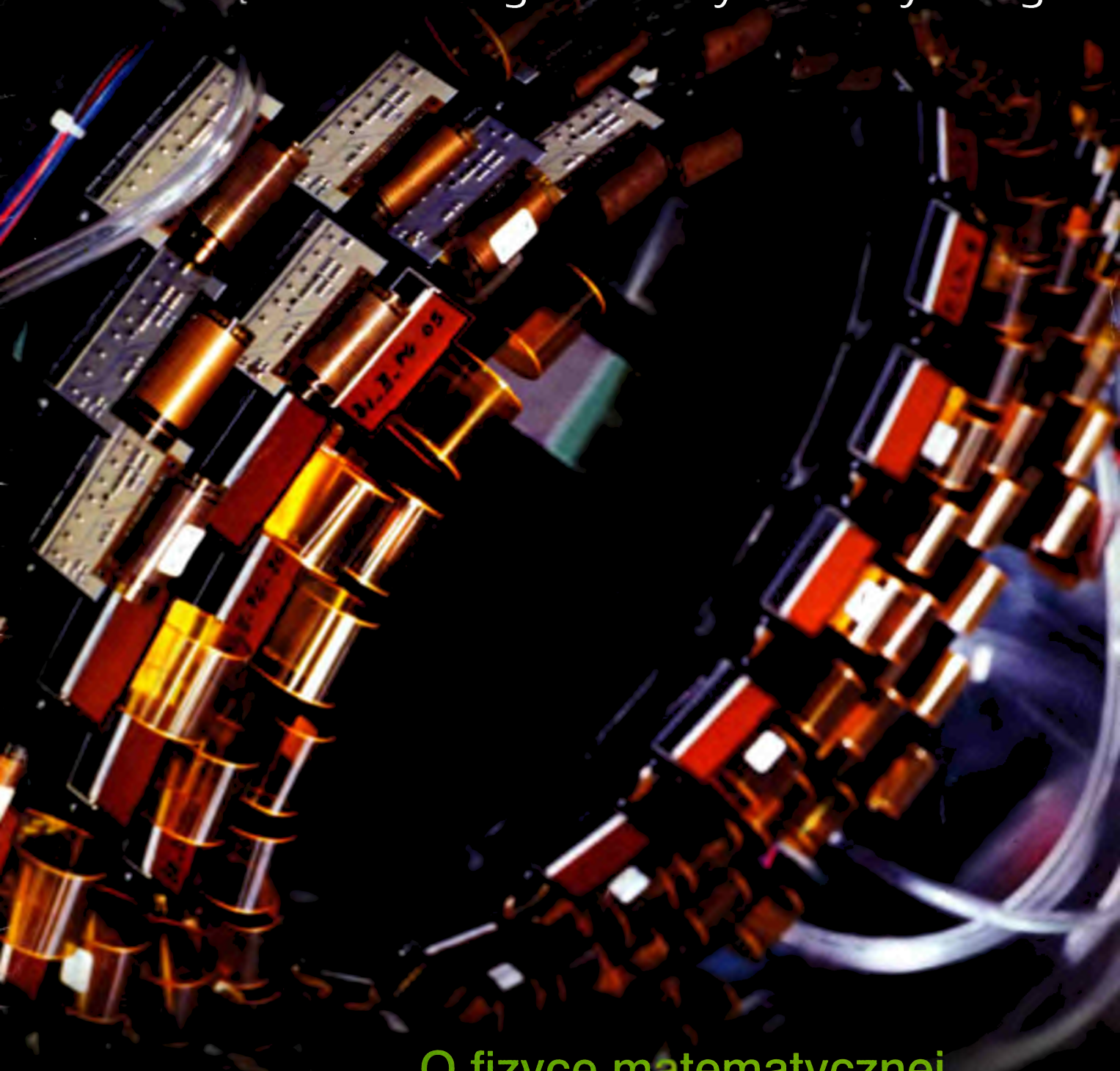


POSTĘPY FIZYKI

Dwumiesięcznik Polskiego Towarzystwa Fizycznego



O fizyce matematycznej

Nadciekłość w helu-3

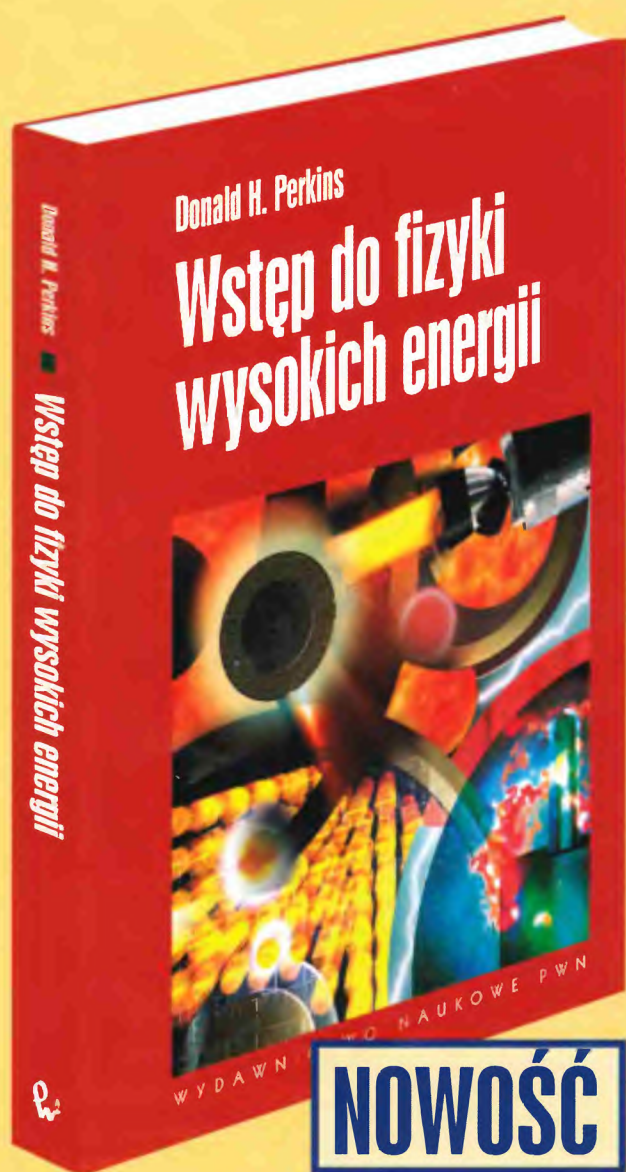
Oddziaływania i Wszechświat



Wstęp do fizyki wysokich energii

Donald H. Perkins

Cena: 64,90 zł



Światowy bestseller z fizyki wysokich energii!

Przystępna prezentacja współczesnego stanu wiedzy w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych. Zasadniczą jej część stanowi omówienie modelu standardowego cząstek elementarnych i podstawowych wyników doświadczalnych potwierdzających jego przewidywania.

W kolejnych rozdziałach opisano:

- symetrię i prawa zachowania w oddziaływaniach cząstek elementarnych
- model kwarkowy hadronów • silne oddziaływania międzykwarkowe
- rodziny leptonów • cząstkę Higgsa
- oddziaływania elektrosłabe cząstek fundamentalnych,

a także modele i zjawiska wykraczające poza model standardowy :

- modele wielkiej unifikacji oddziaływań fundamentalnych • problemy fizyki neutrin
- znaczenie fizyki cząstek elementarnych w kosmologii i astrofizyce.

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: www.fuw.edu.pl/~postepy

KORRESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Maciej Piętka (Białystok), Marian Głowacki (Częstochowa), Ryszard Drozdowski (Gdańsk), Roman Bukowski (Gliwice), Krystian Roleder (Katowice), Małgorzata Wysocka-Kunisz (Kielce), Małgorzata Nowina Konopka (Kraków), Elżbieta Jartych (Lublin), Marcin Ostrowski (Łódź), Ewa Pawelec (Opole), Lidia Skibińska (Poznań), Małgorzata Klisowska (Rzeszów), Małgorzata Kuzio (Słupsk), Janusz Typek (Szczecin), Winicjusz Drozdowski (Toruń), Aleksandra Mitosz (Warszawa), Bernard Jancewicz (Wrocław), Justyna Jankiewicz (Zielona Góra)

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Maciej Kolwas (prezes), Katarzyna Chałasińska-Macukow i Reinhard Kulesa (wiceprezesi), Helena Białkowska (sekretarz generalny), Marek Kowalski (skarbnik), Bernard Jancewicz, Franciszek Krok, Maria Mucha, Andrzej Ptok, Barbara Sagnowska i Mirosław Trociuk (członkowie)

Adres Zarządu:

ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel./fax: (22) 6212668, e-mail: ptf@fuw.edu.pl, Internet: ptf.fuw.edu.pl

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

Andrzej Maziewski (Białystok), Stefan Kruszewski (Bydgoszcz), Danuta Plusa (Częstochowa), Marek Grinberg (Gdańsk), Andrzej Klimasek (Gliwice), Karol Kołodziej (Katowice), Janusz Braziewicz (Kielce), Reinhard Kulesa (Kraków), Jerzy Żuk (Lublin), Bogusław Broda (Łódź), Ryszard Pietrzak (Opole), Andrzej Dobek (Poznań), Aleksander B. Szymański (Rzeszów), Grzegorz Karwasz (Słupsk), Adam Bechler (Szczecin), Andrzej Bielski (Toruń), Jerzy Garbarczyk (Warszawa), Adam Kiejna (Wrocław), Andrzej Więckowski (Zielona Góra)

REDAKTORZY NACZELNI INNYCH CZASOPISM

WYDAWANYCH POD EGIDĄ PTF

Jerzy Prochorow – *Acta Physica Polonica A*, Andrzej Staruszkiewicz – *Acta Physica Polonica B*, Andrzej Jamiołkowski – *Reports on Mathematical Physics*, Marek Kordos – *Delta*, Zofia Gołąb-Meyer – *Foton*, Adam Smólski – *Fizyka w Szkole*

Czasopismo ukazuje się od 1949 r.

Wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne

Zeszyt dofinansowany przez Komitet Badań Naukowych

Wydano pod patronatem Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Skład komputerowy w redakcji

Opracowanie okładki: Amm Studio, tel.: (22) 6689990, e-mail: amm@amm.com.pl, Internet: www.amm.com.pl

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

ISSN 0032-5430

SPIS TREŚCI

Światowy Rok Fizyki 2005 w Polsce	242
J. Kijowski – O fizyce matematycznej i niektórych korzyściach płynących z jej uprawiania	244
A.J. Leggett – Początki historii nadciekłego ³ He widziane oczami teoretyka	251
S. Pokorski, K. Turzyński – Oddziaływania elementarne i Wszechświat	266
NOWI PROFESOROWIE	277
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	278
RECENZJE	279
WSPOMNIENIA:	
Józef Werle – wspomnienie o fizyku i filozofie	281
Sławomir Chojnacki (1929–2004)	285
KRONIKA	286

Kochani Czytelnicy!

Z dużą radością kładziemy dziś pod Waszą choinkę świąteczny zeszyt Postępów. Zeszyt, którego nicią przewodnią są symbiotyczne związki dziedzin nie tylko pokrewnych: matematyki i fizyki, nadciekłości i nadprzewodnictwa, lecz także pozornie bardzo odległych – femtoświata i kosmosu.

Ten rok minął pod znakiem 50-lecia CERN-u (stąd nasza dzisiejsza okładka). Wyniki tam uzyskane były kluczowe w konstrukcji modelu kwarkowego, Standardowego Modelu oddziaływań elektrosłabych, a następnie chromodynamiki kwantowej. Jednocześnie CERN stał się „laboratorium pokoju”, jednym z pierwszych miejsc, których podstawą działania jest współpraca międzynarodowa. Świętującemu jubileusz Laboratorium pozostaje życzyć równie udanego następnego półwiecza.

Państwu natomiast chciałbym w imieniu Redakcji złożyć najgorętsze życzenia świąteczne i noworoczne: aby zainteresowanie, które z całą pewnością wzbudzą imprezy organizowane w ramach zbliżającego się Światowego Roku Fizyki powszechnie zaszczepiło trwałą fascynację poznawaniem tajemnic Natury.



Marek Więckowski

Na okładce:

Pierścienie z płytkami krzemowymi detektora CMS (Compact Muon Solenoid). Czy w budowanym w CERN-ie wielkim zderzaczach hadronów LHC, którego częścią jest CMS, uda się wykryć cząstkę Higgsa? (© CERN Photo, fot. Laurent Guiraud 2 września 1997 r., za zezwoleniem Biura Prasowego CERN).



Światowy Rok Fizyki 2005 w Polsce

Rok 2005 będzie Światowym Rokiem Fizyki. Decyzja taka została podjęta przez przedstawicieli środowisk fizycznych. W grudniu 2000 r. na Światowym Kongresie Towarzystw Fizycznych w Berlinie ponad 40 towarzystw fizycznych z całego świata przyjęło uchwałę o ogłoszeniu roku 2005 Światowym Rokiem Fizyki (ŚRF 2005). W marcu 2001 r. Europejskie Towarzystwo Fizyczne (EPS), w październiku 2002 r. Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP), a następnie UNESCO przyjęły rezolucje deklarujące rok 2005 Światowym Rokiem Fizyki. 10 czerwca 2004 r. Zgromadzenie Ogólne ONZ ogłosiło rok 2005 Międzynarodowym Rokiem Fizyki. Obchody ŚRF 2005 są organizowane w 63 krajach i wszędzie planowane jako całoroczna promocja fizyki.

Za nadrzędny cel ŚRF 2005 przyjęto upowszechnienie wiedzy o tym, że fizyka nie tylko odgrywa podstawową rolę w rozwoju nauki, ale poprzez udział w rozwoju techniki wywiera również niezwykle silny wpływ na warunki życia codziennego, rozwój społeczeństwa i jego świadomość. W organizacji ŚRF 2005 powinny uczestniczyć wszystkie instytucje mające związek z fizyką: wydziały fizyki wyższych uczelni, instytuty naukowo-badawcze, szkoły, a także muzea, wydawnictwa itp. Główną rolę w tej organizacji odgrywają Towarzystwa Fizyczne, ale do organizowania imprez ŚRF 2005 zapraszamy także młodzież, studentów, nauczycieli, wykładowców, specjalistów i grupy zainteresowane promocją fizyki. W Polsce obchody ŚRF w imieniu Polskiego Towarzystwa Fizycznego nadzoruje Krajowy Komitet Organizacyjny ŚRF 2005, powołany przez Zarząd Główny PTF. W skład Komitetu wchodzi: prof. Reinhard Kulesa (Uniwersytet Jagielloński), przedstawiciel Polski w międzynarodowym Komitecie Sterującym, prof. Marta Kicińska-Habior (Uniwersytet Warszawski), przewodnicząca, prof. Maciej Kolwas (Instytut Fizyki PAN, Warszawa), prezes ZG PTF, prof. Magdalena Fikus (Instytut Biochemii i Biofizyki PAN, Warszawa), dr hab. Maciej Geller (UW), dr Jan Grabski (Politechnika Warszawska, Oddział Warszawski PTF), przedstawiciele pozostałych Oddziałów PTF i mgr Urszula Woźnikowska-Bezak (Pałac Młodzieży w Katowicach). Honorowy Patronat nad obchodami ŚRF w Polsce objął Prezydent RP Aleksander Kwaśniewski. Patronat medialny sprawuje Program 1 TVP.

Krajowy Komitet Organizacyjny ŚRF w Polsce planuje wiele imprez, które będą adresowane do trzech grup odbiorców. Pierwszą z nich stanowią intelektualni, ludzie kultury, dziennikarze, przedsiębiorcy, czyli środowiska opiniotwórcze. Aktywizacja i wywołanie zainteresowania tych środowisk fizyką są planowane poprzez organizację

dyskusji panelowych w mediach o zasięgu ogólnokrajowym i lokalnym (TV, radio, czasopiśmie), inspirowanie artykułów i opracowań w prasie wielkonakładowej i lokalnej, interdyscyplinarne konferencje, warsztaty lub sympozja (związki fizyki z matematyką, biologią, filozofią, socjologią, finansami, informatyką, kulturoznawstwem itp.). Drugą bardzo liczną grupę odbiorców stanowi młodzież szkolna i studenci, a także ich rodzice. Dla nich organizowanych jest najwięcej imprez: konkursy, wykłady, pokazy doświadczeń, filmy, spotkania z fizykami, przedstawienia teatralne itp. Wreszcie trzecią grupę stanowią osoby profesjonalnie związane z fizyką: naukowcy, nauczyciele, technolodzy i technicy. Imprezy organizowane dla tej grupy to głównie seminaria, konferencje, interdyscyplinarne sympozja (matematyka, fizyka, biologia, filozofia, socjologia, kulturoznawstwo) oraz Zjazd Fizyków Polskich. Uroczyste rozpoczęcie obchodów ŚRF 2005 w Polsce nastąpi w noc sylwestrową 2004 r. na Balu u Fizyków na Wydziale Fizyki Politechniki Warszawskiej.

Obchody ŚRF 2005 będą miały międzynarodowy charakter. Oprócz krajowych imprez organizowanych przez każde z 63 państw planuje się wspólne przedsięwzięcia z udziałem wielu krajów. Polska będzie uczestniczyć w trzech takich imprezach.

Pierwsza to uroczysta międzynarodowa inauguracja Światowego Roku Fizyki. Nastąpi ona w Paryżu w dniach 13–15 stycznia 2005 r. i jest przewidziana jako spotkanie studentów fizyki z całego świata z laureatami Nagrody Nobla, autorytetami z dziedziny fizyki, wybitnymi naukowcami oraz wybitnymi przedstawicielami biznesu. Celem tego spotkania jest dyskusja na temat wizji Fizyki Jutra. Do Paryża pojedzie też reprezentacja z Polski. Będzie to grupa młodzieży składająca się ze zwycięzców Olimpiady Fizycznej i Turnieju Młodych Fizyków, którzy podjęli studia fizyczne. Koordynatorem tego przedsięwzięcia ze strony polskiej jest prof. Jan Mostowski z IF PAN, przewodniczący Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej.

Drugim projektem międzynarodowym, w którym uczestniczyć będzie Polska, jest akcja „Fizyka oświeca świat”. Wieczorem 18 kwietnia 2005 r., w 50. rocznicę śmierci Alberta Einsteina, w Princeton (New Jersey, USA) zgasną wszelkie światła, a następnie zostanie zapalone jedno światło, które stanie się pierwszym elementem ogromnej sztafety świetlnej. Ten 30-sekundowy błysk światła powędruje w ciemności przez całe Stany Zjednoczone, następnie przekroczy granice, przebiegnie kontynent, przekroczy morza, rozprzestrzeni się na obie półkule ziemskiego globu, obiegając całą kulę ziemską w ciągu tej jednej nocy. Błysk będzie także przekazywany na terenie Polski, ze wschodu na zachód. Koordynatorem

tego projektu ze strony polskiej jest prof. Leszek R. Jaroszewicz z Wojskowej Akademii Technicznej.

Trzecim projektem międzynarodowym jest akcja „Poszukiwanie uzdolnionych entuzjastów fizyki”. Jej celem jest wzbudzenie wśród młodzieży zainteresowania fizyką i zachęta do aktywnego udziału w jej uprawianiu. Przewidziany jest udział uczniów szkół podstawowych, gimnazjów, szkół ponadgimnazjalnych, w kilku grupach wiekowych: 10–12 lat, 12–14 lat, 14–16 lat, 16–18 lat. Punktowany będzie udział w imprezach ŚRF 2005, a w szczególności w konkursach, doświadczeniach itp., udział w konkursach i olimpiadach fizycznych, w warsztatach Krajowego Funduszu na Rzecz Dzieci, a także działania indywidualne potwierdzone przez szkołę. Ocena uczestników ze względu na zebraną liczbę punktów będzie prowadzona w ramach grup wiekowych. Zwycięzcy będą reprezentantami Polski na forum międzynarodowym. Koordynatorem tego projektu ze strony polskiej jest dr Anna Kaczorowska z WF UW.

Oprócz naszego udziału w imprezach międzynarodowych program obchodów ŚRF 2005 w Polsce składa się z imprez centralnych obejmujących uczestników z całego kraju oraz z imprez lokalnych organizowanych dla regionalnych środowisk przez Oddziały PTF lub instytucje lokalne.

W ramach imprez centralnych już zatwierdzono i rozpoczęto przygotowanie następujących projektów.

- Wykonanie przez uczniów szkół średnich ogólnopolskiego doświadczenia fizycznego „Pomiar zapylenia powietrza w Polsce”. Do szkół, które zechcą wziąć udział w tej imprezie, zostanie wysłana instrukcja i zestaw potrzebnych elementów. Chcielibyśmy, aby w wyniku tej akcji powstała mapa zapylenia powietrza w Polsce. Przebieg pomiarów i ich wyniki będą relacjonowane przez TVP1. Koordynatorami tego projektu są dr Bogumiła Mysłək-Laurikainen z Instytutu Problemów Jądrowych im. A. Sołtana i dr Radosław Przeniosło z WF UW.
- Konkurs fizyczno-fotograficzny „Fotografujemy zjawiska fizyczne”, którego organizatorem są PTF oraz Wydawnictwa Szkolne i Pedagogiczne. Konkurs jest sponsorowany przez WSiP. Koordynatorem tego projektu jest mgr Maria Dobkowska.
- Ogólnopolski konkurs na projekt multimedialny z fizyki. Organizatorem jest Sekcja Młodych PTF, a koordynatorem Andrzej Ptak, student Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii UŚI.
- Konkurs na przygotowanie strony internetowej „Jak to działa?”. Organizatorem jest Wydział Fizyki PW.
- Konkurs dla nauczycieli – przygotowanie lekcji o Einsteinie. Organizatorami są PTF i WSiP.
- Pięć filmów, które zostaną przygotowane i wyemitowane przez TVP1: „Fizyka w środkach przekazu informacji”, „Fizyka w medycynie”, „Fizyka w ochronie środowiska”, „Przyszłość energetyki”, „Fizyka pojazdów: dziś i jutro”.

- Plakaty reklamujące ŚRF 2005 (format A1 i A4). Organizatorem jest Instytut Fizyki Jądrowej PAN w Krakowie.

Ponadto wysunięto kilka innych projektów, których realizacja jeszcze się nie rozpoczęła lub nie ma jeszcze zgody wszystkich zaangażowanych jednostek na ich przygotowanie:

- włączenie tematyki ŚRF 2005 do serialu TVP,
- emisja znaczka pocztowego z logo ŚRF 2005,
- przygotowanie CD ROM-u z prezentacjami pokazów fizycznych – do rozesłania do szkół,
- przygotowanie koszulek, długopisów i kubków z logo ŚRF 2005.

Nie zabraknie też organizowanych corocznie centralnie turniejów i olimpiad sprawdzających wiedzę z dziedziny fizyki. We wrześniu 2005 r. w kilku miastach Polski, m.in. w Kielcach i Warszawie, odbędzie się Festiwal Nauki.

W ramach imprez lokalnych zaproponowały już swój program obchodów ŚRF 2005 Oddziały PTF w Bydgoszczy, Częstochowie, Katowicach, Lublinie, Łodzi, Rzeszowie i Wrocławiu. Ponadto wiele projektów imprez zostało zgłoszonych przez szkoły, Ośrodki Kształcenia Nauczycieli i wydziały wyższych uczelni. Nowe projekty ciągle napływają. Planowane są konkursy, pokazy doświadczeń oraz spotkania młodzieży z fizykami z większych ośrodków naukowych. Szczegółowe informacje można znaleźć na polskiej stronie internetowej ŚRF 2005 (fizyka2005.fuw.edu.pl/index2.php), tam też można znaleźć kalendarz imprez organizowanych w Polsce.

Jednym z najbardziej spektakularnych wydarzeń będzie niewątpliwie skomponowanie przez wielkiego polskiego kompozytora Wojciecha Kilara symfonii na głosy, chór i orkiestrę dla uczczenia ŚRF 2005. Wojciech Kilar zatytułował swój utwór „Sinfonia de motu” (Symfonia o ruchu). Trzeba zaznaczyć, że inicjatorem tego wydarzenia był prof. Jerzy Warczewski z Uniwersytetu Śląskiego, który wraz z kilku innymi fizykami zainspirował kompozytora do „zajęcia się tematyką fizyczną”. Symfonia zostanie po raz pierwszy wykonana na uroczystym koncercie w Filharmonii Narodowej podczas XXXVIII Zjazdu Fizyków Polskich w Warszawie (11–16 września 2005 r.). Zjazdowi będzie towarzyszyło wiele dodatkowych imprez.

Rozpoczęły się już przygotowania do organizacji międzynarodowych konferencji naukowych, które będą związane z obchodami ŚRF 2005. W dniach 17–21 maja 2005 r. odbędzie się we Wrocławiu International Conference on Applied Optics (patrz Kronika w poprzednim zeszycie *PF*). W dniach od 28 sierpnia do 2 września 2005 r. będzie miał miejsce SPIE Congress on Optics and Optoelectronics (SPIE-COO) w Warszawie. W dniach od 30 sierpnia do 8 września 2005 r. w Warszawie i Kazimierzu n. Wisłą odbędzie się trzydziestoletnia konferencja „Photon: Its First Hundred Years and the Future” (photon2005.fuw.edu.pl/photon2005/). Przy tej okazji

(dokończenie na stronie 265)

O fizyce matematycznej i niektórych korzyściach płynących z jej uprawiania*

Jerzy Kijowski

Centrum Fizyki Teoretycznej PAN oraz Uniwersytet Kardynała Stefana Wyszyńskiego, Warszawa

On some profits of practicing mathematical physics

Abstract: The role of mathematical physics in the process of discovering fundamental laws of physics is analyzed. Affine formulation of general relativity theory is briefly sketched as an example of a mathematically motivated discovery in theoretical physics.

Co to jest fizyka matematyczna

Sukcesy nowożytnej nauki wiążą się ze sformułowaniem podstawowych praw natury w języku równań różniczkowych: zwyczajnych dla zjawisk mechanicznych i cząstkowych dla zjawisk, w których oddziaływania przenoszą się za pomocą różnego rodzaju pól fizycznych. Ten zadziwiająco płodny zabieg metodologiczny doprowadził do niebywałego rozwoju nauki, w którym dwie „królowe” – matematyka i fizyka – uzupełniały się i stymulowały wzajemnie. Postęp w fizyce, polegający na budowaniu coraz lepszych modeli matematycznych czasu, przestrzeni i materii, był możliwy jedynie dzięki bogatym narzędziom dostarczanym przez matematykę. Narzędzia te to nie tylko coraz bardziej pomysłowe metody rachunkowe, ale przede wszystkim bogata struktura pojęciowa, oddająca do dyspozycji fizyka bardzo sprawny język, bez którego myślenie o skomplikowanych zjawiskach mikro- i makroświata sprowadza się do nieobowiązujących dywagacji bez większego znaczenia poznawczego. Z drugiej strony okazało się, że status matematyki jako „języka nauk przyrodniczych” (w analogii do terminologii średniowiecznej byłaby to więc *ancilla philosophiæ*) nie tylko nie pomniejsza jej znaczenia, ale jest najlepszą gwarancją olśniewającego postępu, jaki miał miejsce w XX stuleciu: najważniejsze pojęcia współczesnej matematyki wyrosły przecież z prób coraz doskonalszego opisu rzeczywistości fizycznej.

Opisane wyżej współdziałanie między matematyką a fizyką – tak owocne w czasie wielkich sukcesów obu dyscyplin – słabnie, gdy pojawiają się zasadnicze trudności. Taka sytuacja ma miejsce – moim zdaniem – od co najmniej dwudziestu lat. Matematycy coraz mniej interesują się fizyką, od której odstręcza ich brak dostatecznej precyzji przy konstruowaniu *ad hoc*

uproszczonych modeli o bardzo ograniczonej wartości poznawczej, formułowanych często w celu wyjaśnienia tylko poszczególnych aspektów jednego zjawiska (inne jego aspekty będą już opisywane inną teorią!). Fizycy natomiast skłaniają się ku sądowi, że „przesadne wymagania” co do ścisłości, stawiane przez matematyków, podcinają im skrzydła i tylko utrudniają ich ciężką (a przecież jakże pożyteczną!) pracę.

Powyższa diagnoza wymaga oczywiście uzupełnienia o „drugą stronę medalu”. Po pierwsze, współpraca między najlepszymi matematykami i fizykami jest zawsze żywa: ostatnie ważne wyniki w dziedzinie topologii, uzyskane dzięki technice spinorowej oraz zaproponowanej przez fizyków teorii Seiberga–Wittena, są tego znakomitym przykładem. Po drugie, fizyka doświadczalna przeżywa okres zdumiewającego wprost rozwoju (umiemy już manipulować pojedynczymi atomami czy fotonami) i o żadnym kryzysie nie może być tutaj mowy. Natomiast wspomniane wyżej trudności dotyczą fizyki teoretycznej zjawisk podstawowych, która nie potrafi obecnie zaproponować spójnej teorii fundamentalnych struktur materii. Do roli takiej teorii pretendowała przez ostatnie 70 lat kwantowa teoria pola, będąca koniecznym uzupełnieniem mechaniki kwantowej. Z niej właśnie wyrosła „najdokładniejsza obecnie teoria fizyczna” (standardowy cytat z podręczników akademickich), jaką jest elektrodynamika kwantowa, a potem jej kolejne repliki: teoria oddziaływań elektroslabych Weinberga–Salama, chromodynamika kwantowa, pretendująca do roli teoretycznej realizacji fenomenologicznego modelu kwarków, a wreszcie pewne uogólnienie kwantowej teorii pola, jakim jest teoria strun.

Niestety, wszystkie te teorie istnieją jedynie na poziomie „perturbacyjnym”. Przymiotnik ten odszedł

*Na podstawie wykładu wygłoszonego podczas spotkania laureatów „Subsydiów profesorskich” FNP z roku 1999, które odbyło się w marcu 2004 r. w Jachrance k. Warszawy.

jednak daleko od swego pierwotnego znaczenia, kiedy to trudne równania rozwiązywało się w sposób przybliżony za pomocą dobrze zdefiniowanej procedury perturbacyjnej. Tam sprawa była czysta: problem był dobrze postawiony i poszukiwało się przybliżeń rozwiązania, które istniało na pewno. Obecnie termin „perturbacyjna teoria pola” oznacza, że nawet nie umiemy poprawnie sformułować samej teorii, zastępując ją znacznie uproszczonymi modelami „ n -tego rzędu”, którym brakuje podstawowych własności pożądanej, pełnej teorii (np. symetrii względem cechowania), i to w sytuacji, gdy zostało udowodnione w sposób niewątpliwy, że te teorie n -tego rzędu nie zbiegają w granicy $n \rightarrow \infty$ do żadnej finalnej, ścisłej teorii.

Wszyscy wielcy twórcy współczesnej fizyki kwantowej, od Wernera Heisenberga po twórcę i wirtuoza obecnego „perturbacyjnego myślenia o świecie” – Richarda Feynmana, ubolewali nad tą sytuacją. Jednak mimo zaangażowania się wielkich matematyków, jak Gårding, Wightman czy sam Hörmander, mimo konstruowania za cenę ogromnego, wieloletniego wysiłku kilku prostych modeli (trzeba tu wymienić takie nazwiska jak Glimm i Jaffe, a także wybitnego polskiego matematyka Tadeusza Bałabana) nie udało się wyjaśnić, co to takiego jest pole kwantowe, w taki sposób, by wyjaśnienie to obejmowało np. elektrodynamikę kwantową.

A najbardziej bolesne w tej sytuacji jest to, że najpiękniejsza i najbardziej uniwersalna teoria fizyczna – einsteinowska teoria grawitacji, zwana ogólną teorią względności – nie daje się „skwantować” nawet w sposób perturbacyjny i stoi w jawnej sprzeczności z tym wszystkim, co do tej pory udało się osiągnąć w fizyce kwantowej.

Tymczasem ogromne sukcesy perturbacyjnej kwantowej teorii pola w uzyskiwaniu wyników zdumiewająco zgodnych z doświadczeniem świadczą, że musi ona zawierać jakąś istotną prawdę o rzeczywistości fizycznej. Wydobyć na jaw tej prawdy, sformułowanie jej za pomocą precyzyjnego języka matematycznego i skonstruowanie w ten sposób spójnego obrazu dostępnej nam rzeczywistości fizycznej uważam za jedno z najważniejszych zadań współczesnej nauki, a przy tym za fascynującą przygodę intelektualną.

Nie mogę przy tym pogodzić się z myślą, że prawda ta mogłaby być w jakimkolwiek sensie sprzeczna z wypracowanymi przez matematykę regułami precyzyjnego myślenia. Nie wierzę więc, że bliżej do niej „na skróty”, np. przez dostosowywanie reguł operowania całkami, dystrybucjami czy operatorami do wyniku, który za wszelką cenę chcemy uzyskać. Nie umniejszam ani trochę znaczenia modeli uzyskanych

drogą takich manipulacji – choćby nawet miały to być sezonowe efemerydy, jakich pojawiło się wiele w ostatnich latach – jeśli tylko rozszerzają nasz horyzont pojęciowy. Wymagają one jednak niezbędnego uzupełnienia w postaci badań długofalowych, nastawionych na poszukiwanie teorii podstawowej, opartej na dobrze zdefiniowanych strukturach matematycznych i odpornej na aktualne mody.

Badacz, który chce skutecznie prowadzić taką działalność, musi mieć szerokie horyzonty i dysponować głębokim zrozumieniem najnowszych teorii fizycznych, często odległych od siebie i operujących bardzo różnym aparatem pojęciowym, bowiem wyjście z obecnego impasu wymaga przełamania wąskich perspektyw opartych na cząstkowych modelach rzeczywistości. Z drugiej jednak strony musi sprawnie operować współczesną matematyką, nie oczekując w tym zakresie żadnej „taryfy ulgowej”. Może pozwolić sobie na stawianie dalekosiężnych, nawet trudnych do udowodnienia hipotez. Stojąc jednak twardo na ziemi, musi kategorycznie wyrzec się używania wszelkich „środków dopingowych” w postaci pojęć matematycznie niepoprawnych, z których jedyna korzyść to chwilowa poprawa nastroju badacza, sfrustrowanego stopniem trudności zagadek, jakie postawiła przed nami Natura. Musi być fizykiem, który w swych skromnych wysiłkach próbuje zrozumieć podstawowe struktury otaczającego nas świata: czas, przestrzeń oraz wypełniające je pola fizyczne, będące nośnikami oddziaływań między elementarnymi składnikami materii. Musi jednak być również matematykiem, który jest w stanie „dowodzić twierdzeń”. Musi być przygotowany na to, że zawiedzie niektóre nadzieje kolegów-fizyków, zgłaszających zapotrzebowanie na działalność pomocniczą, polegającą na rozwiązywaniu konkretnych równań pojawiających się na ich drodze. A także zawiedzie nadzieje niektórych kolegów-matematyków, zgłaszających zapotrzebowanie na inną działalność pomocniczą, polegającą na tłumaczeniu im (przez uogólnianie czy aksjomatyzację) nieprecyzyjnych, ich zdaniem, idei pochodzących z fizyki.

Nie jest to łatwa postawa: nie mieszcząc się w zgrabnych szufladkach PACS (Physics and Astronomy Classification Scheme) czy też MSC (Mathematics Subject Classification), może tylko pocieszać się, że w innych dziedzinach nauki podobne frustracje nie oszczędzają nawet najwybitniejszych badaczy¹.

I to jest właśnie praca, którą zajmuję się od lat, żmudnie zbierając do swego koszyka bardzo liczne niepowodzenia i bardzo nieliczne sukcesy [1–8]. O takim niewielkim sukcesie odniesionym ostatnio opowiem poniżej.

¹ Warto tu przytoczyć następującą wypowiedź Normana Daviesa zawartą we wstępie do jego wspaniałego dzieła *Wyspy*: „W miarę jak wzbiera w postępie geometrycznym potężny strumień historycznych danych, wzrasta także pokusa, aby utkwic wzrok w tych małych spłachetkach. Już od pięćdziesięciu lat owa skłonność sprawia, że historia staje się w coraz mniejszym stopniu sztuką, a w coraz większym – pseudonauką, ci zaś, którzy ją zawodowo uprawiają, mają coraz szerszą wiedzę na coraz węższy temat”.

