

tom 58

zeszyt 2 rok 2007

nr indeksu 369721

cena 12 zł (0% VAT)

POSTĘPY FIZYKI

Dwumiesięcznik Polskiego Towarzystwa Fizycznego



Nieliniowa optyka atomów

Model Hubbarda

Pierwiastek 118



ISSN 0032-5430



9 770032 543004 >



XXXIX ZJAZD FIZYKÓW POLSKICH

Szczecin, 9–14 września 2007 r.



W imieniu Komitetu Organizacyjnego serdecznie zapraszam do wzięcia udziału w XXXIX Zjeździe Fizyków Polskich, który w tym roku odbędzie się w Szczecinie.

Planujemy bogaty i interesujący program Zjazdu, który będzie zawierał sesje plenarne, sesje specjalistyczne i plakatowe, a także imprezy towarzyszące.

Wykłady plenarne, wygłaszane przez wybitnych fizyków polskich i zagranicznych, poświęcone będą najnowszym osiągnięciom fizyki światowej, natomiast na sesjach specjalistycznych prezentowane będą najnowsze osiągnięcia w danej specjalności. Wierzymy, że uda się nam spełnić zamiar, by zarówno wykłady na sesjach plenarnych jak i specjalistycznych były interesujące dla szerokiego grona fizyków, a nie tylko dla specjalistów. Główną ideą przyświecającą organizatorom Zjazdu jest popularyzacja fizyki na poziomie uniwersyteckim z ukłonem w stronę szeroko rozumianej popularyzacji.

Przygotowujemy atrakcyjny program imprez towarzyszących, a wśród nich koncert w sali Opery na Zamku Książąt Pomorskich, w trakcie którego wykonany zostanie przez orkiestrę „Akademia” pod batutą prof. Bohdana Boguszewskiego utwór Piotra Klimka „Ventus Solaris”. Utwór został skomponowany z okazji forum astronomicznego poświęconego pogodzie kosmicznej, które odbyło się w Szczecinie w listopadzie 2002 roku.

Uczestnicy Zjazdu będą mogli obejrzeć replikę doświadczenia Cavendisha, jak również obejrzeć atrakcyjny film popularnonaukowy „Solarmax”.

Zjazd będzie się odbywał w nowoczesnym Centrum Konferencyjnym Uniwersytetu Szczecińskiego, które mieści się w gmachu Wydziału Humanistycznego przy ul. Krakowskiej 71-79. Przyjezdni uczestnicy Zjazdu zostaną zakwaterowani w domach studenckich, będzie także możliwość zakwaterowania na korzystnych warunkach w hotelach. Organizatorzy Zjazdu zapewnią transport z miejsc zakwaterowania do Centrum.

Informacje o Zjeździe będą się ukazywały na stronie internetowej zjazdptf.ps.pl, dostępnej także bezpośrednio ze strony głównej Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Z serdecznymi pozdrowieniami,
Przewodniczący Komitetu Organizacyjnego
Dr hab. Adam Bechler

ORGANIZATORZY ZJAZDU

Oddział Szczeciński PTF, Uniwersytet Szczeciński, Politechnika Szczecińska, Akademia Morska w Szczecinie
Przewodniczący Komitetu Organizacyjnego: dr hab. Adam Bechler
Instytut Fizyki Uniwersytetu Szczecińskiego, Wielkopolska 15, 70-451 Szczecin
tel: (91) 444 12 28, 444 12 52, fax: (91) 444 12 26, adamb@sus.univ.szczecin.pl

TEMATYKA ZJAZDU

Fizyka atomowa, molekularna i optyczna, fizyka fazy skondensowanej, kosmologia i grawitacja, biofizyka, fizyka jądra i cząstek elementarnych, fizyka środowiska, nauczanie i popularyzacja fizyki

KOSZT UCZESTNICTWA

Przewidywany pełny koszt uczestnictwa wynosi 900 zł. Na koszt ten składa się opłata konferencyjna oraz koszty zakwaterowania i żywienia.
Wysokość opłaty konferencyjnej: pełna 450 zł,
członkowie PTF z opłaconymi składkami 350 zł, nauczyciele i studenci 150 zł.
Dla uczestników uprawnionych do jednej z opłat ulgowych całkowity koszt uczestnictwa będzie odpowiednio niższy.

REJESTRACJA

Rejestracja on-line wkrótce na stronie Zjazdu

WAŻNE TERMINY

Streszczenia wykładów – 31 maja 2007 r.
Rejestracja i opłata konferencyjna – 30 czerwca 2007 r.
Po tym terminie opłata konferencyjna będzie o 150 zł wyższa.

KONTO BANKOWE

ING Bank Śląski S.A. konto nr 46 1050 1559 1000 0022 8790 4474
W tytule zapłaty należy koniecznie podać: subkonto 0024.

RADA REDAKCYJNA

Andrzej Kajetan Wróblewski (przewodniczący), Mieczysław Budzyński, Andrzej Dobek, Witold Dobrowolski, Zofia Gołąb-Meyer, Adam Kiejna, Józef Szudy

REDAKTOR HONOROWY

Adam Sobiczewski

KOMITET REDAKCYJNY

Jerzy Gronkowski (redaktor naczelny), Mirosław Łukaszewski, Magdalena Staszal, Marek Więckowski, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji:

ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, e-mail: postepy@fuw.edu.pl, Internet: postepy.fuw.edu.pl

KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Maciej Piętka (Białystok), Aleksandra Wronkowska (Bydgoszcz), Marian Głowacki (Częstochowa), Ryszard Drozdowski (Gdańsk), Roman Bukowski (Gliwice), Jerzy Warczewski (Katowice), Małgorzata Wysocka-Kunisz (Kielce), Małgorzata Nowina Konopka (Kraków), Elżbieta Jartych (Lublin), Michał Szanecki (Łódź), Halina Pięta (Opole), Maria Połomska (Poznań), Małgorzata Pociąg (Rzeszów), Małgorzata Kuzio (Stupsk), Janusz Typek (Szczecin), Winićjusz Drozdowski (Toruń), Aleksandra Miłoz (Warszawa), Bernard Janczewicz (Wrocław), Joanna Borgensztajn (Zielona Góra)

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Reinhard Kulesa (prezes), Krystyna Ławniczak-Jabłońska (sekretarz generalny), Roman Puźniak (skarbnik), Jacek M. Baranowski, Przemysław Dereń, Mirosław Trociuk i Jerzy Warczewski (członkowie wykonawczy), Bolesław Augustyniak, Maria Dobkowska, Stanisław Dubiel, Henryk Figiel, Jacek Przemysław Goc, Zofia Gołąb-Meyer, Bernard Janczewicz i Ewa Kurek (członkowie)

Adres Zarządu:

ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel./fax: 022-6212668, e-mail: ptf@fuw.edu.pl, Internet: ptf.fuw.edu.pl

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

Eugeniusz Żukowski (Białystok), Stefan Kruszewski (Bydgoszcz), Michał Piasecki (Częstochowa), Bolesław Augustyniak (Gdańsk), Andrzej Klimasek (Gliwice), Maciej Maśka (Katowice), Aldona Kubala-Kukuś (Kielce), Zbigniew Majka (Kraków), Jerzy Żuk (Lublin), Bogusław Broda (Łódź), Stanisław Waga (Opole), Roman Świetlik (Poznań), Małgorzata Klisowska (Rzeszów), Grzegorz Karwasz (Stupsk), Adam Bechler (Szczecin), Ryszard S. Trawiński (Toruń), Jerzy Garbarczyk (Warszawa), Zbigniew Kietowski (Wrocław), Paweł B. Szczaniecki (Zielona Góra)

REDAKTORZY NACZELNI INNYCH CZASOPISM

WYDAWANYCH POD EGIDĄ PTF

Witold D. Dobrowolski – *Acta Physica Polonica A*, Andrzej Staruszkiewicz – *Acta Physica Polonica B*, Andrzej Jamiołkowski – *Reports on Mathematical Physics*, Marek Kordos – *Delta*, Zofia Gołąb-Meyer – *Foton*, Zbigniew Wiśniewski (redaktor prowadzący) – *Fizyka w Szkole*

Czasopismo ukazuje się od 1949 r.

Wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne

Dofinansowanie: Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego

Patronat: Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Skład komputerowy w redakcji

Opracowanie okładki: Studio Graficzne etNova Piotr Zen-dak i Wspólnicy sp.j., tel.: 022-8735520, e-mail: etnova@etnova.pl

Druk i oprawa: „UNI-DRUK”, Warszawa, ul. Buńczuk 7b

ISSN 0032-5430

SPIS TREŚCI

Nagroda FNP dla Tomasza Dietla	50
A. Sobiczewski – Obserwacja pierwiastka 118 w Dubnej	52
M. Trippenbach, E. Infeld – Nieliniowa optyka atomów	55
J. Wojtkiewicz – O modelu Hubbarda słów kilka	66
PTF	72
WSPOMNIENIA: Ziemowid Sujkowski (1933–2006) ..	73
Panel dyskusyjny „Fizyka i Metafizyka”	75
RECENZJE	83
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	86
NOWI PROFESOROWIE	88
KRONIKA	92

Drodzy Czytelnicy!

Językiem fizyki jest matematyka, dlatego w *Postęпах*, czasopiśmie przedstawiającym osiągnięcia współczesnej fizyki, nie można – tak jak w wydawnictwach popularnonaukowych – unikać wzorów i równań, tym bardziej że chyba zdecydowana większość fizyków ma do matematyki słabość. Mamy więc nadzieję, że do wnikliwej lektury dwóch ciekawych i aktualnych artykułów nie zniechęci Państwa pewna dawka zawartych w nich zastosowań matematyki. Pierwszy z nich jest prezentacją dzisiejszego stanu młodej dziedziny – nieliniowej optyki atomów – autorstwa jej aktywnych współtwórców, teoretyków Marka Trippenbacha i Eryka Infelda. Drugi, napisany przez Jacka Wojtkiewicza, przedstawia jeden z najczęściej stosowanych modeli opisu elektronów skorelowanych w sieci kryształu – model Hubbarda.

Polecamy także kolejną relację z prób poszerzenia układu okresowego Mendelejewa o nowe pierwiastki superciężkie, przygotowaną przez wieloletniego redaktora naczelnego *Postępów*, Adama Sobiczewskiego, który – sam od lat wnosząc istotny wkład teoretyczny do tych starań – regularnie informuje też Czytelników o postępach na tym polu.

Szczególną przyjemność sprawia nam możliwość zamieszczenia przygotowanego kompetentnie i przystępnie przez Jana Gaję opisu osiągnięć naszego byłego kolegi redakcyjnego, Tomka Dietla, za które Fundacja na rzecz Nauki Polskiej przyznała mu w ubiegłym roku „polskiego Nobla”. Tomku, także i tą drogą gratulujemy Ci tej prestiżowej nagrody!

Jerzy Gronkowski

Na okładce:

Środa 12 lipca 1995 r., Union Canal pod Edynburgiem – uczestnicy międzynarodowej konferencji na Uniwersytecie Heriotta-Watta poświęconej fałom nieliniowym w fizyce i biologii asystują przy rekonstrukcji pierwszej obserwacji solitonu przez Johna Scotta Russella w 1834 r. (dzięki uprzejmości Chrisa Eilbecka z Heriot-Watt University, do artykułu na str. 55).

Nagroda FNP dla Tomasza Dietla

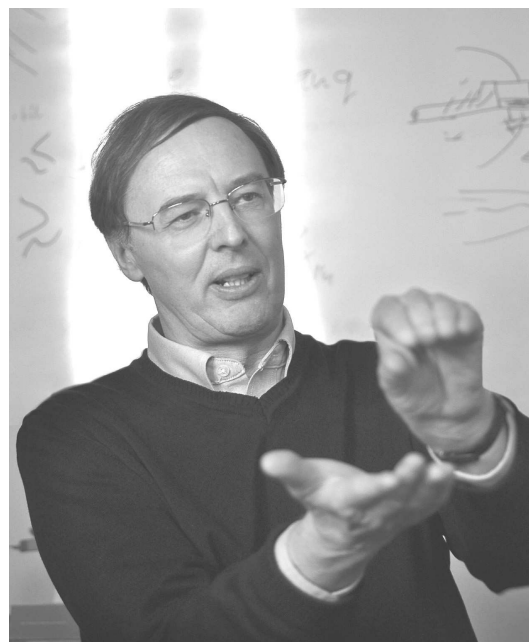
Nagrody Fundacji na rzecz Nauki Polskiej stanowią najpoważniejsze wyróżnienie, jakie może w Polsce otrzymać naukowiec. Są przyznawane w czterech kategoriach nauk: humanistycznych i społecznych, przyrodniczych i medycznych, ścisłych oraz technicznych. W roku 2006 przyznano je we wszystkich czterech kategoriach w wysokości po 150 tysięcy złotych. W dziedzinie nauk ścisłych laureatem został fizyk, profesor Tomasz Dietl z Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk oraz Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, za opracowanie potwierdzonej w ostatnich latach teorii rozcieńczonych półprzewodników ferromagnetycznych oraz zademonstrowanie nowych metod sterowania namagnesowaniem.

Po co te badania?

Prace Tomasza Dietla przyczyniły się do budowy podstaw fizycznych nowej gałęzi elektroniki zwanej spintroniką [1]. W odróżnieniu od elektroniki, która do przechowywania, przetwarzania i przekazywania informacji posługuje się ładunkiem elektronu, spintronika wykorzystuje do tych celów jego wewnętrzny moment pędu – spin. Spinowi elektronu towarzyszy moment magnetyczny i dlatego spintronika jest głęboko związana z magnetycznymi właściwościami materii. Entuzjaści spintroniki widzą w niej perspektywę powiększenia szybkości działania elementów elektronicznych i zmniejszenia zużycia energii. Narodziny spintroniki są najczęściej wiązane z odkryciem pod koniec lat osiemdziesiątych XX w. gigantycznego magnetooporu (ang. Giant Magneto-Resistance, GMR) w warstwowych strukturach z metalicznymi ferromagnetykami. Odkrycie to znalazło zastosowanie do odczytywania informacji zapisanej magnetycznie na komputerowych twardych dyskach. Jednak trudności z połączeniem struktur metalicznych z półprzewodnikowymi obwodami elektronicznymi stymulują intensywne poszukiwania półprzewodników ferromagnetycznych, które mogłyby zastąpić struktury metaliczne. Właśnie na tym polu Tomasz Dietl osiągnął sukcesy nagrodzone przez Fundację na rzecz Nauki Polskiej.

Korzenie

Nagrodzone sukcesy Tomasza Dietla wywodzą się z fizyki półprzewodników zawierających jony magnetyczne, zwanych w Polsce półmagnetycznymi (semimagnetic semiconductors), a w Stanach Zjednoczonych najczęściej rozcieńczonymi magnetycznymi (diluted magnetic semiconductors). Materiały te są badane od późnych lat siedemdziesiątych [2–4]. Szybko odkryto ich spektakularne właściwości (gigantyczny efekt Faradaya i Zeemana, silny wpływ temperatury na przewodzenie prądu w kwantującym polu magnetycznym) i zauważono, że decyduje o nich oddziaływanie między jonami magnetycznymi a elektronami w pasmie przewodnictwa i walencyjnym. Do zrozumienia nowo odkrytych zjawisk wystarczyło



Tomasz Dietl (fot. Wojciech Druszczyk, *Polityka*)

rozumowanie w prostym schemacie: pole magnetyczne porządkuje spiny jonów magnetycznych, a te silnie działają na spiny nośników (elektronów i dziur) w półprzewodniku. Pośrednicząca rola jonów magnetycznych skutkuje ogromnym wzmocnieniem wpływu pola magnetycznego na półprzewodnik. Pojawiła się jednak myśl, że skoro jony magnetyczne tak silnie działają na nośniki, to może podobny wpływ zachodzi także w przeciwną stronę? Żeby ten wpływ był skuteczny, należy wytworzyć odpowiednio dużą koncentrację nośników. Pierwsza realizacja tego pomysłu dokonała się w skali lokalnej – ta duża koncentracja odnosiła się do jednego tylko elektronu, skupionego na niewielkim obszarze przyciąganiem dodatniego centrum – donora. Elektron w stanie donorowym jest w stanie uporządkować spiny jonów magnetycznych w swoim zasięgu. Tak powstały twór nosi nazwę (związanego) polaronu magnetycznego. I tu pojawia się pierwszy ważny wkład Tomasza Dietla w fizykę półprzewodników półmagnetycznych: wspólnie z Józefem Spałkiem opracował teorię związanego polaronu magnetycznego [5].

Ferromagnetyzm

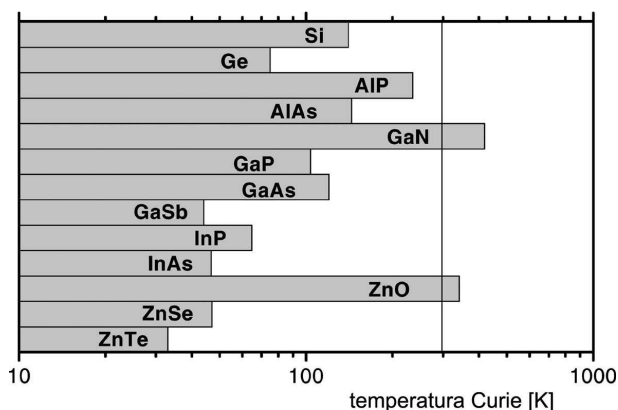
Dalej wszystko potoczyło się szybko: w półprzewodnikach półmagnetycznych zawierających dostatecznie dużą koncentrację nośników został zaobserwowany prawdziwy ferromagnetyzm: uporządkowanie spinów już nie w skali lokalnej, ale makroskopowej. Dietl zwrócił wtedy uwagę na studnie kwantowe – opracował teorię ferromagnetyzmu wywołanego obecnością dużej koncentracji nośników

w studni kwantowej zawierającej jony magnetyczne [6]. Zainspirował kolegów z Grenoble, którzy wytworzyli odpowiednie struktury, i ferromagnetyzm został zaobserwowany [7]. Ten rodzaj ferromagnetyzmu okazał się szczególnie interesujący ze względu na możliwość sterowania: ferromagnetyzm można „wyłączyć”, wypędzając nośniki ze studni, a to da się zrobić zarówno światłem, jak i polem elektrycznym. I tu dochodzimy wreszcie do osiągnięć nagrodzonych przez Fundację na rzecz Nauki Polskiej: należy do nich udział Tomasza Dietla w doświadczalnym potwierdzeniu tych mechanizmów, zarówno w studniach kwantowych wytworzonych we Francji [8], jak i strukturach półprzewodnikowych otrzymanych w Japonii [9].

Bezspornie jednak największym sukcesem Laureata było opracowanie teorii trójwymiarowych rozcieńczonych półprzewodników ferromagnetycznych w związku z poszukiwaniem materiałów półprzewodnikowych wykazujących ferromagnetyzm w temperaturze pokojowej.

Sukces czy porażka?

Poniżej zapewne najczęściej cytowany rysunek autorstwa Tomasza Dietla. Przedstawia on temperatury Curie



ferromagnetyków otrzymanych przez zastąpienie w różnych półprzewodnikach 5% kationów (atomów) atomami manganu oraz wprowadzenie $3,5 \cdot 10^{20}$ dziur na cm^3 . Jest to wynik rachunku, który został przeprowadzony w prostym pojęciowo modelu pola średniego, lecz obliczenia wymagały uwzględnienia skomplikowanej struktury pasm walencyjnych rozważanych materiałów. Rysunek ten daje nadzieję otrzymania półprzewodników wykazujących ferromagnetyzm w temperaturze pokojowej przy użyciu azotku galu lub tlenku cynku – dwóch półprzewodników o dużej (powyżej 3 eV) przerwie energetycznej. Uzyskanie założonych w rachunku parametrów wydawało się realistyczne, wyniki rachunku zostały opublikowane w prestiżowym piśmie *Science* [10], a spintronika stawała się hasłem coraz bardziej aktualnym. To wszystko wytworzyło przekonanie, że podjęcie poważnego wysiłku dla zrealizowania pomysłu teoretyków może zrodzić duży sukces naukowy, a w dalszej perspektywie ekonomiczny. Co więcej, przekonanie to podzielili także ludzie odpowiedzialni za finansowanie nauki w różnych krajach. W rezultacie

ruszyła cała lawina publikacji doświadczalnych, w których donoszono o uzyskaniu wyników zgodnych z przewidywaniami artykułu z *Science*, a nawet o obserwacji ferromagnetyzmu w temperaturach znacznie wyższych niż tam przewidywane. Artykuł został zacytowany ponad 1500 razy (wg *Science Citation Index* z grudnia 2006 r.). Profesor Dietl stał się gwiazdą międzynarodowego środowiska naukowego, wdzięcznego za spływający na nie deszcz pieniędzy, umożliwiający intensywny rozwój badań. Czy jednak możemy mówić o pełnym sukcesie naukowym? Wkrótce pojawiły się wątpliwości, czy materiały, w których zaobserwowano wysokotemperaturowy ferromagnetyzm, są rzeczywiście tym, co planowali ich producenci. Wśród ekspertów przeważała opinia, że w rzeczywistości mamy do czynienia z materiałami dwufazowymi, zawierającymi bardzo drobne wytrącenia ferromagnetyczne. Tak drobne, że standardowe metody charakterystyki, np. rentgenowskiej, nie pozwalały na ich wykrycie. Pojawiły się wątpliwości, czy takie materiały mogą być użyteczne w spintronice. A więc sukces medialny, ale niepowodzenie naukowe? Bądźmy obiektywni. To, że nie udało się zrealizować układu opisywanego przez teorię, nie znaczy, że jest ona zła. W przypadkach, gdy wytwarza się materiał jednofazowy, teoria Dietla sprawdza się z dobrą dokładnością [11]. A poza tym...

Przekuć niepowodzenie w sukces

Wiele lat zajmowania się fizyką skłania mnie do sformułowania mojej osobistej definicji satysfakcji w tym zawodzie. Wyrażam ją zdaniem: „Fizyk cieszy się dwa razy”. Pierwszy raz, kiedy uda mu się podpatrzeć jakąś prawidłowość w przyrodzie. Drugi raz, kiedy potrafi ją zakwestionować: może nie tyle wykazać, że jest kompletnie nieprawdziwa, co wskazać jej ograniczenia, które często otwierają nowe, interesujące perspektywy. Myślę, że taka satysfakcja przypadła w udziale Tomaszowi Dietlowi. Z pewnością zasłużenie, bo zamiast wstąpić na szaniec i bronić dzielnie swojej teorii, zarzucać partactwo technologom, potrafił dostrzec w ich wynikach nową szansę i rzucić im kolejne wyzwanie. Ta szansa nosi nazwę rozkładu spinodalnego. Żeby wyjaśnić, w czym rzecz, trzeba zacząć od wad dwufazowego półprzewodnika magnetycznego. Fundamentalną cechą półprzewodników magnetycznych jest sprzężenie między jonami magnetycznymi a nośnikami prądu, umożliwiające m.in. elektryczne czy optyczne sterowanie namagnesowaniem, tak atrakcyjne dla spintroniki. W przypadku oddzielenia fazy magnetycznej (wytrącenia) od półprzewodnika (kryształ macierzysty) sprzężenie znika, a wraz z nim atrakcyjność materiału dla spintroniki. I tu pojawia się szansa związana z rozkładem spinodalnym, który polega na samorzutnej segregacji materiału na obszary o zwiększonej i zmniejszonej gęstości jednego ze składników, tu: pierwiastka magnetycznego. Tak powstałe wytrącenia ferromagnetyczne są bardzo małe (rzędu nanometrów) i najczęściej mają taką samą strukturę krystaliczną, jak macierzysty półprzewodnik. Oba te czynniki ułatwiają elektronom z półprzewodnika penetrację w głąb

nanowytrąceń, a więc osiągnięcie sprzężenia z podukładem magnetycznym. A zatem dwufazowe półprzewodniki ferromagnetyczne nie są dla spintroniki stracone!

Nowa szansa sterowania ferromagnetyzmem

Ale to nie wszystko. Dietl zwrócił uwagę, że rozkładem spinodalnym można sterować, zmieniając stan ładunkowy atomów magnetycznych [12]. Samorzutna segregacja następuje bowiem wtedy, kiedy dwa atomy magnetyczne w kryształach zbliżone do siebie mają niższą energię niż kiedy są od siebie oddalone. Taka sytuacja zdarza się z reguły w stanie elektrycznie obojętnym. Jeżeli jednak obdarzymy te atomy ładunkiem dodatnim lub ujemnym (a można to osiągnąć, domieszkując materiał akceptorami lub donorami), będą się odpychać i segregacja nie zajdzie. Dane doświadczalne potwierdzają taką hipotezę [13]. Teraz kolej na technologów, którzy mogą ją wykorzystać do opracowania procedur wytwarzania dwufazowych półprzewodników ferromagnetycznych zdolnych do pracy w urządzeniach spintronicznych w temperaturze pokojowej lub wyższej.

Podczas wręczania nagród Fundacji na rzecz Nauki Polskiej laureaci podkreślali, że czują się zmobilizowani do dalszego wysiłku dla rozwijania swoich dziedzin. Na-

leży się więc spodziewać, że wiele jeszcze usłyszymy o wynikach profesora Tomasza Dietla.

- [1] Z. Wilamowski, *Postępy Fizyki* **55**, 115 (2004).
- [2] R.R. Gałazka, *Postępy Fizyki* **28**, 601 (1977); **30**, 537 (1979); **38**, 391 (1987).
- [3] J. Gaj, *Postępy Fizyki* **45**, 125 (1994).
- [4] T. Dietl, *Postępy Fizyki* **53D**, 14 (2002).
- [5] T. Dietl, J. Spalek, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 355 (1982).
- [6] T. Dietl, A. Haury, Y. Merle d'Aubigné, *Phys. Rev. B* **55**, R3347 (1997).
- [7] A. Haury, A. Wasiela, A. Arnoult, J. Cibert, S. Tatarenko, T. Dietl, Y. Merle d'Aubigné, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 511 (1997).
- [8] P. Kossacki i in., *Physica E* **12**, 344 (2002).
- [9] H. Ohno, D. Chiba, F. Matsukura, T. Omiya, E. Abe, T. Dietl, Y. Ohno, K. Ohtani, *Nature* **408**, 944 (2000).
- [10] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, D. Fernand, *Science* **287**, 1019 (2000).
- [11] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, *Phys. Rev. B* **63**, 195205 (2001).
- [12] T. Dietl, *Nature Materials* **5**, 673 (2006).
- [13] T. Dietl, *Physica E* **35**, 293 (2006); *J. Phys.: Condens. Matter*, w druku.

Jan Gaj

Wydział Fizyki

Uniwersytet Warszawski

NOWOŚCI NAUKOWE

Obserwacja pierwiastka 118 w Dubnej

Adam Sobiczewski

Instytut Problemów Jądrowych im. A. Sołtana, Warszawa

Observation of the element 118 in Dubna

Abstract: Synthesis of a new chemical element with the atomic number 118, performed recently in Dubna, is described. Prospects of synthesis of even heavier elements are shortly discussed.

1. Wstęp

Historia wytwarzania przez człowieka pierwiastków, które nie występują w przyrodzie, trwa już ponad 66 lat, od wytworzenia w Berkeley w 1940 r. neptunu (o liczbie atomowej $Z = 93$) – pierwszego pierwiastka transuranowego. Zsyntetyzowano w tym czasie 25 nowych pierwiastków, od $Z = 93$ do $Z = 118$, z wyjątkiem jedynie pierwiastka 117. O historii tej, stosowanych metodach i urządzeniach, pojawiających się problemach i ich rozwiązywaniu, a także problemach teoretycznych występujących przy opisie i przewidywaniach własności jąder tych naj-

cięższych pierwiastków oraz szansach dalszej ich syntezy pisaliśmy w kilku artykułach w *Postęпах Fizyki* [1–5]. Szersze przeglądy badań doświadczalnych może znaleźć Czytelnik np. w pracach [6–8], a badań teoretycznych np. w pracach [9,10]. Istnieje także obszerna literatura dotycząca badań chemicznych tych pierwiastków, patrz np. [11,12].

Celem tego artykułu jest opis niedawnego doświadczenia wykonanego w Dubnej [13], w którym wytworzono pierwiastek 118 – najcięższy ze wszystkich dotychczas zaobserwowanych.

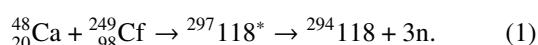
2. Opis doświadczenia

Współczesna synteza nowego pierwiastka chemicznego jest dużym, złożonym i kosztownym przedsięwzięciem, na które mogą sobie pozwolić tylko nieliczne laboratoria. Obecnie przedsięwzięcia takie podejmowane są tylko w czterech instytutach na świecie: w instytucie ciężkich jonów GSI w Darmstadcie (Niemcy), Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej (Rosja), centrum akceleratorowym RIKEN k. Tokio (Japonia) oraz w laboratorium im. Lawrence’a (LBNL) w Berkeley (USA). Podejmują je duże zespoły, z reguły międzynarodowe.

Synteza pierwiastka 118 dokonana została w Dubnej, z użyciem tamtejszego cyklotronu U-400, ale wspólnie z fizykami z amerykańskiego laboratorium im. Lawrence’a w Livermore (LLNL). Wśród wielu walorów takiego współdziałania bardzo ważne było to, że wyniki opracowane zostały niezależnie przez dwie doświadczone w tego rodzaju eksperymentach grupy: dubieńską i amerykańską. Bardzo zmniejszyło to możliwość wystąpienia błędu w opracowaniu wyników oraz ich interpretacji. Synteza pierwiastka 118 należy do długiej już serii prac wykonanych w Dubnej, w których wytworzono 5 najcięższych spośród znanych obecnie pierwiastków, o liczbach atomowych 113–116 i (obecnie) 118. O syntezie pierwiastków 113–115 pisaliśmy w *Postęпах Fizyki* w artykułach [5].

Sposób wytwarzania najcięższych jąder i pomiaru ich podstawowych własności nie zmienia się już od wielu lat. Został on opisany np. w pracy [3]. Tarcza zawierająca możliwie ciężkie jądra (np. jądra ołowiu, uranu, plutonu, kiuru, ...) bombardowana jest zjonizowanymi atomami o również stosunkowo ciężkich jądrach (np. jonami wapnia, cynku, ...). Tarcza ta jest bardzo cienka, tak by produkty reakcji wylatywały z niej z dużą prędkością (dzięki dużej energii kinetycznej pocisków, które łączą się z jądrami tarczy) i szybko dostawały się do detektora. Pozwala to na rejestrację jąder o bardzo krótkich (powyżej ok. 1 μ s) czasach życia. Jądra najcięższe, powstające z połączenia się jąder tarczy z jądrami pocisków, są oddzielane od innych jąder (głównie jąder pocisków, które przeleciały przez tarczę bez zajścia jakiegokolwiek reakcji z jądrami tarczy) w specjalnych separatorach i kierowane do detektora, w którym są rejestrowane. Stosowane tu detektory półprzewodnikowe umożliwiają bardzo dokładne określenie miejsca, w którym jądro to padło na tarczę. Obserwowany w tym właśnie miejscu łańcuch rozpadów α (tzw. łańcuch genetyczny), zakończony zwykle rozszczepieniem, pozwala na ogół określić rodzaj (liczbę protonów Z i neutronów N) zaobserwowanego jądra.

Pierwiastek 118 otrzymany został w następującej reakcji jądrowej:



Zapis ten oznacza, że przy naświetlaniu tarczy z kaliforniu-249 jonami wapnia-48, przyspieszonymi w akceleratorze, otrzymuje się wzbudzone jądro złożone ${}^{297}_{118}^*$ (gwiazdka oznacza wzbudzenie jądra), które emituje 3 neutrony, dając jądro końcowe ${}^{294}_{118}$.

Od dłuższego już czasu do syntezy najcięższych pierwiastków wykorzystywane są w Dubnej właśnie jądra izotopu ${}^{48}\text{Ca}$. Mają one tę zaletę, że są szczególnie silnie związane (jako tzw. jądro podwójnie magiczne), skąd wynika stosunkowo mała energia wzbudzenia jądra złożonego, a więc i mniejsze prawdopodobieństwo jego rozszczepienia, które unicestwia syntezę. Jądra te mają także duży nadmiar neutronów (28 neutronów przy 20 protonach), co sprzyja wytwarzaniu jąder o stosunkowo dużej liczbie neutronów, w czym właśnie od wielu lat specjalizuje się zespół dubieński.

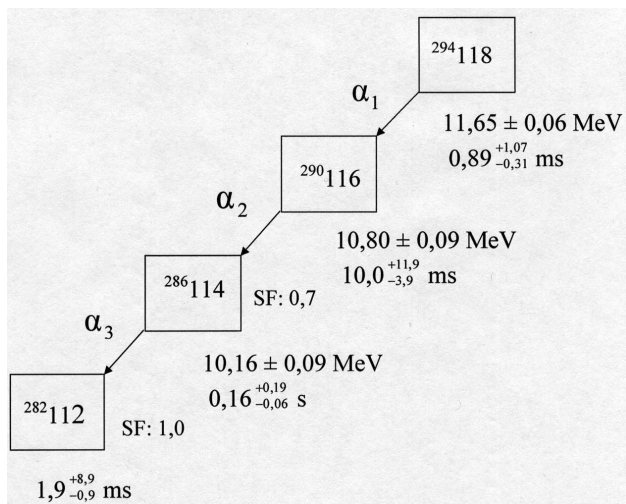
Ze względu na bardzo małe prawdopodobieństwo wytworzenia jądra bardzo ciężkiego eksperymenty takie są z reguły długotrwałe. Opisywane tutaj doświadczenie trwało łącznie około pół roku: ok. 4 miesiące w 2002 r. i ok. 2 miesiące w 2005 r. Średnie natężenie wiązki wynosiło ok. $2,3 \cdot 10^{11}$ jonów/($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$), co przy 32 cm^2 pola powierzchni tarczy daje pełną liczbę ok. $7,4 \cdot 10^{12}$ jonów na sekundę. Ogólna liczba jonów, które padły na tarczę w czasie całego eksperymentu, wyniosła $4,1 \cdot 10^{19}$.

Ponieważ prawdopodobieństwo połączenia się jąder silnie zależy od energii ich zderzenia, należało wypróbować przynajmniej dwie różne wartości energii, by zorientować się, która z nich jest lepsza i jak silna jest ta zależność. W pierwszej części eksperymentu (2002 r.) stosowano energię pocisków 245 MeV, prowadzącą do średniej energii wzbudzenia jądra złożonego 29,2 MeV, a w drugiej energię 251 MeV, prowadzącą do średniej energii wzbudzenia 34,4 MeV.

3. Wyniki

W ciągu całego doświadczenia zaobserwowano 3 łańcuchy genetyczne: 2 złożone z dwóch rozpadów α jądra ${}^{294}_{118}$, a następnie rozszczepienia, i jeden łańcuch złożony z 3 rozpadów α oraz jednego rozszczepienia. Ten ostatni łańcuch zilustrowany jest na rys. 1, zaczerpniętym z pracy [13]. Przy każdym rozpadzie α podana jest średnia energia kinetyczna (i jej niepewność) zaobserwowanej cząstki α oraz średni czas połowicznego zaniku (i jego niepewność). Te średnie wyznaczone są z wartości zmierzonych we wszystkich zaobserwowanych przypadkach. Warto zwrócić uwagę, że energia kinetyczna cząstki α określona jest bardzo dokładnie i mimo małej statystyki jej niepewność jest mała (np. $\pm 60 \text{ keV}$ dla cząstki α emitowanej przez jądro ${}^{294}_{118}$). Natomiast w czasach życia, z których wyznaczone są czasy połowicznego zaniku, rozrzut jest duży, co przy małej statystyce prowadzi do dużej niepewności wyniku. Przy dwóch ostatnich jądrach w łańcuchu, dla których zaobserwowano rozszczepienie, podano stosunek rozgałęzienia (oznaczony tu przez SF), określony jako stosunek liczby przypadków rozszczepienia do całkowitej liczby rozpadów danego jądra. W jedynym przypadku, w którym zaobserwowano jądro ${}^{282}_{112}$, uległo ono rozszczepieniu, stąd zaobserwowany współczynnik rozgałęzienia SF dla tego jądra wynosi 1,0.

Przedstawiając swoje wyniki, autorzy zwracają uwagę, że są one bliskie wynikom dokonanych wcześniej



Rys. 1. Łańcuch genetyczny rozpadu jądra $^{294}_{118}$, utworzonego w reakcji (1) [13]

przewidywań teoretycznych, co potwierdza trafność tych przewidywań.

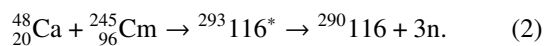
Zmierzony przekrój czynny dla reakcji (1) przy energii jonów 251 MeV wyniósł 0,5 pb.

W konkluzji można powiedzieć, że w opisanym doświadczeniu dubieńskim [13] otrzymano cztery nowe jądra superciężkie: $^{294}_{118}$, $^{290}_{116}$, $^{286}_{114}$ oraz $^{282}_{112}$, w tym jądro $^{294}_{118}$ nowego pierwiastka chemicznego o liczbie atomowej 118. Jądro $^{294}_{118}$ jest jednocześnie najcięższym jądrem ze wszystkich dotychczas zaobserwowanych.

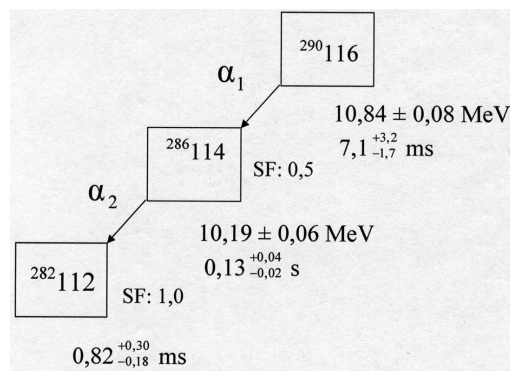
4. Test poprawności interpretacji wyników

Zaobserwowany nowy łańcuch genetyczny identyfikowany jest zwykle przez występujące w nim choćby jedno jądro poznane wcześniej. Nic takiego jednak w omawianym doświadczeniu nie wystąpiło. Wszystkie jądra w zaobserwowanym łańcuchu są nowe. Dla potwierdzenia poprawności interpretacji tego łańcucha należało więc wytworzyć któreś z nich w niezależnym eksperymencie.

