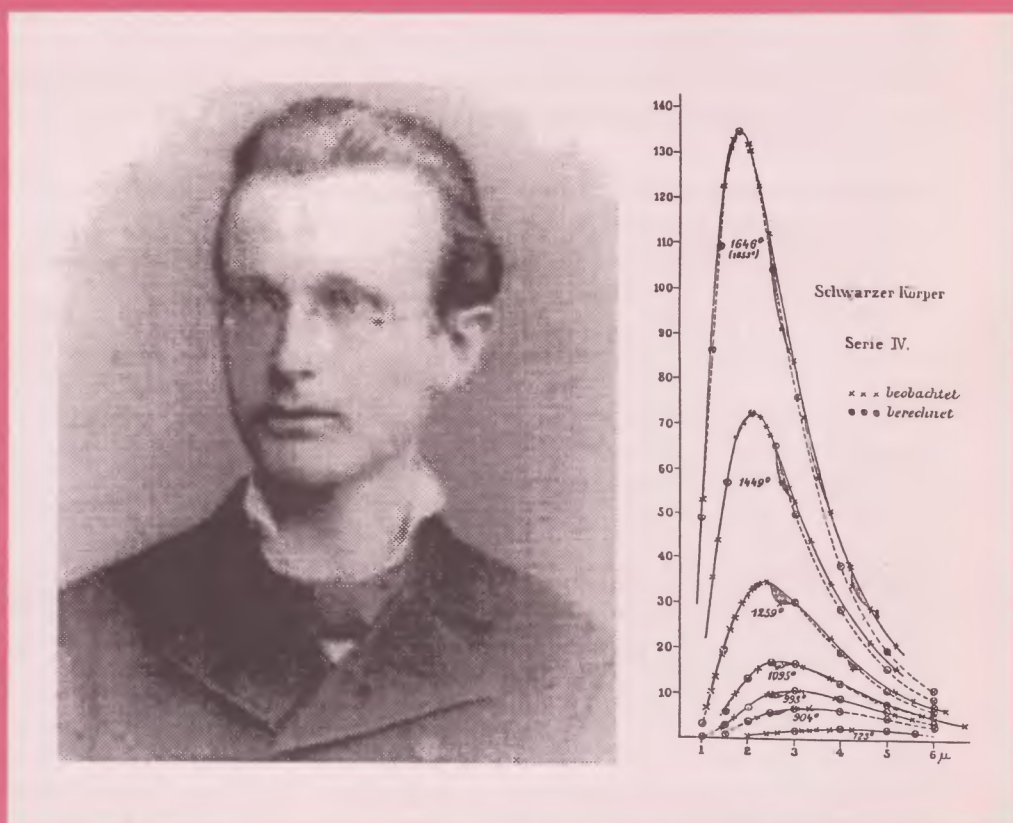


POSTĘPY FIZYKI

TOM 51 ZESZYT 6 ROK 2000



DWUMIESIĘCZNIK
POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO



STULECIE WZORU I STAŁEJ PLANCKA

OD ODDZIAŁYWAŃ SŁABYCH DO GRAWITACJI
WSPOMNIENIE O ZDZISŁAWIE SZYMAŃSKIM

SYMULACJA AKUSTYCZNA KRYSZTAŁU FOTONOWEGO

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes: Prof. Ireneusz Strzałkowski
Wiceprezesa: Prof. Krzysztof Ernst
Prof. Karol I. Wysokiński
Sekretarz Generalny: Prof. Maciej Kolwas
Skarbnik: Dr hab. Witold D. Dobrowolski
Członkowie ZG: Prof. Katarzyna Chałasińska-Macukow
Prof. Bogdan Cichocki
Prof. Wojciech Gawlik
Prof. Jerzy Nowak
Prof. Jerzy Warczewski
Mgr Urszula Woźnikowska-Bezak

REDAKTORZY NACZELNI CZASOPISM PTF

Prof. Adam Sobiczewski – *Postępy Fizyki*
Prof. Jerzy Prochorow – *Acta Physica Polonica A*
Prof. Andrzej Staruszkiewicz – *Acta Physica Polonica B*
Prof. Marek Kordos – *Delta*
Prof. Andrzej Jamiołkowski
– *Reports on Mathematical Physics*
Dr Zofia Gołąb-Meyer – *Foton*

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

Prof. Andrzej Maziewski (Białystok)
Prof. Ryszard Siuda (Bydgoszcz)
Prof. Kazimierz Dziliński (Częstochowa)
Prof. Eugeniusz Czuchaj (Gdańsk)
Dr Andrzej Klimasek (Gliwice)
Dr hab. Andrzej Burian (Katowice)
Prof. Zbigniew Włodarczyk (Kielce)
Prof. Andrzej Zięba (Kraków)
Prof. Stanisław Hałas (Lublin)
Prof. Leszek Wojtczak (Łódź)
Prof. Stefan Szymura (Opole)
Prof. Andrzej Dobek (Poznań)
Prof. Marian Kuźma (Rzeszów)
Prof. Henryk Wrembel (Słupsk)
Prof. Adam Bechler (Szczecin)
Prof. Andrzej Bielski (Toruń)
Prof. Jacek Baranowski (Warszawa)
Prof. Witold Ryba-Romanowski (Wrocław)

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

POSTĘPY FIZYKI

RADA REDAKCYJNA

Andrzej K. Wróblewski (akw@fuw.edu.pl)
– przewodniczący
Jerzy Czerwonko (pelstud@netra.ac.pwr.wroc.pl)
Marek Demiański (mde@fuw.edu.pl)
Zofia Gołąb-Meyer (meyer@thp1.if.uj.edu.pl)
Stanisław K. Hoffmann (skh@ifmpan.poznan.pl)
Franciszek Kaczmarek (efka@vm.amu.edu.pl)
Józef Szudy (szudy@phys.uni.torun.pl)

KOMITET REDAKCYJNY

Adam Sobiczewski – redaktor naczelny
Tomasz Dietl
Jerzy Gronkowski
Miroslaw Łukaszewski
Magdalena Staszal
Barbara Wojtowicz

KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Mgr Maciej Piętka (Białystok)
Prof. Jerzy J. Wysocki (Częstochowa)
Dr Stanisław Zachara (Gdańsk)
Dr Roman Bukowski (Gliwice)
Prof. Wiktor Zipper (Katowice)
Dr Małgorzata Suchańska (Kielce)
Dr Jacek Bieroń (Kraków)
Dr Tomasz Durakiewicz (Lublin)
Dr Urszula Garuska (Łódź)
Dr Ryszard Czajka (Poznań)
Dr Małgorzata Klisowska (Rzeszów)
Mgr Małgorzata Kuzio (Słupsk)
Dr Janusz Typek (Szczecin)
Dr Józefina Turło (Toruń)
Dr Ewa Jędryka (Warszawa)
Prof. Bernard Jancewicz (Wrocław)

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

Ukazuje się od 1949 r.; wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne
Zeszyt dofinansowany przez Komitet Badań Naukowych
Wydano pod patronatem Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego
Skład komputerowy w Redakcji, druk i oprawa: „UNI-DRUK”, Warszawa, ul. Buńczuk 7b

Od oddziaływań słabych do grawitacji*

Martinus J.G. Veltman

Physics Department, University of Michigan, Ann Arbor, Michigan, USA

From weak interactions to gravitation

Nobel Lecture, 8 December 1999, Stockholm

1. Wstęp

Wykład ten dotyczy wkładu, jaki wniosłem w udowodnienie renormalizowalności teorii z cechowaniem. Nie ma oczywiście ścisłego podziału na wkład mój i mojego współlaureata, 't Hoofta, ale ograniczę się jedynie do skrótowego skomentowania tych publikacji, które są wyłącznie jego autorstwa. Wyczerpujący przegląd tego tematu, zawierający dokładniejsze odnośniki do współczesnych prac, można znaleźć gdzie indziej [1].

Jak dobrze wiadomo, prace nad renormalizowalnością teorii z cechowaniem całkowicie zmieniły pejzaż fizyki cząstek elementarnych. Prace te wysunęły na pierwszy plan pewne modele; istnienie prądów neutralnych przewidywanych przez te modele zostało stwierdzone, a odkrycie cząstki J/ψ szybko zinterpretowano jako odkrycie powabu, który był również częścią tych modeli. Dokładniej rzecz biorąc, mam tu na myśli model Glashowa [2], jego rozszerzenie przez Glashowa, Iliopoulou i Maianiego (GIM) [3], tak by obejmował on również kwarki, oraz zawierający także sektor Higgsa model leptonów Weinberga i Salama [4]. Praca GIM zawierała dyskusję dotyczącą niezbędnych neutralnych prądów hadronowych oraz uwzględniała powab, tak jak to pierwszy sugerował Hara [5]. Idąca w ślad za przepro-

wadzoną przez Bardeena na seminarium w Orsay analizą (patrz także [6]) praca Bouchiata, Iliopoulou i Meyera [7] wykazała znikanie anomalii dla kwarków mających trzy kolory. Nie wchodząc w szczegóły powiem, że w rezultacie zaakceptowano chromodynamikę kwantową. W ten sposób Model Standardowy został skompletowany w przeciągu zaledwie kilku lat.

2. Zasadnicze kroki

Pozwolę sobie przypomnieć tutaj, co uważam za mój własny wkład w tę dziedzinę. Można go podzielić na trzy oddzielne części. Postaram się upraszczać, jak tylko się da.

I. Argument natury fizycznej. W 1965 r. Adler [8] i Weisberger [9] wyprowadzili to, co dziś nazywamy relacją Adlera–Weisbergera. Relację tę, zgadzającą się numerycznie z danymi doświadczalnymi, zinterpretowałem jako konsekwencję pewnej tożsamości Warda dla nieabelowych teorii z cechowaniem (zwanymi także teoriami Yanga–Millsa) i jako taka zasugerowała mi ona zajęcie się badaniem takich teorii.

II. Argument za renormalizowalnością. Pierwsze rachunki poprawek promienistych do wierzchołka oddziaływania fotonu z bozonem wektorowym wykazały znikanie wielu roz-

*Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1999 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla [Translated with permission. Copyright © 2000 by the Nobel Foundation] (przyj. Red.).

bieżności w przypadku właściwie dobranego momentu magnetycznego bozonu wektorowego. Badając teorie Yanga–Millsa zauważyłem, że dają one automatycznie tę właśnie szczególną wartość momentu magnetycznego. Stwierdziłem wobec tego, że teorie Yanga–Millsa są prawdopodobnie najlepszymi, jakie można mieć, gdy chodzi o renormalizowalność. To doprowadziło mnie do badania ich renormalizowalności.

III. Postęp w metodach rachunkowych. Rozpoczynając badanie diagramów Feynmana w teoriach Yanga–Millsa stwierdziłem znikanie wielu rozbieżności pod warunkiem, że zewnętrzne linie diagramów odpowiadały cząstkom na powłoce masy. Fakt ten sam w sobie nie jest jeszcze wystarczający, gdy chodzi o renormalizowalność, ponieważ ta wymaga diagramów i reguł Feynmana renormalizowalnego typu. To doprowadziło mnie do poszukiwania takiego przekształcenia teorii, które bez zmieniania macierzy S pozwalałoby wyprowadzić reguły Feynmana renormalizowalnego typu. Udało mi się to dla jednej pętli.

Żaden z powyższych punktów nie jest trywialny, co można łatwo stwierdzić, biorąc pod uwagę prace z tego okresu. Weinberg na przykład w swoim wykładzie noblowskim z roku 1979 [10] donosi, że interpretował sukces relacji Adlery–Weisbergera jako własność oddziaływań silnych, a mianowicie jako potwierdzenie chiralnej symetrii $SU(2) \times SU(2)$. W rezultacie pracował on dalej nad zagadnieniami takimi, jak rozpraszanie π - π . Feynman, gdy o tym usłyszał, zasłynął powiedzeniem, iż nigdy nie przyszłoby mu do głowy badanie aspektu renormalizowalności teorii Yanga–Millsa. Istniało wreszcie kilka prac, np. praca Salama [11], w których „udowodniono” nierenormalizowalność teorii Yanga–Millsa.

W dalszej części przedyskutuję te trzy punkty szczegółowo, zgodnie z ich rozwojem historycznym.

3. Argument natury fizycznej

W roku 1965 Adler i Weisberger wyprowadzili swój słynny związek między stałą sprzężenia prądu aksjalnego w rozpadzie β i całką dyspersyjną dla rozpraszania pion-nukleon. Relacja

ta, zgadzająca się dobrze z doświadczeniem, była oparta na związkach komutacyjnych Gell-Manna dla prądów [12]. Następnie w literaturze rozwinęła się szeroko dyskusja na temat tzw. członów Schwingera, które mogłyby unieważnić uzasadnienie tej relacji. Zdecydowałem się spróbować wyprowadzić te same wyniki wychodząc z innego założenia i jako punkt wyjścia przyjąłem dobrze znane równania CVC i PCAC¹ dla prądów oddziaływań słabych:

$$\begin{aligned}\partial_\mu J_\mu^V &= 0, \\ \partial_\mu J_\mu^A &= i\alpha\pi.\end{aligned}$$

Równania te nie uwzględniają wyższego rzędu efektów elektromagnetycznych (EM) lub słabych. W pierwszym kroku próbowałem uwzględnić efekty elektromagnetyczne posługując się dobrze znanym minimalnym podstawieniem $\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu - iqA_\mu$, w którym q jest ładunkiem obiektu, na który działa ∂_μ . Ponieważ prądy te są izowektorami, można to było łatwo zrobić posługując się notacją izospinową. Dla prądu wektorowego równanie przyjmuje postać

$$(\partial_\mu + ie\mathbf{A}_\mu \times) \mathbf{J}_\mu^V = 0,$$

jeśli potraktować pole EM jak trzecią składową pewnego izowektora. Następnie posłużyłem się koncepcją, że foton i naładowany bozon wektorowy można uważać za izotryplet, i otrzymałem to, co nazwałem warunkami dywergencji [13]. Dla prądu aksjalnego dawało to

$$\begin{aligned}\partial_\mu \mathbf{J}_\mu^A &= i\alpha\pi + ie\mathbf{A}_\mu \times \mathbf{J}_\mu^A + \\ &+ ig\mathbf{W}_\mu^V \times \mathbf{J}_\mu^A + ig\mathbf{W}_\mu^A \times \mathbf{J}_\mu^V.\end{aligned}\quad (1)$$

Dla wygody technicznej użyłem dwóch bozonów wektorowych dla oznaczenia sprzężenia bozonu wektorowego do prądu wektorowego i sprzężenia bozonu wektorowego do prądu aksjalnego. Równanie to okazało się odpowiednie do wyprowadzenia relacji Adlery–Weisbergera. Dodatkową zaletą tego wyprowadzenia było to, że nie pojawiały się w nim problemy związane z członami Schwingera, a stała sprzężenia prądu aksjalnego wiązała się bezpośrednio z długością rozpraszania pion-nukleon. Relacja Adlery–Weisbergera w oczywisty zatem sposób wykorzystywała dodatkowy związek wyrażający długość rozpraszania pion-nukleon przez całkę dyspersyjną.

¹ Skrót CVC i PCAC oznaczają odpowiednio zachowane prądy wektorowe i częściowo zachowane prądy aksjalne (z ang. conserved vector currents oraz partially conserved axial currents) – przyp. tłum.

W odpowiedzi na to John Bell, pracujący wówczas w CERN-ie, zainteresował się bardzo tym wyprowadzeniem. Zbadał on, jakiego rodzaju kwantowa teoria pola mogłaby dawać takie warunki dywergencji i doszedł do wniosku, że pojawiają się one w teoriach z cechowaniem [14].

Dalszy rozwój dotyczył głównie konsekwencji tych relacji, które zawierały tylko pole EM. Jest jasne, że dla trzeciej składowej aksjalnego warunku dywergencji nie ma poprawek EM. Zgodnie z sugestią Adlera, odczytanie związku $\partial_\mu J_\mu^{A0} = a\pi$ w odwrotnym kierunku nakłada na pole pionu warunek uwzględniający efekty EM. Było to pewnym rozwinięciem wcześniejszej pracy Adlera [15], której wynik był znany pod nazwą warunków zgodności dla procesów, w których udział biorą piony. W tym przypadku jednym z wniosków było to, że rozpad π^0 na dwa fotony jest zabroniony; nie wchodząc w szczegóły powiem, że doprowadziło to do pracy Bella i Jackiwa [16] o anomalii. Jednocześnie anomalię odkrył Adler [17] i posłużył się dokładnie moim (nie opublikowanym) wyprowadzeniem, aby powiązać ją z rozpadem π^0 . Rezultaty te zaczęły mnie później niepokoić, ponieważ postrzegałem tę anomalię jako przeszkodę z punktu widzenia renormalizowalności.

4. Argument za renormalizowalnością

Muszę tu cofnąć się do roku 1962. W tym to roku Lee i Yang [18], a później sam Lee [19], rozpoczęli systematyczne badanie oddziaływań bozonów wektorowych z fotonami. Praca Lee i Yanga koncentrowała się głównie na wyprowadzeniu reguł Feynmana dla bozonów wektorowych. Kłopot stanowiło w owym czasie to, że stosując normalne kanoniczne wyprowadzenie napotykało się na pewne wyrazy kontaktowe dla propagatorów bozonów wektorowych. Nie będę się nad tym rozwodził; później znalazłem prosty sposób przezwyciężenia tych trudności. W tamtych dniach jednak były one uważane za poważną przeszkodę.

Następnie Lee zapoczątkował skomplikowane rachunki, a mianowicie rachunki promienistych poprawek najniższego rzędu do sprzężenia foton-bozon wektorowy. Zwykle podstawienie $\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu - ieA_\mu$ w lagranżjanie bozonów wektorowych nie wystarcza do wyznaczenia momentu magnetycznego bozonu wektorowego; pozostaje on swobodnym parametrem. Spowodowane jest

to pojawianiem się dwu pochodnych takich jak $\partial_\mu \partial_\nu$: gdy dokonujemy minimalnego podstawienia, nie jest obojętne, czy napiszemy $\partial_\mu \partial_\nu$, czy też $\partial_\nu \partial_\mu$, i to powoduje dowolność momentu magnetycznego. Tak czy owak, Lee skupiając się na elektrycznym momencie kwadrupolowym bozonu wektorowego obliczył odpowiedni diagram trójkątny, używając procedury obcięcia zwanej granicznym procesem ξ .

Byłem bardzo zainteresowany tym rachunkiem, ponieważ, jak wielu fizyków, mocno wierzyłem w istnienie bozonów wektorowych jako pośredników w oddziaływaniach słabych. Wiara ta oparta była na sukcesie teorii V-A sugerującej wektorową strukturę prądów słabych. To właśnie doprowadziło Glashowa do napisania słynnej pracy z roku 1961. Zdecydowałem, że trzeba rozszerzyć pracę Lee na inne sytuacje, ale było oczywiste, że zadanie to nie będzie łatwe. Biorąc pod uwagę metodę ξ oraz występowanie momentu magnetycznego jako swobodnego parametru, diagram trójkątny, jeśli go obliczyć w pełni (Lee ograniczył się jedynie do istotnych dla jego celów wyrazów), daje monstrualne wyrażenie zawierające na etapach pośrednich około 50 000 wyrazów. O wyjściu poza diagram trójkątny nie było mowy.

Na tym etapie zdecydowałem się napisać program komputerowy, który mógłby wykonać tę pracę. Ścisłe biorąc, skupiłem się na diagramie trójkątnym, ale napisałem program w taki sposób, że mógł służyć także do badania innych procesów. Innymi słowy, opracowałem program ogólnego przeznaczenia do manipulacji symbolicznych. Pracując zaciekle, ukończyłem pierwszą wersję tego programu w trzy miesiące. Nazwałem ten program SCHOONSHIP między innymi dlatego, aby dokuczyć wszystkim nie-Holendrom. Nazwa oznacza „klar na łodzi” i jest holenderskim powiedzeniem marynarskim odnoszącym się do pełnego uporządkowania paskudnej sytuacji. W styczniu 1964 r., będąc w Nowym Jorku w związku z posiedzeniem Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego, odwiedziłem Lee i powiedziałem mu o programie. Prawie nie zareagował, ale słyszałem potem, że gdy tylko wyszedłem z jego gabinetu, natychmiast zażądał, by jeden z miejscowych fizyków napisał analogiczny program.

Bawiąc się rachunkami, próbowałem znaleźć najlepszą z punktu widzenia pojawiania się roz-

bieżności wartość momentu magnetycznego bozonu wektorowego. Istniała jedna wartość, dla której prawie wszystkie rozbieżności zniknęły, ale nie wiedziałem, co począć z tym wynikiem. Pozostał mi on jednak w pamięci i odegrał pewną rolę, jak wyjaśniam to niżej.

5. Postęp w metodach rachunkowych

Wyjaśnienie postępu w tym zakresie wymaga pewnego cofnięcia się i prześledzenia pewnych kroków. W roku 1959 zająłem się problemem cząstek nietrwałych. Problem ten ma charakter nieperturbacyjny, ponieważ cząstka jest nietrwała niezależnie od tego, jak mała jest stała sprzężenia odpowiedzialnego za rozpad. Wynika stąd, że taka (nietrwała) cząstka nie występuje w stanach *in* i *out* macierzy S . Niemniej jednak, dla zerowej wartości stałej sprzężenia cząstka jest trwała i musi być częścią stanów *in* i *out*. Zatem przejście do granicy, w której stała sprzężenia równa się zero, nie odtwarza teorii z zerową stałą sprzężenia.

W zasadzie wiadomo było w tym czasie, jak postępować z cząstkami nietrwałymi. To, co robiono, sprowadzało się praktycznie do dysonowskiego sumowania wkładów do propagatora, co rzeczywiście usuwało z propagatora biegun. Z przedstawienia Källéna–Lehmana propagatora wiadomo, że każdy biegun odpowiada jakiemuś stanowi *in* lub *out*, a zatem sumowanie rzeczywiście zdawało się odpowiadać usunięciu takiej cząstki ze stanów *in* i *out*.

Jednak przy przeprowadzaniu takiego sumowania dysonowskiego okazywało się, że teoria staje się jawnie nieperturbacyjna, gdyż wkłady diagramów odpowiadających energii własnej, zawierające stałą g (stałą sprzężenia oddziaływania destabilizującego cząstkę), pojawiały się w mianowniku propagatora cząstki nietrwałej. Taki propagator wyglądał następująco:

$$\frac{1}{k^2 + M^2 + g^2 F(k)} .$$

Oczywiście takiego propagatora jako funkcji g nie można rozwinąć w otoczeniu punktu $k^2 + M^2 = 0$, jeśli część urojona $F(k)$ nie znika w tym punkcie (część rzeczywistą wyzerowuje się przez re-normalizację masy). Zatem sumowanie dysonowskie zamiast propagatora z biegunem daje funkcję z cięciem w płaszczyźnie zespolonego k^2 . W tym

momencie przestaje być oczywiste, że macierz S jest unitarna, gdyż standardowe wyrażenie dla macierzy S : $S = T [\exp(iH)]$ (dokładniej: $S = T [\exp(-i \int H_I dt)] - P.Ch.$) przestaje być słuszne. Innymi słowy, żeby stwierdzić unitarność, trzeba było rozważać same diagramy.

Zaatakowałem ten problem i w zasadzie wyczerpałem go w roku 1961. Był to mój doktorat, napisany pod kierunkiem Leona van Hovego. Artykuł przebył normalną ciężką drogę holenderskiej rozprawy i został opublikowany w roku 1963 [20] w trochę nietypowym dla fizyki wysokich energii czasopiśmie (*Physica*). Co ciekawe, w tym samym mniej więcej czasie Feynman [21] rozważał ten sam problem w związku z badaniem unitarności teorii pól Yanga–Millsa bez masy, w której to teorii diagramy zawierają także „duchy” (cząstki niefizyczne). Obecność tych „duchów” czyniła unitarność nieoczywistą. Ponadto wyprowadzenie Feynmana oparte na całkach po trajektoriach nie gwarantowało unitarności. Jestem niemal pewien, że nigdy nie widział on mojego artykułu, a ja także nigdy go z nim nie omawiałem. Feynman próbował osiągnąć cel inną, dość skomplikowaną drogą i początkowo udało mu się to dla jednej pętli. Później DeWitt [22] rozszerzył dowód Feynmana na dowolną liczbę pętli, ale mój dowód jest znacznie prostszy i, co więcej, wiąże się bezpośrednio z fizyczną intuicją. W rzeczy samej, z mojego dowodu wynikało, że urojona część dowolnego diagramu jest równa sumie wszystkich diagramów, które można otrzymać przecinając wyjściowy diagram na wszelkie możliwe sposoby.

Znaczenie tej pracy było podwójne. Nie tylko unitarność stała się oczywista, ale także nauczyłem się traktować diagramy niezależnie od sposobu, w jaki zostały wyprowadzone, np. przy użyciu formalizmu kanonicznego. Biorąc pod uwagę, że niełatwo jest wyprowadzić reguły Feynmana dla teorii Yanga–Millsa w sposób kanoniczny, dało mi to pewną przewagę przy studiowaniu tej teorii. Dla rozważania teorii Yanga–Millsa formalizm całek po trajektoriach jest bardzo odpowiedni. Jest tylko jeden problem – formalizm ten nie gwarantuje unitarności. W roku 1968 formalizm całek po trajektoriach prawie całkowicie zniknął z literatury, choć studenci Schwingera wciąż uczyli się metod funkcjonalnych. Ja sam nie wiedziałem o tym formalizmie podstawowych rzeczy.

W roku 1968 Pais zaprosił mnie, bym spędził miesiąc na Uniwersytecie Rockefellera. Z wdzięcznością przyjąłem to zaproszenie i postanowiłem spróbować przemyśleć aktualną sytuację. Przez dwa tygodnie nie robiłem nic innego, tylko rozmyślałem nad całością znanych w tym czasie oddziaływań słabych. W końcu zdecydowałem się potraktować poważnie wyniki Bella i zgodnie z nimi założyć, że prądy słabe są prądami teorii z cechowaniem. Zacząłem zatem uczyć się teorii Yanga–Millsa i próbowałem zobaczyć, jak działają one dla niektórych prostych procesów słabych. W trakcie wypisywania reguł Feynmana zauważyłem, że teoria ta dawała dokładnie „najlepszy” z możliwych (gdy chodzi o rozbieżności) wierzchołek, jaki znalazłem przeprowadzając opisane wcześniej rachunki dla oddziaływania fotonu z bozonem wektorowym. Zachęciło mnie to do skupienia się na aspekcie renormalizowalności tej teorii.

Jeśli dobrze pamiętam, zacząłem od rozpatrzenia jednopętlowych poprawek do rozpraszania neutrina na elektronie. Tu jednak sytuacja szybko okazała się dość skomplikowana. Wierzchołki w teorii Yanga–Millsa były znacznie bardziej złożone niż te, do których byłem przyzwyczajony, i nawet najprostsze diagramy prowadziły do bardzo rozbudowanych wyrażeń. W końcu zdecydowałem się odrzucić wszystko oprócz podstawowej teorii opisującej bozony wektorowe oddziałujące ze sobą zgodnie ze schematem Yanga–Millsa. Ponadto dodałem tym bozonom wektorowym masy, gdyż bozony wektorowe oddziaływań słabych oczywiście musiały mieć niezerowe masy. Zacząłem w całkowitej, błogiej nieświadomości wszystkiego, co na ten temat opublikowano, co mi wyszło na dobre, gdyż w przeciwnym razie mógłbym się dać przekonać, że teorie Yanga–Millsa są nierenormalizowalne. Jak powiedział Feynman w swoim wykładzie noblowskim przedstawionym w CERN-ie, „Ponieważ nikt z nich nie rozwiązał tego problemu, nie warto było zajmować się tym wszystkim, co robili”. Chcę tu też powiedzieć, że w tym czasie zacząłem się niepokoić anomalią, ale zdecydowałem się odłożyć na razie ten problem na bok.

Rozważmy propagator pola wektorowego z masą

$$\frac{\delta_{\mu\nu} + k_{\mu}k_{\nu}/M^2}{k^2 + M^2}.$$

Źródłem wszystkich kłopotów jest oczywiście człon z $k_{\mu}k_{\nu}$, zatem każdy przymierzający się do tego problemu próbuje go jakoś wyeliminować. W elektrodynamice można rzeczywiście to zrobić, ale w teorii Yanga–Millsa nie jest to możliwe. Zawsze istnieje pewna pozostałość. Tu jednak można dokonać prostej obserwacji: ten kłopotliwy człon zawsze zawiera czynnik $1/M^2$. Można zatem wyłowić najgorsze rozbieżności każdego diagramu, zliczając po prostu czynniki $1/M^2$. Ale biorąc pod uwagę, że nie zawsze się one wzajemnie skrócają, i brak takiego skracania rzeczywiście występuje w teoriach Yanga–Millsa, nie możemy się nigdy pozbyć tych rozbieżności, chyba że coś skasuje czynniki $1/M^2$. Ale skąd mogłyby się brać potrzebne czynniki M^2 ? Jest tylko jedno wyjście: mogłyby one pochodzić z pędów linii zewnętrznych, które są na powłoce masy, co oznacza, że spełniają one warunek $p^2 = -M^2$. I w tym leży problem.

Renormalizacja oznacza, że w diagramie rozbieżnym nie można najpierw położyć pędów linii zewnętrznych na powłoce masy, a dopiero potem dokonywać koniecznych odjęć, ponieważ taki diagram może być częścią jakiegoś bardziej złożonego diagramu. Na przykład, w diagramie pudełkowym możemy mieć wstawkę energii własnej na jednej z linii wewnętrznych. W tym przypadku pędy linii dołączonych do wstawki energii własnej nie są na powłoce masy i z tego powodu nie wystarcza odjęcie tylko tych rozbieżności, które pozostają, gdy pędy są na powłoce masy. Wciąż jeszcze musielibyście pokazać, że te dodatkowe rozbieżności, pojawiające się, gdy te linie nie są na powłoce masy, w rzeczywistości się kasują. A to jest koszarne zadanie. Co tu robić?

To, co ja zrobiłem, polegało na przeformułowaniu teorii, tak by wszystkie kasowania zostały jakoś zakodowane w regułach. Na początku przejąłem technikę Stückelberga [23]: dodałem pole skalarne i sprzężenia zawierające pochodne w taki sposób, że propagator tego pola pojawiał się w następującej kombinacji z propagatorem bozonu wektorowego:

$$\frac{\delta_{\mu\nu} + k_{\mu}k_{\nu}/M^2}{k^2 + M^2} + \kappa \frac{k_{\mu}k_{\nu}/M^2}{k^2 + M^2}.$$

Drugi wyraz pochodziłby od wymiany tej cząstki skalarnej. Parametr κ został wprowadzony, aby można było kontrolować te przeciwcłony. Na

końcu powinno się położyć κ równe -1 . To nowe pole jest z fizycznego punktu widzenia niepożądaną, ponieważ w rzeczywistości nie można mieć $\kappa = -1$. Pole skalarne musiałyby mieć nieokreśloną metrykę albo coś równie okropnego. W teorii abelowej łatwo można pokazać, że takie pole jest nieoddziałujące, ale nie w teorii nieabelowej. Przyszedł mi wtedy do głowy pomysł, żeby wprowadzić inne oddziaływania tego pola w taki sposób, żeby stało się ono polem swobodnym. W wyniku miałem nadzieję otrzymać nową teorię z przyzwyczajeniem zachowującym się propagatorem bozonu wektorowego i oddziałującym polem skalar-nym, które byłoby wówczas duchem. Byłoby tak dlatego, że jako pole swobodne mogłoby ono pojawić się w stanie końcowym tylko wtedy, gdyby było obecne w stanie początkowym. W wyniku tych zabiegów powinno się otrzymać nowe reguły Feynmana, przypuszczalnie prowadzące do zdecydowanie słabszych rozbieżności z powodu ulepszonej postaci propagatora bozonu wektorowego. Wszystko zależało od tego, jakie wyjdą reguły Feynmana dla pola skalarnego. Gdyby były one regułami renormalizowalnego pola, to mielibyśmy sprawę załatwioną!

Zatem to był ważny punkt: teoria musiała być sformułowana w języku diagramów, które powinny być renormalizowalnego typu. Nie jest ważne, że pojawiają się duchy: te nie przeszkadzają, gdy chodzi o program renormalizacji.

Jest dodatkowa nagroda za taką procedurę: można napisać amplitudę zawierającą jedno takie pole. Ponieważ to pole skalarne jest swobodne, amplituda ta musi zniknąć, jeśli inne linie zewnętrzne są na powłoce masy. Wynika z tego pewna tożsamość. Posługując się techniką źródeł Schwingera można rozszerzyć to na przypadek, w którym jedna lub więcej linii zewnętrznych nie jest na powłoce masy. Później nazwałem tak otrzymane tożsamości uogólnionymi tożsamościami Warda.

Jest też inny aspekt tej procedury. Ponieważ końcowe diagramy zawierają propagator bozonu wektorowego, który nie ma części z $k_\mu k_\nu$, teoria nie jest w oczywisty sposób unitarna. W tym punkcie trzeba by posłużyć się regułami cięcia diagramów, które uzyskałem wcześniej, i przy użyciu tożsamości Warda dla przeciętych linii ska-

larów pokazać, że teoria jest unitarna. Wszystko to było skomplikowaną, ale nie aż tak trudną robotą.

Wtedy zdarzył się cud. Na poziomie diagramów jednopętlowych znikły prawie wszystkie rozbieżności. Nie było to tak proste, jak to tutaj opisuję, ponieważ nawet w wypadku nowych reguł Feynmana trzeba było wykonać dodatkową pracę posługując się tożsamościami Warda, aby otrzymać upragniony rezultat. W każdym razie doszedłem do reguł Feynmana dla diagramów jednopętlowych, które były regułami renormalizowalnymi w sensie zwykłego przepisu zliczania potęg. Dla tych, którzy chcą to zrozumieć w języku nowoczesnej teorii: zamiast „duchów” Faddiejewa–Popowa (z minusem dla każdej zamkniętej pętli) i „ducha” Higgsa² (bez żadnego minusa, ale za to z odpowiednim czynnikiem wynikającym z symetrii) miałem tylko jednego „ducha”, który na poziomie jednej pętli odpowiadał różnicy tego, co obecnie znamy jako dwa różne „duchy”.

Nie da się przekazać tego uniesienia, jakie odczułem, gdy otrzymałem ten wynik. Nie mogłem jeszcze co prawda dostać wszystkiego jak należy dla dwu lub więcej pętli, ale byłem przekonany, że wszystko powinno działać dobrze. Wynik ten był dla mnie prostym i oczywistym dowodem, że moje koncepcje były poprawne. Praca przedstawiająca te rezultaty została opublikowana [24].

Metody zawarte w tej pracy były niezręczne i daleko im było do przejrzystości i elegancji. Nie mogę się oprzeć pokusie zacytowania odpowiedzi Glashowa i Iliopoulosa [25]. Po ukazaniu się mojej pracy postanowili oni także zająć się tym zagadnieniem i rzeczywiście pokazali, że wiele rozbieżności się skraca, choć nie wszędzie do renormalizowalnego poziomu. Na przykład, jednopętlowy diagram pudełkowy jest w cechowaniu unitarnym rozbieżny jak Λ^8 , ich praca natomiast jako wynik podawała Λ^4 . Ja oczywiście jako stopień rozbieżności tego diagramu otrzymałem $\log(\Lambda)$, tak jak w teorii renormalizowalnej. Przytaczam tu z ich pracy fragment przypisu odnoszącego się do tego punktu: „Skracanie się rozbieżności znalezione przez M. Veltmana idzie dalej niż twierdzenie udowodnione w niniejszej pracy, ale zachodzi ono tylko dla amplitud na powłoce masy...” W rzeczy samej!

² Autor używa tu terminu „duch Higgsa” zamiast bardziej rozpowszechnionej nazwy „bozon Goldstone’a” (prze-płt.).

W dzisiejszym języku można powiedzieć, że dokonałem transformacji z cechowania unitarnego do cechowania „renormalizowalnego”. Ponieważ nie występował u mnie bozon Higgsa, wynik nie był doskonały. Ale zawarta jest w tym następująca idea: może istnieć inny zbiór reguł Feynmana dający tę samą macierz S .