Zasady wariacyjne w teorii grawitacji

Już u początku teorii grawitacji Einsteina zasadniczą rolę odegrała zasada wariacyjna. Fizyczna idea tej teorii była gotowa w 1911 r.: siła grawitacyjna nie jest pojęciem absolutnym, niezależnym od wyboru układu odniesienia, bowiem nie potrafimy odróżnić jej od sił pozornych, np. siły odśrodkowej, występujących w nieinercjalnych (przyspieszanych) układach odniesienia. Lokalnie – w jednym punkcie czasoprzestrzeni – siłę tę można zawsze wyeliminować, przechodząc do inercjalnego układu współrzędnych (np. podróżując statkiem kosmicznym o wyłączonym silniku czy też – w wersji sprzed stu lat – swobodnie spadającą windą). Natomiast to, co w zjawisku grawitacji niezmienniczego, niezależnego od wyboru układu współrzędnych, co potrafimy bezwzględnie zmierzyć, to wzajemne przyspieszenia bliskich swobodnych trajektorii, wywołane zakrzywieniem czasoprzestrzeni. Aby nadać tej teorii moc przewidywania zjawisk, należało wyrazić powyższą ideę w postaci równań wiążących krzywiznę czasoprzestrzeni z ilością ciężkiej materii, będącej źródłem tego zakrzywienia. Jak wiadomo, przez kilka lat Einstein poszukiwał poprawnej wersji tych równań. Znamy je obecnie jako równania Einsteina:

$$G = kT. \quad (1)$$

Wiążą one tensor Einsteina G , mierzący pewien aspekt zakrzywienia czasoprzestrzeni, z tensorem energii–pędu T materii wypełniającej tę czasoprzestrzeń (współczynnik k odpowiada stałej powszechnego ciężenia). Po raz pierwszy pojawiły się one w pracy Davida Hilberta z 1916 roku, który wyprowadził je z prostej zasady wariacyjnej: $\delta \int L_M = 0$, gdzie L_M jest sumą lagranżjanu pól materii L_M^{mat} (Hilbert użył tutaj przykładowo pola elektromagnetycznego) oraz lagranżjanu grawitacyjnego L_M^{grav} , proporcjonalnego do skalarnej krzywizny czasoprzestrzeni R :

$$L_M^{\text{grav}} = \frac{1}{2k} \sqrt{|\det g|} R \quad (2)$$

(gęstość $\sqrt{|\det g|}$ metryki czasoprzestrzennej g jest niezbędna, by całka z lagranżjanu nie zależała od wyboru współrzędnych). Zasada wariacyjna głosi, że spośród wszystkich możliwych konfiguracji pola metrycznego oraz pól materii o ustalonych wartościach brzegowych fizycznie realizowane są tylko te, które odpowiadają punktom stacjonarnym działania określonego jako całka z powyższego lagranżjanu. Stosując tę zasadę, Hilbert wyprowadził właściwe równania i w ten sposób poprawił poprzednie – matematycznie niepoprawne – wersje równań rozważane przez Einsteina.

Zasady wariacyjne pojawiły się w fizyce już w XVII wieku. Najpierw była to zasada Fermata w optyce geometrycznej głosząca, że promień świetlny wybiera taką drogę, aby odpowiadająca jej pewna wielkość zwana drogą optyczną była jak najmniejsza. Niedługo później furorę zrobiło odkrycie Pierre’a Louis

Moreau de Maupertuis, który trajektorie punktu mechanicznego poruszającego się w polu sił potencjalnych wyprowadzał z podobnej zasady najmniejszego działania. Uniwersalnym narzędziem okazała się później zasada Hamiltona, która zawiera w sobie powyższe przykłady jako szczególne przypadki. Zasada ta przenosi się również na teorie pola, np. równania elektrodynamiki Maxwella można wyprowadzić także z odpowiedniej zasady najmniejszego działania.

Należy jednak podkreślić, że status filozoficzny statycznych (czy też – z matematycznego punktu widzenia – eliptycznych) zasad najmniejszego działania jest zupełnie różny od statusu zasady dynamicznej Hamiltona. W pierwszym przypadku przyroda minimalizuje energię układu fizycznego. W punkcie minimalnym pochodna potencjału (czyli siła) zeruje się. Oznacza to, że układ fizyczny znajdujący się w tym stanie – spoczywa. Jeśli nawet początkowo układ był w innym stanie, to siły nań działające „spychają” go do minimum energii i jeśli tylko energia kinetyczna ulegnie rozproszeniu (przez tarcie czy wypromieniowanie), to zakończy on swą ewolucję właśnie w tym minimum. Gdy np. strażacy, próbujący ratować ludzi skaczących z płonącego gmachu, napinają elastyczną powłokę, to – dla danych warunków brzegowych powłoki (tzn. dla danego rozstawienia strażaków) – przyjmie ona konfigurację odpowiadającą minimum jej energii potencjalnej (sprężystości + grawitacji).

Tymczasem próba traktowania kawałka czasoprzestrzennej historii pola fizycznego (np. elektrodynamicznego czy grawitacyjnego) jako „czterowymiarowej powłoki sprężystej”, która minimalizuje działanie odpowiadające danym brzegowym (a zatem nie tylko danym początkowym, ale i końcowym), prowadzi na manowce. Taką teleologiczną interpretację równań dynamiki, w której historia układu fizycznego zależy od zamierzonego celu, propagował sam de Maupertuis, który przypisywał jej wielkie znaczenie filozoficzne. Tymczasem dla hiperbolicznych równań pola taka interpretacja jest zupełnie błędna. Wynika to z następujących obserwacji.

1) W procesach dynamicznych prawdziwa trajektoria (historia) układu nie odpowiada minimum działania, a jedynie jej punktowi stacjonarnemu. Nazywa „zasada najmniejszego działania” jest tu błędna i bardzo myląca. Punkt stacjonarny niebędący minimum (np. punkt siodłowy) nie wykazuje żadnych własności przyciągających, o czym może boleśnie przekonać się każdy nieostrożny turysta przechodzący we mgle przez oblodzoną przełęcz górską.

2) Dla ustalonych danych brzegowych pola w obszarze czasoprzestrzennym nie istnieje na ogół żadna fizycznie dopuszczalna trajektoria. Zbiór „dobrych” warunków brzegowych, dla których żądane rozwiązanie równań pola istnieje, jest niedomkniętą (zazwyczaj gęstą) podprzestrzenią danych brzegowych, zaś odwzorowanie tego zbioru w zbiór rozwiązań nie jest ciągłe. Mówimy, że problem brzegowy nie jest poprawnie

postawiony: dowolnie blisko danych brzegowych odpowiadającym np. regularnemu rozwiązaniu znajdują się inne dane, dla których żadne rozwiązanie nie istnieje. Z punktu widzenia fizyki taka nieciągła zależność jest informacją zupełnie bezwartościową: wobec nieuchronności błędów, jakimi obarczony jest każdy pomiar danych brzegowych, uzyskana z tego pomiaru informacja o historii układu jest nieistotna.

Nie zmienia to faktu, że istnienie „zasady najmniejszego działania” jest bardzo użyteczną własnością wszystkich ważnych fizycznych teorii pola o znaczeniu podstawowym. Właśnie kierując się żądaniem istnienia takiej zasady, Hilbert znalazł prawidłowe równania teorii grawitacji i nadał konkretny sens genialnym intuicjom fizycznym Einsteina. To właśnie zasada wariacyjna koduje symetrie teorii oraz – co najważniejsze – możliwość hamiltonowskiego opisu dynamiki pola. To ostatnie jest szczególnie istotne w perspektywie poszukiwania kwantowej wersji teorii. Przecież elektrodynamika kwantowa powstała przez drugą kwantyzację klasycznej elektrodynamiki Maxwella, jako teoria układu nieskończonej liczby kwantowych oscylatorów harmonicznyc.

W zasadzie wariacyjnej Hilberta dopuszczamy do konkurencji wszystkie możliwe struktury metryczne czasoprzestrzeni, spośród których fizycznie dopuszczalne są te, które odpowiadają stacjonarnej wartości działania. Działanie jest całką z krzywizny skalarnej obliczonej dla koneksji (powiązania) definiowanej przez tę metrykę. Ponieważ współczynniki koneksji metrycznej wyrażają się przez składowe metryki i ich pierwsze pochodne, a z kolei krzywizna – przez te współczynniki koneksji i ich pierwsze pochodne, więc per saldo całkujemy lagranżjan zależny od metryki oraz jej pierwszych i drugich pochodnych. Jest to poważne utrudnienie w analizie struktury hamiltonowskiej takiej teorii. W typowych przykładach (jak mechanika czy elektrodynamika) lagranżjan zależy jedynie od pierwszych pochodnych wielkości opisujących konfigurację układu.

Oczywiście już dawno znaleziono sprytny sposób obejścia tej trudności. Okazało się, że zasada Hilberta jest równoważna całej rodzinie zasad wariacyjnych pierwszego rzędu, które różnią się od niej o pełną dywergencję, a zatem zmieniają wartość działania jedynie o całki brzegowe, które i tak nie podlegają wariowaniu. Niestety, takie odjęcie pełnej dywergencji jest operacją zależną od wyboru układu współrzędnych i otrzymany w ten sposób lagranżjan pierwszego rzędu nie ma żadnych sensownych własności. Sztuczka ta pozwoliła jednak prawidłowo opisać strukturę hamiltonowską teorii (modulo dość tajemnicze problemy brzegowe, których często unika się, zakładając, że przestrzeń fizyczna jest zwartą rozmaitością bez brzegu). Znakoμίta praca trzech autorów: Arnowitta, Desera i Misnera (w skrócie ADM) z 1956 r. jest tu najczęściej cytowaną kodyfikacją tej dziedziny, choć pozostają w niej otwarte liczne problemy. Głównym z nich jest problem energii grawitacyjnej. Arnowitt, Deser i Misner dobrze

zdefiniowali globalną energię (masę) grawitacyjną (tzw. masę ADM), a tacy geometrzy, jak Shoen, Yau czy Witten wykazali później, że ma ona dobre własności. Jednak lokalna (czy „quasi-lokalna”) masa, której różne (sprzeczne ze sobą) definicje formułowali m.in. tacy uczeni, jak Roger Penrose, Stephen Hawking czy James York, pozostaje obiektem bardzo trudnym i zagadkowym.

Tymczasem w ostatnim dziesięcioleciu trwały intensywne poszukiwania kwantowej wersji teorii grawitacji. Największe – moim zdaniem – szanse powodzenia ma tutaj podejście oparte na pracach wybitnego relatywisty amerykańskiego pochodzącego z Indii, Abhaya Ashtekara. Jego najbliższym współpracownikiem jest nasz kolega z Uniwersytetu Warszawskiego, Jerzy Lewandowski, i teoria ta jest ostatnio cytowana pod nazwą teorii Ashtekara–Lewandowskiego. Zasadniczym jej składnikiem jest opis konfiguracji pola grawitacyjnego za pomocą obiektu koneksji. W stosunku do poprzednich ujęć nastąpiła więc tu zamiana roli metryki i koneksji w strukturze kanonicznej pola: jako konfigurację pola traktuje się tutaj koneksję, podczas gdy metryka pojawia się jako odpowiedni pęd kanonicznie do niej sprzężony.

Oczywiście zamiana $p \rightarrow q$ oraz $q \rightarrow -p$ jest standardowym przykładem transformacji kanonicznej w hamiltonowskim sformułowaniu mechaniki. Ciekawe jednak, że w teorii grawitacji ma ona dużo głębszy sens i można się z nią cofnąć do samego początku teorii, tzn. do zasady najmniejszego działania.

Zasada afiniczna w teorii względności

Jeszcze w roku 1978 zaproponowałem nową zasadę wariacyjną teorii grawitacji, opartą na opisie konfiguracji pola grawitacyjnego jako pola (symetrycznej) koneksji czyli – mówiąc językiem fizyki – pola układów inercjalnych w czasoprzestrzeni. W odróżnieniu od zasady „metrycznej” Hilberta, nazwałem ją zasadą „afiniczną”. Lagranżjan takiej teorii (oznaczymy go przez L_A) jest numerycznie równy lagranżjanowi metrycznemu L_M , należy go jednak wyrazić jako funkcję tensora krzywizny oraz pól materii. Jest to zatem lagranżjan pierwszego rzędu względem pola koneksji: wchodzi doń współczynniki koneksji i jedynie jej pierwsze pochodne zakodowane w tensorze krzywizny. W tym sformułowaniu teorii tensor metryczny definiuje się jako pęd sprzężony do koneksji, przez równanie

$$\frac{1}{2k} \sqrt{|\det g|} g^{\mu\nu} = \pi^{\mu\nu} := \frac{\partial L_A}{\partial K_{\mu\nu}}(K, \Gamma, \varphi, \partial\varphi). \quad (3)$$

Przez $K_{\mu\nu} := R_{(\mu\nu)}$ oznaczyliśmy symetryczną część tensora Ricciego krzywizny obliczonej dla danej koneksji Γ (dopuszczamy do konkurencji wszystkie koneksje, również niemetryczne, o niesymetrycznym tensorze Ricciego). Ze względu na wyjątkową prostotę powyższego równania informację o tensorze metrycznym wygodniej jest tu kodować właśnie za pomocą gęstości

kontrawariantnej $\pi^{\mu\nu}$, a nie tensora kowariantnego $g_{\mu\nu}$, ale obydwa obiekty niosą dokładnie tę samą informację (przepisane w języku metryki g równanie (3) byłoby dużo bardziej skomplikowane). Przez φ oznaczyliśmy pola grawitującej materii, zaś przez $\partial\varphi$ – ich pierwsze pochodne. Równanie to jest zupełnie analogiczne do definicji pędu kanonicznego w mechanice, równego pochodnej lagranżjanu po prędkości.

Dla ustalonej geometrii czasoprzestrzennej lagranżjan ten generuje standardowe równania pól materii. Natomiast jeśli chodzi o równania grawitacji, rzecz ma się następująco.

Pełny opis teorii Einsteina składa się z dwóch układów równań pierwszego rzędu różniczkowego, definiujących dynamikę obu – a priori niezależnych – zmiennych charakteryzujących geometrię: koneksji i metryki². Pierwszy z nich – w sformułowaniu Hilberta przyjmowany *implicite* – to warunek metryczności koneksji. Drugi to właśnie równania Einsteina, wyprowadzane w sformułowaniu Hilberta z zasady wariacyjnej. W moim sformułowaniu afinicznym rola tych równań odwraca się. I tak równania Einsteina, wiążące metrykę z krzywizną i polami materii, pojawiają się w postaci definicji (3) i są zawarte *implicite* w wyborze lagranżjanu teorii. Natomiast warunek metryczności koneksji wyprowadza się (obok równań pól materii) właśnie z zasady wariacyjnej $\delta \int L_A = 0$. To odwrócenie ról widać również we wzorze na wartość lagranżjanu, wynikającym z formuły (2):

$$\begin{aligned} L_A(K, \Gamma, \varphi, \partial\varphi) &= L_M^{\text{mat}}(\pi, \Gamma, \varphi, \partial\varphi) + \frac{1}{2k} \sqrt{|\det g|} R \\ &= L_M^{\text{mat}} + \pi^{\mu\nu} K_{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (4)$$

który można interpretować jako transformację Legendre’a między metryką π a krzywizną K . Transformacja ta polega na wykorzystaniu równań Einsteina do eliminacji zmiennej π i zastąpienia jej zmienną K .

Przy takim spojrzeniu na zasadę afiniczną dowód jej równoważności z podejściem metrycznym jest natychmiastowy, ale tylko dla szczególnych sytuacji, gdy lagranżjan afiniczny zależy od koneksji jedynie przez krzywiznę K , tzn. gdy zachodzi $L_A = L_A(K, \varphi, \partial\varphi)$ lub – równoważnie – gdy lagranżjan materii nie zależy od koneksji: $L_M^{\text{mat}} = L_M^{\text{mat}}(\pi, \varphi, \partial\varphi)$. Przypadek ten obejmuje wszystkie najważniejsze sytuacje fizyczne: pole elektromagnetyczne, pole skalarne Kleina–Gordona czy mechanikę materii ciągłej (np. hydrodynamikę czy teorię sprężystości). Dowód polega na prostym przeliczeniu, że równania otrzymane z wariacji L_A względem Γ są równoważne znikaniu pochodnych kowariantnych metryki, czyli warunkowi metryczności koneksji.

Natomiast w sytuacji ogólnej zasada afiniczna implikuje równania

$$\nabla_\lambda \pi^{\mu\nu} = \mathcal{J}_\lambda^{\mu\nu} - \frac{2}{3} \delta_\lambda^{(\mu} \mathcal{J}_\rho^{\nu)\rho}, \quad (5)$$

² Podobną sytuację mamy w hamiltonowskim sformułowaniu mechaniki, gdzie dynamikę opisuje się za pomocą dwóch układów równań pierwszego rzędu, definiujących dynamikę obu zmiennych kanonicznych: położenia i pędu.

z nieznikającym „prądem niemetryczności” po prawej stronie, danym jako pochodna lagranżjanu po koneksji:

$$\mathcal{J}_\lambda^{\mu\nu} := \frac{\partial L_A(K, \Gamma, \varphi, \partial\varphi)}{\partial \Gamma^\lambda_{\mu\nu}}. \quad (6)$$

Wydaje się zatem, że w ogólnym przypadku teoria afiniczna różni się zasadniczo od konwencjonalnej teorii Einsteina i że równoważność obu teorii jest czymś wyjątkowym – raczej „ciekawostką” niż zjawiskiem uniwersalnym. Tymczasem jednak, korzystając z „techniki afinicznej”, udało mi się wyjaśnić wiele zagadek kanonicznej struktury teorii grawitacji i teorii czarnych dziur oraz własności energii grawitacyjnej. Przez wiele lat większość tych rezultatów pozostała niezauważona, lecz gdy wielcy relatywiści, jak Wald, Hawking, Brown czy York, zaczęli w połowie lat 90. publikować prace zawierające niektóre moje wyniki sprzed 15 lat, podjąłem wysiłek „przetłumaczenia” moich dowodów na język metryczny, choć pojęciowo mniej naturalny i technicznie bardziej skomplikowany. I tylko w ten sposób udało mi się szerzej spopularyzować swoje wyniki w społeczności relatywistów, bowiem zainteresowanie samym sformułowaniem afinicznym było ciągle znikome.

Heurystyczna idea sformułowania afinicznego

Aby zilustrować rolę sformułowania afinicznego, rozważmy następujący model-zabawkę: jednowymiarowy oscylator harmoniczny. Układ ten opisują dwie zmienne: pęd p i położenie q , ewoluujące według następujących równań dynamicznych:

$$\dot{p} = m\dot{q}, \quad (7)$$

$$\dot{q} = -kq. \quad (8)$$

Jak zauważono już w pracy [3], teorię tę można wyprowadzić z zasady wariacyjnej drugiego rzędu różniczkowego, opartej na następującym, bardzo dziwnym lagranżjanie:

$$L_M(p, \dot{p}, \ddot{p}) = -\frac{1}{k} p \ddot{p} - \frac{1}{2k} \dot{p}^2 - \frac{1}{2m} p^2, \quad (9)$$

przy czym równanie (8) należy traktować jako definicję „pomocniczej wielkości” $q := -(1/k)\dot{p}$. Rzeczywiście, wariacja względem p odtwarza pozostałe równanie (7):

$$\begin{aligned} \frac{\delta L_M}{\delta p} &= \frac{d^2}{dt^2} \frac{\partial L_M}{\partial \ddot{p}} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L_M}{\partial \dot{p}} + \frac{\partial L_M}{\partial p} \\ &= -\frac{1}{k} \ddot{p} - \frac{1}{m} p = \dot{q} - \frac{1}{m} p = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Chciałbym zwrócić uwagę czytelnika na fakt, że struktura powyższego „zwarowanego” lagranżjanu bardzo przypomina strukturę lagranżjanu metrycznego teorii

względności, przy czym p należy traktować jako odpowiednik metryki g , zaś q – jako odpowiednik koneksji metrycznej Γ . Podobnie jak lagranżjan Hilberta (2), wielkość (9) zależy liniowo od drugich pochodnych i kwadratowo od pierwszych pochodnych konfiguracji p .

Podobnie jak w teorii grawitacji, i tutaj można zastosować metodę Palatiniego obliczania wariacji lagranżjanu, polegającą na zastąpieniu pierwszych pochodnych konfiguracji (tutaj \dot{p} , a w teorii grawitacji pochodnych cząstkowych $\partial_\mu g$) przez „pomocniczą zmienną” (tutaj q , a w teorii grawitacji Γ). Taki wybieg prowadzi do wersji Palatiniego lagranżjanu (9):

$$L_P(p, q, \dot{q}) = p\dot{q} - \frac{k}{2}q^2 - \frac{1}{2m}p^2. \quad (11)$$

Podobnie jak w teorii Palatiniego, wariowanie tego lagranżjanu względem pomocniczej wielkości q odtwarza tylko jego definicję, natomiast wariowanie względem „prawdziwej konfiguracji p ” odtwarza „prawdziwą dynamikę”, tzn. równanie (10).

W ostatnim kroku tych przekształceń eliminujemy zmienną p (metrykę) z powyższego lagranżjanu, używając w tym celu właśnie równania (10). Otrzymujemy w ten sposób konwencjonalny lagranżjan oscylatora harmonicznego:

$$L_A(q, \dot{q}) = \frac{m}{2}\dot{q}^2 - \frac{k}{2}q^2, \quad (12)$$

który miałbym ochotę nazwać „lagranżjanem afinicznym” tej teorii. Jest on numerycznie równy poprzednim wielkościom L_M oraz L_P , lecz role równań dynamicznych zupełnie się odwróciły: równanie (8) jest teraz traktowane jako prawdziwa dynamika, którą wyprowadzamy z zasady wariacyjnej (12), podczas gdy (7) jest tylko skromną definicją „pomocniczej wielkości p ”.

Transformacja od zasady metrycznej do afinicznej w teorii względności jest bardzo podobna do opisanej powyżej transformacji od „zwariowanego” lagranżjanu (9) do „normalnego” sformułowania (12). Zamieniając rolę metryki i koneksji oraz rolę równań dynamicznych (równania metryczności koneksji, analogicznego do (8), z równaniem Einsteina analogicznym do (7)), eliminujemy uciążliwą zależność lagranżjanu od drugich pochodnych konfiguracji i otrzymujemy dobry punkt wyjścia do hamiltonowskiego sformułowania teorii. Konia z rzędem temu, kto potrafi prosto wyjaśnić studentom hamiltonowski opis dynamiki oscylatora, wychodząc od lagranżjanu (9)!

Uniwersalny charakter teorii afinicznej

Jak powiedziałem wyżej, przez wiele lat wydawało się, iż zasada afiniczna może być sformułowana jedynie dla specjalnych pól materii, dla których lagranżjan materii nie zależy od koneksji.

A jednak piękno i prostota pojęciowa sformułowania afinicznego, stanowiącego naturalny język opisu i analizy trudnych problemów brzegowych teorii względności, pociągały mnie przez te wszystkie lata. Miałem wrażenie, że to podejście do teorii względności powinno być uniwersalne i że na zjawisko grawitacji można będzie zawsze patrzeć jak na teorię pola lokalnych układów inercjalnych, ewoluujących zgodnie z afiniczną zasadą wariacyjną i układających się w zakrzywioną koneksję czasoprzestrzeni pod wpływem powszechnego ciężenia materii.

Ostatnio wraz z Romanem Werpachowskim, który jest ubiegłorocznym magistrantem Uniwersytetu Kardynała Stefana Wyszyńskiego, udało mi się pokazać, że rzeczywiście tak jest [9]. Równoważność obu teorii jest wynikiem zaskakującym i wysoce nietrywialnym, ponieważ na pierwszy rzut oka są one zdecydowanie różne. Równania (5) implikują bowiem, że koneksja Γ rozważana w teorii afinicznej musi różnić się od koneksji metrycznej $\mathring{\Gamma}$, danej przez współczynniki Christoffela! (Koneksję metryczną oraz wielkości zależne od niej będziemy odróżniać od ich odpowiedników afinicznych, stawiając kółko nad symbolem). Oznacza to ni mniej ni więcej, że „swobodny spadek” względem $\mathring{\Gamma}$ różni się od „swobodnego spadku” względem Γ ! Podkreślamy jednak, że ta różnica znika poza materią. Można więc traktować tę niezgodność jako problem czysto gramatyczny, polegający na tym, że w obu sformułowaniach różnie dzieli się całkowitą siłę na „część grawitacyjną” i „część materialną”. Oznaczmy przez $f := \Gamma - \mathring{\Gamma}$ różnicę tych dwóch obiektów, którą nazwiemy tensorem niemetryczności. Z równań pola (5) wynika, że zależy on liniowo od prądu niemetryczności \mathcal{J} i nieliniowo od metryki. Wychodząc zatem od teorii afinicznej, otrzymujemy równanie uwikłane na koneksję Γ :

$$\Gamma = \mathring{\Gamma} + f(\pi, \Gamma, \phi, \partial\phi) \quad (13)$$

jako funkcję wielkości metrycznych i koneksji. Rozwiązanie tego równania (aczkolwiek często trudne w praktyce) prowadzi do wyrugowania zależności od koneksji afinicznej Γ w lagranżjanie L_A i zastąpienia jej zależnością od koneksji metrycznej $\mathring{\Gamma}$. Aby przejść całkowicie do opisu metrycznego naszej teorii afinicznej, należy wyrazić również niemetryczny tensor krzywizny $K_{\mu\nu}$ w równaniach Einsteina przez odpowiadającą mu część symetryczną tensora Ricciego koneksji metrycznej $\mathring{K}_{\mu\nu}$ (w istocie będzie to cały metryczny tensor Ricciego, jako że jego część antysymetryczna jest równa zeru). W ten sposób udaje się wykazać, że „niemetryczne równania Einsteina” (3) są równoważne standardowym równaniom Einsteina

$$\frac{1}{k} \mathring{G}^{\mu\nu} = 2\sqrt{|\det g|} \left[\left(\frac{\partial L_M^{\text{mat}}}{\partial g_{\mu\nu}} \right)_{\partial g} - \partial_\lambda \left(\frac{\partial L_M^{\text{mat}}}{\partial g_{\mu\nu, \lambda}} \right)_g \right] \quad (14)$$

dla metrycznego lagranżjanu materii, zdefiniowanego jako suma afinicznego lagranżjanu materii (danego

transformacją Legendre'a $L_A^{\text{mat}} = L_A - \pi^{\mu\nu} K_{\mu\nu}$, analogiczną do (4)) oraz członu typu „ $\pi \cdot f \cdot f$ ”, a konkretnie:

$$L_M^{\text{mat}} = L_A^{\text{mat}} + \pi^{\mu\nu} (f^\rho_{\mu\nu} f^\sigma_{\rho\sigma} - f^\rho_{\mu\sigma} f^\sigma_{\nu\rho}). \quad (15)$$

Prawa strona równań (14) jest po prostu definicją symetrycznego tensora energii-pędu materii generowanego przez lagranżjan materii pierwszego rzędu w metryce. A zatem wielkość (15) jest lagranżjanem materii teorii metrycznej, występującym w zasadzie wariacyjnej Hilberta. Dowodzi to jej równoważności z zasadą afiniczną.

Według tej samej procedury można również przeprowadzić transformację odwrotną: od sformułowania metrycznego do afinicznego. Okazuje się przy tym, że transformacja Legendre'a (15) między obydwoma lagranżjanami materii nie zmienia wartości numerycznej pochodnych obu lagranżjanów po odpowiednich współczynnikach koneksji:

$$\mathcal{J}_\lambda^{\mu\nu} = \frac{\partial L_A^{\text{mat}}}{\partial \Gamma^\lambda_{\mu\nu}} \equiv \frac{\partial L_M^{\text{mat}}}{\partial \Gamma^\lambda_{\mu\nu}}, \quad (16)$$

tak więc tensor niemetryczności f oblicza się tak samo na podstawie zarówno afinicznego, jak i metrycznego lagranżjanu materii.

Pokazaliśmy więc, że teorię grawitacji Einsteina można uniwersalnie zapisać w języku koneksji afinicznej – niezależnie od typu pola materii oddziałującego z polem grawitacyjnym. Afiniczna zasada wariacyjna jest pierwszego rzędu różniczkowego, co likwiduje problemy charakterystyczne dla zasady metrycznej, będącej obiektem drugiego rzędu: pęd kanoniczny jest dobrze określony, równy metryce czasoprzestrzennej. Podejście to prowadzi do znacznego uproszczenia analizy hamiltonowskiej wersji teorii i wszystkich problemów związanych z energią grawitacyjną. Ważne pojęciowo jest zlikwidowanie następującej, bardzo nieprzyjemnej cechy równań Einsteina zapisanych w postaci konwencjonalnej (14): otóż ostatni człon po prawej stronie zawiera drugie pochodne metryki. A zatem równania te nie mogą być interpretowane jako uniwersalny operator drugiego rzędu działający na metrykę,

stojący po jednej stronie równań, oraz „źródła materialne”, będące niższego rzędu różniczkowego w metryce, po ich drugiej stronie. Widzimy więc, że materia może jakościowo zmienić ewolucję metryki. Sprawa ta frustrowała od samego początku twórców teorii względności, a pytanie o status drugiego składnika tensora energii-pędu materii we wzorze (14) było tematem wielu klasycznych prac począwszy od lat dwudziestych ubiegłego wieku. Tymczasem w sformułowaniu afinicznym trudność ta nie występuje: części najwyższego rzędu operatorów działających na koneksję i na pola materii są uniwersalne, a sprzężenie ich dynamiki następuje przez „źródła” będące niższego rzędu różniczkowego.

A co najważniejsze – jak już wspomniałem uprzednio – przyjęcie koneksji za zmienną konfiguracyjną, a metryki za zmienną pędową współgra z ostatnimi wynikami Ashtekara, Lewandowskiego oraz innych badaczy [10]. Jest to – być może – dobry punkt wyjścia do spełnienia marzeń wielu pokoleń fizyków: stworzenia kwantowej teorii grawitacji.

Literatura

- [1] J. Kijowski, *Gen. Relat. Grav. Journal* **9**, 857 (1978).
- [2] J. Kijowski, W.M. Tulczyjew, *A symplectic framework for field theories*, Springer Lecture Notes in Physics, t. 107 (1979).
- [3] M. Ferraris, J. Kijowski, *Letters in Math. Phys.* **5**, 127 (1981).
- [4] M. Ferraris, J. Kijowski, *Gen. Relat. Grav. Journal* **14**, 37 (1982).
- [5] J. Kijowski, w: *Gravitation, Geometry and Relativistic Physics*, Springer Lecture Notes in Physics, t. 212 (1984), s. 40.
- [6] J. Jezierski, J. Kijowski, *Phys. Rev. D.* **36**, 1041 (1987).
- [7] J. Kijowski, *Gen. Relat. Grav. Journal* **29**, 307 (1997).
- [8] P. Chruściel, J. Jezierski, J. Kijowski, *Hamiltonian Field Theory in the Radiating Regime*, Springer Lecture Notes in Physics, Monographs, t. 70 (2001).
- [9] R. Werbaczowski, „Zasady wariacyjne w ogólnej teorii względności”, praca magisterska, Uniwersytet Kardynała Stefana Wyszyńskiego w Warszawie, Wydział Matematyczno-Przyrodniczy Szkoła Nauk Ścisłych (2003).
- [10] A. Ashtekar, J. Lewandowski, „Czas i przestrzeń – wykraczając poza teorię Einsteina”, *Rzeczpospolita*, nr 89/2002.



JERZY KIJOWSKI (na zdjęciu podczas wykładu w Jachrance, fot. Katarzyna Sagatowska) jest profesorem na Uniwersytecie Kardynała Stefana Wyszyńskiego i w Centrum Fizyki Teoretycznej PAN w Warszawie. Od wielu lat związany z Uniwersytetem Warszawskim, gdzie uzyskał magisterium z fizyki i doktorat z matematyki oraz habilitował się i otrzymał tytuł profesora nauk fizycznych, a także był m.in. prodziekanem Wydziału Fizyki i kierownikiem Katedry Metod Matematycznych Fizyki. Satysfakcję czerpie z uprawiania nie tylko fizyki matematycznej, ale także żeglarstwa morskiego i śpiewu chóralnego.

Początki historii nadciekłego ^3He widziane oczami teoretyka*

Anthony J. Leggett

University of Illinois, Urbana-Champaign, USA

Superfluid ^3He : the early days as seen by a theorist

Nobel Lecture, 8 December 2003, Stockholm

Nie muszę mówić, że czuję się wielce zaszczycony i uprzywilejowany przyznaniem mi Nagrody Nobla w roku 2003 za moje teoretyczne badania nadciekłego ^3He . Jest mi szczególnie przyjemnie, że dzielę tę nagrodę z profesorami Ginzburgiem i Abrikosowem, którzy zawsze jawili mi się jako giganci badań nadprzewodnictwa – dziedziny blisko związanej z nadciekłością. Historia dojścia w ciągu około 12 miesięcy, od lipca 1972 do lipca 1973 r., do teoretycznego zrozumienia wyników badań doświadczalnych zjawiska, które teraz nazywamy nadciekłością ^3He , należy do gatunku zawiłych opowieści detektywistycznych, w których obok mnie występuje wiele postaci. Ze względu na ograniczony czas, w tym wykładzie skoncentruję się jedynie na moim własnym udziale i będę musiał opuścić kilka ważnych osiągnięć, w które nie wniosłem bezpośrednio żadnego wkładu.

Hel występuje w dwóch trwałych odmianach: ^4He oraz ^3He . W niskiej temperaturze i pod niskim ciśnieniem obie te formy występują w stanie ciekłym, a nie stałym. Ciekła faza najbardziej rozpowszechnionego izotopu ^4He została wytworzona przed niemal wiekiem, a od roku 1938 było wiadomo, że w temperaturze niższej od ok. 2 K wykazuje ona własność nadciekłości, czyli zdolności przepływania przez najwęższe kapilary bez żadnego obserwowanego tarcia. Z drugiej strony, faza ciekła rzadziej spotykanego izotopu ^3He była dostępna do badań dopiero od mniej więcej roku 1950, kiedy uzyskano wystarczającą ilość tego izotopu w wyniku rozpadu trytu wytwarzanego w reaktorach jądrowych. Wkrótce zauważono, że ciekły ^3He wykazuje wiele podobieństw do układu znanego od dłuższego czasu, mianowicie do elektronów w metalu. Mimo jednej oczywistej różnicy (elektrony mają ładunek, natomiast atomy ^3He są elektrycznie obojętne) obydwa stanowią gęsty układ cząstek o spinie $1/2$ i dlatego powinny podlegać statystyce Fermiego–Diraca

(w przeciwieństwie do atomów ^4He , które mają zerowy spin i podlegają statystyce Bosego–Einsteina). W nieoddziałującym gazie takich cząstek w stanie równowagi termodynamicznej w temperaturze $T \ll T_F = \epsilon_F/k_B$ (gdzie ϵ_F jest „energiją Fermiego” wyznaczoną przez masę i gęstość) wszystkie stany o energii znacznie mniejszej niż ϵ_F są obsadzone przez jedną cząstkę, a wszystkie stany o energii znacznie większej od ϵ_F są nieobsadzone; przegrupowanie cząstek może się odbywać tylko w obrębie „powłoki” energetycznej o szerokości rzędu $k_B T$ wokół ϵ_F . Wszystkie własności temperaturowe, zjawiska przenoszenia (transportu) oraz reakcja układu na zaburzenia są wyznaczone przez własności stanów z tej powłoki. W słynnej pracy z 1956 r. L.D. Landau [1] wykazał, że przy pewnych założeniach obraz ten pozostaje jakościowo poprawny nawet w przypadku silnych oddziaływań między cząstkami. Taki układ cząstek nosi nazwę zdegenerowanej cieczy Fermiego. Eksperymenty z ciekłym ^3He przeprowadzone w latach 50. i na początku lat 60. wykazały, że w temperaturze ok. 100 mK i niższej, aż do najniższej osiągalnej wówczas temperatury ok. 3 mK, ^3He zachowuje się jak zdegenerowana ciecz Fermiego.

Z drugiej strony już od ponad wieku wiemy, że elektrony, których temperatura Fermiego w metalu wynosi 10^4 – 10^5 K, mogą czasem w temperaturze poniżej 20 K przejść do stanu nadprzewodzącego. W stanie tym poruszają się one w metalu bez żadnego zauważalnego oporu. Jest to odpowiednik nadciekłości ^4He dla układu naładowanego elektrycznie. Ponieważ temperatura Fermiego ciekłego ^3He wynosi zaledwie kilka kelwinów, można było sądzić, że atomy mogą doznać podobnego przejścia w temperaturze rzędu milikelwina. Atomy są elektrycznie obojętne, więc takie przejście prowadziłoby nie do nadprzewodnictwa, lecz do nadciekłości, analogicznie jak w przypadku ^4He . W tym czasie nie było jednak żadnej mikroskopowej

*Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 2003 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla [Translated with permission. Copyright © 2003 by the Nobel Foundation].

teorii nadprzewodnictwa, nie nasuwała się więc żadna ilościowa interpretacja tego zjawiska.