Autorzy dokonali tego, syntetyzując bezpośrednio jądro $^{290}_{116}$. Otrzymali je w następującej niezależnej reakcji:



Ten eksperyment trwał około dwóch miesięcy. Zaobserwowano 9 przypadków łańcucha genetycznego. Pokazany jest on na rys. 2, z podanymi wartościami energii kinetycznej cząstek α oraz czasami połowicznego zaniku, uśrednionymi po tych 9 przypadkach. Widać, że charakterystyki jądra $^{290}_{116}$ i jego jąder potomnych, otrzymane w tych dwóch niezależnych doświadczeniach, są bardzo zbliżone (prawie takie same w granicach niepewności), co może stanowić wzajemne potwierdzenie poprawności interpretacji tych dwóch niezależnych łańcuchów. Reakcja (2) przeprowadzona została przy dwóch wartościach energii padających jonów: 249 oraz 251 MeV. Zmierzony przekrój czynny wyniósł 3,7 pb przy pierwszej z tych ener-

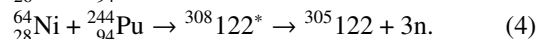
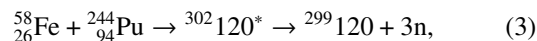


Rys. 2. Łańcuch genetyczny rozpadu jądra $^{290}_{116}$, utworzonego w reakcji (2) [13]

gii i 1,9 pb przy drugiej. Ilustruje to silną zależność przekroju czynnego od energii pocisku.

5. Co dalej?

Trudno wyobrazić sobie możliwość zbudowania obecnie tarczy z pierwiastka cięższego od kaliforniu. Aby zatem wytworzyć pierwiastki cięższe od 118, trzeba używać pocisków cięższych od wapnia. W Dubnej dyskutuje się możliwość przeprowadzenia następujących reakcji:



Próba przeprowadzenia drugiej z nich mogłaby być podjęta już w maju 2007 r. Wiele czynników, a szczególnie wartość przekroju czynnego, pozostaje tu jednak naturalnie dużą niewiadomą.

Autor pragnie podziękować Jurijowi Ts. Oganessianowi oraz Władimirowi Utionkowowi za cenne dyskusje o omówionym tu eksperymencie.

Literatura

- [1] A. Sobiczewski, *Postępy Fizyki* **44**, 235 (1993).
- [2] A. Hryniewicz, A. Sobiczewski, *Postępy Fizyki* **45**, 111 (1994).
- [3] P. Armbruster, S. Hofmann, A. Sobiczewski, *Postępy Fizyki* **46**, 431 (1995).
- [4] A. Sobiczewski, *Postępy Fizyki* **47**, 495 (1996).
- [5] A. Sobiczewski, *Postępy Fizyki* **50**, 204 (1999); **55**, 7 (2004).
- [6] S. Hofmann, G. Muenzenberg, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 733 (2000).
- [7] Yu.Ts. Oganessian i in., *Nucl. Phys. A* **685**, 17c (2001).
- [8] P. Armbruster, *Acta Phys. Pol. B* **34**, 1825 (2003).
- [9] *Heavy Elements and Related New Phenomena*, t. 1, red. W. Greiner, R.K. Gupta (World Scientific, Singapore 1999).
- [10] A. Sobiczewski, K. Pomorski, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **58**, 292 (2007).
- [11] I. Zvara, *Acta Phys. Pol. B* **34**, 1743 (2003).
- [12] *The Chemistry of Superheavy Elements*, red. M. Schaedel (Kluwer, Dordrecht 2003).
- [13] Yu.Ts. Oganessian, V.K. Utyonkov, Yu.V. Lobanov i in., *Phys. Rev. C* **74**, 044602 (2006).

Nieliniowa optyka atomów

Marek Trippenbach^{a,b}, Eryk Infeld^b

^aInstytut Fizyki Teoretycznej, Uniwersytet Warszawski

^bInstytut Problemów Jądrowych im. A. Sołtana, Warszawa

Nonlinear atom optics

Abstract: Research on nonlinear atom optics is reviewed. The original methods used to obtain Bose–Einstein condensates (BEC) in experiments at JILA and MIT are briefly described. Experimental realization of BEC in atomic gases led to the discovery of interesting new phenomena. It transpired that atoms can exhibit photon-like collective behavior. Indeed, many classical nonlinear optical effects were duplicated using atoms, e.g. four wave mixing, parametric processes as well as soliton propagation and metamorphosis. Nonlinear optics and BEC are theoretically much more similar than one might expect for such disparate fields. Indeed, in the experiments covered here, atoms and photons often change places.

Wstęp

Podwaliny optyki atomów powstały w kryzysowym roku 1929, gdy Otto Stern i jego współpracownicy zaobserwowali odbicie atomów od powierzchni metali i dyfrakcję fal de Broglie’a w kryształach [1]. Dzisiaj jest to już w pełni rozwinięty dział optyki, a wytwarzanie zwierciadeł atomowych, rezonatorów i interferometrów stało się techniką rutynową. Mimo to ten dział fizyki wciąż jeszcze jest fascynujący. Mamy tu bowiem do czynienia ze szczególnym przypadkiem dualizmu falowo-korpuskularnego, z odwróceniem ról światła i materii: światło tworzy elementy optyczne (soczewki, siatki dyfrakcyjne itd.), natomiast atomy zachowują się jak fale.

W tym stanie rzeczy pojawienie się nieliniowej optyki atomów było sprawą naturalną. Za datę jej narodzin można przyjąć rok 1999; na okładce *Nature* umieszczono wtedy obraz mieszania czterech fal atomowych (rys. 1). Stanowił on ilustrację eksperymentu, który wykonano w marylandzkim oddziale National Institute of Standards and Technology. Wykorzystując wyjątkowe własności kondensatu Bosego–Einsteina, wytworzono i świadomie wykorzystano odpowiednik nieliniowej polaryzacji optycznej [2].

Nieliniowa optyka atomów jest ściśle związana z nieliniową optyką fotonów, czyli z badaniem rozchodzenia się silnych impulsów świetlnych w ośrodkach optycznych. Ten dział optyki jest również młody – powstał w roku 1961. Ukazała się wtedy w *Physical Review Letters* praca grupy Petera Frankena opisująca wytworzenie drugiej harmonicznej światła [3]. (Korekta w szybko wychodzącym *PRL* uznała jednak zarejestrowaną na fotografii drugą harmoniczną za artefakt i ją usunęła, w związku z czym w tej historycznej publikacji drugiej harmonicznej w końcu nie pokazano!). Posypała się lawina wyników, poczynwszy od

generacji trzeciej harmonicznej oraz sumy i różnicy częstotliwości (zob. przegląd [4]). Ciekawe, czy ktokolwiek spośród zajmujących się nową optyką nieliniową przypuszczał, że otrzymane wyniki znajdą kiedyś lustrzane odbicie przy badaniu zupełnie innego ośrodka – kondensatu Bosego–Einsteina (BEC). Czymże jest zatem ów tajemniczy kondensat oraz czemu zawdzięczamy jego fortunną dwoistość? Zaczniemy od odpowiedzi na pierwsze pytanie.



Rys. 1. Okładka *Nature* z 18 marca 1999 r., na której pokazano wyniki eksperymentu mieszania czterech fal. Trzy fale kondensatu Bosego–Einsteina (paczki falowe poruszające się z różną prędkością) w wyniku oddziaływania nieliniowego wytwarzają czwartą (mniejszy pik), o ile spełnione są zasady zachowania pędu i energii (dopasowanie fazowe) [2].

Od czasów de Broglie’a wiadomo, że atomom można przypisać fale. Długość fali de Broglie’a (zwanej czasem także falą materii) atomu jest odwrotnie proporcjonalna do pierwiastka z jego temperatury bezwzględnej i masy atomu, $\lambda \propto (mT)^{-1/2}$ (współczynnik proporcjonalności zawiera jedynie stałe uniwersalne). Mówienie o temperaturze, a nie o energii kinetycznej pojedynczego atomu jest jednak oczywiście nieco umowne. W niezwykle niskich temperaturach długość fali de Broglie’a może być porównywalna ze średnią odległością sąsiednich atomów, które w wyniku tego tracą swoją indywidualność. Opis korpuskularny przestaje mieć sens. Początkowo można mówić o kilku atomach tak rozmytych w pewnym podobszarze BEC, że nie da się żadnemu z nich przypisać położenia. Przy dalszym oziębianiu np. 10 tysięcy atomów rubidu do ok. 10^{-7} K wszystkie atomy tracą swoją indywidualność. Właśnie taką kroplę kwantową Rb otrzymali w czerwcu 1995 r. Eric Cornell i Carl Wieman z Joint Institute for Laboratory Astrophysics (JILA) w Boulder w stanie Colorado [5] (Nagroda Nobla za 2001 rok). Atomy zachowywały się jak jeden wielki superatom rozmyty na cały obszar kropli! Było to sprzeczne z naszą intuicją opartą na fizyce klasycznej. Wytworzono zatem po raz pierwszy czysty kondensat Bosego–Einsteina, z atomami w podobnie pełnej harmonii, jak fotony w laserze. Teoretycznie zjawisko to przewidzieli Satyandra Nath Bose i Albert Einstein w latach dwudziestych XX w. Dodajmy, że pierwsza była praca Bosego, wpierw odrzucona przez brytyjski *Philosophical Magazine*, a następnie opublikowana w Niemczech dzięki protekcji Einsteina, który ją nawet przetłumaczył na niemiecki. Wkład Einsteina do tej teorii był zarazem ostatnią jego pracą z optyki kwantowej [6].

Powyżej stwierdziliśmy lakonicznie, że kroplę gazowego rubidu oziębiono do temperatury 100 nK. Łatwiej to powiedzieć niż wykonać! Współcześnie Bosego i Einsteina uznali to wręcz za niemożliwe, co tłumaczy ich znikome zainteresowanie tą teorią. Powrócimy jeszcze do tej sprawy.

Szczęśliwie dla fizyków leniwych, takich jak my, równanie opisujące funkcję falową ψ kondensatu, równanie Grossa–Pitajewskiego (GP)

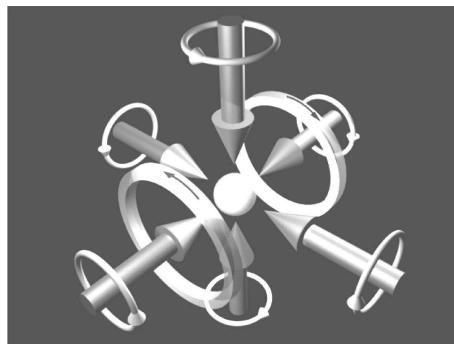
$$i\hbar \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(\mathbf{r}, t) + gN_0 |\psi|^2 \right] \psi, \quad (1)$$

jest formalnie identyczne z równaniem opisującym pole elektryczne w ośrodku nieliniowym. Zauważmy, że, zgodnie z ogólnie przyjętą konwencją, funkcja ψ jest unormowana do jedności, V jest potencjałem, m – masą atomu, a N_0 – liczbą atomów w kondensacie. Współczynnik g opisuje oddziaływanie atomów: $g = 4\pi\hbar^2 a/m$, gdzie a jest długością rozpraszania. Dla bardziej matematycznie nastawionych Czytelników podajemy, że człon nieliniowy opisujący oddziaływania między atomami w równaniu GP można przyrównać do analogicznego członu $\chi^{(3)}|E|^2 E$ w równaniu dla pola elektrycznego o dużym natężeniu E w nieliniowym ośrodku optycznym o podatności $\chi^{(3)}$ [7].

Powróćmy jednak do najciekawszego pytania: jak po 70 latach udało się zrealizować w laboratorium przewidy-

wania Bosego i Einsteina? Początkowo próbowano dokonać tego w wodorze, ale Cornell i Wieman zdecydowali się na rubid [8], a konkurencyjna grupa Wolfganga Ketterlego na cez [9]. Atomy alkaliczne, wielokrotnie większe od atomów wodoru, przy podobnych uwarunkowaniach fizycznych zderzają się częściej. Jest to korzystne dla wyrównywania temperatury, a tylko wtedy można przejść do fazy skondensowanej.

W pierwszym doświadczeniu z JILA kondensat otrzymano, oziębiając kroplę Rb od temperatury pokojowej w dwóch etapach. Najpierw pary umieszczono we wnętrzu komory próżniowej, otoczonej cewkami służącymi do wytwarzania pola magnetycznego (rys. 2). Powietrze jest całkowicie odpompowane, a na rubid pada sześć koncentrycznych wiązek światła laserowego. Atomy biegnące naprzeciw wiązki pochłaniają fotony, a następnie je emitują. Doznają przy tym małego odrzutu przeciwnego do kierunku ruchu, są więc spowalniane. Częstość atomów dostraja się tak, by chętniej pochłaniały te fotony, które je spowalniają, a nie te, które je przyspieszają. Atomy są zarówno chłodzone jak i popychane w kierunku środka naczynia. Niestety, istnieje granica skuteczności tej metody (wynikająca z występowania emisji spontanicznej); po jej przekroczeniu fotony przypadkowo lekko potrącają atomy, uniemożliwiając dalsze chłodzenie. W ten sposób schodzimy do temperatury bardzo niskiej, ale wciąż jeszcze około 100 razy za wysokiej, by otrzymać BEC. Mamy na tym etapie ok. 10 milionów atomów do dalszej obróbki.



Rys. 2. Pułapka atomowa. Widać sześć wiązek laserowych (i ich polaryzację) oraz cewki miedziane otaczające atomy rubidu (zaznaczone schematycznie przez kulę). W eksperymencie atomy te są zamknięte w naczyniu próżniowym.

Druga faza chłodzenia wykorzystuje jedynie pole magnetyczne, wytworzone przez prąd w cewkach, a lasery się wyłącza. Atomy reagują na zewnętrzne pole magnetyczne dzięki swoim momentom dipolowym. Pole cewek więzi atomy o małej energii, a pozostałe są w stanie uciec. Pozostaje zaledwie jeden atom na tysiąc. Często porównuje się zachodzący proces do parowania gorącej herbaty. Bardzo energiczne cząstki parują, a rozleniwione pozostają i są przez nas bezboleśnie przełykane. (W herbacie pozostaje jednak większość atomów, a w BEC tylko znikomy ułamek). W ten sposób w JILA temperatura została obni-

żona do niewiarygodnej wartości stu miliardowych części kelwina (10^{-7} K). Dla porównania, kondensat w helu IV otrzymuje się już w temperaturze 2,2 K [10]. Rzecz jednak w tym, że ów nadciekły hel zawsze zawiera prze wagę składowej zwykłej. Kondensat stanowi jedynie ok. 10% całości. Inaczej ma się sprawa z otrzymanym z tak wielkim trudem BEC w gazach alkalicznych. Tu kondensat jest bardzo czysty (pozostałe atomy stanowiące tzw. chmurę termiczną są bardzo nieliczne). Otwiera to nowe możliwości badawcze [11]. Niektóre z nich przedstawimy poniżej. Stanowią one przemawiającą do wyobraźni ilustrację mechaniki kwantowej w makroskali. Można pokusić się o spekulację, czy mechanika kwantowa miałaby tylu przeciwników, gdyby te wyniki istniały wcześniej. By zacytować Randalla Huleta z Rice University w teksaskim Houston: „Badamy BEC nie tylko z powodu niezwykle ciekawych zjawisk tam obserwowanych. Jeżeli lepiej zrozumiemy zachowanie BEC, to będziemy mogli pogłębić naszą bardzo szczupłą wiedzę na temat nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego, które na naszych oczach zmienia świat”. To samo dotyczy innych dziedzin fizyki – kondensaty stanowią miniaturowe laboratoria do badania zjawisk z zakresu materii skondensowanej, astrofizyki, informatyki, optyki nieliniowej.

Do tej pory czyste kondensaty otrzymano w wielu dalszych układach atomowych, m.in. w litie, sodzie, helu, chromie, a nawet w wodorze. Nagrodą Nobla podzielili się kierownicy dwóch czołowych grup badawczych, a więc Cornell, Wieman i Ketterle (2001). (Nagroda ominęła Huleta, który otrzymał BEC w litie równocześnie z laureatami. Znosi to pominięcie z wielką klasą, referując wyniki wyróżnionych kolegów. Jednocześnie jego laboratorium jest nadal w pierwszej linii badań w tej dziedzinie). W ostatnich latach nastąpił niesłychanie gwałtowny i spektakularny rozwój badań BEC, obejmujących badanie ich spójności [12], wzbudzeń [13], efektów nieliniowych, nadciekłości, przejścia izolatora Motta w sieciach optycznych [14], przejścia od kondensatu do stanu BCS [15] i wiele, wiele innych. W tym artykule skupimy się jedynie na efektach nieliniowych, a w szczególności na tym, co się obecnie rozumie przez nieliniową optykę atomów.

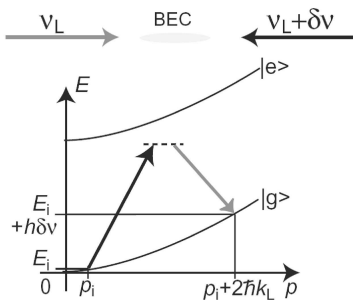
Mieszanie czterech fal

Jak powszechnie wiadomo, fotony praktycznie ze sobą nie oddziałują. Aby wytworzyć makroskopową polaryzację nieliniową, fala świetlna musi przechodzić przez ośrodek, np. kryształ lub plazmę. (Jeśli częstość fali nie pokrywa się z żadną z częstości rezonansowych ośrodka, to można wyeliminować z rozważań dynamikę zmian ośrodka i wyprowadzić efektywne nieliniowe równanie propagacji dla fali świetlnej. Informacja o ośrodku zawiera się całkowicie w nieliniowej podatności pojawiającej się w tym równaniu).

Sytuacja staje się zasadniczo odmienna w przypadku atomów. Jeśli ich koncentracja staje się odpowiednio duża, to zderzają się one ze sobą, przez co dynamika każdego z nich jest zaburzona przez obecność jego sąsiadów. W rezultacie optyka atomowa jest z natury rzeczy nieliniowa,

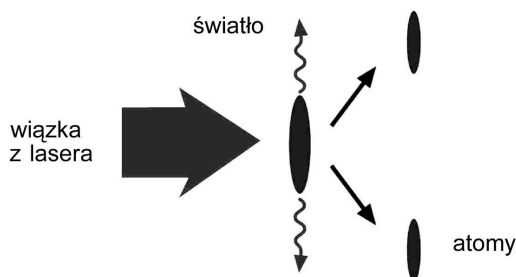
nie jest potrzebny żaden zewnętrzny ośrodek. Niestety, są to w większości zderzenia niespójne. Musieliśmy czekać aż do 1995 r., gdy udało się skondensować po raz pierwszy gaz atomów [11], aby pojawiły się warunki umożliwiające powstanie odpowiednika nieliniowej polaryzacji optycznej. Pragniemy podkreślić, że te warunki są bardzo wyjątkowe. Zawdzięczamy je niezwyklej własności ultrazimnych bozonów – atomów o spinie wyrażonym liczbą całkowitą, które, gdy są oziębione, wprost uwielbiają przebywać w tym samym stanie kwantowym. W tych wyjątkowych warunkach zderzenia sprężyste powodują spójne przesunięcie fazowe atomów, analogicznie jak przy powstawaniu spójnej polaryzacji nieliniowej w ośrodkach optycznych. Co więcej, makroskopowe obsadzenie wspólnego dla wszystkich atomów stanu pozwala na wprowadzenie jednej, wspólnej dla atomów kondensatu funkcji falowej, opisywanej równaniem GP!

Jak już wspomnieliśmy we wstępie, równanie GP jest formalnie tożsame z równaniem propagacji impulsów świetlnych w ośrodkach nieliniowych typu Kerra, gdzie polaryzacja jest proporcjonalna do trzeciej potęgi natężenia pola elektrycznego fali (zamieniają się jedynie miejscami role, jakie grają czas i zmienna przestrzenna w kierunku propagacji). Nie jest więc specjalnie zaskakujące, że wiele nieliniowych efektów dobrze znanych z optyki ma swoje odpowiedniki w dynamice kondensatów Bosego–Einsteina. Jednym z przykładów jest mieszanie czterech fal, gdy trzy oddziałujące ze sobą fale stają się źródłem nowej, czwartej fali. Dokładniej mówiąc, z dwóch fal biorących udział w zjawisku anihilowane są dwie cząstki, po jednej z każdej z fal, a w zamian pojawiają się dwie nowe cząstki – jedna w trzeciej z fal obecnych od samego początku, a czwarta w nowo powstałej fali. A wszystko to dzieje się za przyzwoleniem i pod czujnym okiem zasad zachowania energii i pędu. (Energia fotonu w próżni jest równa $E = \hbar\omega$, a pęd określa się za pomocą wektora falowego, którego długość k jest równa ω/c . W przypadku optyki atomów posługujemy się pędem oraz energią kinetyczną ($E_k = p^2/2m$). Używając wzorów de Broglie’a, można na ich podstawie zdefiniować częstość i wektor falowy dla atomu. Zauważmy, że w obu przypadkach obowiązuje inny związek dyspersyjny, czyli związek między częstością i wektorem falowym). Takie właśnie doświadczenie (rys. 1) wykonano w grupie Williama Phillipsa [2] z udziałem jednego z nas (MT). Parametrem, który wyróżniał poszczególne fale, był średni pęd atomów. Bodźcem do rozpoczęcia procesu było podzielenie początkowo spoczywającego kondensatu na trzy części, poruszające się w różnych kierunkach z odpowiednio dobranymi pędami. (Dla porównania przypomnijmy, że w przypadku optyki nieliniowej fotonów fale biorące udział w tym procesie różnią się częstością i wektorem falowym, a alternatywny intuicyjny obraz zjawiska można otrzymać, wyobrażając sobie, że dwie z fal – będące donorami fotonów – modyfikując nieliniowy współczynnik załamania ośrodka wytwarzają siatkę dyfrakcyjną, na której ugina się trzecia fala). W tym celu wykorzystano rozpraszanie braggowskie (rys. 3).



Rys. 3. Rozpraszanie braggowskie. Kondensat zostaje umieszczony między dwiema przeciwniebieżnymi wiązkami lasera o nieznacznej różnicy częstości, równej $\delta\nu$. Atom pochłania foton o częstości $\nu_L + \delta\nu$ i emituje w sposób wymuszony foton o częstości ν_L . Jego pęd wzrasta wówczas w przybliżeniu o $2\sqrt{2m\hbar\nu_L}$. Dolna część wykresu ilustruje zachowanie pędu i energii w tym procesie. Atom pozostaje na paraboli danej równaniem $E = E_i + p^2/2m$, ponieważ proces jest niezrezonansowy i przejście do stanu wzbudzonego atomu jest bardzo mało prawdopodobne. Liczba przyspieszonych atomów zależy od natężenia wiązek laserowych. Możliwe jest również rozpraszanie braggowskie dla wiązek niewspółliniowych [16].

Powyższe doświadczenie otworzyło drogę do badania własności fal de Broglie’a i szukania dalszych analogii między dynamiką BEC oraz nieliniową propagacją impulsów świetlnych. Warto przytoczyć jeszcze jedno spektakularne doświadczenie, którego autorem jest Ketterle [17] i które pokazuje, że w mieszanii czterech fal mogą brać udział jednocześnie atomy i fotony. Badacze z grupy Ketterlego zaobserwowali nadpromieniste rozpraszanie rayleighowskie (rys. 4), oświetlając kondensat Bosego–Einsteinina, który w ich doświadczeniu miał kształt przypominający cygaro, niezrezonansową wiązką światła laserowego. W kolektywnym rozpraszaniu fotonów faworyzowane były kierunki wzdłuż długiej osi kondensatu, co z kolei wywoływało powstawanie spójnych fal materii, rozchodzących się pod kątem 45° . Czytelnik rozpozna w tym zjawisku mieszanie czterech fal: dwie anihilowane cząstki to jeden foton z wiązki laserowej i jeden atom ze stacjonarnego kondensatu, a para wytworzonych cząstek składa się

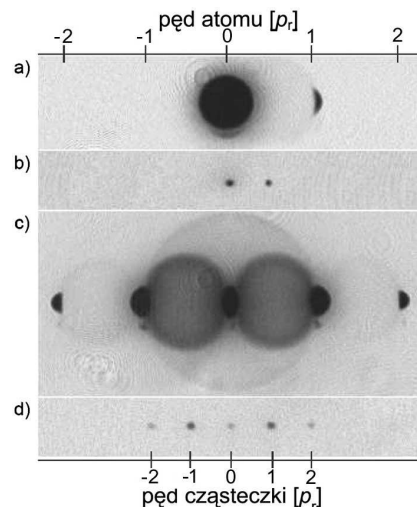


Rys. 4. Kondensat w kształcie cygara naświetlany niezrezonansowym światłem z lasera. Obserwujemy ukierunkowane rozpraszanie światła na atomach. Następuje proces mieszania czterech fal; anihilacji fotonu z wiązki i atomu ze stacjonarnego kondensatu towarzyszy pojawienie się fotonu w kierunku długiej osi kondensatu oraz atomu pod kątem 45° .

z fotonu biegnącego wzdłuż długiej osi kondensatu oraz atomu z niezerowym pędem, skierowanym pod kątem 45° do tej osi. Bardzo podobna „współpraca” atomów i fotonów w procesie mieszania czterech fal może również prowadzić do wzmacniania fal materii [18].

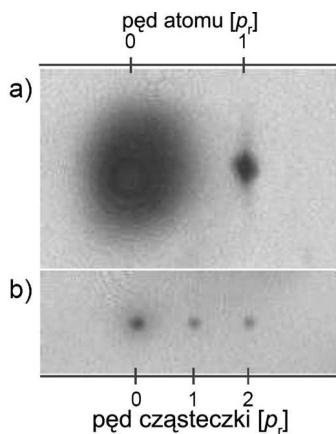
Mieszanie trzech fal

Mieszanie czterech fal pozwoliło całemu środowisku fizyków zajmujących się kondensatami Bosego–Einsteinina nabrać pewności siebie, i otrzymanie innych efektów analogicznych do tych, którymi zajmuje się optyka nieliniowa, było tylko kwestią czasu. Naturalnym następnym kandydatem wydaje się wytwarzanie drugiej harmonicznej. Było to przecież pierwsze zjawisko zaobserwowane w optyce nieliniowej. W przypadku kondensatów odpowiednikiem generowania drugiej harmonicznej jest tworzenie cząsteczek. Przeprowadzenie eksperymentu, w którym z atomów występujących w BEC zostałby utworzony kondensat homojądrowych cząsteczek w stanie podstawowym, było ambicją i marzeniem wielu grup doświadczalnych. Stało się ono możliwe przy użyciu tzw. rezonansu Feshbacha, o którym będzie mowa w następnym rozdziale. Tu powiemy tylko, że rezonans ten pozwala regulować przebieg zderzeń atomów, a co za tym idzie – efekty nieliniowe. Powołujemy się tu na eksperyment przeprowadzony w grupie Ketterlego [19]. Jego wyniki są podsumowane na rys. 5.



Rys. 5. Atomowo-optycznym odpowiednikiem generowania drugiej harmonicznej jest tworzenie cząsteczek [19]. Aby odróżnić atomy od cząsteczek, zastosowano rozpraszanie braggowskie. Na rysunku a pokazano stacjonarny kondensat (duża czarna kropka) oraz przyspieszone atomy o pędzie p_r , które uległy rozproszeniu. Na rysunku b pokazano ten sam proces dla cząsteczek. Pęd przyspieszonych cząsteczek jest o połowę mniejszy, ponieważ ich masa jest równa podwójnej masie atomów. Mała kropka odpowiadająca pędowi $p_r/2$ świadczy niezbicie o tym, że w kondensacie powstały cząsteczki. Wyniki te otrzymano po usunięciu atomów z pułapki. Na rysunkach c oraz d przedstawiono wyniki rozpraszania braggowskiego w próbce zawierającej zarówno atomy, jak i cząsteczki wytworzone w procesie rezonansu Feshbacha.

Wytwarzanie drugiej harmonicznej jest zdegenerowanym przykładem tworzenia sumy częstotliwości. Zauważmy, że – ze względu na zasady zachowania energii i pędu – do wytwarzania zimnych cząsteczek wykorzystywano atomy ze stacjonarnego kondensatu (o stacjonarnych i poruszających się paczkach falowych kondensatów mówiliśmy przy okazji omawiania mieszania czterech fal). Jak już wspomnieliśmy, odpowiednikiem częstotliwości w optyce fotonów jest w optyce atomów energia kinetyczna, zatem uogólnienie procesu wytwarzania drugiej harmonicznej do przypadku generowania sumy częstotliwości wydaje się dosyć proste; wystarczy powtórzyć eksperyment z rezonansem Feshbacha w przypadku, gdy jako źródło cząsteczek mamy dwie poruszające się względem siebie paczki falowe kondensatu. Stosowny eksperyment wykonano znowu w grupie Ketterlego [19].

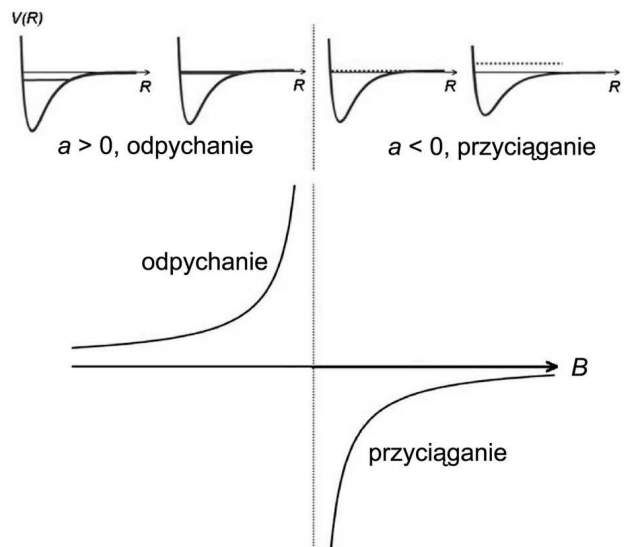


Rys. 6. Generowanie sumy częstotliwości [19]. Analogicznie jak na rys. 5, w eksperymencie wytwarzano cząsteczki, stosując rezonans Feshbacha, ale tym razem parę atomowych składników stanowiły: atom stacjonarny oraz atom poruszający się z pędem p_r . Na rysunku a pokazano atomy, które przed wykorzystaniem rezonansu Feshbacha zostały podzielone na dwie grupy: stacjonarne oraz poruszające się z pędem p_r . Na rysunku b do wytworzonych cząsteczek zastosowano rozpraszanie bragowskie i stwierdzono obecność cząsteczek o pędzie 0, 1 oraz 2 (w jednostkach p_r).

Rezonans Feshbacha i bosenowa

Z naszych dotychczasowych rozważań wynika, że kluczową rolę w opisywanych tu zjawiskach odgrywa nieliniowość. Na stopień nieliniowości ma wpływ kwadrat modułu funkcji falowej (natężenia pola elektrycznego fali świetlnej w optyce nieliniowej). Tłumaczy to, dlaczego potrzebne są nam silne fale laserowe bądź duże koncentracje atomów w kondensacie Bosego–Einsteina. Na tym jednak nie kończy się nasz wpływ na stopień nieliniowości; okazuje się, że niebagatelną rolę może odgrywać niewinnie wyglądający współczynnik przy wyrazie nieliniowym! W przypadku optyki nieliniowej fotonów współczynnik ten zależy od centralnej częstotliwości rozchodzącej się fali, ale także od tego, jaki jest konkretny mechanizm powstawania nieliniowości w danym ośrodku. Mechanizmem

tym może być ruch elektronów, orientacja cząsteczek, ich polaryzowalność itp. Obecnie największe stopnie nieliniowości są osiągane w substancjach organicznych, w których pojawiają się elektrony mogące przemieszczać się na bardzo długiej drodze swobodnej. Reasumując, w optyce nieliniowej nasza kontrola nad stopniem nieliniowości ogranicza się niemal wyłącznie do wyboru konkretnego ośrodka nieliniowego. Zupełnie inaczej jest w przypadku BEC. Tu współczynnik nieliniowy jest zależny od jednego parametru zwanego długością rozpraszania, która charakteryzuje dwuciałowe zderzenia atomów kondensatu. Tak więc źródłem nieliniowości jest nie ośrodek, a zderzenia atomów. Okazuje się, że na przebieg tych zderzeń, a co za tym idzie na wielkość długości rozpraszania możemy stosunkowo łatwo wpływać poprzez tzw. rezonans Feshbacha. Aby zrozumieć, na czym polega to zjawisko, musimy przeanalizować zderzenie dwóch atomów. Pomocny będzie tu rys. 7. Potencjał V wzajemnego oddziaływania dwóch zderzających się atomów zależy np. od ich spinów. Wybierając dwa różne wzajemne ustawienia spinów, otrzymujemy dwa różne potencjały oddziaływania. Głębokość minimum tych krzywych można zmieniać za pomocą stałego pola magnetycznego (górna część rys. 7). Staje się to oczywi-

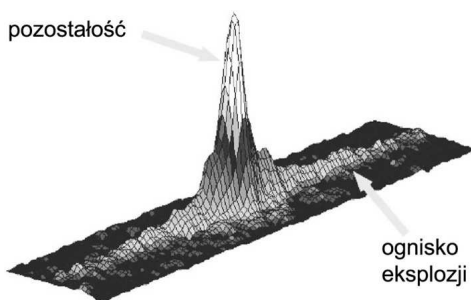


Rys. 7. Schemat przebiegu rezonansu Feshbacha. Na górze przedstawiono kilka położenia stanu związanego w jednym z potencjałów w stosunku do energii dysocjacji w drugim potencjale. Kolejne położenia odpowiadają różnym (rosnącym) wartościom indukcji pola magnetycznego. Na dolnym rysunku pokazano, jak zmienia się długość rozpraszania w trakcie takich zmian pola magnetycznego.

ste, jeśli sobie uświadomimy, że jedna z tych krzywych odpowiada stanowi singletowemu, a druga trypletowemu. Jeśli ponadto tak dobierzemy pole magnetyczne, by stan związany w jednym z potencjałów znajdował się w pobliżu energii dysocjacji w drugim, to atomy zbliżające się do siebie mogą zostać uwięzione w tym stanie związanym, przy czym długość rozpraszania rośnie do bardzo

dużych wartości. Zależność długości rozpraszania od zewnętrznego pola magnetycznego przedstawiono w dolnej części rys. 7. W ten oto sposób uzyskujemy niezwykle użyteczne narzędzie, pozwalające zmieniać nieliniowość o wiele rzędów wielkości! Można nawet zmienić jej znak. Można ją modulować, zmuszając ją do zmian w takt zmian zewnętrznego pola magnetycznego. O takich modulacjach będzie mowa w następnym rozdziale, poświęconym solitonom.

Rezonans Feshbacha został po raz pierwszy zaobserwowany w sodzie. Dokonano tego w laboratorium Ketterlego na Harvardzie [20]. Nieco później w grupie Wiemana i Cornella w JILA został wykonany bardzo ekscytujący eksperyment związany z rezonansem Feshbacha, który zainteresował nie tylko specjalistów od optyki nieliniowej, ale również astrofizyków [21]. (Było to jeszcze w czasach, kiedy obaj laureaci Nagrody Nobla wspólnie prowadzili badania; wkrótce potem każdy z nich zaczął pracować niezależnie, a ostatnio Wieman postanowił skupić się na nauczaniu fizyki i w tym celu podjął pracę na uniwersytecie w Vancouverze). Idea eksperymentu jest bardzo prosta. W laboratorium został wytworzony BEC składający się z atomów ^{85}Rb , który w normalnych warunkach ma dodatnią długość rozpraszania, odpowiadającą odpychaniu się atomów. Następnie za pomocą zewnętrznego pola magnetycznego zmodyfikowano sposób oddziaływania atomów, tak że zaczęły się przyciągać. Kondensat przestał być stabilny i zaczął się zapadać, a następnie, podobnie jak to się dzieje w przypadku zapadających się gwiazd, eksplodował. Zjawisko to bywa nazywane bosenową (ang. Bosenova). Eksplozji towarzyszył wzrost temperatury kondensatu o dwieście miliardowych części kelwina. W przypadku supernowej wybuch jest silniejszy – drobiazg – 10^{75} razy. Od czegoś jednak trzeba zacząć!



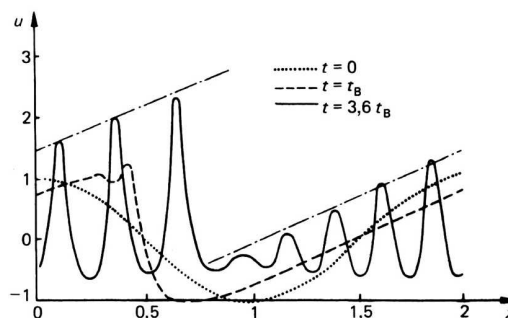
Rys. 8. Obraz eksplodującego kondensatu („bosenowej”)

Solitony

W sierpniu 1834 r. jeden z największych inżynierów wszech czasów, John Scott Russell (1808–82), badał kanał Union pod Edynburgiem z myślą o możliwości przepływania przezeń parowców, robiących właśnie karierę na Wyspach. Młody inżynier jechał konno stępa wzdłuż kanału. Przypadkiem zauważył, jak pojedyncza fala odłącza się od łodzi, ciągniętej przez parę koni, i następnie posuwa się wzdłuż kanału ze stałą prędkością 12 km/h. Rzecz w tym,

że fala była zupełnie niepodobna do znanych Russellowi obiektów. Składała się z jednego tylko wału wody o wysokości 30 cm i nie rozmywała się przez długi czas. Russell nadał jej nazwę „great solitary wave”, wytworzył podobną w swoim ogrodzie i po pewnym czasie opisał ją dla potomnych [22]. Dzień, w którym po raz pierwszy ujrzał soliton, nazwał najszcześniejszym w życiu. Jego samego po latach dotknęło bankructwo, gdy pracował przy budowie największego parowca świata (przedsięwzięcie to okazało się kompletnym fiaskiem, nie tylko finansowym), ale za to jego młodzieńcze odkrycie zaczęło po przeszło stu latach robić karierę. Na fali zainteresowania solitonami w różnych ośrodkach odtworzono też w 1995 r. zjawisko w tym samym miejscu, co uwieczniono zdjęciem dostępnym w internecie (www.ma.hw.ac.uk/solitons/press.html), reprodukowanym też na okładce niniejszego zeszytu, a odcinkowi kanału nadano jego imię.