6. Interim

W latach 1969–71 zużyłem mnóstwo sił, próbując wyjść poza wynik jednopętlowy. Było wiele otwartych problemów i wszystkie trzeba było rozpatrzeć. Na początku roku 1970 uprościłem wyprowadzenie w takim stopniu, że stało się ono przejrzyste. Osiągnąłem to wyprowadzając tożsamości Warda za pomocą techniki źródeł Schwingera [26]. To już prawie przypomina dzisiejszy sposób wyprowadzania tożsamości Warda, zwanych obecnie tożsamościami Sławnowa–Taylora. Transformacja BRS jest zaawansowaną formą techniki pól swobodnych (używającą pól antykomutujących). Pamiętam, jak byłem wytrącony z równowagi, gdy po raz pierwszy usłyszałem wykład Stora na temat tego, co nazywał on tożsamościami Sławnowa–Taylora. Powiedziałem mu, że są one innym wariantem moich uogólnionych tożsamości Warda. Ale Stora nie jest człowiekiem diagramów i jestem pewny, że nigdy nie zrozumiał mojej pracy.

Innym problemem była granica zerowej masy teorii Yanga–Millsa pól z masą. W styczniu 1969 roku odbywała się w CERN-ie konferencja i ogłosiłem na niej, że dwupętłowe diagramy teorii Yanga–Millsa z masą nie przechodzą w diagramy odpowiadające teorii bezmasowej. Innymi słowy, że teoria pól bez masy nie jest granicą zerowej masy teorii pól z masą [27]. Ten argument został wypowiedziany we wspólnym artykule z J. Reiffem [28]. Główną częścią tej pracy było uporządkowanie innego fragmentu teorii: reguł Feynmana dla bozonów wektorowych w cechowaniu unitarnym. Użyty tam argument jest dość elegancki i praca ta zastąpiła wspomniany wcześniej artykuł Lee i Yanga. To mi uświadomiło, że sztuczne człony kontaktowe związane z tą częścią teorii nie były odpowiedzialne za problemy dwupętłowe.

Gdzieś w pierwszej połowie 1970 roku usłyszałem od Zumina, że Faddiejew (i Sławnow,

jak dowiedziałem się później) [29] pokazali, że teoria pól bez masy nie jest granicą teorii pól z masą już na poziomie jednej pętli. Różnica kryła się w czynnikach symetrii dla jednopętlowych diagramów z duchami: mają one czynnik $1/2$ w porównaniu z pętlami zawierającymi duchy Faddiejewa–Popowa w przypadku pól bez masy. W lecie 1970 roku wraz z H. Van Damem odtworzyliśmy oraz zrozumieliśmy ich argument i poszliśmy dalej rozpatrując grawitację [30]. Tu natknęliśmy się na jeden z najbardziej zdumiewających faktów w tej dziedzinie: w teorii grawitacji granica, w której masy grawitonów znikają, nie jest tym samym co teoria bezmasowa (Einsteina). Tak więc teoria grawitacji z cząstkami o spinie równym 2 i o znikomo małych masach (np. rzędu odwrotności promienia typowej galaktyki) dałaby dla odchylenia promieni świetlnych przez Słońce wynik wyraźnie różniący się (dokładniej czynnikiem $3/4$) w porównaniu z teorią bezmasową. Zatem obserwując odchylenie światła w naszym Układzie Słonecznym możemy rozstrzygnąć, jaki jest zasięg pola grawitacyjnego w skali Galaktyki, a nawet większej. Wielu fizyków (mogę tu wspomnieć Kabira) uznało ten wynik za trudny do przeknięcia. Nieciągłość granicy zerowej masy w porównaniu z przypadkiem ściśle bezmasowym zawsze była czymś sprzecznym z intuicją fizyczną. I rzeczywiście, dla fotonów taki efekt nie występuje. Praca z Van Damem była naprawdę moim pierwszym ćwiczeniem w kwantowej teorii grawitacji.

Tak więc, z końcem 1970 r. wyczerpały się moje pomysły. Zacząłem rozważać bardziej dokładne przebadanie różnicy między przypadkiem z masą i bez masy, aby spróbować diagramatycznie wydzielić teorię bezmasową z teorii z masą. To powinno było dać wskazówkę co do sektora Higgsa. Istotnie, teoria z cząstką Higgsa pozwala na ciągłe przejście graniczne do teorii bez masy, która zawiera jednak cztery dodatkowe cząstki. Ponadto rozważałem pomysł sprawdzenia, czy pozostałe nieskończoności mają znak, który pozwoliłby na skasowanie ich przez jakieś inne oddziaływanie. Można było przypuszczać, że skutkiem tego wszystkiego mogło być wprowadzenie dodatkowej cząstki – cząstki Higgsa, z oddziaływaniami dobranymi tak, by skasować niechciane rozbieżności lub by czynić przeciwcłony niezmienniczymi względem cechowania (w mojej pracy czteropunkt-

towe przeciwcłony nie były niezmiennicze). Rezultat byłby najgorszym rodzajem veltmanowszczyzny (termin użyty przez Colemana dla opisanego stylu pierwszego artykułu 't Hoofta). Do tego jednak nigdy nie doszło – zawsze łatwo przewidywać coś po fakcie. Praca tego rodzaju wymagała czegoś innego, a mianowicie procedury regularyzacji. Ale nie tylko brak odpowiedniej metody hamował dalsze badania lub zastosowania uzyskanych do tego momentu wyników do przykładów o znaczeniu praktycznym; pozostawał także problem anomalii. To właśnie w tym miejscu 't Hooft dołączył do mojego programu.

Gerard 't Hooft został moim studentem gdzieś z początkiem roku 1969. Pierwszym jego zadaniem było napisanie czegoś, co nazywa się „scriptie” i jest czymś w rodzaju przeddoktorskiej rozprawy, odpowiadającej we Francji tzw. *thèse de troisième cycle*. Tematem była anomalia i model σ . Uporawszy się z tym zadaniem w ciągu 1969 r., rozpoczął pracę nad swoją rozprawą doktorską. W tym samym czasie uczestniczył on też w mojej przygodzie z całkami po trajektoriach, co pozwolę sobie tu opisać.

Rok akademicki 1968/69 spędziłem na Uniwersytecie w Orsay pod Paryżem. Byłem tam już przez większą część lata 1968 r. i spotkałem Mandelstama, który wcześniej również pracował nad teoriami Yanga–Millsa. Miał on swój własny formalizm [31] i porównywalimy jego wyniki z moimi. Nie zauważyliśmy osławionych czynników 2 wspomnianych wyżej: Mandelstam badał przypadek bez masy, podczas gdy moje wyniki stosowały się do przypadku teorii pól z masą. Był tam także Boulware. Jako student Schwingera był zorientowany w całkach po trajektoriach i potem zastosował swoje umiejętności do tego problemu [32]. Stało się dla mnie wówczas jasne, że nie mam wyjścia: musiałem się nauczyć całek po trajektoriach. Jeszcze przy końcu mojego pobytu na Uniwersytecie Rockefellera ktoś powiedział mi, że istnieje praca Feynmana [21], a także praca Faddiejewa, dotycząca teorii bezmasowej. Dla mnie artykuł Faddiejewa i Popowa [33] był napisany w lapikiem. Zawierał on także całki po trajektoriach i choć zaakceptowałem uprzednio ten artykuł jako redaktor *Physics Letters*, to nie przeczywałem, co zawiera (było to latem 1967 r.). Przyjąłem go wtedy, ponieważ darzyłem respektem prace Faddiejewa. I dobrze zrobiłem!

Moim sposobem uczenia się całek po trajektoriach było wykładanie o nich w Orsay. Tak się złożyło, że był tam również Ben Lee i też był nimi zainteresowany. Nie bez trudności zdobyłem książkę Feynmana i Hibbsa. (Nie było to łatwe: studenci byli zajęci robieniem rewolucji i nie mieli czasu na tak frywolne rzeczy jak całki po trajektoriach. Rozkolportowałem zatem ulotkę wzywającą ich do oddania książki zanim rozpoczną rewolucję, co rzeczywiście spowodowało, że otrzymałem jej egzemplarz. Dało mi to reputację arcyreakcyjnego, co uważałem za wyróżnienie nadane mi przez, jak by nie było, maoistów). Gdzieś w trakcie tych wykładów pewien polski fizyk (Ryszard Kerner, dziś pracujący w Paryżu) wystraszył jeszcze jeden artykuł Faddiejewa po rosyjsku. Poprosiłem go więc o przetłumaczenie. Nigdy tego artykułu nie przeczytałem; zabrał go ze sobą Ben Lee. Po prostu nie dorastałem do tego i wciąż czułem, że nie rozumiem całek po trajektoriach. Wróciwszy więc do Holandii, postanowiłem powtórzyć wykład jeszcze raz i we współpracy z Nico Van Kampenem urządziliśmy kurs całek po trajektoriach (na jesieni 1969 r.). Mój ówczesny student 't Hooft został poproszony o sporządzenie skryptu na podstawie wykładu, co też i zrobił. Powiedziałbym, że wtedy zacząłem rozumieć całki po trajektoriach, choć nigdy nie czułem się z nimi pewnie. Nie dowierzam im. 't Hooft nie miał takich psychicznych obciążeń i stał się ekspertem w tej dziedzinie. Tak więc gdzieś pod koniec roku 1969 't Hooft był już obeznany z modelem σ , anomaliami i całkami po trajektoriach.

7. 't Hooft

W tym okresie 't Hooft zaczął wykazywać niezadowolenie z prowizorycznego tematu, jaki mu byłem zasugerował, a dotyczącego podwójnego rezonansowego maksimum Maglićia. Chciał zacząć działać na polu teorii Yanga–Millsa. Podsunąłem mu wtedy, żeby przebadał teorię pól bez masy, a zwłaszcza by postarał się znaleźć jakąś metodę regularyzacji. Tak zostało postanowione podczas obiadu, w którym uczestniczył również Van Kampen.

Studiując przypadek bezmasowy, 't Hooft wykorzystał metody kombinatoryczne (manipulowanie diagramami) do znalezienia różnych tożsamości [34]. Mógł być użyć tożsamości Warda z mo-

jej wcześniejszej pracy, ale myślę, iż chciał pokazać, że potrafi zrobić coś lepiej. Tak doszło do tego, że nigdy nie napisał tożsamości Sławnowa–Taylora, co było przeoczeniem, którego owi dwaj panowie nie omieszkali natychmiast poprawić [35,36]. 't Hooft wyprowadził tożsamości na powłoce masy, co przypuszczalnie powinno było wystarczyć do celów renormalizacji.

Głównym punktem, o który się spieraliśmy, była konieczność niezmienniczego względem cechowania schematu renormalizacji. On przyjmował taki punkt widzenia, że niezależnie od tego, jakiego schematu się używa, dobiera się stałe odjęcia tak, by spełnić tożsamości Warda i że tylko to jest potrzebne do renormalizacji teorii. Zgoda, to jest prawda pod warunkiem, że nie występują anomalie. Po jakimś czasie zaakceptował on ten argument. Wypracował niezmienniczą ze względu na cechowanie metodę działającą dla jednej pętli. Wykorzystał przy tym piąty wymiar. Później, próbując wyjść poza jedną pętlę, opracowaliśmy schemat regularyzacji wymiarowej. W lecie 1971 r. mniej więcej rozumieliśmy już tę metodę. Muszę powiedzieć, że przez cały ten czas miałem ukryty cel: bardzo chciałem mieć nadający się do używania schemat. Istniejące metody (takie jak schemat Pauliego–Villarsa) są być może użyteczne do uprawiania elektrodynamiki kwantowej, ale są całkowicie niepraktyczne w teoriach Yanga–Millsa. Potrzebowałem więc dobrego narzędzia.

W dodatku do swojej pracy 't Hooft przedstawił, w ramach schematu całek po trajektoriach, metodę wybierającą pewne cechowanie. Z początku nie rozpoznałem tego, ale później, przypominając sobie moje kroki, odkryłem, że była to rozwinięta wersja mojej pierwotnej próby zmiany cechowania opartej na technice „pola swobodnego”. Rosyjscy fizycy (Faddejew, Sławnow, Fradkin i Tiutin) zaadaptowali tę metodę do formalizmu całek po trajektoriach, przemaglowali ją, wyczyścili i rozwinęli stosując głównie do przypadku bezmasowego oraz (bezmasowej) grawitacji. Sam schemat zaproponowany przez 't Hoofta we wspomnianym dodatku do pracy jest najczęściej dziś używaną metodą.

Nie będę tu opisywał (znaczącego) wkładu Rosjan, pomimo że – jak prawie wszędzie indziej – uprawianie teorii pola nie było popularne w Związku Radzieckim. Wierzę, że w przeglądzie [1] przedstawiłem wszystko sprawiedliwie.

Przeskakuję także opis drugiej pracy 't Hoofta [37], wprowadzającej spontaniczne łamanie symetrii i w ten sposób dochodzącej do takich renormalizowalnych teorii z bozonami wektorowymi z niezerową masą, jakie znamy dzisiaj. Chcę tylko wspomnieć o dwóch sprawach: naciskałem, by rezultaty były niezależne tak dalece, jak jest to możliwe, od formalizmu całek po trajektoriach, tzn. by unitarność była sprawdzona niezależnie i, po drugie, by zagadnienie, czy w próżni coś jest, czy nie, nie było sprawą podstawową. Istotnie, gdy już lagranżjan uwzględniający spontaniczne łamanie symetrii został wypisany, nie musimy wiedzieć, skąd się on wziął. Chciałem, żeby praca była tak właśnie sformułowana. Przypuszczałem – i nadal tak uważam – że mogą być kłopoty z tym polem próżniowym, ale w żaden sposób nie podważa to drugiej pracy 't Hoofta. On sam czasami formuluje to tak, jakbym sprzeciwiał się stałej kosmologicznej, ale w owym czasie nie wiedziałem ani nie zdawałem sobie sprawy z tego, że ma to cokolwiek wspólnego ze stałą kosmologiczną. Uświadomiłem to sobie po raz pierwszy na seminarium z grawitacji w Orsay, na początku roku 1974 (patrz [38]).

Zajmę się zatem jesienią roku 1971. 't Hooft zagłębił się w teorię pól Yanga–Millsa bez masy, studiując zagadnienie swobody asymptotycznej. Wydaje mi się, że to Symanzik naprowadził go na tę drogę. Ja poświęcałem dużo czasu na schemat regularyzacji wymiarowej [39]. Znowu odsyłam zainteresowanego szczegółami czytelnika do przeglądu [1], referującego także wyniki, które niezależnie podali Bollini i Giambiagi.

Gdy regularyzacja wymiarowa została już rozwinięta w działający schemat, zdecydowałem, że dobrze by było napisać dwie prace: (i) pracę pokazującą jasno na jakimś przykładzie, jak wszystko działa, (ii) rozsądnie ściśłą pracę, która dawałaby solidną podstawę renormalizowalnym teoriom z cechowaniem, przy użyciu jedynie diagramatycznych technik kombinatorycznych. Rezultatem były dwie prace: pierwsza zatytułowana „Example of a gauge field theory” [40] i druga „Combinatorics of gauge field theories” [41]. Pierwsza została przedstawiona na konferencji w Marsylii latem 1972 roku, podobnie jak i wstępna wersja drugiej pracy. Nie mam pojęcia, ilu fizyków czytało pracę „Example. . .”; zapewne szkoda, że opublikowaliśmy ją tylko w materiałach konferencji, a nie w regularnym cza-

sopiśmie. W pracy tej obliczyliśmy dla prostej teorii SU(2) wszystkie jednopętlowe nieskończoności, wybierając cechowanie z dwoma parametrami, a zorientowany czytelnik może bez żadnych trudności posłużyć się przeciwlagranżjanem podanym w tej pracy w celu otrzymania funkcji β (uwzględniającej także cząstkę Higgsa) dla tej teorii. Właśnie ta funkcja jest ważna dla swobody asymptotycznej. Rachunki do tej pracy zostały w pełni zautomatyzowane i wykonane za pomocą programu SCHOONSHIP. Gdy 't Hooft pytał mnie o rozbieżności w teorii pól bez masy dla sprawdzenia jego własnych rachunków, obliczenie ich nie stanowiło kłopotu. Wtedy nie wiedziałem o swobodzie asymptotycznej i nie rozumiałem znaczenia tego właśnie rachunku. 't Hooft przedstawił swój wynik na konferencji w Mar-sylii.

8. Poprawki promieniste

Po roku 1972 wkładałem dużą część wysiłku w zastosowanie teorii, tzn. w poprawki promieniste. W roku 1975 wciąż jeszcze dość mocno spierano się o prądy neutralne. Nie wiedząc o tym, że wybierając inny sektor Higgsa można nadać masie bozonu Z^0 dowolną wartość, większość fizyków uważała, że ta ich postać, jaką dawał model Weinberga, jest absolutna. Był to z pewnością ważny punkt i dlatego zabraliśmy się z Rossem do wyjaśnienia tego problemu [42]. Doprowadziło to do wprowadzenia nowego parametru, zwanego obecnie parametrem ρ , który przyjmuje wartość 1 dla prostego sektora Higgsa wybranego przez Weinberga. Parametr ρ jest w zasadzie kwadratem stosunku masy naładowanego bozonu wektorowego do masy neutralnego bozonu wektorowego z poprawką na słabe mieszanie. Parametr ten stał się ważną częścią dzisiejszej fizyki, ponieważ jest najczulszym miernikiem efektów promienistych ciężkich cząstek – kwarków lub cząstek Higgsa. Na konferencji w Paryżu poświęconej prądom neutralnym w roku 1974 czy 1975 wygłosiłem krótki referat, przedstawiony, o ile pamiętam, na dwóch przezroczach. Wszystko co powiedziałem sprowadzało się do tego: masa neutralnego bozonu wektorowego może być dowolna, a to dogodny sposób parametryzowania tej dowolności. Do dziś jestem zdumiony tym, że, jak się wydaje, nikt, ale to nikt nie zrozumiał tego przesłania. Wszyscy da-

lej myśleli, że dla testu stosowalności teorii z cechowaniem kluczową sprawą jest znalezienie takiej wielkości efektu prądów neutralnych, jaką przewidywał model Weinberga (rozszerzony na kwarki przez Glashowa, Iliopoulosa i Maianiego). W rzeczywistości zaś, gdyby się okazało, że jest ona inna, to jedyną tego konsekwencją byłby inny sektor Higgsa.

W roku 1976 stało się dosyć oczywiste, że Model Standardowy z najprostszym sektorem Higgsa jest modelem poprawnym. Obliczenie poprawek promienistych było już wtedy możliwe i zabrałem się za wykonanie tych rachunków. Wydawało się, że istnieją co najmniej trzy rodziny kwarków i leptonów. Najpilniejsze były dla mnie następujące ważne sprawy:

- (i) Ile jest generacji?
- (ii) Czy jest jakieś górne ograniczenie na masę cząstki Higgsa?

Nie będę tu wchodził w uzasadnienie liczby neutrino wynikające z astrofizyki. Takie argumenty są bardziej niż hermetyczne, gdyż odwołują się do całości naszego pojmowania Wielkiego Wybuchu i ewolucji Wszechświata. Jeśli chodzi o trzecią generację, wywiązał się interesujący spór: jaką masę ma kwark t ? Wyliczenie prac wysuwających argumenty na rzecz tej lub innej możliwości mogłoby wypełnić cały zabawny artykuł. Zostawię to jednak innym. Zdałem sobie sprawę, że bez kwarku t teoria byłaby nierenormalizowalna, a zatem gdy masa kwarku t dąży do nieskończoności, powinny pojawiać się nieskończoności. Ku memu zadowoleniu istniała taka poprawka do parametru ρ i, co więcej, rośnie ona proporcjonalnie do kwadratu masy kwarku t [43]. Jest to pierwszy w fizyce cząstek przypadek rośnięcia poprawek promienistych ze wzrostem masy cząstki wirtualnej. Jest to też nasze pierwsze okno pozwalające na wgląd w obszar bardzo wysokich energii. Ta poprawka promienista stała się lepiej znana doświadczalnie i w końcu pozwoliła przewidzieć masę kwarku t równą 175 GeV, co, gdy został on odkryty, zgodziło się z jego zmierzoną masą. Zgodność ta zdaje się także wskazywać, że nie ma następnych generacji, gdyż pozostaje mało miejsca dla jakiegokolwiek różnicy mas kwarków tworzących nowe (hipotetyczne) generacje. Biorąc pod uwagę różnice wartości obserwowanych mas kwarków wydaje się to mało prawdopodobne, choć, ściśle rzecz biorąc, nie jest niemożliwe.

Od początku bardzo interesowałem się sektorem Higgsa teorii ze spontanicznym łamaniem symetrii. Zacząłem poszukiwać sposobu ustalenia jakiegoś ograniczenia masy cząstki Higgsa. W końcu, jeśli cząstka Higgsa jest zasadniczym elementem renormalizacji, muszą w rachunku zaburzeń istnieć wyrazy, których nie można „odrenormalizować”, a zatem są one czułe na masę cząstki Higgsa. Łatwo można uzasadnić, że miejscem, w którym należy szukać, są poprawki promieniste do mas bozonów wektorowych i że odpowiednim parametrem jest parametr ρ wprowadzony we wspomnianej wcześniej pracy z Rossem. Jak często bywa, mimo że mógłby występować efekt proporcjonalny do kwadratu masy cząstki Higgsa, okazało się, że takie wyrazy się skracają i pozostaje tylko zależność logarytmiczna [44]. To sprawia, że oszacowanie masy cząstki Higgsa na podstawie poprawek promienistych jest bardzo trudne. W związku z tym wprowadziłem nazwę „twierdzenie o ekranowaniu”. Wydaje się, że Natura była ostrożna i ukryła cząstkę Higgsa przed obserwacją. Ten i inne fakty skłoniły mnie do uwierzenia, że mamy do czynienia nie z sektorem Higgsa takim jak w Modelu Standardowym, ale z czymś innym.

Następnie zabrałem się razem z Passarinem za systematyczne rozwinięcie schematu rachunkowego poprawek promienistych. Ponieważ z Bardinem napisał on książkę, która się właśnie ukazała, odsyłałem do niej zainteresowanego czytelnika [45].

Istniał też inny powód obliczania poprawek promienistych. Chciałem w końcu obliczyć poprawki promieniste do procesu produkcji pary bozonów W w LEP-ie, ponieważ było dla mnie jasne, że te poprawki będą czułe na masę bozonu Higgsa. Podpowiedziałoby to wtedy wybór wartości energii LEP-u: powinna ona być dostatecznie duża, aby poprawki do produkcji pary W były wystarczająco duże, tak aby można je badać doświadczalnie. Znalazłoby się w ten sposób bozon Higgsa lub zobaczyłyby ważne poprawki promieniste. Ten rachunek wykonany wspólnie z Lemoinem [46] został ukończony w roku 1980. Nie udało mi się nadać mu należytej doniosłości: w owym czasie nikt nie rozumiał ważności takich rozważań. I tak energię LEP-u ustalono na 200 GeV, a to zbyt mało dla tych celów. Ponieważ bozony wektorowe wciąż jeszcze nie były odkryte, mało kto był przygotowany, by pójść w myśleniu jeszcze

dalej. Do tego nie mam pojęcia, czy LEP dający energię 250–300 GeV byłby możliwy z technicznego punktu widzenia, nie mówiąc o finansowym.

9. Obecny status

Sektor Higgsa Modelu Standardowego jest w zasadzie nie przebadany. Zazwyczaj używa się najprostszego zestawu pól Higgsa – takiego, który daje jedną fizyczną cząstkę Higgsa. Przy takim wyborze masa Z^0 jest ustalona i równa masie naładowanego bozonu W podzielonej przez $\cos(\theta)$, gdzie θ jest kątem słabego mieszania. Ustalmy tu najpierw prostą rzecz: dobierając odpowiedni sektor Higgsa, można zapewnić, że masa Z^0 nie jest niczym ograniczona. Co więcej, masa fotonu nie musi być zerowa i można jej nadać dowolną wartość.

W początkowym okresie wiele słów zużyto, aby wypełnić lukę między wprowadzonymi w 1967 roku modelami a pokazaną później renormalizowalnością. Dwa z często do dziś używanych terminów to „unifikacja elektroślaba” i „spontaniczne łamanie symetrii”. Ponieważ uważam te terminy za mocno mylące, chciałbym tu omówić ich pewne szczególności.

W jakim stopniu zunifikowane są oddziaływania słabe i elektromagnetyczne? Symetrią wykorzystywaną do opisania obu jest $SU(2) \times U(1)$ i już to pokazuje, że naprawdę wcale nie zachodzi żadna unifikacja. Prawdziwa unifikacja, taka jaką dała teoria Maxwella, prowadzi do zredukowania liczby parametrów. Na przykład, w teorii Maxwella prędkości rozchodzenia się pól elektrycznego i magnetycznego są takie same i zarazem równe prędkości światła. W teorii elektroślabej nie zachodzi taka redukcja liczby parametrów: kąt mieszania może przyjmować dowolną wartość i to sprawia, że elektromagnetyczna stała sprzężenia $e = g \sin(\theta)$ jest swobodnym parametrem. Jeśli nie sprecyzujemy sektora Higgsa, wówczas masy Z^0 i fotonu również są swobodnymi parametrami. W istocie nie zachodzi więc unifikacja (oprócz takiej, że izowektorowa część fotonu należy do tego samego multipletu co bozony wektorowe).

Jeśli jednak wybierze się konkretny sektor Higgsa, wówczas liczba swobodnych parametrów zmniejsza się. Masa Z^0 jest już wtedy ustalona, jeśli tylko kąt słabego mieszania i masa nałado-

wanego bozonu wektorowego są ustalone, a masa fotonu jest z konieczności zerowa. Tu więc jakaś unifikacja wydaje się mieć miejsce. Wydaje mi się jednak nader śmiesznym mówienie o „elektrosłabej unifikacji”, gdy wybiera się najprostszy zestaw pól Higgsa.

Pytanie o spontaniczne łamanie symetrii jest bardziej złożone. Z mojej własnej perspektywy sytuacja wygląda następująco. W roku 1968 uodowodniłem to, co nazwałem jednopętlową renormalizowalnością teorii pól Yanga–Millsa z masą. Co to dokładnie oznacza, stanie się jasne za chwilę. Jednakże na poziomie dwupętlowym występują kłopoty i z tego powodu w tamtym okresie myślałem, że musi istnieć jakiś mechanizm obciążenia, który by kontrolował (obserwowalne) rozbieżności pojawiające się przy wyjściu poza jedną pętlę. Sektor Higgsa można właśnie uważać za taki mechanizm obciążenia. Masa Higgsa staje się parametrem obciążenia i w rzeczywistości właśnie to obciążenie może być obserwowalne (co właśnie jest definicją nierenormalizowalności teorii nie uwzględniającej sektora Higgsa). Parametr ten wchodzi logarytmicznie w pewne poprawki promieniste (np. masę Z^0) i z pomiarów takich poprawek wynika pewne przybliżone oszacowanie wartości tego parametru. Jednak częścią założeń jest tu to, że sektor Higgsa jest najprostszy z możliwych. Bez tego założenia nie ma czułości na poziomie jednopętlowym (ponieważ wówczas masa Z^0 nie jest znana i poprawka promienista staje się renormalizacją tej masy). Takie jest znaczenie terminu „renormalizowalny jednopętlowo”. Przypuśćmy jednak, że z punktu widzenia symetrii sprawy wyglądają tak, jak gdyby sektor Higgsa był najprostszy z możliwych. Wówczas z poprawek promienistych można oszacować parametr obciążenia (masę bozonu Higgsa).

Z tego punktu widzenia pytanie brzmi: w jakim stopniu możemy być dziś pewni, że sposobem obciążenia wybranym przez Przyrodę jest, jak to się głosi, sektor Higgsa. Argumentem za tym byłaby cząstka o masie równej tej, jaka wynika z oszacowań na podstawie poprawek promienistych. Ale jeśli żadnej takiej cząstki nie ma, oznaczałoby to, że po prostu Przyroda używa innego sposobu, który trzeba badać doświadczalnie.

Pojęcie spontanicznego łamania symetrii w całej tej dyskusji w rzeczywistości wcale się nie pojawia. To stanowiło pytanie, które na początku

sobie wciąż zadawałem. Spontaniczne łamanie symetrii zazwyczaj oznacza istnienie w próżni stałego pola. Zadawałem więc sobie pytanie: czy jest jakiś sposób zaobserwowania obecności takiego pola w próżni? Ten kierunek rozważań doprowadził mnie do pytania o stałą kosmologiczną [38]. W istocie, jeśli już nic innego, to z pewnością oddziaływania grawitacyjne powinny odczuwać obecność pola w próżni. I tu właśnie mamy problem stałej kosmologicznej, która jest dziś wciąż tak samo wielką zagadką, jaką była 25 lat temu. Mam nadzieję, że stało się jasne, iż wraz z wprowadzeniem spontanicznego łamania symetrii problem stałej kosmologicznej wchodzi w nową fazę. Wysunąłem argumenty za tym, że rozwiązanie tego problemu można zapewne znaleźć rozpatrując ponownie podstawową realność czasoprzestrzeni w porównaniu z przestrzenią pędów [47], ale nie jest to oczywiście miejsce, aby tę sprawę dyskutować. Ponadto argumenty te nie doprowadziły jak na razie do żadnych uchwytnych konsekwencji.

Tak więc, jakkolwiek wykorzystanie spontanicznego łamania symetrii prowadzi do renormalizowalnych lagranżjanów, pytanie, czy to rzeczywiście zachodzi w Przyrodzie, pozostaje otwarte.

10. Zakończenie

Bolesne dla umysłu przejście od teorii pola z lat sześćdziesiątych do dzisiejszych teorii pola z cechowaniem nie jest już prawie widoczne, a z pewnością jest trudne do zrozumienia dla dzisiejszej generacji teoretyków-polowców. Mogą oni pytać: dlaczego to tak długo trwało? Przypuszczalnie powyższy tekst stanowi częściową odpowiedź na to pytanie.

Tłumaczył Piotr Chankowski
Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Warszawa

Literatura

- [1] M. Veltman, „The Path to Renormalizability”, Third International Symposium on the History of Particle Physics, June 24–27, 1992, wykład plenarny, w: *The Rise of the Standard Model*, red. L. Hodde-son, L. Brown, M. Riordan, M. Dresden (Cambridge University Press, Cambridge 1997).
- [2] S.L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22**, 579 (1961).

- [3] S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, *Phys. Rev. D* **2**, 1285 (1970).
- [4] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967); A. Salam, w: *Elementary Particle Theory*, red. N. Svartholm (Stockholm 1968).
- [5] Y. Hara, *Phys. Rev.* **134**, B701 (1964).
- [6] W. Bardeen, *Phys. Rev.* **184**, 1848 (1969).
- [7] C. Bouchiat, J. Iliopoulos, Ph. Meyer, *Phys. Lett.* **38B**, 519 (1972).
- [8] S.L. Adler, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 1051 (1965).
- [9] W.I. Weisberger, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 1047 (1965).
- [10] S. Weinberg, wykład noblowski (1979); przekład polski: *Postępy Fizyki* **32**, 133 (1981).
- [11] A. Salam, *Phys. Rev.* **127**, 331 (1962).
- [12] M. Gell-Mann, *Physics* **1**, 63 (1964).
- [13] M. Veltman, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 553 (1966).
- [14] J.S. Bell, *Il Nuovo Cim.* **50A**, 129 (1967).
- [15] S.L. Adler, *Phys. Rev.* **137B**, 1022 (1965).
- [16] M. Veltman, *Proc. Roy. Soc. A* **301**, 107 (1967); J.S. Bell, R. Jackiw, *Il Nuovo Cim.* **A60**, 47 (1969).
- [17] S.L. Adler, *Phys. Rev.* **177**, 2426 (1969).
- [18] T.D. Lee, C.N. Yang, *Phys. Rev.* **128**, 885 (1962).
- [19] T.D. Lee, *Phys. Rev.* **128**, 899 (1962).
- [20] M. Veltman, *Physica* **29**, 186 (1963).
- [21] R.P. Feynman, *Acta Phys. Pol.* **24**, 697 (1963); wykład z lipca 1962 r.
- [22] B.S. DeWitt, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 742 (1964); *Phys. Rev.* **160**, 1113 (1967); *Phys. Rev.* **162**, 1195, 1239 (1967).
- [23] E.C.G. Stückelberg, *Helv. Phys. Acta* **11**, 299 (1938); inne odnośniki w [1].
- [24] M. Veltman, *Nucl. Phys. B* **7**, 637 (1968); patrz także: M. Veltman, wykłady w Kopenhadze, lipiec 1968, w: *Gauge theory – past and future*, red. R. Akhouny, B. De Wit, P. Van Nieuwenhuizen, H. Veltman (World Scientific, Singapore 1992), s. 293.
- [25] S.L. Glashow, J. Iliopoulos, *Phys. Rev. D* **3**, 1043 (1971).
- [26] M. Veltman, *Nucl. Phys. B* **21**, 288 (1970).
- [27] M. Veltman, w: *Proc. Topical Conf. on Weak Interactions, CERN, Geneva, 14–17 Jan. 1969* (CERN yellow report 69-7, s. 391).
- [28] J. Reiff, M. Veltman, *Nucl. Phys. B* **13**, 545 (1969).
- [29] A.A. Slavnov, L.D. Faddeev, *Teor. Mat. Fiz.* **3**, 18 (1970).
- [30] H. Van Dam, M. Veltman, *Nucl. Phys. B* **22**, 397 (1970).
- [31] S. Mandelstam, *Phys. Rev.* **175**, 1580 (1968).
- [32] D. Boulware, *Ann. Phys. (USA)* **56**, 140 (1970).
- [33] L.D. Faddeev, V.N. Popov, *Phys. Lett.* **25B**, 29 (1967).
- [34] G. 't Hooft, *Nucl. Phys. B* **33**, 173 (1971).
- [35] A.A. Slavnov, *Teor. Mat. Fiz.* **10**, 153 (1972); wydanie angielskie s. 99.
- [36] J.C. Taylor, *Nucl. Phys. B* **33**, 436 (1971).
- [37] G. 't Hooft, *Nucl. Phys. B* **35**, 167 (1971).
- [38] M. Veltman, „Cosmology and the Higgs mechanism”, Rockefeller University preprint, May 1974; M. Veltman, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 777 (1975).
- [39] G. 't Hooft, M. Veltman, *Nucl. Phys. B* **44**, 189 (1972).
- [40] *Renormalization of Yang–Mills fields and applications to particle physics*, Marseille Conference, June 19–23, 1972, red. C.P. Korthals-Altes, s. 37.
- [41] G. 't Hooft, M. Veltman, *Nucl. Phys. B* **50**, 318 (1972).
- [42] D.A. Ross, M. Veltman, *Nucl. Phys. B* **95**, 135 (1975).
- [43] M. Veltman, *Nucl. Phys. B* **123**, 89 (1977).
- [44] M. Veltman, *Acta Phys. Pol.* **B 8**, 475 (1977).
- [45] D. Bardin, G. Passarino, *The Standard Model in the Making* (Clarendon Press, Oxford 1999).
- [46] M. Lemoine, M. Veltman, *Nucl. Phys. B* **164**, 445 (1980).

Stulecie wzoru i stałej Plancka

Adam Kiejna

Instytut Fizyki Doświadczalnej, Uniwersytet Wrocławski

Centenary of Planck's equation and constant

W bieżącym (2000) roku, 14 grudnia, mija sto lat od dnia, w którym Max Planck (1858–1947) na posiedzeniu Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego w Berlinie ogłosił swoje słynne prawo promieniowania [1]. Wraz z nim pojawiła się nowa uniwersalna stała fizyczna – stała Plancka h , wprowadzona jako stała promieniowania.

W ostatnim roku kończącego się stulecia warto przypomnieć rozwój idei i obserwacji doświadczalnych oraz prób teoretycznego opisu związków pomiędzy energią promieniowania termicznego a długością fali i temperaturą, które przyczyniły się i doprowadziły do ogłoszenia przez Plancka teorii promieniowania w grudniu 1900 r. Rzadko się zdarza, by jakieś wielkie odkrycie naukowe mogło być w pełni przypisane jednemu człowiekowi. Chociaż uważa się powszechnie, że idee podane przez Plancka były w pełni oryginalne, to niewątpliwie ich sformułowanie nie byłoby możliwe bez wiedzy i doświadczeń nagromadzonych przez poprzedników. Prawo promieniowania Plancka ewoluowało z powstałych w latach 1870–1900 koncepcji i prac wielu uczonych. Jego ostateczne sformułowanie było możliwe dzięki płodnej współpracy pomiędzy eksperymentatorami i teoretykami. Omówienie wielu faktów związanych z tym odkryciem można znaleźć w interesującej książce Kangra [2]. Historia powstania i rozwoju koncepcji kwantów została doskonale opisana przez Jammersa [3].