Istotny postęp w fenomenologicznym opisie nadprzewodnictwa nastąpił na początku lat 50. (co zostało obecnie uhonorowane przyznaniem Nagrody moim współlaureatom), w szczególności przez wprowadzenie pojęcia „makroskopowej funkcji falowej”, czyli parametru porządku. Mikroskopowe podstawy tego pojęcia zostały stworzone [2] przez mojego nieżyjącego już dziś kolegę Johna Bardeena oraz jego współpracowników Leona Coopera i Boba Schrieffera w roku 1957, w sformułowanej przez nich ówczesnej wersji mikroskopowej teorii nadprzewodnictwa, która obecnie jest powszechnie nazywana teorią BCS i uznawana za poprawną. Założyli oni, że w stanie nadprzewodzącym elektrony o energiach z „powłoki” energetycznej o szerokości rzędu $k_B T_c$, bliskiej energii Fermiego (gdzie T_c jest temperaturą przejścia do stanu nadprzewodzącego), mają skłonność do tworzenia „par Coopera”, czegoś w rodzaju gigantycznej „cząsteczki dwuelektronowej”, której promień jest ogromny w porównaniu ze średnią odległością między elektronami (co oznacza, że między każdymi dwoma elektronami tworzącymi parę Coopera znajdują się miliardy innych elektronów, z których każdy tworzy swoją własną parę). Najistotniejszą ideą teorii BCS jest to, że wszystkie pary Coopera, gdy już powstaną, muszą zachowywać się dokładnie tak samo, czyli wszystkie muszą być opisywane taką samą funkcją falową, przy czym dotyczy to zarówno środka masy, jak i współrzędnych względnych. Z drugiej strony „makroskopowa funkcja falowa” Ginzburga i Landaua jest po prostu wspólną funkcją falową środka masy każdej pary Coopera. Ta funkcja falowa może się odznaczać niebanalną zależnością przestrzenną, i właśnie ta zależność prowadzi do zjawisk opisanych przez profesorów Ginzburga i Abrikosowa. Teoria BCS przewiduje natomiast, że „wewnętrzna” (tj. zależna od współrzędnych względnych pary) funkcja falowa par jest nieciekawa; elektrony mają przeciwne spiny, całkowity spin ich pary wynosi zero, ich względny moment pędu jest też równy zeru i dlatego, według notacji atomowej, „cząsteczka” jest w stanie 1S_0 . Wszystkie własności układu są całkowicie izotropowe; nie ma on żadnych stopni swobody związanych z „orientacją” cząsteczki.

Gdy pod koniec lat 50. zaczęto rozszerzać teorię BCS na przypadek ciekłego ^3He , okazało się wkrótce, że istnieją ważne różnice między helem-3 a elektronami w metalu. Potencjał oddziaływania między dwoma atomami He jest przy małej ich odległości silnie odpychający, a staje się przyciągający dopiero w odległości $r \approx r_0 \approx 3 \text{ \AA}$. Atomy tworzące parę Coopera nie mogą zatem zbliżyć się do siebie na odległość znacznie mniejszą. Ponieważ jednak są to atomy w stanach bliskich powierzchni Fermiego, ich względny pęd

$p_F \equiv (2m\epsilon_F)^{1/2}$ musi być rzędu 1 \AA^{-1} (w układzie jednostek, w którym $\hbar = 1$). To z kolei oznacza, że bezwymiarowy względny moment pędu l musi być rzędu $p_F r_0 / \hbar$. Jest on zatem różny od zera (równy najprawdopodobniej 1 bądź 2) w przeciwieństwie do metalicznych nadprzewodników, gdzie, jak już powiedzieliśmy, pary mają moment pędu $l = 0$ (ściślejsze obliczenia potwierdzają wynik powyższego intuicyjnego rozważania). Konsekwencją statystyki Fermiego jest to, że jeśli l jest liczbą parzystą (czyli stan orbitalny jest symetryczny względem zamiany cząstek), to stan spinowy musi być singletem ($S = 0$), tak jak w oryginalnej teorii BCS, ale gdy l jest nieparzyste, to stan spinowy musi być trypletem ($S = 1$). Można więc oczekiwać, że w obu przypadkach (pod warunkiem, że $l \neq 0$) orbitalna funkcja falowa pary będzie anizotropowa oraz że w przypadku spinowego stanu trypletowego (nieparzyste l) anizotropowe będą także charakterystyki spinowe. Jak się jednak wkrótce przekonamy, sprawa nie jest tak prosta, jak mogłoby się wydawać.

We wczesnych latach 60. spore zainteresowanie teoretyków skupiało się wokół możliwości łączenia się atomów ciekłego ^3He w pary Coopera, co najprawdopodobniej oznaczałoby istnienie nadciekłości w tym układzie. Z naszego punktu widzenia warto odnotować dwa osiągnięcia. W inspirującej pracy [3] z roku 1961 Anderson i Morel w sposób systematyczny zaadaptowali idee teorii BCS do tego układu. Założyli wprost (tak jak ich poprzednicy), że w przypadku $l \neq 0$, podobnie jak w rozważanym w teorii BCS przypadku $l = 0$, wszystkie pary Coopera powstają w identycznym stanie i to nie tylko pod względem ruchu środka masy, ale także pod względem ich stanu wewnętrznego (ruchów względnych). Warto podkreślić, że nie jest to trywialne założenie – w co najmniej jednej prawie jednocześnie opublikowanej pracy [4] oparto się na zupełnie innym i *prima facie* zapewne bardziej atrakcyjnym założeniu, że w przypadku $l = 2$ wszystkie pięć poziomów zeemanowskich jest jednakowo obsadzonych w taki sposób, że prowadzi to do układu o całkowicie izotropowych własnościach fizycznych¹. Natomiast Anderson i Morel wykazali, że ich założenie prowadzi do układu, którego własności są w ogólności anizotropowe, zarówno w odniesieniu do zmiennych orbitalnych, jak i spinowych (dla nieparzystego l – tryplet spinowy). Rozważali oni dwa przypadki tworzenia par: w stanie d ($l = 2$) ruchu względnego – i dla tego przypadku szczegółowo przedyskutowali różne własności fizyczne – oraz w stanie p ($l = 1$) – przypadek potraktowany bardziej pobieżnie. W tym drugim wybrali szczególny stan, mianowicie taki, w którym pary tworzą się jedynie w stanach o $S_z = +1$ ($\uparrow\uparrow$) oraz $S_z = -1$ ($\downarrow\downarrow$) (tzn. stanach, w których parę tworzą atomy o jednakowym spinie – ang. equal-spin-pairing, ESP), na dodatek związanych z tą samą orbitalną

¹ Aby poznać argumenty przeciwko tej koncepcji, patrz [5,6]. Po wielu latach ta idea odżyła [7], ale została ponownie odrzucona [8].

funkcją falową. Funkcja ta intuicyjnie odpowiada parom o orbitalnym momencie pędu równym \hbar i skierowanym wzdłuż kierunku konwencjonalnie oznaczonego wektorem jednostkowym \hat{I} . Stan ten później – z powodów, które wyjaśnimy – otrzymał nazwę stanu Andersona–Brinkmana–Morela (ABM). O ile mi wiadomo, nie było żadnych szczególnych powodów, aby wybrać ten, a nie jakiś inny stan, np. stan, który w ramach uogólnionej teorii BCS jest zdegenerowany ze stanem ABM – stan, w którym pary o $S_z = +1$ oraz $S_z = -1$ mają przeciwny orbitalny moment pędu (stan „osiowy”). Szczęśliwy traf chciał, że wybór, jakiego dokonali Anderson i Morel, był właściwy.

Drugi bardzo ważny wynik został uzyskany przez Wdowina [9] w dawnym Związku Radzieckim oraz niezależnie przez Baliana i Werthamera (BW) [10] na Zachodzie. Zauważyli oni, że w przypadku nieparzystego l istnieje możliwość powstania jednocześnie par we wszystkich trzech stanach zeemanowskich. Funkcja falowa Ψ_p pary jest superpozycją, którą w sposób schematyczny można zapisać w postaci (\mathbf{r} oznacza współrzędną względną)

$$\Psi_p = F_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{r}) |\uparrow\uparrow\rangle + F_{\downarrow\downarrow}(\mathbf{r}) |\downarrow\downarrow\rangle + F_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{r}) \left(\frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle) \right). \quad (1)$$

Należy podkreślić, że wszystkie pary Coopera są w tym samym stanie będącym superpozycją (1) – nie jest tak, że jedna trzecia par obsadza każdy ze stanów zeemanowskich niezależnie! Stany ESP rozważane we wcześniejszych pracach, np. Andersona i Morela, są specjalnymi przypadkami stanu (1) z $F_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{r}) \equiv 0$. W szczególności dla stanu ABM zachodzi równość (z dokładnością do czynnika fazowego) $F_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{r}) = F_{\downarrow\downarrow}(\mathbf{r})$. W przypadku $l = 1$ Wdowin i BW wykazali, że można tak wybrać funkcję $F_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{r})$, aby odpowiadała orbitalnemu momentowi pędu $L_z = -1$, a funkcje $F_{\downarrow\downarrow}(\mathbf{r})$ oraz $F_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{r})$ tak, by odpowiadały kolejno $L_z = +1$ oraz $L_z = 0$. W ten sposób skonstruowali oni stan z $L = S$, ale z całkowitym momentem pędu $J \equiv |L+S| = 0$, czyli – w notacji atomowej – stan 3P_0 . Twierdzenie Wignera–Eckarta mówi, że wszystkie własności układu w tym stanie powinny być izotropowe, zarówno zależne od dynamiki orbitalnego bądź spinowego momentu pędu, jak i zależne od ich kombinacji. W szczególności podatność magnetyczna powinna być izotropowa i równa $2/3$ wartości osiąganego w stanie normalnym, co bierze się stąd, że jedna trzecia stanu odpowiada $S_z = 0$ względem dowolnej osi. Wdowin i BW wykazali, opierając się na uogólnionych obliczeniach typu BCS, że ten stan układu (zwany stanem BW) powinien być bardziej trwały niż jakikolwiek inny stan ESP o $l = 1$.

W wyniku tych i innych rozważań około roku 1964 społeczność teoretyków powszechnie uważała, że:

a) w temperaturze o trudnej do przewidzenia wartości ciekły ^3He może przejść do stanu par Coopera, który *inter alia* powinien być nadciekły, b) symetria tego stanu najprawdopodobniej powinna odpowiadać $l = 2$, $S = 0$ bądź też powinien to być stan BW (3P_0); w obu tych przypadkach podatność magnetyczna powinna być izotropowa i zmniejszona w stosunku do wartości w stanie normalnym (do wartości zerowej w przypadku $l = 2$ lub o czynnik $1/3$ w stanie BW).

Tak wyglądała sytuacja w czasie, gdy zacząłem aktywnie interesować się możliwością istnienia nadciekłej fazy ^3He . W pracy doktorskiej zajmowałem się fazą normalną ^3He w ramach landauowskiej teorii cieczy Fermiego, która w owym czasie była ciągle nowością na Zachodzie. Następnie wyjechałem na staż po doktoracie i pracowałem z Davidem Pinesem na Uniwersytecie stanu Illinois w Urbana-Champaign (UIUC). Pewnego dnia, po około miesiącu od rozpoczęcia pracy, John Bardeen i Leo Kadanoff weszli do mojego pokoju i powiedzieli: „Słuchaj, w piwnicy na dole John Wheatley mierzy współczynnik dyfuzji spinowej ciekłego ^3He i dochodzi do temperatury, w której może się pojawić przejście do stanu nadciekłego. Czy nie mógłbyś obliczyć, jak to przejście będzie wpływało na dyfuzję spinu?”. Rozpocząłem obliczenia, ale nigdy ich nie skończyłem. Z perspektywy czasu sędzę, że dobrze się stało, ponieważ wiemy teraz, że ze względu na anomalne właściwości nadciekłego ^3He w pomiarach magnetycznego rezonansu jądrowego (NMR) – o czym będzie znacznie więcej poniżej – problem dyfuzji spinowej jest nadzwyczaj skomplikowany i było niezwykle mało prawdopodobne, abym rozwiązał ten problem poprawnie bez wskazówek pochodzących z doświadczeń.

Nigdy nie skończyłem obliczeń dotyczących dyfuzji spinowej, bowiem moją uwagę odciągnął problem, który wydawał mi się znacznie ciekawszy. Chodziło o to, jak połączyć idee BCS, dotyczące tworzenia par w słabo oddziaływującym układzie fermionów, z landauowską teorią cieczy Fermiego stanu normalnego ^3He . Po kilku wzlotach i upadkach (patrz [11]) udało mi się sformułować teorię Landaua za pomocą „pól molekularnych”. To sformułowanie można było w niemalże banalny sposób zastosować zarówno do opisu hipotetycznej fazy nadciekłej, jak i fazy normalnej. Wykazałem, że w przypadku $l = 0$ podatność magnetyczna i gęstość składowej normalnej zdegenerowanej nadcieczy Fermiego maleją do zera w granicy $T \rightarrow 0$, tak jak dla słabo oddziaływającego nadciekłego gazu Fermiego. Natomiast zależność tych wielkości od temperatury jest w ogólności całkowicie odmienna od zależności dla gazu Fermiego, a także jest różna dla obu tych wielkości². Jeśli chodzi o podatność magnetyczną, to zastosowałem do badania stanu BW podejście oparte na idei pól molekularnych i pokazałem *inter alia*, że

² Wiele lat później odkryłem, że w obu przypadkach moje wnioski można było wyprowadzić z prac [12] i (częściowo) [13]. W tym czasie jednak bardzo mnie one podbudowały.

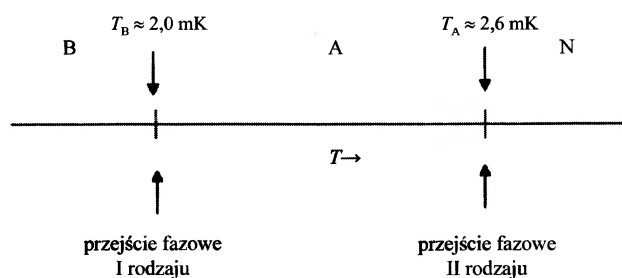
w ^3He efekty związane z tym, że jest on cieczą Fermiego, powinny wpłynąć na zmniejszenie podatności w $T = 0$ (w stosunku do wartości dla stanu normalnego). O ile podatność magnetyczna dla układu słabo oddziałującego jest równa $2/3$ wartości w stanie normalnym, to w przypadku cieczy Fermiego czynnik ten powinien wynosić ok. $1/3$. W kolejnej pracy uogólniłem rachunki Landaua dotyczące wzbudzeń kolektywnych cieczy Fermiego o małych częstościach, włącznie z dźwiękiem zerowym, na przypadek fazy nadciekłej.

Kolejne dwa lata po zakończeniu rocznego stażu na UIUC były dla mnie okresem wędrówek, i to zarówno geograficznych, jak i intelektualnych. Pośród różnych zagadnień fizyki niskich temperatur, które rozważałem w tym czasie, znajdował się problem wzbudzeń kolektywnych w nadprzewodniku „dwupasmowym”. Jest to nadprzewodzący metal, w którym elektrony z powierzchni Fermiego oddziałują z dwoma różnymi pasmami. Wydaje mi się, że przeczytałem bardzo eleganckie sformułowanie teorii nadciekłości ^4He przez Andersona i byłem pod jego wpływem. Sformułowanie to wykorzystywało dwie wzajemnie sprzężone wielkości – liczbę cząstek i fazę. Wydawało mi się, że nadprzewodnik dwupasmowy powinien wykazywać pewien rodzaj „wewnętrznego zjawiska Josephsona” polegającego na fluktuacjach względnej liczby elektronów i względnej fazy par Coopera w obu pasmach. W pracy [14] opublikowanej w *Progress of Theoretical Physics* dyskutowałem problem właściwej mikroskopowej definicji odpowiednich operatorów ΔN oraz $\Delta\phi$ i ich relacji komutacyjnych, mianowicie $[\Delta N, \Delta\phi] = i$. W tym czasie praca ta przeszła niemalże bez echa, częściowo dlatego, że w momencie jej opublikowania było jasne, że doświadczalne dowody na istnienie nadprzewodników dwupasmowych są wątpliwe, lecz miała ona jeszcze odegrać istotną rolę w późniejszej historii³.

Jesienią 1967 r. objąłem stanowisko wykładowcy na University of Sussex i przez kilka następnych lat w przerwach między obowiązkami wykładowcy kontynuowałem pracę nad różnymi zagadnieniami fizyki niskich temperatur, włącznie z problemami ciekłego ^3He . Zaczęłem już jednak odczuwać narastające znużenie tą tematyką badań, podobnie jak dużą część konwencjonalnej fizyki. W tym samym czasie, m.in. dzięki wspianiałym wykładom, które wygłaszał mój kolega Brian Easlea, interesowałem się coraz bardziej podstawami mechaniki kwantowej i latem 1972 r. powziąłem mocne postanowienie, że porzucę działy fizyki z zakresu tematyki *Physical Review B* i cały swój czas poświęcę badaniom podstaw mechaniki kwantowej. (Na szczęście w owych czasach na uniwersytetach brytyjskich nawet stanowisko wykładowcy wiązało się ze stałym zatrudnieniem, więc taki zwrot nie wpływał decydująco na dalszą karierę!).

Na wakacjach w lipcu 1972 r. wspinałem się właśnie po górach Szkocji, gdy dotarła do mnie wiadomość, że Bob Richardson, o którym wiedziałem, że prowadzi na Uniwersytecie Cornella doświadczenia dotyczące m.in. ciekłego i stałego ^3He , zatrzyma się na jeden dzień w Sussex i chciałby ze mną porozmawiać. Oczywiście bardzo pragnąłem poznać Boba (swego czasu korespondowaliśmy na temat pewnego efektu w normalnej fazie ^3He , który on badał doświadczalnie, a ja teoretycznie), ale na wakacjach czas mijał mi przyjemnie i pamiętam walkę, jaką toczyłem ze sobą, czy powinienem wrócić do domu dzień wcześniej, czy też nie. W końcu to chyba pogoda zdecydowała za mnie; rankiem krytycznego dnia padało, więc wróciłem i spędziłem kilka godzin na rozmowie z Bobem. To, co wtedy powiedział, zmieniło całą moją karierę zawodową i doprowadziło do tego, że dzisiaj, po 30 latach, znalazłem się tu w Sztokholmie.

We wcześniejszej pracy grupa z Uniwersytetu Cornella (składająca się wtedy z Douga Osheroffa, Dave'a Lee i Boba) badała sprężanie mieszaniny ciekłego i stałego ^3He i zaobserwowała dwie małe, ale powtarzające się anomalie zależności ciśnienia od czasu, które z dzisiejszej perspektywy oznaczały przejścia fazowe w cieczy: przejście drugiego rodzaju w T_A ok. 2,6 mK i pierwszego rodzaju w T_B ok. 2 mK (rys. 1). W terminologii, która później stała się standardem, faza ciekła istniejąca w zakresie temperatury 2–2,6 mK jest zwana fazą A, a faza poniżej 2 mK – fazą B. Przejście od fazy normalnej do fazy A jest więc przejściem II rodzaju, a przejście A–B – I rodzaju. Wyniki tego doświadczenia [16] opublikowano na początku 1972 r., ale błędnie zinterpretowano przejścia fazowe jako zachodzące w fazie stałej, a nie ciekłej. Wiedziałem o tej pracy, ale nie byłem nią szczególnie podniecony, ponieważ dlatego, że powszechnie spodziewano się przejścia prowadzącego do pewnego uporządkowania magnetycznego w stałym ^3He w temperaturze milikelwinowej i nie wydawało się, by ta nowa faza miała jakieś szczególne własności⁴.



Rys. 1. Schemat przejść fazowych ciekłego ^3He pod ciśnieniem równym ciśnieniu topnienia dla zakresu temperatury poniżej 3 mK; N – faza normalna

³ Na początku 2003 r. Ponomarev i współpr. [15] przedstawili doświadczalne dowody istnienia w MgB_2 modu przewidzianego w [14].

⁴ Kilka lat później takie przejście rzeczywiście zostało zaobserwowane [17] w temperaturze ok. 1 mK.

Bob powiedział mi jednak, że jego grupa (powiększona już wtedy o Willy'ego Gully) przeszła do pomiarów NMR [18] dla mieszaniny ciekłego i stałego ^3He w zakresie temperatury, w którym pojawiły się anomalie termodynamiczne. Były to bezpośrednie pomiary absorpcyjne z polem częstotliwości radiowej (rf) prostopadłym do zewnętrznego, stałego pola \mathcal{H}_z . Pierwszym, jakościowym wnioskiem wyciągniętym z analizy przestrzennego profilu absorpcji NMR było niezbitte stwierdzenie, że przejście fazowe zachodzi w składowej ciekłej, a nie stałej. W standardowym doświadczeniu NMR mierzy się zależność absorpcji energii pola rf od jego częstotliwości ω . Zakładając, że uzasadnione jest przybliżenie liniowe, z danych doświadczalnych można bezpośrednio wyznaczyć urojoną część (poprzecznej) podatności spinowej układu $\chi(\omega)$, a następnie – z zależności Kramersa–Kroniga – podatność statyczną χ_0 .

W fazie normalnej (N) profil absorpcyjny wykazuje bardzo ostry rezonans przy (niezależnej od temperatury) częstotliwości Larmora $\omega_r = \gamma\mathcal{H}_z$, gdzie γ jest współczynnikiem giromagnetycznym swobodnego atomu ^3He , podatność statyczna χ_0 nie zależy od temperatury, a jej wartość jest zgodna co do rzędu wielkości z wartością przewidywaną dla swobodnego gazu Fermiego o masie i gęstości ciekłego ^3He . Te wyniki były już dobrze ugruntowane i nikt nie uważał ich za zadziwiające: rozbieżności między wartością χ_0 mierzoną a wyznaczoną teoretycznie dla swobodnego gazu są całkowicie spójne z interpretacją fazy N jako zdegenerowanej landauowskiej cieczy Fermiego. Fakt, że obserwowana częstota rezonansowa jest (z dokładnością do niepewności pomiaru) taka, jak dla swobodnego atomu, mówi nam, że każde efektywne pole magnetyczne wytwarzane przez sam układ, inne niż wynikające z „wymiany”, można pominąć (pola „wymienne”, które częściowo odpowiadają za renormalizację podatności statycznej, są równoległe do całkowitego spinu układu, dlatego nie mogą wywierać momentu siły na spin i, co za tym idzie, nie mogą zmienić częstotliwości rezonansowej zależnej jedynie od pola zewnętrznego – patrz niżej). Dokładnie tego należy oczekiwać, ponieważ jedynym możliwym źródłem takiego pola niepochozącego z wymiany mogło być tylko bardzo słabe oddziaływanie dipolowe (o którym więcej poniżej).

Pomiary NMR w fazach A i B dają natomiast wyniki wielce nietypowe (rys. 2). Gdy temperatura spada poniżej temperatury T_A przejścia II rodzaju, rezonansowy profil absorpcyjny pozostaje bardzo ostry, ale jego położenie przesuwa się w kierunku większych częstotliwości. Przesunięcie to nie jest proporcjonalne do natężenia zewnętrznego pola \mathcal{H}_z , lecz spełnia „pitagorejski” związek kwadratowy

$$\omega_r^2 = \gamma^2 \mathcal{H}_z^2 + \omega_0^2(T), \quad (2)$$

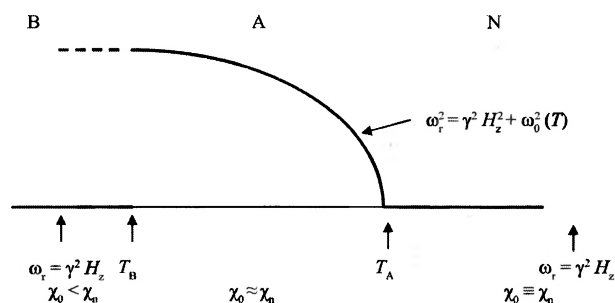
przy czym zależność ω_0^2 od temperatury jest w przy-

bliżeniu następująca:

$$\omega_0^2(T) \approx A(1 - T/T_A), \quad (3)$$

gdzie $A/(2\pi)^2 \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ Hz}^2$. Gdy układ doznaje przejścia fazowego I rodzaju do fazy B, częstota rezonansowa powraca skokowo do wartości równej częstotliwości Larmora (dla fazy N) $\omega_r = \gamma\mathcal{H}_z \equiv \omega_L$. Natomiast podatność statyczna wyznaczona z danych absorpcyjnych przy wykorzystaniu zależności Kramersa–Kroniga pozostaje stała w fazie A i przyjmuje wartość taką, jak w stanie normalnym⁵, a przy przejściu A–B doznaje nieciągłego skoku – jej wartość spada o ok. 50% – a w fazie B maleje wraz z temperaturą.

Zmiany podatności wydały mi się niespodziewane, ale nie nadzwyczajne. W szczególności można je dopasować do oczekiwanego scenariusza powstawania par Coopera, jeśli uczynimy założenie, że w fazie A pary te są opisane stanem ESP (ponieważ nie powstają pary o $S_z = 0$, podatność nie powinna być inna niż w stanie N). Natomiast w fazie B pary mogą być albo w spinowym stanie singletowym (parzyste l), albo w stanie BW. Oczywiście takie założenie wymaga odpowiedzi na pytanie, dlaczego w ogóle mają istnieć dwie różne fazy odpowiadające dwom różnym stanom par Coopera, i na drugie, jeszcze bardziej ważne: jak to się dzieje, że jakikolwiek stan ESP może być trwały ze względu na tworzenie stanów BW, co jest w jawnej sprzeczności z uogólnioną teorią BCS.



Rys. 2. Zmienność częstotliwości rezonansowej NMR ω_r ciekłego ^3He w zakresie temperatury poniżej 3 mK (u dołu zaznaczono również zmienność statycznej podatności magnetycznej χ_0 w stosunku do podatności fazy normalnej χ_n)

To, co w danych NMR wydało mi się naprawdę niezwykle, to przesunięcie częstotliwości rezonansowej w fazie A. Aby się o tym przekonać, spróbujmy zastosować najbardziej oczywistą interpretację pitagorejskiego wzoru (2), czyli założmy, że układ w jakiś sposób wytwarza pole magnetyczne $\mathcal{H}_0(T) \equiv \omega_0(T)/\gamma$ w kierunku prostopadłym do pola zewnętrznego, tak że całkowite pole, w którym znajduje się spin, wynosi

⁵ Kolejne prace [19] pokazały, że w temperaturze przejścia N–A podatność χ_0 doznaje bardzo małej zmiany (o ułamek procenta).

$(\mathcal{H}_x^2 + \mathcal{H}_0^2(T))^{1/2} \equiv \omega_r/\gamma$. Jak podkreślono powyżej, źródłem tego pola nie mogą być zjawiska wymienne, które – aczkolwiek silne – nie mogą jednak spowodować żadnej dodatkowej precesji. Skąd się może wziąć takie pole? Elektron-y w atomie ciekłego He obsadzają zamknięte powłoki wewnętrzne i energia ich wzbudzeń wynosi ok. 50 eV, więc w milikelwinowym zakresie jakikolwiek wkład elektronowy powinien być całkowicie pomijalny. Pozostaje więc tylko jądrowy moment magnetyczny – każde jądro ^3He możemy sobie wyobrazić jako mały magnes o momencie magnetycznym $M = \gamma S$ równoległym do spinu; magnesy te powinny wytwarzać pole, tak jak makroskopowy magnes sztabkowy. Co więcej, tak jak w przypadku magnesu sztabkowego, pole nie jest wszędzie równoległe do momentu magnetycznego, czyli do spinu, więc w zasadzie może wywołać przesunięcie częstotliwości rezonansowej.

Jak dotąd nieźle, lecz problem tkwi w wielkości tego efektu. Aby dopasować dane do tego obrazka, pole $\mathcal{H}_0(T)$ powinno mieć wartość ok. 30 Gs w punkcie przejścia A–B. Ale nawet wtedy, gdy dwa atomy He zbliżą się do siebie na najmniejszą możliwą odległość ($r_0 \approx 2,5 \text{ \AA}$), największe natężenie pola pochodzącego od spinu jądrowego jednego z atomów odczuwanego przez sąsiada jest mniejsze od 1 Gs. Jeśli nawet wziąć pod uwagę długozasięgowy (r^{-3}) charakter pola, to odgadnięcie takiego ułożenia atomów, które mogłoby prowadzić do wymaganej wartości pola $\mathcal{H}_0(T)$, wydaje się niemożliwe (ponadto należałoby oczekiwać, że takie ułożenie byłoby bardzo kosztowne energetycznie i dramatycznie zmieniałoby podatność statyczną).

Moja pierwsza reakcja na te rezultaty była następująca: potraktowałem je jako tak niesłychane, że mogłyby być pierwszym dowodem na załamanie się podstawowych zasad mechaniki kwantowej (takich jak zakaz Pauliego) w bardzo egzotycznych warunkach ciekłego ^3He w temperaturze rzędu 1 mK. Z tego względu wydawało się całkiem rozsądne odłożenie planowanego wypadu do krainy podstaw mechaniki kwantowej do czasu, gdy będę zupełnie pewien, że przewidywania tej teorii są rzeczywiście poprawne! Jak tylko Bob pojechał do domu, zasiadłem więc (miałem jeszcze na szczęście kilka tygodni wakacji), aby podjąć próbę formalnego udowodnienia, że jeśli uwzględnimy powszechnie akceptowane prawa mechaniki kwantowej i fizyki statystycznej, to przesunięcie częstotliwości obserwowane w doświadczeniu po prostu nie może się pojawić.

W fizyce materii skondensowanej niewielu rzeczy można dowieść ściśle, a większość z nich to zależności liniowe, otrzymywane przy wykorzystaniu różnych reguł sum. W przypadku wyników NMR z Uniwersytetu Cornella wydawało się *prima facie* uzasadnione, że pole rf jest tak słabe, że przybliżenie liniowe jest zasadne, więc zadałem sobie pytanie, jakie informa-

cje można wydobyc z znanych reguł sum zawierających operatory, które oddziałują z tym polem. Takim operatorem jest x -owa składowa całkowitego spinu jądrowego $\hat{S}_x \equiv \sum_i \hat{\sigma}_{xi}$ (za kierunek x przyjęto kierunek liniowo spolaryzowanego pola rf). Jeśli – tak jak powyżej – $\chi(\omega)$ oznacza zależną od częstotliwości spinową podatność magnetyczną, to mamy dwie dobrze znane reguły sumacyjne:

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{\text{Im}\chi(\omega)}{\omega} d\omega = \chi_0, \quad (4)$$

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\infty \omega \text{Im}\chi(\omega) d\omega = -\langle [\hat{S}_x, [\hat{S}_x, \hat{H}]] \rangle_0, \quad (5)$$

gdzie χ_0 oznacza podatność statyczną, a \hat{H} jest pełnym hamiltonianem układu w nieobecności pola rf; nawiasy kątowne symbolizują wartość oczekiwaną w niezaburzonym stanie równowagi termodynamicznej, tj. w stanie, którego macierz gęstości jest proporcjonalna do $\exp(-\hat{H}/k_B T)$. Reguła sum (4) jest szczególnym przypadkiem zależności Kramersa–Kroniga, natomiast (5) jest odpowiednikiem dobrze znanej w fizyce atomowej reguły sum dla sił oscylatorów; otrzymuje się ją bezpośrednio z wyrażenia na $\chi(\omega)$ w drugim rzędzie rachunku zaburzeń, korzystając z jawnej postaci podwójnego komutatora występującego po prawej stronie równania (patrz np. [20], p. 2.2, gdzie opisano odpowiednią procedurę w analogicznym przypadku reguły sum dla gęstości).

Obie reguły sum (4) i (5) są całkiem ogólne. Założmy teraz, że mierzona w doświadczeniu absorpcja pola rf jest rzeczywiście miarą urojonej części liniowej podatności dynamicznej $\chi(\omega)$, i wykorzystajmy fakt, że obserwacje pokazują (we wszystkich trzech fazach N, A, B), iż podatność jest proporcjonalna do delty diracowskiej $\delta(\omega - \omega_r)$, przy czym częstotliwość rezonansowa ω_r w ogólności zależy od fazy i temperatury⁶. Podstawiając taką postać $\text{Im}\chi(\omega)$ do równań (4) i (5), dostajemy natychmiast wyrażenie na ω_r :

$$\omega_r^2 = -\chi_0^{-1} \langle [\hat{S}_x, [\hat{S}_x, \hat{H}]] \rangle_0. \quad (6)$$

Podwójny komutator ma proste znaczenie fizyczne. Wyobraźmy sobie, że obracamy cały układ spinów jądrowych o mały kąt θ_x wokół osi x (osi pola rf), podczas gdy zmienne orbitalne są ustalone. Wykorzystując fakt, że taki obrót jest generowany przez operator $\exp(i\hat{S}_x\theta_x)$ oraz że wielkość $\langle [\hat{S}_x, \hat{H}] \rangle$ musi być równa zero w stanie równowagi termodynamicznej, stwierdzamy, że podwójny komutator jest po prostu wartością wyrażenia $-\partial^2 \langle \hat{H} \rangle / \partial \theta_x^2$, czyli drugiej pochodnej (ze zmienionym znakiem) średniej energii względem kąta obrotu.

Założmy na początek, że oprócz energii zeemanskiej w polu zewnętrznym $\mu_N \sum_i S_{zi} \mathcal{H}$ wszyst-

⁶ Oczywiście milcząco zakłada się tutaj, że nie ma żadnych wkładów do absorpcji, które są zbyt nieuchwytne, aby zauważyć je w doświadczeniu.

kie inne zależne od spinu wkłady do energii zachowują spin, czyli zależą tylko od wielkości całkowitego spinu S , a nie od jego kierunku; tak jest w szczególności dla energii wynikającej z wymiany. Takie wyraży w sposób oczywisty nie wnoszą wkładu do podwójnego komutatora, który z kolei powinien być po prostu równy $\gamma^2 S_z \mathcal{H}_z \equiv \gamma^2 \chi_0 \mathcal{H}_z^2$; w takim przypadku rezonans zachodzi tylko dla częstości Larmora $\omega_L \equiv \gamma \mathcal{H}_z$. Dlatego – jak już powiedziano – każde przesunięcie ω_r względem częstości Larmora, tak jak w fazie A, jest niewątpliwym dowodem na obecność oddziaływań, które nie zachowują spinu. W ciekłym ^3He , jak już widzieliśmy, jedynym takim znanym oddziaływaniem jest oddziaływanie jądrowych magnetycznych momentów dipolowych, które ma standardową postać

$$\hat{H}_D = \mu_N^2 \sum_{ij} (\mathbf{r}_{ij}^{-3}) \left\{ \hat{\sigma}_i \cdot \hat{\sigma}_j - \frac{3(\hat{\sigma}_i \cdot \mathbf{r}_{ij})(\hat{\sigma}_j \cdot \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^2} \right\} \quad (r_{ij} \equiv |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|). \quad (7)$$

To wyrażenie w widoczny sposób nie jest niezmiennicze względem obrotów spinów bez jednoczesnego obrotu układu współrzędnych przestrzennych, więc może dać wkład do podwójnego komutatora we wzorze (6), który po wykonaniu obliczeń przybiera postać

$$\omega_r^2 = \gamma^2 \mathcal{H}_z^2 + \chi_0^{-1} \partial^2 \langle H_D \rangle / \partial \theta_x^2. \quad (8)$$

Porównując to wyrażenie z wynikiem doświadczalnym (wzory (2) i (3)), stwierdzamy, że w fazie A musi zachodzić

$$\frac{\partial^2 \langle H_D \rangle (T)}{\partial \theta_x^2} = K(1 - T/T_A), \quad (9)$$

gdzie $K \approx 10^{-3}$ erg/cm³, podczas gdy w fazach N i B wielkość $\partial^2 \langle H_D \rangle / \partial \theta_x^2$ musi być równa zeru z dokładnością do niepewności pomiaru.