W roku 1965 Norman Zabusky i Martin Kruskal zbadali numerycznie właściwości rozwiązań opisujących silne oddziaływanie fononów [23]. Równanie było nieliniowe, a początkowy kosinusoidalny profil niespodziewanie rozpadał się na ciąg pojedynczych fal, takich jak u Russella (rys. 9). Autorzy nadali tym falom nazwę solitonów za względu na ich pozornie kwantowe zachowanie. Równanie, które rozpatrywali, zostało nazwane na cześć dwóch XIX-wiecznych inżynierów holenderskich, Diederika Kortewega i Gustava de Vriesa, i wyróżnia się jeszcze tym, że jako pierwsze zostało rozwiązane metodą rozpraszania odwrotnego [24]. Równanie to może też opisywać dynamikę powierzchni wody – wróciliśmy więc do punktu wyjścia!



Rys. 9. Ewolucja profilu $u = \cos(\pi x)$ według równania Kortewega–de Vriesa. Początkowo zachodzi strome spiętrzanie fali, a następnie jej rozpad na solitony. Po pewnym czasie profil początkowy się odtwarza [23].

Następnie posypała się lawina równań nieliniowych, które udało się rozwiązać w podobny sposób. Na ogół dopuszczają one zwarte rozwiązania N -solitonowe. (Natomiast wbrew oczekiwaniom istnienie ścisłego rozwiązania jednosolitonowego nie gwarantuje stosowalności metody rozpraszania odwrotnego).

Solitony obserwuje się w doświadczeniach plazmowych i w sieciach krystalicznych [25]. Służą one jako modele zjawisk zachodzących w nadprzewodnikach oraz do opisu przenoszenia energii w cząsteczkach DNA. Odgry-

wają też ważną rolę w układach optycznych [25], co często pomaga nam badać je w BEC dzięki wspomnianemu już teoretycznemu pokrewieństwu obydwu ośrodków. Solitony mogą być jedno-, dwu- lub trójwymiarowe, choć ze stabilnością tych ostatnich bywają kłopoty. Powrócimy jeszcze do tej sprawy.

Zajmijmy się solitonami w BEC, poczynając od jednowymiarowych, dla których istnieją ściśle rozwiązania równania (1). Nie brak podobieństw do solitonu zaobserwowanego przez szkockiego inżyniera 170 lat temu. Jeżeli założymy w równaniu (1) wykładniczą zależność od czasu, to otrzymamy spore bogactwo rozwiązań dla przypadku odpychania ($a > 0$). Oto one:

$$\psi(x, t) = \phi(x) \exp(i\mu t/\hbar), \quad (2)$$

$$\phi(x) = e^{-i\beta x/l} \left[i\beta + \sqrt{1-\beta^2} \tanh\left(\frac{x}{l} \sqrt{1-\beta^2}\right) \right], \quad (3)$$

gdzie $\beta = \sqrt{mv^2/gN_0}$, $l^{-2} = 4\pi a N_0$, a $\mu = -gN_0(1 + \beta^2/2)$. Mamy tu do czynienia z tzw. ciemnym solitonem, będącym rozrzedzeniem w ośrodku. Faza zmienia się wzdłuż solitonu o mniej niż π , gdy $v > 0$, a dokładnie o π dla $v = 0$. W tym ostatnim przypadku mamy ogromne uproszczenie:

$$\phi(x) = \tanh\left(\frac{x}{l}\right). \quad (4)$$

Teraz gęstość dąży do zera, gdy $x \rightarrow 0$. Wszystkie te solitony są stabilne w jednym wymiarze [26]. Natomiast w trzech wymiarach obserwowano rozpad solitonu na wiry kołowe [27]. Do tej sprawy jeszcze powrócimy.

Dla oddziaływań przyciągających $a < 0$ i klasa rozwiązań jest nieco uboższa:

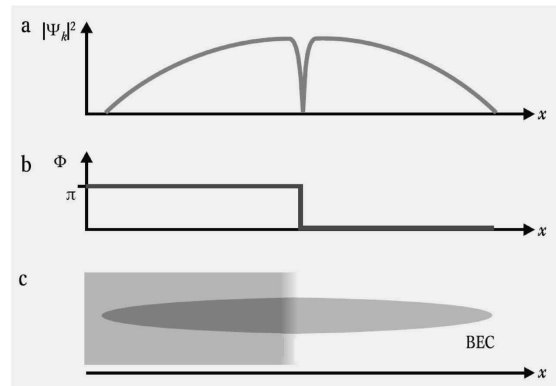
$$\phi(x) = \operatorname{sech}\left(\frac{x}{|l|}\right), \quad (5)$$

$\mu = |g|N_0/2$, a soliton ma charakter zgęstnienia kondensatu o maksimum w $x = 0$. Faza się nie zmienia. Niemal cały kondensat może skupić się w solitonie. Owe „jasne” solitony obserwuje się doświadczalnie [28].

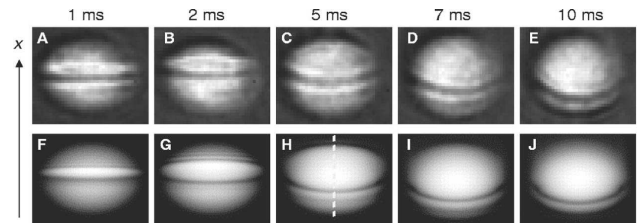
Bardziej użyteczny okazuje się ciemny soliton. Zauważmy to bardzo stromej zmianie fazy od π do 0 dla małych v . Prędkość w ośrodku określa gradient fazy, tak więc tylko w pobliżu $x = 0$ obserwuje się odstępstwo od jednostajności. Taki soliton można otrzymać, kierując odpowiednio dobraną wiązką laserową na połowę kondensatu (rys. 10). Tworzenie w kondensacie ciemnych solitonów często bywa pierwszym krokiem do uzyskiwania bardziej skomplikowanych wzorów [29] lub do badania ich dynamiki (rys. 11).

Grupa Cornella wytworzyła ciemny soliton w kuli rubidowego BEC. Początkowo wydawał się stabilny, ale w końcu rozpadł się na kilka kwantowych wirów kołowych. W tym miejscu opiszemy w paru słowach owe tajemnicze wiry. W cieczach kwantowych moc wirów (tzw. skręt) jest skwantowana. Wiry mogą być liniowe lub kołowe. Kwantowe wiry liniowe łączą brzegi naczynia i są znane od dawna w nadciekłym helu oraz w nadprzewodnikach. Kwantowe wiry kołowe trochę przypominają kółka z dymu papierosowego, z tym że ruch poloidalny jest

skwantowany. Przeciwnie skierowane pary wirów liniowych mogą po zaburzeniu przechodzić w zróżnicowane wiry kołowe [10,30].

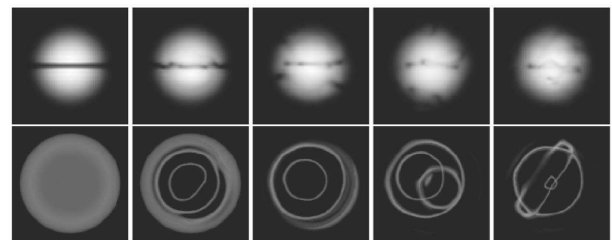


Rys. 10. Rozkład gęstości (a) i fazy (b) ciemnego solitonu oraz schematyczny obraz procesu tzw. nadrukowywania fazy (c). Proces ten polega na naświetlaniu części kondensatu wiązką laserową, której część przesłonięto maskownicą o ostrych brzegach. Powstaje wówczas różnica faz (równa π na rysunku) między oświetloną i zasłoniętą częścią kondensatu.



Rys. 11. Ewolucja ciemnego solitonu w kondensacie umieszczonym w pułapce harmoniczej. Górny wiersz – wyniki doświadczalne, dolny – symulacje numeryczne [26].

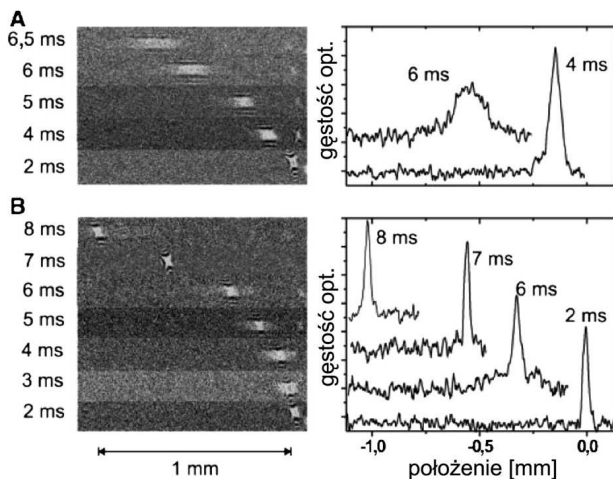
Na rysunku 12 pokazano wyniki symulacji numerycznej odpowiadającej dynamice ciemnego solitonu w kuli BEC ^{87}Rb . Symulacja odpowiadała 10^5 atomom zgromadzonym w sferycznej pułapce. Na pierwszej klatce widać ciemny soliton przecinający kulę BEC, jak na rys. 11. Rozpad rozpoczyna się po 130 ms od utworzenia kondensatu. Kolejne klatki pokazują sytuację co 50 ms. Po



Rys. 12. Wyniki symulacji numerycznej pokazującej rozpad ciemnego solitonu na kwantowe wiry kołowe w kulistym BEC [27]

czątkowo powstają trzy koncentryczne wiry kołowe. Następnie widać ich migracje i zmiany promieni. W bardziej wydłużonych, eliptycznych pałupkach powstawały też wiry liniowe, ale nie obserwowano ich w pałupkach sferycznych. W pracy [27] podano również wyniki doświadczalne dla dwuskładnikowego rubidu. Przewidywania numeryczne w zasadzie się potwierdziły.

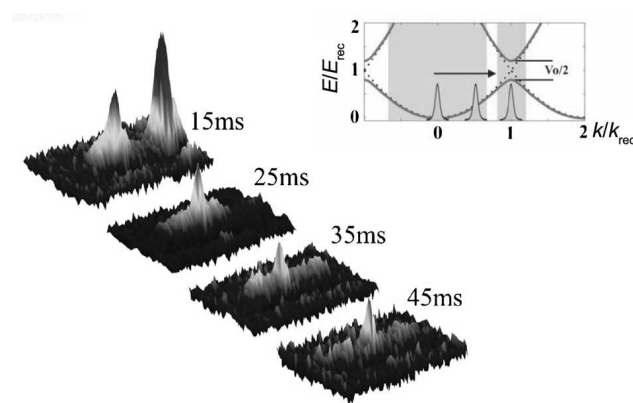
Wytworzenie jasnego solitonu jednowymiarowego wymagało ujemnej długości rozpraszania ($a < 0$), co było dodatkowym utrudnieniem. Grupa Christophe’a Salomona z paryskiego Laboratoire Kastler Brossel dokonała tego w licie (^7Li), wykorzystując rezonans Feshbacha [28]. Soliton wytworzono za pomocą skomplikowanego operowania zewnętrznym polem magnetycznym. Na rysunku 13 porównano ewolucję gazu doskonałego ($a = 0$) z dynamiką przy $a = -0,21$ nm. Klatka B odpowiadająca tej ujemnej wartości a wyraźnie przedstawia kolejne etapy rozchodzenia się jasnego solitonu. Autorzy wprowadzili model teoretyczny, w którym profil podłużny opisali wzorem (5), a w kierunkach poprzecznych założyli kształt gaussowski. Model ten prowadzi do korzystnego energetycznie stanu tylko w wąskim zakresie parametrów. Małe odchylenie od tych parametrów prowadzi do zapaści lub do wybuchowej niestabilności solitonu. Przewidywania te potwierdziły się doświadczalnie. Aż dziw, jak często model gaussowski z powodzeniem kamufluje naszą niewiedzę! Grupa Hulet’a zbadała właściwości kilku jasnych solitonów i odkryła działającą między nimi siłę odpychania [31].



Rys. 13. Profile absorpcyjne w gazie doskonałym dla $a = 0$ (A) oraz dla $a < 0$ (B). W drugim przypadku wyraźnie zarejestrowano propagację solitonu [28].

Jeszcze inny rodzaj jednowymiarowych solitonów zaobserwował w BEC Markus Oberthaler [32]. W literaturze dotyczącej optyki nieliniowej rodzaj ten występuje pod nazwą „soliton w przerwie energetycznej”. W obu dziedzinach solitony te pojawiły się prawie równocześnie i oparte są na identycznych zasadach. Ograniczymy się zatem do ich opisanie w przypadku BEC. Pojawianie się tych solitonów jest dosyć zaskakujące, ponieważ tworzą się

w kondensatach z oddziaływaniem odpychającym ($a > 0$). Kluczową rolę odgrywa słaby potencjał okresowy, w którym – podobnie jak w strukturach krystalicznych – pojęcie masy zmienia swój sens: w miejsce masy bezwładnej pojawia się masa efektywna. Przypomnijmy doświadczenie z I pracowni fizycznej. Pod metalową szyną umieszcza się kilka równoodległych elektromagnesów, tworzących strukturę okresową. Po pochylonej szynie swobodnie porusza się namagnesowany wagonik. Jak się okazuje [33], ruch wagonika spełnia równania Newtona, z tym tylko, że w miejsce masy bezwładnej należy podstawić inną wielkość – masę efektywną. Tak samo jest w przypadku kondensatu w sieci optycznej. Jeśli przygotujemy kondensat tak, aby odpowiadająca mu paczka falowa w przestrzeni pędów znajdowała się na brzegu strefy Brillouina (patrz schemat w górnym prawym rogu na rys. 14), to masa efektywna w równaniu GP zmienia znak i będzie można otrzymać soliton.



Rys. 14. Ewolucja solitonu w przerwie energetycznej w eksperymencie Oberthaler’a. Część kondensatu rozplywa się w wyniku dyspersji, pozostawiając małą, zawierającą 250 atomów paczkę falową, która nie zmienia kształtu [32]. W prawym górnym rogu rysunku – schemat przygotowania paczki falowej.

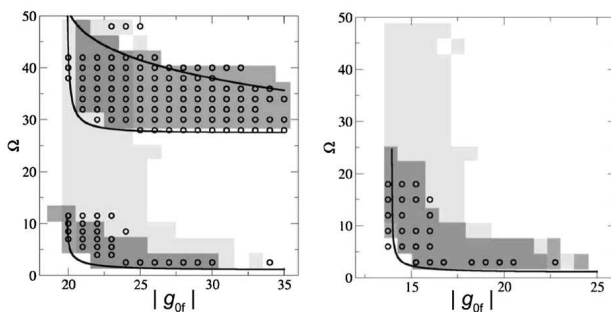
W doświadczeniu Oberthaler’a po wytworzeniu kondensatu uwięziono go w sieci optycznej. Początkowo paczka falowa kondensatu znajdowała się w środku strefy Brillouina (w języku fizyki materii skondensowanej powiedzielibyśmy, że jej średni kwazipęd był równy zeru). Natępnie przesunięto paczkę falową na brzeg strefy Brillouina, nadając sieci odpowiednie „przyspieszenie” (wprowadzono zmieniającą się w czasie różnicę częstości wiązek laserowych tworzących sieć). Wskutek tego po pewnym czasie wytworzył się soliton. Widać go na rys. 14 w postaci małego maksimum, które pozostaje po tym, jak zasadnicza część kondensatu rozplywa się w wyniku dyspersji. To maksimum odpowiada ok. 250 atomom i jego kształt pozostaje niezmienny do końca eksperymentu.

Do tej pory zajmowaliśmy się w zasadzie solitonami jednowymiarowymi lub w przybliżeniu jednowymiarowymi. W wielu ośrodkach występują też solitony dwuwymiarowe, cylindryczne (ang. lumps) i trójwymiarowe (ang. bullets). Solitony jednowymiarowe swoje istnienie

i trwałość zawdzięczają równowadze dwóch sił. Dyspersja dąży do rozszerzania, a nieliniowość do ściskania solitonu. W bogatszej geometrii gra tych dwóch efektów często nie wystarcza i trzeba znaleźć dodatkowe czynniki, które pomogą utrzymać kształt solitonu. Zobrazujemy to na przykładzie BEC, w którym wykorzystamy rezonans Feshbacha. Kondensat utrzymujemy w jednowymiarowej sieci, utworzonej przez oświetlanie BEC parą przeciwnie skierowanych wiązek laserowych, tak by utworzył się wzór interferencyjny. Modulujemy też oddziaływanie przy użyciu rezonansu Feshbacha. Tym razem długość rozpraszania a okresowo zmienia znak. Okazuje się, że można w ten sposób otrzymać zarówno dwu- jak i trójwymiarowe jasne solitony. Gdy sieć silnie wiąże solitony, są one siłą rzeczy dwuwymiarowe, jeżeli słabo – trójwymiarowe. Słabe wiązanie pozwala na wzajemne oddziaływanie sąsiednich solitonów. Oscylacje a wokół zera muszą być tak silne, by mogły stabilizować soliton. Okazało się, zarówno teoretycznie jak i w wyniku symulacji numerycznych, że dzięki kombinacji sieci optycznej i rezonansu Feshbacha możliwe jest otrzymanie nawet trójwymiarowego solitonu [34].

Podczas badania tego typu solitonów napotkaliśmy kilka niespodzianek. Stwierdziliśmy ze zdziwieniem, że o ile obserwowaliśmy tylko jeden obszar stabilności w przestrzeni parametrów dla solitonu dwuwymiarowego, to trójwymiarowemu odpowiadały dwa takie obszary, z których jeden był zupełnie nowy w stosunku do obszaru 2D, a drugi był do niego podobny. Początkowo wydawało się dziwne, że dodanie wymiaru może działać stabilizująco, na ogół bywa bowiem odwrotnie [25]. Dodatkowy obszar stabilności dla solitonów trójwymiarowych pojawiał się wtedy, gdy częstość modulacji długości rozpraszania przewyższała najniższą częstość potencjału utrzymującego BEC. Wyniki przedstawiono na rys. 15. Mamy tu trzy rodzaje danych: symulacje – kółka, analiza wariacyjna oparta na modelu gaussowskim (znowu!) – szare obszary, oraz rozważania oparte na prostych modelach teoretycznych – krzywe.

W jaki sposób dodanie stopnia swobody może stabilizować soliton? Kluczem do zrozumienia tej pozornej niedorzeczności może być okresowa modulacja, w tym przy-



Rys. 15. Obszary stabilności dla solitonów trójwymiarowych (po lewej) i dwuwymiarowych (po prawej); g_{of} – średnia wartość zmiennego współczynnika g , Q – częstość modulacji siły oddziaływania [34]

padku osiągnięta przy użyciu rezonansu Feshbacha. Aby zilustrować tę możliwość na prostym przykładzie, rozpatrzmy oscylator harmoniczny z siłą wymuszającą:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = y \cos(\omega_0 t). \quad (6)$$

Dla ustalonej wartości y , amplituda x rośnie liniowo z czasem:

$$x = \frac{yt}{2\omega_0} \sin(\omega_0 t) + F(t), \quad (7)$$

gdzie $F(t)$ jest funkcją okresową. Jeżeli natomiast dopuścimy dodatkowy stopień swobody:

$$\ddot{y} + \epsilon^2 y = 0, \quad (8)$$

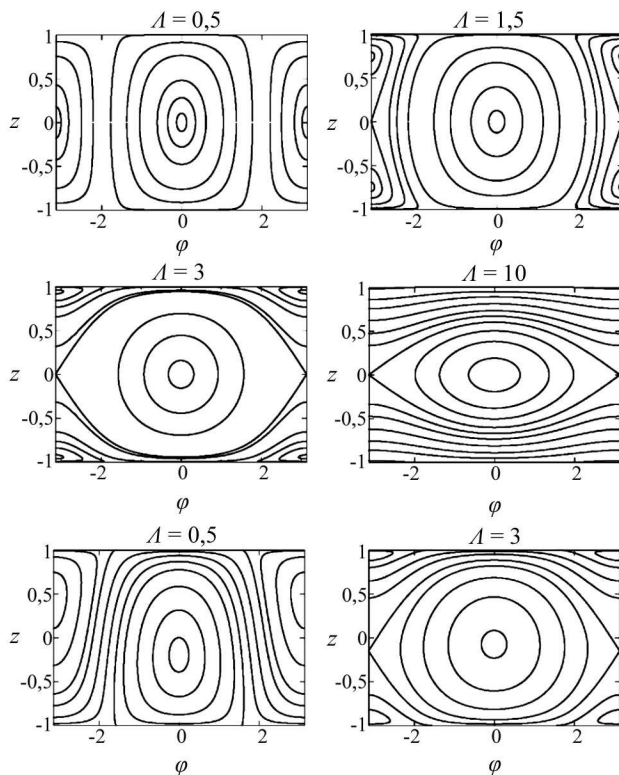
to rozwiązanie będzie ograniczone, o ile $\epsilon \neq \pm 2\omega_0$.

Solitony josephsonowskie

Rozwiązania przypominające solitony otrzymuje się również w BEC w podwójnych jamach potencjału [35,36]. Jeżeli w równaniu (1) wprowadzimy potencjał w kształcie podwójnej jamy, to wygodnie jest zdefiniować dwa parametry, z oraz ϕ , które bardzo dobrze charakteryzują stan układu. Zmienna z jest miarą różnicy między ilością kondensatu w obu jamach, natomiast ϕ określa różnicę ich faz (liczonych jako średnie dla każdej z jam). Zmienne te spełniają następujące proste równania:

$$\begin{aligned} \dot{z} &= \sqrt{1-z^2} \sin \phi, \\ \dot{\phi} &= \Lambda z + \left(z/\sqrt{1-z^2} \right) \cos \phi + \Delta. \end{aligned} \quad (9)$$

Parametr Λ jest miarą stosunku wielkości oddziaływania nieliniowego do tunelowania, a Δ – różnicy wielkości oddziaływań w obu jamach ($\Delta = 0$, gdy jamy są identyczne). Oba powyższe człony są proporcjonalne do g . Równania te są bardzo podobne do równań opisujących złącze Josephsona w nadprzewodnikach, zawierają jednak dwa dodatkowe, nieliniowe człony (Λz oraz Δ). Dynamikę wynikającą z równań (9) w przestrzeni fazowej przedstawiono na rys. 16. Skupimy się na przypadku $\Delta = 0$. Widzimy punkty stałe przekształcenia położone na osi $z = 0$ i odpowiadające fazie ϕ równej 0 lub $\pm\pi$. Charakter wykresu fazowego zmienia się wraz ze wzrostem parametru Λ . Dla małych wartości Λ wszystkie orbity okrążają punkty stacjonarne, odpowiadające wartości $z = 0$, tak że populacja przelewa się z jednej jamy do drugiej. Dla $\Lambda = 1$ następuje bifurkacja, jeden punkt stacjonarny rozdwaja się i opuszcza oś $z = 0$. Dla nieco większych wartości tego parametru ($\Lambda > 2$) pojawiają się dodatkowo orbity otwarte (dolne wykresy). W obu ostatnich przypadkach możliwa jest dynamika układu, w której przelewanie populacji pomiędzy jamami albo jest niezupełne, albo zamiera niemal całkowicie. To właśnie zjawisko nazwano samopułapkowaniem. W roku 2005 Oberthaler przeprowadził eksperyment, w którym wykazał, że zjawisko to rzeczywiście zachodzi w BEC [37]. W eksperymencie kondensat został umieszczony w sieci optycznej, a dwa sąsiednie węzły sieci służyły jako dwie jamy potencjału. W tych warunkach początkowa różnica faz ϕ równała się zeru, a początkową wartość z wybierano, przesuując kondensat przy użyciu



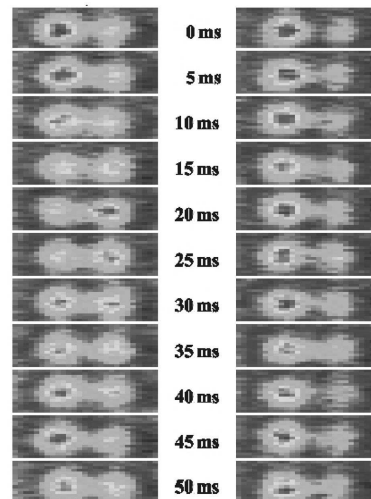
Rys. 16. Dynamika zmian populacji w jamach potencjału w uogólnionym modelu Josephsona (patrz tekst oraz [36]); dla czterech pierwszych wykresów $\Delta = 0$, dla dwóch ostatnich $\Delta = 0,3$

dodatkowej pułapki harmoniczej. Warunki doświadczalne odpowiadały dużej wartości Λ , zatem wszystkie typy orbit były dozwolone. Wybierając odpowiednią wartość początkową z , autorzy eksperymentu byli w stanie doprowadzić zarówno do pełnego przelewania jak i pułapkowania w jednej jamie (odpowiednio lewa i prawa kolumna na rys. 17).

Podsumowanie

Staraliśmy się pokazać, jak fizyka kondensatów Bosego–Einsteina łączy nowe ze starym. Nowe – przynajmniej od strony doświadczalnej – i wręcz sprzeczne z intuicją jest to, jak kolektywnie, a wręcz karnie potrafią się zachowywać atomy, zupełnie jak fotony w laserze. Stare jest na przykład to, że każdemu z tych atomów można przypisać falę. Wiadomo to od czasów de Broglie’a, a odpowiednie doświadczenia znamy ze szkoły. Wątpliwe jednak, by francuskiemu klasykowi mechaniki kwantowej śniło się o którymś z tu opisanych doświadczeń z BEC!

Przedstawiliśmy tutaj dział fizyki, który świętuje dopiero swoje 10-lecie. Jest on odpowiednikiem optyki nieliniowej, z tym że rolę fotonów odgrywają w nim obojętne atomy, a nieliniowa polaryzacja powstaje w procesie zderzeń atomowych. Omówiliśmy kilka spektakularnych – naszym zdaniem – eksperymentów. Łączą one tradycyjne zagadnienia optyki nieliniowej, np. mieszanie fal z utworzeniem nowej, z jedno- i wielowymiarowymi solitonami, znanymi z optyki i fizyki plazmy, ze złączami Josephsona, typowymi dla nadprzewodników, czy też z rezonansem



Rys. 17. Sekwencje wyników pomiarów populacji w obu jamach dla dwóch różnych wartości początkowych z . W lewej kolumnie widać przelewanie populacji pomiędzy jamami, a w prawej uwięzienie populacji w jednej z nich [37].

Feshbacha, występującym w fizyce molekularnej. Równie ciekawy i niecodzienny jest dualizm pola elektromagnetycznego w ośrodku oraz mechaniki kwantowej atomów i molekuł. Mamy nadzieję, że udało nam się zaciekać Czytelników tym nowym działem fizyki.

Większość opisanych tu eksperymentów wykonano w USA, lecz kondensat otrzymuje się już w większości najbardziej rozwiniętych krajów świata, w tym – od bardzo niedawna – także w Polsce (patrz notatka na s. 95 – red.). W zakresie badań teoretycznych Polacy są od początku widocznymi we współpracy międzynarodowej. Autorzy tego przeglądu pracują obecnie m.in. nad dynamiką realistycznych konfiguracji solitonowych w BEC, zwiększeniem wydajności wytwarzania czwartej fali i fizyką zderzeń kondensatów.

Jaka przyszłość czeka kondensaty Bosego–Einsteina? Jak wiadomo, świat rozwija się zwykle szybciej, niż potrafimy sobie wyobrazić. Już środek ciężkości zaczął się przesuwac w stronę kondensatów spinorowych, fermionowych i bozonowo-fermionowych. Fermiony mogą tworzyć pary Coopera, podobnie jak w nadprzewodnikach. Pary te zachowują się jak bozony i... już mamy kondensat, w dodatku złożony z molekuł. Fizyka takiego przejścia (nazywanego przejściem BCS, od nazwisk Johna Bardeena, Leona Coopera i Johna Schrieffer’a) jest niezwykle fascynująca, ale to już temat na inny artykuł.

Literatura

- [1] O. Stern, *Naturwiss.* **17**, 391 (1929).
- [2] L. Deng i in., *Nature* **398**, 218 (1999).
- [3] P.A. Franken i in., *Phys. Rev. Lett.* **7**, 118 (1961).
- [4] M. Trippenbach, E. Infeld, *Acta Phys. Polon. B* **37**, 1001 (2006).
- [5] E.A. Cornell, C.E. Wieman, *Postępy Fizyki* **53**, 221 (2002); *Świat Nauki*, maj 1998, s. 26; jila-www.colorado.edu/bec.

- [6] S.N. Bose, *Z. Phys.* **26**, 178 (1924); A. Einstein, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., Bericht 3* (1925), s. 18.
- [7] R.W. Boyd, *Nonlinear Optics*, wyd. II (Academic Press, Amsterdam 2003).
- [8] E. Cornell, *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* **101**, 419 (1996).
- [9] W. Ketterle, *Postępy Fizyki* **54**, 11 (2003).
- [10] R.J. Donnelly, *Quantum vortices in Helium II* (Cambridge University Press, Cambridge 1991).
- [11] W. Gawlik, *Postępy Fizyki* **53D**, 54 (2003).
- [12] M.R. Andrews i in., *Science* **275**, 637 (1997).
- [13] J. Steinhauer i in., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 120407 (2002).
- [14] M. Greiner i in., *Nature* **415**, 39 (2002).
- [15] C.A. Regal i in., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 040403 (2004).
- [16] M. Kozuma i in., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 871 (1999).
- [17] S. Inouye i in., *Science* **285**, 571 (1999).
- [18] S. Inouye i in., *Nature* **402**, 641 (1999).
- [19] J.R. Abo-Shaeer i in., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 040405 (2005).
- [20] S. Inouye i in., *Nature* **392**, 151 (1998).
- [21] E.A. Donley i in., *Nature* **412**, 295 (2001).
- [22] J. Scott Russell, Report of the fourteenth meeting of the British Association for the Advancement of Science, York, September 1844 (London 1845), s. 311.
- [23] N.J. Zabusky, M.D. Kruskal, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 240 (1965).
- [24] C.S. Gardner i in., *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1095 (1967).
- [25] Y.S. Kivshar, G.P. Agrawal, *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals* (Academic Press, New York 2003); E. Infeld, G. Rowlands, *Nonlinear Waves, Solitons and Chaos*, wyd. II (Cambridge University Press, Cambridge 2000).
- [26] J. Denschlag i in., *Science* **287**, 97 (2000).
- [27] B.P. Anderson i in., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2926 (2001).
- [28] L. Khaykovich i in., *Science* **296**, 1290 (2002).
- [29] K.B. Bongs, K. Sengstock, *Rep. Prog. Phys.* **67**, 907 (2004).
- [30] E. Infeld, A. Senatorski, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, 5865 (2003); A. Senatorski, E. Infeld, tamże **16**, 6589 (2004); E. Infeld, A. Senatorski, *cond-mat/0104073* (2001).
- [31] K.E. Strecker i in., *Nature* **417**, 150 (2002).
- [32] B. Eiermann i in., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 230401 (2004).
- [33] J.A. Gaj, *Postępy Fizyki* **25**, 707 (1974); M. Nawrocki, J.A. Gaj, *Am. J. Phys.* **52**, 807 (1984).
- [34] M. Matuszewski i in., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 050403 (2005); *Proc. R. Soc. A* **461**, 3561 (2005).
- [35] K.W. Mahmud i in., *Phys. Rev. A* **66**, 063607 (2002); P. Ziń i in., *Phys. Rev. A* **73**, 022105 (2006).
- [36] E. Infeld i in., *Phys. Rev. E* **74**, 026610 (2006).
- [37] M. Albiez i in., *cond-mat/0411757* (2004).



Dr hab. MAREK TRIPPENBACH (z lewej), absolwent UW, zajmuje się teoretyczną optyką kwantową i optyką nieliniową. Jego prace dotyczą m.in. solitonów w układach nieliniowych, zwłaszcza w ośrodkach optycznych i kondensatach Bosego–Einsteina. Był jednym ze współautorów eksperymentu wykonanego w grupie profesora Williama Phillipsa (laureata Nagrody Nobla w 1997 r.) i uważanego za pierwszy zaobserwowany efekt nieliniowej optyki atomów, w którym przeprowadzono obserwację odpowiednika mieszania czterech fal w kondensatach. Podczas stażu naukowego w ośrodku JILA (w Boulder w stanie Colorado) współpracował także z Carlem Wiemanem, laureatem Nagrody Nobla w 2001 r. za otrzymanie kondensatu Bosego–Einsteina. Jest zatrudniony w Instytucie Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego oraz w Instytucie Problemów Jądrowych im. Adama Soltana w Warszawie. Jest członkiem (*fellow*) brytyjskiego Institute of Physics.

Prof. ERYK INFELD (z prawej) studiował fizykę na Uniwersytecie Warszawskim oraz matematykę w Cambridge. Po krótkim okresie fascynacji ogólną teorią względności zainteresował się młodą wówczas fizyką plazmy. Zatrudnił się w Instytucie Badań Jądrowych Warszawie w 1963 r., a obecnie jest kierownikiem Pracowni Fizyki Plazmy i Dynamiki Nieliniowej IPJ. To właśnie fizyka nieliniowa stanowi jego główne zainteresowanie, w szczególności w zastosowaniu do plazmy, nadciekłego helu oraz kondensatu Bosego–Einsteina. Ma na swoim koncie dwie książki wydane w Cambridge University Press. Jedna z nich, napisana wspólnie z prof. Georgem Rowlandsem z Warwick, była dwukrotnie wyróżniona w USA jako Book of the Month i została wydana także w Rosji oraz Chinach. Jest też autorem powieści *Cena Nobla*. Jest członkiem (*fellow*) Institute of Physics.

O modelu Hubbarda słów kilka*

Jacek Wojtkiewicz

Katedra Metod Matematycznych Fizyki, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski

A few words about the Hubbard model

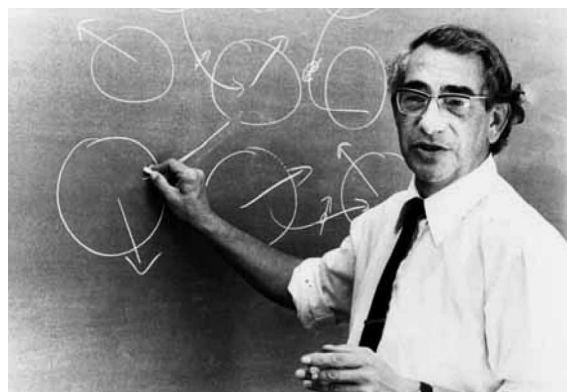
Abstract: In this article basic definitions, facts, achievements, and open problems concerning the Hubbard model are briefly reviewed. We begin with the definition of the model accompanied by the sketch of its derivation from Schrödinger equation for interacting electrons in a periodic potential. Then we discuss some applications of the model to certain physical problems (antiferromagnetism, ferromagnetism, stripe phases in superconductors). We also review some important achievements of the field during the forty-years-old history of the Hubbard model as well as several open problems.

1. Wstęp: co to jest model Hubbarda?

Na to pytanie można najkrócej odpowiedzieć tak: jest to jeden z najprostszych sieciowych modeli silnie skorelowanych elektronów. Potrzeba jego wykorzystania pojawia się tam, gdzie zawodzi opis w przybliżeniu elektronów niezależnych. Przybliżenie to uwzględnia oddziaływanie elektronów w sposób samouzgodniony (analogicznie jak przybliżenie Hartree'ego–Focka w fizyce atomowej lub cząsteczkowej). Do opisu wielu zjawisk taki model wystarcza. Istnieją jednak problemy, w których elektronów nie można traktować jak cząstki niezależne – należy do nich np. przejście metal–izolator. Układy, do których opisu nie wystarcza model cząstek niezależnych, to tzw. układy silnie skorelowanych elektronów.

Model Hubbarda jest właśnie jednym z najprostszych sieciowych modeli silnie skorelowanych elektronów i jednym z najważniejszych modeli w fizyce ciała stałego. (Stwierdzenie takie nosi nieuchronne piętno subiektywizmu. Można jednak podać bardziej wymierne kryterium: jest to jeden z modeli najczęściej badanych. W archiwum elektronicznym cond-mat w ciągu ostatnich lat przybywa rocznie ok. 300 poświęconych mu prac).

Model Hubbarda nie jest modelem fundamentalnym – przynajmniej w tym sensie, w jakim za fundamentalne można uważać np. równanie Schrödingera albo Diraca: równania te odgaduje się albo postuluje, natomiast model Hubbarda się wyprowadza. Wyprowadzenie modelu Hubbarda z równania Schrödingera obejmuje szereg założeń, etapów pośrednich i przybliżeń, z których najważniejsze to: założenie o istnieniu periodycznej struktury krystalicznej oraz przybliżenie ciasnego wiązania i pominięcie w nim większości całek. Tę drogę postępowania naszkicujemy w następnej części artykułu.



John Hubbard (1931–1980)

Jak wspomnieliśmy, model Hubbarda jest jednym z najprostszych modeli opisujących układ oddziałujących elektronów w kryształach (modelowanym przez periodyczny potencjał). Hamiltonian składa się z tylko dwóch członów: operatora energii kinetycznej, opisującego ruch cząstek swobodnych w sieci krystalicznej, oraz operatora energii oddziaływania tych cząstek, mającego chyba najprostszą możliwą postać: cząstki się odpychają, gdy znajdują się w jednym węźle, oraz nie oddziałują, gdy są w węzłach różnych. Taką postać oddziaływania można uważać za skrajnie uproszczony opis ekranowanego oddziaływania kulombowskiego.

Otrzymany w ten sposób hamiltonian jest drastycznie zubożony w porównaniu z postacią ścisłą, stąd na ogół nie oczekuje się, że model Hubbarda będzie dawał ilościowy opis wyników doświadczalnych: przy wyprowadzaniu go z równania Schrödingera czyni się zbyt wiele uproszczeń. Uzasadnione są jednak nadzieje, że badanie modelu Hubbarda przyniesie co najmniej jakościowe zro-

*Rozszerzona wersja tekstu wystąpienia w czasie IV Dni Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego (2–3 grudnia 2005 r.).

zumienie wielu zjawisk z zakresu fizyki silnie skorelowanych elektronów.

2. Hamiltonian modelu

Dla tych Czytelników, co się wzorów nie boją, opiszemy teraz najważniejsze kroki przy wyprowadzaniu hamiltonianu modelu Hubbarda z równania Schrödingera.