W drugiej połowie XIX w. jednym z ważnych technicznie problemów był dokładny pomiar temperatury w zakresach niedostępnych dla termome-

trów rtęciowych i gazowych. Metodą umożliwiającą takie pomiary jest metoda pirometrii optycznej, która pozwala na ustalenie temperatury rozgrzanego ciała na podstawie jego promieniowania. Jest to w zasadzie jedyna metoda umożliwiająca pomiar temperatury powyżej 2000 K. Pozwala ona m.in. na pomiar temperatury gwiazd, które z bardzo dobrym przybliżeniem możemy uważać za ciała doskonale czarne. Stąd też wyjaśnienie promieniowania cieplnego miało nie tylko duże znaczenie poznawcze, ale było też ważne ze względu na zastosowania. Przyczyniło się to do intensywnych badań w wielu ośrodkach różnych krajów.

Jak wiemy z doświadczenia, rozgrzane ciało emituje promieniowanie cieplne (temperaturowe), którego natężenie i barwa zależą od temperatury ciała. Dla dowolnie wybranej temperatury natężenie i rozkład widmowy promieniowania stanowią cechę charakterystyczną danego ciała. Właściwości emisyjne ciał określa ich zdolność emisyjna $e_{\lambda,T}$, którą możemy zdefiniować jako pochodną, względem długości fali λ , strumienia energii promieniowania na jednostkę pola powierzchni ciała w jednostce czasu i w przedziale długości fali $d\lambda$.

Z zastosowania drugiej zasady termodynamiki do procesu promieniowania wynika, że ciało zdolne do emisji promieniowania jest również zdolne je pochłaniać. Część promieniowania, która jest przez ciało pochłaniana, określa jego zdolność absorpcyjną. Według prawa przedstawionego przez Gustava Kirchhoffa w 1859 r. [4], stosunek zdolności emisyjnej do zdolności absorpcyjnej nie

zależy od rodzaju ciała i jest uniwersalną funkcją długości fali λ oraz temperatury T ciała,

$$\frac{\epsilon_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = \epsilon_{\lambda,T}. \quad (1)$$

Doświadczalne wyznaczenie postaci funkcji $\epsilon_{\lambda,T}$ na podstawie pomiaru zdolności emisyjnej i absorpcyjnej ciał nie jest proste. Na szczęście ciało doskonale czarne, pochłaniające całkowicie padającą na nie energię, posiada zdolność absorpcyjną równą jedności niezależnie od długości fali. Wobec tego równość (1) oznacza, że postać funkcji $\epsilon_{\lambda,T}$ może być określona na podstawie znajomości zdolności emisyjnej ciała doskonale czarnego. Innymi słowami, z (1) wynika, że natężenie promieniowania ciała doskonale czarnego określa górną granicę natężenia promieniowania, które może być emitowane przez dowolną powierzchnię w danej temperaturze. Znalezienie postaci tej funkcji zajęło około 40 lat.

Dzięki udoskonalonym przyrządom pomiarowym umożliwiającym pomiar promieniowania w różnych zakresach widma, w latach 1860–80 dokonano istotnego postępu w badaniach doświadczalnych tego zjawiska. Na podstawie pomiarów natężenia promieniowania przeprowadzonych i opisanych przez Johna Tyndalla (Royal Institution, Londyn) w latach 1865–67 można było stwierdzić m.in. występowanie wyraźnego maksimum na krzywej natężenia promieniowania dla pewnej długości fali i jego przesunięcie ze zmianą temperatury. We Francji, André Crova na Uniwersytecie w Montpellier zajmował się wyznaczaniem temperatury źródeł światła z własności krzywych promieniowania za pomocą wynalezionej przez siebie „spektropiometru”. Zdołał w ten sposób wyznaczyć krzywe promieniowania dla różnych ciał o ustalonej temperaturze jako funkcje długości fali w widzialnej części widma (1880 r.). Używane przez niego przyrządy były wciąż za mało dokładne do badań w podczerwieni.

Rzucającą się w oczy cechą rozkładów promieniowania ciała doskonale czarnego jest ich szybkie przesuwanie się w górę ze wzrostem temperatury ciała. Ponieważ pole powierzchni zawartej pod krzywą odpowiadającą danej temperaturze jest równe całkowitej zdolności emisyjnej ciała doskonale czarnego

$$\epsilon(T) = \int_0^{\infty} \epsilon_{\lambda,T} d\lambda, \quad (2)$$

oznacza to wzrost $\epsilon(T)$ wraz z temperaturą. Na podstawie analizy dostępnych pomiarów, poczynionych przed 1879 r., Josef Stefan z Uniwersytetu Wiedeńskiego wykazał [5], że całkowita zdolność emisyjna jest związana z temperaturą następującą zależnością:

$$\epsilon(T) = \sigma T^4, \quad (3)$$

gdzie σ jest stałą proporcjonalności. Ludwig Boltzmann wyprowadził tę zależność w 1884 r., obliczając z zasad termodynamiki ciśnienie promieniowania [6] – dlatego została ona później nazwana prawem Stefana–Boltzmann.

W 1881 r. amerykański astrofizyk Samuel Langley (Western University, Pensylwania) zbudował ulepszony przyrząd do badania promieniowania cieplnego – **bolometr**, za pomocą którego mierzy się zmiany oporności elektrycznej czujnika pochłaniającego promieniowanie, wywołane zmianą jego temperatury. W następnych latach bolometr stał się podstawowym przyrządem wykorzystywanym do pomiarów promieniowania. Pomiar przeprowadzone przez Langleya za pomocą ulepszonego bolometru (1886 r.) pozwoliły bezspornie stwierdzić prawdziwą asymptotykę krzywej $\epsilon_{\lambda,T}$ oraz przesunięcie jej maksimum i bardziej stromy wzrost natężenia promieniowania w zakresie krótkich fal wraz ze wzrostem temperatury.

Rozwojowi metod pomiarowych i pojawianiu się coraz dokładniejszych wyników pomiarów towarzyszyły próby teoretycznego objaśnienia kształtu krzywych promieniowania i ich zmian wraz z temperaturą, a zwłaszcza przemieszczania się maksimum rozkładu energii. Najwcześniejsze próby oparte były na prawach mechaniki i termodynamiki. Dopiero później, na początku lat 90. XIX w., do opisu promieniowania temperaturowego zaczęto stosować teorię elektromagnetyzmu.

Najbardziej udane próby matematycznego opisu wyników doświadczalnych Langleya i Crovy, których elementy możemy znaleźć w późniejszych pracach teoretycznych, podjął Władimir Michelson z Uniwersytetu Moskiewskiego [7]. Znajdąc opublikowaną w 1877 r. pracę Boltzmann o związku pomiędzy drugą zasadą termodynamiki i rachunkiem prawdopodobieństwa stwierdził (1887 r.), że ciągły charakter widma emisyjnego promieniowania ciał stałych można wyjaśnić jedynie przez zupełnie nieuporządkowane drgania

jego atomów. W celu obliczenia rozkładu energii promieniowania ze względu na poszczególne częstotliwości drgań, Michelson zaproponował zastosowanie metod statystycznych, przyjmując model, w którym każdy z atomów w ciele stałym może się swobodnie poruszać wewnątrz sprężystej sfery o nieskończenie małym promieniu, otaczającej położenie równowagi. Tor i prędkość atomu zmienia się w wyniku niesymetrycznego działania sąsiednich atomów. Wyrażając prędkość atomu przez promień sfery i okres drgań, wykorzystał rozkład prędkości Maxwella do obliczenia liczby atomów mających okres drgań w przedziale $\tau, \tau + d\tau$. Zakładając, że natężenie promieniowania ε_λ jest proporcjonalne do liczby tych atomów, Michelson podał prawidłową asymptotykę $\varepsilon_{\lambda,T}$ dla $\lambda \rightarrow 0$ i $\lambda \rightarrow \infty$. Nieco później (1888 r.) udało mu się również wyznaczyć funkcję temperatury $\varepsilon_{\lambda,T}$, dość dobrze określającą położenia maksimum krzywych promieniowania wyznaczonych przez Langleya. Co więcej, udało mu się także dowieść stałości stosunku $\varepsilon_{\lambda_{\max},T} \lambda_{\max} / \varepsilon(T)$. Późniejsza o kilka lat praca Wiena jest kontynuacją idei podanej przez Michelsona.

Ważnym osiągnięciem w badaniach promieniowania było podanie wyrażenia wiążącego przesunięcie długości fali ze zmianą temperatury. Heinrich Weber z Politechniki w Zurychu dokonał krytycznej analizy pracy Michelsona i opierając się na wynikach pomiarów promieniowania wielu autorów przedstawił (1888 r.) empiryczne wyrażenie na $\varepsilon_{\lambda,T}$. Korzystając z niego, obliczył maksimum krzywej energii promieniowania i stwierdził, że iloczyn $\lambda_{\max} T$ jest równy stałej empirycznej. Analizując jako pierwszy tzw. izochromaty, czyli wykresy zależności natężenia promieniowania od temperatury dla ustalonej długości fali, stwierdził, że wartość tej stałej jest prawie taka sama dla tak różnych materiałów, jak węgiel i platyna. W roku 1890 Radó von Kövesligethy (Uniwersytet w Budapeszcie), opierając się głównie na równaniach mechaniki, opisujących drgania układów atomowych, opublikował wzór stwierdzający odwrotną proporcjonalność długości fali promieniowania i temperatury.

Ogromne zasługi w badaniach promieniowania położył Friedrich Paschen, który na początku ostatniej dekady ubiegłego wieku rozpoczął in-

tenzywne badania na Politechnice w Hanowerze. Podobnie jak dla innych badaczy, podstawowym problemem do rozwiązania była dla niego konstrukcja odpowiednio czułych przyrządów pomiarowych. Paschen nie tylko starał się udoskonalić technikę pomiarów, w której udało mu się osiągnąć mistrzostwo (uzyskując dokładność pomiaru temperatury 10^{-7} °C), ale po raz pierwszy od czasów Langleya wyznaczył postać funkcji widmowej $\varepsilon_{\lambda,T}$ rozżarzonych ciał stałych i gazów. Paschen był pierwszym doświadczalnikiem, który na podstawie swoich pomiarów stwierdził (1892 r.) przesunięcie maksimum energii w kierunku mniejszych długości fal ze wzrostem temperatury.

Pełniejsza interpretacja przesunięć maksimum energii w widmie promieniowania wraz z temperaturą, zauważonych wcześniej przez Webera, von Kövesligethyego i Paschena, została przedstawiona (1893 r.) przez Wilhelma Wiena (1864–1928) w postaci prawa, nazwanego później prawem przesunięć Wiena. Służyło ono za podstawowy sprawdzian poprawności wszystkich wzorów na funkcję rozkładu promieniowania podanych przed 1900 r.

W połowie 1896 r. Wien [8] wyprowadza z równań termodynamiki i teorii kinetyczno-molekularnej materii wyrażenie na funkcję widmową promieniowania ciała doskonale czarnego postaci

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{c_1}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T}\right), \quad (4)$$

gdzie c_1 i c_2 są stałymi. Podobne wyrażenie, w którym wykładnik przy λ został zastąpiony przez wartość $\alpha = 5,5$, wyprowadził niezależnie Paschen [9] na podstawie wyników swych pomiarów i prawa przesunięć Wiena¹.

Do dalszego postępu w poznaniu praw promieniowania przyczyniły się głównie prace doświadczone prowadzone w ostatniej dekadzie ubiegłego wieku przez krąg specjalistów skupionych w kilku instytucjach naukowych Niemiec, zwłaszcza Berlina, i pytania, które narodziły się w wyniku analizy otrzymanych danych doświadczalnych. Głównym centrum badań doświadczalnych promieniowania było Państwowe Laboratorium Fizyko-Techniczne w Berlinie (Physikalisch-Technische Reichsanstalt – PTR), którego wielu pracowników było także wykładowcami na Uni-

¹ Wyrażenie (4), które na ogół nazywane jest prawem Wiena, przez pewien czas było znane w literaturze pod nazwą prawa Wiena–Paschena.

wersytecie Berlińskim. W tym czasie na scenie badań promieniowania pojawiają się nazwiska Henricha Rubensa i Ottona Lummera², których pomiary bezpośrednio przyczyniły się do odkrycia ostatecznej postaci prawa promieniowania. Rubens, który po doktoracie (1889 r.) rozpoczął pracę na Uniwersytecie Berlińskim, początkowo zajmował się optycznymi właściwościami metali, co skierowało jego zainteresowania w kierunku zwiększenia czułości metod pomiaru promieniowania cieplnego. W pomiarach tych dążył do ich rozszerzenia na jak najdalszą podczerwień. Do połowy 1896 roku PTR nie uczestniczył w badaniach rozkładu natężenia promieniowania, ale wykonano tam wiele prac doświadczalnych, które przyczyniły się do zwiększenia dokładności pomiarów. W roku 1891 Lummer i Ferdinand Kurlbaum skonstruowali nadzwyczaj czuły bolometr, którego czułość została jeszcze poprawiona (w rok później) przez Paschena. Innym zagadnieniem, któremu poświęcono wiele wysiłku w PTR, był model ciała doskonale czarnego. Badanie modeli w postaci cylindrycznego lub gruszkowatego zagłębienia, ulepszone przyrządy i metody pomiarowe, jak i rozszerzenie zakresu pomiaru promieniowania na daleką podczerwień – to wszystko stworzyło niezbędne podwaliny pod kolejne doświadczenia i teorie, które ostatecznie doprowadziły do wyjaśnienia postaci funkcji $\epsilon_{\lambda,T}$. W roku 1897 pojawiły się prace Kurlbauma, dotyczące promieniowania pomiędzy ciałami o niedużej różnicy temperatury, oraz Lummera, który przy współpracy Ernsta Pringsheima (od 1905 r. profesora fizyki teoretycznej na Uniwersytecie we Wrocławiu) sprawdzał prawo Stefana-Boltzmann dla ciała czarnego w przedziale temperatury od 100 do 1300°C. Podobne badania podjęli rok później Lummer i Kurlbaum, co umożliwiło im wyznaczenie wartości stałej w prawie przesunięć Wiena.

Szybki rozwój teorii elektromagnetyzmu pod koniec XIX wieku, zapoczątkowany teorią Maxwella, doświadczeniami Hertza oraz pracami teoretycznymi Poyntinga, dotyczącymi energii prze-

noszonej w polu elektromagnetycznym, stymulował próby poszukiwania związku promieniowania cieplnego z falami elektromagnetycznymi. W Berlinie zajmował się tym zagadnieniem Wien³, którego interesował strumień energii przenoszony przez fale elektromagnetyczne. Próby zastosowania metod pomiarowych promieniowania cieplnego do badań promieniowania elektromagnetycznego podjął też Rubens. Max Planck nie był więc pierwszym, który próbował powiązać obydwa zjawiska.

Początkowo Planck, który w 1889 r. przeniósł się na Uniwersytet Berliński, gdzie później (1892 r.) otrzymał posadę profesora zwyczajnego, nie interesował się problemem promieniowania, lecz zajmował się teorią elektromagnetyzmu i procesów elektrycznych zachodzących w roztworach. To ostatecznie zagadnienie wiązało się ze stosowaniem metod termodynamiki. W roku 1895 opublikował pierwszą pracę na temat rezonansowej absorpcji i emisji fal elektromagnetycznych. Plancka intrygowało pytanie, czy proces promieniowania cieplnego może być wyjaśniony na gruncie teorii elektromagnetyzmu. Punktem wyjścia było zastosowanie rezonatorów Hertza, emitujących i absorbujących promieniowanie, do stacjonarnego procesu promieniowania. Planck nie zastanawiał się nad naturą tych „emitujących cząstek” (rezonatorów), uważając, że wystarczy, by ich rozmiary były małe w porównaniu do długości fali. Rozpatrując stan stacjonarny pomiędzy energią wypromieniowaną i pochłanianą przez rezonator oraz stosując prawo Poyntinga i obliczając tłumienie drgań rezonatora związane z emisją promieniowania, uzyskał znaną zależność długości fali od amplitudy i fazy drgań rezonatorów. Kolejne prace Plancka (do maja 1899 r.) związane z rozkładem energii promieniowania stacjonarnego dotyczyły matematycznego podejścia do układu rezonator-wzbudzone fale oraz interpretacji entropii promieniowania. Według Plancka całkowite promieniowanie układu miało zależeć jedynie od częstości „naturalnych” (własnych) drgań rezonatora

² Otto Lummer (1860–1925) po uzyskaniu doktoratu w 1884 r. pracował jako asystent w PTR, gdzie w 1894 r. uzyskał stanowisko profesora. Od 1901 r. pracował jako docent na Uniwersytecie Berlińskim, po czym w 1904 r. zaproponowano mu stanowisko profesora zwyczajnego i dyrektora nowo wybudowanego Instytutu Fizyki Uniwersytetu Wrocławskiego. We Wrocławiu rozwinął badania w dziedzinie optyki i akustyki. Por. artykuł: R. Torge, *Postępy Fizyki* 51(1), 31 (2000).

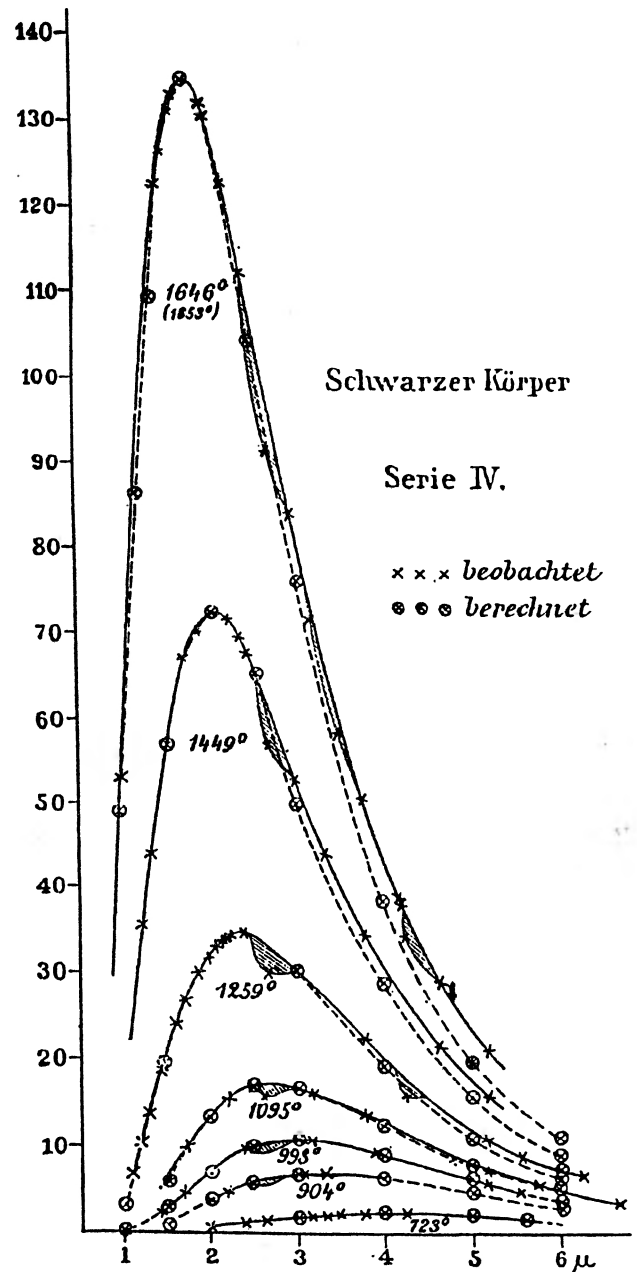
³ Wien pracował w tym czasie jednocześnie jako asystent w PTR i docent (do 1896 r.) na Uniwersytecie Berlińskim. Warto wspomnieć, iż był on zdecydowanym przeciwnikiem podziału fizyki na doświadczalną i teoretyczną. On sam należał do nielicznego grona fizyków, którzy jeszcze nawet w XX w. byli ekspertami w obydwu jej działach.

i ich stałej tłumienia. Jego teoria definiująca entropię promieniowania elektromagnetycznego pozwalała otrzymać rozkład energii promieniowania (4), wyprowadzony wcześniej przez Wiena, dając mu jednocześnie solidne podstawy teoretyczne.

W styczniu 1899 r. Paschen wraz z Heinrichem Wannerem, badając izochromaty $\log \epsilon = f(1/T)$ dla różnych ciał stałych, przedstawili kilka komunikatów dotyczących wyznaczania stałych c_1 i c_2 występujących w funkcji Wiena-Paschena. Ich główny wysiłek zmierzał w kierunku ustalenia wartości wykładnika α oraz stałych c_1 i c_2 . W miesiąc później Lummer i Pringsheim przedstawili wyniki swoich pomiarów i ich porównanie ze wzorem Wiena-Paschena ($\alpha = 5,0$). Podkreślali przy tym, że jedynie pomiary dla ciała doskonale czarnego mogą rozstrzygnąć, czy dane prawo promieniowania jest prawdziwe, czy nie, podczas gdy według nich Paschen odkrywał zależności dla ciał o własnościach zbliżonych do ciała doskonale czarnego. Wykonując pomiary dla fal o długości w przedziale $0,7-6 \mu\text{m}$ oraz dla zakresu temperatury $836,5-1426 \text{ K}$, a więc dla stosunkowo dużych wartości λT , stwierdzili, że co prawda izochromaty są liniami prawie prostymi, ale obliczone na ich podstawie wartości stałych c_1 i c_2 wykazują duże różnice. Aby stwierdzić przyczyny tych rozbieżności, sugerowali wykonanie pomiarów w szerszym zakresie temperatury i długości fali. Według Paschena, wartości c_2 obliczone z nachylenia izochromat wykazywały odstępstwa mieszczące się w granicach błędu doświadczalnego.

Pod koniec 1899 r. Lummer i Pringsheim przedstawili nowe, bardziej dokładne wyniki pomiarów [10] przeprowadzonych dla wyższych temperatur (rys. 1). Chociaż stwierdzili, że podobnie jak poprzednio wzór Wiena-Paschena dobrze opisuje wyniki eksperymentu, jeżeli wartość $\lambda T < 3000$ (λ mierzone w μm), to jednocześnie zauważyli, że stwierdzone poprzednio odstępstwa od tego wzoru są dalej widoczne i mają charakter systematyczny. Przedstawione na rys. 1 krzywe pomiarowe wykazują zaobserwowane wcześniej rozbieżności dla wysokich temperatur i dużych długości fali. W tym samym czasie Hermann Beckmann, prowadzący pod kierunkiem Rubensa badania w dalekiej podczerwieni, wyznaczył wartość c_2 znacznie odbiegającą od wartości określonych przez Lummera i Pringsheima dla widzialnej

części widma. Mimo to Paschen nie przykładął zbyt dużej wagi do pomiarów w wysokich temperaturach, twierdząc, że obarczone są bardzo dużym błędem.



Rys. 1. Krzywe energii promieniowania ciała doskonale czarnego $\epsilon_{\lambda,T}$, zmierzone przez Lummera i Pringsheima [10]. Zakreślone wgłębienia na krzywych doświadczalnych są wynikiem absorpcji pary wodnej i dwutlenku węgla zawartych w powietrzu. Linia przerywana przedstawia wartości obliczone ze wzoru Wiena. Widać różnice pomiędzy wartościami obliczonymi i zmierzonymi dla wysokich temperatur i dużych fal.

Obserwowane rozbieżności pomiędzy obliczonymi i mierzonymi rozkładami energii spowodowane

wały, że na wiosnę 1900 r. Planck rozpoczął pracę nad modyfikacją swojej pierwszej teorii (która prowadziła do wzoru (4)), rozpatrując teraz emisję i absorpcję promieniowania cieplnego jako proces wyłącznie elektromagnetyczny i podkreślając znaczenie elementarnych oscylatorów (rezonatorów). W lutym 1900 r. Max Thiesen, profesor w PTR, zmodyfikował prawo promieniowania, tak by dawało zgodność zarówno z wynikami Lummera i Pringsheima, jak i Rubensa. W istocie funkcja $\varepsilon_{\lambda,T}$ obliczona ze wzoru Thiesena stanowiła średnią geometryczną wzoru Wiena i ogłoszonego nieco wcześniej wzoru Rayleigha [11]. Lord Rayleigh (Royal Institution, Londyn) kwestionował poprawność wzoru Wiena, który według niego był wyprowadzony na podstawie niedostatecznie uzasadnionej hipotezy. Uważał także, że wyprowadzenie tego wzoru przez Plancka na gruncie elektromagnetyzmu w powiązaniu z twierdzeniem o entropii nie było jednoznaczne i posiadało usterki. Twierdził on, że wzór Wiena nie może dobrze opisywać rozkładu energii promieniowania, ponieważ dla nieskończonej wysokiej temperatury daje skończone wartości energii promieniowania dla każdej długości fali. W rezultacie zaproponował (1900 r.) następujący wzór [11]:

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{C_1 T}{\lambda^4} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right), \quad (5)$$

w którym przed funkcją wykładniczą pojawia się czynnik temperatury. W tym samym czasie Lummer i Eugen Jahnke, dokonując krytycznej analizy hipotez Michelsona i Wiena przedstawili [12] półempiryczne wyrażenie o postaci podobnej do wzoru Rayleigha. Zauważmy, że wprowadzenie czynnika temperatury nie rozwiązuje innej poważnej trudności, do której prowadziły wszystkie dotychczasowe wyrażenia, a mianowicie tzw. „katastrofy w nadfiolecie”⁴: całkowita zdolność emisyjna rośnie do nieskończoności wraz ze zmniejszaniem się długości fali do zera, co przeczy zasadzie zachowania energii. Na podstawie zasady ekwipartycji energii Rayleigh pokazał, że efekt ten jest konsekwencją stosowania modelu klasycznego oscylatora i wyrażenia na jego energię, co w ogólności prowadzi do wyrażenia podanego w ostatecznej postaci przez Jamesa Jeansa [13] (prawo Rayleigha–Jeansa), które obecnie zapisu-

jemy w postaci

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT, \quad (6)$$

dającego dobrą zgodność z doświadczeniem dla fal długich (c jest prędkością światła, a k stałą Boltzmanną).

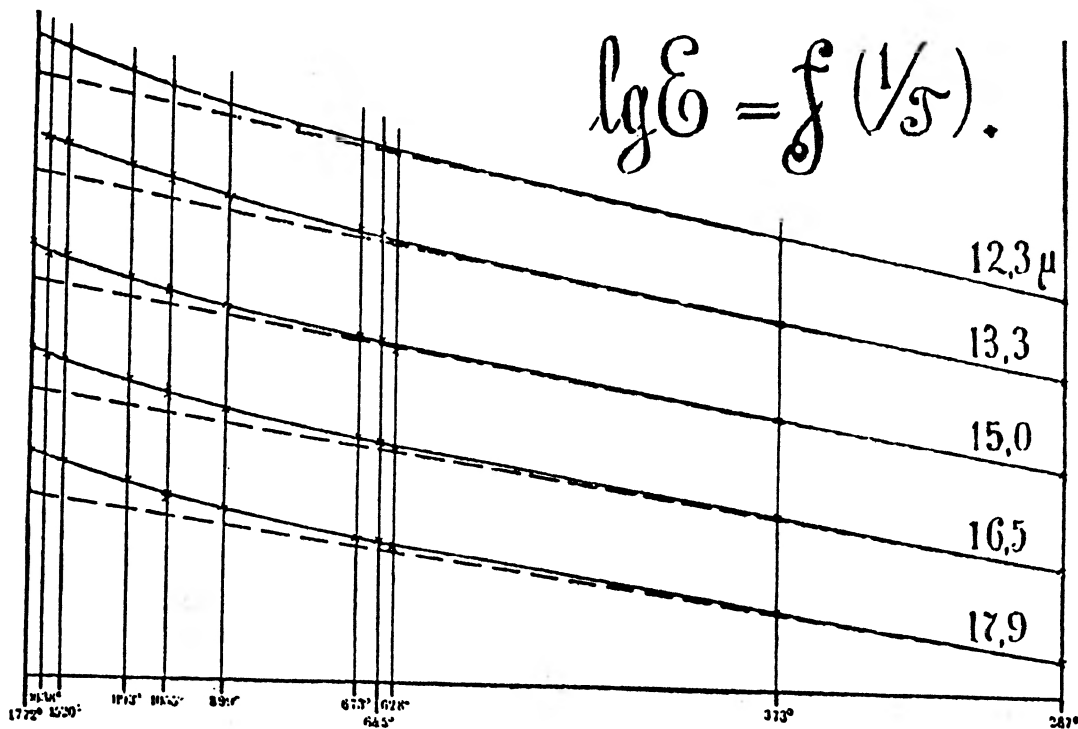
W lutym 1900 r. na zebraniu Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego Lummer i Pringsheim [14] przedstawili wyniki pomiarów promieniowania w przedziale długości fali $12 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 18 \mu\text{m}$ i dostarczyli bardziej przekonujących dowodów na to, że równanie Wiena–Plancka nie może być stosowane do opisu całego widma promieniowania. Widać to wyraźnie na wykresie izochromat $\log \varepsilon = f(1/T)$ przedstawionych na rys. 2. Dla długich fal odstępstwa pojawiają się w niższych temperaturach. Stało się jasne, że stała c występująca w równaniu Wiena–Plancka nie jest „stałą przyrody”, za jaką uważał ją Planck. Stwierdzili również, że wzór Rayleigha nie wnosi także żadnej poprawy. Wręcz przeciwnie – daje gorszy opis promieniowania dla krótkich fal.

Jesienią 1900 r. Rubens powiadomił Plancka o wynikach swych najnowszych pomiarów, dokonanych wraz z Kurlbaumem [15] dla różnych temperatur, z których wynikało, że równanie Rayleigha znajduje potwierdzenie doświadczalne dla najdłuższych fal. Wzór Lummera–Jahnkego dobrze opisywał obserwacje dla małych długości fal. Dalej jednak istniały odstępstwa od wzorów promieniowania dla bardzo dużych wartości iloczynu λT . Pomiary Rubensa i Kurlbauma uświadomiły Planckowi istnienie usterek w wyprowadzeniu wzoru Wiena i dostarczyły wskazówki co do zależności energii od temperatury dla dużych wartości λT . W rezultacie w październiku 1900 r. Planck zaproponował następujące wyrażenie:

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{C}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(c/\lambda T) - 1} \quad (7)$$

(c jest stałą), które w publikacji Rubensa i Kurlbauma zostało porównane z ich pomiarami (rys. 3). Spośród czterech wzorów promieniowania, wzór Wiena (4) dawał największe rozbieżności z danymi pomiarowymi. Najlepszą zgodność dawał wzór Plancka (7), ale – jak zauważyli – i on wykazywał pewne systematyczne odstępstwa. Wzór Plancka nie pozwalał również na pełną

⁴ Nazwa ta została wprowadzona przez Paula Ehrenfesta, *Ann. Phys.* **36**, 91 (1911).



Rys. 2. Izochromaty promieniowania ciała doskonale czarnego, zmierzone przez Lummera i Pringsheima [14], porównane z wartościami wynikającymi ze wzoru Wiena (linia przerywana). Temperatura na osi odciętych wzrasta od prawej strony (287 K) do lewej (1772 K).

zgodność z pomiarami Lummera i Pringsheima. Doprowadziło to Plancka do poczynienia radykalnego kroku, jakim było założenie, że bardzo małe obiekty podlegają prawom różniącym się zasadniczo od podstawowych praw mechaniki klasycznej: przy absorpcji lub emisji promieniowania przez oscylatory dipolowe (rezonatory) energia może się zmieniać jedynie o nieciągłą wartość $h\nu$ lub jej wielokrotność, gdzie ν jest częstotliwością drgań. Pozwoliło to na sformułowanie ostatecznego wyrażenia na rozkład energii promieniowania pojedynczego oscylatora w postaci zależnej od długości fali (preferowanej przez doświadczalników):

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/k\lambda T) - 1}, \quad (8a)$$

lub bardziej znanej postaci, zależnej od częstotliwości,

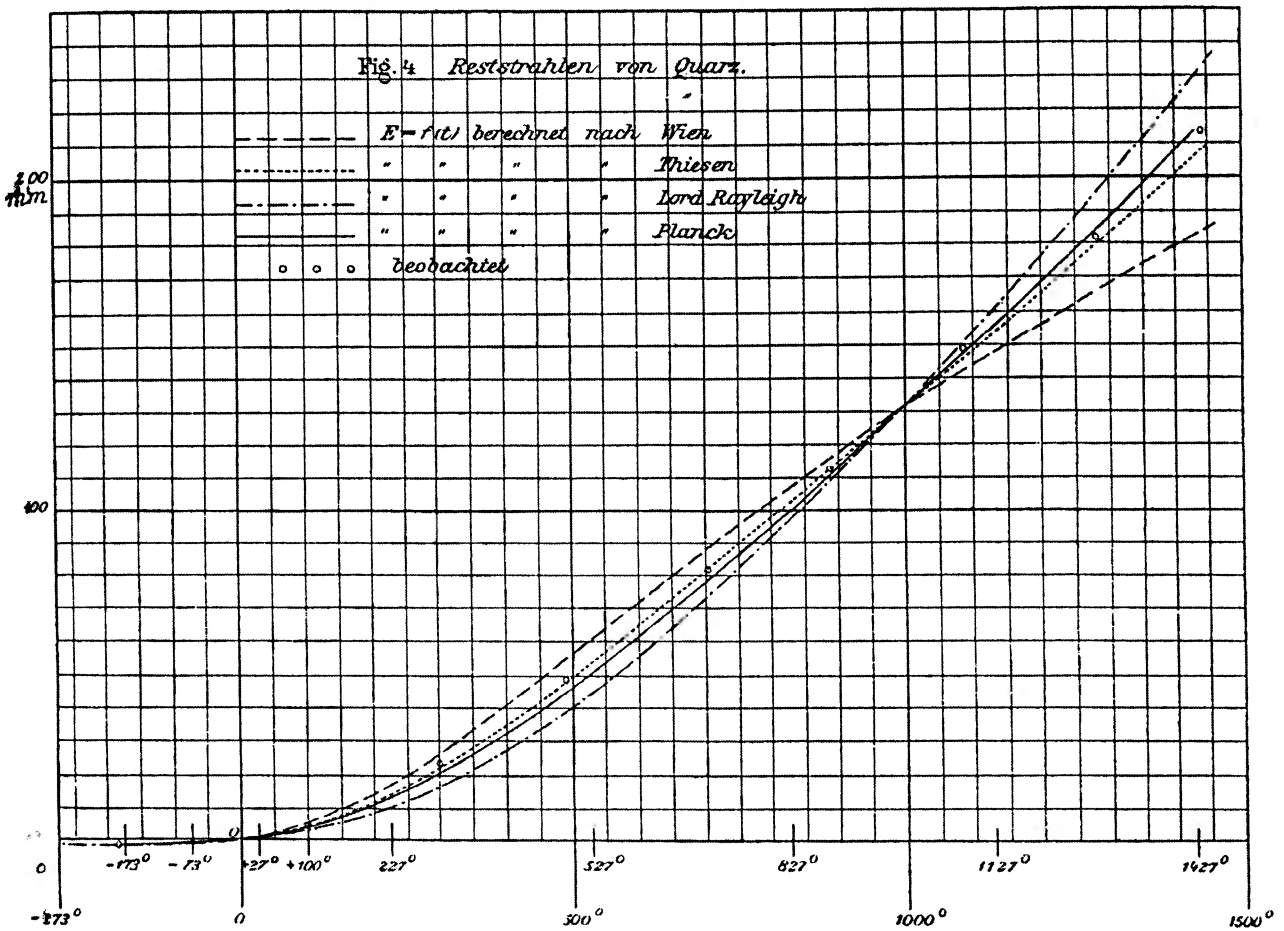
$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{\exp(h\nu/kT) - 1}, \quad (8b)$$

które Planck przedstawił 14 grudnia 1900 r. na posiedzeniu Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego.