Intuicyjnie jest dość jasne, że rząd wielkości $\partial^2 \langle H_D \rangle / \partial \theta_x^2$ nie może być większy od wielkości samego $\langle H_D \rangle$. Przesunięcie częstości rezonansowej w fazie A można wyjaśnić, jeżeli tylko wartość oczekiwana energii oddziaływania dipolowego jąder jest takiego rzędu, jakiego wymaga wzór (9). Ale jak to jest możliwe? Maksymalna wartość (nazwijmy ją g_D) energii dipolowej pojedynczej pary spinów i, j jest osiągana przy wartości r_{ij} we wzorze (7) równej odległości największego zbliżenia (ok. 2,5 Å) i odpowiada zaledwie ok. 10^{-7} K. Prawdą jest, że jeśli g_D pomnożymy przez średnią gęstość n (co powinno być grubym oszacowaniem liczby par, które zbliżają się do siebie na małą odległość), dostaje się wielkość rzędu 1 erg/cm³, czyli znacznie więcej niż potrzeba, aby osiągnąć wartość (9); w zasadzie jest więc wystarczająco dużo energii dipolowej! Problem stanowi jednak ruch termiczny prowadzący do nieporządku. Jeśli dwa jądra ^3He znajdują się

w odległości r_{ij} , to różnica energii między „właściwą” orientacją spinów (spiny równoległe do \mathbf{r}_{ij}) a orientacją „złą” (spiny prostopadłe do \mathbf{r}_{ij}) jest w najlepszym razie tylko ok. g_D , więc nawet w klasycznym modelu przewagę „dobrego” ustawienia nad „złym” określa czynnik $g_D/k_B T$, co prowadzi do wartości oczekiwanej $\langle H_D \rangle$ rzędu $ng_D^2/k_B T$, nieporównywalnie mniejszej od (9). W rzeczywistości sytuacja jest jeszcze gorsza, ponieważ w zdegenerowanej cieczy Fermiego, takiej jak ^3He , „polaryzowalność” (par) spinów w wyniku oddziaływania dipolowego (tak jak w wyniku oddziaływania z zewnętrznym polem) zależy głównie nie od energii termicznej $k_B T$, ale od znacznie większej energii Fermiego $k_B T_F$, a zatem wartość $\langle H_D \rangle$ jest zaledwie rzędu $ng_D^2/k_B T_F$. Bezpośrednie obliczenia wartości $\langle H_D \rangle$ dla fazy normalnej w ramach modelu cieczy Fermiego potwierdzają powyższe oszacowanie, skąd wynika, że wkład oddziaływania dipolowego do prawej strony wzoru (8) jest zbyt mały, aby spowodować obserwowane w doświadczeniu przesunięcie częstości rezonansowej⁷.

Gdzie jest błąd w tej argumentacji? Przez kilka tygodni zastanawiałem się nad tym dzień i noc i nagle przyszło mi do głowy rozwiązanie: jest to idea, którą nazwałem „spontanicznym naruszeniem symetrii spin-orbita”, w skrócie SBSOS. Najłatwiej wytłumaczyć je przez analogię do bardziej znanego przypadku ośrodka magnetycznego opisanego przez (izotropowy) hamiltonian Heisenberga; bezpośrednią odpowiedź między tymi układami pokazano w tab. 1. W przypadku magnetyka kluczowym punktem jest to, że w fazie paramagnetycznej energia termiczna $k_B T$ konkuruje z energią zeemanowską pojedynczego spinu gz ; ponieważ dla typowych wartości pól mamy $gz \ll k_B T$, więc stopień polaryzacji jest mały (ok. $gz/k_B T \ll 1$) i wartość oczekiwana całkowitej energii zeemanowskiej wynosi ok. $Ng_z^2/k_B T$, czyli jest proporcjonalna do kwadratu gz (N oznacza tu całkowitą liczbę spinów). Natomiast w fazie ferromagnetycznej izotropowej (heisenbergowski) wyraz hamiltonianu \hat{H}_0 , chociaż nie może wyróżnić kierunku w przestrzeni, zmusza wszystkie (lub prawie wszystkie) spiny do ułożenia się w tym samym kierunku. Zamiast sytuacji, w której każdy spin indywidualnie decyduje o tym, czy ustawić się równoległe, czy też antyrównoległe do pola (co odpowiada różnicy energii gz), mamy sytuację, w której należy dokonać wyboru (z grubsza mówiąc) między wszystkimi spinami ułożonymi równoległe lub antyrównoległe; różnica energii tych konfiguracji jest równa Ng_z , a nie gz . Jest to już duża energia, która może konkurować z energią termiczną $k_B T$. Ponieważ w typowych sytuacjach $Ng_z \gg k_B T$, polaryzacja jest bliska 100% i wynikająca stąd wartość energii zeemanowskiej wynosi ok. Ng_z , czyli jest liniowa, a nie kwadratowa w gz .

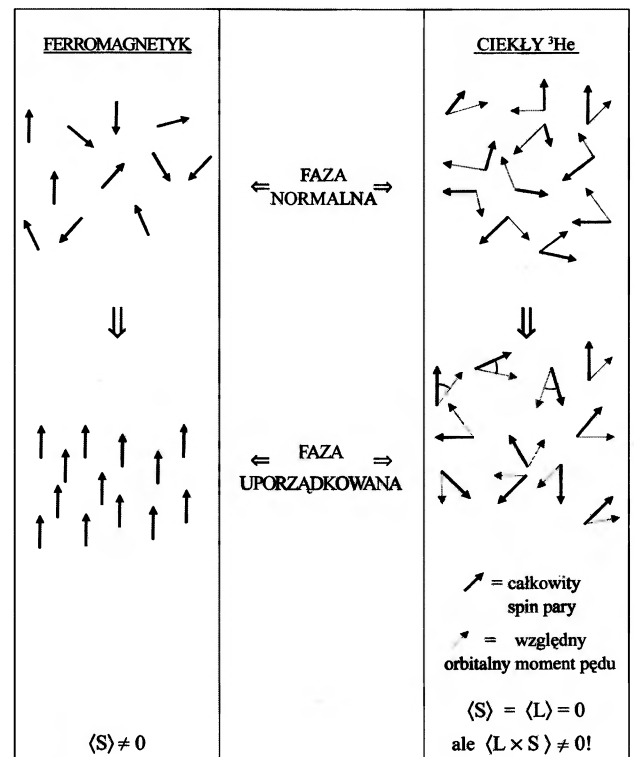
⁷ Znacznie później zauważono [21] przesunięcie częstości rzędu zgodnego z przewidywaniami dla fazy N, chociaż nie jest jasne, czy wszystkie parametry tego przesunięcia zgadzają się z przewidywaniami teoretycznymi.

Tabela 1. Analogie między SBSOS a ferromagnetyzmem

FERROMAGNETYK	CIEKŁY ^3He
$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_z$ niezmienniczy względem jednoczesnego obrotu wszystkich spinów	$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_D$ niezmienniczy przy obrocie współrzędnych spinowych względem orbitalnych
$\hat{H}_z = -\mu_B \mathcal{H} \sum_i S_{zi}$ (\mathcal{H} – pole zewnętrzne) narusza symetrię względem obrotów spinów	$\hat{H}_D = g_D \sum_{ij} \left(\frac{\hat{\sigma}_i \cdot \hat{\sigma}_j - 3(\hat{\sigma}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{\sigma}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{r_{ij}^3/r_0^3} \right)$ ($g_D \equiv \mu_0 \mu_N^2 / r_0^3$) narusza względną symetrię obrotową zmiennych spinowych i przestrzennych
Faza paramagnetyczna ($T > T_c$): spiny są niezależne, $k_B T$ konkuruje z $\mu_B \mathcal{H}$ \Rightarrow polaryzacja $\approx \mu_B \mathcal{H} / k_B T \ll 1$ $\Rightarrow \langle H_z \rangle \approx N(\mu_B \mathcal{H})^2 / k_B T$	Faza normalna ($T > T_A$): pary spinów są niezależne \Rightarrow polaryzacja $\approx g_D / k_B T \ll 1$ $\Rightarrow \langle H_D \rangle \approx N g_D^2 / k_B T$
Faza ferromagnetyczna ($T < T_c$): \hat{H}_0 wymusza równoległe ustawienie wszystkich spinów $\Rightarrow k_B T$ konkuruje z $N \mu_B \mathcal{H}$ $\Rightarrow \langle S_z \rangle \approx 1 \Rightarrow \langle H_z \rangle \approx N \mu_B \mathcal{H}$	Faza uporządkowana ($T < T_A$): \hat{H}_0 wymusza podobne zachowanie się wszystkich par $\Rightarrow k_B T$ konkuruje z $N g_D$ $\Rightarrow \langle H_D \rangle \approx N g_D \approx 10^{-3} \text{ erg/cm}^3!$

Podobnie możemy przypuszczać, że w fazie normalnej ciekłego ^3He różne pary jądrowych spinów są mniej więcej niezależne; jak pokazano powyżej, energia dipolowa pojedynczej pary g_D konkuruje z energią termiczną $k_B T$, stopień polaryzacji jest rzędu $g_D^2 / k_B T$ i wskutek tego wartość oczekiwana $\langle H_D \rangle$ wynosi $N g_D^2 / k_B T$. Przypuśćmy jednak, że w fazie A (tymczasem nie będziemy zastanawiać się nad jej naturą) przyczynki do całkowitej energii, które zachowują spin (energia kinetyczna, energia potencjalna van der Waalsa itd.), nie wyróżniają wprawdzie żadnego ustawienia spinów jądrowych względem współrzędnych orbitalnych, lecz zmuszają wszystkie pary do znajdowania się w tej samej konfiguracji. Wtedy, z grubsza biorąc, jesteśmy zmuszeni do wybrania między sytuacją, w której wszystkie pary są w „właściwej” konfiguracji, a sytuacją, kiedy wszystkie są w „złym” ustawieniu. Odpowiadająca tym sytuacjom różnica energii nie wynosi teraz g_D , lecz $N g_D$, więc jeśli tylko $N g_D \gg k_B T$ (ściślej $\gg k_B T_F$), co z pewnością jest spełnione w rzeczywistości, to „stopień polaryzacji” par jest rzędu jedności i wynikająca stąd wartość $\langle H_D \rangle$ może być w zasadzie rzędu $N g_D$, tak jak wymaga tego wyznaczona doświadczalnie wartość stałej K we wzorze (9).

Warto podkreślić, że idea SBSOS jest w wielu miejscach bardziej subtelna niż analogiczna idea naruszenia symetrii rotacyjnej w ferromagnetyku. W szczególności, jak pokazano na rys. 3, jest ona całkowicie zgodna z tym, że wartości oczekiwane zarówno cał-



Rys. 3. Porównanie zwykłego ferromagnetyzmu i spontanicznego naruszenia symetrii spin-orbita (SBSOS)

kowego „spinu par” S_p , jak i ich względnego orbitalnego momentu pędu L_p są równe zero (choć w ogół-

ności takie wielkości, jak $\langle (\mathbf{L} \times \mathbf{S})_p \rangle$ mogą być różne od zera). Nawet kiedy spin \mathbf{S}_p jest różny od zera⁸, nie oznacza to automatycznie, że całkowity spin \mathbf{S} układu jest różny od zera; \mathbf{S}_p jest miarą korelacji spinowych tych par, które znajdują się blisko siebie. Właśnie te rozważania wyjaśniają niepowodzenie prostych argumentów, które rzekomo pokazywały, iż jądrowe momenty dipolowe nie są w stanie wytworzyć „pitagorejskiego” pola koniecznego do wyjaśnienia częstości rezonansowej fazy A. Rozważmy równanie ruchu całkowitego spinu układu w obecności zewnętrznego pola i oddziaływań dipolowych. Ma ono postać

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} \equiv \frac{d}{dt} \sum_i \mathbf{S}_i = \gamma \sum_i \mathbf{S}_i \times \mathcal{H}_i, \quad (10)$$

$$\mathcal{H} \equiv \mathcal{H}_z + \mathcal{H}_d, \quad \mathcal{H}_{d\alpha} \equiv \sum_j f_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_{ij}) \mathbf{S}_{j\beta}, \quad (11)$$

gdzie α oraz β oznaczają współrzędne kartezjańskie wektora spinu. Równanie (10) jest kwantowym (operatorowym) równaniem ruchu i musimy wyznaczyć wartość średnią wielkości występujących po obu jego stronach:

$$\frac{d\langle \mathbf{S} \rangle}{dt} = \gamma \left\{ \langle \mathbf{S} \rangle \times \mathcal{H}_z + \sum_i \langle \mathbf{S}_i \times \mathcal{H}_i \rangle \right\}. \quad (12)$$

Przedstawione powyżej argumenty opierały się pośrednio na przybliżeniu

$$\langle \mathbf{S}_i \times \mathcal{H}_i \rangle \approx \langle \mathbf{S}_i \rangle \times \langle \mathcal{H}_i \rangle, \quad (13)$$

które wymaga, aby maksymalna wartość częstości precesji związanej z siłami dipolowymi była rzeczywiście rzędu γ razy maksymalna wartość $\langle \mathcal{H}_i \rangle$, czyli ok. 1 Gs. W stanie, w którym nie ma SBSOS (i w temperaturach takich, że $k_B T \gg g_D$) „przybliżenie średniego pola” (13) jest bardzo dobre, lecz w przypadku SBSOS zawodzi ono całkowicie i w efekcie drugi wyraz prawej strony równania (12) może być istotny nawet wtedy, gdy całkowity spin $\mathbf{S} \equiv \sum_i \mathbf{S}_i$ jest bardzo mały.

Skoro przesunięcie częstości rezonansowej w fazie A ciekłego ^3He wskazuje jednoznacznie, że ta faza musi przejawiać SBSOS, to powstaje pytanie, jaki mikroskopowy scenariusz może prowadzić do SBSOS. Prawdę mówiąc, jest ich kilka, w tym krystaliczna faza antyferromagnetyczna zaobserwowana w kolejnych doświadczeniach [17] w stałym ^3He poniżej temperatury ok. 1 mK. W świetle wcześniejszych rozważań teoretycznych najbardziej oczywiste wydaje się jednak

istnienie fazy par Coopera w spinowym stanie trypletowym (dla którego automatycznie $l \neq 0$). Ze względu na to, że podatność po przejściu z fazy N do A się nie zmienia, faza par Coopera musi być typu ESP, czyli być fazą, w której istnieją tylko pary $\uparrow\uparrow$ oraz $\downarrow\downarrow$. W przypadku takich stanów oddziaływanie dipolowe wyróżnia konfigurację, w której skorelowane pary ustawiają się wzdłuż osi z , a nie w płaszczyźnie xy , i obrót spinu względem początkowego ustawienia (np. wymuszony przez pole rf) wymaga energii, zgodnie ze wzorem (7). Zdołałem oszacować wielkość $\partial^2 \langle H_D \rangle / \partial \theta_x^2$, uzyskując zarówno rząd wielkości, jak i zależność temperaturową zgodne z równaniem (9). Obliczenia te zostały przedstawione przez Mike’a Richardsa, mojego kolegę z Sussex, na konferencji „Low Temperatures” w Boulder w stanie Kolorado w sierpniu 1972 r.⁹ oraz opublikowane [23] w *Physical Review Letters* ponad rok później¹⁰.

W Sussex trwał już trymestr jesienny i przez najbliższych kilka miesięcy miałem mało czasu na aktywną pracę nad nowymi fazami (choć napisałem długi artykuł [24], w którym rozwinąłem ideę SBSOS bardziej gruntownie, niż było to możliwe w krótkiej notatce w *PRL*). Interpretacja wyników doświadczalnych wymagała ciągle odpowiedzi na dwa bardzo oczywiste pytania. Pierwsze z nich to kwestia, dlaczego faza A – jeśli jest rzeczywiście stanem par Coopera typu EPS – może być w ogóle trwała i odporna na możliwość utworzenia fazy typu BW, w której wszystkie trzy poziomy zeemanowskie byłyby równo obsadzone. (W pracy [23] zaproponowałem kilka wstępnych, ale nieprzekonujących, jak się okazało, wyjaśnień tego faktu). I drugie pytanie: czym jest tajemnicza faza B? Najbardziej oczywistym wytłumaczeniem, z pewnością spójnym z obserwowanym zmniejszeniem podatności, było przyjęcie, że jest to przewidywana teoretycznie faza BW, i większość teoretyków faktycznie tak założyła. Na końcu mojego artykułu [23] uczyniłem jednak uwagę, że brak przesunięcia częstości wskazuje, że faza B nie przejawia własności SBSOS. (Sugerowałem, że jest to albo stan BCS o parzystym l (singlet spinowy), albo stan, którego natura była wówczas zupełnie nieznana). Jak wkrótce zobaczymy, pierwsza przesłanka tego rozumowania okazała się całkowicie błędna. Tymczasem moje podejście do wyników pomiarów NMR oparte na SBSOS doczekało się konkurencji; alternatywny scenariusz [25] kładł nacisk na anizotropię fazy typu ESP, własność, do której nie przykładałem szczególnej wagi. Stawało się coraz bardziej jasne, że aby sformułować przekonującą teorię wyjaśniającą dane NMR, muszę wyjść poza proste argumenty oparte na regule sum

⁸ Na przykład w fazie A_1 (patrz [22], rozdz. XIII).

⁹ W tej prezentacji pojawił się zabawny chochlik z powodu błędnego odczytania przeze mnie wyników doświadczalnych, usunięty w [23] i niewystępujący tutaj.

¹⁰ Ze względów historycznych warto zauważyć, że – o ile mi wiadomo – były to pierwsze obliczenia jakiegokolwiek własności nadcieczy Fermiego, w których konieczne okazało się uwzględnienie właściwości funkcji falowej pary Coopera na odległościach rzędu odległości międzyatomowych.

przedstawione w [23] i zrobić wiarygodne obliczenia oparte na pełnej dynamice mikroskopowej.

Wczesną wiosną 1973 r. problem trwałości fazy A (i jednocześnie problem poprawnej identyfikacji fazy B) został pięknie rozwiązany w nowatorskiej pracy Andersona i Brinkmana (AB) [26]. Wykorzystali oni ideę dotyczącą nadciekłego ^3He , powstała jeszcze przed doświadczalnym odkryciem nowych faz i polegającą na tym, że efektywne przyciąganie niezbędne do związania atomów w pary Coopera w ^3He nie pochodzi jedynie od przyciągającej części „gołego” potencjału van der Waalsa, lecz zawiera istotny wkład od wymiany wirtualnych fluktuacji spinu (ochrzczone je „paramagnonami”).

Z grubsza biorąc, podobnie jak w teorii nadprzewodnictwa BCS, gdzie wykazuje się, że jeden z elektronów polaryzuje sieć jonową, a drugi „czuje” tę indukowaną polaryzację i jest przyciągany do pierwszego (dokładniej – do miejsca, w którym pierwszy elektron był niedawno), w przypadku ciekłego ^3He , przejawiającego dużą skłonność do ustawienia ferromagnetycznego, spin jednego z atomów ^3He indukuje równoległą kolektywną polaryzację spinów w swoim sąsiedztwie, a ta z kolei przyciąga inny atom o takim samym spinie. Jak zauważono w [27], mechanizm ten faworyzuje pary o spinach równoległych ($S = 1$), czyli nieparzystych wartościach l , a dyskryminuje stany o parzystym l (singlety spinowe); w ten sam sposób można wyjaśnić, dlaczego stan o $l = 2$, który był rozważany w większości prac teoretycznych, nie pojawia się w prawdziwym ciekłym ^3He . Jednakże AB poszli znacznie dalej i wykazali istotną różnicę między mechanizmem „wymiany fluktuacji spinowych” a mechanizmem „wymiany fononów”, który, jak się powszechnie uważa, zachodzi w nadprzewodnikach metalicznych. W tym ostatnim przypadku wzbudzenia wirtualne są wzbudzeniami układu (sieci jonowej), czyli obiektu różnego od tych obiektów (elektronów), które – pośrednicząc w tej wymianie – przyciągają się i tworzą pary Coopera; z tego powodu struktura tego układu jest nieczuła na powstanie par w układzie elektronów. Natomiast w ciekłym ^3He wymiana fluktuacji spinowych jest kolektywnym wzbudzeniem dokładnie tych samych obiektów, które tworzą pary (atomy ^3He), zatem struktura wzbudzenia i – co za tym idzie – wzajemne przyciąganie atomów są w ogólności modyfikowane przez powstanie par. Na pierwszy rzut oka ma się chęć pominąć ten mechanizm jako nieistotny, lecz AB potrafili przeprowadzić obliczenia ilościowe (rozwinęte później w [28] przy współpracy z J. Serene’em), które wykazywały, że wspomniany efekt w pewnych przypadkach może być porównywalny do różnic uzyskanych w ramach teorii BCS między energiami różnych konfiguracji par. AB wykazali, że chociaż w znacznej części wykresu fazowego p - T faza BW powinna być trwała, jak w przypadku zwykłej teorii BCS, to jednak istnieje stosunkowo mały zakres wysokiego ciśnienia i temperatury, w którym zjawisko

„sprzężenia zwrotnego” fluktuacji spinowych powoduje trwałość szczególnego stanu ESP. Wniosek ten zgadza się dokładnie z doświadczalnym wykresem fazowym (wyznaczonym wkrótce potem przez Johna Wheatleya i jego zespół) [29], jeśli fazę B utożsamiać ze stanem BW, a fazę A z odpowiednim stanem ESP. Zdziwiająco, że tym właściwym stanem ESP jest dokładnie ten sam stan, który był badany przez Andersona i Morela w pracy z 1961 r. i który w związku z tym otrzymał nazwę stanu Andersona–Brinkmana–Morela (ABM). Praca AB stanowi główny ilościowy krok poza zwykłą teorię BCS i jest moim zdaniem zasadniczym wkładem w rozwiązanie zagadki nowych faz.

Kwiecień roku 1973 był w Sussex czasem wakacji wiosennych i dzięki zaproszeniu otrzymanemu od Boba Richardsona mogłem gościć przez cały miesiąc w Laboratorium Fizyki Atomu i Ciała Stałego na Uniwersytecie Cornella. Ów miesiąc był bez wątpienia najbardziej ekscytującym miesiącem w mojej ponadczterdziestoletniej karierze zawodowej: byłem sam i mogłem poświęcić 16 godzin dziennie przez 7 dni w tygodniu rozważaniom nad mikroskopowymi podstawami wyników pomiarów NMR. Większość czasu spędzałem kursując między piwnicą w Clark Hall, gdzie wykonywano doświadczenia, a pokojami teoretyków na VI piętrze, którzy oczywiście byli podobnie jak ja podniekcytowani i chętni do dzielenia się swoimi pomysłami.

Teoria, do której doszedłem w czasie tego miesiąca [30], może być traktowana jako naturalne uogólnienie mojej dawno zapomnianej pracy na temat „wewnętrznej zjawiska Josephsona” w nadprzewodniku dwupasmowym. Rozważmy stan trypletowy ESP: dwie konfiguracje spinowe ($\uparrow\uparrow$ oraz $\downarrow\downarrow$) są ścisłymi odpowiednikami par w dwóch pasmach nadprzewodnika, a odpowiednikiem różnicy liczby par ΔN jest po prostu S_z , tj. z -owa współrzędna całkowitego spinu układu (a nie spinu pary Coopera!). Co jest natomiast odpowiednikiem różnicy faz $\Delta\varphi$ par w obu pasmach? Jeśli w celu uproszczenia zapisu weźmiemy stan typu ABM, to orbitalna część funkcji falowej sfaktoryzuje się, a funkcja spinowa będzie superpozycją

$$\Psi_p \propto a |\uparrow\uparrow\rangle + b |\downarrow\downarrow\rangle \equiv a |S_z = +1\rangle + b |S_z = -1\rangle. \quad (14)$$

Tak więc $\Delta\varphi = \arg(b/a)$. W przypadku układu o spinie 1 zmiana względnej fazy składowych funkcji falowej związanych z $S_z = 1$ oraz $S_z = -1$ odpowiada obrotowi współrzędnych spinowych (bądź przeciwnemu obrotowi samego spinu) wokół osi z . Wobec tego $\Delta\varphi$ jest po prostu – z dokładnością do czynnika 2 – kątem obrotu θ_z . Na podstawie argumentów identycznych z użytymi w [14] można oczekiwać, że S_z oraz θ_z spełniają zależność komutacyjną

$$[S_z, \theta_z] = i. \quad (15)$$

Oś z nie jest jednak w żaden sposób wyróżniona.

Można zatem oczekiwać¹¹, że jeśli \mathbf{S} jest wektorem całkowitego spinu, a wektor $\boldsymbol{\theta}$ definiuje operację obrotu o kąt $|\boldsymbol{\theta}|$ wokół osi $\boldsymbol{\theta}$, to możemy zapisać ogólną zależność komutacyjną, prawdziwą dla każdego stanu pary:

$$[\mathbf{S}_\alpha, \boldsymbol{\theta}_\beta] = i\delta_{\alpha\beta}. \quad (16)$$

W tym miejscu pojawia się jednak zgrzyt: zależności komutacyjne, choć ściśle, mogą prowadzić do użytecznej teorii dynamicznej tylko wtedy, gdy efektywny hamiltonian można wyrazić wyłącznie w języku zmiennych \mathbf{S} oraz $\boldsymbol{\theta}$. Czy to jest możliwe? Uzasadniałem, że tak, a to z następujących powodów. Doświadczenia wskazują, że częstość charakterystyczna związana z oddziaływaniem dipolowym¹² (wielkość $\omega_0(T)$) jest mała w porównaniu z innymi częstościami występującymi w tym zagadnieniu, mianowicie z częstością związaną z przerwą energetyczną $\Delta(T)/\hbar$ oraz szybkością τ^{-1} relaksacji kwazicząstek (w fazie N). Wobec tego w doświadczeniu NMR wszystkie mikroskopowe stopnie swobody (np. rozkład kwazicząstek fazy normalnej lub konfiguracja par Coopera z wyjątkiem kierunku sumarycznego spinu) powinny podążać adiabaticznie za makroskopowymi stopniami swobody \mathbf{S} oraz $\boldsymbol{\theta}$, co pozwala na coś w rodzaju przybliżenia Borna–Oppenheimera, w którym efektywny hamiltonian można uzyskać przez minimalizację energii (swobodnej) dla zadanych wartości obu tych zmiennych.

Energia dipolowa stanowi jedyny – oprócz energii zeemanowskiej – wkład do energii zależny od całkowitego kąta obrotu spinu jądrowego układu i można ją bezpośrednio wyznaczyć w funkcji kąta $\boldsymbol{\theta}$ dla dowolnej konfiguracji par Coopera (np. fazy ABM)¹³. Jeśli chodzi o wkład do energii zależny od \mathbf{S} , to są to energia zeemanowska i energia „polaryzacyjna”, która w przypadku zdegenerowanej cieczy Fermiego zawiera wkład pochodzący od energii kinetycznej (zakaz Pauliego) i efektów „wymennych”; w każdym razie dla zadanej wartości \mathbf{S} minimalna wartość tej energii wynosi $\frac{1}{2}\gamma^2\chi_0^{-1}\mathbf{S}^2$, gdzie χ_0 jest statyczną spinową podatnością magnetyczną (w ogólności funkcją temperatury i innych wielkości). Całkowity hamiltonian efektywny przyjmuje zatem w przybliżeniu (adiabaticznym) Borna–Oppenheimera prostą postać

$$H(\mathbf{S}, \boldsymbol{\theta}) = \frac{1}{2}\gamma^2\chi_0^{-1}\mathbf{S}^2 - \gamma\mathbf{S} \cdot \boldsymbol{\mathcal{H}}(t) + H_D(\boldsymbol{\theta}), \quad (17)$$

gdzie $\boldsymbol{\mathcal{H}}$ jest całkowitym zewnętrznym polem magnetycznym, które w ogólności jest sumą pola stałego i zmiennego (rf). Z (16) i (17) natychmiast otrzymujemy równania ruchu dla zmiennych \mathbf{S} oraz $\boldsymbol{\theta}$:

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = \mathbf{S} \times \boldsymbol{\mathcal{H}}(t) - \frac{\partial H_D}{\partial \boldsymbol{\theta}}, \quad (18a)$$

$$\frac{d\boldsymbol{\theta}}{dt} = \boldsymbol{\mathcal{H}}(t) - \chi_0^{-1}\mathbf{S}. \quad (18b)$$

Zauważmy, że w stanie równowagi termodynamicznej $d\boldsymbol{\theta}/dt = 0$, tak jak powinno być. Chociaż – ściśle biorąc – wielkości \mathbf{S} , $\boldsymbol{\theta}$ występujące w równaniach (18) są operatorami kwantowymi, to jednak dla wszystkich możliwych warunków, jakie dotychczas uzyskano w ciekłym ^3He , doskonale działa przybliżenie półklasyczne. Polega ono na wzięciu wartości oczekiwanych obu stron równań (18) i zastąpieniu $\langle \partial H_D / \partial \boldsymbol{\theta} \rangle$ przez $(\partial / \partial \langle \boldsymbol{\theta} \rangle) H_D(\langle \boldsymbol{\theta} \rangle)$, czyli potraktowaniu $\langle \mathbf{S} \rangle \equiv \mathbf{S}$ oraz $\langle \boldsymbol{\theta} \rangle \equiv \boldsymbol{\theta}$ jako zmiennych klasycznych¹⁴.

Równania ruchu (18) są ściśle w przybliżeniu Borna–Oppenheimera; w widoczny sposób są one równaniami zachowawczymi i z tego powodu nie mogą uwzględniać skończonej szerokości linii rezonansowych obserwowanych w doświadczeniach, ale w roku 1973 odłożyłem ten problem na później¹⁵. W zasadzie można je rozwiązać dla dowolnego ruchu układu spinowego pod warunkiem, że spełnione jest przybliżenie adiabaticzne, niezależnie od tego, czy równania ruchu są liniowe względem amplitudy pola rf, czy nie. W przypadku liniowym, który w owym czasie ze względu na przeprowadzone eksperymenty wymagał najpilniejszej analizy, okazało się, że w standardowej poprzecznej geometrii pól częstości rezonansowe (może być ich więcej niż jedna) są wyznaczone przez wartości własne tensora

$$\Omega_{ij}^2 \equiv \partial^2 \langle H_D \rangle / \partial \theta_i \partial \theta_j. \quad (19)$$

Ponieważ postać tego tensora charakteryzuje konkretny stan pary Coopera, widzimy, że w doświadczeniach NMR obserwuje się „odcisk palca” stanu pary. Przyjmijmy dla ustalenia uwagi, że względny moment pędu pary l jest równy 1, i rozważmy trzy najczęściej dyskutowane tutaj stany. Postać tensora $\hat{\Omega}$ dla stanu ABM przewiduje tylko pojedynczą linię rezonansową w widmie absorpcji mierzonym w eksperymencie NMR, dla częstości, która jest

¹¹ Wyprowadzając równania dynamiczne, w oryginalnej pracy używałem standardowej notacji wektorowej (porównaj [22], rozdz. XI.D) i ścisłych argumentów. Tutaj używam mniej precyzyjnych, ale – mam nadzieję – bardziej intuicyjnych oznaczeń i argumentów.

¹² W silnych polach częstość Larmora może być większa od wartości τ^{-1} , ale nie ma to większego znaczenia, ponieważ istotny ruch jest po prostu jednorodnym obrotem układu spinów.

¹³ Zakłada się domyślnie, że stan odniesienia (równowagowy) jest stanem, w który wartość oczekiwana H_D jest minimalna.

¹⁴ Dyskusja tych wielkości w pomiarach NMR przeprowadzanych w warunkach, w których przybliżenie półklasyczne może zawodzić, znajduje się w [31].

¹⁵ W późniejszej pracy z S. Takagim [32] udało mi się już tak uogólnić równania (18), aby uwzględnić dysypację.

dana przez równanie (8) otrzymane z reguły sum¹⁶. Natomiast dla stanu „osiowego” zlinearyzowana wersja równań (18) przewiduje dwie linie rezonansowe, których rozszczepienie gwałtownie maleje wraz ze wzrostem natężenia stałego pola zewnętrznego i dlatego nie mogło ono być widoczne w wynikach pomiarów wykonywanych w kwietniu 1973 r., ale można byłoby je łatwo zobaczyć w słabszych polach. Chociaż wiadano już ([33,26]), że w ramach uogólnionej teorii Ginzburga–Landaua faza osiowa nigdy nie może być termodynamicznie trwała, to jednak powyższa obserwacja sugerowała dążenie do doświadczonego potwierdzenia, że w fazie A nie występuje rozszczepienie linii rezonansowej dla żadnej wartości pola, z wykorzystaniem do tego „odcisku palca” obserwowanego w eksperymencie NMR w słabszych polach stałych. Takie doświadczenia zostały natychmiast rozpoczęte zarówno w Cornellu, jak i przez Douga Osheroffa, który przeniósł się do Bell Labs po uzyskaniu doktoratu.

W przypadku fazy BW przewidywania oparte na zlinearyzowanej wersji równań (18) są bardzo intrygujące. Okazuje się, że wyznaczenie poprawnej formy (orientacji) stanu równowagowego jest bardzo subtelną sprawą – stan $^3\text{P}_0$ początkowo rozważany przez Wdowina i BW nie minimalizuje jądrowej energii dipolowej i aby tak się stało, konieczne jest obrócenie współrzędnych spinowych o kąt $\arccos(-\frac{1}{4}) \approx 104^\circ$ względem współrzędnych orbitalnych. Ze względu na izotropowość stanu $^3\text{P}_0$ jest jednak oczywiste, że w zerowym stałym polu zewnętrznym oś $\hat{\omega}$ tego obrotu jest całkowicie dowolna. Niewielkie pole zewnętrzne skierowane wzdłuż osi z narusza tę symetrię przez nieznaczne zmniejszenie obsadzenia składowej zeemanowskiej stanu pary Coopera o $S_z = 0$ w stosunku do obsadzenia składowych o $S_z = \pm 1$. Dlatego okazuje się, że skierowanie $\hat{\omega}$ wzdłuż osi z (w dodatnim lub ujemnym kierunku tej osi) jest korzystne energetycznie. Taki stan ma nieco mniejszą energię, co pozwala na jednoznaczne określenie stanu równowagowego. Różnica energii jest jednak tak mała, że przynajmniej na pierwszy rzut oka wydaje się, że nie musi być brana pod uwagę w równaniach dynamicznych, które można w związku z tym rozwiązywać, zakładając, że stan jest pseudoizotropowy, czyli otrzymany z rzeczywiście izotropowego stanu $^3\text{P}_0$ przez obrót spinu względem współrzędnych orbitalnych o 104° wokół osi z . Struktura tensora $\hat{\Omega}_{ij}$ (patrz (19)) jest jednak dość zadziwiająca. Mały obrót spinu jądrowego (w stosunku do położenia równowagi) względem dowolnej osi w płaszczyźnie xy odpowiada z dokładnością do członów stosownego rzędu zwykłej zmianie osi obrotu bez zmiany kąta między spinowym a orbitalnym momentem pędu. Z tego powodu bardzo mała wartość energii, która stabilizuje tensor $\hat{\Omega}$ w kierunku z , wraca jednak do gry,

choć na pierwszy rzut oka wydaje się, że można ją pominąć¹⁷, a rezonans poprzeczny pojawi się przy częstotliwości Larmora, tak jak w fazie normalnej. Z drugiej strony obrót wokół osi z powoduje, że kąt między spinem i orbitalnym momentem pędu staje się różny od wartości, jaką przyjmuje w stanie równowagi, czyli 104° , co powinno powodować wzrost znaczenia energii dipolowej, która jest tego samego rzędu jak w przypadku rezonansu poprzecznego w fazie A.

Ale jak to stwierdzić? Należy szukać rezonansu „podłużnego”, czyli rezonansu przy niezerowej częstotliwości w widmie absorpcyjnym pola rf spolaryzowanego równolegle, a nie prostopadle do pola stałego. (W fazie normalnej, tak jak w każdej fazie niewykazującej SBSOS, widmo absorpcyjne składa się z pojedynczego maksimum dyfuzyjnego, którego środek odpowiada zerowej częstotliwości). Obecność takiego rezonansu przy częstotliwości, której wartość można dość dokładnie oszacować, „kalibrując” energię dipolową na podstawie danych dla fazy A, przy jednoczesnym braku przesunięcia częstotliwości rezonansu poprzecznego powinna pozwolić na niemalże jednoznaczny identyfikację fazy B jako stanu BW. (Przewiduje się występowanie podobnego rezonansu podłużnego zarówno w fazie ABM, jak i fazy osiowej).

Chociaż początkowo ani teoria trwałości fazy ABM sformułowana przez Andersona i Brinkmana, ani teoria dynamiki spinowej, którą rozwinąłem w czasie pobytu na Uniwersytecie Cornellu, nie uzyskały powszechnego uznania [11], to jednak z końcem lata 1973 r. mgła na tyle opadła, że większość badaczy (łącznie ze mną) była przekonana, że obydwie te teorie są poprawne i że dostępne dane doświadczalne są w pełni spójne z interpretacją fazy A jako fazy ABM, a fazy B jako stanu BW. Rozstrzygające pomiary NMR, wykazujące brak rozszczepienia częstotliwości dla poprzecznego rezonansu w słabych polach w fazie A [35] oraz występowanie rezonansu podłużnego w pobliżu częstotliwości przewidzianej w fazie B [34], pojawiły się mniej więcej rok później i od tej pory powyższa identyfikacja faz A i B, chociaż czasami kontestowana w literaturze fachowej, przetrwała próbę czasu i obecnie stanowi standardowy materiał podręcznikowy. Należy oczywiście dodać, że hipoteza istnienia par Coopera prowadzi do wielu innych przewidywań, dotyczących nie tylko nadciekłości, oraz że ogromna większość wniosków teorii jest obecnie bardzo dobrze potwierdzona doświadczalnie (zobacz np. monografię Vollhardta i Wölflega [36]).