W formalizmie drugiej kwantyzacji ogólna postać hamiltonianu $\hat{H}_A$ dla elektronów w kryształach jest następująca:

$$\hat{H}_A = \sum_{ij;\sigma} t_{ij} c_{i,\sigma}^\dagger c_{j,\sigma} + \sum_{ijkl;\sigma,\sigma'} \langle ij|\frac{1}{r}|kl\rangle c_{i,\sigma}^\dagger c_{j,\sigma'}^\dagger c_{l,\sigma'} c_{k,\sigma}, \quad (1)$$

gdzie A jest zbiorem, na którym określony jest hamiltonian (najczęściej jest to podzbiór sieci krystalicznej); i, j, k, l są indeksami węzłów sieci należących do A , $c_{i,\sigma}^\dagger$ ($c_{i,\sigma}$) oznacza operatory kreacji (anihilacji) elektronu o spinie σ na zlokalizowanym w węźle i orbitalu Wanniera, t_{ij} – całkę nakładania się orbitali, którą można interpretować jako macierz współczynników przeskoku (ang. hopping) elektronu między węzłami i oraz j , zaś $\langle ij|(1/r)|kl\rangle$ – elementy macierzowe oddziaływania kulombowskiego w bazie funkcji Wanniera na węzłach i, j, k, l [1]. Dla układów o wąskim pasmie najistotniejsze elementy macierzowe to:

$$U \equiv \langle ii|\frac{1}{r}|ii\rangle, \quad (2)$$

$$V \equiv \langle ij|\frac{1}{r}|ij\rangle, \quad (3)$$

$$X \equiv \langle ii|\frac{1}{r}|ij\rangle, \quad (4)$$

przy czym we wzorach (3) i (4) wskaźniki i, j oznaczają najbliższych sąsiadów. Wielkości te są zwykle interpretowane następująco: U – oddziaływanie kulombowskie w węźle (wartość tej całki wynosi zwykle kilkanaście eV), V – miara oddziaływania kulombowskiego między najbliższymi sąsiadami (ok. 3 eV), X – całka opisująca skorelowany przeskoczek (ok. 0,5 eV).

Hamiltonian modelu Hubbarda zawiera tylko dwa wyrazy spośród nieskończenie wielu występujących w hamiltonianie (1):

$$H_A = T_A + V_A, \quad (5)$$

gdzie

$$T_A = -t \sum_{\langle i,j \rangle; \sigma} c_{i,\sigma}^\dagger c_{j,\sigma} + \text{h.c.}, \quad (6)$$

$$V_A = U \sum_{i \in A} n_{i,\uparrow} n_{i,\downarrow}, \quad (7)$$

$c_{i,\sigma}^\dagger, c_{i,\sigma}$ oznacza operatory kreacji i anihilacji dla fermionów o spinie σ w węźle i , t – współczynnik przeskoku, zaś $n_{i,\sigma} = c_{i,\sigma}^\dagger c_{i,\sigma}$ – operator liczby cząstek. We wzorze (6) symbol $\langle i, j \rangle$ oznacza sumowanie tylko po najbliższych węzłach sieci, a współczynnik U we wzorze (7) opisuje lokalne odpychanie kulombowskie.

Model Hubbarda można uważać za „elementarny” – trudno wyobrazić sobie model bardziej uproszczony, a jednocześnie zawierający najważniejsze składniki obrazu fizycznego. Sytuację tę dobrze charakteryzuje powiedzenie

Einsteina: „Wszystko powinno być tak proste, jak to tylko możliwe – ale nie prostsze”.

Często bada się, jaki jest wpływ pominiętych wyrazów. Najważniejsze z nich to (za kryterium ich ważności przyjmuje się wartość odpowiednich całek [1])

$$H^{(1)} = \sum_{\langle i,j \rangle} [V n_i n_j + X \sum_{\sigma} (c_{i,\sigma}^\dagger c_{j,\sigma} + \text{h.c.}) (n_{i,-\sigma} + n_{j,-\sigma}) + F' (c_{i,\uparrow}^\dagger c_{i,\downarrow}^\dagger c_{j,\uparrow} c_{j,\downarrow} + \text{h.c.}) - 2F (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j + \frac{1}{4} n_i n_j)], \quad (8)$$

przy czym $F = \langle ij|(1/r)|jj\rangle$, $F' = \langle ij|(1/r)|ji\rangle$ (obie te wielkości są rzędu 0,1 eV), $n_i = n_{i,\uparrow} + n_{i,\downarrow}$ jest całkowitym obsadzeniem i -tego węzła, $\mathbf{S}_i = \frac{1}{2} \sum_{\sigma,\sigma'} c_{i,\sigma}^\dagger \boldsymbol{\tau}_{\sigma\sigma'} c_{i,\sigma'}$ – operatorem spinu w i -tym węźle (dwuliniową kombinacją operatorów kreacji i anihilacji), $\boldsymbol{\tau}$ – wektorem macierzy Pauliego. Rozważa się też modele wielopasmowe (elektrony mają kilka stopni swobody w węźle).

Omawiany model został wprowadzony przez Johna Hubbarda w roku 1963 [1] (niezależnie uczynili to Martin Gutzwiller [2] i Junjiro Kanamori [3]). Pierwotną motywacją był opis ferromagnetyzmu metalicznego. Owe wcześnie próby nie zakończyły się powodzeniem – ówczesne dostępne metody analizy takich hamiltonianów jak (5) były mało skuteczne.

Później dostrzeżono, że model Hubbarda jest naturalnym „środowiskiem” do badania innych zjawisk, takich jak: inne uporządkowania magnetyczne (antyferromagnetyzm, ferrimagnetyzm, metamagnetyzm itp.), przejścia metal–izolator [5], nadprzewodnictwo wysokotemperaturowe [6], kondensacja Bosego–Einsteina zimnych atomów w „sieci optycznej” [7] (tu cząstki – atomy w pułapce magnetycznej – nie są fermionami, a bozonami). Wierzy się, że zjawiska te można wyjaśnić w ramach modelu Hubbarda, że jest on najprostszym modelem, za którego pomocą możemy fizykę leżącą u ich podstaw zrozumieć bez „wkładania rąkami” tych efektów w hamiltonian. W wielu przypadkach nadzieje te już się potwierdziły. Rola modelu Hubbarda jest więc dla teorii silnie skorelowanych elektronów równie fundamentalna, jak modelu Isinga dla teorii przejść fazowych: oba stanowią „archetypy”, „paradygmaty” dla swoich dziedzin.

Ta prostota jest jednak złudna: dotyczy ona jedynie sformułowania, lecz już nie własności. Model Hubbarda jest bardzo trudny do badania („notoriously difficult”, jak to ujął Elliott Lieb [8]).

Aby zorientować się w pochodzeniu tych trudności, spójrzmy na hamiltonian modelu. Jego człony (6) i (7) zachowują się przeciwstawnie. Dokładniej, funkcjami własnymi członu kinetycznego (6) są fale płaskie zdelokalizowane w całym dostępnym obszarze, a funkcjami własnymi członu potencjalnego (7) – cząstki zlokalizowane. To właśnie współzawodnictwo między dwiema przeciwnymi tendencjami (lokalizacja–delokalizacja) jest odpowiedzialne za bardzo różnorodne i często przeciwstawne zachowania w różnych obszarach przestrzeni parametrów. Rozpatrzmy

na przykład następującą sytuację. Gdy dominuje człon kinetyczny, można się spodziewać, że elektrony są zdelokalizowane i poruszają się swobodnie po całym kryształ – układ byłby wtedy przewodnikiem. Gdy zaś dominuje człon potencjalny, można się spodziewać, że elektrony będą zlokalizowane, niechętnie będą zmieniały położenie – mielibyśmy w tym wypadku izolator. Taka zmiana przewodnictwa (ang. MIT, metal–insulator transition) rzeczywiście zachodzi, choć jej opis jest dużo bardziej skomplikowany niż powyższy obraz heurystyczny. Innym wytłumaczeniem, dlaczego ten model tak trudno badać, może być ogromny zakres zjawisk, które on – prawdopodobnie – opisuje. Wydaje się wątpliwe, aby cała ta różnorodność zjawisk była prostym wnioskiem z modelu.

Ścisłych wyników dotyczących modelu Hubbarda jest niewiele. To samo dotyczy wyników przybliżonych o kontrolowanym błędzie. Dzieje się tak, mimo iż od sformułowania modelu minęło już ponad 40 lat, a w tym czasie ukazało się kilka tysięcy prac na jego temat. Poniżej opiszemy niektóre z uzyskanych wyników ścisłych oraz z dobrze ugruntowanych wyników przybliżonych.

3. „Czterdzieści lat minęło”, a co przyniosło?

3.1. Wymiar równy 1

W przypadku sieci jednowymiarowej udało się o właściwościach modelu zebrać dużo informacji na podstawie rozwiązania ścisłego. Uzyskali je Lieb i Wu w 1968 r. [9], wykorzystując podstawienie Bethego¹. Na podstawie tego ścisłego rozwiązania udało się obliczyć funkcje termodynamiczne (energię stanu podstawowego, energię swobodną, entropię, ciepło właściwe i in.), natomiast nie udało się obliczyć w ogólnej postaci funkcji korelacyjnych. Do dzisiaj jest to problem rozwiązany tylko częściowo.

Gdy rozpatruje się modyfikacje modelu Hubbarda, na ogół nie są one już ściśle rozwiązywalne. Sporo wyników ścisłych daje się jednak uzyskać metodą grupy renormalizacyjnej. Ponadto w jednym wymiarze istnieją efektywne metody numeryczne (grupa renormalizacji macierzy gęstości, DMRG) i przybliżone (bozonizacja). Duży wkład wnoszą też konforemna teoria pola, pozwalająca opisać własności jednowymiarowych układów kwantowych w pobliżu punktu krytycznego.

Nasz świat nie jest jednak jednowymiarowy. Wyniki uzyskane dla $d = 1$ opisują bezpośrednio niewielką (choć dość istotną) klasę układów i w ograniczonym jedynie stopniu przenoszą się na wyższe wymiary. Przypadek jednowymiarowy może jednak nabrać większego znaczenia w bliskiej przyszłości ze względu na intensywnie badane nanorurki węglowe, które można uważać za układy quasi-jednowymiarowe.

3.2. Wymiar nieskończony

Okazuje się, że dostatecznie duży wymiar układu jest okolicznością ułatwiającą, a nie utrudniającą badanie. Tego

rodzaju sytuacja występuje w teorii klasycznych układów spinowych, w której mamy teorię pola średniego – każdy spin oddziałuje z każdym – można więc formalnie uważać układ za określony na sieci nieskończenie wymiarowej.

Dla układów kwantowych można również opracować podobną procedurę. Po raz pierwszy zrobiono to w 1989 r. [10], a procedurę nazwano dynamiczną metodą pola średniego (DMFT, dynamical mean field theory). Metoda ta od chwili powstania burzliwie się rozwija. Przy jej użyciu badano różne modele elektronów wędrownych (ang. itinerant): Falicova–Kimballa, Hubbarda, periodyczny model Andersona. Obliczono wiele statycznych (np. dla ferromagnetyzmu) i dynamicznych (takich jak przewodność) funkcji termodynamicznych [11,12]. Jest to w tej chwili jedna z najpotężniejszych metod w teorii silnie skorelowanych elektronów, gdyż przede wszystkim pozwala badać cały zakres stałych sprzężenia, pozwalając w ten sposób wyjść poza rozwinięcia perturbacyjne (poprawne jedynie dla bardzo małej lub dużej stałej sprzężenia).

Metoda jest bardzo potężna, ale ma swoje ograniczenia. Najważniejsze z nich wiąże się z tym, że badany układ jest nieskończenie wymiarowy. W związku z tym poza jej zasięgiem są zagadnienia, gdzie istotny jest wymiar układu (np. dokładniejsze informacje na temat natury uporządkowań, metoda nie pozwala bowiem obliczyć krótkozasięgowych korelacji przestrzennych). Nie pozwala też liczyć wykładników krytycznych – wartości otrzymane w jej ramach odpowiadają teorii pola średniego [13]. Można też zadać pytanie: czy od $d = \infty$ jest blisko, czy daleko do $d = 3$? Inaczej mówiąc, czy wyniki uzyskane w $d = \infty$ będą też słuszne w trzech wymiarach? Wydaje się to bardzo prawdopodobne z następującego powodu. Formalnym parametrem rozwinięcia w DMFT jest $1/z$, gdzie parametr z związany jest z liczbą sąsiadów. I tak np. dla sieci regularnej (kubicznej) w $d = 3$ mamy $z = 6$, a dla sieci płasko centrowanej (fcc) $z = 12$. Tak więc parametr rozwinięcia jest mały nawet w trzech wymiarach. Precyzyjnego dowodu odpowiedniości DMFT oraz sytuacji trójwymiarowej wciąż jednak nie ma.

3.3. Wymiary pośrednie: $d = 2, d = 3$

Tu teren jest bardzo trudny do eksploracji. Wyniki ścisłe są bardzo rzadkie. Metoda numerycznej diagonalizacji hamiltonianu, pozwalająca wyznaczyć widmo energetyczne i stąd obserwowalne fizyczne, ograniczona jest do układów o co najwyżej dwudziestu kilku spinach i nie zawsze można jej wyniki ekstrapolować w sposób wiarygodny do granicy termodynamicznej.

Metoda Monte Carlo, która jest tak skuteczna dla klasycznych układów spinowych, tutaj boryka się z tzw. problemem ujemnego znaku (pojawianiem się ujemnych prawdopodobieństw). Problem ten daje się obejść jedynie w niektórych sytuacjach, i to nie tych najbardziej interesujących.

¹ Bardzo podobnym sposobem Hans Bethe uzyskał w 1929 r. rozwiązanie dla jednowymiarowego modelu Heisenberga. Metoda ta jeszcze dzisiaj jest jednym z najpotężniejszych narzędzi uzyskiwania ścisłych rozwiązań dla jednowymiarowych modeli kwantowych fizyki statystycznej.

Metoda grupy renormalizacji, która dobrze działa w jednym wymiarze, tu boryka się z trudnościami technicznymi – są one znacznie większe niż w $d = 1$. Ścisłe wyniki dotyczą głównie małych stałych sprzężenia [14]. W sumie obserwujemy tu pewien postęp, jest on jednak powolny.

4. Uporządkowanie antyferromagnetyczne

Jednym z problemów najlepiej zbadanych w ramach modelu Hubbarda jest zagadnienie néelowskiego uporządkowania antyferromagnetycznego. Odpowiedzialny za nie jest mechanizm odkryty przez Heisenberga w dwa lata po powstaniu mechaniki kwantowej – oddziaływanie wymienne. (Paradoksalnie, Heisenberg chciał w ten sposób wyjaśnić zjawisko ferromagnetyzmu. Próba ta była jednak nieudana – piszemy o tym trochę dalej). Operator energii h_{12} oddziaływania dwu atomów o spinach S_1 oraz S_2 jest dany wzorem

$$h_{12} = J(S_1 \cdot S_2), \quad (9)$$

gdzie J jest całką oddziaływania wymiennego (wyrażającą się przez funkcje falowe atomów). Gdy mamy więcej atomów ułożonych w sieć krystaliczną, otrzymujemy w ten sposób model Heisenberga.

Okazuje się, że sprowadza się do niego model Hubbarda w określonym zakresie parametrów: przy założeniu wypełnienia połówkowego (gdy liczba elektronów jest równa liczbie węzłów) oraz jeśli współczynnik przeskoku elektronów t jest mały w porównaniu ze współczynnikiem oddziaływania kulombowskiego U . Wykazał to Anderson pod koniec lat 50. [15] (jeszcze przed sformułowaniem modelu Hubbarda). (Można też rozpatrywać ogólniejszy model efektywny. Zakłada się – jak wyżej – że $t/U \ll 1$, ale wypełnienie nie musi być połówkowe. W ten sposób otrzymujemy tzw. model $t-J$ [16], chyba największy polski wkład do teorii modelu Hubbarda. Model $t-J$ jest nieco łatwiejszy do badania niż model Hubbarda).

Dla heisenbergowskiego antyferromagnetyka (więc i dla modelu Hubbarda przy powyższych założeniach) spodziewamy się uporządkowania Néela. Wykazać to nie jest jednak wcale łatwo. Ścisły dowód istnienia uporządkowania Néela w niskich temperaturach uzyskano dla wymiaru 3 i wyższego dopiero w latach 70. metodą „dodatności odbiciowej” (ang. reflection positivity [17]). W dwu wymiarach i dla spinu połówkowego do chwili obecnej nie znaleziono dowodu istnienia uporządkowania antyferromagnetycznego w stanie podstawowym! Wyniki numeryczne niedwuznacznie sugerują, że takie uporządkowanie istnieje [18], lecz do tej pory nie postawiono kropki nad i – nie dowiedziono tego ani dla modelu Heisenberga, ani tym bardziej dla modelu Hubbarda.

5. Ferromagnetyzm elektronów wędrownych

5.1. Początki

Próby wyjaśnienia ferromagnetyzmu podjęto w ramach mechaniki kwantowej już w pierwszych latach po

jej powstaniu. Jak wspomnieliśmy, już w 1928 r. odkryto mechanizm oddziaływania wymiennego. Heisenberg przypuszczał, że może ono być odpowiedzialne za ferromagnetyzm żelaza, niklu czy kobaltu. Szybko jednak okazało się (Bloch, 1929), że oddziaływanie to jest zbyt słabe, a poza tym nie może ono wyjaśniać ferromagnetyzmu w metalach, za który odpowiedzialne są elektrony przewodnictwa.

5.2. Opis w ramach najprostszego modelu Hubbarda

Hamiltonian modelu Hubbarda nie wyróżnia jakiegokolwiek uporządkowania magnetycznego (w przeciwieństwie do np. hamiltonianu Heisenberga, który uprzywilejowuje równoległe bądź antyrównoległe – zależnie od znaku J – uporządkowania sąsiednich spinów). Za uporządkowania magnetyczne są odpowiedzialne wyłącznie wyrazy niezależne od spinu elektronów: energia kinetyczna T , oddziaływanie kulombowskie V , zakaz Pauliego. Zatem ferromagnetyzm (tak jak inne struktury magnetyczne) musi powstawać w wyniku subtelnej współdziałania energii kinetycznej i potencjalnej elektronów. Spróbujmy przyjrzeć się temu mechanizmowi bliżej.

Parametrami modelu Hubbarda są: współczynnik sprzężenia t/U , temperatura T , gęstości elektronów o spinie „w dół” i „w górę”: $\rho_\uparrow = N_\uparrow/N$, $\rho_\downarrow = N_\downarrow/N$ (N – liczba węzłów sieci). Ferromagnetyzm nie może być obecny w całym zakresie parametrów. Jak wspomniano, dla wypełnienia połówkowego (tzn. $\rho_\uparrow + \rho_\downarrow = 1$) oraz $t/U \ll 1$ model Hubbarda sprowadza się do antyferromagnetycznego modelu Heisenberga. Wśród wyników negatywnych wymieńmy też ścisły wynik Lieba i Mattisa [19] mówiący, że ferromagnetyzmu nie ma w stanie podstawowym najprostszego modelu Hubbarda w wymiarze $d = 1$.

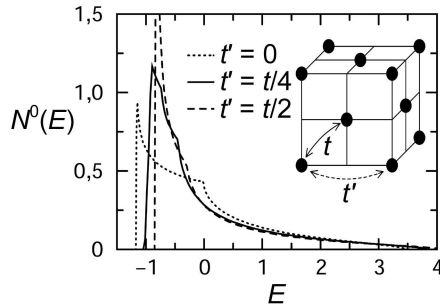
Zastanówmy się, jakie czynniki sprzyjają ferromagnetyzmowi. W hamiltonianie Hubbarda człon związany z oddziaływaniem jest czysto lokalny, nieczuły ani na wymiar, ani postać sieci. Za ferromagnetyzm (FM) musi zatem być odpowiedzialny człon kinetyczny. Można więc przypuszczać, że wystąpieniu FM sprzyjają: obecność frustracji (ma to miejsce np. na sieci trójkątnej) oraz wypełnienie różne od połówkowego. Czynniki te niszczą konkurencyjne uporządkowanie antyferromagnetyczne (AFM). Można również podać argumenty heurystyczne [4], że ferromagnetyzmowi sprzyja również duża gęstość stanów (tzn. liczba stanów przypadająca na jednostkowy przedział energii) w pobliżu granicy pasma. Powinno ono być możliwe „bezdispersyjne”, najbardziej „płaskie”. Sytuację taką zilustrowano na rys. 1.

Te argumenty udało się uściślić i w latach 90. ubiegłego wieku skonstruowano modele, które w stanie podstawowym wykazują uporządkowanie ferromagnetyczne [20]. Przykładem może być następujące twierdzenie.

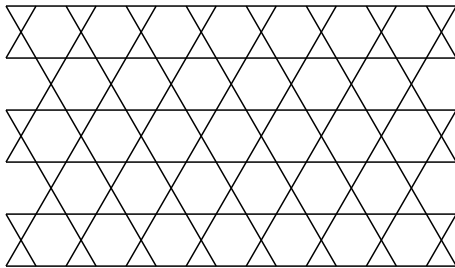
Twierdzenie (Andreas Mielke [20]). *Dwuwymiarowy model Hubbarda na sieci kagomé (rys. 2) wykazuje dla wypełnienia $1/6$ i dowolnego $U > 0$ ferromagnetyzm nasycony.*

Problem badano także w ramach metody DMFT [4]. Konkluzją było stwierdzenie, że dla sieci sfrustrowanych

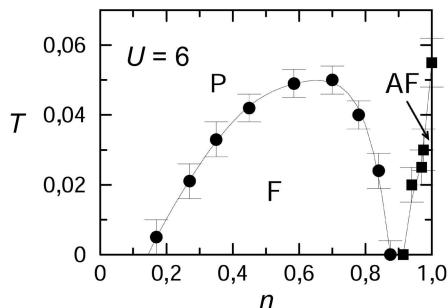
(np. fcc) ferromagnetyzm istnieje w szerokim zakresie parametrów (rys. 3).



Rys. 1. Gęstości stanów nieoddziałujących elektronów N^0 jako funkcja energii E w sieci fcc w $d = 3$ [4]. Energia jest podana w jednostkach współczynnika przeskoku t (parametry t, t' oznaczają współczynniki przeskoku między odpowiednimi węzłami sieci). Największa gęstość stanów występuje dla przypadku najsilniejszej frustracji $t' = t/2$; sytuacja taka najbardziej sprzyja występowaniu ferromagnetyzmu.



Rys. 2. Sieć kagomé



Rys. 3. Diagram fazowy modelu Hubbarda w ramach metody DMFT [4]; T oznacza temperaturę pomnożoną przez stałą Boltzmanna, U – współczynnik oddziaływania kulombowskiego (obie te wielkości są wyrażone w jednostkach współczynnika przeskoku t), n – gęstość elektronów w układzie; F – faza ferromagnetyczna, AF – antyferromagnetyczna, P – paramagnetyczna

5.3. Wyjście poza model jednopasmowy

Powyższe wyniki uzyskane były w ramach jednopasmowego modelu Hubbarda. W rzeczywistości w jednym węźle sieci mogą znajdować się nie dwa, lecz

więcej elektronów; przez dopuszczenie takich możliwości uzyskuje się wielopasmowe modele Hubbarda. Okazuje się, że w takich modelach istnieje dodatkowy czynnik sprzyjający ferromagnetyzmowi: jest to znana z fizyki atomowej reguła Hunda, uprzywilejowująca równoległe porządkowanie się spinów elektronów. Metoda DMFT oraz wyniki ścisłe w trzech wymiarach [21] potwierdziły, że ferromagnetyzm istnieje również w wielopasmowych modelach Hubbarda.

6. Fazy wstęgowe w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych

Nadprzewodniki wysokotemperaturowe należą do układów najintensywniej badanych w dziedzinie ciała stałego. Od ich odkrycia 20 lat temu [22] poświęcono im już ok. 10^5 prac (patrz np. [23]). Przypomnijmy tu więc tylko niektóre podstawowe fakty dotyczące nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego (HTSC, high-temperature superconductivity). Większość z tych nadprzewodników (przynajmniej o najwyższych temperaturach krytycznych) to tlenek miedzi domieszkowany tlenkami ziem rzadkich lub innych pierwiastków (bar, stront). Bez domieszki tlenek miedzi jest izolatorem; nadprzewodnictwo pojawia się po przekroczeniu krytycznej gęstości domieszek.

Budowa tych nadprzewodników jest wysoce anizotropowa. Podstawowym jej elementem są płaszczyzny miedziowo-tlenowe, znajdujące się w dość dużej odległości od siebie (1,1 nm) w porównaniu z odległościami wewnątrzpłaszczyznowymi (ok. 0,2 nm między atomami miedzi i tlenu). Wobec tego również oddziaływania między płaszczyznami są znacznie słabsze niż wewnątrz płaszczyzn. Jednym z naturalnych kierunków badań jest więc hipoteza, że głównym czynnikiem odpowiedzialnym za HTSC są procesy wewnątrzpłaszczyznowe; innymi słowy, próbę wyjaśnienia HTSC należy rozpocząć od zrozumienia zachowania się takich układów dwuwymiarowych. Elektrony w płaszczyźnie CuO opisuje periodyczny model Andersona. W odpowiednim zakresie parametrów sprowadza się on do dwuwymiarowego modelu Hubbarda, co stanowi główną motywację do jego badania w kontekście HTSC.

Mimo wysiłków wiele aspektów zachowania tych układów pozostaje wciąż niewyjaśnionych. Znamy (jak się wydaje) przekonujące wyjaśnienie dość licznych elementów łamigłówki (uporządkowanie AFM przy braku domieszkowania, w sporym stopniu też pojawianie się nadprzewodnictwa), inne natomiast są zasadniczo niewyjaśnione; są to m.in. zachowanie odmienne od cieczy Fermiego w określonym zakresie parametrów (temperatury i gęstości elektronów) czy też związek nadprzewodnictwa i obecności faz wstęgowych (w układach wykazujących HTSC często pojawiają się wstęgi jednowymiarowych uporządkowań ładunkowych i spinowych [24]). Naturalne są więc pytania w rodzaju: Czy istnieją jakieś związki między tymi dwoma zjawiskami? Czy zrozumienie pojawiania się wstęg może pomóc w zrozumieniu HTSC?

W ramach dwuwymiarowego modelu Hubbarda podjęto wiele prób wyjaśnienia występowania wstęg. Uży-

wano do tego wielu metod, otrzymując też – niestety – wiele różnych konkluzji, nawet na poziomie jakościowym: jedne metody przewidywały istnienie faz wstęgowych, inne nie. Dzieje się tak prawdopodobnie dlatego, że stany wykazujące uporządkowanie wstęgowe i bez takiego uporządkowania mają zbliżone wartości energii, są więc bardzo czułe na błędy metod. Podobna sytuacja zachodzi w przypadku dwuwymiarowego modelu Heisenberga: stan wykazujący uporządkowanie AFM oraz stan bez takiego uporządkowania mają bardzo bliskie energie, różniące się o mniej niż 1% [25].

7. Fazy wstęgowe w modelu Falicova–Kimballa

Model Falicova–Kimballa (FK) został opublikowany w 1969 r. [26]. Można go uważać za graniczną wersję „asymetrycznego” modelu Hubbarda. W modelu tym zakładamy, że współczynniki przeskoku elektronów t_{σ} zależą od spinu. Dokładniej, kinetyczną część hamiltonianu (6) zastępujemy przez

$$T_A = - \sum_{i,j \in A; \sigma} t_{\sigma} c_{i;\sigma}^{\dagger} c_{j;\sigma} + \text{h.c.} \quad (10)$$

Dla zwykłego modelu Hubbarda oba współczynniki przeskoku są równe: $t_+ = t_-$. W modelu FK zakładamy, że jeden z tych współczynników (np. t_+) jest równy zeru – innymi słowy, że jeden rodzaj cząstek (tu: ze spinem dodatnim) to cząstki nieruchome.

Model Falicova–Kimballa jest jeszcze dalszy od rzeczywistości niż model Hubbarda (uwaga ta dotyczy najprostszej, bezspinowej wersji modelu; modelu ze spinem używa się do wyjaśniania konkretnych wyników doświadczalnych [12]), niemniej jest dość ważny. Istnieją liczne związki między oboma modelami, np. podejrzewa się, że segregacja w modelu FK odpowiada ferromagnetyzmowi w modelu Hubbarda [27]. Ponadto model FK jest znacznie łatwiejszy do analizy i istnieje dla niego wiele wyników zarówno ścisłych jak i numerycznych [28].

Okazuje się [29], że w przypadku modelu FK fazy wstęgowe pojawiają się w szerokim zakresie parametrów! Powstaje oczywiście pytanie, czy jest to przypadkowa zbieżność, czy też stoi za nią głębsza przyczyna. Czy jest to przypadek, czy trop, którym należy podążać – w tej chwili nie wiadomo.

8. Podsumowanie

Model Hubbarda to niejako „wół roboczy” teorii układów silnie skorelowanych elektronów. Jest on (przynajmniej w swojej pierwotnej wersji) zbyt uproszczony, aby mógł służyć do opisu ilościowego². Większość badaczy uważa go jednak za model fundamentalny, jeśli chodzi o zrozumienie wielu zjawisk z zakresu fizyki silnie skorelowanych układów elektronowych. Takie

sprawy, jak uporządkowania magnetyczne czy przejście metal–izolator, są już dość dobrze zrozumiane, choć ścisłych dowodów jest wciąż bardzo niewiele. W zastosowaniu do innych problemów, np. nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego, model Hubbarda jest prawdopodobnie zbyt ubogi, ale też i konkurencyjne teorie nie mogą się poszczycić jakościowo większym dorobkiem. Sytuację teorii w tej dziedzinie sir Nevill Mott (jeden z pionierów badania przejść metal–izolator, laureat Nagrody Nobla z 1977 r.) scharakteryzował lapidarnie: „Jest tyle wyjaśnień, ile grup badawczych”.

Model Hubbarda w dalszym ciągu stanowi wyzwanie dla teoretyków – zarówno tych od ścisłych wyników, jak i od rozważań heurystycznych, jak wreszcie od metod numerycznych. Bardzo trudno poddaje się analizie – antropomorfizując, moglibyśmy powiedzieć, że zazdrośnie strzeże swych tajemnic.

Pragnę podziękować organizatorom IV Dni IFT UW za zaproszenie do wygłoszenia referatu. Dziękuję również dr. hab. Krzysztofowi Byczukowi za uważną i wnikliwą lekturę artykułu oraz cenne uwagi.

Literatura

- [1] J. Hubbard, *Proc. Roy. Soc. London A* **276**, 238 (1963); **277**, 237 (1964); **281**, 401 (1964).
- [2] M.C. Gutzwiller, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 159 (1963); *Phys. Rev. A* **137**, 1726 (1965).
- [3] J. Kanamori, *Prog. Theor. Phys.* **30**, 275 (1963).
- [4] D. Vollhardt i in., w: *Proceedings of the Workshop on Ground-State and Finite-Temperature Bandferromagnetism*, Berlin/Wandlitz, 4–6 October 2000, Lecture Notes in Physics (Springer Verlag, 2001).
- [5] M. Vojta, *Rep. Prog. Phys.* **66**, 2069 (2003).
- [6] P.W. Anderson, *The theory of superconductivity in the high- T_c cuprates*, Princeton Series in Physics (Princeton Univ. Press, 1997).
- [7] M. Aizenman i in., *Phys. Rev. A* **70**, 023612 (2004).
- [8] E.H. Lieb, w: *Advances in dynamical systems and quantum physics*, Proc. of the May 1993 Conference in honour of G.F. Dell’Antonio (World Scientific, 1995).
- [9] E.H. Lieb, F.Y. Wu, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1445 (1968).
- [10] W. Metzner, D. Vollhardt, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 324 (1989).
- [11] G. Kotliar, D. Vollhardt, *Phys. Today* **57**, no. 3, 53 (2004).
- [12] J. Freericks, V. Zlatić, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 1333 (2003).
- [13] K. Byczuk, D. Vollhardt, *Phys. Rev. B* **65**, 134433 (2002).
- [14] R. Shankar, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 129 (1994); Ch.J. Halboth, W. Metzner, *Phys. Rev. B* **61**, 7364 (2000); C. Honerkamp, M. Salmhofer, *Phys. Rev. B* **64**, 184516 (2001); V. Rivasseau, *J. Stat. Phys.* **106**, 693 (2002); G. Benfatto, A. Giuliani, V. Mastropietro, cond-mat/0507686.
- [15] P.W. Anderson, *Phys. Rev.* **115**, 2 (1959).
- [16] K.A. Chao, J. Spałek, A.M. Oleś, *J. Phys. C* **10**, L271 (1977).
- [17] F. Dyson, E.H. Lieb, B. Simon, *J. Stat. Phys.* **18**, 335 (1978).
- [18] E. Manousakis, *Rev. Mod. Phys.* **63**, 1 (1991).

² Z modelem Hubbarda wiąże się jednak ściśle schemat postępowania zwanego DMFT+LDA, prowadzący do wyników ilościowych. W ramach tego schematu oblicza się własności jednoelektronowe (strukturę pasmową) układu na podstawie danych atomów tworzących sieć krystaliczną, a korelacje elektronowe uwzględnia się, dodając wyraz podobny do oddziaływania w modelu Hubbarda [30].

- [19] E. Lieb, D.C. Mattis, *Phys. Rev.* **125**, 164 (1962).
[20] H. Tasaki, *Prog. Theor. Phys.* **99**, 489 (1998).
[21] D. Ueltschi, *J. Stat. Phys.* **118**, 973 (2005).
[22] J.G. Bednorz, K.A. Müller, *Z. Phys. B* **64**, 188 (1986).
[23] T. Domański, *Postępy Fizyki* **57**, 123 (2006).
[24] C.H. Chen, S.-W. Cheong, A. S. Cooper, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1003 (1994); J.M. Tranquada i in., *Nature* **375**, 561 (1995).
[25] S. Liang, B. Doucot, P.W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 365 (1988).
[26] L.M. Falicov, J.C. Kimball, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 997 (1969).
[27] J.K. Freericks, E.H. Lieb, D. Ueltschi, *Comm. Math. Phys.* **227**, 243 (2002).
[28] C. Gruber, N. Macris, *Helv. Phys. Acta* **69**, 851 (1996); J. Jędrzejewski, R. Lemański, *Acta Phys. Polon. B* **32**, 3243 (2001).
[29] R. Lemański, J. Freericks, G. Banach, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 196403 (2002); *J. Stat. Phys.* **116**, 699 (2004); J. Wojtkiewicz, *J. Stat. Phys.* **123**, 585 (2006).
[30] G. Keller i in., „Realistic Modelling of Materials with Strongly Correlated Electrons”, John von Neumann Institut für Computing (NIC) preprint.

Dr JACEK WOJTKIEWICZ na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego pracuje od 1991 r. Doktorat z teorii względności uzyskał w roku 1992, po czym przekwalifikował się na fizykę statystyczną i teorię przejść fazowych. Jego aktualne zainteresowania naukowe to układy silnie skorelowanych elektronów. Opublikował ok. 20 prac naukowych i kilkanaście artykułów popularnonaukowych, jest ponadto współautorem (wraz z Adamem Drzewińskim) książki *Opowieści z historii fizyki*. Jego przewód habilitacyjny jest w toku. Zainteresowania pozanaukowe: góry i muzyka.



PTF



Oddział Gdański

9 listopada 2006 r. odbyło się walne zebranie sprawozdawczo-wyborcze Oddziału Gdańskiego PTF. Na początku minutą ciszy uczczono pamięć zmarłych członków PTF, profesorów Eugeniusza Czuchaja i Roberta Głębockiego, których scheda naukowa i popularyzatorska jest dla środowiska gdańskiego nieoceniona. Przewodniczący ustępującego Zarządu, Marek Grinberg, przedstawił sprawozdanie z działalności Oddziału. W ramach działalności statutowej kontynuowano wykłady popularyzujące fizykę, skierowane głównie do uczniów i nauczycieli szkół ponadpodstawowych. Te cieszące się dużą popularnością wykłady prowadzone były na Politechnice Gdańskiej i Uniwersytecie Gdańskim przy współudziale Instytutów: Fizyki Doświadczalnej oraz Fizyki Teoretycznej i Astrofizyki UG.

Wybrano nowy Zarząd, który ukonstytuował się w składzie: przewodniczący – Bolesław Augustyniak (PG),

sekretarz – Andrzej Kuczkowski (PG), skarbnik – Grażyna Jarosz (PG), członkowie Zarządu – Marek Grinberg (UG), Leon Murawski (PG), Bogumiła Strzelecka (PG) i Ryszard Drozdowski (UG, pozostający jednocześnie korespondentem Oddziału). W skład Komisji Rewizyjnej weszli: Danuta Samatowicz (PG), Małgorzata Kulesza-Grus (UG) i Jacek Pączkowski (UG).

Nowy przewodniczący przedstawił sprawozdanie z uczestnictwa w posiedzeniach ZG PTF w 2006 r. i określił swoją wizję dalszej działalności, m.in. stworzenia nowej, atrakcyjnej strony internetowej Oddziału, co umożliwi przedstawienie obszerniejszej informacji o działalności i ofercie współpracy w ramach popularyzacji fizyki. Szczególnie ważne jest utrzymywanie kontaktów i angażowanie do współpracy nauczycieli fizyki, a także pracowników instytutów naukowo-badawczych Trójmiasta i okolic. Poważnym problemem jest również pozyskiwanie nowych członków (obecnie Oddział liczy 115 członków).

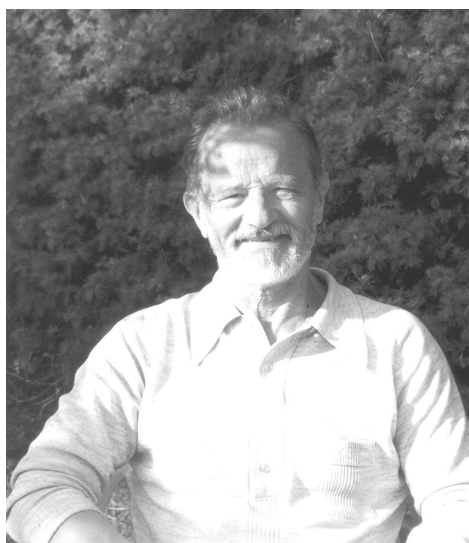
Ryszard Drozdowski

Ziemowid Sujkowski (1933–2006)

Profesor Ziemowid Sujkowski zmarł 9 lipca 2006 r. Przez rok walczył z chorobą nowotworową, która jednak okazała się od niego silniejsza.