Prawo promieniowania Plancka obejmuje wszystkie szczególne prawa promieniowania ciała

doskonale czarnego, dając jednocześnie proste związki pomiędzy podstawowymi wielkościami i stałymi fizycznymi. Dla dużych częstotliwości ($h\nu/kT \gg 1$) lub krótkich fal jedynek w mianowniku można pominąć i wzór (8b) daje prawo Wiena. Z kolei w granicy fal długich, dla $h\nu/kT \ll 1$, wyraz wykładniczy jest mały i rozwinięcie w szereg Taylora prowadzi do wzoru Rayleigha–Jeansa (6), który można stosować zamiast prawa Plancka dla fal o długości $\lambda \gg \lambda_m$, gdzie $\lambda_m = 0,2898/T$ cm. Jest on często wykorzystywany w obliczeniach radioastronomicznych, dla których zazwyczaj warunek ten jest spełniony.

We wzorach (8) jako stałe promieniowania występują dwie uniwersalne stałe fizyczne: nowa stała h , nazwana później stałą Plancka, oraz stała k , nazywana obecnie stałą Boltzmanna, która – jak wykazał Planck – jest stałą proporcjonalności w podanym przez Boltzmanna związku, wiążącym entropię z prawdopodobieństwem termodynamicznym. Wartości „stałych przyrody” obliczone przez Plancka na podstawie pomiarów Lummera i Pringsheima w publikacji [1] podsumowującej wyniki prac z października i grudnia



Rys. 3. Izochromaty, zmierzone przez Rubensa i Kurlbauma [15] dla kwarcu, porównane z wynikami teoretycznymi. Oś rzędnych przedstawia wychylenia galwanometru. Krzywe wyskalowano w ten sposób, by dawały jak najmniejsze różnice pomiędzy wartościami zmierzonymi i obliczonymi w temperaturze 1000°C.

1900 r.,

$$h = 6,65 \times 10^{-27} \text{ erg s,}$$

$$k = 1,346 \times 10^{-16} \text{ erg/deg,}$$

różnią się o mniej niż 1,5% od wartości obowiązujących obecnie, tj. odpowiednio $6,6261 \times 10^{-27}$ i $1,3807 \times 10^{-16}$. Dopiero w 1906 r. Planck, który raczej nie lubił terminu „kwant światła” wprowadzonego przez Alberta Einsteina, nazwał stałą h „kwantem działania” ze względu na zgodność jej wymiaru z wymiarem wielkości, od której wzięła swą nazwę zasada najmniejszego działania.

Śmiała hipoteza Plancka spotkała się początkowo z dużym sceptycyzmem ze strony fizyków. Mało kto wierzył, że jest ona niezbędnym warunkiem wyprowadzenia prawa promieniowania. Uważano, że nie jest ona niczym więcej niż za-

łożeniem matematycznym, które prędzej czy później znajdzie wyjaśnienie w ramach fizyki klasycznej. Prace Einsteina pokazały, że hipoteza kwantów może posłużyć do wyjaśnienia innych zjawisk, takich jak fotoefekt, które nie mogły znaleźć wyjaśnienia na gruncie fizyki klasycznej. Według teorii Einsteina (1905 r.), promieniowanie elektromagnetyczne stanowią kwanty energii (fotony), rozłożone z pewną gęstością prawdopodobieństwa i rozprzestrzeniające się zgodnie z prawami klasycznego promieniowania elektromagnetycznego. Warto podkreślić, że Władysław Natanson⁵ (1864–1937) jako pierwszy (1911 r.) rozpoznał powody, dla których statystyka, na której oparty jest wzór Plancka, musi się różnić od statystyki klasycznej, i wyprowadził statystykę nierozróżnialnych fotonów [17]. Dziś mówimy, że prawo promieniowania Plancka i rozkład energii, który

⁵ Profesor Uniwersytetu Jagiellońskiego, uznawany za ojca polskiej fizyki teoretycznej [16].

z niego wynika, jest szczególnym przypadkiem rozkładu Bosego–Einsteina [18] dla równowagowego gazu fotonów.

Autor wyraża podziękowanie profesorowi Maciejowi Suffczyńskiemu za zainteresowanie go tematem tego artykułu.

Literatura

- [1] M. Planck, *Ann. Phys. (Drude)* **4**, 553 (1901).
- [2] H. Kangro, *Early History of Planck's Radiation Law* (Taylor and Francis, London 1976).
- [3] M. Jammer, *The Conceptual Development of Quantum Mechanics* (McGraw-Hill Co, New York 1966); istnieje rosyjski przekład tej książki.
- [4] G.R. Kirchhoff, *Sitzungsber. Akad. Wiss. Berlin*, 783–87 (1859).
- [5] J. Stefan, *Sitzungsber. Akad. Wiss. Wien* **79**, 391 (1879).
- [6] L. Boltzmann, *Ann. Phys. (Wiedemann)* **22**, 291 (1884).
- [7] V.A. Michelson, *Journ. de Phys.* **6**, 467 (1887).
- [8] W. Wien, *Ann. Phys. (Wiedemann)* **58**, 662 (1896).
- [9] F. Paschen, *Ann. Phys. (Wiedemann)* **58**, 455 (1896).
- [10] O. Lummer, E. Pringsheim, *Verhandlungen der DPG* **1**, 215 (1900).
- [11] Lord Rayleigh (J.W. Strutt), *Phil. Mag.* **49**, 539 (1900).
- [12] O. Lummer, E. Jahnke, *Ann. Phys. (Drude)* **3**, 283 (1900).
- [13] J.H. Jeans, *Phil. Mag.* **10**, 91 (1905).
- [14] O. Lummer, E. Pringsheim, *Verhandlungen der DPG* **2**, 163 (1900).
- [15] H. Rubens, F. Kurlbaum, *Ann. Phys. (Drude)* **4**, 649 (1901).
- [16] *Zarys dziejów nauk przyrodniczych w Polsce*, red. K. Maślankiewicz (Wiedza Powszechna, Warszawa 1983).
- [17] L. Natanson, *Phys. Zs.* **12**, 659 (1911).
- [18] S.N. Bose, *Phys. Zs.* **26**, 178 (1924).

Zdzisław Szymański (1926 – 1999)

Janusz Dąbrowski

Instytut Problemów Jądrowych im. Andrzeja Sołtana, Warszawa

Zdzisław Szymański, wybitny fizyk jądrowy, zmarł nagle na atak serca w niedzielę 5 września 1999 r. w Krzyżach, po przybyciu na Mazurską Letnią Szkołę Fizyki. Od końca roku 1996 był on emerytowanym profesorem Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego.

Zdzisław Szymański urodził się 2 lutego 1926 r. w Czarnem k. Lipna, niedaleko Włocławka. Jego matka była Francuzką. Przed rewolucją mieszkała w Petersburgu. Uciekając stamtąd w roku 1918, poznała w Polsce jego ojca.

W roku 1950 Zdzisław Szymański uzyskał stopień magistra inżyniera na Wydziale Mechanicznym Politechniki Łódzkiej, a w roku 1953 – na podstawie pracy z nieliniowej elektrodynamiki, wykonanej pod kierunkiem prof. Leopolda Infelda – stopień magistra fizyki na Wydziale Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Warszawskiego. Wówczas związał się już do końca życia z ośrodkiem fizyki w Warszawie.

Przez krótki czas pracował w Instytucie Fizyki Polskiej Akademii Nauk i tu w roku 1956 uzyskał doktorat na podstawie rozprawy – wykonanej pod kierunkiem prof. Michała Łunca – o problemach przepływu w gazie Knudsena. Gdy rozprawę tę referował na seminarium w Instytucie Fizyki Teoretycznej, prof. Wojciech Rubinowicz powiedział, że referat sprawił mu przyjemność, bo przypomniał mu czasy jego młodości, gdy sam interesował się własnościami rozrzedzonych gazów. Ta uwaga speszyła nieco Zdzisława Szymańskiego, którego martwiło oddalenie tematyki jego doktoratu od współczesnej fizyki. Nie przewidział wówczas, że po upływie kilkudziesięciu lat własności gazu Knudsena znajdą zastosowanie w badaniu zjawisk dysypacji w jądrach atomowych.

W roku 1956 Zdzisław Szymański rozpoczyna prace w nowo utworzonym Instytucie Badań Jądrowych, na stanowisku docenta w Zakładzie Teorii Jądra Atomowego. W tym okresie podejmuje również pracę w Instytucie Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego, którą kontynuuje dopóty, dopóki dozwolona była praca na dwu etatach, tzn. do końca lat sześćdziesiątych.

Decydujący wpływ na całą dalszą działalność naukową Zdzisława Szymańskiego miał jego roczny pobyt w Instytucie Nielsa Bohra w Kopenhadze, rozpoczęty w roku 1959. Był to świetny okres Instytutu w Kopenhadze, okres owocnego rozwijania przez późniejszych laureatów Nagrody Nobla Aagego Bohra i Bena Mottelona modelu kolektywnego jądra atomowego oraz uwzględnienia roli nadprzewodnikowych korelacji par nukleonów w strukturze jądra, a również okres opracowywania przez nich książki, mającej podsumować całość fizyki jądrowej w ujęciu kopenhaskim. Tę książkę grupa wyznawców tego ujęcia nazwała swoją biblią. Do tej grupy niewątpliwie należał Zdzisław Szymański, który uległ bez reszty wpływom Kopenhagi. Ostatecznie ukazały się w druku dwie części tej książki i oczywiście Zdzisław Szymański doprowadził do ich wydania w języku polskim pod swoją redakcją.

Pierwszym i od razu bardzo ważnym osiągnięciem Zdzisława Szymańskiego w teorii modelu kolektywnego była jego pionierska praca z fizykiem argentyńskim Danielem Bèsem, w której obliczona została – z uwzględnieniem ważnych tu korelacji nadprzewodnikowych – deformacja stanu podstawowego jąder ziem rzadkich. Obliczenia te, już sam, rozszerzył na obszar transuranowców. Prace te doprowadziły Zdzisława Szymańskiego w roku

1961 do habilitacji na Uniwersytecie Warszawskim na podstawie rozprawy „Deformacje równowagi jąder z zakresu uranowców”.

W dalszej swej działalności naukowej Zdzisław Szymański pozostał wierny tematyce kopenhaskiej, tzn. fenomenologicznemu opisowi jąder atomowych. Jedynym wyłomem w kierunku bardziej – by użyć nomenklatury kopenhaskiej – fundamentalistycznym był okres jego pobytu w Caltechu w Pasadenie w r. akad. 1964/65, kiedy to wspólnie z Feliksem Boehmem zajął się problemem słabego oddziaływania między nukleonami i efektami jądrowymi wywołanymi niezachowaniem parzystości w tym oddziaływaniu.

Po powrocie z Pasadeny Zdzisław Szymański wraz ze współpracownikami rozpoczął szeroką współpracę ze znanym fizykiem szwedzkim Svenem Gustą Nilssonem (twórcą modelu powłokowego jąder zdeformowanych) i jego grupą w Lund, znaną w świecie jako „Lund–Warsaw collaboration”. Współpraca ta koncentrowała się początkowo na badaniu własności hipotetycznych jąder superciężkich, w szczególności z obszaru „wyspy stabilności” jąder wokół liczb magicznych: protonowej 114 i neutronowej 184. Uzyskane wyniki, sugerujące bardzo długie czasy życia tych jąder, zaktywizowały badania, które doprowadziły ostatecznie do produkcji w akceleratorach superciężkich pierwiastków o liczbie protonów aż do $Z = 112$, a także o $Z = 114$ i $Z = 118$. W tych badaniach znaczącą rolę odegrał Adam Sobiczewski, pierwszy doktorant Zdzisława Szymańskiego (obecnie profesor w Instytucie Problemów Jądrowych i członek Polskiej Akademii Nauk).

W tym czasie zaczęto wytwarzać stany jądrowe o coraz wyższych momentach pędu, co doprowadziło do zaobserwowania tzw. efektu przegięcia (back-bending) polegającego na tym, że moment bezwładności jądra jako funkcja kwadratu prędkości obrotowej dla pewnych wartości prędkości gwałtownie rośnie. Podczas pobytu w Szwecji i Danii w r. akad. 1970/71 Zdzisław Szymański wraz z fizykiem szwedzkim Joachimem Krumlindem opisali zjawisko przegięcia jako przejście fazowe materii jądrowej od stanu nadprzewodnikowego do stanu normalnego wywołane szybkim obrotem (odpowiednik efektu Meissnera). Później okazało się, że to przejście fazowe jest ważnym, ale nie jedynym procesem prowadzącym do efektu przegięcia.



Zdzisław Szymański w czasie wykładu na Letniej Szkole Fizyki Jądrowej (1987 r.).

W latach siedemdziesiątych i osiemdziesiątych nastąpił ogromny postęp w doświadczalnych badaniach zderzeń ciężkich jąder. W takich zderzeniach jądra mogą być wprowadzone w szybki ruch obrotowy z momentem pędu rzędu stu jednostek stałej Plancka. Zdzisław Szymański z właściwą sobie energią i entuzjazmem przystąpił do badań takich szybko obracających się jąder, przenosząc tu całe swoje doświadczenie w badaniu stanów jądrowych bliskich stanowi podstawowemu. Wśród uzyskanych wyników wymienić przede wszystkim należy obliczenia Zdzisława Szymańskiego i jego współpracowników superdeformacji jąder szybko obracających się. Obliczenia te okazały się główną wskazówką w poszukiwaniach eksperymentalnych takich stanów superzdeformowanych, uwieńczonych powodzeniem w roku 1986.

W badaniu szybko obracających się jąder stał się Zdzisław Szymański niekwestionowanym autorytetem. W roku 1983 wydał w Clarendon Press wysoko cenioną monografię *Fast nuclear rotation*. W tym samym roku opublikował w *Reviews of Modern Physics* wspólnie z fizykiem holenderskim Martinem de Voigtem i Jerzym Dudkiem (swoim uczniem, obecnie profesorem w Strasburgu) artykuł przeglądowy „High Spin Phenomena in Atomic Nuclei”. Wymienić również należy wcześniejszy, opublikowany w roku 1973 wspólnie z fizy-

kiem szwedzkim Arnem Johnsonem, duży artykuł przeglądowy w *Physics Reports* pt. „Nuclear Rotation at High Angular Velocities”.

Równie ważne jak osiągnięcia naukowe Zdzisława Szymańskiego są jego osiągnięcia dydaktyczne i organizacyjne. Dzięki bliskim kontaktom z Aagem Bohrem i Benem Mottelsonem przenosił on na grunt polski aktualne kierunki badań kopenhaskich. Uczył fizyki jądrowej w ujęciu kopenhaskim zarówno teoretyków, jak i eksperymentatorów polskich, przede wszystkim warszawskich. Jego sukcesy dydaktyczne związane były z jego ogromnym talentem i entuzjazmem jako wykładowcy. Stworzył dookoła siebie całą grupę fizyków aktywnie zaangażowanych w fenomenologicznych badaniach struktury jądra. Wypromował kilkunastu doktorów i bardzo wielu magistrów. Jego dużym osiągnięciem była wspomniana współpraca „Lund–Warsaw collaboration”. Powstanie silnej grupy teoretycznej fizyki jądrowej w Lublinie jest w pewnej mierze jego zasługą.

Do roku 1978 Zdzisław Szymański pracował w Instytucie Badań Jądrowych i pod koniec tego okresu był przewodniczącym Rady Naukowej Instytutu. W roku 1978 przenosi się do Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego, gdzie tworzy Zakład Teorii Struktury Jądra Atomowego. W roku 1996 przechodzi na emeryturę (oczywiście kontynuując działalność naukową): Od roku 1981 do 1996 był również zatrudniony częściowo w Instytucie Problemów Jądrowych im. A. Sołtana. W latach osiemdziesiątych przebywa często za granicą: przez rok w Lund, przez trzy lata w Grenoble oraz przez rok w Strasburgu.

Oczywiście osiągnięcia Zdzisława Szymańskiego przyniosły mu awanse i zaszczyty, a także obowiązki. W roku 1969 zostaje profesorem nadzwyczajnym, a w 1977 r. profesorem zwyczajnym. W roku 1973 zostaje wybrany na członka korespondenta Polskiej Akademii Nauk, a w 1986 r. na członka rzeczywistego. W roku 1983 uzyskuje doktorat honoris causa Uniwersytetu w Lund. W roku 1989 otrzymuje medal Mariana Smoluchowskiego – najwyższe odznaczenie Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Wszyscy, którzy znali Zdzisława Szymańskiego, odczuli głęboko jego odejście. Do tej pory przychodząc do Instytutu mam podświadome wrażenie, że za chwilę go spotkam. Na pewno było

coś szczególnego w jego osobowości, co trudno dokładnie określić. Charakterystyczne dla niego było to, że przy wyjątkowo wysokim ilorazie inteligencji był w kontaktach z ludźmi skromny, otwarty i bezpośredni. Miał znakomite poczucie humoru. W swoich ripostach potrafił być ostry, ale nigdy złośliwy. Ważne dla niego było życie rodzinne, czemu dał wyraz we wspomnianej książce, dedykując ją żonie Wiesławie, synowi Pawłowi i córce Annie.



Zdzisław Szymański (z lewej) i Janusz Dąbrowski podczas Mazurskiej Szkoły Fizyki Jądrowej w 1986 r.

Na owej pamiętnej Szkole Mazurskiej Wittek Nazarewicz (uczeń Zdzisława Szymańskiego, obecnie profesor UW, jednocześnie zatrudniony w Oak Ridge) omawiał pracę, która ukaże się w druku w *Physical Review C*. W pracy tej uczestniczył Zdzisław Szymański, który nawiązał w niej do swojej dawnej pracy z Bèsem. W ten sposób – jak powiedział Wittek Nazarewicz – zamknęło się koło działalności naukowej Zdzisława Szymańskiego. Jakimś zrzędzeniem losu zamknęło się na zawsze.

Któryś z fizyków kopenhaskich powiedział, że Zdzisław Szymański był zawsze szczęśliwy, gdy przyjeżdżał do Kopenhagi. Było jeszcze jedno miejsce, w którym czuł się na pewno szczęśliwy: były nim Letnie Mazurskie Szkoły Fizyki, do których sukcesu tak walnie sam się przyczynił. I w tragedii jego śmierci pocieszające jest to, że nastąpiła ona w miejscu, w którym czuł się zawsze szczęśliwy.

Badanie zjawisk towarzyszących rozchodzeniu się fal ultradźwiękowych w powietrzu

Mikołaj Rozwadowski

Instytut Matematyki i Fizyki, Akademia Techniczno-Rolnicza, Bydgoszcz

Bengt Sandell

Department of Physics and Measurement Technology, Linköping University, Szwecja

Investigations of the phenomena of the propagation of ultrasound waves in the atmosphere

Abstract: The paper describes laboratory experiments on propagation, transmission, reflection, diffraction and interference of ultrasound waves in the atmosphere.

1. Wprowadzenie

Zrozumienie zjawisk związanych z ruchem falowym, a w szczególności dyfrakcji i interferencji, często sprawia uczniom i studentom znaczne kłopoty. Rozszerzenie możliwości obserwacji tych zjawisk w pracowniach dydaktycznych uważamy zatem za jak najbardziej celowe. W wyniku współpracy Instytutu Matematyki i Fizyki Akademii Techniczno-Rolniczej w Bydgoszczy z Instytutem Fizyki i Technologii Pomiarów Uniwersytetu w Linköping (Szwecja) w ramach programu TEMPUS SJEP-09418-95 opracowano i wykonano ćwiczenie laboratoryjne umożliwiające obserwację i badanie szeregu zjawisk towarzyszących rozprzestrzenianiu się fal ultradźwiękowych w powietrzu. Ćwiczenie to zostało ustawione w pracowni dydaktycznej Instytutu Matematyki i Fizyki ATR.

2. Opis układu pomiarowego

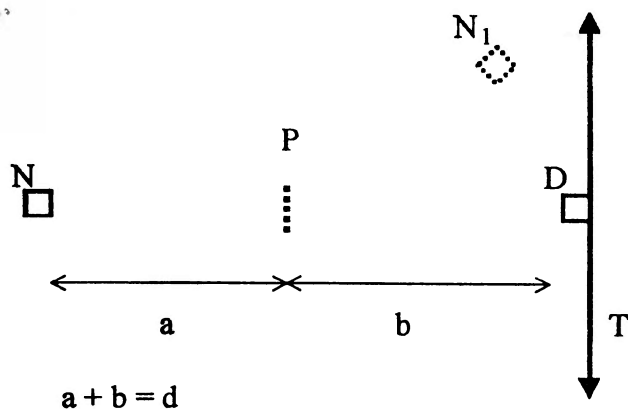
Układ pomiarowy składa się z generatora sygnałowego z zakresem odpowiadającym częstotliwości nadajnika, 2 nadajników (41 kHz) i 2 detektorów (40 kHz) firmy ELFA (Szwecja), stosowanych w autoalarmach, wzmacniacza, elementu prostującego, rejestratora XYt oraz zestawu zwierciadeł, szczelin, przesłon i płytki półprzepuszczalnej. Zastosowane nadajniki pozwalają uzyskać w powietrzu falę o długości ok. 8 mm.

Do rejestracji amplitudy fali wykorzystano rejestrator XYt, na którego listwie z pisakiem umieszczono detektor oraz zwierciadło stosowane w niektórych doświadczeniach. Do przesuwania detektora wykorzystano generator podstawy czasu rejestratora. Detektor poruszający się razem z pisakiem pozwala otrzymywać wykres rozkładu amplitudy wzdłuż osi X w skali 1:1.

W przypadku braku rejestratora XYt można zastosować miernik napięcia lub oscyloskop, a detektor przesuwac wzdłuż liniału z podziałką. Można oczywiście wykorzystać komputer, co wymaga uzupełnienia zestawu przyrządów o układ rejestrujący położenie detektora wzdłuż wybranej prostej. Wydaje się, że rejestrator XYt pozwala na najbardziej pogładowy sposób obserwacji rozkładu amplitudy badanej fali.

3. Badanie rozkładu amplitudy fali ultradźwiękowej emitowanej przez źródło

Rozmieszczenie nadajnika i detektora sprzężonego z rejestratorem przedstawia rys. 1. Ćwiczący rejestrują rozkład amplitudy fali wzdłuż osi X rejestratora dla różnych odległości (d) źródła od detektora, bez zmiany napięcia zasilającego i stopnia wzmocnienia sygnału z detektora. Na podstawie otrzymanych wykresów sporządzają charakterystykę kierunkowości promieniowania źródła.



Rys. 1. Układ do badania zjawisk opisanych w p. 3, 4, 5 i 6.4. N – nadajnik, N_1 – położenie nadajnika podczas pomiaru współczynnika odbicia i badania interferencji za pomocą zwierciadeł Fresnela, P – położenie badanych płytek, przesłon i szczelin oraz zwierciadeł Fresnela, D – detektor, T – tor ruchu detektora sprzężonego z listwą rejestratora XYt.

4. Pomiary amplitudowych współczynników transmisji i odbicia

Pomiary współczynnika transmisji i odbicia wykonywane są zgodnie ze schematem przedstawionym na rys. 1. Amplitudowy współczynnik transmisji otrzymuje się mierząc sygnał (A_0) bez płytki pochłaniającej, a następnie – z płytką po-

chłaniającą (A_{tr}) umieszczoną w P, prostopadle do kierunku padania fali. Współczynnik transmisji jest stosunkiem A_{tr} do A_0 .

Współczynnik odbicia dla tej samej płytki można zmierzyć, ustawiając nadajnik w miejscu oznaczonym N_1 (rys. 1). Płytkę należy ustawić tak, aby fala padała na tę samą stronę jak przy pomiarze współczynnika transmisji oraz aby był spełniony warunek $a + b = d$, gdzie $a = N_1P$. Kąt padania fali na płytkę powinien odpowiadać maksymalnej wartości sygnału (A_{od}) podczas zmian kąta padania bez zmiany położenia detektora. Amplitudowy współczynnik odbicia jest stosunkiem A_{od} do A_0 (A_0 – wartość sygnału z pomiaru natężenia wg p. 3, przy spełnionym warunku $d = a + b$).

Uzyskane wartości współczynników transmisji i odbicia obarczone są dość dużymi błędami ze względu na szereg czynników zmniejszających dokładność pomiarów. Można je ograniczać, lecz niektórych z nich, np. odbić od otaczających przedmiotów, w tym również od osób wykonujących ćwiczenie, nie udaje się wyeliminować w warunkach pracowni dydaktycznej.

5. Dyfrakcja

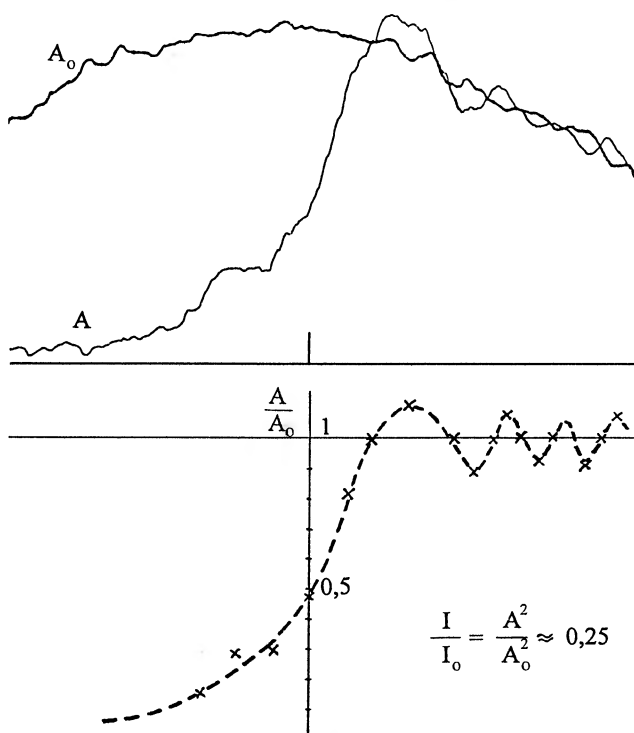
Do badania zjawiska dyfrakcji na półpłaszczyźnie wykorzystano układ wg rys. 1, przy czym półpłaszczyznę umieszczono w P. Na rys. 2 podany jest wynik otrzymany dla półpłaszczyzny przy $a = 30$ cm i $b = 10$ cm. Ze względu na to, że rozkład amplitudy (A_0) wzdłuż linii ruchu detektora bez płytki P nie jest stały, wykonano wykres wartości względnych, którego kształt, a nawet wartości amplitudy w miejscu cienia geometrycznego w przybliżeniu odpowiadają zależnościom znanym z optyki.

W miejscu oznaczonym literą P można umieszczać przeszkody lub szczeliny o różnych szerokościach i położeniach względem nadajnika oraz detektora. Uda się zarejestrować rozkłady podobne do otrzymywanych w optyce, jakkolwiek jest to dość trudne, głównie ze względu na nieregularny kształt czoła fali.

6. Interferencja

W porównaniu z dyfrakcją, zjawisko interferencji daje się obserwować znacznie łatwiej.

Można też wykorzystywać wyrażenia stosowane w optyce do wyznaczania długości fali na podstawie odległości sąsiednich maksimum w obrazie interferencyjnym.



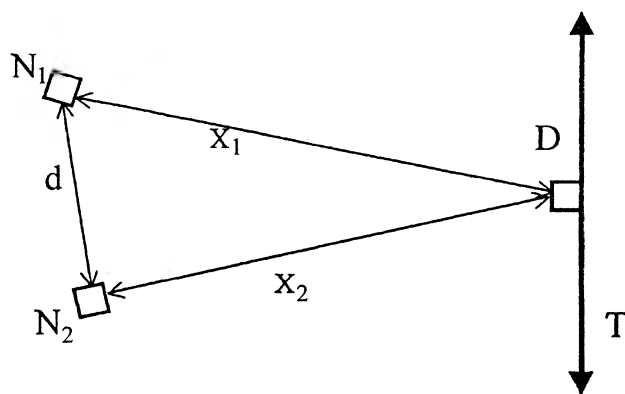
Rys. 2. Rozkład amplitudy w obrazie dyfrakcyjnym na półpłaszczyźnie. A_0 – rozkład amplitudy bez przeszkody, A – rozkład amplitudy z umieszczoną przeszkodą – półpłaszczyzną, rozkład stosunku A/A_0 .

6.1. Dwa źródła spójne

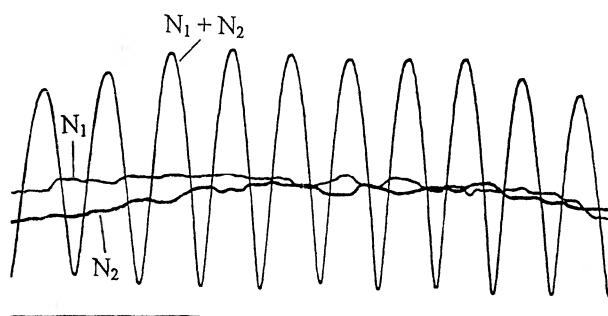
Do obserwacji interferencji fal spójnych emitowanych przez dwa źródła zasilane z tego samego generatora wykorzystano układ z rys. 3. Wykresy rozkładów amplitud przedstawia rys. 4. Krzywą N_1 otrzymano przy włączonym źródle N_1 , a N_2 – przy włączonym tylko źródle N_2 . Włączonym obu źródłom bez zmiany ich położenia odpowiada rozkład $N_1 + N_2$. Jeśli d jest znacznie mniejsze od x_1 oraz x_2 , to wzór Younga daje dość dobre wyniki, np. dla $d = 16$ cm, $x_1 = 57$ cm, $x_2 = 53$ cm otrzymano wartość $\lambda = 7,85$ mm. Zmiany odległości d oraz x pozwalają obserwować ewolucję obrazu interferencyjnego zgodnie ze wzorem Younga.

6.2. Interferometr Michelsona

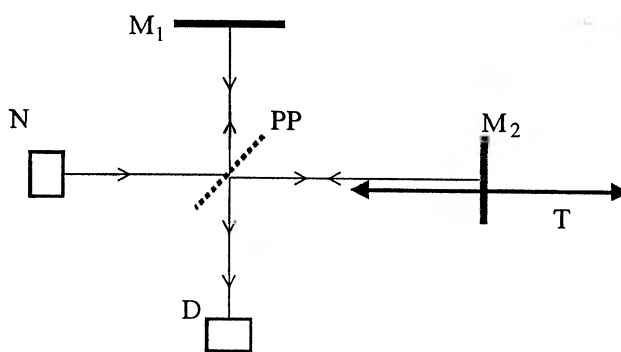
Rysunek 5 przedstawia układ interferometru Michelsona. Ruchoma płytka nie ma detektora i spełnia tylko funkcję zwierciadła. Chodziło



Rys. 3. Układ do obserwacji interferencji fal emitowanych przez dwa źródła spójne. N_1 , N_2 – nadajniki, D – detektor, T – tor ruchu detektora.



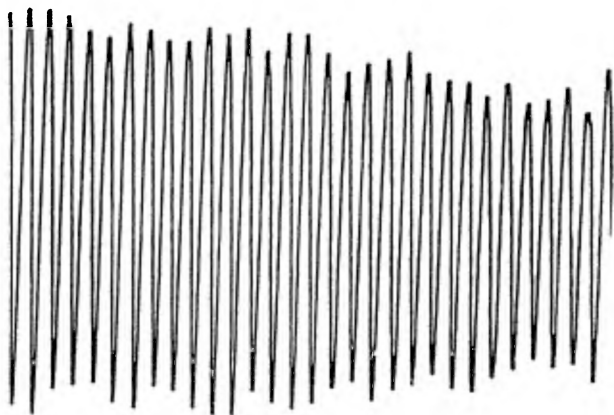
Rys. 4. Rozkład amplitud emitowanych przez pojedyncze źródła N_1 i N_2 oraz obraz interferencyjny dwóch źródeł spójnych ($N_1 + N_2$).



Rys. 5. Układ interferometru Michelsona. N – nadajnik, D – detektor, M_1 i M_2 – zwierciadła, PP – płytka półprzepuszczająca, T – tor ruchu detektora.

o to, aby rejestrować zmiany amplitudy za pomocą nieruchomego detektora, tak by osoba wykonująca ćwiczenie nie ulegała sugestii, że ruch detektora ma wpływ na rejestrowany obraz interfe-

rencyjny. Fragment rozkładu amplitud pokazany na rys. 6 otrzymano przy następujących odległościach: N-PP = 17 cm, M-PP = 21 cm, D-PP = 17 cm i M-PP = 30–40 cm.



Rys. 6. Zmiany amplitudy w obrazie interferencyjnym spowodowane ruchem zwierciadła M_2 .

6.3. Fala stojąca

Falę stojącą można uzyskać, jeżeli w układzie przedstawionym na rys. 5 pozostawimy tylko układ N wyposażony w płytkę odbijającą jako zwierciadło z nadajnikiem umieszczonym w jej centrum, a w centrum zwierciadła M_2 umieścimy detektor. Powinna istnieć możliwość takiej regulacji ustawienia obu zwierciadeł, aby były one możliwie równoległe. Podczas przesuwania się M_2 wraz z detektorem, periodycznie tworzą się warunki do powstawania fali stojącej w przestrzeni między M_1 i M_2 . Zarejestrowany sygnał przedstawia wartości amplitudy fali ciśnienia przy zwierciadle M_2 . Z tego wykresu można łatwo wyznaczyć długość fali.

6.4. Zwierciadła Fresnela

Umieszczenie zwierciadeł Fresnela w miejscu oznaczonym przez P na rys. 1, a nadajnika w N_1

pozwała uzyskać interferencję fal z dwóch spójnych źródeł pozornych. Ważne jest, aby oba zwierciadła były ustawione dokładnie pionowo. Długość fali można obliczyć, posługując się wzorem stosowanym w optyce: $\lambda = \Delta y l / L$, gdzie $l = 2b \sin \alpha$ (α – kąt między płaszczyznami zwierciadeł), natomiast $L = N_1 P + b$, a Δy – odległość między sąsiednimi maksimami. Dla $N_1 P = 33$ cm, $b = 30$ cm, $\alpha = 20,5^\circ$, $\Delta y = 23,2$ mm – obliczona wartość $\lambda = 7,7$ mm. Błąd względny wynosi więc ok. 5%. Przy innych ustawieniach udawało się uzyskać jeszcze dokładniejsze wyniki.

7. Zakończenie

Omówiono tylko doświadczenia obecnie realizowane w pracowni Instytutu Matematyki i Fizyki ATR. Istnieje znacznie więcej możliwości wykorzystania tego rodzaju nadajników i detektorów do obserwacji innych przykładów dyfrakcji i interferencji, jak np. kilka źródeł spójnych, model siatki dyfrakcyjnej, inne modele interferometrów itp. Mała długość fali ultradźwiękowej umożliwia ustawienie całego ćwiczenia na jednym stole laboratoryjnym. Ważne też jest, że najprostszą wersję można skompletować dysponując skromnymi środkami finansowymi.

Lektura uzupełniająca

- B. Jaworski, A. Dietlał, *Kurs fizyki*, t. III (PWN, Warszawa 1979).
- A. Śliwiński, *Ultradźwięki i ich zastosowanie* (WNT, Warszawa 1993).
- A. Januszajtis, *Fizyka dla politechnik*, t. III (PWN, Warszawa 1991).
- Sz. Szczeniowski, *Fizyka doświadczalna*, cz. I (PWN, Warszawa 1972).
- *University Laboratory Experiments Physics*, PHY-WE series of publications, 2. Edition, 1994.

Symulacja akustyczna dwuwymiarowego kryształu fotonowego*

Kamil Szczegot

III Liceum Ogólnokształcące im. Marii Skłodowskiej-Curie, Opole

Jarosław Piotrowski

III Liceum Ogólnokształcące im. Krzysztofa Kamila Baczyńskiego, Białystok

Radosław Smolec

II Liceum Ogólnokształcące im. Króla Jana III Sobieskiego, Grudziądz

Katarzyna Surowiecka

IX Liceum Ogólnokształcące im. Klementyny Hoffmanowej, Warszawa

Acoustic simulation of two-dimensional photon crystal

Abstract: Results of experiments on diffraction of acoustic waves on a macroscopic structure are compared with expectations based on theoretical analysis carried out in Fraunhofer's approximation. It is shown that a beam of acoustic waves diffracts on the periodical two-dimensional structure. A mathematical model of experimental situation is created. Results are interesting because of their didactic value.