Trzydzieści lat później, po otrzymaniu Nagrody Nobla za udział w opisanych wydarzeniach, jestem często i zasadnie pytany przez dziennikarzy oraz inne osoby: „Do czego przydaje się nadciekły ^3He ?” Stojąc obok mojego kolegi z Uniwersytetu Illinois w Urbana-

¹⁶ Ściśle biorąc, jest to prawda, jeśli założymy, iż tzw. wektor \mathbf{d} jest prostopadły do pola rf (jest tu jednak pewien niuans związany z zależnością (4), którego dyskusję pomijam ze względu na brak miejsca).

¹⁷ Patrz jednak [35].

-Champaign Paula Lauterbury, również tegorocznego noblisty, którego badania nad MRI przyniosły bezpośrednią i natychmiastową korzyść dla ludzkości, jestem nieco zakłopotany, gdyż w najbardziej bezpośrednim i praktycznym rozumieniu tego pytania najuczciwszą odpowiedzią na nie jest: zupełnie do niczego! Hel jest najbardziej obojętny chemicznie ze wszystkich pierwiastków, a jego najlepiej znanym ogółowi społeczeństwa zastosowaniem jest zapewne napełnianie balonów na zabawach dla dzieci. Swoje główne zastosowanie naukowe znajduje w kriogenice, dziedzinie, w której (rzadko spotykany i drogi) lekki izotop ^3He nie ma najmniejszych szans konkurować ze znacznie bardziej powszechnym kuzynem ^4He . Jakby tego jeszcze było za mało, nadciekła faza ^3He występuje w temperaturach niższych niż jedna stutysięczna temperatury pokojowej, czyli w zakresie temperatury, który słabo nadaje się do większości praktycznych zastosowań. Chociaż więc nie można wykluczyć, że własność „wzmocnienia bozonowego”, którą omówię poniżej, może być w przyszłości wykorzystana w metrologii (do wyznaczania podstawowych stałych przyrody), to z wszelkich innych możliwych punktów widzenia nadciekły ^3He może z powodzeniem zostać uznany za najbardziej beużyteczny układ, jaki kiedykolwiek badano.

Jeśli jednak zadowolimy się zastosowaniami pośrednimi, to obraz widziany w szerszej perspektywie jest bardziej różowy. Nie licząc układów wykazujących ułamkowe zjawisko Halla, odkrytych 10 lat później, fazy nadciekłego ^3He są chyba najbardziej wyrafinowanymi układami fizycznymi, jakie rozumiemy ilościowo i w których potrafimy pokazać subtelne korelacje, niemające precedensu w całej znanej fizyce. Wiedza, którą wynieśliśmy z badań tego układu, jest szeroko stosowana w innych dziedzinach, zarówno w fizyce materii skondensowanej, np. w badaniach nadprzewodników miedziowych, gdzie – jak się podejrzewa – istnieją pary Coopera w stanach egzotycznych (różnych od fali s), jak i w fizyce cząstek i kosmologii. Napisano całe książki (patrz np. [37]) na temat analogii między różnymi zjawiskami zachodzącymi w nadciekłym ^3He a zjawiskami, które – jak się przypuszcza – mogły występować w fizyce cząstek elementarnych lub kosmologii we wczesnych fazach rozwoju Wszechświata. Drugą dziedziną, w której niezwykle bogata struktura parametru porządku (funkcji falowej pary) nadciekłego ^3He była wielce owocna, są badania chaosu deterministycznego i turbulencji, zwłaszcza sposobu, w jaki defekty topologiczne parametru porządku tworzą się i znikają w trakcie przejść fazowych (proces taki często traktuje się jak model procesów przypuszczalnie zachodzących w bardzo młodym Wszechświecie).

Ale w moim przekonaniu najbardziej fascynującą cechą nadciekłych faz ^3He jest „nadciekle wzmocnienie” związane z istnieniem SBSOS. Chodzi mi o to,

że w wyniku identycznych właściwości wszystkich par Coopera bardzo słabe efekty, które w normalnym układzie byłyby całkowicie zniszczone przez termiczny nieporządek, dzięki wzmocnieniu przejawiają się w sposób bardzo widowiskowy. Nie jest to cecha jedynie ^3He ; obserwowane w nadprzewodnikach opisywanych teorią BCS zjawisko Josephsona i – co jest nieco mniej oczywiste – zjawisko Meissnera mogą być traktowane jako ilustracje takiego właśnie wzmocnienia. To, co czyni nadciekły ^3He układem jedynym w swoim rodzaju¹⁸, to fakt, że pary Coopera mają jeden lub więcej nietrywialnych wewnętrznych (związanych z orientacją) stopni swobody i wszystkie te pary muszą się znajdować w identycznych stanach zarówno wewnętrznych, jak i związanych z ruchem środka masy (tzn. większość z nich wykazuje własność SBSOS). Z tego powodu zjawisko nadciekłego (bozonowego) wzmocnienia dotyczy również ruchu wewnętrznego (względego). Przedstawiłem już jeden uderzający przykład tego zjawiska w eksperymentach NMR. Na zakończenia chciałbym zwrócić uwagę na jeszcze jedną możliwość zastosowania tego zjawiska, które – jeśli zostałyby zrealizowane doświadczalnie – byłoby jeszcze bardziej widowiskowe.

W przeciwieństwie do oddziaływań grawitacyjnych i elektromagnetycznych, które w sposób bezpośredni i oczywisty przejawiają się w życiu codziennym (makroskopowym), oddziaływania słabe dyskutowane w fizyce cząstek elementarnych przejawiają się dotąd bezpośrednio jedynie na poziomie mikroskopowym. Jedną z najbardziej uderzających własności tych oddziaływań, która odróżnia je od innych (grawitacyjnych, elektromagnetycznych i silnych) jest naruszenie symetrii względem odbicia przestrzennego (P). Konsekwencje tego były obserwowane w eksperymentach rozproszeniowych i – ostatnio – w doświadczeniach optycznych z udziałem ciężkich atomów. Nasuwa się ciekawe pytanie: czy można byłoby stwierdzić naruszenie symetrii P na poziomie makroskopowym? Rozważając to zagadnienie, należy sobie uświadomić, że z wyjątkiem niewielkiej składowej naruszającej symetrię CP (względna wartość tej składowej jest rzędu 10^{-3}) oddziaływania słabe zachowują symetrię względem odwrócenia czasu (T). Z tego względu, jeśli pominiemy dla obecnych celów tę małą składową naruszającą symetrię CP, oddziaływania słabe nie mogą dać wkładu do elektrycznego momentu dipolowego (EMD) żadnego prostego układu kwantowego, jak cząstka elementarna, atom czy cząsteczka. Powód jest następujący: z twierdzenia Wignera–Eckarta wynika, że taki EMD (d) musi być proporcjonalny do jedynej wielkości wektorowej charakteryzującej ten układ, mianowicie do całkowitego momentu pędu J . Ale przyjęcie, że $d = (\text{const}) J$ w sposób oczywisty prowadzi do naruszenia nie tylko symetrii P, ale także symetrii T, za-

¹⁸ Przynajmniej do czasu niedawnego pojawienia się kondensatów Bosego–Einsteina atomów z wewnętrznymi, nadsubtelnymi stopniami swobody.

tem (przy braku naruszania symetrii CP) nie wchodzi w grę.

Rozważmy jednak pary Coopera w (pseudoizotropowej) fazie B nadciekłego ^3He . Z powodu nieliniowości uogólnionych równań BCS opisujących tworzenie się par stan pseudoizotropowy (jako różny od oryginalnego stanu $^3\text{P}_0$ badanego przez BW i Wdowina) nie jest opisany przez poprawnie zdefiniowany wektor całkowitego momentu pędu $\mathbf{L} + \mathbf{S} \equiv \mathbf{J}$. Istnieje jednak inny charakterystyczny wektor, którego wartość oczekiwana w stanie podstawowym nie znika – jest to wektor $\langle \mathbf{L} \times \mathbf{S} \rangle$, który jest skierowany wzdłuż osi obrotu spinu względem zmiennych przestrzennych $\hat{\Omega}$ (patrz wyżej). Oba wektory \mathbf{L} oraz \mathbf{S} są wektorami osiowymi i zmieniają znak przy odwróceniu strzałki czasu, więc przyjęcie, że

$$\mathbf{d} = (\text{const})\langle \mathbf{L} \times \mathbf{S} \rangle$$

prowadzi do naruszenia symetrii P, ale nie symetrii T, jest zatem dopuszczalny przez ogólne własności symetrii nawet przy zachowaniu symetrii CP.

Oszacowania [38] rzędu wielkości EMD będącego wynikiem oddziaływań słabych w fazie B nadciekłego ^3He wskazują, że składa się nań wiele bezwymiarowych czynników, z których każdy jest mały, i dlatego EMD pojedynczej pary Coopera jest ok. 10 rzędów wielkości mniejszy niż najmniejszy EMD, który w ogóle można zaobserwować w eksperymentach z wiązkami (np. dla neutronu). Ale tu mamy niespodziankę: ze względu na SBSOS wszystkie pary Coopera muszą mieć dokładnie taką samą wartość $\langle \mathbf{L} \times \mathbf{S} \rangle$, zatem \mathbf{d} , a więc i całkowity EMD układu, jest w zasadzie wielkością makroskopową! Mimo że obliczenia wykazują, że jego wielkość jest jednak niezwykle mała, nie jest oczywiste, że jest ona poza zasięgiem obecnych metod pomiarowych; Doug Osheroff buduje na Uniwersytecie Stanforda układ doświadczalny do poszukiwania EMD. Gdyby udało się go zmierzyć, byłby to pierwszy w historii przykład bezpośrednich przejawów oddziaływań słabych, a w szczególności ich charakterystycznej własności naruszania symetrii P, na poziomie życia codziennego.

Podsumowując, chciałbym po pierwsze podziękować za ciężką pracę tym, którzy przyczynili się do mojej nominacji do Nagrody Nobla, a także Komitetowi Fizyki Szwedzkiej Królewskiej Akademii Nauk za jeszcze cięższą pracę, która doprowadziła do wybrania mojej osoby. Mam pełną świadomość, że jestem tylko jednym z wielu badaczy, których trud zarówno przed odkryciami doświadczalnymi, jak i po nich przyczynił się do wyjaśnienia istoty nowych faz. Nie sposób nie wymienić w tym kontekście zwłaszcza Phila Andersona, który wraz z różnymi współpracownikami wniósł istotny wkład do zrozumienia zjawisk badanych w owym czasie, a także i później. Po drugie, chciałbym podziękować wszystkim tym, którzy w ten lub inny sposób pomogli mi przebyć drogę, która zawiodła mnie do miejsca, w którym teraz stoję. W szcze-

gólności jestem wdzięczny nieżyjącemu już o. Charlesowi O'Harze za wprowadzenie mnie w cudowny świat współczesnej matematyki i wpojenie mi wiary, że sobie poradzę z każdym problemem, jeśli tylko będę musiał; Davidowi Brinkowi i Michaelowi Bakerowi za to, że pozwolili mi, absolwentowi filologii klasycznej, który nie wysłuchał żadnych wykładów z fizyki, studiować ją jako drugi kierunek oraz władzom Merton College w Oksfordzie za przyznanie środków na te studia; zmarłemu już Dirkowi ter Haarowi za to, że postawił na przysłowiowego czarnego konia i zezwolił mi na uzyskanie stopnia naukowego z fizyki teoretycznej, jak też profesorom Magdalen College w Oksfordzie za wybranie mnie na członka tego kolegium, co pozwoliło mi na znacznie więcej niż tylko zarabianie na chleb, i to zarówno wtedy, gdy tam pracowałem, jak i później; wreszcie Davidowi Pinesowi za przyjęcie mnie na staż doktorski na Uniwersytecie stanu Illinois w Urbana-Champaign i za wsparcie w czasie moich pierwszych przygód z nadciekłym ^3He . Winien też jestem specjalne podziękowania Bobowi Richardsonowi, Dougowi Osheroffowi, Dave'owi Lee i Willy'emu Gully za ich szczodrość w dzieleniu się ze mną wynikami doświadczalnymi na długo przed ich opublikowaniem oraz za niezliczone, owocne i inspirowane dyskusje; Davidowi Merminowi, Vinay'owi Ambegaokarowi i Joemu Serene, a także innym członkom grupy teoretycznej na Uniwersytecie Cornella za ich pomoc, w szczególności (ale nie tylko) za wprowadzenie mnie w techniczne szczegóły swoich obliczeń. Z podobnych powodów chcę także wymienić Shina Takagi, którego wprawdzie nie było w moim otoczeniu w czasie, o którym opowiadałem, ale który został moim nieocenionym współpracownikiem w późniejszych badaniach nadciekłego ^3He .

Na koniec chcę powiedzieć, że jestem wielkim dłużnikiem różnych ludzi, którzy przez lata stanowili dla mnie wsparcie podczas moich badań, zarówno moich byłych kolegów z Sussex, jak i obecnych z Illinois, gdyż stworzyli sympatyczną akademicką atmosferę pracy, a także tych, których przyjaźń i zachęta odegrały mniej bezpośrednią, ale nie mniej ważną rolę. W tej ostatniej kategorii szczególnie wdzięczny jestem mojej żonie Haruko, z którą się zaręczyłem w czasie, gdy działy się ekscytujące wydarzenia będące tematem mej opowieści, a która mimo to nie protestowała, lecz wręcz zachęcała mnie do samotnego wyjazdu na Uniwersytet Cornella na ów kluczowy miesiąc i która – wraz z moją córką Asako – była tyleż pomocna w mojej pracy, co tolerancyjna dla czasami pozornie niezrozumiałych poświęceń, jakich ta praca wymagała w ciągu ostatnich 30 lat. Wszystkim Wam z całego serca dziękuję.

Tłumaczył Mariusz Gajda

Instytut Fizyki PAN

oraz Uniwersytet Kardynała Stefana Wyszyńskiego
Warszawa

Literatura

- [1] L.D. Landau, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **30**, 1058 (1956); tłum. ang. *Sov. Phys. JETP* **3**, 920 (1957).
- [2] J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
- [3] P.W. Anderson, P. Morel, *Phys. Rev.* **123**, 1911 (1961).
- [4] L.P. Gor'kov, W.M. Galicki, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **40**, 1124 (1961); tłum. ang. *Sov. Phys. JETP* **13**, 792 (1962).
- [5] D. Hone, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 370 (1962).
- [6] R. Balian, L.H. Nosanow, N.R. Werthamer, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 372 (1962).
- [7] W.R. Czeccetkin, *Fiz. Nizk. Temp.* **8**, 41 (1982); tłum. ang. *Sov. J. Low Temp. Phys.* **7** (1982).
- [8] S. Yip, *Phys. Lett.* **105A**, 66 (1984).
- [9] Ju.A. Wdowin, w: *Zastosowanie metod kwantowej teorii pola do problemów wielu cząstek*, red. A.I. Aleksiejewa (Gosatomizdat, Moskwa 1963) (w jęz. rosyjskim).
- [10] R. Balian, N.R. Werthamer, *Phys. Rev.* **131**, 1553 (1963).
- [11] A.J. Leggett, *Physica* **109B&C**, 1393 (1982).
- [12] P. Fulde, R.A. Ferrell, *Phys. Rev. A* **135**, 550 (1964).
- [13] A.I. Larkin, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **46**, 2188 (1964); tłum. ang. *Sov. Phys. JETP* **19**, 1478 (1964).
- [14] A.J. Leggett, *Prog. Theor. Phys.* **36**, 901 (1966).
- [15] Ya. G. Ponomarev i in., cond-mat/0303640.
- [16] D.D. Osheroff, R.C. Richardson, D.M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 885 (1972).
- [17] W.P. Halperin, C.N. Archie, F.B. Rasmussen, R.A. Buhrman, R.C. Richardson, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 927 (1974).
- [18] D.D. Osheroff, W.J. Gully, R.C. Richardson, D.M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 920 (1973).
- [19] D.N. Paulson, H. Kojima, J.C. Wheatley, *Phys. Lett.* **47**, 457 (1974).
- [20] D. Pines, P. Nozières, *Theory of Quantum Liquids*, t. I (Benjamin, New York 1966), rozdz. 2.2.
- [21] T.M. Haard, J.B. Kycia, M.R. Rand, H.H. Hensley, Y. Lee, P.J. Hamot, D.T. Sprague, W.P. Halperin, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 860 (1994).
- [22] A.J. Leggett, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 331 (1975).
- [23] A.J. Leggett, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 1227 (1972).
- [24] A.J. Leggett, *J. Phys. C* **6**, 2187 (1973).
- [25] P.W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 368 (1973).
- [26] P.W. Anderson, W.F. Brinkman, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1108 (1973).
- [27] A. Layzer, D. Fay, *Int. J. Magn.* **1**, 135 (1971).
- [28] W.F. Brinkman, J. Serene, P.W. Anderson, *Phys. Rev. A* **10**, 2386 (1974).
- [29] D.N. Paulson, R.T. Johnson, J.C. Wheatley, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 746 (1973).
- [30] A.J. Leggett, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 352 (1973).
- [31] A.J. Leggett, *Synthetic Metals* **141**, 51 (2004).
- [32] A.J. Leggett, S. Takagi, *Ann. Phys.* **106**, 79 (1977).
- [33] N.D. Mermin, G. Stare, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1135 (1973).
- [34] H.M. Bozler, M.E.R. Bernier, W.J. Gully, R.C. Richardson, D.M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 875 (1974).
- [35] D.D. Osheroff, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1009 (1974).
- [36] D. Vollhardt, P. Wölfle, *The Superfluid Phases of Helium-3* (Taylor and Francis, London 1990).
- [37] G.E. Volovik, *The Universe in a Helium Droplet* (Clarendon Press, Oxford 2003).
- [38] A.J. Leggett, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 587 (1977).



Światowy Rok Fizyki 2005 w Polsce

(dokończenie ze strony 243)

na Wydziale Fizyki UW zorganizowana ma być wystawa poświęcona Marii Skłodowskiej-Curie i Albertowi Einsteinowi. Na przełomie sierpnia i września odbędzie się kolejna Mazurian Lakes School of Physics w Krzyżach.

Przedstawiciele Komitetów Organizacyjnych ŚRF 2005 w różnych krajach świata spotykają się co pewien czas, dyskutując i uzgadniając program obchodów,

stan przygotowań, sukcesy, napotymane trudności i sposoby ich przewyżczenia. Odbyły się już trzy takie konferencje: przygotowawcza w Grazu w lipcu 2003 r. (40 uczestników z 24 krajów), sprawozdawcza w Montrealu w marcu 2004 r. (70 uczestników z 30 krajów) oraz europejska sprawozdawcza w Miluzie w październiku 2004 r. (37 uczestników z 22 krajów europejskich). Na stronie www.wyp2005.org/activities.html można znaleźć spis imprez organizowanych w różnych krajach na świecie.

Marta Kicińska-Habior
Wydział Fizyki UW

Oddziaływania elementarne i Wszechświat

Stefan Pokorski, Krzysztof Turzyński

Instytut Fizyki Teoretycznej, Uniwersytet Warszawski

Elementary interactions and the universe

Abstract: We discuss the role of elementary interactions in understanding the history of the universe and the impact of cosmology on particle physics.

Wstęp

Czy możliwe jest, by biolog molekularny poznał mechanizm działania pojedynczych genów, obserwując zachowania całych społeczeństw? I odwrotnie, czy socjolog może potrzebować praw genetyki? Na razie brzmi to paradoksalnie, ale może przyszłość pokaże, że nie aż tak. Fizyka teoretyczna była często prekursorem we wskazywaniu zaskakujących związków w nauce i przyrodzie. I oto okazuje się, że nowe obserwacje kosmosu wywołują często nie mniejsze poruszenie wśród badaczy oddziaływań elementarnych niż rezultaty doświadczenia z ich własnej dziedziny. Dlaczego tak jest? Otóż dane pochodzące z obserwacji kosmosu i ich znaczenie dla historii Wszechświata można w pełni zrozumieć dopiero biorąc pod uwagę prawa rządzące oddziaływaniami najmniejszych składników materii – cząstek elementarnych. Kosmologia, czyli nauka o powstaniu i historii Wszechświata, potrzebuje więc fizyki cząstek elementarnych i jednocześnie staje się dla niej coraz ważniejszym laboratorium badawczym.

Postęp w metodach obserwacyjnych kosmosu jest ogromny, a uzyskiwane wyniki w pełni uzasadniają zainteresowanie i uwagę poświęcaną ostatnio kosmologii. Dyskusje na temat kosmologii koncentrują się jednak najczęściej na jej aspektach obserwacyjnych i na ich efektywnym opisie. Często omawiane są także różne pobudzające wyobraźnię spekulacje dotyczące struktury przestrzeni oraz przyszłości Wszechświata. Znaczenie rzadziej dyskutowana jest rola praw rządzących oddziaływaniami elementarnymi w historii Wszechświata oraz obecna rola kosmosu jako laboratorium umożliwiającego poszukiwanie podstawowych praw rządzących oddziaływaniami elementarnymi. A jest to dziś obszar bardzo precyzyjnych badań naukowych.

Przypatrzmy się bliżej skalom wielkości charakteryzującym obiekty najmniejsze – cząstki elementarne

– i obiekt największy, czyli Wszechświat. Wyjdźmy od podstawowej jednostki długości – metra – i podzielmy ją w myśli na 10 równych części. W ten sposób otrzymamy odcinki o długości decymetra. Każdy z tych odcinków podzielmy znowu na 10 jednakowych itd. Już po piątym kroku zejdziemy do wielkości typowej komórki zwierzęcej, po dziesiątym – do rozmiaru atomu wodoru, po piętnastym – do promienia protonu. Po 18 krokach osiągniemy najmniejszą odległość, na jaką jesteśmy obecnie w stanie zbliżyć cząstki elementarne w akceleratorach, tj. 10^{-18} m. Po 35 krokach zejdziemy na odległość 10^{-35} m, przy której w oddziaływaniach cząstek nie można pominąć zakrzywienia przestrzeni i gdzie potrzebna jest zupełnie nowa teoria – kwantowa grawitacja. Być może jest to najmniejsza, już dalej niepodzielna skala odległości, tzw. długość elementarna. Na tej m.in. hipotezie opiera się teoria strun unifikująca oddziaływania grawitacyjne z innymi oddziaływaniami cząstek elementarnych: silnymi, słabymi i elektromagnetycznymi.

Zamiast dzielić nasz wyjściowy odcinek, możemy w myśli spróbować go 10-krotnie powiększyć. Po siedmiu takich powiększeniach otrzymamy skalę średnicy Ziemi, po 11 – odległość Ziemia–Słońce, po 20 – rozmiary Drogi Mlecznej, po 26 – granice obserwowalnego Wszechświata, czyli 10^{26} m. Jaki mechanizm, jakie procesy fizyczne są w stanie połączyć tę największą i tę najmniejszą skalę, odległe od siebie o 60 rzędów wielkości? A przede wszystkim, dlaczego sądzimy, że taki związek istnieje?

Bardzo ogólna odpowiedź na to pytanie jest w zasadzie prosta. Dzięki wieloletnim obserwacjom kosmosu, znajdującym spójną interpretację w Standardowym Modelu Kosmologicznym¹, a nawet często przez niego inspirowanym, znamy dziś dość dokładnie historię Wszechświata. Wszechświat był kiedyś bardzo

¹ Obdarzenie modelu fizycznego przymiotnikiem „standardowy” jest wyrazem najwyższego uznania uczonych. Oznacza to bowiem, że dany model wyjaśnia wiele procesów fizycznych w określonej klasie zagadnień, dając dokładne przewidywania zgodne z doświadczeniem lub obserwacjami. Przykładami tak nazywanych teorii są: Model Standardowy (oddziaływań elementarnych), Standardowy Model Kosmologiczny opisujący historię Wszechświata oraz Standardowy Model Słońca wyjaśniający budowę Słońca i mechanizm produkcji energii we wnętrzu tej najbliższej nam gwiazdy.

gęsty i bardzo gorący. A to znaczy, że do opisu jego ewolucji w tym okresie konieczna jest kwantowa fizyka oddziaływań elementarnych. Artykuł ten chcemy poświęcić trochę bliższemu przyjrzeniu się związkowi kosmologii z teorią oddziaływań elementarnych.

Oddziaływania elementarne

Badanie struktury materii i rządzących nią praw podstawowych należało zawsze do głównych zadań fizyki. U podstaw wszystkich znanych dotychczas właściwości otaczającej nas materii ziemskiej leżą cztery typy oddziaływań: grawitacyjne, elektromagnetyczne, silne i słabe. Wiemy obecnie, że podstawowymi składnikami materii są kwarki i leptony. Oddziaływania elektromagnetyczne są odpowiedzialne za budowę atomów i oddziaływania między nimi – od przemian chemicznych w komórkach żywych organizmów do oddziaływań płyt tektonicznych. Cząstki oddziałują elektromagnetycznie dzięki wymianie fotonów między sobą. Oddziaływania silne, przenoszone przez gluony, są zaś odpowiedzialne za wiązanie się kwarków w bariony, m.in. protony i neutrony, a tych z kolei w jądra atomowe. Oddziaływania słabe przejawiają się m.in. w jądrowym rozpadzie β pierwiastków promieniotwórczych i rozpadach leptonów, a przenoszą je bozony W^+ , W^- oraz Z^0 .

Model Standardowy oddziaływań elementarnych jest kwantową teorią pola i składa się z chromodynamiki kwantowej, czyli teorii oddziaływań silnych, oraz ze zunifikowanej teorii oddziaływań elektromagnetycznych i słabych (w skrócie, elektrosłabych). W kwantowej teorii pola każda cząstka jest kwantem pewnego pola fizycznego. Kwantowa teoria pola jest więc nie tylko językiem matematycznego opisu oddziaływań elementarnych, ale proponuje pewien obraz fizyczny struktury materii na bardzo małych odległościach, w którym znika podział na cząstki i pola przenoszące oddziaływania między cząstkami. Podobnie jak foton, który jest kwantem pola elektromagnetycznego, elektron jest kwantem pola elektronowego, kwark – pola kwarkowego itd. Oddziaływania między cząstkami są oddziaływaniami rozchodzących się w czasoprzestrzeni pól, których te cząstki są kwantami.

Każdy stabilny układ fizyczny ma swój stan podstawowy będący stanem o najniższej energii. W fizyce oddziaływań elementarnych zwany jest on próżnią. Jest to taki stan układu pól, w którym na jednostkę objętości przypada najmniejsza ilość energii. Często w stanie próżni energia kinetyczna i potencjalna wszystkich pól jest równa zeru, ale niekoniecznie musi tak być. W niektórych sytuacjach spotykanych w fizyce energia kinetyczna wszystkich pól w stanie próżni jest równa zeru, ale niektóre pola mają niezerową energię potencjalną. Nie jest to zaskakujące, gdyż prostych przykładów stanu podstawowego o niezerowej energii potencjalnej dostarcza nawet szkolna fizyka. Stanem podstawowym wahadła zawieszono-

na nici w polu ziemskiego przyciągania grawitacyjnego jest jego położenie równowagi trwałej (wahadło w spoczynku). W tym stanie mamy różną od zera energię potencjalną wahadła w polu grawitacyjnym, ale energia ta nie zamienia się w energię kinetyczną (wahadło nie spada), gdyż siła przyciągania grawitacyjnego jest równoważona przez siłę naprężenia nici. Dopiero wychylenie wahadła ze stanu podstawowego, czyli położenia równowagi, powoduje jego ruch (drżania), o którego okresie decyduje różnica energii potencjalnych wahadła wychylonego i wahadła w stanie podstawowym. Także w fizyce oddziaływań elementarnych typowym problemem dynamicznym jest badanie ruchu (drżań) układu fizycznego wokół stanu próżni, tj. badanie stanów wzbudzonych niektórych pól. Wyjątkiem są oddziaływania grawitacyjne, które decydują o ewolucji Wszechświata. Cała energia zawarta we Wszechświecie wpływa na jego ewolucję, w szczególności bezwzględna energia stanu podstawowego układu pól (energia próżni) musi być uwzględniona w bilansie energii Wszechświata.

W fizyce oddziaływań elektrosłabych energia potencjalna pól w stanie próżni nie jest równa zeru. W Modelu Standardowym jedno z pól oddziałujących słabo, pole Higgsa, ma w próżni różną od zera energię potencjalną, co oznacza, że próżnia nie jest pusta. Można ją sobie wyobrazić jako zbiornik nieskończonej liczby cząstek o masach i pędach równych zeru, które – oddziałując z bozonami W^+ , W^- i Z^0 oraz z kwarkami i leptonami – spowalniają ich ruch, sprawiając, że cząstki te zachowują się jak cząstki o masach różnych od zera. Konsekwencją takich właściwości próżni jest istnienie cząstki o spinie 0, zwanej cząstką Higgsa, która pozostaje jedyną nieodkrytą jeszcze doświadczalnie cząstką przewidywaną przez Model Standardowy. Teoria ta opisuje z bardzo dużą dokładnością wszystkie badane doświadczalnie procesy elementarne, w których wartości energii oddziałujących cząstek nie przekraczają 10^{11} eV i jest obecnie pod tym względem najdoskonalszą teorią fizyczną.

Pomimo odniesienia spektakularnego sukcesu Model Standardowy pozostawia bez odpowiedzi wiele pytań. Po pierwsze, nie wyjaśnia, dlaczego mierzone wartości masy bozonów W^\pm i Z^0 są właśnie takie, skala mas jest bowiem wolnym parametrem tej teorii. Po drugie, dość tajemnicze wydaje się istnienie trzech rodzin fermionów (kwarków i leptonów), różniących się tylko masą, lecz identycznych z punktu widzenia oddziaływań. Po trzecie, z konstrukcji Modelu Standardowego nie wynika, w jakim kierunku należy dalej uogólniać tę teorię, aby stworzyć wspólny opis oddziaływań silnych i elektrosłabych lub – bardziej ambitnie – by podać jednolity opis wszystkich czterech znanych oddziaływań. Zasadniczą trudność teoretyczną przy próbach takiego uogólnienia stanowi ogromna rozpiętość („hierarchia”) mas bozonów W^\pm oraz Z^0 z jednej strony i następnej znanej skali masy wyznaczonej przez oddziaływania grawitacyjne z drugiej. Skala

tą jest masa Plancka $M_P = \sqrt{\hbar c/G_N} \approx 10^{27} \text{ eV}/c^2$. Biorąc pod uwagę naturę występujących w tym wzorze współczynników, można oczekiwać, że przy wartościach energii $E_P = M_P c^2 \approx 10^{27} \text{ eV}$ ujawni się kwantowa natura oddziaływań grawitacyjnych i siła tych oddziaływań będzie porównywalna z siłą pozostałych oddziaływań elementarnych, podobnie jak przy energiach $E \approx M_{W^\pm, Z^0} c^2$ oddziaływania słabe dorównują siłą oddziaływaniom elektromagnetycznym. Hierarchia mas $M_P/M_{W^\pm, Z^0} \approx 10^{16}$ jest zaskakująca w świetle dotychczasowych odkryć. Przy przejściu od fizyki atomowej poprzez fizykę jądrową do oddziaływań elektroślabych pojawiają się nowe, coraz wyższe skale fizyczne, ale następuje to w sposób stopniowy, a nie hierarchiczny, tzn. skale te nie różnią się aż o tyle rzędów wielkości. Spodziewamy się więc istnienia głębszej teorii, która rozwiąże problem hierarchii skal i zarazem udzieli odpowiedzi na postawione wyżej pytania. Teoria taka przewidywać będzie istnienie nowych cząstek i nowych oddziaływań na odległościach mniejszych niż 10^{-18} m , zatem występować w niej będą skale masy większe od $10^{11} \text{ eV}/c^2$. Nowe cząstki o charakterystycznej skali masowej $10^{12}-10^{13} \text{ eV}/c^2$ będą mogły być odkryte w akceleratorze LHC (Large Hadron Collider, czyli wielki zderzacz hadronów) budowanym obecnie w CERN-ie pod Genewą. Istnienie takiej skali fizycznej, nieco tylko wyższej od skali elektroślabej, pozwoliłoby uniknąć problemu hierarchii i dlatego jest bardzo prawdopodobne. Warto jednak pamiętać, że w przyrodzie może istnieć nie jedna, a kilka nowych skal fizycznych niższych od skali Plancka, których uwzględnienie będzie konieczne przy budowaniu głębszej teorii. Niewykluczone, że jedna z tych skal została niedawno odkryta dzięki doświadczalnemu stwierdzeniu, że neutrina (ν) mają bardzo małe masy m_ν , których wielkość można elegancko wyjaśnić zakładając, że są one wynikiem oddziaływań neutrin z bardzo ciężkimi nowymi cząstkami N , zwanymi ciężkimi partnerami neutrin, o masie $M_N \approx 10^{23} \text{ eV}/c^2$. Masy neutrin $m_\nu \leq 1 \text{ eV}/c^2$ są wówczas w naturalny sposób rzędu $m_\nu \approx M_{W^\pm, Z^0}^2/M_N$ („mechanizm huśtawki”, rys. 1). Gdyby natomiast zaobserwowano rozpad protonu, oznaczałoby to odkrycie skali wielkiej unifikacji oddziaływań silnych i elektroślabych.

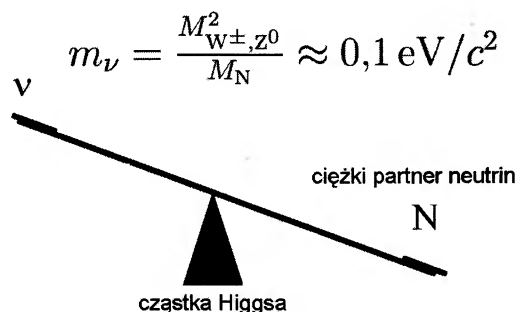
Próby rozwiązania problemu hierarchii skal stymulowały badania teoretyczne przez ostatnich kilkanaście lat, wiąże się on bowiem z problemem wyznaczenia skali elektroślabej odpowiadającej masom cząstek W^\pm i Z^0 z bardziej podstawowych założeń, a więc z pełniejszym zrozumieniem mechanizmu decydującego o szczególnych, opisanych wcześniej, właściwościach stanu próżni oddziaływań elektroślabych (mechanizm ten nazywa się spontanicznym naruszeniem symetrii). Najbardziej konkretne są następujące propozycje teoretyczne uogólniające Model Standardowy.

1) Dodatkowa symetria przyrody, zwana supersymetrią, przyporządkowująca każdej znanej czą-

stce elementarnej partnera o identycznych właściwościach z wyjątkiem spinu. Partnerami kwarków i leptonów, które mają spin $1/2$, byłyby więc w tej teorii cząstki bezspinowe, natomiast partnerami kwantów pola o spinie 1 – inne cząstki o spinie $1/2$. Supersymetria nie byłaby jednak symetrią dokładną – cząstki będące partnerami znanych cząstek powinny mieć masy ok. $10^{12} \text{ eV}/c^2$; byłyby to właśnie wspomniana nowa skala masy rozwiązująca problem hierarchii.

2) Co najmniej jeden dodatkowy wymiar przestrzenny zawinięty w okrąg o bardzo małym promieniu R . Skala oddziaływań elektroślabych byłaby wtedy wyznaczona przez skalę Plancka i wartość R .

3) Dekonstrukcja wymiarów, czyli istnienie dodatkowych symetrii niejako imitujących oddziaływanie w modelu z dodatkowymi wymiarami przestrzennymi. Takie symetrie musiałyby być spontanicznie naruszone, a skalę oddziaływań elektroślabych można byłoby wyznaczyć jako funkcję skali spontanicznego naruszenia tych wyższych symetrii.



Rys. 1. Mechanizm huśtawki. Bardzo mała w porównaniu z innymi cząstkami Modelu Standardowego masa neutrin ν może być wynikiem ich oddziaływania z bardzo ciężkimi partnerami N o masach nawet do $10^{23} \text{ eV}/c^2$.

Odkrycie cząstki Higgosa w LHC byłoby nie tylko jeszcze jednym potwierdzeniem poprawności Modelu Standardowego, ale także pomostem do bardziej fundamentalnej teorii. Właściwości cząstki Higgosa (lub jej niestnienia), jej masa i charakter oddziaływań z kwarkami i leptonami, będą podstawowymi wskazówkami co do wyboru jednej z powyższych koncepcji teoretycznych. Na przykład, teorie supersymetryczne przewidują istnienie lekkiej cząstki Higgosa, niewiele cięższej od bozonu Z^0 , podczas gdy z modeli opartych na istnieniu dodatkowych wymiarów wynika, że cząstka Higgosa jest kilkakrotnie cięższa od cząstki Z^0 . Ale nie tylko własności cząstki Higgosa pomogą wybrać spośród różnych koncepcji teoretycznych tę poprawną. Choć wszystkie one opierają się na istnieniu nowej skali, a zatem przewidują istnienie nowych cząstek o masach ok. $10^{12} \text{ eV}/c^2$, to ich przewidywania dotyczące rodzaju i właściwości tych cząstek są zupełnie różne. Przewidywania te będzie można sprawdzić w doświadczeniach, które będą przeprowadzane w LHC.