Ziemek, jak o nim mówiliśmy, urodził się 13 lipca 1933 r. w Warszawie. Był synem profesora geologii Zbigniewa Sujkowskiego i nauczycielki geografii, autorki podręczników dla szkół średnich, Idalii z Czarnockich. W czasie wojny stracił matkę, która zmarła na tyfus w Oświęcimiu. Ojciec – ścigany bezskutecznie przez Niemców za działalność dywersyjną w Kedywie Armii Krajowej – został przetrzebiony do Londynu, skąd po wojnie wyjechał do Kanady, gdzie zginął w wypadku.

Po powstaniu warszawskim Ziemek znalazł się w Kielcach, gdzie chodził do szkoły podstawowej i gimnazjum. Maturę zdał w liceum w Gdańsku, mieszkając u wuja, profesora medycyny. W roku 1951 rozpoczął studia fizyki na Uniwersytecie Warszawskim. Rok przed ukończeniem studiów zaczął pracować jako asystent w Instytucie Fizyki Doświadczalnej UW. We wrześniu 1955 r. prof. Andrzej Sołtan przyjął go do pracy w Zakładzie Fizyki Jądra Atomowego (Zakładzie IA) Instytutu Badań Jądrowych (IBJ) w Świerku. Niedługo potem uzyskał stypendium na wyjazd do Szwecji, gdzie pracował w Instytucie Nobla w Sztokholmie. W roku 1961 uzyskał stopień doktora filozofii i docenta na Uniwersytecie Sztokholmskim. Po powrocie ze Szwecji uzyskał niezależnie na Uniwersytecie Warszawskim stopnie doktora i doktora habilitowanego. W roku 1971 otrzymał tytuł profesora nadzwyczajnego, a w 1988 – profesora zwyczajnego. Od 1996 r. był dyrektorem Instytutu Problemów Jądrowych (IPJ).



Ziemowid Sujkowski

W początkowym okresie działalności naukowej Ziemek Sujkowski zajmował się zagadnieniami z pogranicza

fizyki jądrowej i atomowej, takimi jak rola silnie związanych elektronów w przemianach jądrowych czy oddziaływanie promieniowania elektromagnetycznego i prędkich jonów z elektronami na wewnętrznych powłokach atomowych. Oprócz pracy doktorskiej i habilitacyjnej, poświęconych tym tematom, powstały wtedy cykle prac dotyczących zjawiska Augera, oddziaływania promieniowania γ z silnie związanymi elektronami oraz jądrowego wychwytu elektronów i towarzyszących mu efektów wyższego rzędu, takich jak promieniowanie wewnętrznego hamowania lub „strząsanie” elektronów (ang. shake-off, proces podwójnej jonizacji atomu przez pojedynczy foton).

Rozwój technik akcelerycyjnych w fizyce jądrowej i cząstek elementarnych umożliwił powstanie nowego działu fizyki: fizyki atomowej wysokich energii. Obejmuje ona badanie zjawisk w ekstremalnych polach elektromagnetycznych, wytwarzanych w zderzeniach najcięższych jąder, a także zjawisk atomowych przy oddziaływaniach relatywistycznych jonów z atomami. Prace poświęcone tym zagadnieniom Sujkowski prowadził z grupą swoich współpracowników w GSI w Darmstadcie oraz w instytucie RCNP w Osace.

W Instytucie Paula Scherrera w Villigen k. Zurychu zainicjował badania zjawiska wielokrotnej jonizacji wewnętrznych powłok atomowych na drodze obserwacji struktur satelitarnych w widmach promieniowania rentgenowskiego. Obserwacja taka była możliwa przy użyciu spektrometru dyfrakcyjnego z wygiętym kryształem, ustawionego na drodze wiązki jonów akceleratora. Do badań tych dołączył zespół z Jülich, we współpracy z którym spektrometr dyfrakcyjny był instalowany kolejno przy cyklotronie w Groningen i przy akceleratorze elektronów EAK w Świerku. W wyniku tej współpracy powstały liczne prace doktorskie, zarówno w Polsce jak i Szwajcarii.

Inny kierunek badań, które Ziemek prowadził, to badania własności jąder przejściowych oraz jąder w stanach o dużych wartościach momentu pędu. Początkowo w pracach tych stosowano obserwacje rozpadów promieniotwórczych metodami klasycznej spektrometrii jądrowej. W roku 1968 włączył się do rozpoczynających się wówczas w Sztokholmie badań struktury jądra metodą spektrometrii promieniowania γ w reakcjach jądrowych typu (α, xn) . Były to wówczas prace pionierskie. Podobne prace prowadzone były potem przez kierowany przez niego zespół w Grenoble i Groningen. Najciekawszymi osiągnięciami z tego okresu były: cykl prac na temat struktury jąder o liczbie neutronów bliskiej 82 (a zwłaszcza znalezienie pierwszej pułapki yrastowej o dużym spinie w tym obszarze mapy nuklidów) oraz doświadczalne potwierdzenie stosowności modelu oddziałujących bozonów w przypadku jąder przejściowych.

Wzbudzanie stanów kolektywnych jąder do wysokich energii umożliwia badanie takich globalnych własności ją-

der, jak ściśliwość materii jądrowej, kształty i rozmiary jąder itp., a obserwacja rozpadów γ oraz tworzenia się par e^+e^- w takich wzbudzeniach – śledzenie zależności tych własności od temperatury jądra i częstości jego obrotu. Badania takie Ziemek prowadził od 1982 r., głównie we współpracy z ośrodkami holenderskimi (KVI Groningen, Wolny Uniwersytet w Amsterdamie). Wśród ciekawszych jego osiągnięć z tej dziedziny można wymienić przeprowadzenie analizy danych jądrowych i astrofizycznych określających ściśliwość materii jądrowej oraz wykonanie pierwszych pomiarów widm dileptonowych z obszaru rezonansów gigantycznych w gorących jądrach (umożliwia to wyznaczanie zależności ściśliwości materii jądrowej od temperatury).

Profesor Sujkowski zajmował się również badaniem mechanizmu reakcji jądrowych, w tym procesów prowadzących do wytwarzania jąder w stanach o dużym spinie, zagadnień trwałości jąder w tych stanach ze względu na rozszczepienie i emisję cząstek, mechanizmu reakcji niepełnej syntezy z wykorzystaniem specjalnej metody identyfikacji produktów reakcji na drodze koincydencji z promieniowaniem rentgenowskim. Tej tematyki dotyczyła też praca doktorska wykonana pod jego kierunkiem przez holenderskiego doktoranta, późniejszego astronautę. Współpraca z ośrodkiem GANIL w Caen dotyczyła badania podprogowej produkcji mezonów π oraz wysokoenergetycznych fotonów w zderzeniach jądrowych przy pośredniej energii.

W ostatnich latach zainteresowania naukowe Sujkowskiego przesunęły się w kierunku fizyki neutrin. Jego pasją naukową stało się w tych latach poszukiwanie neutrin Majorany. Opracował na nowo, rozwinął i spopularyzował zapomniany od dawna pomysł ich poszukiwania poprzez szukanie bezneutrinowego podwójnego wychwytu elektronu.

Profesor Ziemowid Sujkowski odgrywał ważną rolę w polskim życiu naukowym. Opublikował ok. 150 prac w najlepszych czasopismach. Był często zapraszany do wygłaszania referatów plenarnych na międzynarodowych konferencjach. Zasiadał w radach naukowych wielu polskich instytutów i uczelni. Był członkiem Rady Oddziału Fizyki Jądrowej przy Europejskim Towarzystwie Fizycznym. Był odznaczony m.in. Krzyżem Oficerskim Orderu Odrodzenia Polski.

Do fizyki odnosił się z wielkim i zaraźliwym entuzjazmem. Zawsze gotowy do dyskusji, pobudzał pomysłowość innych. Najważniejszą jego cechą było wizjonerstwo. Był wyjątkowym nauczycielem młodych naukowców. Wypromował 21 doktorów w kraju i za granicą. Wielu z nich uzyskało później tytuł profesora. Zapraszano go do komitetów naukowych wielu międzynarodowych konferencji.

W kraju od wielu lat był przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego Mazurskich Konferencji Fizyki. Przekształcił tradycyjne „Szkoły Fizyki Jądrowej” w ogólne konferencje fizyki subatomowej, tak rozszerzając ich tematykę, że zaczęła obejmować problemy symetrii, oddziaływań słabych, fizyki neutrin, fizyki silnych pól atomowych i astrofizyki. Wybór tematów był nie tylko związany z jego własnymi zainteresowaniami badawczymi, ale naj-

częściej odzwierciedlał także jego wycucie aktualnej sytuacji w fizyce subatomowej. Najlepszym tego przykładem może być przedstawienie na konferencji mazurskiej wyników eksperymentu Sudbury Neutrino Observatory, dotyczących oscylacji neutrin, zaledwie kilka tygodni po ich oficjalnym ogłoszeniu. Zachowanie ducha i atmosfery tych konferencji jest teraz wyzwaniem dla jego następców.



Profesor Sujkowski jako „happy chairman” jednej z mazurskich konferencji

Ziemek zawsze prezentował znakomitą formę fizyczną, której wielu znacznie od niego młodszych mogłoby mu pozazdrościć. Bardzo lubił sporty wodne. Wspinał się, pływał, w młodości poznawał w kajaku polskie rzeki i jeziora, lubił pływać na desce z żaglem, ale najbardziej lubił żeglarstwo. Lubiał spędzać wakacje na wodzie – przemieszczać się żaglówką po mazurskich jeziorach. Lubiał ścigać się w regatach. Podczas mazurskich konferencji walczył dzielnie z młodszy od siebie i często stawał na podium. Tak też było podczas ostatniej konferencji, gdy mimo choroby startował w regatach i zajął w nich drugie miejsce. Bardzo lubił narty i jazdę na rowerze. Podczas jego licznych i długich pobytów w Holandii, rower był dla niego podstawowym środkiem lokomocji. Chętnie grywał w szachy i brydża. Lubiał słuchać Bacha i Mozarta, ale fascynowała go również muzyka współczesna, np. kompozycje Pawła Szymańskiego.

Będziemy pamiętać Ziemka Sujkowskiego za jego wielki wkład w rozwój fizyki, w szczególności za aktywny udział w rozwiązywaniu licznych zagadnień z zakresu fizyki jądrowej, cząstek elementarnych, astrofizyki i fizyki atomowej, jak również za promowanie międzynarodowej współpracy naukowej. Może jeszcze bardziej będziemy go pamiętać za wyjątkowy wkład w wychowanie wielu roczników młodych fizyków, niezłomną uczciwość osobistą, niezwykłą pogodę ducha, wyjątkowe poczucie humoru i stałe dążenie do wydobywania z innych tego, co w nich najlepsze.

*Danuta Chmielewska, Tomasz Matulewicz,
Sławomir Wycech, Paweł Żuprański*

Panel dyskusyjny „Fizyka i Metafizyka”

W dniu 8 kwietnia 2006 r. odbyło się na Uniwersytecie Łódzkim coroczne otwarte posiedzenie Komisji „Fizyka Teoretyczna – Badania Podstawowe” Komitetu Fizyki PAN. W sesji porannej zostały wygłoszone cztery referaty naukowe: Stefan Pokorski – „Cząstki i kosmos”, Stanisław L. Woronowicz – „Algebra i analiza w teorii grup”, Marek Żukowski – „Kwantowe korelacje: wytwarzanie, przetwarzanie i zastosowania”, Jakub Zakrzewski – „Nierozpływające się paczki falowe, czyli o manifestacji klasycznego nieliniowego rezonansu w fizyce kwantowej”.

Po obiedzie odbyła się dyskusja panelowa „Fizyka i Metafizyka”. Wprowadzającymi do niej byli profesorowie: Marek Demiański (Uniwersytet Warszawski, fizyk), Zbigniew Jacyna-Onyszkiewicz (Uniwersytet im. Adama Mickiewicza, fizyk) i Jan Woleński (Uniwersytet Jagielloński, filozof), a moderatorem – niżej podpisany, fizyk z Uniwersytetu Wrocławskiego. Poniżej zamieszczamy obszernie streszczenia wystąpień wprowadzających.

W części końcowej dyskusji uczestnicy panelu (34 osoby) odpowiedzieli w tajnym głosowaniu na pytanie: Czy są możliwe cuda jako przejaw sił, które nie podlegają prawom natury? Wyniki były następujące: tak – 13 głosów, nie – 17 głosów, nie wiem – 4 głosy.

Jerzy Lukierski
(lukier@ift.uni.wroc.pl)
Przewodniczący Komisji

Granice fizyki

Wstęp

Wiek dwudziesty był okresem burzliwego rozwoju fizyki, zarówno teoretycznej jak i doświadczalnej. Spowodowało to znaczne rozszerzenie zakresu badań i przyspieszyło tempo prac wdrożeniowych nad praktycznym zastosowaniem nowych odkryć fizycznych. Osiągnięcia fizyki XX w. w istotny sposób wpłynęły na nasze codzienne życie. Dziś trudno sobie wyobrazić, jak można było sobie radzić bez radia, samolotu, telefonu komórkowego czy komputera.

Jednym z głównych źródeł tych sukcesów był szczególnie splot kilku czynników – szybko powiększających się możliwości technicznych, odpowiedniego poziomu finansowania badań i ich koordynacji oraz samej metodologii badań fizycznych. Fizyka jako podstawowa dziedzina nauk przyrodniczych zajmuje się badaniem otaczającego nas świata przez prowadzenie obserwacji, formułowanie w języku matematycznym teorii opisujących różne zjawiska, a następnie konfrontowanie przewidywań tych teorii z danymi doświadczalnymi. Ten bezlitosny i bezstronny mechanizm sprawdzania i selekcji pozwala na wybieranie spośród różnych hipotez i modeli tych, które najlepiej opisują rzeczywistość. Jest to zasada jednocześnie samoograniczająca się i samooczyszczająca – fizyka nie zajmuje się problemami, które nie poddają się testom obserwacyjnym. Zasada ta w naturalny sposób prowadzi do pytania o granice fizyki i granice poznania.

Z perspektywy historycznej wyraźnie widać, że granice fizyki nie są absolutne – są stale przesuwane. Rozpatrzmy dwa narzucające się przykłady: poznawanie i badanie Wszechświata oraz badanie struktury cząstek elementarnych i ich oddziaływań. W obu tych dziedzinach w ciągu ostatnich kilkudziesięciu lat dokonano bardzo ważnych odkryć, które zmieniły nasze wyobrażenia o mikro- i makroświecie.

Kosmologia – spojrzenie na cały Wszechświat

W drugiej połowie lat dwudziestych minionego wieku dzięki odkryciom Edwina Hubble’a okazało się, że Droga Mleczna – ogromne skupisko ok. 150 miliardów gwiazd – jest tylko jedną z wielu galaktyk wypełniających Wszechświat, a cały Wszechświat, ten największy układ fizyczny, jaki jesteśmy w stanie obserwować, zmienia się, ewoluuje. Jeszcze zanim Hubble odkrył, że Wszechświat się rozszerza, Aleksander Friedman znalazł rozwiązanie równań Einsteina, które opisuje dynamikę czasoprzestrzeni wypełnionej jednorodnie i izotropowo materią, oraz wykazał, że taki wszechświat musi się zmieniać i, co więcej, musiał mieć początek. Oznacza to, że cofając się do coraz wcześniejszych epok, dojdziemy w końcu do stanu, gdy gęstość materii była nieskończona.

W drugiej połowie lat czterdziestych George Gamow poważnie potraktował przewidywania Friedmana i zaproponował model ewolucji Wszechświata nazywany obecnie modelem Wielkiego Wybuchu. Gamow przyjął, że w bardzo wczesnych fazach ewolucji Wszechświat był wypełniony bardzo gorącą i bardzo gęstą materią, tak gorącą i tak gęstą, że mogły wówczas istnieć tylko najbardziej elementarne składniki materii. Ta gorąca, rozszerzająca się plazma ulegała adiabatycznemu ochładzaniu i gdy jej temperatura obniżyła się do kilkudziesięciu milionów kelwinów, rozpoczął się proces tworzenia lekkich pierwiastków. Już pierwsze oszacowania dokonane przez Ralpha Alphera i Roberta Hermana, doktorantów Gamowa, wykazały, że mógł wówczas powstać tylko wodór i hel z niewielką, ledwo zauważalną domieszką innych lekkich pierwiastków aż do tlenu i węgla włącznie. Alpher i Herman oraz niezależnie Gamow przewidzieli, że we Wszechświecie powinien pozostać ślad po tym okresie wczesnej ewolucji w postaci równowagowego termicznego promieniowania reliktowego o temperaturze zaledwie kilku kelwinów.

Mimo że analiza zawartości lekkich pierwiastków w gwiazdach i obłokach gazowych potwierdziła przewidywania modelu Wielkiego Wybuchu, nadal poważnie rozważano alternatywny model stanu stacjonarnego, który dopuszczał stałą kreację materii i dzięki temu omijał problem początkowej osobliwości. Model Wielkiego Wybuchu został powszechnie zaakceptowany po odkryciu w 1964 r. promieniowania reliktowego przez Arno Penziasa i Roberta Wilsona. Kilka lat później Roger Penrose i Stephen Hawking korzystając z ogólnej teorii względności wykazali, że zmieniający się Wszechświat wypełniony promieniowaniem i materią, nawet bez bardzo silnego założenia o jego jednorodności, musiał mieć osobliwy początek. Tego osobliwego stanu początkowego nie można opisać za pomocą klasycznej teorii czasoprzestrzeni. Formalnie punkt osobliwy reprezentujący początek Wszechświata lub stan końcowy procesu grawitacyjnego zapadania się gwiazdy nie należy do klasycznej czasoprzestrzeni. Można powiedzieć, że równania Einsteina opisujące dynamikę czasoprzestrzeni wyznaczają w naturalny sposób granice ich stosowalności.

Od czasu powstania mechaniki kwantowej i kwantowej teorii pola trwają poszukiwania kwantowej teorii grawitacji (KTG), a dokładniej kwantowej teorii czasoprzestrzeni. Pomimo wysiłku wielu wybitnych fizyków do dziś nie zdołano skonstruować takiej teorii. Istnieją i są aktywnie rozwijane dwa podejścia: teoria superstrun – ambitny program unifikacji wszystkich oddziaływań fundamentalnych, który zerwał z czterowymiarową koncepcją czasoprzestrzeni i zastąpił cząstki punktowe jednowymiarowymi strunami poruszającymi się w wielowymiarowej płaskiej czasoprzestrzeni, oraz pętlowa KTG wprowadzająca dyskretną strukturę w czasoprzestrzeni.

Zastosowanie pętlowej KTG do opisu ewolucji Wszechświata pozwala uniknąć początkowej osobliwości. Klasyczny początkowy stan osobliwy zostaje zastąpiony przez regularny stan kwantowy i, co więcej, można odtwarzać jego ewolucję w przeszłości (czyli dla ujemnych czasów z naszego punktu widzenia). Model ten przypomina rozpatrywany w latach czterdziestych i pięćdziesiątych oscylacyjny model Wszechświata. W różnych modelach bardzo wczesnych faz ewolucji Wszechświata rozpatrywanych w teorii superstrun stan osobliwy nie występuje, ale modele te wymagają dość szczególnego wyboru parametrów i – choć jest to bardzo prawdopodobne – nie wiadomo, czy niewystępowanie początkowej osobliwości jest ich ogólną, wspólną własnością. Dziś nie wiadomo też jeszcze, czy teorie takie można będzie sprawdzać na drodze obserwacji. Jeżeli się okaże, że bardzo wcześnie, w momencie przejścia od kwantowej fazy ewolucji do fazy klasycznej lub nieco później, Wszechświat przeszedł przez okres bardzo szybkiego (wykładniczego) rozszerzania się, zwany okresem inflacji, to najprawdopodobniej wszystkie informacje o kwantowej fazie ewolucji Wszechświata zostały wymazane. Innymi słowy, klasyczny Wszechświat „zapomina” o tym, w jaki sposób powstał. Ta niemożność poznania początku nie oznacza, że fizyka jest bezradna i trzeba się odwoływać do jakichś czynników pozafizycz-

nych i pozamaterialnych, aby wyjaśnić, w jaki sposób powstał Wszechświat. Należy się jednak pogodzić z tym, że na obecnym etapie rozwoju fizyki nie jesteśmy w stanie odpowiedzieć na to pytanie.

Oddziaływania fundamentalne – fizyka w skali mikroświata

Podobne ograniczenia występują również w fizyce cząstek. Odkrycie elektronu i wyznaczenie jego podstawowych parametrów fizycznych, a następnie odkrycie protonu i neutronu otworzyły drogę do poznania świata cząstek elementarnych. Początkowo źródłem nowych cząstek były rozpady promieniotwórczych jąder atomowych oraz promieniowanie kosmiczne. Od początku lat pięćdziesiątych do przyspieszania i badania zderzeń między cząstkami zaczęto stosować różnego rodzaju akceleratory. Rozpoczął się trwający do dziś wyścig w uzyskiwaniu coraz to większych energii. Badanie zderzeń cząstek przy dużych energiach doprowadziło do odkrycia wielu nowych cząstek oraz pozwoliło zauważyć podobieństwa i korelacje, a wreszcie wydzielić trzy podstawowe grupy cząstek elementarnych: leptony, bariony i mezony.

W końcu lat sześćdziesiątych badanie niesprężystego rozpraszania elektronów na protonach doprowadziło do odkrycia struktury protonu. Okazało się, że ładunek protonu nie jest rozłożony równomiernie, lecz skupiony w punktowych centrach, że proton i neutron, uważane dotąd za cząstki elementarne, są zbudowane z jeszcze mniejszych składników – kwarków. Odkrycie kwarków doprowadziło do uproszczenia systematyki cząstek elementarnych – 6 kwarków i 6 leptonów grupuje się w trzy komplementarne rodziny, a oddziaływanie między nimi jest przenoszone przez bozony pośredniczące.

Równoległe z odkrywaniem kolejnych nowych cząstek elementarnych poszukiwano teorii, która łączyłaby różne oddziaływania między nimi. Od drugiej połowy lat trzydziestych wiedzano, że w świecie cząstek elementarnych istnieją trzy oddziaływania: elektromagnetyczne, słabe i silne. W roku 1967 Steven Weinberg i niezależnie Abdus Salam korzystając z wcześniejszych prób Sheldona Glashowa zaproponowali teorię oddziaływań elektro-słabych, która łączyła oddziaływania elektromagnetyczne i oddziaływania słabe w jeden nowy schemat. Kilka lat później ta nowa teoria została powszechnie zaakceptowana, gdy okazało się, że jest ona renormalizowalna oraz doświadczalnie potwierdzono istnienie słabych prądów neutralnych przewidzianych przez teorię Weinberga i Salama. Odkrycie wszystkich sześciu kwarków potwierdziło przewidywania teoretyczne i przyczyniło się do uznania chromodynamiki kwantowej za poprawną teorię opisującą oddziaływania silne między kwarkami. Połączenie chromodynamiki kwantowej z teorią oddziaływań elektro-słabych, nazywane obecnie Modelem Standardowym, zakończyło proces systematyzowania cząstek elementarnych. Model ten jest nadspodziewanie dobrze zgodny z różnymi danymi doświadczalnymi, ale ciągle jeszcze nie został w pełni potwierdzony doświadczalnie. Cząstki elementarne uzyskują w nim masę dzięki oddziaływaniu z bozo-

nami Higgsa, ale cząstek Higgsa do tej pory nie udało się zaobserwować.

Pomimo jego ogromnych sukcesów trudno uznać Model Standardowy za ostateczny opis oddziaływań między cząstkami elementarnymi choćby dlatego, że model ten zawiera zbyt dużo parametrów fenomenologicznych. Trwają więc nadal poszukiwania ogólniejszej teorii, która pozwoliłaby na połączenie oddziaływań silnych z oddziaływaniami elektroslabymi. Różne próby sformułowania takiej teorii przewidują istnienie nowych cząstek o masach co najmniej 10^{10} – 10^{11} GeV/ c^2 . Procesy z ich udziałem mogą powodować, że proton, który obecnie jest uważany za cząstkę trwałą, będzie miał skończony czas życia. Być może w świecie cząstek elementarnych istnieje dodatkowa symetria pozwalająca na zamianę fermionów na bozony i odwrotnie. W takim supersymetrycznym modelu każdej cząstce o spinie 1/2 odpowiadałaby cząstka o spinie całkowitym, a każda cząstka o spinie całkowitym miałaby partnera o spinie połówkowym.

Jak już wspominaliśmy, teoria superstrun jest bardzo ogólnym schematem, który może z jednej strony unifikować nie tylko oddziaływania elektroslabe z oddziaływaniami silnymi, ale również z oddziaływaniami grawitacyjnymi, a z drugiej strony zapewniać symetrię między fermionami i bozonami. Obecnie wydaje się, że efekty superstrunowe można będzie obserwować dopiero przy energiach rzędu 10^{14} GeV. Na obecnym etapie rozwoju techniki nie ma żadnych szans na przyspieszanie cząstek do tak ogromnych energii.

Duże nadzieje wiąże się z budowanym obecnie w CERN-ie akceleratorem LHC (Large Hadron Collider). Będzie o przyspieszał protony do energii 7 TeV, co w zderzeniach wiązek przeciwbieżnych pozwoli na osiągnięcie energii 14 TeV. Oczekuje się, że wartości energii uzyskiwanych w zderzeniu LHC wystarczą do wytworzenia i zbadania bozonów Higgsa. Być może uda się też odkryć nowe cząstki przewidywane przez teorie supersymetrii. Jeżeli jednak w LHC nie odkryjemy bozonów Higgsa ani nawet śladów supersymetrii, to mogą nastać trudne czasy dla doświadczalnej fizyki cząstek elementarnych. Szacuje się, że całkowity koszt budowy LHC wyniesie ok. 7 miliardów euro. Budowa jeszcze potężniejszego akceleratora będzie kosztowała znacznie więcej i może się okazać, że nikt nie zechce sfinansować takiego przedsięwzięcia. Te obawy nie są bezzasadne. W październiku 1993 r. Kongres Stanów Zjednoczonych postanowił przerwać budowę nadprzewodnikowego superzderzacza SSC (Superconducting Supercollider), chociaż wydrążono już 23 kilometry tunelu, a w prace przygotowawcze zaangażowanych było tysiące inżynierów i fizyków. Może się więc okazać, że proces poznawania najmniejszych składników materii zostanie zahamowany z powodu ogromnych kosztów. Fizyka może tu napotkać barierę nie do przebicia, barierę nie metafizyczną, lecz finansową.

Marek Demiański

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski

Idea teorii wszystkiego w fizyce i metafizyce

Metodologia nauk fizycznych

Fizyka i metafizyka. Natura i poza Naturą. W takim znaczeniu terminy te są zwykle używane przez przedstawicieli nauk przyrodniczych od czasów Kanta. Fizyka jest podstawową nauką przyrodniczą zajmującą się formułowaniem w języku matematycznym teorii, które mogą być weryfikowane przez ilościowe i powtarzalne doświadczenia. Metafizyka, jako ogólna filozofia istnienia, zajmuje się zagadnieniami, które nie mogą być rozstrzygnięte za pomocą eksperymentów naukowych. Fizycy szczerą się utrzymywaniem tego wyraźnego rozróżnienia i są dumni z empiryczno-matematycznej metody badań fizycznych, dlatego bardzo nieufnie przyjmują wszelkie próby jej naruszenia. Fizyka bowiem zaczęła się rozwijać dzięki pewnej ascezie, gdy odcięła się od zagadnień metafizycznych, a tym bardziej teologicznych.

Nowożytna fizyka, a za nią inne nauki przyrodnicze wywodzą się z tradycji archimedejskiej. Nie jest prawdziwa głoszona dość powszechnie opinia, że fizyka narodziła się dopiero u progu czasów nowożytnych. Osiągnięcia Archimedesesa w dziedzinie mechaniki płynów, statyki czy optyki są do dzisiaj opisywane w podręcznikach praktycznie bez zmian. U zarania czasów nowożytnych, z chwilą ustalenia się metody badań fizycznych, rozpoczął się tylko lawinowy jej rozwój. Metoda ta polega na współpracy dwu zasadniczo różnych elementów: ilościowego doświadczenia i matematyki.

Zasadniczymi elementami doświadczenia fizycznego są: 1) przygotowanie określonej sytuacji eksperymentalnej; 2) pomiar, czyli uzyskanie pewnego zbioru liczb określających wartości danej wielkości fizycznej w ściśle określonych warunkach (nieuniknioną cechą każdego pomiaru jest niepewność pomiarowa); 3) sprawdzenie powtarzalności uzyskanych wyników. W eksperymencie fizycznym nie są przy tym istotne oceny i wartościowanie zjawisk fizycznych, tak często stosowane w naukach humanistycznych.

Drugim, obok ilościowego doświadczenia, filarem sukcesu fizyki jest matematyka, jedna z dwóch nauk formalnych. Najnowsza historia fizyki wykazała, że rola matematyki jest w niej bardziej doniosła i głębsza, niż można było przedtem przypuszczać. Przypisanie zjawiskom właściwej struktury matematycznej (skonstruowanie adekwatnej teorii) ujawnia takie warstwy struktury Wszechświata, do których bez pomocy matematyki nigdy byśmy nie dotarli. Tworzenie teorii fizycznej zawsze odbywa się przez stawianie hipotez w postaci odpowiedniej struktury matematycznej, na podstawie ogromnej wiedzy doświadczalnej nagromadzonej w trakcie całej historii fizyki. W nowoczesnych badaniach fizycznych oddziaływanie elementu matematycznego z doświadczeniem jest bardzo subtelne i wyrafinowane. Często tych dwu elementów w ogóle nie można jednoznacznie rozdzielić. Bez zmatematyzowanej teorii fizycznej nie wiedzielibyśmy, co mierzyć, jak mierzyć, jak interpretować uzyskane rezultaty pomiaru i jak skonstruować aparaturę pomiarową.

U podstaw sukcesów fizyki leży także idea samoograniczenia. Fizyka odnalazła swoją tożsamość i rozpoczęła triumfalny pochód przez ciąg nieprawdopodobnych sukcesów, gdy zrezygnowała z zadawania pytań, na które nie była w stanie udzielić odpowiedzi. To właśnie granica pytań, jakich nie należy stawiać, określa tożsamość fizyki. Fizyka eliminuje zagadnienia, których – na danym etapie jej rozwoju – nie daje się sformułować w matematycznym języku teorii fizycznej i to w taki sposób, by na zadane pytanie można było odpowiedzieć za pomocą prognozy (predykcji) wyników ilościowego eksperymentu.

Weryfikacja teorii fizycznej następuje przez jej konfrontację z wynikami ilościowego eksperymentu fizycznego. Teorią fizyczną jest tylko niepełne, ograniczone i przybliżone odwzorowanie rzeczywistości przez odpowiednią strukturę matematyczną. Teorię fizyczną uważa się za prawdziwą, gdy jest zgodna z określonym zbiorem znanych faktów doświadczalnych. Gdy doświadczenie fizyczne dostarcza nowych faktów, których nie można wytłumaczyć w ramach dotychczasowej teorii, konstruuje się nowe teorie fizyczne. Konstruuje się je w ten sposób, że stawia się określone hipotezy, które formułuje się w języku matematycznym. Następnie za pomocą obliczeń matematycznych określa się predykcje dotyczące wyników doświadczalnych. Predykcje te muszą być zgodne ze wszystkimi znanymi wynikami eksperymentów oraz przewidywać nowe, nieznane wyniki. Dopiero przeprowadzenie nowych eksperymentów oraz uzyskanie wyników zgodnych z nową teorią nobilituje ją jako prawdziwą teorię fizyczną. Jeżeli tak się zdarzy, że istnieje więcej niż jedna teoria dająca takie same predykcje eksperymentalne, to jako prawdziwą wybiera się teorię, która opiera się na możliwie najprostszych hipotezach i która jest najbardziej estetyczna pod względem struktury matematycznej. Odkrycie nowych faktów, które nie mieszczą się w schemacie dotychczasowych teorii, zmusza do ponownego konstruowania, według powyższego schematu, jeszcze lepszych, ogólniejszych teorii.

Pojawienie się ogólniejszej teorii zazwyczaj umożliwia wyznaczenie obszaru prawdziwości teorii poprzedniej, uważanej wcześniej za prawdziwą. Pojawienie się nowej teorii nie dyskwalifikuje starej w zakresie jej prawdziwości. Na przykład sformułowanie przez Einsteina mechaniki relatywistycznej nie zdyskredytowało mechaniki Newtona jako mechaniki ciał dostatecznie dużych, poruszających się z prędkościami znacznie mniejszymi od prędkości światła.

Warto zaznaczyć, że skonstruowanie nowej fundamentalnej teorii fizycznej, która musi przewidywać nowe, nieznane wyniki eksperymentów fizycznych oraz być zgodna z dotychczasowym dorobkiem fizyki, jest zadaniem wyjątkowo trudnym, wymagającym często pracy wielu wybitnych fizyków przez dziesięciolecia. Przykładem może być tu opracowanie kwantowej teorii pola dla oddziaływań elektrosłabych czy chromodynamiki kwantowej – teorii pola opisującej oddziaływanie silne (jądrowe).

W fizyce nie ma miejsca na żadne autorytety. Integralną cechą nowoczesnej fizyki jest elastyczność i zmienność. Nie ma większego znaczenia to, co powiedział naj-

mądrzejszy człowiek, jeżeli doświadczenie tego nie potwierdza. Doświadczenie ilościowe jest jedynym kryterium prawdziwości teorii fizycznej. Fizyka jako poszukiwanie opisu i zrozumienia natury podlega ciągłej rewizji i jest systemem samorzutnie naprawiającym swoje błędy, podczas gdy pseudonauka błędy tworzy i pomnaża.

Teorie fizyczne formułowane są w takiej postaci, aby można je było sprawdzić i odrzucić, gdyby okazały się fałszywe. Teoria fizyczna, której nie udaje się przejść przez test doświadczenia, nie może się utrzymać; zawsze zostaje odrzucona, mimo rozpaczliwych czasem wysiłków, by ją ocalić. Fizycy uważają, iż ciężar dowodu prawdziwości teorii spoczywa głównie na jej twórcy. Twórca teorii fizycznej na ogół aktywnie poszukuje uwag krytycznych u kompetentnych kolegów, publikując swe wyniki w recenzowanych czasopismach naukowych, w których czynione są wysiłki, aby zapewnić tekstom odpowiedni standard jasności, precyzji i poprawności. Sądzę, że zdolność do samoocyszczania się fizyki i innych nauk przyrodniczych jest szczególnie godna podkreślenia w okresie, w którym wzrost zainteresowania społeczeństwa pseudonauką jest sprytnie stymulowany przez odpowiednio ukierunkowaną propagandę.

Rozwój fizyki rodzi pytanie o granicę metody fizycznej. Granica ta jest ruchoma, cechuje ją ekspansjonizm. Coraz większy obszar zjawisk podlega metodzie fizycznej, choć – jak to często bywa ze zwycięzcami – niemal za każdym nowym podbojem metoda badań fizycznych musi się przystosować do warunków panujących na zdobytym obszarze. Obszar zjawisk kontrolowany przez obecną teorię pól kwantowych jest nieporównywalny z zakresem zjawisk opisywanych przez mechanikę newtonowską, ale też współczesne metody badawcze bardzo się różnią od metod stosowanych w czasach Newtona. A jednak jest to ciągle ta sama matematyczno-empiryczna metoda fizyczna, odnosząca ogromne sukcesy dzięki temu, że nie wykracza poza granice swojej kompetencji.

Idea teorii wszystkiego w fizyce

Fizyka dąży do skonstruowania teorii opisującej ilościowo jak najszerzy obszar zjawisk fizycznych. Trwający nieprzerwanie od 350 lat postęp w fizyce teoretycznej przejawia się głównie w tworzeniu coraz ogólniejszych teorii fizycznych. Być może ciąg coraz ogólniejszych i precyzyjniejszych fundamentalnych teorii fizycznych jest nieograniczony. Idea teorii wszystkiego w fizyce polega właśnie na przyjęciu, że ciąg coraz doskonalszych teorii fundamentalnych ma granicę, którą stanowi teoria ostateczna, opisująca Naturę. Za jej konkretną postacią najbardziej przekonująco przemawiałoby to, że jej struktura nie mogłaby być inna i że nie odwoływałaby się ona do bardziej fundamentalnych pojęć. Teoria wszystkiego miałaby, zgodnie ze zdaniem jej zwolenników, zawierać w sobie odpowiedzi na wszystkie możliwe pytania, jakie ktokolwiek mógłby zadać na temat Wszechświata. Tylko czy taka teoria fizyczna jest w ogóle możliwa?

W ograniczonym sensie przez teorię wszystkiego fizycy rozumieją teorię wyjaśniającą właściwości cząstek

elementarnych i sił, za pomocą których oddziałują one wzajemnie. Z redukcjonistycznego punktu widzenia stworzenie takiej teorii stanowiłoby niewzruszony filar spójności nauki i dzięki niej zyskalibyśmy pewność, że Wszechświat można dogłębnie zrozumieć.

Metafizyka

Ogólnie mówiąc, metafizyka jest gałęzią badań związanych z fundamentalnymi zagadnieniami dotyczącymi wszystkiego, co istnieje. Celem metafizyki jest zbudowanie akceptowalnej i spójnej, lecz – w odróżnieniu od fizyki – tylko jakościowej teorii świata, zgodnej z tym, co dzieje się w nas i wokół nas. Mimo że metafizyka jest starsza od nowożytnej fizyki o ponad 2000 lat, nie rozwinęła się zbyt od czasów Arystotelesa, ponieważ nie stosuje empiryczno-matematycznej metodologii badań. Przez długie wieki w metafizyce metoda badań ograniczała się do obserwacji świata i psychiki ludzkiej oraz do korzystania w rozumowaniu i wyciąganiu wniosków z etyki myślenia, czyli logiki. W czasach nowożytnych metafizyka coraz częściej sięga także po metody ekstrapolacji osiągnięć nauk szczegółowych na obszary wiedzy leżące poza obszarem kompetencji tych nauk. Niejednokrotnie prowadziło to jednak do błędnych koncepcji filozoficznych.