1. Wstęp

Do badania struktury kryształów wykorzystuje się często ugięcie promieniowania rentgenowskiego na ich sieci krystalicznej. Jak wiadomo, w rentgenografii strukturalnej mamy do czynienia ze strukturami o małej stałej sieci i promieniowaniem o bardzo małej długości fali, którego w dodatku bezpośrednio nie odczuwamy. Gdyby jednak kryształ powiększyć... Tak też zrobiliśmy: wykonaliśmy makroskopowy model dwuwymiarowego kryształu, a zamiast fal elektromagnetycz-

nych zastosowaliśmy fale akustyczne o długości rzędu stałej sieci (8 cm). W ten sposób otrzymaliśmy możliwość symulacji dyfrakcji w kryształach naturalnym.

Ale to nie koniec. Modne w ostatnich latach kryształy fotonowe, czyli kryształy o stałej sieci rzędu długości fal świetlnych, stosowane z powodzeniem w optoelektronice, również można symulować za pomocą dyfrakcji dźwięku, jak potwierdził już poprzedni eksperyment [1] w sytuacji jednowymiarowej. Dzięki takim badaniom można więcej dowiedzieć się o tych kryształach, których

*Tekst oparty na sprawozdaniu z pracy wykonanej w ramach warsztatów fizycznych obozu naukowego Krajowego Funduszu na Rzecz Dzieci w Jadwisinie (k. Warszawy) w dniach 28 kwietnia – 10 maja 1998 r., prowadzonej pod opieką prof. dr hab. Jana Gaja z Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

badanie w warunkach szkolnej pracowni nie jest możliwe.

Kryształ fotonowy działa bardzo dyspersyjnie: światło o różnych częstościach fali wzmacnia różnie w różnych kierunkach. Podobną właściwość przejawia kryształ akustyczny, jak przez analogię do kryształu fotonowego nazwalimy nasz model. Tę o różnych częstościach są wzmacniane wybiórczo w różnych kierunkach. Jeśli np. na kryształ skierujemy wiązkę fal akustycznych układających się w melodię, to wówczas w zależności od miejsca, w którym stoimy, usłyszymy różne jej fragmenty z różnym natężeniem. Oczywiście, aby dźwięki melodii były miłe dla ucha, rozmiary kryształu musiałyby być co najmniej rzędu metra.

Nasze badania mają więc jeszcze jeden ważny wymiar – dydaktyczny. Na własne uszy bowiem można się przekonać o tym, w jaki sposób zachodzi zjawisko dyfrakcji fal akustycznych na strukturze okresowej. Doświadczeń nie przeprowadzaliśmy w specjalnych dźwiękoszczelnych pomieszczeniach, lecz pod gołym niebem. Wiąże się z tym wiele błędów i niepewności pomiarów, które trzeba właściwie zinterpretować. Jest to niezwykle pouczające – dowiadujemy się, w jaki sposób model matematyczny oddaje rzeczywistość, jak podczas pomiarów eliminować zakłócenia i błędy oraz jak je uwzględniać, porównując doświadczenie z teorią. To bardzo cenne umiejętności dla każdego eksperymentatora.

2. Opis doświadczenia

2.1. Model kryształu

Model kryształu użyty do doświadczeń składał się z dwóch płyt z laminatu, pomiędzy którymi przykręcono symetrycznie 6 rzędów rurek (o średnicy 2 cm), po 6 w każdym rzędzie, w odległości $a = 0,08$ m od siebie. W takim kryształcie można wyróżnić rodziny płaszczyzn (rys. 1), na których następuje ugięcie fal akustycznych (w naszym doświadczeniu padających prostopadle do płaszczyzn o wskaźnikach Millera (01)) zgodnie z warunkiem Bragga $2d \sin \theta = \lambda$, gdzie d jest odległością międzypłaszczyznową, θ – kątem

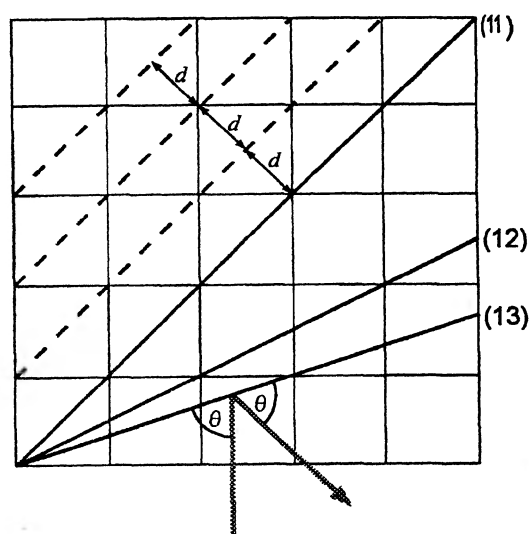
Bragga¹, a λ – długością fali. Kąt Bragga, pod jakim padają fale akustyczne na płaszczyznę (hk) obliczamy ze wzoru

$$\theta = \arcsin \left(\frac{k}{\sqrt{h^2 + k^2}} \right). \quad (1)$$

Częstość f fali akustycznej, ugiętej na danej rodzinie płaszczyzn obliczamy, podstawiając (1) do warunku Bragga; pamiętając, że $f = c/\lambda$ (gdzie c – prędkość dźwięku w powietrzu), otrzymujemy

$$f = \frac{c(h^2 + k^2)}{2dk}. \quad (2)$$

Wyniki obliczeń dla badanych płaszczyzn, wykonanych na podstawie wzorów (1) i (2), znajdują się w tab. 1.



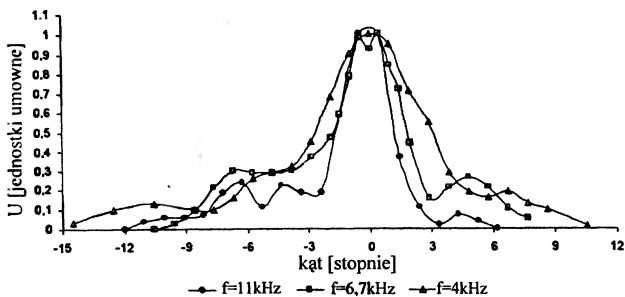
Rys. 1. Dwuwymiarowa sieć modelu kryształu. Przedstawiono przykłady płaszczyzn: (11) – w tym przypadku zaznaczono liniami przerywanymi kilka płaszczyzn z jej rodziny i oznaczono odległość międzypłaszczyznową d – (12) i (13). Zaznaczony jest także kąt Bragga (θ) dla fali uginającej się na płaszczyznach (13).

2.2. Układ doświadczalny

Pomiary przeprowadzono na otwartej przestrzeni (na trawniku). Zasadniczym problemem były więc wszelkie zakłócenia akustyczne pochodzące z otoczenia, a także nierówności terenu. Jedyną metodą ich eliminacji okazał się pomiar selektywny (por. niżej). Schemat układów użytych w doświadczeniu widoczny jest na rys. 2.

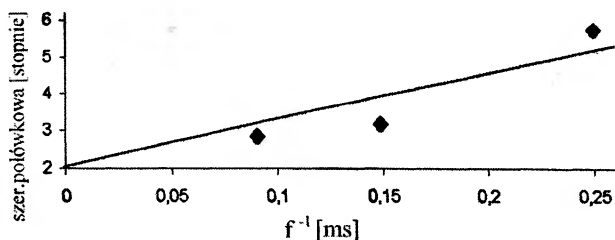
¹ Dalej będziemy stosować do opisu rozkładu kąтового sygnału kąt odchylenia wiązki ϑ (nazywany też tutaj kątem pozycji mikrofonu, gdyż oba te kąty mierzone są tak samo, przy czym dla pozycji mikrofonu w maksimum wiązki ugiętej $\vartheta = 2\theta$).

Pomiary selektywne wykonano dla częstotliwości: 4 kHz, 6,7 kHz i 11 kHz. Uzyskane wyniki przedstawia rys. 3, na którym przyjęto pozycję kątową maksimum równą zero.



Rys. 3. Znormalizowane profile wiązki padającej dla częstotliwości f równej: 4 kHz, 6,7 kHz i 11 kHz. Napięcie w ich maksimum wynosiło odpowiednio: 1,86 mV, 2,28 mV i 0,16 mV. Inny kształt maksimum krzywej dla $f = 6,7$ kHz został spowodowany nierównością terenu.

Porównując krzywe widać, że wraz ze wzrostem częstotliwości fali padającej zmniejsza się szerokość połówkowa profilu, co jest zgodne z przewidywaniami teoretycznymi. Traktując bowiem odbicie fal akustycznych od zwierciadła wklęsłego jako dyfrakcję na otworze kołowym, otrzymujemy szerokość kątową (w przybliżeniu dużych odległości) wprost proporcjonalną do długości fali i odwrotnie proporcjonalną do średnicy zwierciadła (por. np. [2], s. 457). Między odwrotnością częstotliwości fali a kątową szerokością połówkową profilu powinna więc istnieć liniowa zależność. Na rysunku 4 przedstawiono odpowiedni wykres. Widoczne odchylenia od prostej są najprawdopodobniej spowodowane niedokładnością generatora.



Rys. 4. Zależność między odwrotnością częstotliwości fali padającej a kątową szerokością połówkową wiązki.

Wszystkie opisane układy zostały użyte w następujących doświadczeniach:

² Doświadczalnie wyznaczona częstotliwość fali uginanej na danej płaszczyźnie nie musi bowiem zgadzać się z teoretyczną (co widać w tab. 1). Do obliczeń potrzebna jest chociażby prędkość dźwięku, której dokładnie nie mogliśmy zmierzyć. Dokładniejsza analiza zostanie przedstawiona w punkcie 4.2.

A. Pomiar (dla różnych rodzin płaszczyzn kryształu) rozkładu kąтового wiązki ugiętej na danej rodzinie płaszczyzn przy obliczonej ze wzoru (2) częstotliwości fali ugiętej.

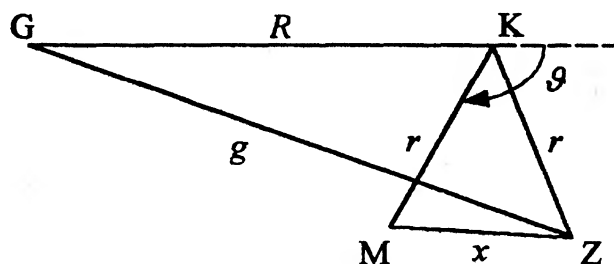
B. Pomiar (w maksimum wiązki ugiętej, wyznaczonym w pomiarze A) zależności amplitudy od częstotliwości fali padającej (dla różnych rodzin płaszczyzn).

Poniżej przedstawione są opisy sposobu przeprowadzenia pomiarów A i B. Ich wyniki są podane odpowiednio w punktach 4.2 i 4.3.

A. Ugięcie wiązki na kryształach

Pomiary przeprowadzono dla czterech rodzin płaszczyzn: (11), (12), (13) i (14). Przedtem obliczano na podstawie wzorów (1) i (2) kąt Bragga dla danej płaszczyzny oraz częstotliwość fali, dla której następuje ugięcie na tej rodzinie (tab. 1).

W celu obliczenia kąta pozycji mikrofonu zachowano stałą odległość pomiędzy mikrofonem i kryształem oraz wprowadzono znacznik (rys. 5).



Rys. 5. Metoda pomiaru kąta pozycyjnego ϑ mikrofonu. Oznaczenia: G – głośnik-generator, K – kryształ, M – mikrofon, Z – znacznik.

Szukany kąt uzależniono więc od czterech odległości: R , r , g oraz x (oznaczenia jak na rys. 5)

$$\vartheta = \arccos \left(\frac{g^2 - R^2 - r^2}{2Rr} \right) + 2 \arcsin \left(\frac{x}{2r} \right). \quad (3)$$

Doświadczenie zaczynało się od ustawienia mikrofonu w przewidywanym maksimum i wytworzenia fali o obliczonej częstotliwości. Zmieniając nieznacznie pozycję mikrofonu oraz częstotliwość fali padającej², wyszukiwano maksimum wiązki. Po ustawieniu częstotliwości doświadczalnej (tab. 1) przeprowadzano pomiary podobnie jak w punkcie 2.3.

B. Zależność sygnału w mikrofonie od częstości fali padającej

Drugie doświadczenie polegało na pomiarze sygnału mikrofonu w zależności od częstości. Ustawiano mikrofon w maksimum wiązki ugiętej i wyłączano tryb selektywny. Zwiększano częstość co 100 Hz od tej, przy której sygnał zanikał, dokonując jednocześnie pomiarów. Czynności te powtarzano, aż sygnał ponownie spadał do poziomu szumów. Pomiary przeprowadzono dla refleksów (11) oraz (13).

3. Analiza teoretyczna zjawiska dyfrakcji fali dźwiękowej na dwuwymiarowym kryształ akustycznym

3.1. Zastosowane przybliżenia

Analizujemy dyfrakcję fal akustycznych na ogólnej strukturze dwuwymiarowej w postaci punktów rozmieszczonych w węzłach sieci ($N_1 \times N_2$ węzłów) rozpiętej na dwóch wektorach bazowych (odpowiednio t_1 i t_2) – zob. rys. 8 w Dodatku. Zakładamy, że fala jest rozpraszana sprężystości. Ponadto wiązka ugięta jest słaba w stosunku do wiązki padającej, a więc możemy uznać, że następuje tylko jedno rozproszenie wiązki (przybliżenie Borna). Obserwacja wykonywana jest z dużych odległości w porównaniu z długością fali akustycznej i rozmiarami kryształu (przybliżenie Fraunhofera). Docierająca do struktury fala z generatora jest falą płaską. Odbiór fali ugiętej następuje z tak dużej odległości, że i ona może być traktowana jako fala płaska.

3.2. Przewidywania teoretyczne dla dyfrakcji na badanym kryształ

Jak zauważyliśmy we wstępie, zjawisko dyfrakcji dźwięku na kryształ akustycznym możemy traktować podobnie jak zjawisko dyfrakcji promieniowania rentgenowskiego na kryształ naturalnym. Dlatego też model matematyczny badanego zjawiska zbudujemy na podstawie prostego do wyprowadzenia z przedstawionych założeń (zob. [3], rozdz. 8 i wzór (8.25)), odpowiednio przystosowanego wzoru³ na sumę fal rentgenowskich rozproszonych na kryształ naturalnym.

Wiadomo że napięcie w mikrofonie U jest wprost proporcjonalne do amplitudy A odbiera-

nej fali. Wzór (D6) opisujący tę amplitudę wyprowadzony jest w Dodatku. Wprowadzając jeszcze współczynnik proporcjonalności p , mamy

$$U = pA(\vartheta, f). \quad (4)$$

W niniejszej pracy porównujemy z modelem teoretycznym krzywe $U = U(\vartheta)$ zmierzone dla różnych częstości i kątów odchylenia $\Delta\zeta$, gdzie ζ jest kątem obrotu kryształu, czyli kątem między wiązką a płaszczyzną (01), por. Dodatek.

4. Dyskusja wyników

4.1. Analiza błędów pomiaru

Błędy występujące podczas pomiarów i przeprowadzonych obserwacji można zasadniczo podzielić na dwie grupy:

— Błędy wynikające z warunków, w jakich przeprowadzono doświadczenia:

a) Zakłócenia akustyczne od tła. Szczególnie dokuczliwe były trudne warunki atmosferyczne (deszcz i wiatr), niekiedy wręcz uniemożliwiające prowadzenie doświadczeń. Tło akustyczne pochodziło również od samolotów, samochodów oraz śpiewających ptaków. Staraliśmy się zminimalizować te czynniki przez pomiar selektywny, jednak pomiar w funkcji częstości wykluczał taką możliwość. Tło akustyczne stanowiły także odbijające się od aparatury pomiarowej i eksperymentatorów fale rozproszone. Usuwaliśmy stojące przedmioty, a eksperymetatorzy – poza obsługującym woltomierz – odsuwali się na dużą odległość. Poziom szumów przy wyłączonym generatorze nie przekraczał 0,2 mV.

b) Nieaparaturowe wady układu doświadczalnego. Pomiar odbywał się na trawniku, a zatem mimo starannego wyboru miejsca nie udało się uniknąć nierówności terenu. Wynika z tego, że mikrofon mógł zajmować różne położenia w stosunku do centralnej części wiązki. Ten czynnik wpływał zarówno na różnice między pomiarami na jednej krzywej pomiarowej, jak i na różnice między całymi krzywymi pomiarowymi. Na wynik wpływała również niedokładność ustawienia struktury względem wiązki, co powodowało przesunięcie kątowne refleksów. Błąd ten oszacowaliśmy na $\Delta\zeta = \pm 2^\circ$.

Kolejną przyczyną błędów była niedokładność ustawienia rurki mikrofonu w linii do środka

³ Dostosowując wzór (8.25) w [3] do opisu badanego zjawiska pominięto oczywiście czynniki atomowe i struktury.

symetrii kryształu oraz wypoziomowanie statywów (kryształu i mikrofonu) i stolika (ze zwierciadłem i głośnikiem). Czynniki te eliminowano również stosując metodę optyczną.

c) Niemożność zachowania pełnej powtarzalności doświadczeń. Konieczność ciągłego chowania i ponownego rozstawiania aparatury pomiarowej sprawiała, że każdego dnia (mimo poprzedzającego każdy pomiar starannego wzorcowania oraz ustawiania aparatury w oznaczonych miejscach) konfiguracja i ustawienie przyrządów w terenie nie były identyczne. Zmieniały się warunki atmosferyczne, a także poziom szumów.

d) Nieznajomość aktualnej prędkości dźwięku. Różnica między aktualną prędkością dźwięku a przyjętą przez nas wartością wpływała na różnice między teoretycznymi i wyznaczonymi doświadczalnie częstotliwościami fal, dla których następuje ugięcie na danej rodzinie płaszczyzn. Do obliczeń (tab. 1) użyto wartości $c = 343,8$ m/s [4], co odpowiada temperaturze powietrza 20°C . Podczas doświadczenia temperatura ulegała jednak wahaniom od 15°C do 25°C , co pociągało zmianę prędkości dźwięku w zakresie $341\text{--}347$ m/s. Ze wzoru (2), z którego obliczyliśmy częstotliwość teoretyczną, widać, że na błąd Δf wpływa głównie wielkość c . Metoda różniczki zupełnej (przyjmując błąd $\Delta c = 3$ m/s) daje niepewność $\Delta f = 0,04\text{--}0,08$ kHz.

— Błędy wynikające z niedoskonałości aparatury pomiarowej:

a) Ograniczona dokładność układu generującego wiązkę pierwotną. Mała dokładność skali pokrętła ($0,1\text{--}0,2$ kHz) nie pozwalała na precyzyjne ustawienie częstotliwości fali akustycznej. Jeśli było to możliwe, staraliśmy się zminimalizować tę niepewność przez synchronizację z selektywnym nanowoltomierzem.

b) Błąd pomiaru napięcia. Niepewność pomiaru za pomocą nanowoltomierza wynosiła ok. $0,01$ mV, jednak każdy podmuch wiatru wprawiał wskazówkę w drgania, które często miały tak znaczną amplitudę, że precyzyjne odczytanie napięcia nie było możliwe. Stanowiło to główne źródło zaistniałych błędów.

c) Błąd wyznaczenia pozycji kątowej mikrofonu. Zależał on od dokładności pomiaru czterech odległości (g , R , r oraz x). Podczas doświadczeń mierzono tylko stale zmienianą war-

tość x . Pozostałe zostały zmierzone tylko raz na początku pomiarów metalową miarką (3 m), a potem albo się nie zmieniały, albo do ich odmierzenia używano wykalibrowanego sznurka. Błąd oszacowaliśmy na $0,05$ m dla odległości g , R i r oraz $0,03$ m w przypadku x . Metodą różniczki zupełnej można oszacować poszukiwaną niedokładność ustalenia pozycji kątowej mikrofonu. Zależy ona w przybliżeniu liniowo od wartości kąta ϑ i mieści się w zakresie $1,2\text{--}2,3^{\circ}$.

4.2. Analiza wyników pomiarów A

Porównajmy wyniki otrzymane przez nas w pomiarach typu A z przewidywaniami analizy teoretycznej. Na rysunku 6 przedstawiono (dla każdego badanego refleksu) krzywą doświadczalną i wykres funkcji (4) dla teoretycznej wartości częstotliwości fali padającej (tab. 1), przy założeniu, że $c = 343,8$ m/s (w ten sposób nie używamy ani niepewnej częstotliwości doświadczalnej, ani nie znanej aktualnie prędkości dźwięku), tak dobranej wartości p , aby wysokości w maksimum wykresu i krzywej doświadczalnej były równe, oraz $\Delta\zeta$ wybranego tak, aby położenia kątowe głównych maksimum były jak najlepiej dopasowane.

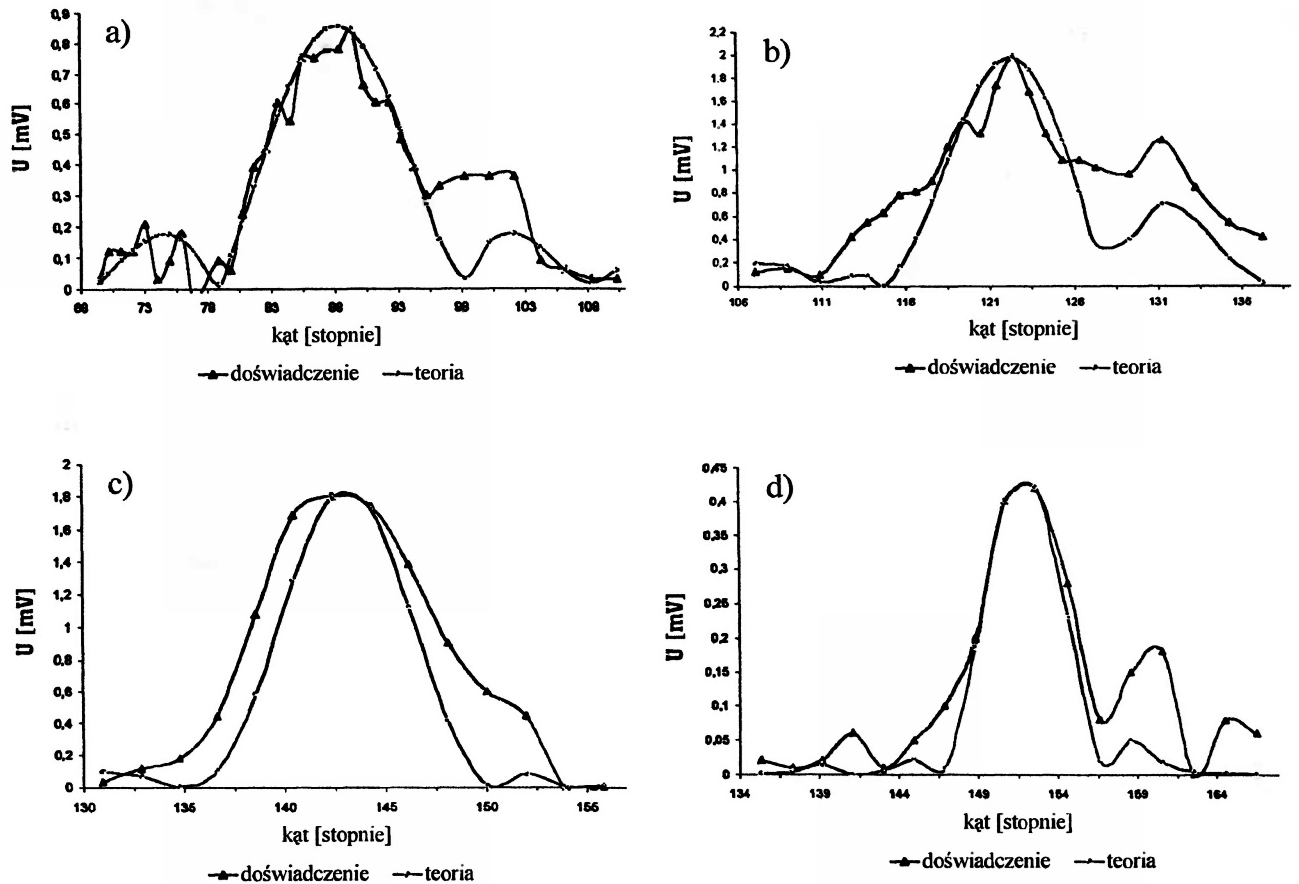
Różnice między daną krzywą doświadczalną a odpowiadającą jej krzywą teoretyczną wynikają zarówno z niedokładności pomiaru i jego zakłóceń, jak i niedokładności modelu, który – budowany na arbitralnie przyjętych założeniach – jest zawsze pewnym uproszczeniem rzeczywistości.

Jednak zarówno dobrze dopasowane pozycje kątowe głównych maksimum wszystkich badanych refleksów, jak i zwykle mieszczące się w granicach niepewności pomiaru kąta pozycje większości maksimum bocznych świadczą o poprawności analizy teoretycznej.

Różnice nie mieszczące się w niepewności pomiaru to przede wszystkim:

- oscylacje sygnału na rys. 6a,b;
- dużo większa od przewidywanej wysokość i szerokość połówkowa maksimum bocznych na wszystkich wykresach;
- większa niż przewidywana szerokość połówkowa maksimum głównych na rys. 6c,d;
- ogólne niedopasowanie na rys. 6d.

Różnica a) najprawdopodobniej pochodzi od zakłóceń pomiaru (tło akustyczne, wady układu doświadczalnego). To samo można powiedzieć



Rys. 6. Porównanie krzywej doświadczalnej z wykresem funkcji (4) dla refleksu: a) (11), gdzie $\Delta\zeta = 1,7^\circ$, $f = 4,3$ kHz i $p = 0,025$; widać wyraźne oscylacje sygnału w rejonie maksimum głównego i na lewo od niego; b) (12), gdzie: $\Delta\zeta = 1,2^\circ$, $f = 5,7$ kHz i $p = 0,1$; c) (13), gdzie: $\Delta\zeta = 0$, $f = 7,16$ kHz i $p = 0,051$; d) (14), gdzie: $\Delta\zeta = 0$, $f = 9,13$ kHz i $p = 0,012$. Odchylenie doświadczalnego maksimum bocznego (kąta 160°) mieści się w granicy niepewności pomiaru kąta.

o różnicy d) – za mało jest tu punktów pomiarowych, aby uznać, że pojawiło się nieprzewidziane maksimum boczne.

Niezgodności z punktu c) są spowodowane niedokładnością generatora oraz przybliżonym charakterem analizy teoretycznej. Zakładała ona prostokątny profil równoległej wiązki padającej, podczas gdy (zgodnie z analizą tej wiązki przeprowadzoną w p. 2.3) jej profil miał kształt o wiele bardziej nieregularny i nie była ona dokładnie równoległa. Z powodu niedokładności generatora fale w wiązce nie miały identycznych częstotliwości, a jedynie należące do pewnego zakresu. Te dwa czynniki spowodowały, że sygnał w punkcie pomiarowym był sumą nakładających się maksimumów, pochodzących od fal o różnych częstotliwościach i kątach padania na kierunek (01); w efekcie otrzymane maksimum dyfrakcyjne było szersze.

Przyczyny różnicy b) (o ile nie są to zakłócenia związane z odbitą od aparatury pomiarowej wiązką pierwotną) są bardzo podobne. Założenie obserwacji z dużych (w porównaniu z rozmiarami kryształu) odległości oraz przybliżenie rurek nieskończenie cienkimi drutami prowadziło do względnego obniżenia maksimumów bocznych krzywej teoretycznej. Natomiast wszystkie te czynniki wpływały na różnice w wartości napięcia w lokalnych minimach – nakładające się na siebie maksimum główne i boczne stawały się szersze, co automatycznie podnosiło poziom sygnału.

Oddzielnie należy wyjaśnić niezgodność między teoretycznymi a doświadczalnymi częstotliwościami, zebranych w tab. 1. Na widoczne różnice wpływały następujące błędy:

- a) nieznaną aktualnej prędkości dźwięku;
- b) niedokładność generatora;

c) niedokładność przyjętej procedury wyznaczenia maksimum sygnału.

Pierwszy z tych błędów nie tłumaczy całkowicie różnic z tab. 1, gdyż są one od niego o rząd większe. Jako źródło głównej niedokładności należy zatem wskazać błędy b) i c).

Niedokładność generatora na pewno nie była mniejsza od 0,1 kHz, ani większa od 0,2 kHz. Błąd ten nie wyjaśniałby całkowicie obserwowanych niezgodności, gdybyśmy mogli precyzyjnie ustawić mikrofon w przewidywanym maksimum wiązki ugiętej, a potem równie precyzyjnie znaleźć za pomocą nanowoltomierza częstotliwość, dla której wiązka ugięta jest najsilniejsza (wtedy problem wyznaczenia częstotliwości sprowadzałby się do znalezienia maksimum funkcji jednej zmiennej). Już same jednak opisane zakłócenia pomiaru nie pozwalały na zaistnienie takiego schematu, a dodatkowa niemożliwość precyzyjnego ustawienia mikrofonu spowodowała, że należało zastosować pewien algorytm znalezienia minimum funkcji wielu zmiennych. Ponieważ nie mogliśmy wykonywać go w nieskończoność, powodowało to błędne wyznaczenie maksimum, a w rezultacie i częstotliwości. Różnice z tab. 1 należy więc także wiązać z niedokładnością powyższej procedury.

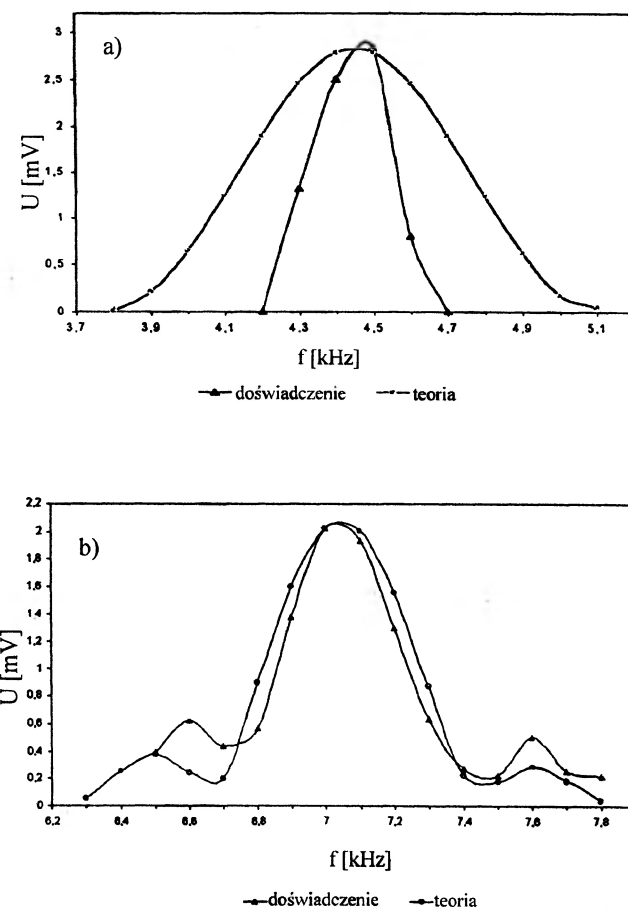
4.3. Analiza wyników pomiarów B

Przedyskutujmy teraz wyniki otrzymane w doświadczeniach typu B. Na rysunku 7 przedstawiono (dla dwóch badanych refleksów) średnią krzywą doświadczalną, wyznaczoną na podstawie kilku serii pomiarowych, i wykres funkcji (4) dla odpowiednich parametrów c , ϑ , $\Delta\zeta$ i p . Współczynnik proporcjonalności p był wybierany tak, jak w punkcie 4.2. O wiele trudniejsze było wyznaczenie trzech pozostałych wielkości.

O ile w sytuacji z punktu 4.2, gdy argumentem funkcji był kąt ϑ , mogliśmy podstawić do wzoru dowolną prędkość dźwięku c i obliczoną na jej podstawie ze wzoru (2) częstotliwość, to teraz, gdy częstotliwość jest argumentem funkcji, nie można tego zrobić i należy znać prawdziwą prędkość dźwięku – ale jej nie znaleźliśmy.

Zakładając jednak, że mikrofon jest umieszczony dokładnie w przewidywanym maksimum oraz że $\Delta\zeta = 0$, możemy znaleźć taką wartość prędkości dźwięku, by jak najlepiej przewidywać główne maksimum krzywej doświadczalnej. Niestety, wartość c otrzymana w obu badanych przy-

padkach wykracza poza przedział odpowiadający znanemu zakresowi (15–25°C) temperatury powietrza. Dochodzimy zatem do wniosku, że błędy występują w wyznaczeniu kątów ϑ oraz ζ . Pierwszy z nich nie był w ogóle w tym doświadczeniu mierzony (mikrofon ustawiono w maksimum wiązki ugiętej), więc błąd $\Delta\vartheta$ przekracza błąd wyznaczony poprzednio – szacujemy go teraz na $\Delta\vartheta = \pm 3,5^\circ$, co do drugiego zaś nadal prawdziwe jest oszacowanie jego błędności $\Delta\zeta (\pm 2^\circ)$. Zmieniając (w powyższych zakresach) wielkości parametrów c , ϑ oraz $\Delta\zeta$ podstawionych do wzoru, wybierzmy takie ich wartości, aby znaleźć najlepsze dopasowanie krzywej teoretycznej do zmierzonej. Wyniki tego postępowania przedstawiono na rys. 7, a przyjęte wartości są wyszczególnione w ich opisach.



Rys. 7. Porównanie średniej krzywej doświadczalnej w funkcji częstotliwości z wykresem funkcji (4) dla mikrofonu w maksimum refleksu: a) (11), gdzie: $c = 347$ m/s, $\vartheta = 87^\circ$, $\Delta\zeta = 0$ i $p = 0,085$; b) (13), gdzie: $c = 341$ m/s, $\vartheta = 146^\circ$, $\Delta\zeta = 1,7^\circ$ i $p = 0,058$.

Przedyskutujmy teraz niezgodności między krzywymi na obu rysunkach. Należą do nich:

- a) mniejsza od przewidzianej szerokość połówkowa wszystkich maksimumów;
- b) inna wysokość maksimumów bocznych na rys. 7b;
- c) inne położenie lewego maksimum bocznego na rys. 7b;
- d) dużo mniejsza szerokość połówkowa maksimum głównego na rys. 7a.

Różnice a) i c) wynikają najprawdopodobniej z niedokładności skali generatora i niemożności stosowania pomiaru selektywnego, co zwiększało poziom zakłóceń. Niezgodność b) należy tłumaczyć za małą odległością między kryształem a mikrofonem, a w konsekwencji niespełnionym założeniem o obserwacji z dużych odległości.

Natomiast różnica d) jest wręcz niewiarygodnie duża. Zarówno niedokładność układu źródła fal, jak i pomiarowego nie wystarcza, aby w pełni wyjaśnić uzyskany wynik. Źródła tej niezgodności należy szukać albo w poważnym niespełnieniu przybliżeń analizy teoretycznej, albo w wystąpieniu grubego błędu pomiarowego. Na podstawie zebranych przez nas danych nie możemy jednak jednoznacznie zinterpretować tego efektu. Należałoby przeprowadzić w tym celu dodatkowe pomiary.

5. Podsumowanie

Jak wykazuje przeprowadzona w punkcie 4 dyskusja wyników, większość zaobserwowanych rozbieżności między naszym modelem teoretycznym a rzeczywistością można wytłumaczyć niepewnościami pomiaru, zakłóceniami oraz przybliżonym charakterem analizy teoretycznej. Równocześnie wiele cech przewidywanej krzywej rozkładu kąтового udało się potwierdzić doświadczalnie. Należą do nich przede wszystkim położenia kątowe maksimumów i ogólny kształt krzywej. Natomiast w przypadku krzywych w funkcji częstotliwości nie udało nam się do końca potwierdzić bardzo dobrej zgodności teorii z doświadczeniem, mimo że i tutaj dobrze (w granicy błędu pomiaru) przewidziano położenia maksimumów. Kształt maksimum na rys. 7a dalece odbiega od przewidzianego, choć na rys. 7b można zobaczyć dobrą zgodność. Z pewnością należałoby przeprowadzić jeszcze kilka dodatkowych doświadczeń, wykorzystując lepszy układ pomiarowy, aby zbadać pochodzenie zaobserwowanych przez nas rozbieżności.