Standardowy Model Kosmologiczny i podstawowe fakty empiryczne

Podstawowym równaniem kosmologii opisującym ewolucję Wszechświata jako całości jest równanie Friedmanna, będące szczególnym przypadkiem einsteinowskich równań pola grawitacyjnego. Opiera się ono na założeniu, że Wszechświat był (a w bardzo dużych skalach odległości wciąż jest) wypełniony płynem doskonałym, charakteryzującym się równomiernym rozkładem gęstości energii i ciśnienia w przestrzeni. Składnikami tego płynu doskonałego jest promieniowanie i materia. Jego „cząstkami” są dzisiaj np. galaktyki, które, jak wiemy, są dość równomiernie rozłożone w przestrzeni w skali większej niż 100 megaparseków². Źródłem gęstości energii i ciśnienia we Wszechświecie może być także energia potencjalna próżni. Równanie Friedmanna przewiduje, że Wszechświat jako całość rozszerza się równomiernie, tzn. prędkość oddalania się dwóch ustalonych punktów we Wszechświecie jest proporcjonalna do odległości między nimi. Prędkość ta jest tym większa (tzn. Wszechświat jako całość rozszerza się tym szybciej), im większa jest średnia gęstość energii we Wszechświecie, wliczając w to energię związaną z masą cząstek, zgodnie ze wzorem $E = mc^2$. Ewolucja Wszechświata przewidywana przez równanie Friedmanna zależy od składu płynu doskonałego, a ten zmienia się z upływem czasu. Zależnie od wzajemnych proporcji energii próżni, promieniowania i materii Wszechświat mógł rozszerzać się coraz szybciej lub coraz wolniej. Obecnie mierzona prędkość rozszerzania się Wszechświata, a więc wartość stałej Hubble’a, odpowiada bardzo małej gęstości całkowitej energii ρ we Wszechświecie. Wynosi ona³ ok. $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^4$ i jest dużo mniejsza od innych skal mas charakterystycznych dla oddziaływań elementarnych. Wszechświat jako całość jest obecnie prawie pusty. Skoro – zgodnie z podstawowym prawem fizyki – całkowita energia jest zachowana, a na wcześniejszych etapach ewolucji Wszechświata przestrzeń była mniej rozszerzona niż obecnie, to gęstość energii musiała być większa (dotyczy to gęstości energii związanych z materią i promieniowaniem, gdyż gęstość energii próżni nie zmienia się z upływem czasu). Coraz wcześniejsze chwile życia Wszechświata odpowiadały coraz większym gęstościom energii promieniowania i materii. Ponieważ „stłoczone” cząstki płynu doskonałego bardzo często oddziaływały ze sobą, w bardzo wczesnym okresie życia Wszechświata panowała równowaga termodynamiczna. Wszechświat z dobrym przybliżeniem był

wtedy jednorodną, gęstą „zupą”, którą można jako całość opisywać za pomocą temperatury, odpowiadającej średniej energii kinetycznej cząstek, i ciśnienia. W równowadze termodynamicznej gęstość cząstek o danej energii, tj. ich liczba na jednostkę objętości, wyznaczona jest przez rozkład statystyczny i maleje wraz ze spadkiem temperatury. Wynika stąd m.in., że cząstki, których energia spoczynkowa $E = mc^2$ jest dużo większa od średniej energii określonej przez temperaturę, obecne były we Wszechświecie w bardzo małych ilościach.

W miarę rozszerzania się Wszechświata i obniżania się jego temperatury założenie o równowadze termodynamicznej całej „zupy” przestawało być spełnione. Poszczególne składniki płynu doskonałego wypełniającego Wszechświat, tj. różne rodzaje materii i promieniowania, kolejno przestawały być w równowadze termodynamicznej z jego pozostałymi składnikami. Warunkiem równowagi termodynamicznej między cząstkami a resztą „zupy” jest, by oddziaływały one z innymi cząstkami dostatecznie szybko w porównaniu z tempem rozszerzania się Wszechświata. Łatwo to zrozumieć, wyobrażając sobie, że rozszerzanie się Wszechświata nie zachodzi w sposób ciągły, lecz skokowo. Wtedy w czasie pomiędzy kolejnymi skokami muszą zajść oddziaływania między danymi składnikami „zupy” a resztą cząstek, aby na nowo ustaliła się równowaga termodynamiczna między nimi, naruszona przez rozszerzanie się Wszechświata. To, czy cząstki danego rodzaju pozostają w równowadze termodynamicznej z resztą, zdeterminowane jest przez fizykę oddziaływań elementarnych, gdyż to ona decyduje o tym, jakie procesy mogą zachodzić z udziałem tych cząstek i z jakim prawdopodobieństwem, a także o tym, jak szybko rozszerzał się Wszechświat. Prędkość kosmicznej ekspansji (a więc czas między poszczególnymi skokami) przy określonej temperaturze zależy bowiem od liczby rodzajów cząstek obecnych wtedy w dużych ilościach, np. od liczby rodzajów neutrin.

Gdy dane cząstki wypadają z równowagi termodynamicznej, stosunek ich liczby do liczby innych cząstek przestaje zależeć od obniżającej się w rozszerzającym się Wszechświecie temperatury, zaczyna natomiast zależeć od najkorzystniejszych energetycznie procesów mogących zachodzić z udziałem danych cząstek. Najciekawsze okresy w historii Wszechświata to chwile, w których poszczególne składniki „zupy” przestawały być w równowadze termodynamicznej z jej resztą. Odprężanie się neutronów od reszty „zupy” zapoczątkowało proces nukleosyntezy, odprężanie się fotonów

² Parsek (pc) to odległość, z jakiej promień orbity ziemskiej, czyli ok. 150 mln km, widać pod kątem jednej sekundy łuku; odległość ta jest równa w przybliżeniu 30 bilionów kilometrów, czyli 3 lata świetlne. Dla porównania: Układ Słoneczny znajduje się w odległości 8500 pc od centrum naszej Galaktyki, której promień wynosi ok. 30 000 pc; 1 megaparsek to ok. $3 \cdot 10^{22}$ m.

³ W fizyce oddziaływań elementarnych używa się zwykle układu jednostek, w którym $\hbar = c = 1$. Wówczas energię, masę i odwrotność długości można wyrazić w tych samych jednostkach, np. elektronowoltach. Mierzoną średnią gęstość energii we Wszechświecie $\rho \approx 10^{-29} \text{ g/cm}^3$ można wówczas wyrazić także jako $\rho \approx 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^4$. Skala mas wyznaczona przez tę wielkość jest znacznie mniejsza od innych skal mas charakterystycznych dla oddziaływań elementarnych.

wiąże się z powstaniem atomów, odprężanie się jaskrawych nieodkrytych na razie cząstek jest prawdopodobnie źródłem ciemnej materii. Będziemy to wszystko omawiać jeszcze trochę dokładniej.

Gdyby bezkrytycznie stosować równanie Friedmanna połączone z hipotezą równowagi termodynamicznej, to cofając się w czasie doszlibyśmy do chwili (często zwanej Wielkim Wybuchem), w której cały obserwowalny Wszechświat był skupiony w jednym punkcie. Gęstość, temperatura i prędkość rozszerzania się Wszechświata byłyby wtedy nieskończone. Przełomowe wyniki ostatnich lat, w szczególności pochodzące z misji satelitarnej WMAP (patrz dalej) i będące potwierdzeniem mniej precyzyjnych wcześniejszych pomiarów uzyskanych przez detektory wynoszone przez balony w górne warstwy atmosfery wskazują jednak na to, że ten popularny obraz Wielkiego Wybuchu jest uproszczony i prawdopodobnie niepoprawny. Choć potwierdzają one istnienie w historii Wszechświata momentu, w którym stał się on bardzo gorący, to, po pierwsze, temperatura była wtedy skończona, a po drugie, nie był to bynajmniej początek ewolucji Wszechświata. Do spraw tych powrócimy nieco później. Pomimo tych zastrzeżeń opisany powyżej, lecz prawdopodobnie nieistniejący nigdy stan Wszechświata o nieskończonej gęstości jest tradycyjnym punktem odniesienia przy podawaniu dat kosmicznej historii.

Historię Wszechświata poznajemy doświadczalnie dzięki falom elektromagnetycznym docierającym do nas z przestrzeni kosmicznej. Promieniowanie elektromagnetyczne, w tym światło, rozchodzi się w próżni ze skończoną prędkością $c \approx 300\,000$ km/s. Docierające do nas z odległych zakątków Wszechświata fale musiały więc być wysłane dużo wcześniej i informują nas o tym, jak wyglądał Wszechświat w chwili ich emisji. Jest to oczywiście możliwe tylko pod warunkiem, że fale elektromagnetyczne rozchodziły się w przestrzeni kosmicznej bez specjalnych zakłóceń, tzn. nie były zbyt odbijane, rozpraszane czy skupiane. Warunek ten nie zawsze był spełniony. We wczesnych etapach swojej ewolucji Wszechświat składał się z gęstej i zjonizowanej materii, był zatem nieprzezroczysty dla promieniowania elektromagnetycznego. Dlatego sytuacja badacza wczesnego Wszechświata przypomina trochę położenie historyka, dysponującego wprawdzie dobrze udokumentowaną, opartą na źródłach pisanych wiedzą o historii najnowszej, ale zmuszonego szukać dowodów pośrednich, np. śladów kultury materialnej, przy rekonstrukcji wydarzeń z dawniejszych wieków. Epoka zasłonięta dla nas z powodu nieprzezroczystości Wszechświata trwała do ok. 380 000 roku ery kosmo-

logicznej, kiedy zaszło pewne ważne wydarzenie w historii Wszechświata. Był on wtedy wypełniony przede wszystkim protonami, jądrami helu, fotonami i elektronami o temperaturze ok. 3000 K. Wcześniej protony i elektrony mogły rekombinować, tworząc obojętne atomy wodoru, ale atomy te były bardzo szybko ponownie jonizowane przez fotony, które w panującej wtedy wysokiej temperaturze miały średnio energie dużo większe od energii jonizacji atomów. Dzięki takim oddziaływaniom protony, elektrony i fotony pozostawały w równowadze termodynamicznej. Kiedy jednak wskutek rozszerzania się i stygnięcia Wszechświata energie fotonów zmniejszyły się tak bardzo, że nie mogły one już jonizować nowo powstających atomów, liczba obojętnych atomów zaczęła się zwiększać w zawrotnym tempie kosztem liczby protonów oraz elektronów i po niedługim czasie we Wszechświecie nie było już cząstek naładowanych, z którymi fotony mogłyby oddziaływać. Wysłane wtedy fotony poruszają się prawie bez przeszkód po dziś dzień i docierają do nas ze wszystkich kierunków jako niemal jednorodne promieniowanie mikrofalowe, niezwiązane z żadnym obiektem astronomicznym (kosmiczne promieniowanie relikto-*we*, zwane też często mikrofalowym promieniowaniem tła). Zostało ono po raz pierwszy wykryte przez Penziasa i Wilsona w 1965 r. Ta najstarsza bezpośrednia „fotografia” Wszechświata niesie w sobie bardzo ważne informacje o procesach zachodzących w nim jeszcze wcześniej. Promieniowanie relikto-*we* jest przedmiotem licznych obserwacji. Najdokładniejsze obecnie pomiary zostały przeprowadzone za pomocą sondy WMAP⁴ i zostały uznane przez prestiżowy tygodnik *Science* za najistotniejsze wyniki naukowe roku 2003. Zanim podsumujemy główne wnioski wynikające z tych pomiarów, warto wspomnieć o innych źródłach informacji o Wszechświecie pozwalających na niezależne sprawdzenie tych wniosków.

Po rekombinacji protonów oraz elektronów i uwolnieniu fotonów tła nastąpił okres formowania się różnych struktur materii we Wszechświecie (gwiazdy, galaktyki, gromady galaktyk). Nasze podstawowe narzędzie do badań empirycznych Wszechświata – dochodzące do nas fale elektromagnetyczne – jest także bardzo użyteczne w przypadku promieniowania wysyłanego przez różnorodne struktury materii. Źródłem tego promieniowania są wzbudzone atomy, które powracają do stanu podstawowego, emitując równocześnie fotony. Porównując widma obiektów zbudowanych z tych samych pierwiastków, lecz będących w różnych od nas odległościach, Edwin Hubble odkrył w 1929 r. fundamentalne prawo rozszerzania się Wszechświata i potwierdził tym samym przewidywanie wynikające

⁴ Celem misji sondy kosmicznej WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, czyli sonda anizotropii mikrofalowych im. Wilkinsona) był możliwie dokładny pomiar średniej energii (lub też, inaczej mówiąc, temperatury) fotonów promieniowania relikto-*we* docierających z różnych kierunków. David Wilkinson, który był pionierem badań kosmosu za pomocą mikrofalowego promieniowania tła i członkiem zespołu badawczego tej misji, zmarł we wrześniu 2002 r., przed ogłoszeniem wyników pomiarów.

z równania Friedmanna. Okazało się, że te same linie widma (które rozpoznajemy na podstawie ich układu jednoznacznie charakteryzującego pierwiastek) odpowiadają większym długościom fal w przypadku obiektów bardziej odległych. Na podstawie zjawiska Dopplera stanowi to dowód na to, że im bardziej taki obiekt jest od nas odległy, tym szybciej się od nas oddala. Zależność $v = H_0 d$ między odległością d dalekich obiektów a prędkością v ich oddalania się od nas podana przez Hubble'a nosi dziś jego imię, a stała proporcjonalności H_0 szacowana obecnie na 70 km/(s · Mpc) nazywana jest stałą Hubble'a.

Zarówno analiza promieniowania relikowego jak i promieniowania wysyłanego przez poszczególne obiekty we Wszechświecie dostarcza precyzyjnych informacji o rozpowszechnieniu lekkich pierwiastków, o którym zadecydowały procesy zachodzące w przestrzeni kosmicznej w pierwszych minutach ery kosmologicznej. Nastąpiło wtedy wydarzenie podobne do powstania, znacznie później, promieniowania relikowego: część swobodnych do owej chwili protonów i wszystkie swobodne neutrony połączyły się w pierwsze jądra atomowe. W tym procesie, zwanym pierwotną nukleosyntezą, powstały pierwotne jądra lekkich pierwiastków: deuteru, helu i litu, które znajdują się do dziś w przestrzeni kosmicznej. Dokładny ilościowy opis tego procesu wymaga znajomości oddziaływań cząstek elementarnych.

Bardzo ważnym wnioskiem wynikającym z pomiarów mikrofalowego promieniowania tła jest określenie udziału różnych form energii w całkowitej gęstości energii we Wszechświecie. Wnioski te są niezależnie, choć z mniejszą precyzją potwierdzone przez analizę ruchu gwiazd w galaktykach i obserwacje odległych supernowych. Wspomnieliśmy już wcześniej, że ewolucja Wszechświata zależy od bezwzględnej wartości całkowitej gęstości energii we Wszechświecie. Jest oczywiste, że wnoszą do niej wkład materia i promieniowanie. Intrygujące jest jednak pytanie o wkład wnoszony przez energię potencjalną próżni, charakteryzującą się tym, że związane z nią ciśnienie jest ujemne. Równoważyłoby ono siłę grawitacyjnego przyciągania się materii we Wszechświecie i powodowałoby, że rozszerzałby się on coraz szybciej. Wcześniejsze obserwacje kosmosu nie wskazywały na istnienie takiego efektu w obecnej ekspansji Wszechświata, a zatem sugerowały, że energia potencjalna próżni jest równa zero. Fakt ten było bardzo trudno zrozumieć na gruncie fizyki oddziaływań elementarnych, gdyż np. wkład do energii próżni od samych tylko oddziaływań elektroslabych jest rzędu energii spoczynkowej bozonów W^\pm i Z^0 (jest to tzw. problem stałej kosmologicznej). Nowe, bardziej precyzyjne wyniki obserwacyjne wskazują jednak na przyspieszoną ekspansję Wszechświata, z której wynika, że 70% energii Wszechświata to energia próżni! Paradoksalnie, problem stałej kosmologicznej nie znika, ale staje się jeszcze trudniejszy. Dzieje się tak dlatego, że, jak już pisaliśmy, obecna całkowita gęstość

energii Wszechświata jest bardzo mała w porównaniu ze skalami charakterystycznymi dla oddziaływań elementarnych. Małą obecnie gęstość energii promieniowania i materii można bez trudu zrozumieć jako skutek kosmicznej ekspansji. Gdy Wszechświat był mniejszy, gęstości te były znacznie większe. Ale gęstość energii próżni nie zmienia się w czasie ekspansji. Oznacza to, że dzisiejsze 70% energii zmagazynowanej w energii próżni stanowiło znikomo mały wkład do bilansu energii wczesnego Wszechświata. Wyjaśnienie bardzo małej energii próżni, zarówno w liczbach bezwzględnych jak i w udziale w całkowitej energii wczesnego Wszechświata, wydaje się jeszcze trudniejsze, niż gdyby była ona równa zero. Czym zatem jest owa energia próżni? To właśnie jest pytanie, na które odpowiedź powinna dać fizyka oddziaływań elementarnych.

Pozostałe 30% energii zmagazynowane jest w materii, tzn. w cząstkach lub w tworzonych przez nie skupiskach materii – gwiazdach, galaktykach, gromadach galaktyk. Ta energia związana jest z masami cząstek zgodnie ze wzorem $E = mc^2$. Bardzo ciekawy jest fakt, że w tych 30 procentach energia znanych cząstek, czyli przede wszystkim protonów i neutronów, stanowi tylko jedną szóstą. Pozostałe 5/6 ilości energii zgromadzonej w materii pochodzi z jakiejś nieświecącej (niewysyłającej promieniowania elektromagnetycznego) postaci materii, którą z tego powodu nazywa się ciemną materią. Jej skład pozostaje nadal zagadką, do której klucz leży najprawdopodobniej w fizyce oddziaływań elementarnych. Sama zaś energia promieniowania elektromagnetycznego stanowi obecnie zaledwie ok. 0,1% energii Wszechświata. Intrygujący jest fakt, że nie stwierdzono występowania we Wszechświecie skupisk antymaterii, tj. antyprotonów i antyneutronów. Prowadzi to do kolejnego zasadniczego pytania, skąd się wzięła ta przewaga materii nad antymaterią.

Na powyższych pytaniach nie kończą się jeszcze zaskakujące konsekwencje analizy promieniowania relikowego. Jest ono zasadniczo izotropowe, tzn. średnie energie fotonów docierających do nas z dowolnego kierunku na niebie są z dokładnością do tysięcznej części procenta jednakowe. Oznacza to, że np. fotony biegnące do nas z przeciwnych stron nieba zostały wyemitowane w tym samym czasie, z obszarów, w których musiały panować jednakowe warunki fizyczne. Fakt ten nie wynika z równania Friedmanna, jeśli weźmie się pod uwagę wyznaczany obecnie udział różnych form energii w całkowitej gęstości energii Wszechświata. Choć obecnie jej 70% to energia próżni, 30% to materia i tylko 0,1% to promieniowanie, to, zgodnie z równaniem Friedmanna, proporcje te wyglądały zupełnie inaczej przed emisją promieniowania relikowego. Wtedy Wszechświat zdominowany był przez energię promieniowania. Można stąd obliczyć, że podczas rekombinacji protonów i elektronów w atomy wodoru obszary, z których zostały wyemitowane te fotony, znajdowały się zbyt daleko od siebie, by jakiegokolwiek zdarzenie w historii Wszechświata opisywa-

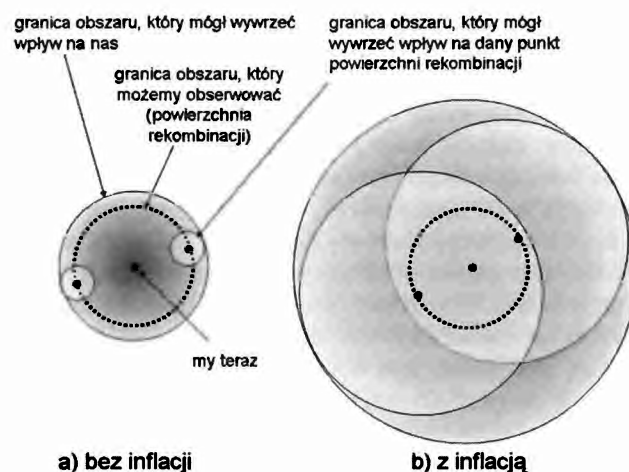
nego znaną fizyką mogło wywrzeć wpływ na oba te obszary. Ujmując rzecz ściślej, obserwowalny obecnie Wszechświat w chwili emisji promieniowania reliktowego musiałby składać się ze stu tysięcy niepowiązanych ze sobą przyczynowo obszarów. Nie można więc zrozumieć, dlaczego panowały w nich wtedy jednakowe warunki fizyczne.

Mimo bardzo dużej jednorodności temperatura promieniowania reliktowego (czyli średnia energia składających się na nie fotonów) docierającego z różnych kierunków wykazuje też drobne fluktuacje. Świadczą one o tym, że przed emisją promieniowania tła występowały jednak niewielkie zaburzenia gęstości prawie jednorodnej plazmy protonowo-fotonowo-elektronowej. Występowanie takich zaburzeń jest też warunkiem koniecznym, aby w trakcie dalszej ewolucji Wszechświata mogły zacząć powstawać gwiazdy, galaktyki i gromady galaktyk, czyli struktury materii, które dziś obserwujemy. Jaka była przyczyna powstania tych tak małych zaburzeń gęstości?

Interesującej odpowiedzi na te pytania udziela idea inflacji. Jeżeli z jakichś powodów we wczesnym Wszechświecie znaczna część wypełniającej go energii była energią potencjalną pola podobną do energii próżni (a nie energią promieniowania), to ciśnienie związane z tą częścią energii było ujemne i równoważyło siłę przyciągania grawitacyjnego. Sprawiało to, że Wszechświat rozszerzał się coraz szybciej⁵, tak że odległość między dwoma ustalonymi punktami mogła w ułamku sekundy wzrosnąć o wiele rzędów wielkości. Co z tego wynika? Po pierwsze, jeśli Wszechświat był wypełniony jakimiś cząstkami, to dzięki tak ogromnemu rozszerzeniu się przestrzeni koncentracja tych cząstek spadałaby niemal do zera – Wszechświat praktycznie by opustoszał. Po drugie, jeśli nawet sygnały wysłane z jednego źródła nie miały czasu, by dotrzeć do bardzo odległych punktów we Wszechświecie, to ten niewielki obszar, do którego były w stanie dotrzeć, został w wyniku inflacji znacznie powiększony i może obejmować cały obserwowany obecnie Wszechświat (rys. 2). Wyjaśniałoby to jednorodność promieniowania reliktowego. Natomiast zastosowanie opisanych wcześniej reguł kwantowej teorii pola, tak owocnych przy badaniu oddziaływań elementarnych, do pola powodującego inflację prowadzi do wniosku, że w polu tym musiały występować drobne fluktuacje (drgania) wokół stanu podstawowego. Te fluktuacje mogły następnie zostać podczas inflacji rozciągnięte do rozmiarów makroskopowych, stając się źródłem niejednorodności gęstości pierwotnej plazmy, obserwowanych obecnie jako fluktuacje temperatury promieniowania reliktowego. Dokładniejsze rachunki wykazują, że taki

mechanizm wyjaśnia obserwowaną dziś wielkość tych fluktuacji rzędu 0,001%.

Kiedy proces inflacji dobiega końca, będąca jego przyczyną energia potencjalna pola zostaje przekształcona w zwykłe cząstki, których miarą średniej energii, po ustaleniu się równowagi termodynamicznej, jest temperatura. Zatem tylko od tego momentu, zwanego podgrzaniem⁶, można mówić o gorącym i gęstym Wszechświecie – i to jest prawdziwy Wielki Wybuch! Chociaż ogólny opis warunków, jakie musiały być spełnione, aby mogła zajść i skończyć się inflacja, jest dość prosty, skonstruowanie dobrego modelu inflacji i podgrzania to wyzwanie stojące przed fizyką oddziaływań elementarnych. Zasadniczą trudnością jest zrozumienie źródła energii potencjalnej we Wszechświecie i wyjaśnienie, dlaczego energia potencjalna pola wywołującego inflację nie została natychmiast zamieniona na energię kinetyczną, jak to się dzieje np. w przypadku krążka znajdującego się na równi pochyłej, tzn. dlaczego pole to pozostawało w stanie o większej gęstości energii potencjalnej dostatecznie długo, by Wszechświat zdążył powiększyć swe rozmiary o wiele rzędów wielkości.

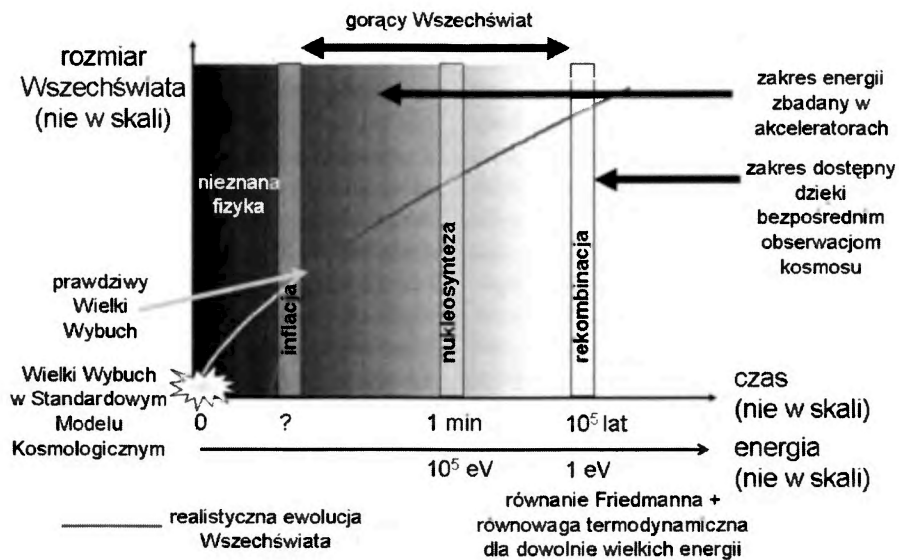


Rys. 2. a) Problem horyzontu. Gdyby nie było inflacji, żadne wydarzenie w historii Wszechświata nie mogłoby wpłynąć na cały obszar, z którego zostało wyemitowane mikrofalowe promieniowanie tła. Dlaczego zatem jest ono tak jednorodne? b) Inflacja usuwa ten problem, zmieniając sposób rozszerzania się wczesnego Wszechświata.

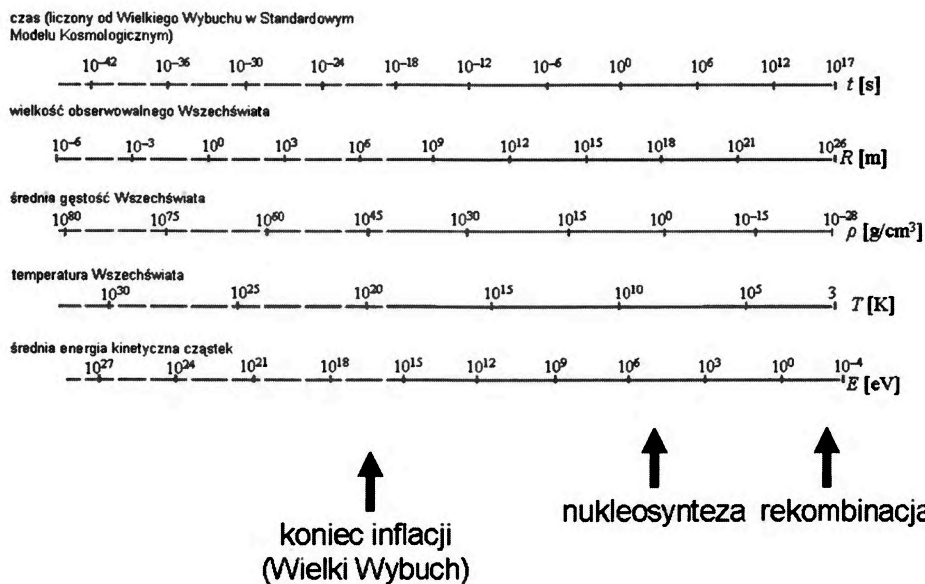
Podsumowując, według obecnej wiedzy historia Wszechświata wygląda jak na rys. 3–4. Opisuje ją Standardowy Model Kosmologiczny uzupełniony

⁵ Prędkość oddalania się od siebie dwóch dowolnych punktów we Wszechświecie (bez ich komunikowania się ze sobą) nie ma nic wspólnego z prędkością poruszającego się ciała, a zatem z prędkością przesyłania sygnałów. Mogła ona być zatem znacznie większa od prędkości światła w próżni.

⁶ W języku angielskim proces ten określa się słowem „reheating”, czyli odgrzanie. Może to sugerować, że przed inflacją we Wszechświecie także panowała wysoka temperatura, na co nie ma obecnie żadnych dowodów.



Rys. 3. Schemat ewolucji Wszechświata



Rys. 4. Podstawowe wielkości charakteryzujące Wszechświat

o ideę inflacji. Opis ten jest jednak wciąż w wielu miejscach niepełny. Dzięki poznanym obecnie prawom rządzącym oddziaływaniami elementarnymi rozumiemy procesy nukleosyntezy i rekombinacji, ale wymienione wcześniej fundamentalne zagadki czekają na bardziej podstawową teorię oddziaływań elementarnych. Zagadnieniom tym poświęcony jest ostatni rozdział.

Wczesny Wszechświat i oddziaływania elementarne

Oddziaływania silne, słabe i elektromagnetyczne, w pełni zrozumiane w ramach Modelu Standardowego, są odpowiedzialne za nukleosyntezę i tworzenie

się obojętnych atomów. Standardowy Model Kosmologiczny razem z Modelem Standardowym oddziaływań elementarnych daje w pełni zgodny z obserwacjami opis historii Wszechświata, począwszy od 1 sekundy po Wielkim Wybuchu. W tym momencie temperatura Wszechświata wynosiła ok. 10 miliardów kelwinów i wciąż panowała równowaga termodynamiczna między elektronami, neutronami, fotonami, protonami, neutronami i jądrami atomowymi, przy czym, zgodnie z rozkładem statystycznym, tych ostatnich było nadal znikomo mało z uwagi na ich dużą masę. Wraz z dalszym obniżaniem się temperatury Wszechświata podstawowe procesy zapewniające równowagę termo-

dynamiczną między protonami, neutronami i innymi cząstkami – tj. przemiany β , czyli np. proces $p + e \rightarrow n + \nu$ – zaczęły przebiegać zbyt wolno w porównaniu z tempem rozszerzania się Wszechświata. Neutrony przestały więc być w równowadze termodynamicznej z resztą cząstek. Oznaczmy przez T_n temperaturę, przy której to nastąpiło. Stosunek koncentracji neutronów do koncentracji protonów (decydujący w ostatecznym rozrachunku o liczbie jąder atomowych) przestał spadać wraz ze spadkiem temperatury otoczenia i ustalił się na poziomie przewidywanym przez rozkład statystyczny dla temperatury T_n . Ponieważ neutrony są nieco cięższe od protonów, stosunek liczby neutronów do liczby protonów zależał w istotny sposób od temperatury T_n , ta zaś od liczby rodzajów neutrino i siły oddziaływań słabych (w Standardowym Modelu Kosmologicznym ten stosunek wynosi ok. 1/6). Nieodwracalne już rozpady β , przekształcające neutrony w protony, elektrony i neutrino, spowodowały następnie dalszy spadek liczby neutronów oraz wzrost liczby protonów (stosunek liczb tych cząstek spadł do obecnej wartości równej ok. 1/7).

Drugi etap nukleosyntezy polegał na łączeniu się protonów i neutronów w jądra atomowe. Początkowo proces ten przebiegał w sposób odwracalny, gdyż znajdujące się we Wszechświecie fotony miały wciąż energie na ogół wystarczające do rozbijania nowo powstających jąder. Dopiero w miarę spadku temperatury Wszechświata energie fotonów zmniejszyły się na tyle, że jądra atomowe nie ulegały już rozbięciu – moment ten zależał od siły wiązania protonów i neutronów w jądra, czyli od właściwości oddziaływań silnych. W rezultacie prawie wszystkie neutrony zostały związane w jądra izotopu helu ^4He , zawierające dwa protony i dwa neutrony. Można stąd obliczyć, że wytworzone w ten sposób jądra ^4He stanowiły ok. 25% pierwotnej materii barionowej. Oprócz tego powstały niewielkie domieszki jąder helu ^3He , deuteru ^2H (0,001–0,1% ogólnej liczby jąder w zależności od początkowej liczby protonów i neutronów) oraz litu ^7Li (ok. 10^{-9} ogólnej liczby jąder).

Nawet niewielka zmiana w fizyce opisywanej przez Model Standardowy oddziaływań elementarnych miałyby dramatyczne skutki dla nukleosyntezy. Gdyby liczba rodzajów neutrino była inna, czyli różna od 3, lub gdyby oddziaływania słabe były jeszcze słabsze (np. gdyby cząstki W^\pm i Z^0 miały większe masy), to zmieniłby się także stosunek liczby neutronów do liczby protonów. Warto także podkreślić, że proces pierwotnej nukleosyntezy zależał w istotny sposób od tego, czy podczas produkcji pierwszych jąder atomowych we Wszechświecie znajdowała się znacząca liczba cząstek niewystępujących w Modelu Standardowym. Obecność takich „intruzów” znacznie zmieniłaby przebieg całego procesu i prowadziłyby do powstania innych ilości lekkich pierwiastków, niż wynika to z danych obserwacyjnych. Dlatego pierwotna nukleosynteza jest ważnym testem wzajemnej zgodności Standardowego Mo-

delu Kosmologicznego i teorii oddziaływań elementarnych.

Fakt, że obserwacje dotyczące rozpowszechnienia lekkich pierwiastków zgadzają się bardzo dobrze z przewidywaniami teoretycznymi jest ważnym – niezależnym od doświadczeń, w których cząstki elementarne zderzają się ze sobą w akceleratorach – potwierdzeniem, że Model Standardowy oddziaływań elementarnych jest doskonałą teorią przy energiach cząstek nieprzekraczających 10^{11} eV. Niemniej, jak już pisaliśmy wcześniej, jest ona prawdopodobnie przybliżeniem jakiejś głębszej teorii, podobnie jak teoria grawitacji sformułowana przez Newtona jest bardzo dobrym przybliżeniem ogólnej teorii względności Einsteina dla niezbyt dużych (w skali kosmicznej) mas i prędkości oddziałujących obiektów. Fizyka oddziaływań elementarnych dostarcza obecnie przede wszystkim argumentów teoretycznych za istnieniem teorii bardziej podstawowej niż Model Standardowy. Jej poszukiwanie, obok odkrycia cząstki Higgsa, było główną motywacją do budowy nowego akceleratora cząstek LHC w CERN-ie. Z drugiej strony, istnieją zagadkowe fakty kosmologiczne związane z procesami, które miały miejsce przed nukleosyntezą: brak antymaterii, istnienie ciemnej materii i energii próżni, istnienie bardzo małych niejednorodności energii w niezwykle jednorodnym Wszechświecie i związana z tym idea inflacji mającej miejsce przed prawdziwym Wielkim Wybuchem, czyli chwilą, w której Wszechświat stał się gorący. Oprócz mas neutrino zagadki te są obecnie głównymi argumentami empirycznymi za istnieniem bardziej podstawowej teorii oddziaływań elementarnych. Co więcej, liczba i precyzja dostępnych danych obserwacyjnych dotyczących tych faktów kosmologicznych pozwala uznać wczesny Wszechświat za doskonałe laboratorium do badania oddziaływań elementarnych.

Czy argumenty teoretyczne dostarczane przez fizykę oddziaływań elementarnych i empiryczne argumenty kosmologiczne wystarczają już do sformułowania tej bardziej podstawowej teorii? Na razie jeszcze nie. Jak już wspomnieliśmy, istnieje zaledwie (aż?!) kilka spójnych koncepcji teoretycznych rozszerzenia Modelu Standardowego, z których najciekawszą i najbardziej elegancką jest bez wątpienia koncepcja istnienia dodatkowej przybliżonej symetrii w przyrodzie, zwanej supersymetrią. Zagadki kosmologiczne nie faworyzują wprawdzie jednoznacznie supersymetrii jako właściwego rozszerzenia Modelu Standardowego, ale często dają się łatwiej rozwiązać w ramach takiej teorii, nakładając na nią jednocześnie istotne ograniczenia.