Metafizyka, podobnie jak fizyka, opiera się na wierze w racjonalność rzeczywistości. Ta wiara fizyków wynika ze zdumiewającego faktu, że przyrodę można odwzorować za pomocą eleganckich matematycznie teorii, oraz stąd, iż dla fizyki matematyka jest nie tylko językiem, ale także tworzywem Wszechświata. Dlaczego Wszechświat można badać? Dlaczego wymyślone (czy raczej odgadnięte) teorie fizyczne, czyli struktury matematyczne, tak skutecznie przyczyniają się do ujawnienia struktury Wszechświata? Jak wiadomo, pytania te nurtowały Einsteina i do dziś nie dają spokoju fizykom. Czasami właśnie dlatego mówi się o poznawalności lub racjonalności Wszechświata.

Istotne jest to, że każdy fizyk w swojej pracy naukowej przyjmuje a priori, przynajmniej milcząco, jakieś koncepcje metafizyczne, które stanowią dla niego nieuniknioną podbudowę filozoficzną, oraz to, że fizyka niejednokrotnie rozstrzygała kwestie metafizyczne. Fizyka współczesna niewątpliwie także poszerza kontekst, w jakim prowadzone są rozważania o tradycyjnych problemach metafizycznych. Takim fundamentalnym założeniem metafizycznym leżącym u podstaw metodologii fizyki jest uznanie samowystarczalności przyrody, czyli przyjęcie metafizyki naturalistycznej.

Ważne jest jednak to, że w przeciwieństwie do fizyki nie istnieje jedna metafizyka, ponieważ nie dysponuje ona doświadczalnym kryterium prawdy. Dowolna, ogólna, spójna i logicznie poprawna koncepcja tego, co istnieje, może być uważana za teorię metafizyczną.

Idea teorii wszystkiego w metafizyce

Z samego określenia metafizyki wynika, że jest ona w swej istocie próbą budowy jakościowej teorii wszystkiego. Uważa się, że metafizyka narodziła się ok. 600 lat przed Chrystusem, gdy postawiono pytanie: co jest ostateczną zasadą świata? Co jest ostatecznym wyjaśnieniem

rzeczywistości, jego arche, jego pryncypium czy prazasadą? Historycznie pierwsze były założenia naturalistyczne pochodzące od Talesa, który poszukiwał wyjaśnienia przyrody w samej przyrodzie, sądząc, że prazasadą świata jest woda. W ciągu wieków tradycyjne pytanie greckiej filozofii o metafizyczną teorię wszystkiego, tj. o prazasadę zrozumiałości wszystkiego, przybrało postać pytania o przyczynę wszelkiego bytu jako takiego.

Pojawiły się następujące zasadnicze koncepcje prazasady i wynikające z nich systemy metafizyczne – filozoficzne teorie wszystkiego.

- Naturalizm metafizyczny: 1) materia → metafizyka materialistyczna; 2) jednia → metafizyka panteistyczna.
- Idealizm metafizyczny: 1) Bóg-Absolut → metafizyka monoteistyczna; 2) Bóg-Wszechwiedza → metafizyka monotrynitarna.

Naturalizm metafizyczny jest poglądem filozoficznym ściśle związanym z metodologią fizyki i innych nauk przyrodniczych. Wielu ludziom odróżnienie naturalizmu od nauk przyrodniczych sprawia poważną trudność. Nie jest on jednak nauką przyrodniczą, lecz światopoglądem wyrosłym u jej boku. Fundamentalnym założeniem naturalizmu metafizycznego, często uważanego za filozofię naukową, jest prazasada głosząca, że nic nie istnieje poza Wszechświatem i wobec tego wszystko na świecie jest rezultatem działania matematycznych praw przyrody i ślepego przypadku. Idealizm metafizyczny w postaci metafizyki monoteistycznej przyjmuje natomiast, że prazasadą rzeczywistości jest jedna, transcendentna względem Wszechświata, absolutnie doskonała istota, będąca samoistnym istnieniem i „myślą myślącą siebie”, zwana Bogiem, który wszystko stworzył z niczego.

Naturalizm metafizyczny jest oczywiście w ideologicznej opozycji do idealizmu metafizycznego, gdy twierdzi, że Bóg jest bytem istniejącym tylko w umyśle człowieka jako idealny obraz jego słabej ludzkiej natury. Właściwości, których mu brakuje, człowiek przenosi na swój idealny obraz. To, czym nie jest, a czym chciałby być, przedstawia sobie w postaci Boga jako coś istniejącego. Bóg to tylko życzenia człowieka przemienione w istotę rzeczywistą. Bóg to pęd człowieka do szczęścia, zaspokojony w fantazji. Inaczej mówiąc, Bóg to personifikacja ludzkich marzeń.

Obecnie w kręgach naturalistów popularna jest także opinia, że z powodu ogromnego rozwoju nauk przyrodniczych hipoteza Boga, nadprzyrodzonego i osobowego albo ponadosobowego, sprawującego coś w rodzaju celowej władzy nad Wszechświatem i jego losem, jest nie do utrzymania. Straciła ona moc wyjaśniającą – wręcz przeciwnie, stoi na przeszkodzie prawdziwej interpretacji rzeczywistości. Wkrótce dla wykształconego i inteligentnego człowieka wiara w Boga stanie się tak trudna, jak uwierzenie w płaskość Ziemi. Z tego powodu ostatnio modne są koncepcje Boga naturalnego, nawiązujące do poglądów panteistycznych. Bóg według tej koncepcji to uniwersalny umysł przenikający cały Wszechświat i działający przez

prawa przyrody w określonym celu. W takim ujęciu Bóg jest Wszechświatem zdolnym do samoorganizacji i obserwacji samego siebie. Ludzkie umysły to tylko małe „wysępki świadomości” zanurzone w boskim umyśle kosmicznym. Po osiągnięciu odpowiedniego rozwoju umysł ludzki osiąga swoje przeznaczenie, jednocząc się ze świadomością kosmiczną i tracąc przy tym swoją indywidualną tożsamość. Dla wielu osób taki Bóg wypada lepiej od Boga transcendentnego, ponieważ Bóg działający zgodnie z prawami przyrody nie zaprzecza naukowemu rozumieniu rzeczywistości. Oczywiście idealizm metafizyczny uważa powyższe koncepcje Boga za całkowicie błędne.

Zwróćmy uwagę na ważny fakt, że struktura teorii fizycznych jest niezmiennicza względem wyboru takiej czy innej metafizyki. Dlatego opowiedzenie się fizyka za daną metafizyką jest kwestią jej wiarygodności, a nie ścisłych dowodów.

Nieco inaczej sprawa się przedstawia, jeżeli chodzi o interpretację teorii fizycznych. Znany przykładem tego są próby interpretacji teorii kwantów [1,2]. Od czasu sformułowania teorii kwantów fizycy usiłują zrozumieć, jaka rzeczywistość leży u jej podstaw. Zaproponowano do tej pory kilkadziesiąt różnych interpretacji teorii kwantów. Żadna z nich nie została jednak powszechnie zaakceptowana przez społeczność fizyków. Pod tym względem istnieje rozłam nie tylko między różnymi interpretacjami, lecz także między samymi interpretatorami. W związku z tym pojawiają się wśród fizyków opinie, że żadna z nich nie jest jedynie prawdziwa, lecz wszystkie są realne, nawet wtedy, gdy są wzajemnie sprzeczne. Z takiego punktu widzenia wszystkie interpretacje teorii kwantów są tylko mitami naszych czasów, wspierającymi naszą wyobraźnię i zrozumienie tego, co dzieje się na poziomie atomowym, oraz zdolność do formułowania weryfikowalnych prognoz wyników pomiarów.

Znamienne jest to, że te liczne i niesatysfakcjonujące interpretacje teorii kwantów mieszczą się w ramach naturalizmu metafizycznego. Na gruncie metafizyki nie ma jednak żadnego argumentu przeciwko podjęciu próby interpretacji teorii kwantów z pozycji metafizyki idealistycznej, np. metafizyki monotrynitarniej (zob. dalej). Dla tej metafizyki prazasadą rzeczywistości jest Bóg dysponujący wszechwiedzą, czyli wiedzą, od której nie da się pomyśleć wiedzy większej. Wszechwiedza Boga ogarnia wszystko, co istnieje, oraz obejmuje pełną wiedzę o sobie samym, która – jako absolutna – jest tożsama z nim samym. Stąd wynika, że Bóg nie posiada wszechwiedzy, lecz sam jest wszechwiedzą. W ten sposób wszechwiedza okazuje się podmiotem, a nie przedmiotem. Jak uczy logika, żadna racjonalna idea nie obejmuje samej siebie. Dlatego nie istnieje racjonalne rozumowanie pozwalające pojąć istotę wszechwiedzy. Jako sens niezrozumiały jest ona więc tajemnicą, zawsze dochowywaną.

Załóżmy, że obok wszechwiedzy istnieje jakiś realny byt niebędący wszechwiedzą. W takim przypadku wszechwiedza zawierałaby wiedzę o samej sobie oraz wiedzę o danym bycie realnym. Wiedza wszechwiedzy o samej sobie jest jednak wszechwiedzą. Zatem wiedza określająca

wszechwiedzę byłaby mniejsza od wszechwiedzy, co prowadziłoby do niedorzeczności. Dochodzimy więc do bardzo ważnej konstatacji – nie ma niczego poza wszechwiedzą. Wniosek ten implikuje bardzo silne ograniczenia na ontyczną strukturę rzeczywistości. Wszystko, co istnieje, jest wszechwiedzą lub jej częścią. Oznacza to, że „tworzywem” rzeczywistości jest wiedza, która nie istnieje poza wszechwiedzą. Ponadto wszechwiedza okazuje się nierozdzielalną jednością trzech podmiotów [3]. Dlatego metafizyka przyjmująca jako prazasadę rzeczywistości istnienie wszechwiedzy nazywa się metafizyką monotrynitarną.

Według metafizyki monotrynitarniej cała rzeczywistość jest swoistym systemem informatycznym, istniejącym we wszechwiedzy, w którym prawa fizyki określają tylko reguły przetwarzania i przekazu informacji. Jest rzeczą wysoce zaskakującą, że reguły te, jak można wykazać [3–9], generują zasadniczy szkielet formalizmu matematycznego teorii kwantów, będącej od ponad 80 lat niewzruszonym fundamentem fizyki teoretycznej. Jest to wyjątkowa cecha omawianej interpretacji teorii kwantów i poważny argument przemawiający na korzyść metafizyki monotrynitarniej. Interpretacja ta umożliwia przy tym falsyfikację metafizyki monotrynitarniej, co stanowi warunek konieczny uznania dowolnej koncepcji za naukową. Jeżeli bowiem w przyszłości okaże się, że konieczna jest zmiana zasad teorii kwantów, będzie to oznaczało, że przedstawiona metafizyka jest nieprawdziwa i że należy ją odrzucić.

Na koniec zauważmy, że z punktu widzenia idealizmu metafizycznego żadna teoria fizyczna nigdy nie będzie w pełni teorią wszystkiego.

Literatura

- [1] M. Jammer, *The Philosophy of Quantum Mechanics* (Wiley and Sons, New York 1974).
- [2] R. Omnes, *The Interpretation of Quantum Mechanics* (Princeton University Press, Princeton, New Jersey 1999).
- [3] Z. Jacyna-Onyszkiewicz, *Wszechwiedza* (Wyd. Sorus, Poznań 2002).
- [4] Z. Jacyna-Onyszkiewicz, *Physics Essays* **10**, 417 (1997); **12**, 190 (1999).
- [5] Z. Onyszkiewicz, „Immaterial interpretation of quantum theory in the context of quantum cosmology”, w: *New Development of Fundamental Problems in Quantum Physics*, red. M. Ferrero, A. Van der Merwe (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht 1997), s. 285.
- [6] Z. Jacyna-Onyszkiewicz, w: *Proc. Fifth International Wigner Symposium*, 25–27 August 1997, Vienna (World Scientific Pub. Co., Singapore 1998), s. 537.
- [7] Z. Jacyna-Onyszkiewicz, *Studies in Science and Theology* **6**, 190 (1999).
- [8] Z. Jacyna-Onyszkiewicz, „Matematyka a transcendencia”, w: *Nauka–Religia–Dzieje*, red. J.A. Janik (Wyd. Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków 2000), s. 59.
- [9] Z. Jacyna-Onyszkiewicz, *NeuroQuantology* **3**, 312 (2003).

Zbigniew Jacyna-Onyszkiewicz
Wydział Fizyki UAM
Poznań

Metafizyka i fizyka w perspektywie metodologicznej

Nie ma drugiej dyscypliny należącej do tzw. nauk szczegółowych, która byłaby tak związana z filozofią jak fizyka. Grecka spekulacja filozoficzna dotyczyła natury (= przyrody), *physis*, a od tego samego słowa wzięła swoją nazwę fizyka jako nauka. Najwięksi fizycy – Galileusz, Newton, Maxwell, Einstein, Bohr, Heisenberg, by wymienić tylko kilku – rozważali kwestie filozoficzne, traktowali je jako bardzo ważne, a nawet pisali książki na temat „fizyka a filozofia”. Z drugiej strony, filozofowie od początku zajmowali się tym samym przedmiotem, co fizycy, mianowicie przyrodą. Niektórzy brali pod uwagę osiągnięcia fizyków jako istotne dla filozoficznego rozumienia świata, inni, jak Bergson czy Heidegger, utrzymywali, że z punktu widzenia filozofa fizyka nie ma nic interesującego do powiedzenia o świecie. To rodzi pytanie, czy fizyk, wypowiadając się na tematy filozoficzne, czyni to jako fizyk właśnie, czy też wchodzi w rolę filozofa (pytanie o sytuację odwrotną jest mniej interesujące i zostanie pominięte – niniejszy szkic ma charakter filozoficzny i tylko taki). Twierdzę, że odgrywa tę drugą rolę, a to przesądza, że związek fizyki i filozofii, jakkolwiek byłby ścisły, ma charakter faktyczny, a nie konieczny. Fizyk *qua* fizyk nie musi wypowiadać się w sprawach filozoficznych. Nie przeczy to heurystycznej roli przekonania filozoficznych w rozwoju fizyki, ani też oddziaływania odwrotnego. W samej rzeczy, wiara Einsteina w porządek świata motywowała jego poszukiwania teorii spełniającej zasadę determinizmu, a powstanie mechaniki klasycznej skutkowało pojawieniem się światopoglądu mechanistycznego, tj. wizji świata, w której wszystko, łącznie z postępowaniem człowieka, podlegało zasadom dynamiki Newtona. Powyższe konstatacje wyrażają oczywistości, ale tak to już bywa w filozofii, że to, co oczywiste, podlega dalszej analizie.

Związki fizyki z filozofią przebiegają po różnych drogach, ale najsilniejsze są w metafizyce. Tradycyjnie wyjaśnia się nazwę „metafizyka” jako powstałą w wyniku katalogowania dzieł Arystotelesa przez Andronikosa z Rodos. Miał on umieścić księgi o pierwszej filozofii napisane przez Arystotelesa za traktatem o fizyce, czy *ta meta ta fizika*, co doprowadziło do powstania słowa metafizyka (dokładniej: jego greckiego, a potem łacińskiego odpowiednika). To jednak bywa kwestionowane przez niektórych badaczy, którzy przyjmują, że perypatetycy, tj. kontynuatorzy Stagiryty, już niedługo po Arystotelesie rozumieli przez metafizykę ogólne badanie natury. Korzystając z podziału, rozwinętego przez scholastyków, na rozmaite stopnie abstrakcji, fizyk operował tzw. abstrakcją fizyczną, a metafizyk – metafizyczną właśnie. Z pewnym uproszczeniem można powiedzieć, że o ile pierwsza stosuje metody empiryczne, to druga zajmuje się bytem jako bytem; stąd, i tak też będzie w dalszym ciągu niniejszego szkicu, terminy „metafizyka” i „ontologia” można traktować jako odnoszące się do tego samego. Nigdy jednak, czego chyba należy żałować, metafizyka nie była traktowana jako roz-

ważania o fizyce i jej metodach, a więc jako metanauka odnosząca się do fizyki.

Arystoteles używał też terminu *teologike* na oznaczenie nauki o bycie jako bycie. Trzeba wyraźnie podkreślić, że nie chodziło mu o teologię jako naukę o rzeczach boskich, tj. to, co potem nazwano *scientia divina*. Właściwym tłumaczeniem *teologie* nie jest „teologia”, ale „teleologia” lub „teleologika”. Jest to o tyle ważne, że i dzisiaj spotykamy dążności do ograniczenia relacji między fizyką i metafizyką do zagadnień teologicznych w dzisiejszym rozumieniu. Zgodnie z tym poglądem takie kwestie, jak istnienie Boga czy kształt świata jako wynik inteligentnego projektu, są jedynymi godnymi uwagi problemami na styku fizyki i metafizyki. W tym związku pojawiają się rozmaite mniej lub bardziej ambitne próby syntezy nauk szczegółowych i filozofii. Nie zaprzeczam, że można czy też nawet trzeba rozważać niektóre teoretyczne problemy teologii z punktu widzenia aktualnego stanu wiedzy przyrodniczej, w szczególności fizyki (do tej sprawy jeszcze wrócę), ale uważam wspomniane ograniczenie fizyko-metafizyki, by tak rzec, za niczym nieuzasadnione jej obcięcie.

Powiada się często, że nauka opiera się na takich lub innych założeniach filozoficznych lub że prowadzi do takich lub innych konsekwencji filozoficznych. I tak np. badanie naukowe ma zależeć od tezy o obiektywności świata lub utrzymuje się, że mechanika klasyczna implikuje determinizm, natomiast teoria kwantów prowadzi do indeterminizmu. Będę argumentował, że aczkolwiek zagadnienia i wyniki fizyki czy ogólniej nauk przyrodniczych skutkują problematyką metafizyczną, nie jest to związek logiczny, ale jakiś inny, którego natura wcale nie jest łatwa do identyfikacji. Istotna konsekwencja tej tezy polega na tym, że prawa fizyki nie dostarczają uzasadnienia dla tez metafizycznych oraz że pierwsze nie są zależne od drugich jako swych racji logicznych. Mówiąc jeszcze inaczej, nauka ani nie wymaga założeń filozoficznych, ani nie prowadzi do konsekwencji metafizycznych, o ile terminy „założenie” i „konsekwencja” są używane w ich sensie standardowym, tj. ustalonym przez metalogikę.

Rozwinięcie poglądu wyrażonego w ostatnim akapicie wymaga potraktowania teorii empirycznych jako systemów aksjomatycznych, wręcz sformalizowanych. Zdaje sobie w pełni sprawę, że tego rodzaju podejście wywoła sprzeciw fizyków. Powiedzą oni, że teorie rozumieją bardziej jako modele niż zbiory zdań oraz że wiele kwestii rozpatrywanych przez fizyków teoretyków w ogóle nie ma związku z teoriami w przyjętym tutaj rozumieniu. Nie widzę jednak tutaj żadnego konfliktu. Teza, że teorie są zbiorami zdań nie przesądza, że nie są również czymś innym, np. modelami, czy że każdy problem prowadzi do sformułowania teorii jako takiego zbioru. Chciałbym też mocno podkreślić, że nie sugeruję aksjomatyzacji czy formalizacji teorii fizycznych. Moje przedsięwzięcie jest metodologiczne w sensie pozostawania w ramach filozofii nauki i jest motywowane zamiarem dosłownego operowania pojęciem konsekwencji logicznej. Można jednak coś powiedzieć na rzecz takiego właśnie stawiania sprawy.

Wszak sami fizycy mówią o teoriach jako opartych na pewnych postulatach, np. stałości prędkości światła w wypadku szczególnej teorii względności czy równoważności masy spoczynkowej i grawitacyjnej w ogólnej teorii względności. Fizycy dowodzą rozmaitych twierdzeń z przyjętych założeń, np. $v + c = c$ dla każdego v , a to znaczy, że posługują się metalogicznym pojęciem dowodu. Mówią też o sprzeczności lub niesprzeczności teorii, ich równoważności, ewentualnej redukcji interteoretycznej, a więc używają pojęć metalogicznych. Trzeba być oczywiście ostrożnym w analogiach, bo np. zupełność mechaniki kwantowej w sensie einsteinowskim nie oznaczała zupełności w sensie dedukcyjnym, lecz że interpretacji kopenhaskiej czegoś brakowało z punktu widzenia opisu świata, takie różnice nie unieważniają jednak zastosowania kategorii metalogicznych względem teorii empirycznych. Nie stanowi też argumentu przeciwko proponowanemu tutaj ujęciu sceptyczna uwaga, że metalogika nie ma takiego zastosowania wobec teorii fizykalnych jak ma to miejsce w matematyce, gdzie uzyskano ważne wyniki matematyczne przy użyciu metod metamatematycznych (tj. metalogicznych). Nie chcę odwoływać się do typowej odpowiedzi, że niczego nie należy zawczasu rozstrzygać, aczkolwiek wcale nie jest wykluczone, że problematyka złożoności obliczeniowej może być ważna dla praktyki obliczeń fizycznych. Jeszcze raz podkreślam, że kieruje mną zamysł filozoficzny. Mam nadzieję wykazać, że traktowanie teorii naukowej jako systemu aksjomatycznego pozwala ujawnić pewne nieporozumienie, stale powracające przy rozpatrywaniu relacji między fizyką a ontologią.

Powróćmy do kwestii szczegółowych. Pytamy na przykład, czy mechanicyzm jest konsekwencją mechaniki klasycznej, determinizm – fizyki klasycznej, a indeterminizm – mechaniki kwantowej. Łatwo zauważyć, że pytanie to nie ma sensu, dopóki kategorie mechanicyzmu, determinizmu i indeterminizmu nie zostaną wprowadzone do fizyki w takim sensie, jak je rozumieją filozofowie. Jeśli mechanicyzm jest rozumiany jako teza głosząca, że punkty materialne podlegają prawom zbioru Z , obejmującego trzy zasady klasycznej dynamiki plus prawo powszechnego ciężenia oraz ich konsekwencje logiczne, to rozciągnięcie tego poglądu na cały świat jest nieuprawnione przed wykazaniem, że np. zjawiska psychiczne składają się z punktów materialnych. Mechanicyzm jest więc albo banalną konsekwencją zawartości zbioru Z , o ile jest uprawniony, albo nieuprawnioną ekstrapolacją fizyki poza jej naturalny zasięg semantyczny, o ile ma znaczyć to, co rozumieli pod tym poglądem materialiści francuscy XVIII w., np. La Mettrie, autor poczytnego wówczas dzieła *Człowiek maszyna* (tytuł ten jest bardzo wymowny).

Rozważmy teraz kwestię indeterminizmu mechaniki kwantowej, który ma wynikać z zasady nieoznaczoności. Jest to jednak niemożliwe, bo zasada ta nie zawiera słowa „indeterminizm” (lub „determinizm”), a konkluzja rozumowania dedukcyjnego nie może zawierać wyrażenia, które nie występują w przesłankach. Trzeba więc jakoś wprowadzić pojęcie (in)determinizmu do mechaniki kwantowej, by móc cokolwiek powiedzieć o znaczeniu tej teo-

rii dla sporu między determinizmem a indeterminizmem. Uczynił to sam Heisenberg, powiadając, że determinizm polega na możliwości ścisłego przewidywania stanów przyszłych na podstawie znajomości stanów przeszłych. Dopiero po takim zabiegu można powiedzieć, że mechanika kwantowa implikuje indeterminizm oraz że teoria ta różni się od mechaniki klasycznej czy teorii względności, które są deterministyczne. Problem jednak w tym, że determinizm i indeterminizm można definiować rozmaicie, np. kauzalnie, statystycznie, probabilistycznie lub jeszcze jakoś inaczej (np. przez częściowy porządek w przestrzeni Minkowskiego), a za każdym razem odpowiednie konsekwencje wyprowadzane z teorii będą inne. Staje się teraz całkowicie jasne, że wszystko, co jest ważne dla fizyki, daje się wyrazić bez użycia słów „determinizm” czy „indeterminizm”, natomiast to, co jest istotne dla filozofii, nie wynika logicznie z dosłownej treści praw fizyki. Podobnie ma się sprawa z tzw. filozoficznymi założeniami nauki: i one nie należą do postulatów, które są wykorzystywane w dedukcjach w obrębie teorii.

Coś jednak ma miejsce, gdy rozpatruje się filozoficzne konsekwencje fizyki. Co? Moim zdaniem zawsze odbywa się pewna operacja hermeneutyczna, polegająca na tym, że – pozostając przy determinizmie i indeterminizmie – obie te kategorie mają być rozumiane w taki, a nie inny sposób (postulatywny sposób przedstawienia tej kwestii jest ważny). Konsekwencje wyprowadzone na podstawie przyjętej hermeneutyki filozoficznej (w tym wypadku metafizycznej) mogą być określone jako interpretacyjne. Krótko mówiąc: indeterminizm jest konsekwencją interpretacyjną mechaniki kwantowej, przy uprzednio założonej hermeneutyce. Powody przyjmowania takiej lub innej hermeneutyki są złożone. Poważną rolę w tym względzie odgrywają na pewno dane empiryczne, ale one nie wymuszają rozwiązań. Epistemologiczne podejście Heisenberga i Bohra sugerowało im określenie (in)determinizmu przez przewidywalność, lecz ontologiczny sposób myślenia Einsteina prowadził go do innego rozumienia tych kategorii. Tradycyjna teoria makroświata była zawsze deterministyczna, ale niewykluczone, że to się zmieni pod wpływem teorii chaosu.

Można w związku z tym poczynić kilka dodatkowych spostrzeżeń. Po pierwsze, każda hermeneutyka w powyższym rozumieniu ma wyraźne osadzenie w tradycji filozoficznej. Po drugie, na ogół nie ma jednej tylko hermeneutycznej wykładni danych empirycznych czy teoretycznych. Po trzecie, przyjęta hermeneutyka nie usuwa sporu filozoficznego, ale jedynie go uwyrażnia. Po czwarte, wyraźny schemat logiczny argumentacji z parametrem hermeneutycznym umożliwia kontrolę za danym poglądem filozoficznym lub przeciwko niemu. Dodam – ale jest to już wynik mojego własnego poglądu metafizycznego – że zadaniem analizy filozoficznej jest właśnie uwyrażenie sporu, a nie jego rozwiązanie, a jeśli w ogóle można mówić o rozwiązaniach w filozofii, to jedynie relatywnie do danej hermeneutyki. Po piąte, obecność hermeneutyki wyjaśnia, dlaczego filozofia obraca się od dawna w kręgu tych samych problemów i odpowiedzi na nie. Niekoniecz-

nie jest to powód do popadania w depresję nad beznadziejnością kondycji filozofa. Każda epoka wymaga własnej hermeneutyki filozoficznej, chociaż nie uprawnia to do ignorowania przeszłości. Chociaż indeterminizm nie wynika z mechaniki kwantowej, podobnie jak determinizm nie jest logicznym następstwem fizyki klasycznej, to jednak rozprawianie o jednym i drugim bez brania pod uwagę, co fizycy mają do powiedzenia o świecie, nie stanowi postępowania zbyt racjonalnego. Mimo to nic nie można poradzić na to, że są i tacy filozofowie, którzy zatrzymują się na fizyce arystotelesowskiej. Po szóste, kontynuując wątek zaznaczony wcześniej, mechanika kwantowa czy jakkolwiek inna teoria fizyczna może się obejść bez ingerencji hermeneutyki filozoficznej. Znany spór między Einsteinem i Bohrem w sprawie interpretacji mechaniki kwantowej jest pod tym względem bardzo pouczający. Einstein w końcu, aczkolwiek z nieukrywaniem rozczarowaniem, przyznał, że interpretacja kopenhaska jest empirycznie adekwatna (słowo „interpretacja” dotyczy tutaj zawartości fizycznej, nie metafizycznej). Spór dotyczył więc bardziej hermeneutyki filozoficznej niż teoretycznej treści mechaniki kwantowej. Wyjaśnia to, dlaczego fizycy przemawiają jako filozofowie, gdy zabierają głos w sprawach filozoficznych. Rzeczona kontrowersja miała jednak znaczenie dla fizyki, w tym wypadku dla teorii kwantów, bo sterowała tym, co należało do kontekstu odkrycia, ale nie uzasadnienia. Tutaj dotykamy ważnego punktu praktycznego. Źle się dzieje w nauce, gdy orientacje metafizyczne traktowane są jako element uzasadniania rozstrzygnięć teoretycznych, bo wtedy następuje zmiana priorytetów intelektualnych, niekiedy o złowrogich następstwach, np. gdy metafizyka preferowana z powodów politycznych, rasowych czy religijnych rości sobie pretensje do dyktowania rozwiązań naukowych, np. w fizyce czy biologii.

Istotnym elementem rozważania stosunku fizyki i metafizyki jest zagadnienie współmierności ich języków.

Wszystko wskazuje na to, że aparatyry pojęciowe obu tych dyscyplin są bez dodatkowych zabiegów hermeneutycznych niewspółmierne. Dlatego operacja konsekwencji logicznej nie działa między fizyka a ontologią. W konsekwencji ani fizyka nie jest częścią metafizyki, ani odwrotnie. Ma to znaczenie dla oceny rozmaitych projektów syntezy, np. fizyki i teologii (zob. wyżej). O ile biofizyka czy biochemia są syntezami dwóch nauk o współmiernych językach, o tyle inaczej jest w przypadku syntez fizyko-metafizycznych, w szczególności sięgających teologii. Trudno im wróżyć większą przyszłość, ze względu na sceptycyzm większości fizyków wobec prób rozstrzygnięcia kwestii teologicznych przez odwoływanie się do fizyki. Filozofowie są pod tym względem większymi optymistami, ale chyba bezpodstawnie.

Powyższe rozważania opierają się na mocnym przekonaniu o zasadniczej odrębności kognitywnej nauki, zwłaszcza fizyki, i filozofii, zgodnie z powiedzeniem Wittgensteina, że filozofia może być wyżej lub niżej nauki, ale nigdy obok. Nie wyrażam przez to żadnej ujemnej oceny filozofii ani też nie postuluję jej eliminacji z dociekań naukowych. To, że fizyka jako fizyka nie potrzebuje metafizyki, nie ma sugerować, że straci kiedykolwiek swą filozofiotwórczą rolę. Od czasu, gdy refleksja nad *physis* wyodrębniła się w Grecji w samodzielną naukę, nieodmiennie towarzyszył jej namysł metafizyczny. I nic nie wskazuje, by to się miało kiedykolwiek zmienić. Nie sądzę też, by kiedykolwiek miały zniknąć tendencje do uzasadniania stanowisk metafizycznych danymi z zakresu fizyki. Pokusa opierania światopoglądów na podstawach mocniejszych, niż na to zasługują, jest zbyt wielka, by nie kusila wyznawców.

Jan Woleński

Instytut Filozofii

Uniwersytet Jagielloński

RECENZJE

Wstęp do fizyki jądra atomowego i cząstek elementarnych

Ewa Skrzypczak, Zygmunt Szepliński: *Wstęp do fizyki jądra atomowego i cząstek elementarnych*, wyd. II zmienione, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2002, s. 200.

Książka ta trafiła do mnie z dużym opóźnieniem. Sam ją również trochę przetrzymałem, czekając na nowe standardy dydaktyczne. Projekt standardów dla kierunku fizyka jest już dostępny na stronie internetowej Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego. Zdumiało mnie, że w projekcie standardów dla studiów I stopnia w grupie treści podstawowych znalazłem tylko cztery hasła związane z fizyką jądrową: model Rutherforda-Bohra, modele jądrowe, promieniotwórczość, klasyfikacja cząstek elementarnych.

W grupie treści kierunkowych nie znalazłem żadnego hasła bezpośrednio związanego z fizyką jądrową, podobnie dla studiów II stopnia. Szczegółowo wymienione treści kształcenia to obligatoryjne 33% czasu kształcenia, resztę programu ustalają same jednostki prowadzące proces dydaktyczny. Obawiam się, że znajdą się jednostki, które nie wpiszą do programu kształcenia żadnej dodatkowej treści z zakresu fizyki jądrowej. A przecież w celu zapewnienia niezależności energetycznej kraju mamy budować energetykę jądrową. O innych aspektach takiej propozycji standardów nie będę wspominał.

Autorami podręcznika są doświadczeni nauczyciele akademicki z Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. Jest to drugie, zmienione wydanie książki – pierwotnie powstała ona jako skrypt dla studentów uniwersyteckiej fizyki i astronomii. Obszerny materiał obejmuje m.in.

procesy fizyczne wykorzystywane w detekcji i przyspieszaniu cząstek, wielkości charakteryzujące jądro atomowe i cząstki elementarne, modele jądrowe, spontaniczne przemiany i reakcje jądrowe, elementy Modelu Standardowego, a także dwa dodatki: kinematykę zderzeń i rozpadów oraz detekcję cząstek. Do każdego rozdziału dołączono zestaw zadań. Jest to kompetentne opracowanie; usunięto usterki występujące w pierwszym wydaniu (patrz recenzja Andrzeja Bałandy, *Postępy Fizyki* 47, 395 (1996)). Materiał został zaktualizowany, tak by uwzględnić szybki rozwój fizyki jądrowej.

Książka ta uzupełnia starsze podręczniki dostępne naszym studentom: S. Szczeniowski – *Fizyka doświadczalna. Fizyka jądrowa i cząstek elementarnych* (PWN, 1974) A. Strzałkowski – *Wstęp do fizyki jądra atomowego* (PWN, 1978), T. Mayer-Kuckuk – *Fizyka jądrowa* (PWN, 1983), V. Acosta, C.L. Cowan, B.J. Graham – *Podstawy fizyki współczesnej* (PWN, 1987). Część materiału można ponadto znaleźć w *Encyklopedii fizyki współczesnej* pod red. A.K. Wróblewskiego (PWN, 1983) oraz książkach: B. Nerlo-Pomorska, K. Pomorski – *Zarys teorii jądra atomowego* (PWN, 1999) oraz H.D. Perkins – *Wstęp do fizyki wysokich energii* (PWN, 2004).

Dużą zaletą recenzowanej książki jest jasny i zrozumiały język oraz starannie wykonane rysunki, zawierające tylko elementy niezbędne do zrozumienia treści i ułatwiające dzięki temu percepcję materiału. Każdy rozdział został zaopatrzony w spis literatury. Autorzy polecają pozycje na różnym poziomie trudności. Są to wybrane artykuły w czasopismach popularnonaukowych (*Wiedza i Życie*, *Świat Nauki*, *Scientific American*), naukowych (*European Physical Journal*) oraz książki popularnonaukowe, np. A.H. Guth – *Wszechświat inflacyjny* (Prószyński i S-ka, Warszawa 2000). Autorzy polecają również wybrane artykuły, które ukazały się na łamach *Postępów Fizyki*.

Dziś, po upływie czterech lat od oddania książki do druku, z powodu szybkiego rozwoju fizyki neutrin nie wystarczy już stwierdzenie: „Istnieją przesłanki pozwalające wątpić w absolutnie obowiązujące prawo zachowania liczb leptonowych (...). Jednakże w ogromnej większości przypadków analizy zapisów reakcji z udziałem leptonów przyjmujemy, że prawo zachowania każdej z liczb leptonowych obowiązuje” (s. 38). Dobrze, że na s. 72 został przedstawiony problem oscylacji neutrin. Uważnemu czytelnikowi to wystarczy. Tabela ta zawiera ponadto błędy korektorskie. Wśród charakteryzowanych leptonów brak jest elektronu, zaś jako średni czas życia pozytonu podano $> 4,2 \cdot 10^{24}$ lat (bez żadnego komentarza).

Książka jest napisana dość starannie. Rzadko zdarzają się usterki merytoryczne, ale zwłaszcza jedną z nich należy sprostować. W opisie reakcji rozszczepienia ^{235}U (s. 133) jest następujące zdanie: „Jeżeli zatem neutrony uwolnione w procesie znajdują się w ośrodku bogatym w wodór (taki ośrodek spowalniający nazywamy moderatorem), to rozpraszanie neutronów na protonach doprowadzi do ich skutecznego spowolnienia”. Otóż moderatorem mogą być również inne pierwiastki o małej liczbie masowej A – w zderzeniach sprężystych z ich jądrami atomowymi neu-

trony tracą dużo energii. Moderatorem w reaktorze czarnobylskim był grafit.

Żyjemy w świecie makroskopowym i wielkości dla niego charakterystyczne przenosimy automatycznie na obszar mikroskopowy. W podręczniku akademickim powinna być informacja o liniowych rozmiarach powszechnie występujących cząstek elementarnych, skoro wspominany jest klasyczny promień elektronu (s. 31). O punktowych rozmiarach elektronu wspomniano, opisując spin (s. 63).

Jednym z zadań podręczników akademickich jest standaryzacja i upowszechnianie właściwej terminologii. Należy unikać takich określeń żargonowych, jak np. „pik Bragga” (s. 32), skoro możemy użyć określenia „maksimum braggowskie”. Zasadą winien być też jednolity sposób cytowania publikacji, od którego odstępstwo jest szczególnie widoczne na jednej stronie (s. 54, podpisy pod rys. 3.8 oraz 3.9).

Wszystkim fizykom gorąco polecam ten wartościowy podręcznik akademicki. Jego treść winna być znana wszystkim absolwentom studiów II stopnia na kierunku fizyka, wskazana byłaby również jej znajomość przez absolwentów studiów I stopnia.

Mieczysław Budzyński
Instytut Fizyki UMCS
Lublin

Nowe wydanie Pigonia i Ruziewicza

Krzysztof Pigoń, Zdzisław Ruziewicz: *Chemia fizyczna*, wyd. 5, zmienione i uaktualnione, red. nauk. Ludwik Komorowski, Józef Lipiński, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2005, t. 1: Podstawy fenomenologiczne, s. 640, t. 2: Fizykochemia molekularna, s. XVI + 708.

Dzieło profesorów Politechniki Wrocławskiej, Krzysztofa Pigonia (1925–2001) i Zdzisława Ruziewicza (1925–1997), już od pierwszego wydania w 1980 r. (w latach 70. istniało jako skrypt uczelniany) zyskało uznanie studentów, doktorantów i naukowców poszukujących rzetelnego, kompletnego przewodnika po chemii fizycznej. Kolejne wydania (aż po czwarte w 1993 r.) Autorzy ulepszali drobnymi poprawkami, nie zmieniali jednak treści mimo burzliwego rozwoju dyscypliny. Ten ciągle najlepszy polski podręcznik chemii fizycznej nieuchronnie znalazł się więc w cieniu swych zagranicznych odpowiedników, zwłaszcza stale unowocześnianej klasycznej książki Petera Atkinsa.