Wydaje nam się, że w świetle postawionych wyżej argumentów prawdziwe jest stwierdzenie, że model teoretyczny wystarczająco dobrze oddaje rzeczywistość. Różnice wywołane zdarzającym się niespełnieniem jego założeń nie odegrały tutaj zasadniczej roli i większe okazały się niedokładności pomiaru.

Zbudowany przez nas kryształ akustyczny nadaje się więc do symulacji jego odpowiednika w skali mikroskopowej – kryształu fotonowego, będącego obiektem zainteresowania fizyków ciała stałego. Swoją pracą potwierdziliśmy także możliwość przeprowadzenia takiego doświadczenia w większej skali w celach dydaktycznych, jednocześnie tworząc narzędzie teoretyczne do modelowania takiego eksperymentu. Będzie ono przydatne w trakcie jego dokładnego planowania. Odpowiednio napisany program komputerowy, wykorzystujący wyprowadzone równania, umożliwi usłyszenie na własne uszy wszystkich efektów towarzyszących ugięciu fal akustycznych na makroskopowym modelu kryształu jeszcze przed jego zbudowaniem.

Składamy serdeczne podziękowania naszemu opiekunowi, panu prof. dr hab. Janowi Gajowi, oraz innym osobom, które opiekowały się nami na obozie w Jadwisinie, za pomoc w przeprowadzeniu doświadczeń, opracowaniu teoretycznym i przygotowaniu niniejszej pracy. Dziękujemy także panu Ryszardowi Rakowskiemu, dzięki któremu obozy naukowe KF nRD w Jadwisinie odbywają się już od wielu lat, umożliwiając nam rozwijanie naszych zdolności i zainteresowań.

Dodatek

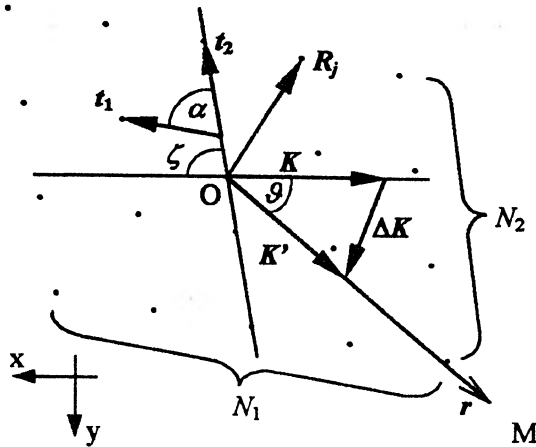
Teoretyczny model dyfrakcji fal na dwuwymiarowym kryształ akustycznym

Falę opisujemy zależnym od czasu i przestrzeni ciśnieniem akustycznym Ψ ośrodka. Jeśli przyjąć początek układu współrzędnych O w miejscu przecięcia przekątnych równoległoboku-struktury (jak na rys. 8), to ciśnienie w punkcie o wektorze wodzącym \mathbf{r} (membrana mikrofonu) w chwili t stanowi część rzeczywistą wielkości zespolonej

$$\Psi_c = \frac{A_0}{r} e^{i(\mathbf{K}' \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \sum_j e^{-i\Delta \mathbf{K} \cdot \mathbf{R}_j}, \quad (D1)$$

gdzie sumowanie przebiega po wszystkich $N_1 \times N_2$ punktach struktury (na rysunku $N_1 = 5$, $N_2 = 4$), \mathbf{R}_j jest wektorem wodzącym j -tego punktu struktury, A_0/r to czynnik uwzględniający zmianę amplitudy wraz z odległością, a \mathbf{K}' i $\Delta \mathbf{K}$ to odpowiednio wektor

falowy fali ugiętej na kryształach oraz zmiana wektora falowego związana z tym ugięciem.



Rys. 8. Schemat struktury (kryształu akustycznego) dla $N_1 = 5$ i $N_2 = 4$. Oznaczenia: M – punkt, w którym umieszczono mikrofon, O – punkt przecięcia przekątnych równoległoboku.

Każdy z wektorów R_j można rozłożyć na kombinację liniową wektorów bazowych. Przy wybranym układzie współrzędnych (o środku w punkcie 0) współczynniki przy wektorach t_1 oraz t_2 będą równe odpowiednio $n_1 - (N_1 - 1)/2$ i $n_2 - (N_2 - 1)/2$, gdzie n_1 oraz n_2 rosną odpowiednio od 0 do $N_1 - 1$ oraz $N_2 - 1$. Wzór (D1) przyjmie postać

$$\Psi_c = \frac{A_0}{r} e^{i(\mathbf{K}' \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \times \sum_{n_1=0}^{N_1-1} \sum_{n_2=0}^{N_2-1} e^{-i\Delta\mathbf{K} \cdot \{ [n_1 - (N_1-1)/2] \mathbf{t}_1 + [n_2 - (N_2-1)/2] \mathbf{t}_2 \}}$$

Oznaczając dalej: $\varphi_1 \equiv -\Delta\mathbf{K} \cdot \mathbf{t}_1$ i $\varphi_2 \equiv -\Delta\mathbf{K} \cdot \mathbf{t}_2$, wyciągając wyrazy stałe przed podwójną sumę oraz zamieniając ją na iloczyn sum, otrzymujemy

$$\Psi_c = \frac{A_0}{r} e^{i(\mathbf{K}' \cdot \mathbf{r} - \omega t)} e^{-i(N_1-1)\varphi_1/2 - i(N_2-1)\varphi_2/2} \times \sum_{n_1=0}^{N_1-1} e^{in_1\varphi_1} \sum_{n_2=0}^{N_2-1} e^{in_2\varphi_2} \quad (D2)$$

Przekształcając pierwszą z sum występujących w (D2) otrzymujemy

$$\begin{aligned} \sum_{n_1=0}^{N_1-1} e^{in_1\varphi_1} &= \frac{e^{i\varphi_1 N_1} - 1}{e^{i\varphi_1} - 1} = \\ &= \frac{e^{i\varphi_1 N_1/2} e^{i\varphi_1 N_1/2} - e^{-i\varphi_1 N_1/2}}{e^{i\varphi_1/2} (e^{i\varphi_1/2} - e^{-i\varphi_1/2})} = \\ &= e^{i(N_1-1)\varphi_1/2} \frac{\sin(N_1\varphi_1/2)}{\sin(\varphi_1/2)} \end{aligned}$$

i analogiczne wyrażenie dla drugiej sumy. Wykorzystując teraz powyższe przekształcenia, uwzględniając, że $\mathbf{K}' \cdot \mathbf{r} = Kr$, oraz biorąc część rzeczywistą (D2) dochodzimy do

$$\Psi = \frac{A_0}{r} \frac{\sin(N_1\varphi_1/2) \sin(N_2\varphi_2/2)}{\sin(\varphi_1/2) \sin(\varphi_2/2)} \cos(Kr - \omega t) \quad (D3)$$

(por. np. [2], s. 465–6).

Obliczmy teraz iloczyny skalarne φ_1 i φ_2 . Stan układu pomiarowego dla danej struktury (o wektorach bazowych t_1 i t_2 oraz kącie α między nimi) jest opisywany przez dwa kąty skierowane: ϑ między wektorami \mathbf{K} oraz \mathbf{K}' (kąt odchylenia wiązki i pozycji mikrofonu) oraz ζ między wektorami $-\mathbf{K}$ oraz \mathbf{t}_2 (kąt obrotu struktury – między wiązką a płaszczyzną (01) modelu). Przyjmując $|t_1| = a_1$ oraz $|t_2| = a_2$, z łatwością znajdujemy współrzędne wektorów $-\Delta\mathbf{K}$, \mathbf{t}_1 i \mathbf{t}_2 w układzie współrzędnych (x, y) widocznym na rysunku

$$\begin{aligned} -\Delta\mathbf{K} &= [-2K \sin(\vartheta/2) \sin(\vartheta/2), \\ &\quad -2K \sin(\vartheta/2) \cos(\vartheta/2)], \\ \mathbf{t}_1 &= [a_1 \cos(\zeta - \alpha), -a_1 \sin(\zeta - \alpha)], \\ \mathbf{t}_2 &= [a_2 \cos \zeta, -a_2 \sin \zeta]. \end{aligned}$$

Stąd zaś otrzymujemy

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= -\Delta\mathbf{K} \cdot \mathbf{t}_1 = a_1 K [\cos(\vartheta - \zeta + \alpha) - \cos(\zeta - \alpha)], \\ \varphi_2 &= -\Delta\mathbf{K} \cdot \mathbf{t}_2 = a_2 K [\cos(\vartheta - \zeta) - \cos \zeta]. \end{aligned} \quad (D4)$$

Model użyty przez nas w doświadczeniu był siatką regularną ($a_1 = a_2 = a = 0,08$ m, $\alpha = \pi/2$), kwadratową ($N_1 = N_2 = N = 6$), a ponieważ był on wykonany bardzo dokładnie, wielkości α oraz a (oczywiście także N) będziemy traktowali jako pewne. Kolejnym parametrem jest kąt ζ obrotu struktury. Staraliśmy się, aby był on równy kątowi prostemu, jednakże niedokładność ustawienia tego kąta była spora i wpływała na kształt krzywej pomiarowej. Dlatego też wprowadzimy błąd kąta ustawienia struktury $\Delta\zeta$ (teraz $\zeta = \pi/2 + \Delta\zeta$). Uwzględniając te dane w (D4), po podstawieniu do (D3) oraz skróceniu otrzymujemy

$$\Psi = A(\vartheta, f) \cos(Kr - \omega t), \quad (D5)$$

przy czym

$$A(\vartheta, f) = \frac{A_0}{r} \frac{\sin(N\varphi_1/2) \sin(N\varphi_2/2)}{\sin(\varphi_1/2) \sin(\varphi_2/2)}, \quad (D6)$$

gdzie

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= 2\pi f a [\cos(\vartheta - \Delta\zeta) - \cos \Delta\zeta] / c, \\ \varphi_2 &= 2\pi f a [\sin(\vartheta - \Delta\zeta) + \sin \Delta\zeta] / c. \end{aligned}$$

Nota dodana przy korekcie (RS). Prof. Jan Gaj przekazał mi następującą informację. W praktyce nie jest łatwo zrobić trójwymiarowy kryształ fotonowy. Ostatnio pojawiają się informacje o badaniach dwuwymiarowych struktur fotonowych ściśle analogicznych do opisywanych w niniejszym artykule, na przykład na ostatniej Międzynarodowej Konferencji Fizyki Półprzewodników w Osace (18–22 września 2000 r.): D. Peyrade i in., „Photonic-band-structure observation on 2D pillar array photonic crystals in AlGaInAs”, praca M263. Oczywiście układ badany w tej pracy różnił się skalą od opisywanego

w niniejszym artykule – z grubsza o cztery rzędy wielkości (mikrometry zamiast centymetrów).

Literatura

- [1] P. Fita, J. Piotrowski, J. Gaj, „Akustyczna symulacja kryształów fotonowych”, *Delta*, nr 2 (286), 1998.
- [2] F. Crawford, *Fale* (PWN, Warszawa 1975).
- [3] J. Ginter, *Wstęp do fizyki atomu, cząsteczki i ciała stałego* (PWN, Warszawa 1979).
- [4] *Tablice fizyczno-astronomiczne*, red. W. Mizerski, W. Nowaczek (Wydawnictwo Adamantan, Warszawa 1995).

Teoria skalowania i układy nieuporządkowane

W dniach 13–14 kwietnia 2000 r. w auli Langevina Ecole Supérieure de Physique et Chimie Industrielles w Paryżu odbyło się Międzynarodowe Spotkanie Naukowe (International Workshop on Scaling and Disordered Systems) poświęcone teorii skalowania i jej zastosowaniom w układach nieuporządkowanych, tj. ciągle żywo rozwijającej się dziedzinie z pogranicza fizyki statystycznej i fizyki materii skondensowanej oraz innych dyscyplin naukowej aktywności fizyków, jak np. kosmologia, chemia i biologia, genetyka, a także ekonomia i polityka.

Szczególną okazję do spotkania ok. 80 fizyków z całego świata, w tym bez mała 50 prezentujących komunikaty ustne, stanowiła 60. rocznica urodzin prof. Antonia Coniglia z Uniwersytetu w Neapolu. Coniglio jest znanym od wielu lat wnikliwym badaczem układów nieuporządkowanych, współautorem koncepcji skorelowanych fluktuacji grup spinów („zlepeków fluktuacyjnych”) w szklach spinowych oraz analogii między modelem Isinga (Potts) a powszechnie znanym modelowym ciałem amorficznym, tzn. zlepkiem perkolacyjnym. Głównymi organizatorami Spotkania byli Mohammed Daoud (Paryż, Francja), Freydoon Family (Emory, Kanada) oraz Hans J. Herrmann (Stuttgart, Niemcy).

Powitania uczestników spotkania dokonał prof. Family. Było to zarazem wprowadzenie do tematyki Spotkania, które miało bardzo intensywny charakter, gdyż w ciągu dwóch dni uczestnicy wysłuchali ok. pięćdziesięciu krótkich wykładów w ramach czterech bloków tematycznych: 1) perkolacja i fraktale, 2) Potts, płyny, pęknięcia, 3) szkła i granulaty, 4) wiedza interdyscyplinarna.

Autor niniejszego sprawozdania pragnie wskazać na niektóre bądź to – jego zdaniem – ciekawsze, bądź też bardziej reprezentatywne tematy wystąpień, odnosząc się gdzieś do ich głównego przesłania.

Pierwszy blok tematyczny rozpoczął się wykładem prof. H.E. Stanleya (USA) nt. jednego z możliwych zastosowań teorii perkolacji. Chodziło w tym przypadku o obserwację i opis zachowania się polimerów w roztworach, z możliwością zastosowania koncepcji tzw. perkolacji wiązaniowej wraz z uwzględnieniem natury przejścia fazowego typu rozproszenie makrocząsteczek (pojawianie się małych klastrów) – formowanie zlepka-giganta. A. Aharony przedstawił ilościowe miary fraktalne, proponowane dla klastrów Potts, tj. zlepeków spinowych powstających w reżimie krytycznym przemiany typu ferro-paramagnetyk, przy czym spiny – inaczej niż dla modelowego ferromagnetyka Isinga – mogą przyjmować więcej niż dwa wyróżnione położenia. Interesujący wynik dotyczący fraktalnego charakteru badanego obiektu wyraża się stwierdzeniem, iż wymiar fraktalny obwodu zlepka Potts jest

równoważny wymiarowi tzw. samounikającej się trajektorii i wynosi $4/3$, a więc mniej aniżeli dla trajektorii Browna (tj. 2). Rozpoczętą przez Aharony'ego tematykę kontynuował B. Duplantier (Francja), który przedstawił badania dokładnego rozkładu potencjału harmonicznego w pobliżu zlepka perkolacyjnego w przestrzeni dwuwymiarowej. Po przerwie Sh. Havlin (Izrael) podjął zagadnienie skalowania w układach polimerowych oraz optymalizacji w układach nieuporządkowanych. Rozwazał przemianę fazową typu puchnięcie-kurczenie się dla układów złożonych z samoprzyciągających się łańcuchów polimerowych. Podał szereg relacji skalowania dla podstawowych wielkości charakterystycznych procesu, np. wektor koniec-koniec albo liczba miejsc „odwiedzanych” przez makrocząsteczkę, traktowaną jako trajektoria przypadkowa. Pokazał, jak te wielkości zależą od wymiaru przestrzeni fizycznej d (dla $d = 2, 3$). B. Sapoval (Francja) zajął się zagadnieniem wzrostu fraktalnego w przypadku, gdy wzrost ten odbywa się w kierunku stanu równowagi termodynamicznej układu (fraktalnego) z otoczeniem. Koronny przykład stanowił tutaj proces typu: odparowanie \Rightarrow dyfuzja \Rightarrow kondensacja, a więc schemat użyteczny np. w teorii formowania cienkich warstw. A. Erzan (Turcja) podjęła zagadnienie skalowania dla powierzchni chropowatych w reżimie chemisorpcji w obecności sił kapilarnych oraz przy uwzględnieniu luk atomowych na powierzchni. Otrzymane relacje skalujące wykazują wiele podobieństwa do znanych związków Kardara, Parisiego i Zhanga, będących już „klasyką” w literaturze przedmiotu. L. d'Arcangelis (Włochy) rozpatrywała złożoność własności lepkosprężystych polimerów w obszarze przejścia fazowego typu zol-żel (temat bardzo „na czasie” np. w technologii cienkowarstwowej). Wskazała m.in. na użyteczność bezpośredniego związku między sprężystością żelu (galarety) a jego przewodnością, po raz pierwszy zauważonego około połowy lat siedemdziesiątych przez laureata Nagrody Nobla (rok 1991) P.G. de Gennesa (Francja). Rozwazała dynamikę pojedynczego łańcucha polimerowego w obecności i nieobecności efektów hydrodynamicznych (modele Zimma i Rouse'a) oraz przy udziale pól losowych, powodujących fluktuacje wiązań łańcuchów polimerowych.

Drugi blok tematyczny rozpoczął B. Derrida (Francja) od fundamentalnych rozważań kwantowych dotyczących energii stanu podstawowego n oddziałujących ze sobą cząstek, przy założeniu, że n nie musi być całkowite. Drugim wykładowcą w ramach tego bloku tematycznego był F. Mallamace (Włochy). Mówił on o wpływie efektów perkolacyjnych na własności lepkosprężyste miceli polimerowych, spontanicznie tworzonych w roztworach. Podwaliny teoretyczne opisywanego zjawiska stanowił znany statystyczny model żelowania jako procesu perkolacyjnego, autorstwa A. Coniglia, H.E. Stanleya oraz

W. Kleina (USA), który był kolejnym wykładowcą, a wykład jego dotyczył powstawania nagromadzeń fluktuacyjnych (nie mylić z klasterami cząstek!) w przechłodzonych cieczach. Mówił także o rozpadzie spinodalnym, który zachodzi podczas jednorodnego zarodkowania i wzrostu faz spójnych o podobnej strukturze sieciowej, lecz zazwyczaj różnym składzie chemicznym (jednorodne zarodkowanie rozpoczyna się od istniejących w stałym roztworze przesyconym, np. stopie metali, fluktuacji składników). Wspomniał o możliwości odwzorowania zachowań krytycznych układów typu Isinga na właściwie wybrany problem perkolacyjny.

Drugi dzień Spotkania rozpoczął się pierwszym wykładem trzeciego bloku tematycznego, który przypadł w udziale J.-P. Bouchaudowi (Francja), a dotyczył jednego z bardziej podstawowych i mało zbadanych zagadnień, jakim jest starzenie się układów reologicznych typu szkła, z uwzględnieniem szczególnej roli temperatury jako swoistego „mikroskopu”, ukazującego ten ważny choćby z punktu widzenia zastosowań proces. Następnie G. Parisi (Włochy) przedstawił zastosowanie metody klastrowej à la Coniglio do znalezienia stanu podstawowego szkiele spinowych (warto niejako przy okazji powiedzieć, że isingowskie szkła spinowe z krótkozasięgowym polem oddziaływań traktuje się obecnie jako układy chaotyczne), a w niespełna pół godziny później D. Stauffer (Niemcy) zmienił nieco poważny charakter Spotkania, starając się pokazać, jak można szybko stać się bogatym używając efektywnie teorii perkolacji (wykład ten pasowałby tematycznie bardziej do ostatniej sekcji aniżeli do sekcji zatytułowanej „Szkła i granulaty”). M. Shlesinger (USA) oraz H.J. Herrmann (Niemcy) podjęli dwa zgoła różne tematy. Pierwszy przedstawił problem efektów ciśnieniowych w pobliżu punktu tzw. przemiany szklistej (ściślej mówiąc, przemiany cieczy reologicznej typu przewodzącego elektrolitu polimerowego w szkło) i wzmiankował o zauważeniu nowego związku typu Vogela–Fulchera, charakterystycznego dla takich układów o tzw. powolnej dynamice (nie tylko dla układów nienewtonowskich typu polimerów, ale również np. dla ceramiki). Drugi związłe przedstawił zagadnienie rozszerzalności ciał ziarnistych oraz istnienia pasm lub podobszarów z wyraźnie zauważalnym efektem ścinania w tych ciałach.

Czwarty blok tematyczny, dotyczący wiedzy interdyscyplinarnej, rozpoczął się wykładem P. Baka (Dania) nt. podobnego krytycznego charakteru zachowania się takich złożonych układów, jak np. płonące lasy, obszary nawiedzone kłeską żywiolową (np. suszą) czy też pewne obszary kosmosu (wraz z ich „zniszczonej” strukturą). Wykład opierał się na koncepcji tzw. samoorganizującej się krytyczności, która krótko mówiąc polega na założeniu spontanicznego dążenia dużych złożonych układów do pewnego stanu krytycznego (zwanego czasami przedsionkiem chaosu), w którym występują długozasięgowe korelacje czasowo-przestrzenne. Zauważmy, że takie zachowanie się układu kontrastuje wyraźnie z typowym zachowaniem się układu podczas przemiany fazowej, gdzie obserwuje się jego reakcję na zmianę parametru kontrolnego (np. tem-

peratury, stężenia ułamkowego) przemiany. P. Grassberger (Niemcy) przedstawił wyniki symulacji komputerowej będącej formą gry, którą można luźno nazwać: „idź za (ze) zwycięzcą”, polegającej na wielokrotnym rozpinaniu sieci perkolacyjnej na przestrzeń zdarzeń zachodzących podczas tej gry. C. Tsallis (Brazylia) dokonał ciekawego i przeprowadzonego w dowcipnej formie przeglądu podstawowych definicji entropii (np. powszechnie znanej fizykom definicji Boltzmanna, „informacyjnej” definicji Shannona, definicji Kołmogorowa–Sinaia, dotyczącej opisu chaosu deterministycznego, czy nawet definicji Tsallisa – mało jeszcze znanego tworu koncepcyjnego). Dowcipny charakter krótkiego wykładu polegał na tym, iż jego autor prezentował go w formie dialogu wytrawnego konesera dań, który zamawia je u dobrze zorientowanego w menu kelnera, podającego w „entropowej” restauracji dania w postaci poszczególnych rodzajów entropii. Wykład ten wyraźnie ożywił audytorium.

Autor niniejszego opracowania również wygłosił krótki wykład w ramach czwartego bloku tematycznego. Prezentacja, której współautorami byli L. Schimansky-Geier oraz M. Schönhof z Uniwersytetu Humboldta w Berlinie, stanowiła studium numeryczne ewolucji linii przypadkowej na siatce kwadratowej.

Słowo kończące, w formie podziękowania za aktywne uczestnictwo w Spotkaniu, jak również pewne nieformalne podsumowanie imprezy stało się udziałem prof. Coniglia, na którego cześć odbyła się ta impreza.

Reasumując – w tonie nieco krytycznym – zwraca się uwagę czytelnika na następujące kwestie.

— Tematyka konferencji koncentrowała się wokół układów nieuporządkowanych typu szkiele spinowych i im podobnych, np. sieci neuronowych, membran, materiałów sypkich itp. Filozofia tych układów opiera się na modelu Isinga, a wg W. Kleina (i chyba nie tylko) każdy model typu Isinga można odwzorować na odpowiednio dobrany problem perkolacyjny, z tym, że – niestety – fizyka statystyczna ciągle zawiera pewien dyskomfort w tej materii, gdyż nie wiadomo czy powyżej progu perkolacji mamy do czynienia z jednym megaklastrem czy też kilkoma. Ostatnie badania formalne (fizyka matematyczna) skłaniają ku tej drugiej możliwości.

— Stosunkowo mało prezentowano rygorystycznie rozwiązanych modeli (wyjątkiem było wystąpienie Derridy). Pokazywano wiele praw skalowania, nie określając wszakże zakresów ich stosowalności (stosunkowo nielicznie przedstawione były modele analityczne, zaś jeśli nawet, to zazwyczaj podawano rozwiązania asymptotyczne).

— Opierano się w nieznacznym stopniu na związkach z doświadczeniem – wyjątek stanowią prace H.J. Herrmanna (wypada zauważyć, że uczestnicy imprezy otrzymali raport z działalności grupy prof. Herrmanna na Uniwersytecie w Stuttgarcie w roku 1999; pokazano również laboratoria, w których realizuje się doświadczenia przeprowadzone po raz pierwszy z granulami w Paryżu). Specjaliści od sieci neuronowych mieli okazję choć trochę przekonać audytorium, że propono-

wane przez nich modele są w stanie posłużyć np. do konstrukcji efektywnych programów samouczących się itp., jak to uczynił S. Galam w zakresie swojej tematyki.

— Zauważalny był nie tylko brak nowych narzędzi analitycznych (rachunek frakcyjny może co najwyżej stanowić pierwszą małą gwiazdeczkę na tym firmamencie), ale również brak nowych nośnych koncepcji. Wszystkiego nie da się niestety zastąpić koncepcją skalowania, modelami Isinga itp. oraz perkolacyjnym, a także symulacjami komputerowymi. Zwraca uwagę pewien zastój w eksploatacji koncepcji samoorganizującej się krytyczności.

— Odczuwalne było duże zainteresowanie Spotkaniem, a wśród widzów lub też uczestników Spotkania nie będących wykładowcami spotkać można było wiele znanych osób zajmujących się tą dziedziną badań. Podczas dyskusji głos zabierali głównie doświadczeni badacze, natomiast młodzi ograniczali się raczej do pilnego notowania i rozmów między sobą w kularach.

Adam Gadomski

Instytut Matematyki i Fizyki ATR
Bydgoszcz

RECENZJE

Wstęp do fizyki ciała stałego

Charles Kittel: *Wstęp do fizyki ciała stałego*, z jęz. angielskiego przełożyli: Wiesława Korczak, Tadeusz Skośkiewicz i Andrzej Wiśniewski, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1999, s. 720 (tytuł dotowany przez Ministra Edukacji Narodowej).

Podręcznik Charlesa Kittela *Introduction to Solid State Physics* jest dobrze znany środowisku fizyków od 40 lat. Pierwsze polskie tłumaczenie II wydania z 1956 r. ukazało się w PWN w 1960 r. Wykształciło się już na nim wiele kolejnych roczników fizyków ciała stałego. Od dłuższego czasu korzystają z niego także pracownicy nauki i studenci chemii ciała stałego, metalurgii i inżynierii materiałowej. Zawarte w nim elementarne wiadomości z mechaniki statystycznej, termodynamiki i mechaniki kwantowej znakomicie ułatwiają zrozumienie treści całej książki. Opis teoretyczny zjawisk, pozostający na poziomie poprzednich wydań, oraz strona doświadczalna zjawisk fizyki ciała stałego są dobrze wyważone względem siebie.

Wadą książki jest brak zgodności z normami ISO (International Standard Organization); wzory fizyczne wprowadzone są w układzie CGS, a tylko w pewnych przypadkach podane równocześnie w obowiązującym układzie SI.

Autor ma duże doświadczenie dydaktyczne, jako że przez 27 lat (1951–78) wykładał fizykę ciała stałego na Uniwersytecie w Berkeley. Kariera zawodowa Charlesa Kittela była związana z zespołami fizyki ciała stałego MIT, Uniwersytetu w Cambridge i Wisconsin oraz Laboratoriów Bella.

Siódme wydanie, którego tłumaczenie polskie omawiamy, zostało poszerzone o dwa nowe rozdziały: rozdz. 17 „Ciała stałe niekrystaliczne” (19 stron) oraz rozdz. 19 „Fizyka powierzchni i międzypowierzchni” (34 strony). Rozdział 21 „Stopy” został wydzielony jako

część rozdz. 18 „Defekty punktowe”. W wydaniu tym opracowania doczekały się także stosunkowo nowe tematy fizyki ciała stałego, jak: materiały amorficzne, magnetyczne domeny cylindryczne, kwantowy efekt Halla, ciężkie fermiony, krople ekscytonowe, kwazikryształy, nanostruktury, nadprzewodnictwo wysokotemperaturowe i fulereny. Omówione zostały, chociaż niezbyt dokładnie, struktury metal-tlenek-półprzewodnik (MOS), tranzystory krzemowe z izolowaną bramką (MOSFET) oraz laser półprzewodnikowy. Na uwagę zasługuje także wprowadzenie kilku ciekawostek, jak fale helikonowe, geomagnetyzm czy biomagnetyzm łącznie z magnetyczną bakterią. Zaskakujące jest, że w rozdz. 12 „Nadprzewodnictwo” (podrozdz. „Makroskopowa interferencja kwantowa”) Autor nie wprowadził pojęcia SQUID, czyli nadprzewodzący interferometr kwantowy (superconducting quantum interference device), mimo że urządzenie to znalazło zastosowanie w wielu metodach pomiarowych. Na uwagę zasługuje także przedstawienie podstawowych metod badania powierzchni ciała stałego, takich jak: dyfrakcja elektronów niskoenergetycznych (LEED), dyfrakcja odbiciowa elektronów wysokoenergetycznych (RHEED), skaningowa mikroskopia tunelowa (STM) i mikroskopia sił magnetycznych (MFM). Oprócz omawianej książki dostępny jest podręcznik Haralda Ibacha i Hansa Lütha *Fizyka ciała stałego* (tłumaczenie z języka angielskiego, wydane także przez PWN nieco wcześniej, bo w 1996 r.). Oba te podręczniki doskonale się uzupełniają. Do starszych polskojęzycznych podręczników fizyki ciała stałego należą dwie książki: Werta i Thomsona, PWN 1974 oraz Sukiennickiego i Zagórskiego, WNT 1984, które jednak ze względu na swój wiek wyszły już z użycia.

Siódme wydanie podręcznika Kittela zyskałoby dodatkowo na wartości, gdyby Autor uniknął pewnych niedomówień i błędów, gdyby z tłumaczenia z angielskiego na polski usunął pewne nieścisłości (a nawet błędy) oraz gdyby wyeliminował z tekstu szereg usterek korektor-

skich. Napotkane błędy, usterki i nieścisłości przedstawię w kolejności, w jakiej pojawiają się w książce.

Na s. 4 w czwartym wierszu od góry (4⁴) brak daty (1966) III wydania oryginału. Na s. 21, rys. 5a(3), brak wektora a_1 . Na s. 28, rys. 14, płaszczyzna (100) nie jest do końca zacienowana drugim stopniem szarości. Na s. 38⁸⁻¹¹ zdanie powinno brzmieć: „Mechanizm wywołujący uporządkowanie krystaliczne dalekiego zasięgu nie jest związany z siłą dalekozasięgową, lecz z obecnością spiralnych uskoków wywołanych dyslokacjami w zarodku wzrostu” (por. rozdz. 20). Na s. 86¹ zamiast „takie” powinno być „taką”.

W rozdz. 3 wiązania kowalencyjne (homopolarne) zostały potraktowane zbyt lakonicznie. Ważne zjawisko mieszania się stanów elektronowych (hybrydyzacji) zostało całkowicie pominięte. Pozytywną cechą tego rozdziału jest wyczerpująco omówiona teoria sprężystości kryształów.

W rozdz. 4 na s. 119 we wzorze (2) wyrażenie w nawiasie powinno mieć postać $(u_{s+1} + u_{s-1} - 2u_s)$. Rozwiązanie równ. (3) w postaci fali biegnącej powinno mieć postać $u_s = u \exp(iska) \exp(-\omega t)$, co w jasny sposób prowadzi do wyrażenia (5). Dalej:

123⁷: „Wtedy prędkość...” zmieniałbym na „Wtedy prędkość fazowa...”

148, rys. 11: c_p [cal] jest błędnym opisem osi, powinno być c_p [cal mol⁻¹ K⁻¹].

168₁: zamiast „ $f = 0,5$ ” należałoby napisać „ $f(\epsilon) = 0,5$ ”.

169_{8,9}: zdanie „Początek układu współrzędnych przyjęto w wierzchołku sześcianu” należy zmienić na „Początek układu współrzędnych przyjęto w narożu sześcianu”.

169_{2,3}: powinno być „Funkcje falowe spełniają równanie Schrödingera dla cząstki swobodnej” zamiast „Funkcje falowe spełniające równanie Schrödingera dla całej swobodnej”.

185^{9,13}: należy zamienić wyrażenie „opór pozostałościowy” na powszechnie używany „opór resztkowy”.

188, rys. 14c: oś y układu współrzędnych powinna być skierowana w dół.

189: pierwsze zdanie powinno brzmieć „Jest on ujemny dla elektronów swobodnych”, zaś druga część zdania „bo ładunek e jest z definicji dodatni” powinna zostać opuszczona, ponieważ zdecydowanie zaciemnia zrozumienie efektu Halla. $R_H = -1/ne$ jest ujemne, ponieważ wyprowadzone zostało (s. 178) dla ruchu elektronu (ładunek $-e$) w polu B .

200, rys. 3b: zamiast $|\psi(-x)|^2$ powinno być $|\psi(-)|^2$.

216, rys. 11a: pasmo walencyjne powinno być także zacienowane. Różnicowanie tonacji cieniowania jest zbędne. Na rys. 11c poziom Fermiego jest źle zaznaczony.

248₁: „Gaoraz” rozdzielić odstępem („Ga oraz”).

253: ostatnie zdanie należałoby zmienić na „Spójne warstwy o grubości kilku nanometrów można otrzymać metodą epitaksji z wiązek molekularnych”.

264, rys. 6: pierwsza strefa Brillouina jest źle narysowana; linie ograniczające strefę nie są symetrycznymi wek-

torów (odcinków) od wybranego punktu sieci odwrotnej do najbliższych sąsiadów. Na następnej stronie (rys. 8) trzecia strefa, dla symetrii z pierwszą i drugą, powinna także mieć w środku czarny punkt. Mankamentem tego rozdziału jest także to, że nie pokazano, jak wygląda elektronowa powierzchnia Fermiego w czwartej strefie Brillouina, mimo że koło Fermiego (w dwuwymiarowej przestrzeni k) obejmuje część czwartej strefy Brillouina. Ten brak uzupełnia częściowo rys. 11 na s. 266, przedstawiający konstrukcję Harrisona powierzchni Fermiego elektronów swobodnych dla sieci kwadratowej.

277, rys. 21: zamiast „elektronu znajdujących się” powinno być „elektronu znajdującego się”.

278⁵⁻⁸: drugi dwukropek powinien być zastąpiony łącznikiem „i”.

297₃: zamiast „własności ciał stałych” należałoby użyć poprawniejszych „właściwości ciał stałych”.

307: podrozdział „Ekranowanie elektrostatyczne” powinien się rozpoczynać „Potencjał pola elektrycznego”, co wyraźnie wynika z rys. 10a w następnym podrozdziale.

308⁵: stwierdzenie „Na rozkład gazu elektronowego ma wpływ...” powinno być uzupełnione i brzmieć „Na rozkład ładunku gazu elektronowego ma wpływ...”.

308^{11,12}: $\phi_{ind}(K)$ powinno być zmienione na $\rho_{ind}(K)$.

317, rys. 12: na osi częstości niżej położona wartość ω_L powinna być zmieniona na ω_T , zaś krzywa zaczynająca się w punkcie $\omega_L(K=0)$ powinna być pogrubiona, identycznie jak krzywa wychodząca z punktu $\omega=0$.

319, rys. 14: w opisie brak informacji, co oznacza $u-v$.

336, rys. 1: należy poprawić $k' = k' \pm K$ na $k = k' \pm K$.

342⁸: „nacisku jednoosiowego” należy zmienić na „naprężenia jednoosiowego”.

393¹⁰: „własności” lepiej zmienić na „właściwości”.

Szkoda, że w rozdz. 14 („Diamagnetyzm i paramagnetyzm”) Autor nie przypomniał, jak się dochodzi do czynnika Landego g . Dla studentów jest zawsze zaskoczeniem, że całkowity moment magnetyczny atomu μ nie pokrywa się z kierunkiem całkowitego momentu pędu J . Bardzo pozytywnie natomiast należy ocenić wyjaśnienie wygaszania krętu orbitalnego L , wpływu oddziaływania spin-orbita na wartość czynnika Landego ($g < 2$ oraz $g > 2$) i niezależnego od temperatury paramagnetyzmu Van Vlecka (s. 463-7). Na podstawie lektury poprzednich wydań podręcznika czytelnik nie był w stanie zrozumieć fizyki tych zjawisk.

Ponieważ w całej książce stała Boltzmanna jest oznaczona przez k_B , należy tę notację zachować także w zadaniu 8 na s. 478. W zadaniu tym należy także poprawić $\mu_B \ll kT$ na $\mu_B \ll k_B T$.