Najbardziej wyrazistym przykładem jest przewidywane przez teorię supersymetryczną *neutralino*, nowa i ciężka cząstka pozbawiona ładunku elektrycznego, słabo oddziałująca z innymi cząstkami. Z tego powodu *neutralino* byłoby świetnym materiałem na ciemną materię. Aby jednak gęstość tworzących ciemną materię *neutralino* była równa gęstości ciemnej materii wyznaczonej z obserwacji mikrofalowego

promieniowania tła, muszą one mieć ściśle określone właściwości, które mogą być niezależnie sprawdzone w LHC; jest to część programu badawczego tego urządzenia oraz wielu innych eksperymentów.

Inną konsekwencją supersymetrii jest możliwość prostego wyjaśnienia, dlaczego mogła zajść inflacja. W teoriach supersymetrycznych energia potencjalna niektórych pól ma tzw. kierunki zerowe, odpowiadające równi o zerowym nachyleniu w naszym przykładzie z krążkiem na równi pochyłej, a jeśli uwzględnić poprawki kwantowe i efekty związane z naruszeniem supersymetrii – równi o bardzo małym nachyleniu (rys. 5). W takiej sytuacji energia potencjalna krążka byłaby zamieniana na jego energię kinetyczną bardzo wolno. Podobny efekt zachodzi w przypadku pola powodującego inflację: w teorii supersymetrycznej jego energia potencjalna pozostawałaby przez krótki czas praktycznie stała. Ten czas to właśnie okres inflacji, w którym nastąpiło znaczne i gwałtowne rozszerzenie się Wszechświata. Po nim nastąpiła szybka zamiana energii potencjalnej w energię kinetyczną cząstek, czyli podgrzanie Wszechświata.

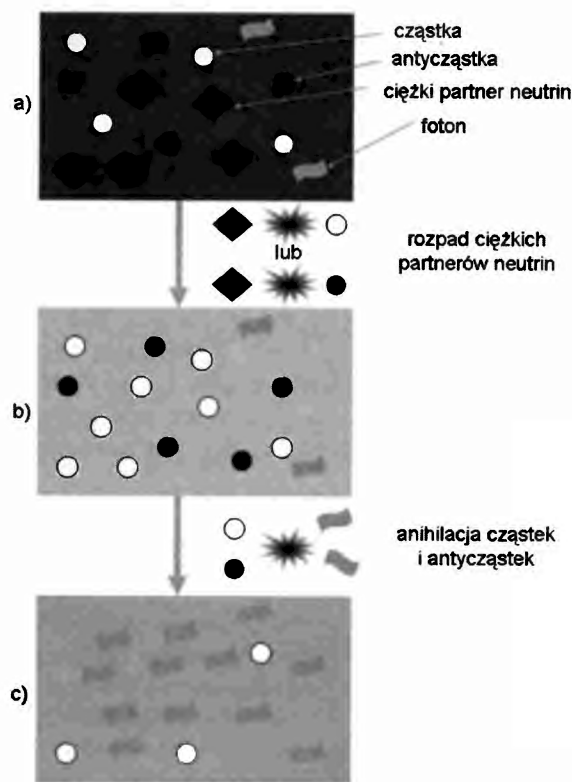


Rys. 5. Inflacja napędzana jest energią potencjalną pewnego pola. Aby ten okres w historii Wszechświata trwał odpowiednio długo, energia potencjalna nie może się natychmiast przekształcić w energię kinetyczną. Dla krążka staczającego się po równi pochyłej ten ostatni warunek oznacza, że równia musi być bardzo płaska. W teorii oddziaływań analogiczny warunek może zapewnić supersymetria.

Rozwiązanie problemu dominacji materii nad antymaterią także wymaga rozszerzenia Modelu Standardowego (patrz także artykuł H.R. Quinn, *Postępy Fizyki* 55, 225 (2004)). Ponieważ podczas inflacji Wszechświat praktycznie opustoszał, przewaga materii nad antymaterią musiała powstać po inflacji w wyniku szczególnych właściwości jakiegoś rodzaju oddziaływań elementarnych. Oddziaływania te powinny odróżniać cząstki od antycząstek, np. prawdopodobieństwo produkcji cząstek powinno być większe niż prawdopodobieństwo produkcji antycząstek. Musiała być także naruszona równowaga termodynamiczna, gdyż w przeciwnym razie każdemu procesowi produkcji cząstki towarzyszyłby proces odwrotny – anihilacja cząstki (rys. 6).

W Modelu Standardowym oddziaływania silne i elektromagnetyczne nie rozróżniają cząstek i antyczą-

stek. Własność tę mają jedynie oddziaływania słabe, co zostało wykazane doświadczalnie przez obserwację samorzutnej zamiany mezonów K^0 i B^0 – cząstek złożonych z par kwark–antykwar – w odpowiadające im antycząstki. Naruszenie symetrii cząstka–antycząstka w oddziaływaniach słabych jest jednak bardzo niewielkie i nie wystarcza do wyjaśnienia obserwowanej we Wszechświecie asymetrii między materią i antymaterią. Naturalnym, dodatkowym źródłem naruszenia symetrii między cząstkami i antycząstkami mogą być rozpad ciężkich cząstek N – tych samych, których istnienie wyjaśnia elegancko bardzo małe w porównaniu z innymi cząstkami wartości mas neutrin. We wczesnych etapach historii Wszechświata cząstki te powinny były wypełniać przestrzeń kosmiczną na równi z materią, antymaterią i fotonami. Przy ochładzaniu się Wszechświata równowaga termodynamiczna tych cząstek została naruszona, tzn. rozpadały się one, lecz przestały już efektywnie zachodzić procesy ich produkcji. Od strony teoretycznej jest bardzo prawdopodobne, że w wyniku rozpadów ciężkich partnerów neu-



Rys. 6. Bariogeneza przez leptogenezę. a) Gorący Wszechświat wypełniony jest wszystkimi rodzajami cząstek, w tym ciężkimi partnerami neutrin. Cząstek i antycząstek jest tyle samo. b) Podczas ochładzania się Wszechświata ciężcy partnerzy neutrin rozpadają się na cząstki lub, co mniej prawdopodobne, na antycząstki. Pojawia się nadwyżka cząstek nad antycząstkami. c) Przy dalszym stygnięciu Wszechświata wszystkie antycząstki anihilują z cząstkami, pozostaje tylko niewielka liczba cząstek i wiele fotonów.

trin może powstać więcej antyleptonów (antycząstek) niż leptonów (cząstek). W wyniku dalszych oddziaływań opisywanych przez Model Standardowy nadwyżka antyleptonów nad leptonami może przekształcić się w nadwyżkę kwarków nad antykwarkami. W wyniku dalszego ochładzania się Wszechświata wszystkie antykwarki uległy anihilacji z kwarkami, tworząc fotony, natomiast z nadwyżki kwarków utworzone zostały baryony – protony i neutrony. Opisany mechanizm nosi nazwę bariogenezy przez leptogenezę, czyli generacji nadwyżki barionów nad antybarionami wskutek uprzedniego wytworzenia asymetrii między leptonami i antyleptonami. Wprawdzie supersymetria nie jest konieczna, aby ten mechanizm mógł zachodzić, ale jest on naturalny tylko w teorii supersymetrycznej ze względu na bardzo dużą różnicę skali elektroslabej i skali mas ciężkich cząstek $N: M_N/M_{W^\pm, Z^0} \approx 10^{12}$, która, jakkolwiek mniejsza od $M_P/M_{W^\pm, Z^0} \approx 10^{16}$, także wymaga wyjaśnienia.

Podsumowanie

Nie ma obecnie wątpliwości co do silnego związku między fizyką oddziaływań elementarnych i kosmologią. Nie jest to jednak wciąż związek partnerski. Kosmologia dostarcza na razie najlepszych empirycz-

nych argumentów za koniecznością rozszerzenia Modelu Standardowego, natomiast fizyka oddziaływań elementarnych – argumentów teoretycznych i konkretnych koncepcji takiego rozszerzenia. Kosmologia nie wyróżnia jeszcze wyraźnie żadnej z koncepcji teoretycznych. Konkretnie idee teoretyczne pochodzące z fizyki oddziaływań elementarnych wyznaczają jednak pewne ramy rozwiązywania zagadek kosmologicznych i są zarazem ograniczane przez dane płynące z obserwacji kosmosu. Z punktu widzenia fizyki oddziaływań elementarnych najciekawszą koncepcją teoretyczną rozszerzającą Model Standardowy jest teoria supersymetryczna, która także ułatwia wyjaśnienie zagadek kosmologicznych. Ostateczna weryfikacja tej teorii będzie jednak możliwa dopiero dzięki akceleratorowi LHC. Jeśli teoria supersymetryczna okaże się prawdziwa, będzie to zasadniczy krok zarówno w kierunku pełniejszego zrozumienia pochodzenia skali elektroslabej oraz mas znanych dziś cząstek, jak i do pełnego zrozumienia wczesnej historii Wszechświata.

Autorzy wyrażają podziękowanie dr. Zygmuntowi Ajdukowi i prof. Piotrowi H. Chankowskiemu za przeczytanie wstępnej wersji tego artykułu i cenne uwagi co do jego ostatecznego kształtu.

Prof. STEFAN POKORSKI kieruje Katedrą Teorii Cząstek i Oddziaływań Elementarnych w Instytucie Fizyki Teoretycznej Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. Jest autorem książki *Gauge Field Theories* (Cambridge University Press) oraz 165 prac naukowych poświęconych m.in. supersymetrii, dodatkowym wymiarom i dekonstrukcji. Jest laureatem Medalu Smoluchowskiego (2003).



Mgr KRZYSZTOF TURZYŃSKI jest doktorantem prof. Pokorskiego; przygotowuje rozprawę doktorską poświęconą wyjaśnieniu asymetrii między materią i antimaterią dzięki oddziaływaniom neutrin we wczesnym Wszechświecie.

■ Robert Olkiewicz

Urodził się w 1962 r. we Wrocławiu. Studiował fizykę na Uniwersytecie Wrocławskim w latach 1982–87, uzyskując magisterium z wyróżnieniem w zakresie fizyki teoretycznej. Po studiach był doktorantem w Instytucie Matematyki Polskiej Akademii Nauk; stopień doktora nauk matematycznych otrzymał w 1992 r. na podstawie rozprawy „Mathematical Constructions Connected with the Berry Phase” (promotorem był prof. Arkadiusz Jadczyk). Od 1992 r. pracuje w Instytucie Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego. Rozprawę habilitacyjną „Klasyczne i kwantowe półgrupy dynamiczne w opisie ewolucji układów fizycznych” przedstawił w 2000 r. i uzyskał stopień naukowy doktora habilitowanego nauk fizycznych. Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych otrzymał 21 czerwca 2004 r. Obecnie jest kierownikiem Zakładu Metod Matematycznych Fizyki IFT UWr, profesorem Uniwersytetu Wrocławskiego.



Jego dorobek naukowy składa się z 40 publikacji w recenzowanych czasopismach naukowych o zasięgu międzynarodowym oraz 7 opublikowanych wystąpień konferencyjnych. Jest również współredaktorem materiałów konferencyjnych Zimowej Szkoły Fizyki Teoretycznej opublikowanych w *Springer Lecture Notes*. Jego specjalnością naukową jest zastosowanie metod algebry operatorów i procesów stochastycznych do opisu dynamiki kwantowej, szczególnie do zagadnień pomiaru, dysypacji i dekoherencji.

Referował swoje prace na wielu konferencjach, z których najbardziej prestiżową był Kongres Fizyki Matematycznej w Londynie w 2000 r.

Wypromował jednego doktora. Prowadząc zajęcia z przedmiotów matematycznych, opracował obszerny zbiór zadań z rozwiązaniami z rachunku różniczkowego i całkowego dla studentów fizyki.

Otrzymał nagrody Rektora UWr (1995 i 1997), Zespołową Nagrodę Ministra Edukacji Narodowej za osiągnięcia naukowe (1998) oraz nagrodę Rektora UWr za rozprawę habilitacyjną (2001).

Jest żonaty, ma troje dzieci (córkę i dwóch synów). Interesuje się filozofią nauki.

■ Irina Dymnikowa

Urodziła się w 1943 r. w Chabarowsku (Rosja). Studiowała na Uniwersytecie Leningradzkim, gdzie w 1965 r. uzyskała magisterium w dziedzinie fizyki teoretycznej. Doktorat obroniła w 1978 r. w Instytucie Fizyki Estońskiej Akademii Nauk w Tartu, habilitowała się w 1992 r. na Uniwersytecie Warszawskim, a tytuł profesora nauk fizycznych otrzymała 26 kwietnia 2004 r.

W latach 1966–88 pracowała w Instytucie im. A.F. Joffego Akademii Nauk ZSRR w Leningradzie, w latach 1990–96 r. była adiunktem, potem docentem w Centrum Astronomicznym PAN im. Mikołaja Kopernika w Warszawie, a od 1996 r. jest profesorem najpierw WSP, a obecnie Uniwersytetu Warmińsko-Mazurskiego w Olsztynie.



Jej specjalność to fizyka teoretyczna. Jest współautorką artykułu „Nonsingular Friedmann cosmology” (1975) cytowanego jako pierwsza praca, w której wprowadzono stadium inflacyjne w ewolucji Wszechświata. Zajmowała się m.in. klasyfikacją geodezyjnych geometrii Kerra, rozpraszaniem cząstek i fotonów, względnym opóźnieniem sygnałów oraz promieniowaniem cząstek w silnym polu grawitacyjnym obracającego się ciała. Wprowadziła pojęcie sferycznie symetrycznej próżni zdefiniowanej przez symetrię jej tensora energii-pędu (nagroda Gravity Research Foundation, 1991). Badała równanie stanu i temperaturę pierwszych cząstek powstających w trakcie przejść fazowych na skali Wielkiej Unifikacji w bardzo wczesnym Wszechświecie, a także sferycznie symetryczne rozwiązania równań Einsteina.

Kierowała grantami KBN dotyczącymi dynamicznej zmienności stałej kosmologicznej w modelach wczesnego Wszechświata oraz w modelach sferycznie symetrycznych, a obecnie przystępuje do realizacji grantu „Ciemna energia i symetria czasoprzestrzeni”.

Jest autorką ok. 100 prac naukowych, w tym artykułu „Czarne dziury” w wydanej w Moskwie *Encyklopedii fizyki*, członkiem kolegium redakcyjnego czasopisma *Gravitation and Cosmology*, współpracuje z zespołami badawczymi z Zurychu, Neapolu, Sankt Petersburga i Moskwy.

Krakowskie sympozjum ILL

W dniach 15–17 września 2004 r. w Collegium Maius Uniwersytetu Jagiellońskiego odbyło się sympozjum „Perspectives for Neutron Science and Partnership at the Institute Laue–Langevin” zorganizowane przez dyrekcję Instytutu im. Maksa von Laue i Paula Langevina w Grenoble. Na jej zaproszenie w obradach wzięli udział oprócz uczestników z Polski goście z Czech, Grecji, Portugalii, Rumunii, Słowacji i Węgier.

Celem spotkania było zaprezentowanie Instytutu i jego możliwości badawczych. Referaty wygłosili dr Colin Carlile – dyrektor Instytutu, prof. Werner Press – zastępca dyrektora oraz ich współpracownicy: dr Alan Hewat, dr Helmut Schober i dr Trevor Forsyth.

Instytut Lauego–Langevina jest konsorcjum instytucji naukowych trzech państw-założycieli: Francji, Niemiec i Wielkiej Brytanii oraz sześciu państw-partnerów: Austrii, Czech, Hiszpanii, Rosji, Szwajcarii i Włoch. Dzięki wysokostrumieniowemu reaktorowi jądrowemu o mocy 57 MW, wyjątkowemu w skali światowej, prowadzone są liczne badania przy użyciu rozpraszania neutronów, szeroko obecnie wykorzystywanego w naukach przyrodniczych i technicznych: fizyce, chemii, biologii, inżynierii materiałowej oraz w innych badaniach stosowanych, a także do badań podstawowych własności neutronu.

Badacze mają do dyspozycji w Instytucie 40 bogato wyposażonych przyrządów (dyfraktometrów, spektrometrów), umożliwiających pomiary w szerokim zakresie temperatury (począwszy od milikelwinów) oraz w wysokich ciśnieniach i silnych polach magnetycznych. Stwarza to wyjątkowo korzystne warunki pracy naukowej. W ostatnich latach wykonywano średnio w roku ok. 750 eksperymentów, w których uczestniczyło corocznie ok. 1500 naukowców.

Badania prowadzone w Instytucie obejmują szeroki zakres zagadnień dotyczących zarówno statycznych, jak i dynamicznych własności materii skondensowanej. Jedną piątą projektów badawczych dotyczy magnetyków. Wykorzystując fakt, że neutron ma moment magnetyczny, wyznaczane są mikroskopowe własności tych związków: struktura magnetyczna i dynamika ich spinów. Określono już w ten sposób m.in. budowę układów wielowarstwowych wykazujących gigantyczny magnetoopór oraz magnetyków molekularnych. W ostatnich latach rozwinięto komplementarne badania przy użyciu neutronów i promieniowania synchrotronowego – w Grenoble są one szczególnie łatwe, gdyż odpowiednie źródła znajdują się obok siebie. Dzięki jednoczesnemu zastosowaniu obu metod ba-

dawczych wykazano m.in. istnienie uporządkowania momentów orbitalnych w manganitach oraz określono złożoną strukturę magnetyczną związku UFe_4Al_8 .

Podobna liczba projektów dotyczyła struktury i dynamiki sieci kryształów oraz własności miękkiej materii (ciekłych kryształów, polimerów), m.in. określono strukturę ultracienkich warstw polimerowych oraz zbadano dynamikę sieci lodu.

W ostatnich latach zakres badań uległ wyraźnemu poszerzeniu m.in. dzięki budowie nowych przyrządów w ramach programu Millennium. Badane są własności nanostruktur, cienkich warstw, stanów powierzchniowych oraz cieczy kwantowych. Bardzo szybko rozwijane są badania układów biologicznych oraz badania materiałowe. Określono strukturę złożonych związków biologicznych, membran, stopów z pamięcią kształtu, ceramiki Ti_3SiC_2 . Ciekawym tematem badań okazała się mikroarchitektura skał. Oprócz prac o charakterze doświadczalnym w Instytucie prowadzone są również prace teoretyczne oraz symulacje komputerowe zmierzające do otrzymania nowych materiałów i nowych przyrządów badawczych. Po wysłuchaniu serii referatów można śmiało stwierdzić, że Instytut jest obecnie jednym z czołowych światowych centrów badań materiałowych i biologicznych.

W trakcie końcowej sesji sympozjum dr Carlile przedstawił ofertę włączenia innych krajów, w tym również Polski, jako członków-partnerów ILL. Jest to bardzo atrakcyjna propozycja dla naszych naukowców wykorzystujących rozpraszanie neutronów, gdyż dzięki niej mielibyśmy dostęp do nowoczesnej aparatury badawczej, co pozwoliłoby na zachowanie i rozwinięcie ponadczterdziestoletniego dorobku polskiego środowiska neutronowego. Znaczenie miałyby również to, że polscy uczeni staliby się członkami międzynarodowej społeczności na równych prawach z kolegami z innych krajów europejskich. Środowisko oczekuje od władz odpowiedzialnych za politykę naukową w Polsce, że stworzone zostaną warunki, aby polscy uczeni wykorzystali tę możliwość.

W przerwie obrad uczestnicy sympozjum zwiedzili Muzeum UJ, łącznie z częścią przyrodniczą, oraz zabytki Krakowa.

Współorganizatorami spotkania były: Zakład Badań Strukturalnych Instytutu Fizyki Jądrowej PAN im. H. Niewodniczańskiego i Zakład Fizyki Ciała Stałego Instytutu Fizyki UJ im. M. Smoluchowskiego.

Andrzej Szytuła
Instytut Fizyki UJ

Dźwięk i jego percepcja

Edward Ozimek: *Dźwięk i jego percepcja. Aspekty fizyczne i psychoakustyczne*, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa–Poznań 2002, s. 464.

Czytelnik otrzymał kolejną książkę poświęconą psychoakustyce. W stosunkowo krótkim czasie, bo od roku 1999, na rynku wydawniczym ukazały się trzy pozycje z tej, raczej wąskiej, dziedziny wiedzy. Są to: *Wprowadzenie do psychologii słyszenia* Briana Moore'a, znanego psychoakustyka angielskiego z Uniwersytetu w Cambridge, *Wykłady z psychoakustyki* Urszuli Jorasz oraz recenzowana tu praca Edwarda Ozimka. Co ciekawe, wszystkie trzy książki są związane z poznańską szkołą psychoakustyki, istniejącą w Instytucie Akustyki Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza. Dwie ostatnie zostały napisane przez członków tej szkoły, a pierwsza była tłumaczona przez Aleksandra Sęka i Ewę Skrodzką, też z Instytutu Akustyki UAM. Zgodnie z chińską maksymą „niechaj zakwita sto kwiatów” jest więc materiał porównawczy. Autor niniejszej recenzji był również recenzentem polskiego tłumaczenia książki Moore'a.

Recenzowana książka Edwarda Ozimka została wydana przez Wydawnictwo Naukowe PWN w roku 2002. Praca liczy 464 strony, składa się z 14 rozdziałów, zawiera też wstęp i wprowadzenie na początku oraz wykaz literatury, wykaz symboli, indeks i angielskie streszczenie na końcu. Wykaz literatury jest bogaty, liczy ok. 750 pozycji. Zgodnie z tytułem książkę podzielono na dwie części. Pierwsza, licząca 4 rozdziały dotyczy fizycznych aspektów dźwięku, druga poświęcona jest aspektom fizjologicznym i psychologicznym odbioru dźwięku przez człowieka. W zamierzeniu Autora książka jest podręcznikiem akademickim przeznaczonym głównie dla studentów starszych lat studiów oraz młodszych pracowników nauki specjalizujących się w akustyce, a zwłaszcza w psychoakustyce. Wymaga ona od Czytelnika pewnego rozeznania w matematyce wyższej, co utrudni jej czytanie studentom kierunków artystycznych (Akademie Muzyczne), medycznych (specjalizującym się np. w laryngologii) oraz humanistycznych (psychologia). Psychoakustyka jest dziedziną nauki, która łączy ze sobą wiedzę fizyczną, anatomiczno-medyczną oraz psychologiczną. Student fizyki specjalizujący się w akustyce, podobnie jak student uczelni technicznej, posiada niezbędną wiedzę fizyczną, popartą znajomością metod matematycznych, natomiast dla studentów pozostałych kierunków wiedza ta może okazać się zbyt trudna. Nie jestem więc do końca przekonany o celowości połączenia aspektów fizycznych i psychoakustycznych w jednym podręczniku, zwłaszcza że wiedza fizyczna przedstawiona w pierwszej części pracy jest wykorzystywana w drugiej jedynie w bardzo ograniczonym zakresie.

Część pierwsza pracy dotyczy zagadnień związanych z mechanizmami wytwarzania fal dźwiękowych, właściwościami i rodzajami fal, a także z przetwarzaniem sygnałów akustycznych. Zawiera informacje dotyczące analizy wid-

mowej dźwięku oraz filtrowania sygnałów. Podaje podstawowe wiadomości o przetwarzaniu cyfrowym sygnałów. Część ta posługuje się dość zaawansowanym aparatem matematycznym. Ponieważ czytelnikami książki mogą być osoby, dla których posługiwanie się tym aparatem może być utrudnione, należałoby wymagać, aby podane informacje były ściśle. Nie jest to niestety zawsze spełnione. W części tej znalazłem wiele drobnych, lecz denerwujących błędów oraz nieściśłości. Na przykład, na s. 29, w przypisie 2, Autor pisze, że moc akustyczna emitowana przez samolot odrzutowy wynosi 10^5 W w odległości 30 m. Moc akustyczna jest oczywiście cechą charakteryzującą źródło dźwięku i nie zależy od odległości. Na stronie 30, wiersz 3 od dołu: jeśli natężenie jest odwrotnie proporcjonalne do kwadratu odległości od źródła, to nie jest to prawo odwrotnej proporcjonalności, lecz prawo odwrotnej proporcjonalności kwadratów. Wzór (1.36) jest błędny, nie zgadzają się w nim jednostki. W przypisie na s. 44 jest oczywistą nieprawdą, że wartość średnia gęstości energii fali stojącej w dowolnym punkcie jest równa zero. Gęstość energii jako wielkość skalarna nie ma nic wspólnego z kierunkiem biegu fali. Średnia gęstość energii jest taka sama w każdym punkcie fali stojącej. Prawdą jest natomiast, że wektor natężenia dźwięku jest w tym przypadku wektorem zerowym. Wzór na s. 50, określający zależność dobroci od logarytmicznego dekrementu tłumienia, jest błędny. Co ma oznaczać stwierdzenie na s. 57: „wyrażając A i B w postaci zespolonej oraz zakładając, że $A > B \dots$ ”? Można porównywać moduły lub argumenty liczb zespolonych, ale nie same liczby. Występują też powtórzenia, np. długość fali jest zdefiniowana raz na s. 18, a drugi raz na s. 22. Na s. 86 wspomniano o algorytmie FFT ze wskazaniem literatury, do której może się skierować czytelnik, a na s. 96 Autor wraca do tego algorytmu i daje jego dość szczegółowy opis. Takich niedociągnięć jest więcej. Biorą się one przede wszystkim z widocznego pośpiechu przy pisaniu tej części pracy.

W książce występuje duża liczba przypisów. Zwraca to uwagę zwłaszcza w części 1. Liczne przypisy są charakterystyczną cechą dzieł z zakresu szeroko pojętej humanistyki. W literaturze technicznej pojawiają się sporadycznie. Wiadomości zawarte w przypisach można było z łatwością umieścić w tekście głównym. Inną cechą zapożyczoną z dzieł humanistycznych jest sposób cytowania literatury w postaci podania nazwiska lub nazwisk autorów cytowanego dzieła i roku jego publikacji. Taki sposób cytowania, stosowany również przez Moore'a w jego książce, jest adekwatny dla dzieł naukowych, w których wskazuje się na twórców opisywanego osiągnięcia. W podręczniku prowadzi to czasem do śmieszności. Na przykład, na s. 78 Autor, podając wzory na współczynniki szeregu trygonometrycznego, cytuje pracę: (Ozimek, 1985). Czemu więc szereg ten nosi nazwę szeregu Fouriera, a nie szeregu Ozimka?

Główną częścią pracy jest część druga, poświęcona percepcji dźwięku przez człowieka. W rozdziale 5 omówiona jest budowa i funkcjonowanie układu słuchowego od ucha zewnętrznego począwszy na centralnym układzie nerwowym skończywszy. W następnych rozdziałach opisane są kolejno – percepcja dźwięku w dziedzinie amplitudy, w dziedzinie częstotliwości, w dziedzinie czasu oraz w dziedzinie przestrzeni (percepcja binauralna). Kolejne rozdziały dotyczą percepcji dźwięków mowy, percepcji obiektów słuchowych, percepcji dźwięku w przypadku zaburzeń słuchu oraz metod badań psychoakustycznych. Ostatni rozdział dotyczy zastosowań psychoakustyki. Układ tej części pracy jest prawie taki sam jak układ wspomnianej książki Moore'a. Zbliżone lub identyczne są tytuły rozdziałów i podrozdziałów, podobna jest ich treść. Tam, gdzie tytuły są różne, lecz ich zawartość dotyczy tego samego, tytuły Moore'a wydają mi się bardziej zręczne. Na przykład „Percepcja głośności” zamiast „Percepcji w dziedzinie amplitudy” i „Percepcja wysokości” zamiast „Percepcji w dziedzinie częstotliwości”. Amplituda i częstotliwość są obiektywnymi cechami sygnałów, natomiast głośność i wysokość są kategoriami odzwierciedlającymi właśnie odczucia subiektywne. Człowiek postrzega więc głośność, a nie amplitudę, oraz wysokość, a nie częstotliwość. Podobny układ pracy i omawianie tych samych zagadnień powodują, że nieuniknione staje się sięganie do tych samych źródeł. Na przykład, naliczyłem ok. 30 rysunków zaczerpniętych z oryginalnych publikacji, które występują w obu książkach. Nie jest to zarzut w stosunku do książki Ozimka. Trudno jest pisać podręcznik, przedstawiający w skondensowanej formie stan wiedzy w danej dziedzinie, unikając jednocześnie powtórzeń w stosunku do innego podręcznika z tej dziedziny. Podobne powtórzenia występują zresztą we wspomnianej wyżej książce Urszuli Jorasz. Inne bywa u Ozimka rozłożenie akcentów. Znacznie bardziej szczegółowo niż Moore opisuje on budowę i funkcjonowanie organu słuchu. Wykład jest tu ilustrowany bardzo ładnymi zdjęciami ucha środkowego (s. 139), przekroju ślimaka (s. 147), rzęsek zewnętrznych komórek słuchowych (s. 148), komórki nerwowej (s. 157), synapsy i ciał neuronów w kontakcie synaptycznym (s. 159). W rozdziale poświęconym pasmom krytycznym i filtrom słuchowym Autor omawia zarówno skalę barkową opartą na koncepcji pasm krytycznych jak i skalę ERB opartą na szerokości filtrów słuchowych. Moore w swojej pracy ma wyraźną awersję do skali barkowej (wprowadzonej przez Zwickera) i omawia głównie skalę ERB (wprowadzoną przez siebie samego). Na skali barkowej opartych jest wiele algorytmów psychoakustycznej kompresji sygnałów fonicznych, które są stosowane m.in. w popularnym systemie MP3. Czytelnik ma prawo wiedzieć o skali barkowej i tę wiedzę u Ozimka znajdzie. Podobnie jest ze skalą melową wysokości dźwięku. Moore nawet o niej nie wspomina, natomiast u Ozimka jest ona omawiana. Osobny rozdział

poświęcony jest zaburzeniom słuchu, percepcji dźwięku w przypadku zaburzeń, metodom diagnozowania uszkodzeń słuchu oraz protezom słuchu: zarówno konwencjonalnym aparatom słuchowym, jak i implantom ślimakowym. Zagadnienia uszkodzeń słuchu są w książce Ozimka potraktowane znacznie szerzej niż u Moore'a. Również rozdział dotyczący metod badań psychoakustycznych jest znacznie obszerniejszy w pracy Ozimka.

Autor wykazał dużą wiedzę w zakresie psychoakustyki i starał się tę wiedzę przekazać Czytelnikowi. W części drugiej niezręczności jest znacznie mniej niż w pierwszej. Wspomnę o kilku. Na s. 219 Autor definiuje gęstość widmową mocy i określa jej jednostkę w watach na herc, chociaż przyjęło się wyrażać tę wielkość w odniesieniu do sygnałów elektrycznych w V^2/Hz , a w odniesieniu do sygnałów akustycznych w Pa^2/Hz . Wynika to z faktu, że gęstość widmowa mocy jest transformatą Fouriera funkcji autokorelacji sygnału (elektrycznego wyrażonego w woltach, zaś akustycznego w paskalach). Przyjęcie W/Hz prowadzi do niezgodności jednostek we wzorze (6.16) i tekście poniżej, ponieważ poziom całkowity dźwięku nie jest poziomem mocy, lecz natężenia dźwięku lub ciśnienia akustycznego. Również komentarz w przypisie 1 byłby zbędny w przypadku przyjęcia V^2/Hz lub Pa^2/Hz .

W rozdziale dotyczącym percepcji w dziedzinie czasu znalazł się podrozdział 8.2 dotyczący sumowania czasowego. Zjawisko sumowania czasowego związane jest jednak z percepcją głośności i powinno się znaleźć w rozdziale 6.

Na s. 316 Autor używa słowa „kroskorelacja”. Uważam ten termin przeniesiony do języka polskiego z angielskiego za potworek językowy. Najbardziej zręczne i oddające istotę sprawy wydaje mi się określenie „korelacja skrośna”. Używanie terminów i skrótów angielskich występuje w książce bardzo często. W większości przypadków jest to uzasadnione, ponieważ skróty te przyjęły się w polskiej terminologii psychoakustycznej. Zastrzeżenia miałbym może w stosunku do skrótu rms (root mean square) (s. 27) na oznaczenie wartości skutecznej. Zamiast indeksu rms (p_{rms} – ciśnienie skuteczne) można użyć po prostu skrótu „sk” (p_{sk}).

Podsumowując recenzję stwierdzam, że książka Edwarda Ozimka jest dziełem pożytecznym, dającym zainteresowanemu czytelnikowi rzetelną wiedzę psychoakustyczną. Myślę, że fizycy, którym aspekty fizyczne nauki o dźwięku są znane, powinni też sięgnąć po bardziej zaawansowane pozycje. Zaletą książki jest dużo informacji dotyczących anatomii i fizjologii narządu słuchu, medycyny i psychologii. Informacje te są podane w przystępny sposób. Książka jest bardzo starannie opracowana pod względem edytorskim.

Andrzej Dobrucki
Politechnika Wrocławska

Józef Werle – wspomnienie o fizyku i filozofie

Józef Werle urodził się 23 lipca 1923 r. w Margoninie w zachodniej części Polski, w pochodzącej z Kresów rodzinie mieszczańskiej, z ojca Józefa i matki Stanisławy Chłodzińskiej. Po przeprowadzeniu się rodziców do Poznania uczęszcza do szkoły podstawowej, a następnie do gimnazjum im. K. Marcinkowskiego. W czasie okupacji pracuje w Poznaniu jako ślusarz i frezer, a od wiosny 1944 r. – w obozach pracy przymusowej w Karlsruhe i Kaufbeuren. Maturę zdaje w styczniu 1945 r. i w tym samym roku rozpoczyna wyższe studia fizyki i chemii na Uniwersytecie Poznańskim. Dyplom magistra otrzymuje w roku 1950.

Początkowo interesuje się fizyką i chemią w równym stopniu. Ta ostatnia podarowała mu towarzyszkę życia – swą umiłowaną żonę znalazł wśród krakowskich studentek chemii. Pracę naukową i dydaktyczną rozpoczyna w roku 1947 jako zastępca asystenta w Wyższej Szkole Inżynierskiej w Poznaniu. W roku akademickim 1949/50 jest młodszym asystentem na Uniwersytecie Jagiellońskim. W roku 1950 przenosi się do Warszawy, gdzie zostaje asystentem prof. Leopolda Infelda. W 1954 r. uzyskuje na Uniwersytecie Warszawskim stopień doktora nauk fizycznych, a dwa lata później zostaje docentem. W 1958 r. zostaje mianowany profesorem nadzwyczajnym. W następnym roku przedstawia rozprawę habilitacyjną. Jej tematem jest zastosowanie metody Einsteina–Infelda–Hoffmanna do mezonowej teorii sił jądrowych. W roku 1965 zostaje profesorem zwyczajnym Uniwersytetu Warszawskiego. W tymże roku zostaje wybrany na członka korespondenta, a następnie – w 1976 r. – na członka rzeczywistego Polskiej Akademii Nauk.

Przez wiele lat był zastępcą dyrektora, a w latach 1965–75 dyrektorem Instytutu Fizyki Teoretycznej UW. Kierował też Zakładem Teorii Jądra i Reakcji Jądrowych w tym instytucie.

Przebywał wiele lat za granicą, prowadząc badania naukowe, seminaria i wykłady. Z jego staży zagranicznych warto wymienić pobyty w ośrodkach naukowych Anglii, RFN, Danii, Szwecji, Francji, Włoch, Szwajcarii, Hiszpanii, Meksyku, Japonii, Chin, Stanów Zjednoczonych i Związku Radzieckiego. Przy okazji odwiedzania instytutów naukowych miał liczne wykłady. Swoje wyniki referował także na konferencjach, aktywnie działał też w wielu krajowych i międzynarodowych organizacjach naukowych.

Był wieloletnim przewodniczącym i członkiem Komitetu Fizyki PAN oraz członkiem Rady Naukowej Instytutu Badań Jądrowych. Należał do Polskiego Towarzystwa Fizycznego, Polskiego Towarzystwa Uniwersalizmu, Towarzystwa Popierania i Krzewienia Nauk, Towarzystwa Naukowego Warszawskiego. Przez dwie kadencje (do roku 1996) był wiceprezesem

Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP).

Józef Werle rozpoczął działalność naukową w pierwszej połowie lat 50. Jego pierwsze prace były poświęcone mezonowej teorii sił jądrowych, a w szczególności obliczeniom relatywistycznych poprawek do zwykle stosowanych statycznych potencjałów oddziaływania nukleon–nukleon ($N-N$) otrzymywanych w przybliżeniu adiabatycznym. Zaproponował w tych pracach nową metodę przybliżeń, odmienną od opartych na rozwijaniu względem potęg v/c metod konwencjonalnych, które załamują się w pobliżu osobliwości. Jego metoda działa dobrze także w przypadku osobliwych potencjałów; wynika z niej, że doświadczalnie odkryty odpychający rdzeń w potencjale $N-N$ jest efektem czysto relatywistycznym.