W roku 2005 trafiło na rynek formalnie piąte wydanie *Chemii fizycznej* Pigonia i Ruziewicza; dokonane zmiany są jednak tak rozległe, że można nawet zadawać pytanie o zasadność podania na stronie tytułowej wciąż tylko dwóch nazwisk. Obszerny zespół Autorów (prawie 40 osób), specjalistów, często nauczycieli akademickich, pracował nad tekstem sprzed ćwierćwiecza, traktując go raz jako ośnowę, raz jako punkt wyjścia do nowoczesnego wykładu. Redakcji podjęli się profesorowie Ludwik Komorowski i Józef Lipiński. Zdecydowano o podziale materiału na dwie główne części: Podstawy fenomenologiczne (tom I) i Fizykochemia molekularna (tom II).

Dokonane aktualizacje obejmują obszerne uzupełnienia oryginału, a często wymianę całych fragmentów na teksty pisane od nowa. Pojawiły się również dodatkowe rozdziały, których obecność wymusił postęp wiedzy i rozwiązań technicznych oraz rozwój działów chemii fizycznej, które pod koniec lat 70. ledwie kielkowały (dotyczy to zwłaszcza tomu II). Autorzy niewątpliwie skorzystali też z okazji rozszerzenia pierwotnej objętości podręcznika, aby pomieścić zagadnienia celowo niegdyś ominięte. Nie sposób zreferować wszystkich uzupełnień i zmian, poprzestanę więc na hasłowym wymienieniu tych, które uważam za najcenniejsze: adsorpcja w materiałach porowatych; warstwy monomolekularne, samoorganizacja; ogniwa elektrochemiczne (również paliwowe) jako źródła energii; termodynamika procesów nieodwracalnych, struktury dysypacyjne, samoorganizacja; reakcje autokatalityczne i oscylacyjne; pojęcie hiperpowierzchni energii potencjalnej w kinetyce chemicznej; kinetyka reakcji jednocząsteczkowych (również w ujęciu termodynamiki statystycznej); przybliżone metody mechaniki kwantowej; wprowadzenie do metod obliczania energii oddziaływań międzycząsteczkowych; reakcje przeniesienia elektronu, teoria Marcusa; nieliniowe zjawiska optyczne, efekty magnetoopcyjne; spektrometria fourierowska; rezonansowe zjawisko Ramana; teoria przejść bezpromienistych; widma elektronowe substancji w roztworach; spektroskopia w matrycach niskotemperaturowych i wiązkach molekularnych; opis rezonansu magnetycznego za pomocą chemii kwantowej; eksperymenty impulsowe w badaniach rezonansu magnetycznego; wpływ dynamiki cząsteczki na widma NMR; dwuwymiarowe widma NMR; obrazowanie NMR; podstawy krytalografii i metod dyfrakcyjnych; zjawiska piezo-, piro- i ferroelektryczne; właściwości optyczne ośrodków uporządkowanych; ciekłe kryształy; termodynamiczne zespoły statystyczne; statystyczno-termodynamiczny opis przemian fazowych.

Mimo szeroko zakrojonych zmian, redaktorom obecnego wydania udało się zachować wielką zaletę oryginalnego podręcznika Pigonia i Ruziewicza – przedstawienie chemii fizycznej jako wiedzy praktycznej. Zgodnie z tym zamysłem książka może posłużyć do systematycznej nauki (przy czym wiedza teoretyczna jest bogato ilustrowana odniesieniami do eksperymentów), ale sprawdzi się też w roli kompendium, gdzie szybko znajdziemy potrzebny wzór lub regułę wraz ze szczegółowymi wskazówkami. Pewien niedosyt budzi w tym kontekście niewystarczająco „praktyczne” potraktowanie zagadnień chemii kwantowej. Minionych kilkanaście lat to okres prawdziwie lawinowego rozwoju komputerów i metod obliczeniowych, dzięki któremu nawet chemicy zaangażowani w pracę doświadczalną mogą dziś traktować własny komputer (z komercyjnym pakietem programów z zakresu chemii kwantowej) jako jeszcze jedno narzędzie laboratoryjne dostarczające wartościowych wyników.

We wstępie do t. II czytamy: „Bez znajomości podstaw metod eksperymentalnych i obliczeniowych oraz bez świadomości o ich ograniczeniach niemożliwe jest ich twórcze wykorzystanie”. Z pewnością tak właśnie jest. Bardzo więc

dobrze, że w tomie tym znalazł się cały rozdział o przybliżonych metodach mechaniki kwantowej (choć np. tekst o uwzględnianiu korelacji elektronowej warto by chyba rozszerzyć o choć jeden akapit), dobrze też, że zamieszczono kilka informacji o symulacjach komputerowych w modelowaniu molekularnym. Czytelnik zainteresowany wykonywaniem obliczeń i przedzierający się przez (miejscami całkiem zaawansowany) wykład mechaniki kwantowej nie trafi jednak na termin tak elementarny jak baza funkcyjna. Nie dowie się też wiele o podstawach i ograniczeniach niezwykle popularnych (Nagroda Nobla 1998) metod opartych na teorii funkcjonału gęstości (metod, które „prawie wszyscy” dziś stosują, a „mało kto” rozumie). W żadnym z rozdziałów poświęconych poszczególnym działom spektroskopii nie znajdzie wzmianki o możliwościach teoretycznego przewidywania widm molekularnych. Oczywiście zdaję sobie sprawę, że redaktorzy podręcznika zmuszeni byli do ostrej selekcji rozlicznych pomysłów na jego aktualizację, co musiało być zadaniem tyleż trudnym, co niewdzięcznym – nie sposób w pełni zadowolić wszystkich miłośników, adeptów, klientów oraz twórców tak obszernej i niejednorodnej dziedziny wiedzy.

Genną nowością są fragmenty tekstu – Komentarze – wydzielone z nurtu wykładu. Służą one przybliżeniu wybranych pojęć, zjawisk lub rozwiązań technicznych, rozwikłaniu szczegółowych problemów, przedstawieniu przykładów stosowania wiedzy podanej w głównym tekście. Podręcznik został też wzbogacony o krótkie, jedno- lub dwuzdaniowe notki przedstawiające uczonych szczególnie zasłużonych dla rozwoju chemii fizycznej.

Piąte wydanie *Chemii fizycznej* Pigonia i Ruziewicza może z powodzeniem konkurować z najlepszymi podręcznikami zagranicznymi. Nie sposób tu oczywiście uciec od porównania z *Chemią fizyczną* Atkinsa, dziełem sprawdzonym, o światowej renomie, ulepszanym od pierwszego wydania (1978) już siedmiokrotnie, a od kilku lat dostępnym dla polskiego czytelnika w starannym przekładzie (PWN 2001; por. recenzja w *Postęпах Fizyki* **53**, 293 (2002)). Na pytania, czy warto było podejmować trud tworzenia dlań alternatywy i czy trud ten się opłacił, moja odpowiedź jest zdecydowanie tak. Dwa dobre podręczniki – prezentujące autorskie, indywidualne podejścia do trudnych nieraz zagadnień – są oczywiście lepsze od jednego, o tym wie każdy wykładowca i student.

Niestety jednak, ów student lub inny czytelnik rozpieszczony luksusowym „Atkinsem” (twarda oprawa, duży format, przejrzysty, przemyślany układ każdej strony z szerokimi marginesami i dwubarwnymi ilustracjami, dodatkowe materiały na załączonej płycie CD) może być po zapłaceniu ok. 120 zł za dwa tomy najnowszego „Pigonia i Ruziewicza” rozczarowany ich zgrzebną formą – miękką oprawą z klejonym grzbietem, brakiem koloru i wyraźną oszczędnością papieru. Ale to z pewnością nie ostatnie wydanie słynnego wrocławskiego podręcznika – miejmy nadzieję, że w następnych oprawa dorówna treści.

Robert Kołos

Instytut Chemii Fizycznej PAN
Warszawa

V Sesja KNF

Piąta Ogólnopolska Sesja Kół Naukowych Fizyków odbyła się na Wydziale Fizyki i Astronomii Uniwersytetu Wrocławskiego w dniach 17–19 listopada 2006 r. Organizatorem było KN Fizyki Doświadczalnej „Migacz”, które mimo krótkiego stażu (działa od listopada 2005 r.) ma na swoim koncie już wiele sukcesów (m.in. udział w Dolnośląskim Festiwalu Nauki czy akcję „Roadshow”, reklamującą w kilku miastach w Polsce studia fizyki we Wrocławiu).



Sesja w auli im. Jana Rzewuskiego (fot. Radosław Kowalczyk)

Uczestników Sesji powitali: prodziekan Wydziału prof. Ewa Dębowska oraz autor tego sprawozdania (opiekun koła organizatorów), a inauguracyjne wykłady poprowadzili prof. Hubert Kołodziej z Instytutu Chemii UWr („Nowa generacja materiałów absorbujących energię promieniowania elektromagnetycznego w szerokim zakresie częstotliwości”), doc. dr hab. Andrzej Zaleski z Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN („Co nowego w nadprzewodnictwie?”) oraz prof. Andrzej Pigulski z Instytutu Astronomii UWr („Nagroda Nobla z fizyki – 2006”).

W sali wykładowej im. Jana Rzewuskiego młodzi fizycy przedstawili blisko 30 referatów członków kół naukowych z najróżniejszych dziedzin fizyki (była też sesja plakatowa). W Sesji wzięło udział ponad 70 osób reprezentujących 15 kół z wyższych uczelni całego kraju. Poza zagadnieniami dotyczącymi fizyki ciała stałego, (m.in. nanomateriały, ogniwa fotowoltaiczne, cienkowarstwowe nadprzewodniki wysokotemperaturowe, lasery) pojawiły się także tematy związane z fizyką medyczną (interferometria filmu łożowego, nanokryształy półprzewodnikowe w diagnostyce i terapii), komputerową (np. numeryczna analiza rozkładu pola elektromagnetycznego) i nauczycielską (np. pszczoły w fizyce), jak również referaty z astronomii (np. o planetach pozasłonecznych). Młodzi fizycy mówili też o kryptografii kwantowej, falach grawitacyjnych, kwazikryształach, modelu Penzona–Kolba czy feynmanowskim ujęciu równań Maxwella. Zrozumiałe zainteresowanie studentów wzbudziło przedstawione przez SKNF „Bozon” sprawozdanie

z podróży naukowej po Niemczech zorganizowanej dzięki dotacji DAAD.

Spotkanie umożliwiło nie tylko przepływ wiedzy, nowinek naukowych i informacji o działalności kół, ale także pozwoliło na integrację i zawarcie znajomości między studentami, co jest szczególnie cenne ze względu na możliwość ułatwienia współpracy przyszłych pracowników naukowych z różnych ośrodków w całej Polsce.

Sesja nie mogłaby się odbyć bez aktywnego poparcia dziekana WFiA oraz rektora Uniwersytetu Wrocławskiego, a także Polskiego Towarzystwa Fizycznego i Urzędu m. Wrocławia. Przygotowanie i organizacja Sesji to wynik zaangażowania członków koła „Migacz”, a zwłaszcza jego prezesa, Grzegorza Grzeli.

Organizatorzy przygotowują obecnie wydanie przedstawionych na V OSKNF referatów w formie zeszytu. Na miejsce VI OS KNF w roku 2007 studenci wybrali Lublin.

Janusz Przeglowski

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Wrocławski

O karierach kobiet w nauce

W dniach 21–22 listopada 2006 r. w estońskim mieście Tartu odbyło się kolejne spotkanie uczestniczek europejskiego programu BASNET „Women in Science and High Technology”, w którym uczestniczy Polskie Towarzystwo Fizyczne (patrz Kronika *PF*, zes. 3/2006). Przyjechało na nie ponad 30 osób z Litwy, Łotwy, Estonii, Rumunii i Polski. Były wśród nas zarówno przedstawicielki nauk ścisłych jak i humanistycznych. W toku obrad przedstawiono wyniki socjologicznych badań karier naukowych kobiet na Litwie, Łotwie i w Estonii oraz opinie o sytuacji kobiet naukowców w Polsce i Rumunii, oparte głównie na danych statystycznych.

Tartu (Dorpat) jest drugim co do wielkości miastem Estonii. W przeciwieństwie do Tallina, który jest stolicą polityczną i finansową kraju, Tartu jest uważane za stolicę kulturalną i intelektualną. Leży nad rzeką Emą, w odległości kilkudziesięciu kilometrów od jeziora Pejpus, przez które przebiega granica z Rosją. Niezwykle ciekawa historia tego miasta skłania mnie do podania kilku faktów ważnych także dla naszej kultury.

Od 1561 r. Dorpat należał do Rzeczypospolitej. W roku 1583 powstało tam kolegium jezuitów, w którym nauczał ks. Piotr Skarga. W roku 1629 miasto dostało się we władanie Szwecji, a w 1632 r. król Gustaw II Adolf założył tam uniwersytet. W czasach świetności uczelni, w XIX w., w Dorpacie kształciło się ponad 2300 studentów z Polski, co stanowiło blisko 10% ogółu studiujących. Językiem wykładowym był niemiecki. Wśród 20 wybitnych profesorów medycyny wywodzących się z Dorpatu znajdował się Tytus Chałubiński. W roku 1886 podanie o przyjęcie na II rok studiów Wydziału Lekarskiego złożył Józef Piłsudski, ale nie został przyjęty. Kształcili się tam tacy znani Polacy,

jak Józef Weyssenhoff, Władysław Sołtan, Jakub i Antoni Natansonowie oraz Ryszard Manteuffel.

Obecnie na Uniwersytecie w Tartu jest ponad 18 tys. studentów, w tym tylko 500 obcokrajowców. Językiem wykładowym jest estoński. Reprezentowane są głównie nauki biologiczne, ale jest też spektroskopia laserowa i zastosowania laserów w medycynie.

Na początku spotkania prof. Anu Laas, socjolog z Uniwersytetu w Tartu, przedstawiła ciekawe i, jak się potem okazało, uniwersalne wyniki wywiadów przeprowadzonych z 20 paniami (średnia wieku 46 lat) prowadzącymi badania naukowe w Estonii. Zwróciła uwagę na wypowiedzi, które świadczą o braku ambicji robienia kariery akademickiej („dobry naukowiec nie powinien dążyć do robienia kariery administracyjnej”) oraz o aprobacie systemu odgórnego podziału finansów („dobry naukowiec nie mówi o pieniądzach – prowadzi badania, a nie zabiega o ich finansowanie”). Powstaje pytanie, czy to jest naturalna bierność, czy skutek dyskryminacji. Dalej prof. Laas mówiła o dylemacie kobiety – wyborze między posiadaniem rodziny i pracą naukową czy administracyjną, wreszcie wyraziła często spotykane przekonanie, że kobieta naukowiec musi być znacznie lepsza od mężczyzny, aby uzyskać pozycję, o którą z nim konkuruje.

O sytuacji na Łotwie mówiła prof. Brigita Zepa. Tam, podobnie jak w Polsce, studiuje więcej kobiet niż mężczyzn, przy czym większość studentek wybiera nauki przyrodnicze, matematykę i informatykę. Kobiety stanowią połowę osób z doktoratami. Według danych statystycznych panie pracujące naukowo zarabiają średnio tylko 84% tego, co dostają panowie.

Sytuację w Polsce przedstawiły: fizyk – dr hab. Elżbieta Czerwosz z Akademii Świętokrzyskiej i prof. Renata Siemieńska – socjolog z Uniwersytetu Warszawskiego. Na podstawie danych statystycznych prof. Siemieńska dowodziła tezy o wpływie zmniejszenia finansowania szkolnictwa wyższego i nauki, a także obniżenia standardu życia osób zatrudnionych w tej branży, na spowolnienie karier akademickich, mierzonych przedziałami czasu między uzyskiwaniem kolejnych stopni naukowych i wydajnością publikowania. Obserwowany ostatnio w Polsce wzrost udziału kobiet w tych karierach (patrz tabelka) można interpretować jako zmniejszanie się dyskryminacji na tym polu, ale może on być także konsekwencją feminizacji nisko płatnego zawodu.

Procentowy udział kobiet wśród osób otrzymujących tytuł profesora oraz stopień doktora habilitowanego i doktora w latach 1970–2003

Rok	Profesor	Doktor hab.	Doktor
1970	9,4	20,7	27,4
1980	21,5	21,2	31,8
2000	26,6	29,0	41,6
2003	26,8	32,1	46,9

A jak to wygląda na moim podwórku, na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego? Na użytek tego artykułu wykorzystałam dane z opracowania *75 lat Fizyki na Hożej* (praca zbiorowa pod red. M. Kicińskiej-Habior i A.K. Wróblewskiego, Wydawnictwa UW, Warszawa 1996), gdzie są informacje o absolwentach Wydziału oraz o nadanych stopniach doktora i doktora habilitowanego z lat 1946–95. Ponadto z dziekanatu uzyskałam informację o analogicznych danych z lat 1996–2003. Obraz, jaki się z nich wyłania, nie napawa optymizmem. Na naszym Wydziale udział kobiet wśród absolwentów w latach 1948–2004 wynosił średnio 35%. Gorzej przedstawiała się sprawa z uzyskiwaniem stopni naukowych. W latach 1996–2003 stopień doktora otrzymało 120 osób, w tym 24 kobiety (20,0%), a doktora habilitowanego 52 osoby, w tym tylko 6 kobiet (11,5%).



Uczestniczki spotkania; szósta od lewej stoi autorka notatki, ósma – prof. Joanna Sadlej z Wydziału Chemii UW (fot. Elżbieta Czerwosz)

W Tartu rozważano też motywy podejmowania pracy naukowej przez kobiety. We wszystkich krajach okazały się podobne – zainteresowanie dziedziną, tradycja rodzinna, wpływ nauczyciela w szkole, wreszcie moda na dany kierunek studiów.

Po wysłuchaniu wszystkich prezentacji doszłyśmy do przekonania, że mamy bardzo podobną i raczej złą sytuację kobiet pracujących naukowo. Uznałyśmy, że najprawdopodobniej jest to konsekwencja wieloletniej praktyki stosowanej w tzw. krajach socjalistycznych. W swoim czasie Szwecja, też kraj nadbałtycki, nie chciała się przyłączyć do projektu BASNET, uznając, że Szwedki nie mają takich problemów. U nas musi przyjść nowe, nieobciążone mentalnością narzuconą przez ustrój totalitarny pokolenie, któremu już w przedszkolu zostanie zaszczerpiona idea równych praw i równych szans dla kobiet oraz mężczyzn.

Aleksandra Kopystyńska

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski

■ Ewa Rondio

Urodziła się w Łodzi w 1954 r., ale już w wieku przed-szkolnym stała się warszawianką. Maturę zdała w LO im. Juliusza Słowackiego w 1972 r. i rozpoczęła studia na Wydziale Fizyki UW. Jako specjalizację wybrała fizykę cząstek elementarnych. Po uzyskaniu dyplomu zdała na studia doktoranckie w Instytucie Badań Jądrowych. Promotorem jej pracy doktorskiej, która dotyczyła badania oddziaływań mezonów K^- o energii 0–300 MeV/ c^2 , był prof. Janusz Zakrzewski.

W 1981 r. wyjechała na staż na Uniwersytecie w Hamburgu, gdzie rozpoczęła pracę w nowej tematyce: badaniu głęboko nieelastycznego rozpraszania mionów na nukleonach. Brała udział w eksperymentach prowadzonych w CERN-ie w ramach Europejskiej Współpracy Mionowej (EMC), a później NMC, SMC i Compass. Najważniejsze ich wyniki to: odkrycie różnicy między strukturą nukleonu swobodnego oraz związanego w jądrze atomowym (tzw. efekt EMC); precyzyjne pomiary funkcji struktury; stwierdzenie, że morze kwarków typu u oraz d w nukleonie nie jest symetryczne, czyli że rozkład pędu kwarków każdego typu jest inny, a nawet ich całkowite wkłady do pędu nukleonu nie są sobie równe; wreszcie stwierdzenie, że spinowej struktury nukleonu nie da się wyjaśnić wyłącznie przez wkład spinu kwarków. Ten ostatni wynik zapoczątkował całą serię eksperymentów stawiających sobie za cel wyjaśnienie tzw. kryzysu spinowego. Brała czynny udział w tych pomiarach, a wyniki uzyskane w ramach współpracy NMC stały się podstawą jej pracy habilitacyjnej.

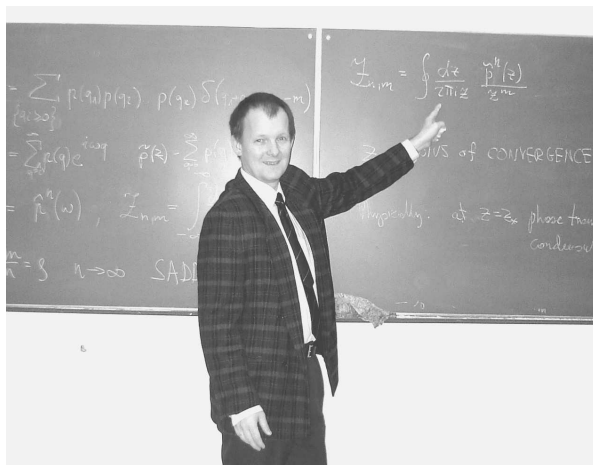
Od 2000 r. zajęła się nową tematyką – fizyką neutrin. Obecne plany wiąże głównie z tą pasjonującą dziedziną, pracując w polskiej grupie neutrinowej, którą współorganizowała. Tytuł naukowy otrzymała 30 maja 2006 r.



Wśród jej innych zainteresowań przez wiele lat dominowała działalność w harcerstwie, gdzie pełniła funkcje aż do komendanta szczepu oraz zdobyła stopnie instruktorskie aż do harcmistrza. Z harcerstwa pozostało jej zainteresowanie turystyką, w tym kajakową i górską. Bardzo lubi zwiedzać nowe, nieznane rejony, jeździć na nartach i poznawać nowe miejsca oraz żyjących tam ludzi.

■ Zdzisław Burda

Urodził się w 1964 r. w Myślenicach. W fizyce rozmawiali go nauczyciele tamtejszego LO im. Tadeusza Kościuszki. Studiował na Uniwersytecie Jagiellońskim w latach 1983–88. Po rocznym stażu w Instytucie Fizyki UJ kontynuował naukę na studiach doktoranckich w latach 1989–92, kończąc je uzyskaniem stopnia doktora na podstawie rozprawy „Teoria powierzchni przypadkowych” (promotor prof. Jerzy Jurkiewicz). Po doktoracie został zatrudniony w IF UJ i pracuje tam do dzisiaj. Stopień doktora habilitowanego otrzymał w roku 1999, a tytuł profesora nauk fizycznych 8 czerwca 2006 r.



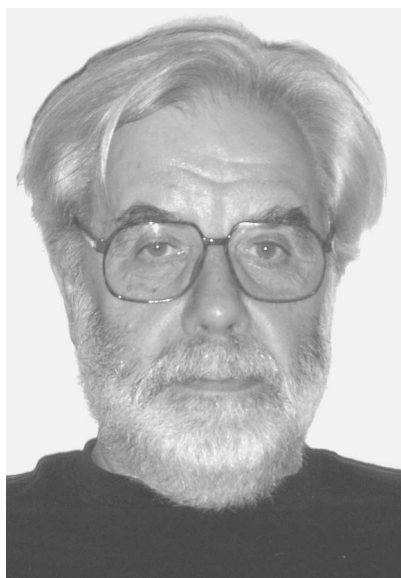
Swoje doświadczenia naukowo-badawcze zdobywał na długoterminowych stażach zagranicznych: dwukrotnie w Instytucie Fizyki Uniwersytetu w Bielefeld w latach 1993–96 jako stypendysta Fundacji Alexandra von Humboldta i DFG, a następnie w latach 2000–01 jako stypendysta Piątego Programu Ramowego Unii Europejskiej. Rok spędził w Laboratorium Fizyki Teoretycznej w Orsay przy XI Uniwersytecie Paryskim, a ponad pół roku w Instytucie Nielsa Bohra w Kopenhadze. Ponadto w ramach różnych projektów międzynarodowych utrzymuje bliską współpracę z naukowcami z Uniwersytetu Heriota-Watta w Edynburgu, Uniwersytetu w Lipsku, Uniwersytetu Loránda Eötvösa w Budapeszcie oraz Uniwersytetu Stony Brook w stanie Nowy Jork.

Zajmuje się problemem kwantowania grawitacji, zjawiskiem kondensacji, teorią układów złożonych oraz zagadnieniami interdyscyplinarnymi, w których wykorzystuje zaawansowane metody fizyki teoretycznej, teorię geometrii losowych i teorię macierzy losowych. Jego zainteresowania badawcze wychodzą poza zakres fizyki i obejmują m.in. zastosowania teorii grafów w informatyce oraz problem szacowania ryzyka finansowego, który jest jednym z najbardziej fundamentalnych zagadnień matematyki finansowej.

Jest współautorem 75 artykułów naukowych. Recenzuje artykuły dla wielu czasopism fizycznych, np. *Physical Review*, *Physics Letters*, *Physica*, *Journal of Physics*, *Classical and Quantum Gravity*, a także dla czasopism finansowych, np. *Quantitative Finance*.

■ Jan-Piotr Lasota-Hirszowicz

Urodził się w 1942 r. w Marsylii. W roku 1947 przyjechał z rodzicami do Warszawy. Interesował się głównie literaturą, historią i filozofią, ale za radą ojca wybrał nieobciążone ideologią studia fizyki na Uniwersytecie Warszawskim. Na czwartym roku zaczął brać udział w seminarium Instytutu Fizyki Teoretycznej prowadzonym przez Leopolda Infelda. Uczestnictwo w tym seminarium wywarło głęboki wpływ na jego sposób uprawiania fizyki. Pracę doktorską napisał pod kierunkiem prof. Andrzeja Trautmana, który namówił go do zajęcia się nową podówczas dziedziną astrofizyki relatywistycznej. Rozprawa, obroniona w 1971 r., dotyczyła małych zaburzeń kolapsu grawitacyjnego. Podczas pracy nad doktoratem próbował także uprawiać filozofię nauki, ale wydarzenia marcowe 1968 r. skłoniły go do zaniechania wszelkiej działalności w dziedzinie nauk humanistycznych. Podczas pobytów naukowych za granicą (Hamburg, Leicester) zaczął zajmować się również astrofizyką nierelatywistyczną – jego prace dotyczyły zarówno oddziaływania czarnych dziur z polami elektromagnetycznymi, jak i magnetosfer pulsarów oraz akrecji na magnetyczne białe karły. Później zajmował się również akrecją na czarne dziury i gwiazdy neutronowe oraz ewolucją ciasnych układów podwójnych. Napisał też wiele prac o zmienności dysków akrecyjnych. Ostatnio zajmuje się astrofizyką strug. W roku 1982 wrócił do Francji i pracuje w CNRS-ie jako *directeur de recherche*. Tytuł naukowy otrzymał 22 czerwca 2006 r.



Jest autorem ponad 170 prac naukowych. Najbardziej dumny jest ze swoich naukowych wychowanków, wśród których są znani astrofizycy Marek Abramowicz, Jean-Marie Hameury, Guillaume Dubus i Kristen Menou.

W latach 1984–89 reprezentował na Zachodzie tzw. OKNo – związane z Solidarnością podziemne organizacje oświatowe, kulturalne i naukowe.

Żonaty, ma jedną córkę i dwoje wnuków. Słucha muzyki klasycznej i bardzo lubi barokowy Rzym.

■ Zdzisław Tadeusz Lalowicz

Urodził się w 1945 r. w Przemyślu. Decyzja o wyborze fizyki jako kierunku studiów oznaczała rezygnację z architektury i kariery pilota szybowcowego. Studiował na Wydziale Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Jagiellońskiego, gdzie w 1968 r. uzyskał magisterium z fizyki. Pracę maderską wykonał w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie i w tej instytucji przeszedł drogę od asystenta do profesora. Pracę doktorską, poświęconą efektom kwantowej rotacji jonów amonowych w magnetycznym rezonansie jądrowym, obronił w roku 1974 na UJ (promotor prof. Jacek W. Hennel). Tematykę tych badań kontynuował na stażu podoktorskim na Uniwersytecie Kolumbii Brytyjskiej w Vancouver pod kierunkiem prof. Charlesa McDowella w latach 1974–75, 1977 i 1979. W 1984 r. został stypendystą Fundacji Alexandra von Humboldta. Na Uniwersytecie w Münster (w grupie prof. Wernera Müller-Warmutha) i w Instytucie Maksa Plancka w Heidelbergu (w grupie prof. Ulricha Haeblerena) zajmował się m.in. badaniem widma i dynamiki grupy CD₃. Habilitował się w IFJ w roku 1995 na podstawie zbioru artykułów ze wstępem „Tunnelling Spectroscopy by Proton and Deuteron NMR”. Tytuł profesora nauk fizycznych otrzymał 8 czerwca 2006 r.



Obecnie kieruje Zakładem Spektroskopii Rezonansu Magnetycznego w IFJ. Zajmuje się zastosowaniem metod rezonansu magnetycznego w badaniach struktury ciał stałych i dynamiki molekularnej, w szczególności dynamiką rotacyjną jonów amonowych oraz dynamiką translacyjno-rotacyjną molekuł w zeolitach.

Jest autorem około 100 publikacji i wielu referatów na konferencjach międzynarodowych. Pod jego kierunkiem zakończono jeden doktorat i szereg prac maderskich. Jest recenzentem czasopism naukowych Elseviera i APS.

Żona Małgorzata jest prawnikiem, synowie Mateusz (ekonomista) i Janusz (student prawa). Aktualnie więcej czasu poświęca tenisowi niż ogrodnictwu, ale z dumą obserwuje rozmiary drzew, które posadził.

■ Urszula Woźnicka

Urodziła się w Krakowie, razem z tygodnikiem *Przekrój*, który rodził się wówczas przy czynnym udziale jej ojca, Romana Burzyńskiego. Gdy Marian Eile odbierał z drukarni drugi numer *Przekroju*, jej matka Zofia właśnie ją rodziła. Najwcześniejsze dzieciństwo kojarzy jej się z zapachem utrwalacza w ciemni fotograficznej, gdzie ojciec wprowadzał ją w cudowny świat kontrastów i półtonów czarno-białej fotografii. Do dziś zrobienie dobrego zdjęcia sprawia jej ogromną satysfakcję.

Ku konsternacji rodziny odcięła się od korzeni humanistycznych i artystycznych, wybierając studia na Wydziale Elektrotechniki Górniczej i Hutniczej AGH, który otworzył wtedy nową specjalność – techniczną fizykę jądrową. Tam zetknęła się z prof. Janem A. Czubkiem – geofizykiem, prekursorem metod jądrowych w geofizyce poszukiwawczej – najpierw jako wykładowcą, a potem opiekunem jej pracy magisterskiej i promotorem. Jej praca doktorska dotyczyła opracowania metody wyznaczania (w warunkach laboratoryjnych) makroskopowego przekroju czynnego na absorpcję neutronów termicznych w utworach geologicznych. Jeszcze przed ukończeniem pracy została zatrudniona w krakowskim Instytucie Fizyki Jądrowej (dziś IFJ im. Henryka Niewodniczańskiego Polskiej Akademii Nauk). Tytuł naukowy otrzymała 10 października 2006 r.



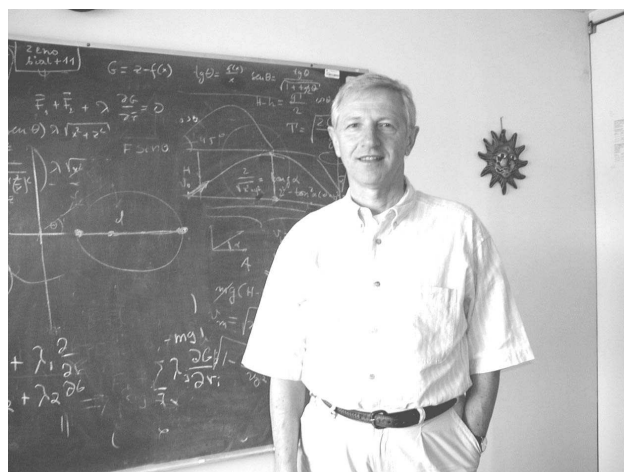
Całe życie zawodowe związała z IFJ, pracuje w nim do dzisiaj, obecnie jako kierownik Zakładu Fizyki Środowiska i Transportu Promieniowania. Jej zainteresowania zawodowe oscylują wokół zagadnień fizyki transportu neutronów w materii. Zagadnienia formowania i dynamiki pól neutronowych rozwijała kolejno dla potrzeb fizyki reaktorowej, geofizyki poszukiwawczej, medycyny nuklearnej. Przez wiele lat współpracowała ze znakomitym fizykiem prof. Nilsem Sjöstrandem. Wielokrotnie gościła w kierowanym przez niego Zakładzie Fizyki Reaktorowej Uniwersytetu Chalmersa w Göteborgu. Aktualne prace z zakresu metod diagnostyki neutronowej wiąże z realizacją europejskiego projektu reaktora termojądrowego ITER. W tym zakresie Zakład, którym kieruje, podejmuje projekty badawcze pod auspicjami Asocjacji EURATOM. Są to badania, którymi ma zamiar z dużym zaangażowaniem zajmować się w najbliższych latach.

■ Piotr Kielanowski

Urodził się 10 dni po zakończeniu Powstania Warszawskiego w małej miejscowości pod Skierniewicami, po niemieckiej stronie frontu. Jego matka była pianistką, a ojciec, wszechstronnie uzdolniony, skończył Akademię Rolniczą w Dublanach k. Lwowa i był zootechnikiem. Marzenia rodziców, którzy chyba planowali dla niego karierę artystyczną, nie spełniły się – w szkole ciągnęło go dużo bardziej do przedmiotów ścisłych. Po dojściu do finału olimpiady fizycznej znalazł się bez egzaminu wstępnego na Uniwersytecie Warszawskim, na fizyce na Hożej, gdzie wielkie wrażenie zrobiły na nim wykłady prof. Maurina z analizy matematycznej. Prace magisterską i doktorską z teorii cząstek elementarnych w ujęciu niedynamicznym zrobił u prof. Józefa Werlego.

Od ukończenia studiów w 1967 r. do roku 1996 pracował w Instytucie Fizyki Teoretycznej UW. Od 1995 r. jest profesorem tytularnym w Centrum Badań Zaawansowanych (CBZ) Politechniki Meksykańskiej w Mexico City, a od 1999 r. również profesorem na Uniwersytecie w Białymstoku. Po doktoracie spędził 2 lata w Instytucie Fizyki Wysokich Energii Austriackiej Akademii Nauk w Wiedniu, gdzie z prof. Dieterem Flammem zajmował się modelem kwarkowym dla mezonów z ciężkimi kwarkami opartym na równaniu Bethgo–Salpetera. Rozszerzenie tego modelu na bariony było tematem jego pracy habilitacyjnej.

W latach 1980–82 był profesorem wizytującym w CBZ w Mexico City. Wynikiem jego współpracy z prof. Augusto Garcíą nad teorią półleptonowych rozpadów hiperonów była monografia, bardzo ceniona przez fizyków doświadczalnych. W latach 1982–84 na Uniwersytecie stanu Texas w Austin współpracował z prof. Arno Bohmem nad zastosowaniami grupy generującej spektrum w fenomenologii cząstek elementarnych. Tytuł naukowy otrzymał 29 sierpnia 2005 r.



Jego aktualne badania dotyczą fenomenologii cząstek elementarnych, w szczególności własności macierzy Cabbiba–Kobayashiego–Maskawy i grupy renormalizacji. Ponadto zajmuje się czasowo asymetryczną mechaniką kwantową w najeżonych przestrzeniach Hilberta.

■ Janusz Braziewicz

Urodził się w 1951 r. w Zwierzyńcu koło Zamościa. Studia na kierunku fizyka ukończył w roku 1975 na Wydziale Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Jagiellońskiego. Po obronie pracy magisterskiej wykonanej w Zakładzie Fizyki Wysokich Energii został zatrudniony w Wyższej Szkole Pedagogicznej w Kielcach, w której (przemianowanej w 2000 r. na Akademię Świętokrzyską) pracuje do dziś.



W latach 1979–82 pracował w ZIBJ w Dubnej. Od tego czasu zajmuje się fizyką zderzeń atomowych i badaniem wzbudzenia charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego w wyniku jonizacji wewnętrznych powłok atomowych w wiązkach akceleratorowych. Po powrocie do kraju nawiązał wieloletnią i owocną współpracę z prof. Mariem Jaskółą z Instytutu Problemów Jądrowych i pod jego kierunkiem uzyskał doktorat z fizyki na Uniwersytecie Warszawskim na podstawie rozprawy „Wzbudzenie charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego serii K i L w zderzeniach jonów $^1\text{H}^+$ i $^4\text{He}^+$ o energii 1,5–3,8 MeV z atomami wybranych pierwiastków”.

W Instytucie Fizyki Uniwersytetu w Erlangen przeprowadził systematyczne pomiary jonizacji powłok L i M atomów bombardowanych jonami Li, C, N, O, Si i S. Stanowiło to podstawę jego rozprawy habilitacyjnej. Rozwinął szeroką współpracę międzynarodową – zastosowanie nowego podejścia do analizy widm rentgenowskich, otrzymanych przy użyciu detektora Si(Li), uwzględniającego wpływ wielokrotnej jonizacji na rejestrowane widma oraz nowe rozwiązania teoretyczne umożliwiły uzyskanie informacji dotyczących zarówno struktury, jak i dynamiki oddziaływania.

Zorganizował laboratorium ukierunkowane głównie na badania interdyscyplinarne z pogranicza fizyki i medycyny. W najbliższych latach chce kontynuować rozpoczęte już badania związane z poznaniem fizycznych mechanizmów zmian genetycznych indukowanych w jądrze komórkowym w wyniku przejścia ciężkiego jonu.

Jest autorem ponad 70 prac. Tytuł naukowy otrzymał 12 października 2006 r.

Ma żonę Ewę, córki Karolinę i Marynię, syna Jakuba i wnuczkę Zuzię. Wiele poświęci dla nart wysoko w górach i dla dobrej muzyki.