Do rozdz. 15 („Ferromagnetyzm i antyferromagnetyzm”) zakradło się sporo błędów. Na rys. 3 (s. 485) krzywa dla $t=1$ nie jest styczna do prostej m , lecz przecina ją przy $m \approx 0,3$. Oś odciętych i wszystkie trzy krzywe powinny się w tym ujęciu kończyć na $m=1$!

506⁷: stwierdzenie, że „energia magnetyczna nie zmienia się, jeśli spiny z podsieci A i B tworzą takie same kąty z kierunkiem pola” jest nieścisłe, ponieważ spiny z podsieci A tworzą kąt 180° , zaś spiny z podsieci B kąt 0° z kierunkiem pola B_a i dlatego ich energia magnetyczna się nie zmienia.

508¹⁵: należy usunąć zbędne „w”.

509: rys. 27 jest gorszej jakości niż w oryginale. Orientację magnetyzacji niektórych domen trudno zrozumieć, ponieważ niektóre ściany domenowe nie są uwidocznione.

510: opis rys. 29 i sam rysunek są niepoprawne! Funkcja $B = B(H)$ nigdy nie uzyskuje stanu nasycenia. Od pewnej wartości H następuje tzw. paraprocess i wartość B jest wprost proporcjonalna do H . Nasyca się natomiast krzywa $M = M(H)$. Mamy zatem namagnesowanie nasycenia (M_s), ale nie ma indukcji nasycenia (B_s). Istnieje mała różnica między polem sprowadzającym B do zera (B_{HC}) a polem M_{HC} sprowadzającym do zera namagnesowanie. Zazwyczaj $M_{HC} > B_{HC}$.

Ostatni akapit na s. 510 nie przedstawia poprawnie fizyki materiałów, z których wytwarza się magnesy trwałe. Poprawny opis znajduje się nieco dalej (s. 517). Wartości stałych anizotropii K_1 oraz K_2 (s. 512) są podane w erg/cm^3 . Młode pokolenie w Polsce, wychowane na obowiązującym układzie jednostek SI, nie wie, co to jest erg .

W rozdz. 16 podrozdział poświęcony rozszczepieniu nadsubtelnemu (s. 539–42) wymaga korekty tekstu w kilku miejscach ze względu na wprowadzenie pojęcia „bezpośrednie oddziaływanie nadsubtelne” zamiast powszechnie używanego kontaktowego oddziaływania nadsubtelnego. Dotyczy to stron 539, 540 oraz podpisu pod rys. 9. Kontaktowe oddziaływanie nadsubtelne w materiałach uporządkowanych magnetycznie prowadzi do tzw. członu kontaktowego Fermiego jako przyczynku do pola nadsubtelnego mierzonego metodą magnetycznego rezonansu jądrowego (MRJ) czy spektroskopii Mössbauerowskiej (SM). Sposób wprowadzenia tego oddziaływania jest oryginalny, ale wymaga od czytelnika zaawansowanej wiedzy z fizyki. Mam także wątpliwości, czy student skojarzy związek kontaktowego oddziaływania nadsubtelnego z polem efektywnym mierzonym metodą MRJ czy SM, po zilustrowaniu go przykładem „częstości linii promieniowania radiowego wodoru atomowego w przestrzeni międzygwiazdnej” (s. 542). A przecież rozdział dotyczy rezonansu magnetycznego! Na s. 541 „opisane one są regułą wyboru $\Delta m_S = 0$ ” należy zmienić na „dla których stosuje się regułą wyboru $\Delta m_S = 0$ ”.

544: we wzorze (37) γ_I należy poprawić na γ_{II} .

551, rys. 18: w opisie wektora $B_2(\text{ex})$ znak nierówności należy zamienić na znak równości.

553, rys. 20: pod strzałką na osi temperatury należy wpisać T_N , czyli temperaturę Néela, przy której związek MnF_2 przechodzi w stan paramagnetyczny.

W rozdz. 19 poświęconym fizyce powierzchni i międzypowierzchni więcej jest pojęć wprowadzonych nieścisłe lub błędnie niż dobrze wyjaśnionych. Z pierwszym zda-

niem tego rozdziału „Przez powierzchnię ciała krystalicznego w próżni rozumiemy zwykle kilka (ok. trzech) jego zewnętrznych warstw atomowych wyraźnie różniących się od materiału objętościowego” można się zgodzić tylko w nielicznych przypadkach. Najczęściej przez powierzchnię rozumie się warstwę monoatomową, będącą w kontakcie z próżnią (w nomenklaturze angielskiej: *the top-most layer*). Trzecie zdanie „Materiał objętościowy (wnętrze) nazywamy niekiedy podłożem” jest błędne. Nie znam układu, w którym wewnątrz kryształu byłoby identyfikowane z podłożem. Pojęcie podłoża wiąże się przede wszystkim z technologią cienkich warstw i supersieci. Podłoże stanowi materiał różny od materiału nanoszonego (osadzanego) na tym podłożu.

595₃: termin „relaksacja” powinien być napisany tłustym drukiem, zgodnie z przyjętym w podręczniku zwyczajem wprowadzania nowych pojęć. Sam tytuł podrozdziału wskazuje, że rekonstrukcja i relaksacja są różnymi zjawiskami.

596: pierwsze zdanie „Powierzchnię możemy uważać za coś pośredniego między strukturą złożoną z dwuatomowej cząsteczki a strukturą objętościową” jest błędnym tłumaczeniem i powinno brzmieć „Powierzchnię możemy uważać za coś pośredniego między dwuatomową cząsteczką a strukturą objętościową”. Błędna definicja podłoża wyprodukowała błędne tłumaczenie, że „inna jest jedynie ich odległość od podłoża” (s. 596^{6,7}) zamiast „inna jest jedynie ich odległość od kolejnych warstw pod powierzchnią”.

599: rysunek 2 ma niewiele wspólnego ze swym opisem. Linie nie mogą „przedstawiać”, a co najwyżej „reprezentować” warstwy z zaabsorbowanymi atomami. Rekonstrukcja $c(2 \times 2)$ (rys. 2b) jest nieczytelna i powinna być oznaczona $(\sqrt{2} \times \sqrt{2})R45^\circ$. Rysunki 2c,d w ogóle nie zostały uwzględnione w podpisie. Ostatnie zdanie podpisu nie ma związku z rysunkiem i powinno być usunięte.

599₁: zdanie „Linie dyfrakcyjne są obserwowane wtedy, gdy sfera Ewalda przecina pręty sieci odwrotnej” powinno być zmienione na „Plamki dyfrakcyjne powstają w miejscach, gdzie sfera Ewalda przecina pręty sieci odwrotnej”.

600: podpis rys. 3 powinien być uzupełniony: „Struktura powierzchniowa o rekonstrukcji (3×1) ”. Sam rysunek jest błędny, ponieważ żadnej prostokątnej strukturze powierzchniowej nie może odpowiadać kwadratowa sieć odwrotna!

Rysunek 4 na tej samej stronie należy uznać za niefortunny przykład konstrukcji Ewalda, ponieważ w praktyce LEED nie stosuje się wiązek elektronowych padających pod tak małym kątem do powierzchni kryształu. Stosuje się natomiast wiązki elektronowe o kierunku prętów sieci odwrotnej, czyli prostopadłe do powierzchni próbki, czego najlepszym przykładem są obrazy dyfrakcyjne na rys. 5 (s. 601). Wektor k'_I powinien się kończyć w punkcie przecięcia pręta sieci odwrotnej ze sferą Ewalda, tak jak pozostałe wektory. W podpisie rysunku też są błędy: żaden wektor k nie może być równoległy do osi komórki (czy raczej do jednej z osi sieci)! Byłoby

znacznie korzystniej ze względów dydaktycznych, gdyby rys. 4 był rysunkiem pseudotrójwymiarowym – wówczas przedostatnie zdanie jego podpisu „Obserwuje się też wiązki ugięte nie leżące w płaszczyźnie rysunku, np. (12)” byłoby zbędne. Podpis pod rys. 5 też wymaga korekty – jego pierwsze zdanie powinno brzmieć: „Obraz dyfrakcyjny LEED powierzchni (111) kryształu Pt uzyskany za pomocą wiązki elektronów 51 eV (a) i 63,5 eV (b)”.

602, rys. 6: tłumaczenie genezy linii dyfrakcyjnych obrazu otrzymanego metodą RHEED jest merytorycznie i dydaktycznie niejasne. Pręty sieci odwrotnej, jak sama nazwa wskazuje, nie są liniami, lecz walcami o średnicy zależnej od jakości powierzchni, na której zachodzi dyfrakcja. Przy dużej liczbie tarasów oraz wad powierzchni pręty sieci odwrotnej znacznie odbiegają kształtem od linii i dlatego w przecięciu z prawie płaską sferą Ewalda dają linie dyfrakcyjne na ekranie. Przy dobrej jakości powierzchni (mało tarasów i wad) pręty sieci odwrotnej są prawie liniami i obraz dyfrakcyjny ma wyraźne plamki.

606: rysunek 8 przedstawiający tranzystor typu MOSFET nie daje czytelnikowi możliwości zrozumienia, jak taki tranzystor działa.

617: wzór (36) w układzie SI powinien mieć postać $\phi = -(ne/2\epsilon\epsilon_0)x^2$.

623–24: opis działania STM jest dość lakoniczny. „Parkan kwantowy” (rys. 20) jest piękną ciekawostką, ale nie obrazuje żadnego z opisanych modów pracy STM. Sytuację ratuje nieco rys. 27 z rozdz. 1.

Wielka szkoda, że rozdz. 19 „Fizyka powierzchni i międzypowierzchni”, tak ważny dla współczesnej fizyki ciała stałego, przedstawia tak niską wartość merytoryczną i dydaktyczną.

W tabeli 1 (s. 631) wartości modułu ścinania oraz granicy sprężystości powinny być podane w jednostkach SI. Czytelnik wychowany na obowiązującym układzie SI nie wie, co to jest dyna, podobnie jak erg.

6327: zamiast „defekty ułożenia” należałoby użyć powszechnie przyjętego terminu „błędy ułożenia”.

635, rys. 7: przy oznaczeniach ABCD prawa część rysunku nie odpowiada części lewej, na której także litera E powinna oznaczać położenie atomów przesunięte o dwie stałe sieci w prawo.

637–8: Autor odwołuje się do układu odniesienia (x, y, θ) , który nie jest oznaczony na rys. 10.

637, rys. 14: brak informacji, czego dotyczy krzywa kropkowana.

668_{4,3}: powinno być: „Ta prosta zależność jest spełniona dla Sn, Al, Zn i Cu, dla których wartości z są równe odpowiednio 4, 3, 2 i 1”.

W „Uzupełnieniach” uwaga na temat efektu Mössbauera (s. 677) nie jest ścisła, ponieważ nie można utożsamiać czynnika Debye'a–Wallera z czynnikiem Lamba–Mössbauera.

W tabeli „Stałe Fizyczne” (wewnętrzna strona tylnej okładki książki) obie wartości stałej Plancka mają błędne wartości mnożników (jest 10^{-24} Js, powinno być 10^{-34} Js). Stałe ϵ_0 (przenikalność dielektryczna próżni) oraz μ_0 (przenikalność magnetyczna próżni) powinny mieć wpisane swoje wartości i wymiary. W kolumnie „Wartość” dla przenikalności elektrycznej próżni należy wpisać $8,854\ 18 \times 10^{-12}$, a w kolumnie „SI” zamiast $10^7/4\pi c^2$ wpisać wymiar $C^2 N^{-1} m^{-2}$. Dla przenikalności magnetycznej próżni μ_0 w kolumnie „Wartość” wpisać $4\pi \times 10^{-7}$. W kolumnie „SI” pozostawić $4\pi \times 10^{-7}$ i dopisać wymiar $Wb A^{-1} m^{-1}$.

Samodzielne uczenie się fizyki ciała stałego z omawianej książki jest trudne i czasochłonne. Znacznie łatwiej korzysta się z tego podręcznika słuchając równocześnie wykładu. Nierzadko można spotkać się z opinią, że popularny „Kittel” jest dobry dla tych, którzy z fizyką ciała stałego już się wcześniej zapoznali. Wówczas wszystkie niedomówienia i nieścisłości mobilizują czytelnika do szukania odpowiedzi na pytanie, „jak to właściwie (dokładnie) jest”, w innych podręcznikach fizyki ciała stałego. W ten sposób utrwalają i pogłębiają swoją wiedzę w tej dziedzinie fizyki. Nic też dziwnego, że sam Autor podaje od kilku do kilkunastu pozycji literatury uzupełniającej do każdego rozdziału.

Dobrze się zatem stało, że najnowsze (siódme) wydanie *Wstępu do fizyki ciała stałego* Charlesa Kittela zostało przetłumaczone na język polski. Usunięcie zestawionych błędów w następnym polskim wydaniu uczyni ten powszechnie znany na rynku krajowym podręcznik wartościowszym.

Karol Krop

Zakład Fizyki Ciała Stałego AGH
Kraków

PTF

Nagrody PTF

Polskie Towarzystwo Fizyczne przyznało w roku 2000 następujące odznaczenia i nagrody:

1. Medal Mariana Smoluchowskiego za rok 2000

— prof. Bohdanowi Paczyńskiemu (Princeton University, USA) za wybitne osiągnięcia naukowe, a w szczególności za odkrycie zjawiska mikrosoczewkowania grawitacyjnego do poszukiwań obiektów astronomicznych o dużej masie oraz za przewidzenie pozagalaktycznego charakteru błysków gamma;

2. Nagrody za prace magisterskie wykonane w roku akademickim 1999/2000

Nagrodę I stopnia im. Arkadiusza Piekary otrzymuje mgr Agnieszka Jazgara za pracę „Wybrane własności w skali atomowej i subatomowej światów o zmienionych stałych przyrody” wykonaną pod kierunkiem prof. Bolesława Grabowskiego w Instytucie Fizyki Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Opolskiego;

Nagrodę II stopnia im. Arkadiusza Piekary otrzymuje mgr Łukasz Dobrek za pracę „Optyczna metoda generacji wirów w kondensacie Bosego–Einsteina” wykonaną pod kierunkiem dr Mariusza Gajdy w Szkole Nauk Ścisłych (Warszawa);

Nagrodę III stopnia im. Arkadiusza Piekary otrzymuje mgr Adam Rycerz za pracę „Ścisła diagonalizacja hamiltonianu oddziaływających fermionów na sieci z jednoczesną optymalizacją ich funkcji falowych jednoczątkowych” wykonaną pod kierunkiem prof. Józefa Spałka w Zakładzie Teorii Materii Skondensowanej Instytutu Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego na Uniwersytecie Jagiellońskim.

3. Nagrodę za popularyzację fizyki przyznano zespołowi: mgr Urszula Woźnikowska-Bezak, mgr Grażyna Jackowicz-Korczyńska i mgr Beata Ryl za prowadzenie od 25 lat Grupy Twórczej „Quark” przy Pałacu Młodzieży im. prof. A. Kamińskiego w Katowicach.

4. Nagrodę im. Grzegorza Białkowskiego dla wyróżniających się nauczycieli otrzymuje Witold Andrzej Łuczniak (IX LO Klementyny Hoffmanowej, Warszawa) za wieloletnią, twórczą, opartą na eksperymencie pracę z młodzieżą.

Nagrodę II stopnia dla wyróżniających się nauczycieli otrzymuje Wiesław Mroszczyk (II LO Jana III Sobieskiego, Kraków) za zaangażowanie i osiągnięcia w pracy z młodzieżą.

Wyróżnienia dla nauczycieli za szczególne osiągnięcia w zakresie dydaktyki fizyki otrzymały: Ewa Kurek (XV LO Narcyzy Żmichowskiej, Warszawa) i Ewa Strugała (VI LO Ignacego Paderewskiego, Poznań).

5. Zarząd Główny PTF przyznał Nagrodę Specjalną Polskiego Towarzystwa Fizycznego drowi Zygmuntowi Ajdukowi (Warszawa) za pracę nad uruchomieniem i prowadzeniem internetowej strony PTF.

Oddział Lubelski

W czerwcu 1999 r. podczas Walnego Zebrania wybrano nowy Zarząd Oddziału w składzie: przewodniczący – Stanisław Hałas, wiceprzewodniczący – Ryszard Walczak, sekretarz – Janina Szaran, skarbnik – Jan Siewlewski. Oddział zrzesza 115 członków.

Najważniejszymi wydarzeniami w działalności Oddziału były w bieżącym roku XLI Pokazy z Fizyki oraz sesja naukowa „Fizyka w zastosowaniach”, zorganizowana wspólnie z lubelskim oddziałem Polskiej Akademii Nauk. Pokazy z Fizyki odbyły się dwukrotnie: na Politechnice Rzeszowskiej (12–14 czerwca 2000 r.) i na Uniwersytecie Marii Curie-Skłodowskiej (11–27 września 2000 r.); obejrzało je w sumie ok. 25 tysięcy uczniów ze szkół gimnazjalnych i licealnych. Tematami były: fizyka kwantowa, akustyka, rezonans, elektromagnetyzm, ciecze i gazy, zjawiska jonizacyjne, kolorymetria. Te i poprzednie Pokazy zostały zapisane na kasetach wideo i są dostępne u przewodniczącego Oddziału.

W sesji naukowej „Fizyka w zastosowaniach” uczestniczyło 50 naukowców z kilku lubelskich instytutów. W ośmiu wykładach przedstawiono zastosowania fizyki w różnych innych dziedzinach naukowych i praktycznych. Większość wykładów została opublikowana w specjalnym numerze czasopisma *Eksploatacja i Niezawodność*.

Oddział prowadzi dla swoich członków ulgową prenumeratę (50% zniżki) *Postępów Fizyki* i rozprowadza bezpłatnie *Europhysics News*.

Oddział sponsorował udział trzech młodych naukowców w specjalistycznych konferencjach oraz spotkanie studentów fizyki w Kazimierzu we wrześniu 1999 r. Organizuje też w Instytucie Fizyki UMCS miesięczne spotkania poświęcone najnowszym osiągnięciom fizyki.

Tomasz Durakiewicz

Oddział Warszawski

W okresie od 1 czerwca 1999 r. do 1 września 2000 r. Zarząd OW PTF pracował w składzie: przewodniczący – Jacek Baranowski, wiceprzewodnicząca – Teresa Grycuk, sekretarz – Tadeusz Stacewicz, skarbnik – Marek Kowalski, członkowie – Adam Babiński, Stanisław Głazek, Zbigniew Kaszukur, Aleksandra Miłosz, Andrzej Nadolny, Bronisław Orłowski, Zuzanna Suwald.

W powyższym okresie odbyło się 11 posiedzeń Zarządu poświęconych organizacji działania Oddziału, programowi rozwoju oraz sprawom bieżącym. Zarząd inicjo-

wał i kontynuował wiele różnorodnych form działalności:

1. Zostały wznowione, pod patronatem PTF, konwersatoria naukowe w Instytucie Fizyki Doświadczalnej UW. Konwersatoria były prowadzone przez prof. Jacka Baranowskiego i prof. Janusza Zakrzewskiego. Spotkania te będą kontynuowane w następnych latach akademickich.

2. Odbyło się 8 spotkań Ogólnopolskiego Seminarium Dydaktyki Fizyki, których organizatorem była mgr Zuzanna Suwald. Opiekunem naukowym seminarium był prof. Jerzy Ginter. Seminarium poświęcone było popularyzacji fizyki, upowszechnianiu doświadczeń pedagogicznych nauczycieli i prezentacji nowoczesnych rozwiązań metodycznych. W nowym roku szkolnym seminarium będzie się odbywało w sali wykładowej Nauczycielskiego Kolegium Fizyki UW przy ul. Smyczkowej 5/7.

3. W budynku Nauczycielskiego Kolegium Fizyki przez cały rok akademicki 1999/2000 działał Klub Odkrywców, zorganizowany i prowadzony przez dr hab. Stanisława Głazka. W ramach klubu odbyło się ok. 30 spotkań, trwających w sumie 62 godziny. Program zajęć polegał na samodzielnym wykonywaniu przez dzieci prostych doświadczeń z baterijkami i żaróweczkami, ważeniu, doświadczeniach na temat pływania ciał w wodzie itp. Opierając się na doświadczeniach Klubu, czterech instruktorów sformułowało projekt działalności na dalsze 2 lata, polegający także na kształceniu instruktorów Klubu Odkrywców, a przez to poszerzanie jego działalności. Projekt ten został wysłany do Fundacji Coca-Cola w formie wniosku o finansowanie. Warto wspomnieć o zainteresowaniu młodzieży tą formą eksperymentowania w fizyce – średnia liczba dzieci uczestniczących w zajęciach wynosiła 10. Działalność Klubu prowadzona była bez jakichkolwiek dotacji.

4. Kontynuowane były cieszące się ogromną popularnością wykłady z fizyki doświadczalnej dla młodzieży szkół średnich i podstawowych. Odbyło się 5 wykładów dla szkół średnich oraz 5 (powtarzanych) wykładów dla szkół podstawowych. Organizacja tych wykładów jest zasługą dr hab. Teresy Grycuk i dra Adama Babińskiego. Nowością było udostępnienie słuchaczom ulotek informacyjnych streszczających zawartość wykładów. Środki uzyskane z ich rozprowadzenia umożliwiły częściowe pokrycie kosztów organizacji tych wykładów. We wrześniu 2000 r. została podpisana umowa, na mocy której projekt „Działalność wspierająca nauczanie fizyki w szkołach średnich w związku z reformą edukacji” obejmujący organizację wykładów został wsparty przez Gminę Warszawa Centrum dotacją w wysokości 4400 zł.

5. Międzyszkolne Koło Fizyczne zorganizowało 8 spotkań, cieszących się zainteresowaniem młodzieży. Frekwencja na zajęciach Koła wynosiła 18–83 uczniów i nauczycieli. Koło pracuje w cyklu dwuletnim, a zajęcia będą kontynuowane w roku szkolnym 2000/2001. Organizacja tego Koła jest zasługą mgr Aleksandry Miłosz.

6. Członkowie poprzedniego i obecnego Zarządu (dr Ewa Kurek i mgr Aleksandra Miłosz) brali udział

w pracach Komisji Głównej Konkursu Fizycznego, zorganizowanego przez Kuratorium Oświaty i Politechnikę Warszawską, oraz w Komisji Konkursu Fizycznego dla szkół podstawowych. Zarząd Oddziału Warszawskiego PTF sfinansował zakup nagród dla laureatów i finalistów konkursu dla uczniów szkół podstawowych.

7. Oddział Warszawski PTF zorganizował finały Turnieju Młodych Fizyków, które odbyły się 14 kwietnia 2000 r. na terenie Instytutu Fizyki PAN (dla przypomnienia: Turniej Młodych Fizyków to 3-etapowa impreza dla uczniów szkół średnich, komplementarna względem Olimpiady Fizycznej i od 1995 r. organizowana przez Polskie Towarzystwo Fizyczne). Równoległe zawody zostały zorganizowane w Katowicach przez Pałac Młodzieży. W każdym z nich wzięty udział po 4 drużyny uczniowskie, liczące po 5 uczniów. Po dwie najlepsze drużyny z tych zawodów „regionalnych” spotkały się w finale, który odbył się 5 czerwca (także na terenie IF PAN). Dwa pierwsze miejsca zajęły drużyny I LO im. T. Kościuszki w Legnicy oraz Grupy Twórczej „Quark” z katowickiego Pałacu Młodzieży. Drużyny te zajęły odpowiednio trzecie i pierwsze miejsce w XIII Międzynarodowym Turnieju Młodych Fizyków, który z udziałem 16 państw odbył się w Budapeszcie. W pracach organizacyjnych i ocenianiu występów turniejowych młodzieży brali udział członkowie Zarządu oraz wielu fizyków z Wydziału Fizyki UW i IF PAN. Oddział Warszawski PTF pokrył część kosztów związanych z Turniejem. Organizacją Turnieju Młodych Fizyków zajmuje się dr Andrzej Nadolny.

8. Środowiskowe Laboratorium Ciężkich Jonów zorganizowało przy współudziale OW PTF cykl wykładów poświęconych współczesnym problemom fizyki jądrowej. Odbyły się one w budynku warszawskiego cyklotronu.

Aktualna liczba członków Oddziału Warszawskiego wynosi 442, w tym 62 seniorów i 64 prenumeratorów *Postępów Fizyki*.

Jacek Baranowski

Wyniki konkursu na doświadczenia pokazowe

Został rozstrzygnięty III Ogólnopolski Konkurs na Doświadczenia Pokazowe z Fizyki (patrz *PF*, z. 1 (2000)), zorganizowany przez Oddział Krakowski PTF przy współudziale Instytutu Fizyki UJ oraz Wydziału Fizyki i Techniki Jądrowej AGH.

W kategorii otwartej I nagrodę przyznano Januszowi Strzeleckiemu (studentowi UMK) za pokaz „Fizyka w kropli wody”. Na II nagrodę nie zasłużył nikt, natomiast trzy równorzędne III nagrody otrzymali: mgr Magdalena Kułakowska i Andrzej Paździerko (AGH) za „Niepowtarzalne wahadło”, dr Jerzy Mucha i mgr Adam Starnawski (IF UJ) za „Model odbicia fal radiowych od jonosfery przy użyciu świetlówek jako plazmy i mikrofal. Odbicie mikrofal od plazmy” oraz Janusz Strzelecki (student UMK) za „Mioelektryczność i detekcja sygnałów mioelektrycznych”. Praca Strzeleckiego została także wyróżniona Nagrodą Publiczności.

W kategorii uczniowskiej przyznano trzy nagrody; pierwszą otrzymały Paulina Betleja i Monika Świder (Ze-

spół Szkół im. ks. dra J. Zwierza, Ropczyce) za „Pokazanie, że źródłem dźwięku są drgania”, drugą – Radosław Dąbrowski i Wojciech Podruczny (LO im. Mikołaja Kopernika, Ustka) za „Otrzymanie fali stojącej w zmiennym polu magnetycznym”, a trzecią – Paulina Betleja i Monika Świder (Zespół Szkół im. ks. dra J. Zwierza, Ropczyce) za „Pokazanie wykresu prądu pochodzącego z dynamy rowerowego”.

www.if.uj.edu.pl/konkurs/wyniki

B. W.

Liczba członków PTF i prenumeratorów PF

Podajemy stan członkostwa PTF i prenumeratry *Postępów Fizyki* w poszczególnych oddziałach w listopadzie 2000 r. Kolejne trzy pozycje to: liczba członków, liczba prenumeratorów i odsetek prenumeratorów.

Oddział	L. czł.	L. pren.	%
Białystok	33	3	9
Bydgoszcz	22	8	36
Częstochowa	64	11	17
Gdańsk	121	22	18
Gliwice	48	17	36
Katowice	55	16	29
Kielce	43	0	0
Kraków	266	94	35
Lublin	115	32	28
Łódź	99	9	9
Opole	43	30	70
Poznań	139	38	27
Rzeszów	82	20	24
Słupsk	28	7	25
Szczecin	58	22	38
Toruń	80	80	100
Warszawa	442	66	15
Wrocław	144	50	35
Razem	1882	525	28

Jeśli któraś z liczb nie jest już aktualna, prosimy odpowiedni Oddział o szybką informację do Biura Zarządu Głównego PTF i Redakcji *PF*.

EPS

Prezesem Komitetu Wykonawczego Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS) jest sir Arnold Wolfendale (Durham, W. Brytania), a prezesem-elektem Martial Ducloy (Paryż). Jednym z członków Komitetu jest Ryszard Sosnowski (Warszawa).

Wśród członków zarządów poszczególnych oddziałów, komisji i grup międzyoddziałowych są następujący polscy fizycy: H. Szymczak (Warszawa) – Komisja Stosunków Wschód-Zachód; J. Sylwester (Wrocław) – Oddz. Astrofizyki – Sekcja Fizyki Słońca; F. Bylicki (Toruń) –

EGAS; T. Dietl (Warszawa) – Oddz. Materii Skondensowanej – Sekcja Niskich Temperatur; H. Lachowicz (Warszawa) – Oddz. Materii Skondensowanej – Sekcja Magnetyzmu; S.G. Rohoziński (Warszawa) – Oddz. Fizyki Jądrowej; W. Gawlik (Kraków) – Oddz. Elektroniki Kwantowej i Optyki; M. Bubak (Kraków) – Oddz. Fizyki Obliczeniowej; L. Kostro (Gdańsk) – Oddz. Historii Fizyki; I. Sosnowska (Warszawa) – Europejska Komisja Ruchliwości Studentów Fizyki.

Europhys. News 31, nr 4 (2000)

B. W.

Współpraca EPS z IMU

Komitet Wykonawczy Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS) zawarł porozumienie z Międzynarodową Unią Matematyczną (IMU) o współpracy w zakresie informacji elektronicznej i systemów komunikacji. Chodzi o poprawę przepływu informacji w tych dziedzinach. EPS i IMU będą się starały synchronizować działania w światowym przepływie wysokiej jakości informacji ważnych dla matematyki i fizyki. Ma to następować poprzez tworzenie międzydyscyplinarnych służb oraz opracowanie wspólnych wzorców i rozwiązań technicznych. Oczekuje się, że dzięki temu komunikowanie się użytkowników systemu stanie się łatwiejsze.

Europhys. News 31, nr 4 (2000)

B. W.

Kongres Fizyki Medycznej

W dniach 23–28 lipca 2000 r. w Chicago (USA) odbył się kolejny, największy jak dotąd, Kongres Fizyki Medycznej i Inżynierii Biomedycznej, zorganizowany przez Międzynarodową Organizację Fizyki Medycznej (IOMP) oraz Międzynarodową Federację Inżynierii Biomedycznej (IFBME) z udziałem ok. 7000 uczestników z całego świata. Jako nowość należy podkreślić fakt, że cały kongres został zorganizowany „elektronicznie”; nawet zebrania komitetów rzadko odbywały się w tradycyjny sposób. Referaty przedstawiano wyłącznie za pomocą komputerów, stosując po raz pierwszy na świecie oprogramowanie „Influence”. Wszystkie referaty umieszczone zostały na CD-ROM-ach.

Wśród nowości naukowo-technicznych przedstawianych na kongresie warto wspomnieć o nowej metodzie w dziedzinie radioterapii, zwanej „Radioterapią z modulowanym natężeniem wiązki” (Intensity-Modulated Radiotherapy – IMRT). Metoda ta, wprowadzona do klinik zaledwie kilka lat temu i już ciesząca się szerokim zainteresowaniem, polega na zmianie natężenia części wiązki, a nie całej wiązki w procesie napromieniania określonego obszaru nowotworu przy zastosowaniu komputera i kolimatora wielolistkowego. W rezultacie uzyskuje się cały szereg korzyści, m.in. bardziej jednorodne pole napromieniania (np. bez konieczności użycia wtórnych filtrów kształtujących wiązkę), lepiej dopasowane do obszaru nowotworu, a równocześnie w mniejszym stopniu pokrywające obszary otaczających nowotwór tkanek zdrowych. Dla pa-

cja oznacza to większą efektywność procesu leczenia oraz zmniejszenie liczby ewentualnych powikłań.

Autor tej notatki, fizyk medyczny z Warszawy, objął na trzyletnią kadencję funkcję Prezesa Międzynarodowej Organizacji Fizyki Medycznej (IOMP) zrzeszającej ok. 40 000 członków z 70 krajów.

Oskar A. Chomicki

Instytut Fizyki im. Augusta Chełkowskiego

Dnia 17 maja 2000 r. odbyła się uroczystość nadania Instytutowi Fizyki Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach imienia Augusta Chełkowskiego, profesora, który był jego twórcą i współorganizatorem. Wniosek o nadanie Instytutowi jego imienia, przedstawiony Senatowi Uniwersytetu Śląskiego na posiedzeniu styczniowym, został jednogłośnie przyjęty.

Uroczystościom przewodniczył prof. Jerzy Ziolo, dyrektor Instytutu Fizyki, który powitał przybyłych gości i odczytał tekst uchwały Senatu o nadaniu Instytutowi imienia Augusta Chełkowskiego, po czym autorka tej notatki, prodziekan ds. fizyki, uczennica i współpracowniczka zmarłego Profesora, przedstawiła jego sylwetkę.

Następnie głos zabierali goście, którym dane było w swej pracy czy działalności politycznej zetknąć się z Profesorem. Dzielili się z zebranymi swoim doświadczeniem wyniesionym z tych spotkań, kontaktów lub współpracy. JM Rektor Uniwersytetu Śląskiego prof. Tadeusz Sławek podkreślił znaczenie, jakie ma i będzie miał dla przyszłych pokoleń studentów fakt, że patronem Instytutu jest człowiek, który tu żył, pracował, tworzył historię. Dzięki takim ludziom Instytut Fizyki, a zarazem i Uniwersytet osiągają swoją siłę.

Żona Profesora, pani Halina Chełkowska, podziękowała inicjatorom pomysłu, by obrać na patrona Instytutu jej zmarłego męża, który temu instytutowi oraz pracującym tu ludziom oddał swą wiedzę i czas. „On was tak bardzo kochał” – powiedziała.

Alicja Ratuszna

Nagroda Alfvéna

Oddział Fizyki Plazmy Europejskiego Towarzystwa Fizycznego w porozumieniu z rodziną Hannesa Alfvéna ustanowił nagrodę jego imienia, która ma być przyznawana za wybitny wkład do fizyki plazmy.

Pierwszym laureatem tej Nagrody został w 2000 r. Radu Balescu (ur. w 1932 r. w Bukareszcie), profesor Wolnego Uniwersytetu Brukselskiego. Nagrodę otrzymał w uznaniu osiągnięć w dziedzinie fizyki statystycznej cząstek naładowanych i kontrolowanej syntezy jądrowej.

Balescu jest członkiem belgijskiej Królewskiej Akademii Nauk, przewodniczącym Europejskiej Grupy Studyjnej Ograniczania Magnetycznego, a także honorowym członkiem Rumuńskiej Akademii Nauk.

Hannes Alfvén był laureatem Nagrody Nobla z fizyki w 1970 r. za „wkład i fundamentalne odkrycia w magnetohydrodynamicie i ich owocne zastosowania w róż-

nych działach fizyki plazmy”. Urodził się w 1908 r. w Norrköping w Szwecji, zmarł w 1995 r. Do jego najbardziej znanych osiągnięć należy odkrycie w 1942 r. fal elektromagnetyczno-hydrodynamicznych małej częstości (obecnie zwanych falami Alfvéna) rozchodzących się w plazmie. Odkrycie sprzężenia między polem elektromagnetycznym i hydrodynamicznym zapoczątkowało nową dziedzinę badań – magnetohydrodynamicę.

Europhys. News 31, nr 4 (2000)

B. W.

Zalecane przez CODATA wartości podstawowych stałych fizycznych 1998

Komisja Danych dla Nauki i Techniki (Committee on Data for Science and Technology – CODATA) ogłosiła zbiór wartości stałych fizycznych wynikający z dopasowania danych dostępnych do 31 grudnia 1998 r. W wyniku niebywałego postępu w precyzji pomiarów i rozwoju teorii, niepewności standardowe nowych rekomendowanych wartości są na ogół od 5 do 12 (w przypadku R_∞ nawet 160) razy mniejsze niż dla odpowiedniego zbioru z roku 1986. Wyjątkiem jest stała grawitacyjna G . Wobec nowych wyników z pracowni brytyjskiego Narodowego Laboratorium Fizyki (NPL) i amerykańskiego Narodowego Instytutu Wzorców i Techniki (NIST), CODATA zdecydowała podwyższyć wartość względnej standardowej niepewności z roku 1986: $1,28 \times 10^{-4}$ do wartości 1998: $1,5 \times 10^{-3}$.

Wartości podstawowych stałych fizycznych 1998 zostały ogłoszone w *Reviews of Modern Physics* 72, nr 2 (2000) i *Journal of Physical and Chemical Reference Data* (2000), są także dostępne w Internecie: www.physics.nist.gov/constants. Artykuł w *Rev. Mod. Phys.* (prawie 150 stron!) autorstwa P.J. Mohra i B.N. Taylora nie tylko zawiera tablicę wartości stałych, lecz także omawia dokładnie metody ich wyznaczania i obliczania niepewności.

B. W.

Nauką w Hiszpanii i we Francji będą kierowali fizycy

Rolf Tarrach, profesor fizyki Uniwersytetu w Barcelonie, został mianowany prezesem hiszpańskiej Wyższej Rady Badań Naukowych (Consejo Superior de Investigaciones Científicas – CSIC), głównej organizacji naukowej Hiszpanii, zatrudniającej 2000 naukowców w ponad 100 instytutach.

