW	
K. Parliński — Eksperymenty komputerowe i ich zastosowanie	327
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
A. Jurewicz — Postępy „nowej fizyki” — Sympozjum Leptonowych i Foto- nowych Oddziaływań o Wielkiej Energii w Hamburgu	345
H. Rzewuski — V Międzynarodowa Konferencja „Implantacja jonów w pół- przewodnikach” w Reinhardtsbrunn	348
RECENZJE	
D. Potter — Metody obliczeniowe fizyki (M. Pindor)	351
KRONIKA OD REDAKCJI	

CONTENTS

J. Mehra — The Birth of Quantum Mechanics	275
M. Szczekowski — Dilepton and Trilepton Production in Neutrino Experi- ments	305
LABORATORY EQUIPMENT AND DATA HANDLING	
K. Parliński — Computer Experiments and their Applications	327
MEETINGS AND CONFERENCES	
REVIEWS	
CHRONICLE	
EDITORIAL	