■ Włodzimierz Wójcik

Urodził się w 1953 r. w Stąporkowie (woj. świętokrzyskie). Studia fizyki na Uniwersytecie Jagiellońskim ukończył w 1977 r., a następnie odbył roczny staż asystencki i rozpoczął studia doktoranckie. Tu też w 1981 r. obronił pracę doktorską (promotor prof. Andrzej Szytuła), a w roku 1995 habilitował się na podstawie rozprawy „Lokalizacja Motta i własności magnetyczne skondensowanych układów fermionowych”. Tytuł profesora nauk fizycznych otrzymał 12 października 2006 r.

Od 1981 r. pracuje w Instytucie Fizyki na Wydziale Fizyki, Matematyki i Informatyki Stosowanej Politechniki Krakowskiej, gdzie od 2000 r. pełni funkcję kierownika Zakładu Teorii Fazy Skondensowanej.



Początkowo zajmował się teoretycznym opisem uporządkowania magnetycznego w układach niskowymiarowych (quasi-jednowymiarowych), magnetyzmem na powierzchni i w cienkich warstwach. Po doktoracie jego zainteresowania badawcze skoncentrowały się na teorii silnie skorelowanych elektronów oraz teorii gęstej materii nukleonowej. Pracował m.in. nad następującymi zagadnieniami: statystyczną cieczą spinową, zastosowaniem techniki bozonów pomocniczych do opisu przejścia metal–izolator w polu magnetycznym, modelowaniem normalnego i nadprzewodzącego stanu nadprzewodników wysokotemperaturowych za pomocą cieczy Luttingera, wyznaczaniem widma energetycznego nanoskopowych układów skorelowanych elektronów metodą EDABI, mechanizmem parowania trypletowego oraz współistnieniem ferromagnetyzmu z nadprzewodnictwem trypletowym, lokalizacją polaronów jądrowych w gęstej materii nukleonowej, mechanizmem sprzężenia magnetycznego typu RKKY między polaronami, a także modelami powstawania gigantycznych pól magnetycznych w pulsarach. Obecnie prowadzi badania nad rozszerzeniem teorii Lifszycy–Kosewicz efektu de Haasa–van Alphen na przypadek spinowo rozszczepionych mas kwazicząstek.

Jest żonaty od 25 lat (żona Bożena – biolog, syn Piotr – student informatyki).

■ Tytuły profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych, nadany przez Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej, otrzymali w dniu 22 stycznia 2007 r. Leszek Józef Jurchyszyn (UWr), Marek Jerzy Szopa (UŚI) i Marcin Marian Wójcik (UJ).

Min. Nauki i Szkoln. Wyższ.

■ Fundacyjne powroty

Fundacja na rzecz Nauki Polskiej prowadzi program POWROTY/HOMING. Jego celem jest zachęcenie młodych polskich naukowców, którzy przebywali na długoterminowym stażu zagranicznym, do powrotu do kraju, oraz dynamizowanie rozwoju ich karier naukowych. Wsparcie FNP ma służyć poprawie warunków ich pracy w Polsce i wspieraniu nawiązanej przez nich współpracy z ośrodkami zagranicznymi, z których wracają. Przyznane dwuletnie subsydia obejmują imienne stypendium oraz środki na kontynuację współpracy zagranicznej i realizację projektu badawczego. W roku 2006 r. część stypendialna wynosiła 18,5 tys. zł, w tym 3,5 tys. zł ze środków uzyskanych przez FNP z 1-procentowych odpisów od podatku dochodowego osób fizycznych.

Spośród 46 zgłoszonych kandydatów laureatami programu w 2006 r. zostało 15 osób. Wśród nich są: dr Gotard Burdziński (Wydział Fizyki UAM) – powrót z Ohio State University w Columbus; dr Piotr Cyganik (Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej UJ) – z Ruhr-Universität Bochum; dr Piotr Garstecki (Instytut Chemii Fizycznej PAN) – z Harvard University, Cambridge (USA); dr Agnieszka Korgul (Wydział Fizyki UW) – z University of Tennessee w Oak Ridge; dr Igor Soszyński (Obserwatorium Astronomiczne UW) – z Universidad de Concepción (Chile); dr Maciej Wojtkowski (Instytut Fizyki UMK) – z MIT w Cambridge (USA).

Uroczyste wręczenie dyplomów laureatom odbyło się 16 stycznia 2007 r. w Bibliotece Uniwersytetu Warszawskiego.

www.fnp.org.pl

B. W.

■ Nagroda dla EPS

Europejska Komisja Ekonomiczno-Socjalna (EESC) ustanowiła nagrody dla organizacji społecznych. Pierwszą nagrodę w 2006 r. (w wysokości 10 tys. euro) otrzymało Europejskie Towarzystwo Fizyczne (EPS) za promocję współpracy intelektualnej oraz świadomości wspólnych korzeni i celów wszystkich ludzi w zjednoczonej Europie.

Zarząd EESC będzie nagradzać co roku działania na rzecz wybranego przez siebie celu.

AAPPS Bull. 16, nr 6 (2006)

B. W.

■ Popularyzator nauki

Konkurs „Popularyzator nauki” jest od dwóch lat organizowany przez resort nauki i szkolnictwa wyższego.

W roku 2006 w kategorii „naukowiec lub instytucja naukowa” zwyciężył dr Jerzy Jarosz (IF UŚI), który zajmuje się popularyzacją już od 20 lat. Prowadzi zajęcia z metodyki nauczania fizyki, przyrody oraz informatyki. Wraz ze współpracownikami urządza co roku we wrześniu cykl wykładów dla dzieci i młodzieży „Osobliwości świata fizyki”, organizuje także program popularyzujący naukę w telewizji (TVP3) i Radiu Katowice.

Sprawy Nauki, nr 1/122 (2007)

B. W.

■ Porozumienie EPS–Chińskie Towarzystwo Fizyczne

Porozumienie o współpracy między Europejskim Towarzystwem Fizycznym i Chińskim Towarzystwem Fizycznym (ChTF) zostało zawarte w lipcu 2006 r. W siedzibie sekretariatu EPS w Miluzie podpisali je: ze strony chińskiej w imieniu Guozhena Yanga, prezesa ChTF, sekretarz generalny tego towarzystwa Enge Wang, a z europejskiej – prezes EPS Ove Poulsen.

Już w bieżącym roku rozpocznie się wymiana wykładowców konferencyjnych – EPS wyśle delegata na doroczne jesienne spotkanie ChTF, natomiast strona chińska będzie przysyłać co roku wykładowcę na jedną z konferencji serii Europhysics. Ze względu na szybki rozwój badań fizycznych w Chinach na pewno będzie warto mieć o nim regularne informacje od chińskich kolegów.

Europhysics News 37, nr 5 (2006)

B. W.

■ Nagroda im. Henryka Niewodniczańskiego

W roku 2005, roku jubileuszu 50-lecia Instytutu Fizyki Jądrowej PAN w Krakowie, ustanowiono doroczne święto Instytutu, które ma być obchodzone zawsze w drugi poniedziałek grudnia jako otwarte posiedzenie Rady Naukowej. Ramowy program tego posiedzenia obejmuje promocję habilitacyjne i doktorskie, wręczenie Nagrody im. Henryka Niewodniczańskiego oraz referat laureata na temat nagrodzonych prac.

W roku 2006 Nagrodę przyznano dr. Piotrowi Homoli z IFJ PAN za cykl trzech prac dotyczących fotonów o najwyższych energiach w wielkich pękach promieniowania kosmicznego docierających do atmosfery Ziemi. Są to wprowadzie publikacje zespołowe, wykonane wspólnie przez pracowników Zakładu XV IFJ oraz Forschungszentrum Karlsruhe, lecz przy bardzo istotnym wkładzie Laureata. Wykonał on analizę zjawiska kaskady wstępnej oraz dużą część analizy danych doświadczalnych. Opracował program komputerowy służący do symulacji rozchodzenia się fotonów o skrajnie wielkich energiach w polu magnetycznym Ziemi, oszacował prawdopodobieństwo fotonowego pochodzenia pęku atmosferycznego o największej dotychczas zarejestrowanej energii $3 \cdot 10^{20}$ eV. Z wykonanych obliczeń wynika, że fotony mogą stanowić najwyżej 67% obserwowanego strumienia cząstek.

Wraz z kolegami z IFJ PAN dr Homola uczestniczy w międzynarodowej współpracy (około 400 naukowców z 17 krajów), dzięki której w Argentynie powstaje w Pierre Auger Observatory gigantyczny detektor promieni kosmicznych, mający zająć powierzchnię ok. 3 tys. kilometrów kwadratowych, tj. 30-krotnie więcej niż największy z dziś działających detektorów. Można się więc spodziewać, że w nie-dalekiej przyszłości będziemy dysponować znacznie większą ilością danych.

Piotr Homola studiował astrofizykę na Uniwersytecie Jagiellońskim, potem odbył studia doktoranckie w IFJ PAN, a od 2005 r. pracuje jako adiunkt w tym Instytucie. Wielokrotnie wyjeżdżał za granicę zarówno na szkoły naukowe jak i w celu prowadzenia badań.



Piotr Homola na tle Akropolu

Poza astrofizyką interesuje się sportem: gra w ping-ponga, jeździ na nartach, lubi wspinaczkę i wycieczki górskie. Chętnie jako wolontariusz pomagał w nauce dzieciom w Centrum Młodzieży „U Siemachy”. Założenie rodziny jest na razie w jego planach na przyszłość.

Małgorzata Nowina Konopka

■ Biblioteka im. Jerzego Plebańskiego

6 września 2006 r. w Centrum Studiów i Badań Zaawansowanych Politechniki Meksykańskiej (CINVESTAV) w Mexico City odbyła się uroczystość desygnowania Jerzego Plebańskiego na patrona Biblioteki Wydziałów Fizyki i Matematyki. Tablicę z nową nazwą biblioteki odsłonił ambasador RP w Meksyku Wojciech Tomaszewski w obecności pani prof. Rosalindy Contreras Theurel, dyrektora Centrum, prof. Gerarda Herrera Corral, kierownika Wydziału Fizyki Centrum, oraz Anny Plebańskiej, wdowy po Profesorze, który zmarł w sierpniu 2005 r.

Nadanie Bibliotece nowej nazwy było okazją do jednodniowego spotkania poświęconego przypomnieniu osiągnięć naukowych prof. Plebańskiego. W spotkaniu tym uczestniczyli jego współpracownicy i uczniowie. Bogdan Mielnik w ciepłych i bardzo osobistych słowach przypomniał sylwetkę Profesora. Następnie Maciej Przanowski z Politechniki Łódzkiej omówił świeżo wydane materiały konferencji z 2002 r., poświęconej działalności naukowej



Pani Anna Plebańska i prof. Rosalinda Contreras Theurel podczas odsłonięcia tablicy poświęconej prof. Plebańskiemu, z tekstem (w polskim tłumaczeniu): Biblioteka Wydziałów Fizyki, Matematyki i Dydaktyki Matematyki, Jerzy Plebański 1928–2005, Założyciel Wydziału Fizyki, CINVESTAV, wrzesień 2006 r.

nowego patrona Biblioteki. Andrzej Kasiński z Centrum Astronomicznego im. Mikołaja Kopernika PAN przedstawił książkę *An Introduction to General Relativity and Cosmology* napisaną wspólnie z Plebańskim i wydaną przez Cambridge University Press w 2006 r. Jerzy Kowalczyński i Paweł Nurowski omówili prace opublikowane wspólnie z Plebańskim, a także przez niego inspirowane. W imieniu meksykańskich współpracowników wystąpili profesorowie Ricardo Capovilla, Hugo García Compeán, Shahan Hacyan oraz Gerardo Torres del Castillo, którzy podkreślili doniosłą rolę Jerzego Plebańskiego w utworzeniu i rozwoju Wydziału Fizyki Centrum oraz w kształceniu kadry naukowej w Meksyku. Po spotkaniu pozostało wrażenie ważnych dokonań profesora Plebańskiego oraz jego nieprzeciętnych zdolności.

Piotr Kielanowski

■ Doktoraty w USA

Pierwsze stopnie doktorskie w Stanach Zjednoczonych nadał w 1861 r. Uniwersytet Yale'a. W ostatnim stuleciu amerykańskie uczelnie stały się znanymi w świecie „kuźniami doktoratów” – z końcem XX w. nadawało ten stopień prawie 400 uczelni. Ze statystyki zgromadzonej przez Narodową Fundację Nauki (NSF) wynika, że w pierwszym dziesięcioleciu ubiegłego wieku nadano ponad 3500 doktoratów, a w ostatnim ponad 40 tysięcy. W latach 1960–64 udział kobiet wśród wszystkich świeżo promowanych obywateli USA wynosił 11%, a w okresie 1995–99 już 47%. W naukach fizycznych procent wypromowanych kobiet wzrósł od 3 do 23%. Bardzo też zwiększył się udział obcokrajowców uzyskujących stopień doktora nauk fizycznych – od ok. 13% w latach 1960–66 do 42% w okresie 1995–99. Średni wiek kobiet ze świeżo uzyskanym doktoratem obniżył się z 36 do 35 lat, natomiast mężczyzn nieco wzrósł – od niecałych 32 do 33.

W całym XX wieku Amerykanie, którzy kończyli uczelnie w USA, otrzymali 164 Nagrody Nobla, w tym 57 z fizyki.

Physik J. 5, nr 12 (2006)

B. W.

■ Czy będzie nowe źródło neutronów?

Sprawa budowy w Europie bardzo silnego źródła neutronów wykorzystującego reakcję kruszenia (spalacji) jąder atomowych jest od dawna rozważana przez rządy różnych państw. Jednak olbrzymi koszt zniechęcał do zaangażowania się w to przedsięwzięcie. Wydaje się, że potrzeba dysponowania wydajnym źródłem neutronów, które mają zastosowanie w badaniach w dziedzinie fizyki, nauki o materiałach oraz w biochemii i medycynie, doprowadzi w końcu do podjęcia decyzji o budowie wspólnego europejskiego urządzenia. Niektóre kraje, np. Wlk. Brytania, Szwecja, Hiszpania, a nawet Węgry, chętnie przyłączyłyby się do budowy, o ile źródło zostałoby zlokalizowane na ich terytorium.

Science **314**, nr 5799 (2006)

B. W.

■ DPG rewiduje swoją historię

Na zlecenie Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego (DPG) historycy Dieter Hoffmann (MPI für Wissenschaftsgeschichte, Berlin) i Mark Walker (Union College, Department of History, Schenectady, USA) opracowali historię DPG w okresie III Rzeszy. Pod ich redakcją teksty 11 autorów złożyły się na obszernie (prawie 700 stron) dzieło *Physiker zwischen Autonomie und Anpassung* (Fizycy między autonomią i uległością) wydane w 2006 r. w Berlinie przez oficynę Wiley-VCH. W ten sposób powstała książka, która – jak powiedział Eberhard Umbach, prezes DPG – ma zapobiec zapomnieniu o przeszłości i wyrobić odpowiedzialność za przyszłość.

W początkach XX w. fizyka niemiecka przeżywała rozkwit. Załamanie przyszło wraz z przejściem władzy przez NSDAP. Początkowo Towarzystwo zachowywało jeszcze pewną autonomię, ale już w 1938 r. pod naciskiem władz oraz za przyzwoleniem niektórych członków z DPG usunięto 120 żydowskich kolegów (tj. około 10% wszystkich członków). Od roku 1940 DPG stało się organem nazistowskiej sieci naukowej, której służyło może niezbyt chętnie, lecz lojalnie.

Książka obejmuje okres 1933–45, a także lata bezpośrednio po wojnie. Jak twierdzi Walker, w latach powojennych fizycy nie przedstawiali uczciwie swojej historii, lecz tworzyli legendy i mity. Opracowanie o działalności DPG pobudziło towarzystwa fizyczne Austrii i Holandii, a także Towarzystwo Chemików Niemieckich do podjęcia podobnych rewizji swoich historii.

Physik J. **6**, nr 1 (2007)

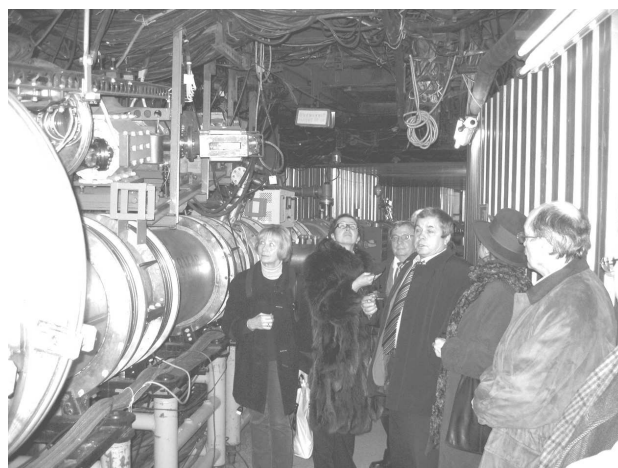
B. W.

■ Polscy dziennikarze zwiedzają ZIBJ

W dniach 11–17 listopada 2006 r. w Dubnej gościła grupa polskich dziennikarzy. Byli to redaktorzy: Dorota Truszczyk (I Program PR), Anna Leszkowska (*Sprawy Nauki*), Waldemar Bielski (*Urządzenia dla Energetyki* oraz *Przegląd Techniczny*), Andrzej Świc (*Forum Akademickie*), Jacek Zysk (*Środowisko*), Stanisław Latek (*Postępy Techniki Jądrowej*), który wyjazd zorganizował, oraz autorka tej notatki (IFJ PAN), korespondentka *Postępów Fizyki*.

Bogaty program wizyty został przygotowany przez dr. Władysława Chmielowskiego, wicedyrektora Departamentu Międzynarodowej Współpracy Naukowej i Technicznej ZIBJ. Dyrektor naczelny ZIBJ prof. Aleksiej Sisakian na ponadgodzinnym spotkaniu wygłosił wykład na temat rozwoju Instytutu oraz perspektyw kształcenia w nim młodych fizyków z krajów członkowskich ZIBJ (zob. rozmowa z Sisakianem, *PF* **57**, 132 (2006)). Po spotkaniu z dyrektorem ZIBJ odbyła się uroczystość wręczenia medali upamiętniających 50 lat polskiej obecności w Dubnej. Otrzymali je Polacy pracujący na tzw. długich kontraktach, a także Rosjanie szczególnie zasłużeni w realizacji tej współpracy. Inicjatorem ustanowienia medali był prof. Andrzej Hryniewicz, pełnomocny przedstawiciel rządu RP.

Gościom umożliwiono zwiedzenie różnych laboratoriów Instytutu. W Laboratorium Fizyki Neutronowej im. I.M. Franka, prof. Aleksandr Bietuszkin, dyrektor tego Laboratorium, przedstawił program badania materii skondensowanej obejmujący fizykę ciała stałego, ciekłych kryształów, polimerów i obiektów biologicznych. W hali reaktora IBR-2 obejrzelśmy neutronowody prowadzące do kilkunastu spektrometrów służących m.in. do neutronowej analizy aktywacyjnej. W Laboratorium Reakcji Jądrowych im. G.N. Florowa mieliśmy okazję zwiedzić halę cyklotronu U-400, przy którym niedawno dokonano syntezy pierwiastków 118 oraz 116. Zwiedziliśmy również Laboratorium Wysokich Energii, gdzie – wykorzystując akcelerator o magnesach nadprzewodnikowych – prowadzi się badania relatywistycznych oddziaływań jąder w zakresie energii od kilkuset MeV/nukleon do kilku GeV/n.



Polscy dziennikarze w tunelu dubieńskiego akceleratora; pierwsza z lewej autorka notatki

Odbłyto się także spotkanie z naszymi rodakami pracującymi w Dubnej, w czasie którego prof. Michaił Itkis, wicedyrektor ZIBJ, zapewniał, że Rosjanie czują się już wolnymi ludźmi i jako tacy deklarują szczerą przyjaźń oraz szacunek dla polskich uczonych i Polaków w ogóle. Wolność, o której mówił, można zauważyć w prywatnych wypowiedziach ludzi – na ulicy, w sklepach, na poczcie; coraz częściej mówią, co myślą, nawet jeśli nie zgadza się to z polityczną poprawnością.

Pojechaliśmy również na cmentarz w miejscowości Miednoje, by oddać hołd 6318 polskim policjantom rozstrzelanym w 1940 r., a także wielu zamordowanym Rosjanom leżącym w sąsiedniej części cmentarza.

Małgorzata Nowina Konopka

■ Czy na Marsie płynie woda?

Od kilku lat wiadomo, że na biegunach Marsa są czapy lodowe, a pod powierzchnią planety też mogą być złoża lodu. Na obrazach powierzchni widoczne są wąwozy, które mogłyby powstawać przez żłobienie przepływającą wodą – tej jednak nigdy nie zaobserwowano. Fotografie dostarczone przez sondę Mars Global Surveyor zdają się wskazywać, że w ostatnich 7 latach woda na powierzchni Marsa istotnie płynęła. Jest wyraźna różnica między obrazami z lat 1999 i 2001 i lat 2004–05. W dwóch wąwozach widać teraz jasne naloty pozostawione przez przepływającą wodę, szron lub osady soli. Nie wszyscy astrofizycy zgadzają się z taką interpretacją obrazów, twierdząc, że mogą to być złoża pyłu lub piasku. Gdyby wersja o płynącej czasem wodzie potwierdziła się, byłby to niewątpliwie impuls dla poszukiwaczy śladów życia poza Ziemią.

Phys. World 20, nr 1 (2007)

B. W.

■ Nowe możliwości łódzkiego czasopisma

18 stycznia 2007 r. prorektor prof. Henryk Piekarski oraz kustosz mgr Maria Płuciennik, działając w imieniu Uniwersytetu Łódzkiego, będącego właścicielem czasopisma *The Old and New Concepts of Physics – An Open Dialogue Journal*, podpisali umowę z wyłącznym przedstawicielem Globalnej Platformy Cyfrowej METAPRESS o elektronicznej publikacji tego czasopisma. Umożliwi to mu korzystanie z najszerzej światowej sieci marketingu, dystrybucji i nowoczesnych form tworzenia abstraktów, co w konsekwencji powinno w przyszłości zwiększyć jego *impact factor*.

The Old and New Concepts to kwartalnik ukazujący się od 2004 r., z międzynarodową Radą Redakcyjną. Redaktorem naczelnym jest prof. Edward Kapuścik. Więcej informacji można znaleźć na stronie www.conceptsofphysics.net.

Michał Tadeusz Szanecki

■ Geometria stanów kwantowych

Karol Życzkowski, profesor Uniwersytetu Jagiellońskiego (patrz „Nowi profesorowie” w zesz. 4/2005), związany również z Centrum Fizyki Teoretycznej PAN w Warszawie, napisał wraz z Ingemarem Bengtssonem z Uniwersytetu Sztokholmskiego monografię *Geometry of Quantum States: An Introduction to Quantum Entanglement*, wydaną w 2006 r. przez Cambridge University Press.

Licząca blisko 500 stron książka dotyczy kwantowej teorii informacji, nowej dziedziny nauki na pograniczu fizyki, matematyki i informatyki, umożliwiającej rozwiązanie wielu zagadnień, w których zawodzi teoria klasyczna. Monografia Bengtssona i Życzkowskiego zaznacza czytelnika z podstawowymi pojęciami niezbędnymi

do opisu kwantowego przetwarzania informacji i wykazuje, że mechanika kwantowa jest uogólnieniem klasycznej teorii prawdopodobieństwa. Po krótkim wstępie matematycznym Autorzy przechodzą do omówienia geometrii przestrzeni stanów kwantowych. Zajmując się głównie przestrzenią Hilberta o skończonym wymiarze, dyskutują używane w mechanice kwantowej miary odległości oraz entropie. Końcowa część książki poświęcona jest splątaniu kwantowemu – nieintuicyjnemu pojęciu wprowadzonemu przez Schrödingera i stanowiącemu podstawowe narzędzie obliczeń kwantowych.

Ta bogato ilustrowana i starannie wydana książka, zawierająca na końcu każdego rozdziału zadania ze wskazówkami i rozwiązaniami, powinna się okazać użyteczna dla studentów i naukowców zainteresowanych kwantową teorią informacji. Więcej informacji na stronie chaos.if.uj.edu.pl/~karol/geometry.

M. Ł.

■ Polski kondensat Bosego–Einsteina

Z ostatniej chwili: 2 marca 2007 r. o godzinie 20.30 w Krajowym Laboratorium Fizyki Atomowej, Molekularnej i Optycznej (FAMO) w Toruniu uzyskano pierwszy w Polsce kondensat Bosego–Einsteina, kondensat atomów ^{87}Rb . Wytworzyła go grupa badaczy pod kierunkiem Wojciecha Gawlika z Uniwersytetu Jagiellońskiego, w składzie: Jerzy Zachorowski i Andrzej Noga (UJ), Franciszek Bylicki i Michał Zawada (UMK, Toruń), Włodzimierz Jastrzębski (IF PAN, Warszawa), Jacek Szczepkowski (PAP, Słupsk) oraz Marcin Witkowski (UO, Opole). Do utworzenia kondensatu konieczne było uzyskanie temperatury gazu atomów rubidu niższej niż 100 nK.

Kondensat Bosego–Einsteina wytworzono dotychczas w około 50 laboratoriach w wysoko rozwiniętych krajach na wszystkich kontynentach – w Toruniu uzyskano pierwszy kondensat między Łabą a Pekinem. Dzięki temu osiągnięciu polska nauka zyskuje narzędzie do uprawiania najnowocześniejszych badań z zakresu fizyki ultrazimnej materii.

O zjawisku kondensacji Bosego–Einsteina i badaniu właściwości kondensatów w gazach atomowych pisaliśmy w *Postęпах* wiele razy – patrz wykłady noblowskie Erica Cornella i Carla Wiemana (zesz. 5/2002) oraz Wolfgang Ketterlego (zesz. 1/2003), wykład Wojciecha Gawlika na XXXVI Zjeździe Fizyków Polskich w Toruniu (tom dodatkowy 53D/2002), a także artykuł Marka Trippenbacha i Eryka Infelda w niniejszym zeszycie (s. 55).

www.fizyka.umk.pl/famo

M. Ł.

■ Sprostowanie

Prof. Aleksander Balter zwrócił nam uwagę, że do notatki o krakowskim Jarmarku Fizyki w poprzedniej Kronice wkraśl się błąd – laureaci III nagrody VI Ogólnopolskiego Konkursu na Doświadczenie Pokazowe z Fizyki, Bartosz Krajnik i Janusz Strzelecki, to student i doktorant UMK w Toruniu, a nie UMCS. Za przykrą pomyłkę bardzo przepraszamy.

Redakcja

NOWE KSIĄŻKI

- Czesław Kizowski, Ewa Kozak, *Korelacja fizyki i matematyki w nauczaniu fizyki*, Wydawnictwa Uniwersytetu Rzeszowskiego, Rzeszów 2006, s. 85, cena 7 zł.
- *Wokół kwantów i grawitacji*, red. Antoni Szczuciński; Wyd. Instytutu Filozofii UAM, Poznań 2006, s. 118, cena 16 zł.
- *Nauka i społeczeństwo w stulecie szczególnej teorii względności Alberta Einsteina (1905–2005)*, red. Bożena Płonka-Syroka; Wydawnictwo DIG, Warszawa-Wrocław 2006, s. 426, cena 49 zł.
- Carolyn Abraham, *Niezwykłe dzieje mózgu Einsteina*, tłumaczenie z jęz. angielskiego; MUZA S.A., Warszawa 2006, s. 486, cena 39,90 zł.
- Richard P. Feynman, *Pan raczy żartować panie Feynman! – przypadki niezwykłego człowieka*, wysłuchał Ralph Leighton, opracował Edward Hutchings, wstęp Marek Demiański, z jęz. angielskiego tłum. Tomasz Bieroń; Wyd. ZNAK, Kraków 2007, s. 350, cena 34 zł.
- Józef Hurwic, *Wspomnienia i refleksje*, wyd. III poprawione i rozszerzone; Dom Wydawniczo-Promocyjny GAL, Warszawa 2006, s. 268, cena 34 zł.
- Marie Skłodowska-Curie, *Esquisse autobiographique – Pierre Curie*, Dom Wydawniczo-Promocyjny GAL, Warszawa 2006, s. 154, cena 27 zł.
- *System nawigacyjny Galileo – aspekty strategiczne, naukowe i techniczne*, red. Charles-Henri Méchet, Jean-Paul Poirier, Jean-Claude Husson, z jęz. angielskiego tłum. Michał Klebanowski; Wydawnictwa Komunikacji i Łączności, Warszawa 2006, s. 152, cena 32 zł.
- Paweł Strzelecki, *Krótkie wprowadzenie do równań różniczkowych cząstkowych*, Wydawnictwa UW, Warszawa 2006, s. 152, cena 29 zł.

WKRÓTCE W POSTĘPACH

- *Wykłady noblowskie Johna Halla i Theodora Hänscha*
- *Krzysztof Byczuk o nadpłynnych kryształach*
- *Andrzej Krasieński: Niedocenione odkrycia – mało znane epizody z historii teorii względności*
- *Jubileusz Władysława Świąteckiego*
- *Granty MNiSzW z fizyki: XXX i XXXI konkurs*
- *Zbigniew Jaworowski o entropii, źródłach energii i Czarnobylu*
- *Janusz Gluza, Agnieszka Grzanka i Agnieszka Pleban o nowej definicji kilograma*

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 2007 r. wynosi 36,00 zł za pół roku, 72,00 zł za rok. Prenumeratę przyjmują:

I. „RUCH” S.A.

1. Wpłaty na prenumeratę przyjmują jednostki kolportażowe „RUCH” S.A. właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora.
2. Terminy przyjmowania wpłat na prenumeratę krajową: do 5 każdego miesiąca poprzedzającego okres rozpoczęcia prenumeraty.
3. Informacji o prenumeracie ze zleceniem dostawy za granicę udziela Dział Obrót ZAGRANICZNY, ul. Jana Kazimierza 31/33, 01-248 Warszawa, tel. 022-5328731, e-mail: prenumerata@okdp.ruch.com.pl, Internet: www.ruch.pol.pl.

II. ZARZĄD GŁÓWNY PTF

Wpłaty należy dokonać na konto Zarządu Głównego PTF: 19 1020 1097 0000 7802 0001 3128 (PKO BP IX O/Warszawa) lub w Biurze Zarządu Głównego PTF. Dostawa *Postępów Fizyki* następuje drogą pocztową pod wskazany adres.

III. ODDZIAŁY PTF

Opłata roczna dla członków PTF oraz studentów wynosi 48,00 zł. Dostawa *Postępów Fizyki* odbywa się za pośrednictwem oddziału PTF.

Dostępne są również zeszyty archiwalne – prosimy o kontakt z redakcją.

INFORMACJE DLA AUTORÓW

Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być dostępne dla ogółu fizyków. Prace należy nadsyłać pod adresem redakcji. O przyjęciu pracy do druku decyduje komitet redakcyjny. Prac niezamówionych i niezakwalifikowanych do druku redakcja nie zwraca. Bardziej szczegółowe informacje na temat układu i sposobu przygotowania pracy znajdują się na stronie internetowej *Postępów Fizyki*.

REKLAMA W POSTĘPACH FIZYKI

Zapraszamy – szczególnie przedstawicieli producentów aparatury oraz sprzętu i oprogramowania komputerowego, wydawców podręczników i książek naukowych oraz popularnonaukowych – do zamieszczania ogłoszeń reklamowych w *Postęпах Fizyki*. Nasze czasopismo dociera do większości polskich fizyków, z których wielu decyduje o bieżących zakupach uczelni, instytutów i szkół. Zainteresowanych prosimy o kontakt z redakcją pod adresem: postepy@fuw.edu.pl.

POSTĘPY FIZYKI (ADVANCES IN PHYSICS)

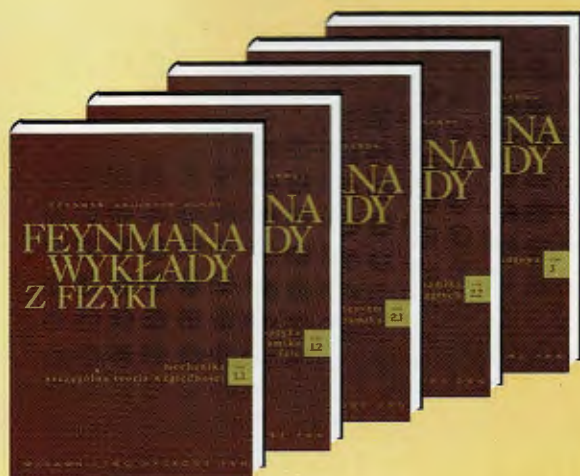
Founded in 1949, published bimonthly in Polish with titles in English by the Polish Physical Society with a support of the Ministry of Science and Higher Education and the Physics Faculty of the Warsaw University.

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 (for details see <http://www.ruch.pol.pl>).

FEYNMAN – NOWE WYDANIE

najbardziej niezwykłego podręcznika fizyki,
jaki został kiedykolwiek napisany!



Richard P. Feynman, Robert B. Leighton, Matthew Sands

FEYNMANA WYKŁADY Z FIZYKI

- t. 1.1 Mechanika. Szczególna teoria względności
- t. 1.2 Optyka. Termodynamika. Fale
- t. 2.1 Elektryczność i magnetyzm. Elektrodynamika
- t. 2.2 Elektrodynamika. Fizyka ośrodków ciągłych
- t. 3 Mechanika kwantowa

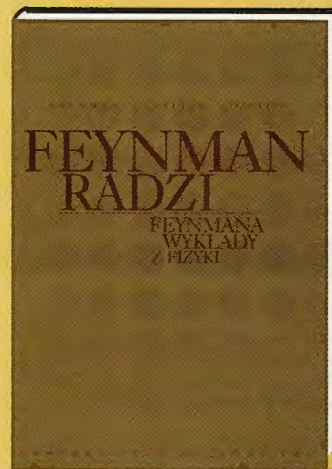
Richard P. Feynman, Michael A. Gottlieb, Ralph Leighton

FEYNMAN RADZI

FEYNMANA WYKŁADY Z FIZYKI

W książce zawarte są cztery wykłady, które Richard Feynman prowadził dla swoich studentów, a których nie włączył do swojego sławnego podręcznika *Feynmana wykłady z fizyki*. Trzy z nich są poświęcone metodom rozwiązywania zadań, a jeden teorii bezwładności. Z charakterystycznym zacięciem, wnikliwością i humorem autor omawia problemy, z którymi borykają się studenci, i przekazuje cenne rady, jak rozwiązywać zadania fizyczne.

Książkę, podobnie jak *Feynmana wykłady z fizyki*, docenią i polubią zarówno studenci, naukowcy oraz wszyscy interesujący się fizyką.

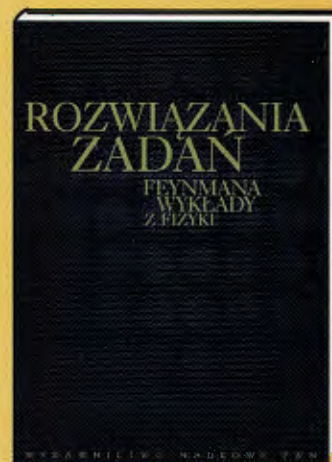


ROZWIĄZANIA ZADAŃ

FEYNMANA WYKŁADY Z FIZYKI

Red. nauk. A. Lewaniuk

Jest to naturalne uzupełnienie pięciotomowego legendarnego podręcznika *Feynmana wykłady z fizyki*. Książka zawiera rozwiązania zadań, które pojawiają się w podręczniku, wraz z wyczerpującymi komentarzami. Zadania i ich rozwiązania nie tylko utrwalają wiedzę przekazywaną na wykładach, ale często wręcz nadają sens poznawanyom rozważaniom i twierdzeniom. Teksty rozwiązań zadań zostały opracowane przez wykładowców rosyjskich, pod kierunkiem znanego fizyka-teoretyka – A. Lewaniuka.

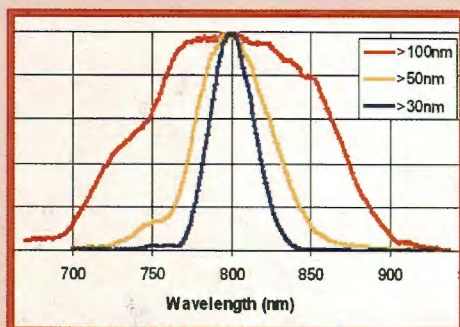




Micra™

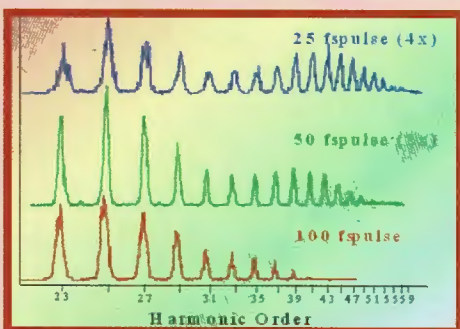
rodzina szerokopasmowych oscylatorów $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$

- wbudowany laser pompujący Verdi™
- szerokość widmowa regulowana od <30 nm do >100 nm
- strojenie długości fali od 750 nm do 860 nm
- regulowana częstota repetycji



Cechy wyróżniające

- prosta generacja ultrakrótkich (9 fs) impulsów strojonych w szerokim zakresie
- stabilna praca - PowerTrack™
- łatwa zmiana pasma / szerokości impulsu (patrz rysunek)



Zastosowania

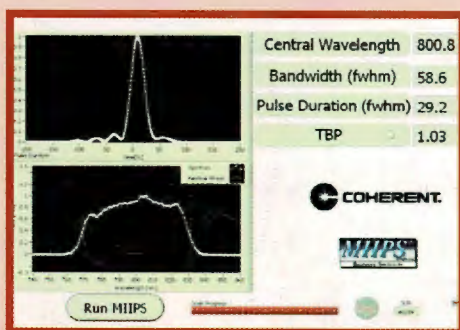
- posiew wzmacniaczy i OPO
- generacja wysokich harmonicznych (patrz rysunek)
- tomografia spójności optycznej
- wizualizacja terahercowa



Silhouette™

układ formowania ultrakrótkich impulsów światła

- pomiar i korekcja fazy i amplitudy impulsu
- niskostratny układ dla oscylatorów i wzmacniaczy
- pozwala na otrzymywanie granicznie krótkich impulsów



Zastosowania

- zawężanie impulsów (zwłaszcza wzmacniaczy - patrz rysunek)
- selektywna generacja wysokich harmonicznych
- spektroskopia z kontrolowaną spójnością
- kompensacja zniekształceń fazy przez układy optyczne