Tarrach jest bardzo krytyczny wobec obecnego stanu zarządzania uniwersytetami i niedostatecznych funduszy na prowadzone tam badania. Oświadczył również, że priorytetem CSIC będzie zatrudnianie młodych naukowców po doktoracie, którzy odbyli już staże zagraniczne. Planuje także zacieśnić współpracę CSIC z uniwersytetami.

Fizyczka medyczna Geneviève Berger została mianowana dyrektorem generalnym francuskiego Centrum Badań Naukowych (Centre National de la Recherche Scientifique – CNRS), które zatrudnia 25 tys. osób, w tym

11 tys. naukowców. Jednym z trudnych problemów zarządzania CNRS jest nadchodząca w najbliższych latach fala emerytur: między rokiem 2002 i 2008 ma odejść na emeryturę połowa pracowników naukowych.

Berger (ur. 1955 r.) ukończyła Ecole Normale Supérieure w Paryżu. Z jej inicjatywy powstało laboratorium obrazowania medycznego metodami fizycznymi w paryskim szpitalu uniwersyteckim L'Hôtel-Dieu.

Nature 407, nr 6801 (2000)
Phys. World 13, nr 10 (2000)

B. W.

Stypendia zagraniczne FNP dla młodych doktorów

Fundacja na Rzecz Nauki Polskiej przyznaje od 1995 r. (na zasadzie konkursu) młodym, wybitnie utalentowanym doktorom stypendia na staże zagraniczne. W 11. edycji konkursu (wiosna 2000 r.) spośród fizyków stypendia takie otrzymali:

— dr Leszek Hadasz (IF UJ) – 12-miesięczny staż w State University of New York, gdzie będzie pracował nad kwantowymi modelami relatywistycznymi strun i ich zastosowaniem do opisu oddziaływań silnych;

— dr Mariusz Nogala (IF UAM) – 12-miesięczny staż w Uniwersytecie Cambridge, gdzie zamierza prowadzić badania w zakresie nowoczesnych metod analitycznych i numerycznych w teorii silnie skorelowanych i nadprzewodzących układów elektronowych;

— dr Zuzanna Siwy (Politechnika Śląska) – 12-miesięczny staż w GSI, Darmstadt, gdzie będzie prowadziła badania dotyczące przenikania jonów przez membrany syntetyczne.

B. W.

Rozstrzygnięcie konkursu TECHNO

Ogłoszony w ub.r. przez Fundację na Rzecz Nauki Polskiej program TECHNO (patrz Kronika 1/2000), adresowany do jednostek naukowych, miał na celu wsparcie prowadzonych przez nie prac nad zastosowaniem nowych technologii i produktów. Nadesłano 111 wniosków, a subwencje przyznano 24 zespołom badawczym.

Prezes Fundacji prof. Maciej Grabski powiedział: „Te wyróżnione w konkursie wnioski są najlepszym potwierdzeniem dla nas, jak dalece potrzebny był to program. Trafiliśmy na niszę – obszar działań bardzo ważny dla procesu transferu technologii, a niemal zupełnie pozbawiony wsparcia finansowego. Bez poniesienia nakładów na przedkomercyjny etap tego procesu niemożliwe jest bowiem jego uruchomienie. Dlatego poważnie rozważamy koncepcję kontynuowania tego programu w następnych latach”.

Oto laureaci, których badania związane są z fizyką (podajemy nazwiska kierowników zespołów i przedmiot subwencji):

— prof. Jacek Baranowski (Wydział Fizyki UW) – system dozowania prekursorów w reaktorze MOCVD;

— prof. Maria Kamińska (Wydział Fizyki UW) – zakup autoklawów do wzrostu kryształów azotków domieszkowanych domieszkami magnetycznymi i akceptorowymi;

— prof. Jacek Kossut (IF PAN) – zestaw urządzeń do domieszkowania półprzewodnikowych struktur kwantowych;

— prof. Andrzej Mycielski (IF PAN) – zwiększenie produkcji superczystego magnezu;

— dr inż. Marek Tłaczała (Wydział Elektroniki PWr) – rozbudowa systemu do epitaksji struktur przyrzadowych z zastosowaniem heterostruktur (Al,Ga,In)N oraz układu do ich optycznej charakteryzacji;

— doc. dr hab. Zbigniew Werner (IPJ, Świerk) – dokończenie budowy przemysłowego implantatora jonów.

Sprawy Nauki, nr 6 (2000)

B. W.

Pani Curie w Internecie

Centrum Historii Fizyki Amerykańskiego Instytutu Fizyki podało w Internecie szkic biograficzny Marii Skłodowskiej-Curie (www.aip.org/history/curie) opracowany na podstawie książki Naomi Pasachoff *Marie Curie and the Science of Radioactivity* (Oxford Univ. Press, 1996). Zawiera on także obszerniejsze informacje o Frédéricu i Irenie Joliot-Curie oraz połączenia internetowe do innych stron związanych z działalnością pani Curie.

B. W.

Nowy adres internetowy Pierwszego Kroku

Przewodniczący konkursów dla wybitnie uzdolnionych uczniów licealnych „First Step to Nobel Prize in Physics”, dr Waldemar Gorzkowski, zawiadamia, że została otwarta nowa strona tego konkursu w Internecie: www.ifpan.edu.pl/firststep, która zawiera informacje o celach konkursu, warunki uczestnictwa, historię itp. Jednocześnie podaje do wiadomości, że strona, o której informowały dawniejsze ogłoszenia, została zamknięta.

B. W.

Paul Butcher (1929 – 1999)

Paul N. Butcher urodził się w 1929 r. w Ashford w hrabstwie Kent. Po studiach fizyki w Royal College of Science w Londynie pracował w Imperial College w Londynie pod kierunkiem prof. Harry'ego Jonesa i w 1951 r. uzyskał doktorat na podstawie pracy z teorii absorpcji światła w metalach alkalicznych. Następnie pracował w Royal Radar Establishment w Malvern. Po 9 latach powierzono mu kierownictwo grupy teoretyków. W sumie pracował w Malvern przez 16 lat, z czego rok spędził w USA na uniwersytetach w Stanford i Columbus w stanie Ohio. W Malvern rozwinął teorię optycznych przejść drugiego i trzeciego rzędu. Jego obszerne publikacje są szczególnie użyteczne dzięki jawnemu wyprowadzeniu i rozpisaniu wzorów optyki nieliniowej. Za prace na temat teorii masera trójpoziomowego otrzymał w 1959 r. Nagrodę Kelvina.

W Columbus przygotował szczegółowy raport o nieliniowych własnościach optycznych ciał stałych. Napisał

także książkę (P.N. Butcher i T.P. McLean, wydana w serii „Lasers and Applications”, red. W.S.C. Chang, Ohio State University, Columbus 1963). Wydana następnie pod tytułem *Nonlinear Optical Phenomena*, w serii Quantum Electronics III (red. P. Grivet i N. Bloembergen, Columbia University Press, New York 1964), stała się klasyczną, wielokrotnie cytowaną pozycją literatury przedmiotu. David Cotter namówił Butchera do napisania zaktualizowanego wydania książki w 1990 r. Cytaty z monografii Butchera można znaleźć m.in. w *Modern Nonlinear Optics*, t. 85 serii „Advances in Chemical Physics” (Wiley, New York 1993) i w monografii Stanisława Kielicha *Multi-Photon Scattering Molecular Spectroscopy*, wydanej w serii „Progress in Optics”, t. 20 (s. 157–261), red. E. Wolf, North-Holland, Amsterdam 1983.

W roku 1967 Butcher przeszedł do tworzonego wydziału fizyki na Warwick University jako profesor fizyki teoretycznej. Przedmiotem jego zainteresowań była przede wszystkim teoria półprzewodników. We wczesnych latach siedemdziesiątych zajmował się półprzewodnikami w stanie amorficznym, później zaś – strukturami niskowymiarowymi. Zawsze interesował się konkretnymi wynikami. Starł się otrzymywać w pracy teoretycznej wyniki liczbowe prowadzące do porównania wyników teorii z doświadczeniem. Lubił posługiwać się półklasycznym równaniem Boltzmanna z jednym czasem relaksacji. Ten sposób podejścia umożliwił mu otrzymanie wiele wyników, które okazały się użyteczne przy współpracy z teoretykami i fizykami doświadczalnymi ciała stałego. Szczególnie owocnie współpracował z kolegami z Nottingham University.

Pod koniec lat sześćdziesiątych Butcher, we współpracy ze Stigiem Lundquistem i Normanem Marchem, stworzył grupę teorii ciała stałego i materii skondensowanej w Międzynarodowym Centrum Fizyki Teoretycznej w Triestie. Przez 30 lat spędzał tam co roku po dwa miesiące. Potrafił nawiązywać inspirujące kontakty naukowe z młodymi fizykami z krajów rozwijających się. W roku 1972 odwiedził miasto Meksyk oraz Universidad de Los Andes w Merida w Wenezueli, gdzie miał wykłady o materiałach amorficznych i szklanych.

Do swojej grupy na Warwick University Butcher zaprosił m.in. Leszka Świerkowskiego z IF PAN (w latach 1979–80), a następnie Jarosława Trylskiego z IFT UW (w 1981 r.). Zainteresował się zwłaszcza opracowaną przez Trylskiego teorią przewodnictwa typu hoppingu, w szczególności w pasmie walencyjnym półprzewodników, opisującą stany elektronowe w prostym modelu dwucentrowym. Teoria ta zainicjowana w poprzednich latach przez Jerzego Mycielskiego, a rozwinięta przez Jana Blinowskiego i in., umożliwiła obliczenia podstawowych zależności obserwowanych w pomiarach przewodnictwa uwarunkowanego procesami hoppingu.

Paul Butcher zmarł w 1999 r. Pozostaje w pamięci wszystkich, którzy go poznali, jako entuzjastyczny, pracowity i wydajny, a jednocześnie życzliwy i sympatyczny krzewiciel teorii ciała stałego.

Maciej Suffczyński

Stefania Stipal (1903 – 2000)

Stefania Stipal urodziła się 20 sierpnia 1903 r. w Chorośnicy na ziemi lwowskiej. W roku 1924 ukończyła studia fizyki i matematyki na Uniwersytecie Jana Kazimierza we Lwowie i wyjechała do Stanisławowa, gdzie objęła posadę nauczycielki fizyki i matematyki w Państwowym Męskim Seminarium Nauczycielskim. Później została również zatrudniona w Państwowym Seminarium Żeńskim i dwóch gimnazjach prywatnych. Po zdaniu egzaminów naukowego i pedagogicznego w 1927 i 1928 r. uzyskała stopień stałego nauczyciela. Do roku 1933 oprócz pracy nauczycielskiej działała społecznie jako instruktorka harcerska, prowadząc żeński hufiec harcerski w Stanisławowie.

W roku 1933 została wybrana na komendantkę Lwowskiej Chorągwi Harcererek, która obejmowała województwa: lwowskie, stanisławowskie i tarnopolskie. Funkcję tę pełniła do 1936 r. i w związku z tym została przeniesiona ze Stanisławowa na stanowisko nauczycielki fizyki w XII Państwowym Gimnazjum we Lwowie. O tym, jak wysoko oceniali ją władze oświatowe świadczy fakt, że 1 września 1938 r. została mianowana dyrektorką II Państwowego Liceum Pedagogicznego we Lwowie. W tym samym roku została komendantką Pogotowia Harcererek (na wypadek wojny) dla Chorągwi Lwowskiej. W lecie 1941 r. wybrano ją ponownie na komendantkę konspiracyjnej wówczas Lwowskiej Chorągwi Harcererek. Pozostała nią aż do wyjazdu ze Lwowa w 1945 r.

We wrześniu 1941 r., czyli w początkach okupacji niemieckiej, zwróciły się do niej przedwojenne władze oświatowe z propozycją zorganizowania tajnego nauczania. Stworzyła i prowadziła pod okupacją niemiecką, a potem pod drugą okupacją sowiecką tajną szkołę, obejmującą gimnazjum oraz licea: pedagogiczne, matematyczno-fizyczne, humanistyczne i przyrodnicze (razem 37 klas i ok. 50 nauczycieli). W liceach corocznie przeprowadzano matury; gdy Stefania Stipal wyjeżdżała w czerwcu 1945 r. ze Lwowa ze względu na natężające się z dnia na dzień groźby aresztowania, wywiozła ze sobą 105 świadectw dojrzałości.

Po wyjeździe ze Lwowa znalazła się w Przemyślu, gdzie objęła stanowisko dyrektorki III Państwowego Gimnazjum i Liceum. Po rocznym tam pobycie przeniósł się na Wybrzeże, gdzie podjęła szereg funkcji zawodowych: wykładała fizykę i metodykę fizyki w Wyższej Szkole Pedagogicznej w Gdańsku i tam też zorganizowała i prowadziła zakład fizyki. Kierowała sekcją fizyki w Wojewódzkim Ośrodku Metodycznym, była też członkiem komisji programowych w Ministerstwie Oświaty. W roku 1953 na skutek oświadczenia, że jest osobą wierzącą, została zwolniona ze stanowiska wykładowcy w PWSP oraz kierowniczką sekcji fizyki w Ośrodku Metodycznym i przeniesiona na stanowisko nauczycielki fizyki do V Liceum w Oliwie, gdzie zorganizowała pracownię fizyki i gdzie

pracowała aż do przejścia na emeryturę w 1971 r. Dzięki wielkiemu talentowi dydaktycznemu potrafiła w przystępny sposób przekazywać wiedzę – była znakomitą nauczycielką. Wiele pisała i publikowała w pismach oświatowych na tematy ogólnopedagogiczne i związane z nauczaniem fizyki.

Dwukrotnie w latach powojennych (1945–49 i 1956–58) powracała jako członek Naczelnej Rady Harcerskiej do niezmiernie trudnej w tamtych latach działalności w harcerstwie.

Zarówno jako czynny wykładowca jak i po przejściu na emeryturę bardzo aktywnie działała w Polskim Towarzystwie Fizycznym. Była dwukrotnie członkiem Zarządu Oddziału Gdańskiego PTF, biorąc żywy udział w popularyzowaniu nauki. W pracach organizacyjnych Zarządu zajmowała się kontaktami z nauczycielami fizyki. Broniła, szczególnie w okresie stanu wojennego, godności zawodu nauczyciela.

Stafania Stipal zmarła 24 kwietnia 2000 r.

Anna Zawadzka

KALENDARZ IMPREZ

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

2001

6 – 15 lutego 2001, Karpacz

37. Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: New Developments in the Theory of Fundamental Interactions

Inst. Fizyki Teoretycznej UW; prof. Jerzy Lukierski, prof. Ziemowit Popowicz, prof. Jakub Rembieliński (UŁ), IFT UW, pl. Maksa Borna 9, 50-204 Wrocław, tel.: (71) 3201353, 3201411, 3201408, adr.el.: ziemek@ift.uni.wroc.pl, lukier@ift.uni.wroc.pl.

P, U: 80, O: 1300 zł (330 euro), ang.

10 – 15 czerwca 2001, Krynica-Czarny Potok

IX Krajowe Sympozjum Nadprzewodnictwo Wysoкотemperaturowe

Wydz. Fizyki i Techniki Jądrowej AGH oraz Inst. Fizyki UJ; prof. Andrzej Kołodziejczyk, Wydz. FiT Jądr. AGH, Reymonta 19, 30-059 Kraków, tel.: (12) 6172589, adr.el.: akol@uci.agh.edu.pl lub prof. Andrzej Szytuła, IF UJ, Reymonta 4, 30-059 Kraków, tel.: (12) 6324888 w. 5546, adr.el.: szytuła@if.uj.edu.pl.

27 – 30 czerwca 2001, Wrocław

XVI Sympozjum Maksa Borna: Operatory Schrödingera, potencjały losowe i zaburzenia osobliwe

Inst. Fizyki Teoretycznej UW; prof. Witold Karwowski, IFT UW, pl. Maksa Borna 9, 50-204 Wrocław, adr.el.: wkar@ift.uni.wroc.pl.

P, U: 60, O: 500 zł, ang.

10 – 13 września 2001, Ustroń

II Int. Seminar on Semiconductor Surface Passivation – SSP 2001

Zakład Mikroelektroniki Inst. Fizyki PŚ; dr hab. Jacek Szuber, ZM IF PŚ, Krzywoustego 2, 44-100 Gliwice, tel.: (32) 2372057, fax: (32) 2372216, adr.el.: szuber@zeus.polsl.gliwice.pl, Internet: zeus.polsl.gliwice.pl/zm/ssp'2001.

A: 31.5.2001, P, U: 75, O: 300 USD, ang.

17 – 20 września 2001, Toruń

XXXVI Zjazd Fizyków Polskich

Oddział Toruński PTF; prof. A. Bielski, IF UMK, Grudziądzka 5/7, 87-100 Toruń, adr.el.: ptf@phys.uni.torun.pl, Internet: www.phys.uni.torun.pl/~ptf.

NOWE KSIĄŻKI

- Andrew Liddle, *Wprowadzenie do kosmologii współczesnej*, z jęz. angielskiego tłum. Ewa L. Łokas i Bogumił Bieniok; Prószyński i S-ka, Warszawa 2000, s. 133, cena 28 zł.
- Jean-Paul Aufferay, *Czasoprzestrzeń*, z jęz. francuskiego tłum. M. Jarosiewicz; Wyd. Książnica, Katowice 2000.
- Gerard J. Milburn, *Procesor Feynmana. Wprowadzenie do obliczeń kwantowych*, z jęz. angielskiego tłum. P. Amsterdamski; Wyd. CiS, Warszawa 2000.
- *Uniwersytet Jagielloński, Złota Księga, Wydział Matematyki i Fizyki*, red. Bolesław Szafirski; Książnica Akademicka, Kraków 2000.

SPIS TREŚCI TOMU 51 (2000)

Zeszyt 1

J. Spałek – Świat skorelowanych fermionów: lokalizacja Motta i cieczy kwantowe superciężkich kwazicząstek	1
A. Graczyk, M. Kwaśny, Z. Mierczyk – Zastosowania laserów w medycynie ze szczególnym uwzględnieniem chorób nowotworowych	16
M. Weiden – Spinowy stan Peierlsa (tłum. J. Gronkowski)	22
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
R. Torge – Budowa i rozwój Instytutu Fizyki Uniwersytetu Wrocławskiego za czasów Ottona Lummera (tłum. M. Wołczyr, H. Mäde, J. Krawczyk)	31
POSTĘPY FIZYKI SPRZED 50 LAT	41
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
A. Kopystyńska – XXXV Zjazd Fizyków Polskich w Białymstoku	42
S. Cebrat, M.R. Dudek – XIII Sympozjum Maksa Borna	44
RECENZJE	
K. Hoffmann: Wina i odpowiedzialność, Otto Hahn – konflikty uczonego (rec. J. Żylicz)	45
LISTY DO REDAKCJI	
Z. Gołąb-Meyer – Oceńmy nowe podręczniki	47
H. Szydłowski – Nauczyciele fizyki chcą się kształcić	47
KRONIKA	48

Zeszyt 2

A. Rogalski – Nowe tendencje w rozwoju detektorów promieniowania elektromagnetycznego ...	57
R.B. Laughlin – Ułamkowe kwantowanie (tłum. K.I. Wysocki)	68
DYDAKTYKA FIZYKI	
Z. Gołąb-Meyer – Czy grozi nam rewolucja w nauczaniu fizyki?	85
H. Szydłowski – Międzynarodowe normy oceny niepewności pomiarów	92
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
A. Gadomski – Statistical Physics Applied to Practical Problems	98
A. Szmyrka-Grzebyk – TEMPMEKO '99	99
RECENZJE	
K. Hoffmann: J. Robert Oppenheimer, twórca pierwszej bomby atomowej (rec. J. Żylicz)	100
LISTY DO REDAKCJI	
K. Fiałkowski – Jaka jest pozycja w świecie polskiej fizyki wysokich energii?	102

A. Budzanowski, A. Hryniewicz, J. Janik, R. Sosnowski – Wzrost znaczenia Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych dla polskiej nauki	103
KRONIKA	105

Zeszyt 3

H.L. Stormer – Ułamkowy kwantowy efekt Halla (tłum. J. Wróbel)	113
RÓŻNE	
Granty KBN z fizyki: XVI i XVII konkurs	134
W.I. Arnold – O nauczaniu matematyki (tłum. D. Śledzińska-Błocka)	140
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
A. Pajęczkowska – W 115 rocznicę urodzin Jana Czochralskiego	146
DYDAKTYKA FIZYKI	
M. Klisowska, R. Zawisza – Dydaktyczne aspekty stosowania analogii w nauczaniu fizyki	149
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
J. Szuber – Semiconductor Surface Passivation '99	157
D. Nowak-Szczepaniak – XIV Sympozjum Maksa Borna	158
RECENZJE	
R.P. Brennan: Na ramionach olbrzymów – życie i dzieło twórców współczesnej fizyki (rec. Z. Białynicka-Birula)	158
LISTY DO REDAKCJI	
A. Jarema – Pulsacja czy częstość kołowa	159
KRONIKA	160

Zeszyt 4

S. Taczanowski – Transmutacje, układy podkrytyczne i energia	169
Z. Ajduk, S. Pokorski – Fizyka oddziaływań elementarnych po powstaniu ich teorii	178
G. Hähner, N. Spencer – Pocieranie i ścieranie (tłum. Z. Rymuza)	185
RÓŻNE	
O.A. Chomicki – Międzynarodowe organizacje fizyki medycznej i inżynierii biomedycznej	195
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
A. Ghiorso, D.C. Hoffman, A. Sobczewski – Glenn Theodore Seaborg (1912 – 1999)	199
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
Z. Czapla – XXIV Szkoła Fizyki Ferroelektryków ..	213
E. Kapuściak, A. Horzela – I Cracow-Clausthal Workshop	213
A. Pękalski – 36. Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej	214

RECENZJE

R. Gilmore: Współczesna opowieść wigilijna – Energia, czas i natura kwantów (rec. J. Mostowski)	215
KRONIKA	216

Zeszyt 5

A. Udalski – Organizacja i wyniki poszukiwań ciemnej materii z wykorzystaniem polskiego teleskopu w Chile	225
A. Woszczyk – Astronomia w dobie teleskopu kosmicznego	230
K. Ziolkowski – Projekty kosmicznych misji marsjańskich	240
A. Geim – Wszystko jest magnetyczne, czyli lewitować każdy może (tłum. A. Wiśniewski)	244
M. Schroeder – Akustyka sal koncertowych: na styku fizyki i psychologii (tłum. E. Hojan)	250
DYDAKTYKA FIZYKI	
S. Bednarek – Doświadczenia wprowadzające do teorii zjawisk chaotycznych	256
D. Roth, F. Schweickert, M. Menzel, H.J. Jodl – Zastosowanie multimediów w projekcie FiPS (tłum. M. Piętka)	261
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
Z. Gołąb-Meyer – Przedszkole fizyki	265
E. Dobierzewska-Mozrzyńska, J. Misiewicz, R. Poprawski, W. Salejda – XIII Konferencja: Nauczanie Fizyki w Wyższych Szkołach Technicznych	265

RECENZJE

S. Szpikowski: Elementy mechaniki kwantowej (rec. J. Kamiński)	267
G. Charpak, R.L. Garwin: Błędne ogniki i grzyby atomowe (rec. M. Budzyński)	269
R. Gilmore: Alicja w krainie kwantów. Alegoria fizyki kwantowej (rec. J. Mostowski)	270
LISTY DO REDAKCJI	
A. Zastawny – Fizycy, opamiętajmy się	272
J. Spałek – Jednostki mają służyć fizyce	272
KRONIKA	274

Zeszyt 6

M.J.G. Veltman – Od oddziaływań słabych do grawitacji (tłum. P. Chankowski)	281
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
A. Kiejna – Stulecie wzoru i stałej Plancka	294
J. Dąbrowski – Zdzisław Szymański (1926 – 1999)	303
DYDAKTYKA FIZYKI	
M. Rozwadowski, B. Sandell – Badanie zjawisk towarzyszących rozchodzeniu się fal ultradźwiękowych w powietrzu	306
K. Szczegot, J. Piotrowski, R. Smolec, K. Surowiecka – Symulacja akustyczna dwuwymiarowego kryształu fotonowego	310
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
A. Gadomski – Teoria skalowania i układy nieuporządkowane	321

RECENZJE

C. Kittel: Wstęp do fizyki ciała stałego (rec. K. Krop)	323
KRONIKA	327
ROZNY SPIS TREŚCI	334

SPIS TREŚCI WEDŁUG AUTORÓW

Z. Ajduk, S. Pokorski – Fizyka oddziaływań elementarnych po powstaniu ich teorii	4, 178
W.I. Arnold – O nauczaniu matematyki	3, 140
S. Bednarek – Doświadczenia wprowadzające do teorii zjawisk chaotycznych	5, 256
A. Budzanowski, A. Hryniewicz, J. Janik, R. Sosnowski – Wzrost znaczenia Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych dla polskiej nauki	2, 103
S. Cebrat, M.R. Dudek – XIII Sympozjum Maksa Borna	1, 44
O.A. Chomicki – Międzynarodowe organizacje fizyki medycznej i inżynierii biomedycznej	4, 195
Z. Czapla – XXIV Szkoła Fizyki Ferroelektryków	4, 213
J. Dąbrowski – Zdzisław Szymański (1926 – 1999)	6, 303
E. Dobierzewska-Mozrzyńska, J. Misiewicz, R. Poprawski, W. Salejda – XIII Konferencja: Nauczanie Fizyki w Wyższych Szkołach Technicznych	5, 265
M.R. Dudek – patrz S. Cebrat, M.R. Dudek	1, 44
K. Fiałkowski – Jaka jest pozycja w świecie polskiej fizyki wysokich energii?	2, 102
A. Gadomski – Statistical Physics Applied to Practical Problems	2, 98
A. Gadomski – Teoria skalowania i układy nieuporządkowane	6, 321
A. Geim – Wszystko jest magnetyczne, czyli lewitować każdy może	5, 244
A. Ghiorso, D.C. Hoffman, A. Sobczewski – Glenn Theodore Seaborg (1912 – 1999)	4, 199
Z. Gołąb-Meyer – Oceńmy nowe podręczniki	1, 47
Z. Gołąb-Meyer – Czy grozi nam rewolucja w nauczaniu fizyki?	2, 85
Z. Gołąb-Meyer – Przedszkole fizyki	5, 265
A. Graczyk, M. Kwaśny, Z. Mierczyk – Zastosowania laserów w medycynie ze szczególnym uwzględnieniem chorób nowotworowych	1, 16
G. Hähner, N. Spencer – Pocieranie i ścieranie	4, 185
D.C. Hoffman – patrz A. Ghiorso, D.C. Hoffman, A. Sobczewski	4, 199
A. Horzela – patrz E. Kapuścik, A. Horzela	4, 213
A. Hryniewicz – patrz A. Budzanowski, A. Hryniewicz, J. Janik, R. Sosnowski	2, 103
J. Janik – patrz A. Budzanowski, A. Hryniewicz, J. Janik, R. Sosnowski	2, 103
A. Jarema – Pulsacja czy częstość kołowa	3, 159
H.J. Jodl – patrz D. Roth, F. Schweickert, M. Menzel, H.J. Jodl	5, 261
E. Kapuścik, A. Horzela – I Cracow-Clausthal Workshop	4, 213
A. Kiejna – Stulecie wzoru i stałej Plancka	6, 294
M. Klisowska, R. Zawisza – Dydaktyczne aspekty stosowania analogii w nauczaniu fizyki	3, 149
A. Kopystyńska – XXXV Zjazd Fizyków Polskich w Białymstoku	1, 42

M. Kwaśny – patrz A. Graczyk, M. Kwaśny, Z. Mierczyk	1, 16	A. Sobiczewski – patrz A. Ghiorso, D.C. Hoffman, A. Sobiczewski	4, 199
R.B. Laughlin – Ułamkowe kwantowanie	2, 68	R. Sosnowski – patrz A. Budzanowski, A. Hrynkiwicz, J. Janik, R. Sosnowski	2, 103
M. Menzel – patrz D. Roth, F. Schweickert, M. Menzel, H.J. Jodl	5, 261	J. Spałek – Świat skorelowanych fermionów: lokalizacja Motta i cieczy kwantowe superciężkich kwazicząstek	1, 1
Z. Mierczyk – patrz A. Graczyk, M. Kwaśny, Z. Mierczyk	1, 16	J. Spałek – Jednostki mają służyć fizyce	5, 272
J. Misiewicz – patrz E. Dobierzewska-Mozrzyimas, J. Misiewicz, R. Poprawski, W. Salejda	5, 265	N. Spencer – patrz G. Hähner, N. Spencer	4, 185
D. Nowak-Szczepaniak – XIV Sympozjum Maksa Borna	3, 158	H.L. Stormer – Ułamkowy kwantowy efekt Halla ..	3, 113
A. Pajęczkowska – W 115 rocznicę urodzin Jana Czochrałskiego	3, 146	K. Surowiecka – patrz K. Szczegot, J. Piotrowski, R. Smolec, K. Surowiecka	6, 310
A. Pękalski – 36. Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej	4, 214	K. Szczegot, J. Piotrowski, R. Smolec, K. Surowiecka – Symulacja akustyczna dwuwymiarowego kryształu fotonowego	6, 310
J. Piotrowski – patrz K. Szczegot, J. Piotrowski, R. Smolec, K. Surowiecka	6, 310	A. Szmyrka-Grzebyk – TEMPMEKO '99	2, 99
S. Pokorski – patrz Z. Ajduk, S. Pokorski	4, 178	J. Szuber – Semiconductor Surface Passivation '99 ..	3, 157
R. Poprawski – patrz E. Dobierzewska-Mozrzyimas, J. Misiewicz, R. Poprawski, W. Salejda	5, 265	H. Szydłowski – Nauczyciele fizyki chcą się kształcić ..	1, 47
A. Rogalski – Nowe tendencje w rozwoju detektorów promieniowania elektromagnetycznego ..	2, 57	H. Szydłowski – Międzynarodowe normy oceny niepewności pomiarów	2, 92
D. Roth, F. Schweickert, M. Menzel, H.J. Jodl – Zastosowanie multimediów w projekcie FiPS	5, 261	S. Taczanowski – Transmutacje, układy podkrytyczne i energia	4, 169
M. Rozwadowski, B. Sandell – Badanie zjawisk towarzyszących rozchodzeniu się fal ultradźwiękowych w powietrzu	6, 306	R. Torge – Budowa i rozwój Instytutu Fizyki Uniwersytetu Wrocławskiego za czasów Ottona Lummera	1, 31
W. Salejda – patrz E. Dobierzewska-Mozrzyimas, J. Misiewicz, R. Poprawski, W. Salejda	5, 265	A. Udalski – Organizacja i wyniki poszukiwań ciemnej materii z wykorzystaniem polskiego teleskopu w Chile	5, 225
B. Sandell – patrz M. Rozwadowski, B. Sandell ..	6, 306	M.J.G. Veltman – Od oddziaływań słabych do grawitacji	6, 281
M. Schroeder – Akustyka sal koncertowych: na styku fizyki i psychologii	5, 250	M. Weiden – Spinowy stan Peierlsa	1, 22
F. Schweickert – patrz D. Roth, F. Schweickert, M. Menzel, H.J. Jodl	5, 261	A. Woszczyk – Astronomia w dobie teleskopu kosmicznego	5, 230
R. Smolec – patrz K. Szczegot, J. Piotrowski, R. Smolec, K. Surowiecka	6, 310	A. Zastawny – Fizycy, opamiętajmy się	5, 272
		R. Zawisza – patrz M. Klisowska, R. Zawisza	3, 149
		K. Ziołkowski – Projekty kosmicznych misji marsjańskich	5, 240

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 2001 r. wynosi 30,00 zł za pół roku, 60,00 zł za rok. Prenumeratę można zamówić za pośrednictwem:

I. RUCH-u

1. Wpłaty na prenumeratę przyjmują jednostki kolportażowe „RUCH” S.A. właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora.

2. Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę: cena prenumeraty krajowej + rzeczywiste koszty wysyłki. Wpłaty przyjmuje „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy na konto: PEKAO SA IV O/Warszawa nr 12401053-40060347-2700-401112-001 lub w kasie Oddziału (Warszawa, ul. Jana Kazimierza 31/33). Zlecenia na prenumeratę dewizową, przyjmowane od osób zamieszkałych za granicą, realizowane są od dowolnego numeru.

3. Terminy przyjmowania wpłat na prenumeratę krajową i zagraniczną: do 5 grudnia – na I półrocze roku następnego, do 5 czerwca – na II półrocze roku bieżącego.

II. ZARZĄDU GŁÓWNEGO PTF

Prenumeratę można także zamówić w Zarządzie Głównym PTF, drogą wpłaty na konto ZG PTF w PKO BP IX O/Warszawa nr 10201097-335245-270-1-111 lub w Biurze Zarządu Głównego PTF. Dostawa *Postępów Fizyki* następuje drogą pocztową na wskazany adres.

III. ODDZIAŁÓW PTF

Prenumeratę można zamówić również w oddziale PTF. Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w oddziałach PTF na cały rok, otrzymują 40% zniżki. Taka sama zniżka (40%) przysługuje studentom. Dostawa *Postępów Fizyki* odbywa się za pośrednictwem oddziału PTF.

INFORMACJE DLA AUTORÓW

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

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

2. Maszynopisy pracy należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres (również komputerowy) do dalszej korespondencji.

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

4. Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tabele (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.

5. Układ strony tytułowej (tytuł polski, angielski, streszczenie angielskie, ...), tekstu, odnośników literaturowych itd. powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postęпах Fizyki* (patrz artykuły np. w tym numerze).

6. Aby skrócić cykl wydawniczy, prosimy autorów przygotowujących swe artykuły na komputerach o nadsyłanie, wraz z maszynopisami, **plików**, zawierających **teksty artykułów** oraz **rysunki**, pocztą elektroniczną (nasz adres: postepy@fuw.edu.pl) lub na dyskietkach.

7. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej.

8. Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

POSTĘPY FIZYKI (ADVANCES IN PHYSICS), founded in 1949, is published bimonthly in Polish with abstracts in English by the Polish Physical Society with a support of the Polish State Research Committee (KBN) and the Physics Faculty of the Warsaw University.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributor or directly to „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy, ul. Jana Kazimierza 31/33, skrytka pocztowa 12, 00-958 Warszawa, Poland.

SPIS TREŚCI

M.J.G. Veltman – Od oddziaływań słabych do grawitacji	281
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
A. Kiejna – Stulecie wzoru i stałej Plancka ...	294
J. Dąbrowski – Zdzisław Szymański (1926–99)	303
DYDAKTYKA FIZYKI	
M. Rozwadowski, B. Sandell – Badanie zjawisk towarzyszących rozchodzeniu się fal ultradźwiękowych w powietrzu	306
K. Szczegot, J. Piotrowski, R. Smolec, K. Surowiecka – Symulacja akustyczna dwuwymiarowego kryształu fotonowego	310
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	321
RECENZJE	323
KRONIKA	327
ROCZNY SPIS TREŚCI	334

CONTENTS

M.J.G. Veltman – From weak interactions to gravitation	281
RECOLLECTIONS – ANNIVERSARIES	
A. Kiejna – Centenary of Planck's equation and constant	294
J. Dąbrowski – Zdzisław Szymański (1926–99)	303
PHYSICS TEACHING	
M. Rozwadowski, B. Sandell – Investigations of the phenomena of the propagation of ultrasound waves in the atmosphere	306
K. Szczegot, J. Piotrowski, R. Smolec, K. Surowiecka – Acoustic simulation of two-dimensional photon crystal	310
MEETINGS AND CONFERENCES	321
REVIEWS	323
CHRONICLE	327
ANNUAL TABLE OF CONTENTS	334

WKRÓTCE

- *Wykład noblowski Gerardusa 't Hoofta*
- *Rozmowa z Janem Łopuszańskim*
- *Kacper Zalewski o fizyce w Polsce w roku 2000*
- *Adrian Kent: Nocne rozmyślenia fizyka kwantowego*
- *O koncepcji nauczania fizyki środowiska (Egbert Boeker) i studiach licencjackich „Fizyka środowiska” na UW (Konrad Bajer)*