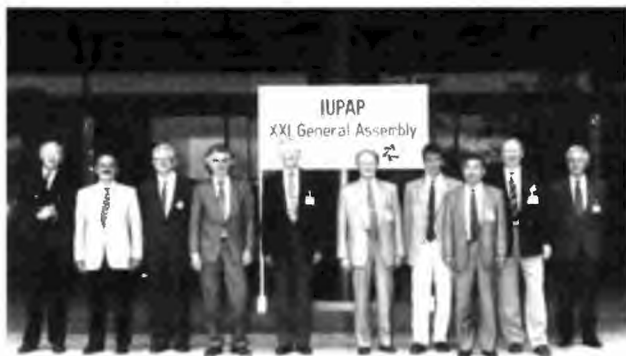


Józef Werle z żoną w czasie pobytu w Chinach w 1980 r.

Następna seria prac była poświęcona w pełni relatywistycznym badaniom korelacji kątowych i efektów polaryzacyjnych w różnych reakcjach. Inna seria dotyczyła problemu symetrii wewnętrznych i tzw. grup dynamicznych. Wysunięta została w nich m.in. hipoteza, że generatory niektórych grup symetrii wewnętrznych mogą komutować z operatorami czteropędkości, choć nie z operatorami translacji. Hipoteza ta prowadzi do interesującej klasy niezamkniętych algebr, z których wynika występowanie nietrywialnych wzorów masowych. Ten sam pomysł został potem zastosowany we współpracy z wieloma innymi fizykami do konstrukcji matematycznie spójnych i fizycznie interesujących modeli leptonowych rozpadów hadronów.

W kolejnej serii prac Werle zaproponował i zastosował do różnych reakcji wygodne reprezentacje

w pełni relatywistycznych rozwinięć na fale parcjalne amplitud reakcji wielocząstkowych. Pierwszy zaproponował nowy typ nieliniowych równań Diraca i Kleina–Gordona w czterowymiarowej przestrzeni Minkowskiego z ułamkowymi potęgami skalarów pola. Znalazł jawne rozwiązania dla różnych klas tych równań, które mają postać nierozpływających się solitonów o nośniku zwartym. Zaproponował też nowy hydrodynamiczny model hadronów, w którym można opisywać w sposób klasyczny procesy kreacji i anihilacji cząstek za pomocą odpowiednich związków między na ogół niezachowanymi prądami wektorowymi.



Podczas XXI Zgromadzenia Ogólnego IUPAP (Nara, Japonia, wrzesień 1993 r. – Józef Werle trzeci od lewej)

W ostatnich latach życia Werle badał pewien model hadronów opisany za pomocą układów sprzężonych, nieliniowych pól Diraca reprezentujących kwarki. Wykazał, że pewien prosty mechanizm nazwany przez niego „ukrytym naruszeniem symetrii kolorowej” powoduje uwięzienie kwarków.



Na spacerze z rodziną; od lewej Józef Werle, jego córka Anna, wnuczka Małgorzata i zięć Lech Wilczyński

Był promotorem 14 prac doktorskich. Wielu jego doktorantów uzyskało stopień doktora habilitowanego, kilku – nominację profesorską.

Józef Werle jest autorem trzech książek: podręcznika *Termodynamika fenomenologiczna* (PWN, 1957) obejmującego również termodynamikę procesów nieodwracalnych; popularnej książki z dziedziny epistemologii fizyki *Rozwój i perspektywy fizyki* (Omega, 1970) oraz monografii *The Relativistic Theory of Reactions* (PWN i North-Holland, 1966). Ta ostatnia ujmuje różne konsekwencje ścisłych i przybliżonych symetrii oraz innych, w zasadzie niemodelowych założeń.

Opublikował ponad 70 prac naukowych oraz ponad 100 artykułów popularnonaukowych i publicystycznych, m.in. w *Nauce Polskiej*, *Postęпах Fizyki*, *Problemach*, *Kosmosie*, *Rzeczpospolitej* i *Polityce*.

Dużo wymagał od siebie i od innych. Był bardzo ceniony i cieszył się powszechnie wielkim zaufaniem.

Zmarł tragicznie w wypadku samochodowym 4 maja 1998 r.

* * *

Oprócz fizyki Józef Werle wniósł trwały wkład także do filozofii. Wkład ten jest co najmniej trojako rodzaju.

1) Filozofia nauki. Za przykład niechaj służy znakomita rozprawa opublikowana w *Nauce Polskiej* „Jak odkrycie radioaktywności otworzyło bramy do poznania fizycznego mikroświata” (patrz także *PF* 49, 89 (1998)). Oto jej konkluzja:

Szkic ten pokazuje kierunki zmian, jakie zaszły w epistemologii nauk fizycznych w XX w. Aż do końca XIX w. uczeni i filozofowie byli przekonani, że postęp tych nauk polega na kolejnym odkrywaniu coraz nowych, bezwzględnie prawdziwych i – przynajmniej potencjalnie – ścisłych faktów oraz praw Natury, bez potrzeby rewizji i korekty już raz dobrze sprawdzonych odkryć. Wiek XX przyniósł świadomość, że odkrywane prawdy naukowe są nie tylko cząstkowe, lecz także przybliżone (tzn. niezupełnie dokładne). Innymi słowy: każda teoria fizyczna ma określony zakres stosowności, ograniczony zarówno jakościowo, jak i ilościowo. Z teorii wyższego rzędu w hierarchii wynikają koncepcje i teorie niższego rzędu jako przypadki szczególne lub przybliżenia. Tak więc znalezienie teorii wyższego rzędu tworzy szerszy punkt widzenia i nowy metajęzyk. Nie powoduje to jednak odrzucenia i zapomnienia dobrze sprawdzonych teorii niższego rzędu, lecz tylko określa ich zasięgi i stopnie dokładności. Tak więc w XX w. badacze przyrody stali się skromniejsi. Są dziś świadomi tego, że naukowa wiedza o Przyrodzie nie jest ani wszechobjmująca, ani absolutnie prawdziwa, ani całkowicie dokładna. Jest nie tylko cząstkowa, lecz także przybliżona. Tzw. ścisłe nauki przyrodnicze nie są więc absolutnie ścisłe, choć w wielu sytuacjach mogą być zdumiewająco dokładne. Mimo świadomości tych ograniczeń możemy być jednak dumni z faktu, że przyrodnicza wiedza naukowa jest sprawdzalna oraz że jest bardziej spójna, ogólniejsza, dokładniejsza i pewniejsza od wszelkiej nienaukowej wiedzy o Świecie.

2) Antropologia filozoficzna i teoria wartości. Za przykład niechaj służy rozprawa „O pożytkach różnych systemów wartości”, opublikowana w wydawnictwie Polskiego Towarzystwa Uniwersalizmu z 1996 r. Oto podstawowa część konkluzji.

W celu zahamowania i odwrócenia procesów rozkładu moralnego i społecznego należy odejść od praktykowanych powszechnie od kilku wieków indywidualizujących i nadmiernie liberalnych, a jednocześnie zbyt egoistycznych i destrukcyjnych postaw (B). [B oznacza postawy wprowadzone przez Odrodzenie – A.G.]. Należy je zastąpić przez odpowiednie połączenie szczególnie pożądanymi dyscyplinującymi i prospołecznymi postaw i wartości z listy (A) [A to postawy późnego Średniowiecza – A.G.] z równie pożądanymi aktywizującymi postawami z listy (B). Oczywiście na tej pierwszej należy zmodyfikować postawy zbyt konserwatywne, rodzaje pokusy autokratyczne lub za bardzo kolektywistyczne, a z drugiej listy należy wyliczyć groźne społecznie postawy skrajnie hedonistyczne, egoistyczne, demoralizujące, agresywne itd.

Ostatnie dwa wieki dodały jeszcze inne akceptowane w krajach rozwiniętych wartości i postawy, których nie ma ani na liście (A), ani na liście (B). Są to np.: (C): sprawiedliwość społeczna, równość szans i praw, równouprawnienie płci, wolność słowa, wolność wyznania, powszechne braterstwo, powszechna oświata, demokracja, parlamentarizm, niezawisłe sądownictwo, bezpieczeństwo i pokój, myślenie i działanie globalne, globalna współpraca ekonomiczna, ochrona przyrody i środowiska, oszczędzanie surowców i energii itd.

Oczywiście podane (...) listy (A), (B) i (C) nie są kompletne i stanowią tylko szkice charakteryzujące najważniejsze – moim zdaniem – różnice omawianych systemów wartości. Pożądaną syntezę odpowiednich pozytywnych postaw oznaczę symbolem (abc), gdzie małe litery oznaczają, że nie chodzi o prostą sumę niejednokrotnie sprzecznych postaw (A), (B), (C), lecz o taki dobór wziętych z nich składników, by mogły stać się one komplementarnymi (wzajemnie uzupełniającymi się) członami synergicznej całości. Sądzę, że jest to celowe i wykonalne, a wielki krok w tym kierunku zrobili już za nas Japończycy. Upowszechnianie postaw (abc) nie powinno być jednak traktowane jako cel samoistny, lecz powinno być wykorzystane jako istotny warunek powodzenia programu osiągania szerszych i głębszych celów rozwoju: materialnego i duchowego, ekonomicznego i kulturalnego, umysłowego i etycznego. We współczesnym świecie akceptacja tak wyważonych postaw (abc) powinna odegrać pozytywną rolę we wszystkich krajach.

W bogatych krajach rozwiniętych powinny one odwrócić procesy moralnej degeneracji i społecznej destrukcji i stać się czynnikiem stabilizującym społeczeństwo. Natomiast w krajach ubogich i technologicznie zacofanych mogą one stać się motorem pożądanego przyspieszenia rozwoju cywilizacyjnego, ładu społecznego i dobrobytu opartego oczywiście na skutecznej gospodarce kapitalistycznej (K) i postępie naukowo-technicznym (NT).

3) Uniwersalizm. Za przykład niechaj służy ogół dokonań uprzedmiotowionych w naszym wspólnym *Protosłowniku uniwersalizmu* (WN Scholar, Warszawa 1996). Napisał w nim m.in.:

Redukcjonizm fizyczny, czyli fizykalizm jest raczej zbyt ambitną tezą tzw. neopozytywistów głoszącą, że języki używane we wszystkich naukach realnych można – czy wręcz należy – sprowadzić do języka fizyki jako nauki najbardziej podstawowej, dotyczącej wszelkich obiektów materialnych. Przekonanie to znajduje także pewne wsparcie w niewątpliwym fakcie powszechnego stosowania w fizyce ilościowych metod eksperymentalnych oraz formułowania fizycznych pojęć i praw Przyrody w ścisłych i uniwersalnych językach matematyki. Jednakże nawet w obrębie samej fizyki sprawa redukcji języków naukowych jest bardzo skomplikowana. Opisujące rzeczywistość teorie fizyczne

tworzą fascynującą hierarchiczną strukturę coraz bardziej syntetycznych, coraz ogólniejszych i dokładniejszych teorii obejmujących swoim zasięgiem coraz większe obszary zjawisk. Powstanie bardziej syntetycznej teorii wyższego rzędu wprowadza zawsze nowy metajęzyk pojęć i praw fizycznych oraz formalizmów matematycznych. Taka syntetyczna teoria umożliwia dedukcję wielu bardziej szczegółowych teorii niższych rzędów jako przybliżeń lub przypadków szczególnych. Nie oznacza to jednak wcale odrzucenia teorii niższego rzędu i ich odrębnych języków. Są one nadal używane i przydatne ze względu na swoją prostotę i wystarczającą dokładność.

Na przykład z opisującej zjawiska mikroświata mechaniki kwantowej można wydedukować równania mechaniki klasycznej Newtona i język jej pojęć adekwatnych dla dużych (makroskopowych) mas. Ma to bardzo ważne znaczenie filozoficzne (epistemologiczne), jako że podaje konkretne formy spójności i związków nauk fizycznych dotyczących różnych poziomów złożoności. Ale nie powoduje to bynajmniej zaniechania praw i pojęć mechaniki klasycznej i zastąpienia ich bardziej wyrafinowanymi i ogólniejszymi – ale też dużo bardziej skomplikowanymi – prawami i pojęciami mechaniki kwantowej. Nikt przy zdrowych zmysłach nie będzie używał mechaniki kwantowej np. przy konstrukcji samolotu czy przy opisie ruchu planet. Nie można więc powiedzieć, że język i prawa mechaniki klasycznej stały się niepotrzebne, gdyż są w pewnym sensie zawarte w mechanice kwantowej. Podstawowe pojęcia mechaniki kwantowej to np.: funkcja falowa jako amplituda prawdopodobieństwa i wektor stanu w nieskończonej wymiarowej przestrzeni Hilberta, równanie ewolucji Schrödingera, operatory liniowe reprezentujące obserwabla, wartości własne tych operatorów jako wartości otrzymywane w dokładnych pomiarach itd. Natomiast w mechanice klasycznej podstawowymi pojęciami są: położenie, prędkość, przyspieszenie cząstki masowej (jako funkcje czasu), siła, trajektoria w przestrzeni, równania dynamiki Newtona itd. Są to tak zasadniczo odmienne zestawy pojęć i praw, prowadzące do tak odmiennych opisów dwu przecież bardzo różnych obszarów zjawisk, że fakt istnienia pewnego powiązania genetycznego między nimi jest niezwykle frapujący od strony filozoficznej, ale... nie ma praktycznego znaczenia. Innymi słowy każdy poziom, czy nawet większy obszar poznania, wymaga zastosowania własnego, adekwatnego języka, który jest konieczny i nie da się zastąpić przez niepotrzebnie zbyt skomplikowane języki teorii z wyższych poziomów. Pojęcia i prawa bardziej szczegółowe nie mogą być jednak sprzeczne z pojęciami i prawami teorii bardziej syntetycznych.

* * *

Na odrębne – choćby krótkie – omówienie zasługują osiągnięcia Józefa Werlega w popularyzacji nauki. Przywołam tu trzy rozprawy: „Rozwój i rola fizyki w przyszłości”, *Postępy Fizyki* 22, 471 (1971), „Co fizyka zawdzięcza Kopernikowi, a Kopernik fizyce?”, *Postępy Fizyki* 25, 311 (1974), „Jak nauki fizyczne odkrywały jedność przyrody”, *Postępy Fizyki* 43, 5 (1992).

Z pierwszej pracy pragnę przypomnieć końcowe akapity.

Nauki przyrodnicze mogłyby zawrzeć wreszcie głębszy związek ze społeczeństwem. Mogłyby dać mu nie tylko produkty końcowe swej działalności potrzebne technice. Wspomniany (...) wewnętrzny mechanizm działania i rozwoju fizyki i innych nauk przyrodniczych mógłby stać się – po

odpowiednich adaptacjach – wzorem dla funkcjonowania i rozwoju społeczeństwa.

Jestem pewien, że wielu (...) pomyśli w tym miejscu, że jest to po prostu bzdura, a co najwyżej fantastyka. Sprawy społeczne wydają się bowiem tak odległe od przyrodniczych. A jednak świat się rusza... i właśnie w tym kierunku.

Otóż główne nauki społeczne: socjologia, psychologia, ekonomia i inne bardziej wyspecjalizowane jeszcze nie tak dawno uważano powszechnie za część filozofii. Jako takie dzieliły z filozofią skłonności do czysto spekulatywnego myślenia i do tworzenia apriorycznych systemów. Celowa empiryczna weryfikacja filozoficznych systemów nie była praktykowana, więc ich przyjęcie lub odrzucenie miało najczęściej charakter raczej religijny, a nie naukowy.

Z drugiej strony właśnie wymienione dyscypliny społeczne mają kolosalny wpływ na praktykę rozwoju społecznego, na metody kierowania, zarządzania i wychowania społeczeństwa, na sposób podejmowania decyzji, na sprawy moralne i polityczne. Jest więc oczywiste, że panujące doktryny socjalne, ekonomiczne, psychologiczne itp. mają kolosalne znaczenie dla funkcjonowania i rozwoju społeczeństwa i państwa.

Na naszych oczach dokonują się poważne zmiany na tym odcinku. Zaczyna się coraz szerzej wprowadzać do nauk społecznych metody ilościowe, pomiary i matematyczny zapis. Zaczyna się myśleć o konieczności ilościowego, eksperymentalnego sprawdzania hipotez i teorii. Coraz częściej mówi się o wzajemnej zależności zjawisk społecznych, o ilościowych prawach i związkach przyczynowych, o ilościowych przewidywaniach. Innymi słowy dyscypliny społeczne stają się coraz bardziej naukami *par excellence* przyrodniczymi.

(...) Chodzi więc o to, by uznać wreszcie, że racjonalno-empiryczna nauka to nie tylko wiedza zaspokajająca naturalną ciekawość lub będąca podstawą uprzyjemniających nam życie wynalazków. Nauka to także styl lub sposób myślenia i działania. Jest to przy tym najnowszy i na razie najskuteczniejszy, najpewniejszy sposób myślenia, przewidywania i wszelkiego – a więc również społecznego – działania.

Z pracy drugiej wydobędę wątki wiążące się z danymi w jej tytule pytaniami.

Uważam, że odkrycie skutecznej metody badań naukowych jest największym osiągnięciem umysłu ludzkiego. Ogólna metoda naukowa przyjęta później przez całe przyrodoznawstwo została stworzona już w prawie dojrzałej postaci w fizyce w ciągu XVII wieku. Pewne rozszerzenie i pogłębienie jej przyniósł dopiero wiek XX. Za twórców nowoczesnej metody naukowej uważa się zwykle Galileusza, Descartes'a, a przede wszystkim Newtona. Jednakże początki nowej metody i dokonanie właściwego przełomu zawdzięczamy niewątpliwie Kopernikowi.

(...) Kopernik wierzył w sposób oczywisty w realność świata i jego poznawalność za pomocą zmysłowych obserwacji i rozumowania. Jego metoda jest ścisła, oparta na pomiarach i matematyce. (...) Kopernik korzystał w sposób zupełnie widoczny z założenia jedności materii oraz jednolitości i uniwersalności praw przyrody.

(...) Wielkie znaczenie mają w książce Kopernika argumenty estetyczne. Píše on często o doskonałych kształtach i ruchach, o pięknie naturalnego porządku, o pięknie symetrii i prostocie lub pięknie Natury. (...) Estetycznych argumentów nie uważa się dziś za niewłaściwe i niegodne nauki lub za oznakę ignorancji, lecz za objaw specyficznego zmysłu, który posiadają tylko badacze z zakresu ścisłych nauk przyrodniczych: jest to zmysł matematycznego piękna Natury.

To tyle co do odpowiedzi na drugie pytanie.

A w sprawie pytania pierwszego pisze Werle tak:

Reasumując chciałbym podkreślić, że (...) teoria Kopernika stała się przebogatym źródłem najbardziej płodnych i fundamentalnych dla dalszego rozwoju nauki pytań i problemów dotyczących

- 1) dynamicznych praw i zasad fizyki,
- 2) fizycznej struktury Wszechświata,
- 3) podstawowych zasad ogólnej metody naukowej przyrodoznawstwa,
- 4) wielu filozoficznych problemów ludzkiego poznania, miejsca człowieka we Wszechświecie itp.

Zasługi Kopernika dla rozwoju fizyki nie polegają więc na wadze jego własnych odkryć fizycznych, lecz na wadze problemów fizycznych, jakie otworzył dla wielu następnych pokoleń. (...) Galileusz jest pełen zachwytu dla Kopernika i jego dzieła, które świadomie kontynuował. (...) Tak więc od Kopernika zaczęła się historia nie tylko nowożytnej astronomii, lecz także nowożytnej fizyki.

Praca trzecia, nazwana najpierw „Rola fizyki w integracji nauk przyrodniczych” i przedstawiona na sesji naukowej Zgromadzenia Ogólnego PAN (grudzień 1990 r.), szczegółowo relacjonuje trzy ostatnie wieki rozwoju nauki, zwłaszcza tej o przyrodzie. Autor wyróżnia dziewięć „rewolucji integracyjnych” (mechanika klasyczna, termodynamika, elektrodynamika, szczególna teoria względności i mechanika relatywistyczna, teoria grawitacji, teorie statystyczne, mechanika kwantowa, elektrodynamika kwantowa, teoria oddziaływań elektroslabych) i pisze w związku z tym:

Konstruując naszkicowaną tu hierarchiczną piramidę teorii, fizycy byli i są urzeczonymi odślanianym stopniowo ogromem, pięknem i poznawczą wartością tego nie dokończonego przecież dzieła. Czyż nie jest urzekający ten ciąg spójnych teorii sięgających coraz głębiej w mikroskopową strukturę materii i przyczyny obserwowanych zjawisk; teorii coraz bardziej syntetycznych, uniwersalnych i fundamentalnych, o coraz większym zasięgu stosowności i dokładności? Czy nie jest piękna matematyczna prostota i zwartość podstawowych równań tych teorii, opisujących przecież nieskończenie wiele zupełnie odmiennych obiektów, stanów i procesów? Czyż nie są przepiękne zawarte w tych równaniach symetrie (harmonie) Natury?

Podobny walor mają jednak także świetnie przeprowadzone syntezy poznawcze, takie jak w zasygnalizowanej tu relacji o odkrywaniu jedności przyrody.

* * *

Straciliśmy przyjaciela, przyjaciela mądrego, jedynego w swym rodzaju i niezwykłego. Nikt i nic tej straty nie zapełni.

W mej pamięci i moim przeżyciu podstawowymi przekonaniami Józefa Werlega, formującymi jego postawę poznawczą, były:

- 1) przekonanie o jedności świata i jedności fizyki będącej tego świata opisem, zmiennym wraz ze zmianą kondycji ludzkiej, lecz mającym stale ten sam obiekt i tę samą ukrytą w nim prawdę;
- 2) przekonanie o całkowitej odmienności filozofii od fizyki: fizyka – jako struktura prawd o świecie – jest nośnikiem harmonii świata, filozofia zaś – rozgar-

diaszem niezależnych, zagubionych, niesłyszących się nawzajem głosów;

3) przekonanie, że do prawd o świecie jest w stanie docierać tylko umysł czysty, nieskalany żadną podłością lub złem uczynionym światu bądź uczynionym ludziom;

4) przekonanie, że wszystko jest procesem.

Józef Werle nie był probabilistą, czyli kimś, kto filozofuje, dobrowolnie wychodząc z obszaru rygoru nauki, by przyjąć rygor znacznie słabszy, bo kontrolowany jedynie przez wewnętrzne światło prawdy. Miał jednak wyraźne intuicje tego szczególnego piękna, które tworzy ujęty w karby chaos, udatnie opisujący przejawy życia.

Józek był naszym rzetelnym, prawdziwym przyjacielem, człowiekiem ważnym dla wielu. Dla niektórych był mistrzem, dla wszystkich zaś – opiekunem, według określenia Tadeusza Kotarbińskiego – opiekunem spo- legliwym.

Trzeba, by takim pozostał w naszych sercach i w naszych czynach.

Niniejszy artykuł w swej części biograficznej jest oparty na następujących materiałach źródłowych: Józef Werle, Curriculum vitae; Józef Werle, Karta osobowa członka Polskiej Akademii Nauk (1986); Jerzy Pniewski, Opinia w sprawie nadania godności członka rzeczywistego PAN (1976); Andrzej Góralski, „Józef Werle – fizyk i filozof”, *Wspólnotowość i postawa uniwersalistyczna*, nr 1, 1999; Piotr Kielanowski, „Józef Werle – wspomnienie”, *Gazeta Wyborcza*, maj 2000 r.; Jan Stankowski, „Józef Werle (1923–1998)”, *Nauka Polska*, nr 3, 1998.

Serdecznie dziękuję dr Barbarze Wojtowicz-Natanson i prof. Romanowi Teisseyre za udostępnione materiały.

Andrzej Góralski

Zakład Metodologii

i Pedagogiki Twórczości

Akademia Pedagogiki Specjalnej

Warszawa

Sławomir Chojnacki (1929–2004)

2 maja 2004 r. po krótkiej chorobie, która zaatakowała go w pracy, przy biurku, zmarł profesor Sławomir Chojnacki. Był człowiekiem niezwykłym, bardzo aktywnym i ruchliwym. Dla każdego miał dobre słowo, życzliwość i uśmiech; takim go zawsze będziemy pamięć.



Sławomir Chojnacki

Absolwent Politechniki Łódzkiej, inżynier chemik, od początku swej drogi zawodowej związał się z badaniami w dziedzinie fizyki jądrowej, najpierw w swej łódzkiej Alma Mater (gdy był jeszcze studentem), a później – jako asystent, adiunkt, docent i wreszcie profesor – w Uniwersytecie Warszawskim, na Hożej. W Katedrze Fizyki Jądra Atomowego pracował od chwili jej powstania. Tu zdobył szlify doktorskie, tu się habilitował. Był pracownikiem Uniwersytetu Warszawskiego od 1954 r., pełniąc rozmaite funkcje – zawsze pełen entuzjazmu i energii.

Sławek był urodzonym eksperymentatorem: pomysłowym, zręcznym, pełnym technicznej inicjatywy. Przy tym pracowity i zaradny, był znakomitym współtowarzyszem w każdym trudnym zadaniu.

Pozostawił po sobie bogatą spuściznę, zwłaszcza w postaci wielu aparatów oraz urządzeń naukowych, które długo i dobrze służyły fizyce.

Uczestniczył w stopniu bardzo aktywnym i często wiodącym w wielu projektach badawczych. Wymienić tu można zwłaszcza niektóre z nich, np. budowę spektrometru magnetycznego do pomiarów elektronów konwersji wewnętrznej i instalację tego urządzenia na wiązce ciężkich jonów cyklotronu w Dubnej, co w rezultacie przyniosło bogate plony w postaci wykrycia wielu nowych izomerów oraz kilku nowych izotopów. Innym przedsięwzięciem była budowa i uruchamianie chłodnego źródła jonów z przepływem gazu do otrzymywania i badania jąder atomowych leżących daleko od ścieżki stabilności β . Wspomnieć też trzeba – wielce użyteczny, do dziś jeszcze przydatny – separator mas, w którego budowie Sławek brał udział. Uczestniczył w badaniach poświęconych spektroskopii lasero-

wej, a starsze pokolenie pamięta go, gdy zajmował się razem ze współpracownikami pionierskimi pracami dotyczącymi rozdzielania pierwiastków metodą chromatografii kolumnowej po naświetleniu tarczy tantalowej protonami o energii 660 MeV w akceleratorze w Dubnej. Trzeba tu podkreślić, że były to pierwsze kroki badawcze spektroskopii jądrowej w Polsce (lata 60.).

Można wymienić wiele innych inicjatyw i projektów, które wydały owoce zarówno w kraju (np. w WSP w Kielcach, czyli w późniejszej Akademii Świętokrzyskiej, z którą był przez wiele lat związany), jak i za granicą.

W 1973 r. został powołany na stanowisko wicedyrektora Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW ds. budowy cyklotronu U-200, z którym był związany do końca życia. W roku 1974 objął też stanowisko wicedyrektora Laboratorium Reakcji Jądrowych w Dubnej, gdzie również aktywnie zajmował się organizacją przyszłego Środowiskowego Laboratorium Ciężkich Jonów w Warszawie i konstrukcją głównego urządzenia, tj. cyklotronu ciężkich jonów, który pracuje obecnie na pełnych obrotach.

W latach 1984–85 prof. Chojnacki przebywał w Japonii na stypendium Japan Society for Promotion of Science. Po powrocie kontynuował współpracę z ZIBJ w Dubnej, uczestnicząc w wielu projektach; do współpracy przy nich wciągał swoich studentów i młodszych pracowników naukowych z UW i Akademii Świętokrzyskiej.

Od roku 1987 prowadził zajęcia dydaktyczne i organizował prace badawcze na Wydziale Fizyki AŚw. Był bardzo dumny z osiągnięć naukowych i technicz-

nych swoich podopiecznych, dla których zawsze miał czas, swoją dobroć i przyjaźń. Na uwagę zasługuje fakt, że dzięki jego rekomendacjom i kontaktom naukowym liczni młodzi pracownicy nauki spędzili bardzo owocne staże zagraniczne w wielu światowych laboratoriach. Do ostatnich chwil życia identyfikował się ze środowiskiem fizyków jądrowych skupiających się wokół badań przy warszawskim cyklotronie ciężkich jonów, który był w dużej mierze jego dzieckiem.

Odszedł od nas człowiek wyjątkowy, prawy, życzliwy, dobry, myślący o innych – przyjaciel nas wszystkich. Pamięć o profesorze Chojnackim przetrwa długo nie tylko dzięki jego dziełu, nie tylko dzięki temu, co zrobił dla polskiej fizyki. Pamięć o nim przetrwa jako o człowieku szlachetnym, bezmiernie wrażliwym na sprawy innych, o koledze, który każdemu śpieszył z pomocą. Bo na Sławka można było liczyć, można było na nim polegać. Bo nie był zapatrzony w siebie, lecz w świat, który chciał zmieniać na lepszy, który go stałe interesował. Miał o nim wiedzę rozległą, ciekawiło go mnóstwo spraw z rozlicznych dziedzin życia. I wiedzę tę stale powiększał, stale paliła się w nim żarliwa pasja poznawania świata.

Żegnamy go z uczuciem głębokiego żalu, a równocześnie z przeświadczeniem, że był to człowiek o niezwykłych, godnych naśladowania zaletach charakteru.

Zdzisław Wilhelmi

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski

Jan Kownacki

Środowiskowe Laboratorium Ciężkich Jonów
Uniwersytet Warszawski

KRONIKA

■ Tytuły profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych, nadany przez Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej, otrzymali w dniu 12 października 2004 r.: Tadeusz Bancewicz (UAM), Andrzej Janusz Królak (Instytut Matematyczny PAN, Warszawa), Andrzej Pigulski (UWr) i Michał Paweł Prasałowicz (UJ).

www.prezydent.pl

■ Nagrody FNP

Już po raz trzynasty Rada Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej przyznała w 2004 r. nagrody za wybitne osiągnięcia i odkrycia naukowe. Nagrody te są uznawane za najpoważniejsze wyróżnienia naukowe w Polsce. Nagrodę w dziedzinie nauk ścisłych dostał prof. Wojciech Stec (Centrum Badań Molekularnych i Makromolekularnych PAN w Łodzi) za otrzymanie nowych biologicznie czynnych związków o dużym potencjale terapeutycznym

za pomocą oryginalnej, opracowanej przez siebie metody syntezy tiofosforanowych analogów DNA.

Nagrody (w wysokości 100 tys. zł) zostały uroczysto wręczone laureatom 3 grudnia 2004 r. na Zamku Królewskim w Warszawie.

www.fnp.org.pl

B. W.

■ Nowa Rada FNP

Minister nauki i informatyzacji, prof. Michał Kleiber, powołał na nową kadencję skład Rady Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej. Spośród ustępującej Rady są to profesoria: Janina Józwiak, Kazimierz Stępień i Jan Gawęcki, spośród kandydatów wskazanych przez ustępującą Radę – profesoria: Maciej Żylicz i Włodzimierz Bolecki, spośród nowo wybranych członków zespołów KBN – profesoria: Władysław Torbicz i Andrzej Cezary Członkowski.

Na swoją przewodniczącą Rada wybrała prof. Janinę Józwiak.

www.fnp.org.pl

B. W.

■ Honorowy doktor ZIBJ

Rada Naukowa Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej pod Moskwą decyzją z 4 czerwca 2004 r. przyznała zaszczytny tytuł honorowego doktora prof. Andrzejowi Budzanowskiemu, dyrektorowi Instytutu Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego PAN w Krakowie. „Za wieloletni wkład w rozwijanie współczesnej nauki i techniki oraz w edukację młodych pracowników naukowych” – czytamy w uzasadnieniu wyróżnienia. Doktorat honorowy to odpowiednik doktoratu honoris causa, przyznawanego jedynie przez uczelnie.

Uroczystość wręczenia dyplomu honorowemu doktorowi odbyła się 25 czerwca 2004 r. w Warszawie, w Państwowej Agencji Atomistyki. Specjalnie na tę okazję przyjechał dyrektor ZIBJ, Aleksiej N. Sissakian, przybyli też przedstawiciele władz państwowych oraz polscy członkowie Rady Naukowej ZIBJ.

Współpraca prof. Budzańskiego z dubieńskim Instytutem rozpoczęła się w latach 60. (tuż po obronie jego rozprawy doktorskiej) i dotyczy głównie mechanizmu reakcji jądrowych. Od ponad 20 lat Profesor jest członkiem tamtejszej Rady Naukowej, więc co najmniej parę razy w roku jeździ do Dubnej, by wziąć udział w posiedzeniach, wygłosić referaty i udzielić konsultacji naukowych.

Małgorzata Nowina Konopka

■ Honorowy profesor IFJ PAN

21 czerwca 2004 r. w auli Instytutu Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego PAN w Krakowie odbyła się uroczystość nadania tytułu honorowego profesora IFJ doktorowi Peterowi Weilhammerowi z Europejskiego Centrum Fizyki Cząstek CERN w Genewie.



Peter Weilhammer (fot. Sebastian Weilhammer)

Weilhammer zasłużył na otrzymane wyróżnienie 27-letnią współpracą z fizykami z IFJ PAN. W połowie lat 70., kiedy zespół krakowski stał się partnerem współpracy ACCMOR (Amsterdam–CERN–Cracow–Munich–Oxford–Rutherford Laboratory), Peter Weilhammer został kierownikiem tej współpracy. Jest współautorem 350 publikacji, z czego ponad dwustu z udziałem krakowskich fizyków i inżynierów. Przyczynił się w istotny

sposób do rozwoju w IFJ metodyki elektronicznej detekcji oddziaływań, a w szczególności technologii precyzyjnych detektorów półprzewodnikowych dla fizyki i innych zastosowań. Pomógł w nawiązaniu współpracy krakowskich zespołów fizyki wielkich energii z grupami WA3, NA11, NA32, DELPHI i ATLAS w CERN-ie, MARK II w SLAC (USA), BELLE w KEK (Japonia), które dały im dostęp do najbardziej atrakcyjnych ośrodków badawczych i pozwoliły na udział w wielu eksperymentach na bardzo wysokim poziomie. Pomagał kształcić w CERN-ie młodych fizyków i inżynierów polskich, popierając ich starania o stypendia i zdobywając na nie fundusze. Eksperymenty prowadzone przez jego zespoły dostarczyły cennych materiałów do kilkunastu rozpraw doktorskich polskich badaczy, jednej pracy habilitacyjnej i dwóch wniosków o tytuły profesorskie.

Peter Weilhammer (ur. w 1938 r. w Monachium) studiował fizykę na Uniwersytecie Ludwika Maksymiliana i tamże w 1969 r. uzyskał stopień doktora nauk fizycznych. Od 1971 r. jest zatrudniony w CERN-ie w dziale fizyki doświadczalnej, na najwyższym stanowisku naukowo-badawczym, a od 1992 r. jest równocześnie profesorem na Wydziale Fizyki Uniwersytetu w Oslo. W latach 1973–74 był sekretarzem Rady Naukowej CERN-u, asystentem dyrektora ds. naukowych i administracyjnych CERN-u, prof. Willibalda Jentschkego (1974–76). Obecnie kieruje licznymi zespołami badawczymi i koordynuje wiele międzynarodowych projektów.

Jest wszechstronnym eksperymentatorem – prowadzi badania w pełnym cyklu od pomysłu i studiów komputerowych poprzez budowę aparatury i jej uruchomienie na wiązce, justowanie wiązki i naświetlania, wstępną selekcję przypadków, rejestrację danych i ich analizę, aż po końcowe opracowanie wyników fizycznych i ich publikację.

Tematyka jego prac naukowych dotyczy spektroskopii mezonów, badania produkcji cząstek z kwarkami powabnymi, bozonów pośredniczących Z^0 oraz W^\pm , poszukiwania nowych cząstek w zderzeniach e^+e^- przy akceleratorze LEP w CERN-ie, badania oddziaływań proton–proton przy wielkich energiach (eksperyment ATLAS przy akceleratorze LHC w CERN-ie).

Weilhammer wykazuje talent nie tylko jako fizyk. Jest cenionym współtwórcą takich nowych urządzeń wysokiej technologii, jak precyzyjne detektory torów blisko punktu oddziaływania, komory dryfowe z odczytem dwuwymiarowym, detektory półprzewodnikowe, krzemowy detektor wierzchołka, elektronika odporna na promieniowanie o dużym natężeniu przekraczającym nawet wartości dopuszczalne dla badań kosmicznych, komory komptonowskie i wielu innych.

Ten zdolny i uznany fizyk, otwarty na świat, pełen energii i życzliwości człowiek darzy Polaków uznaniem i zaufaniem, pomaga im uczestniczyć w pracach doświadczalnej fizyki cząstek. Dzięki przychylności i wysiłkowi ludzi takich jak on zawsze byliśmy obecni w Europie i całym świecie.

Małgorzata Nowina Konopka

■ Nagrody EPS

Europejskie Towarzystwo Fizyczne (EPS) przyznało w 2004 r. m.in. następujące nagrody:

Nagrodę „Agilent Technologies Europhysics Prize” otrzymali fizycy z Saclay i Delft: Michel Devoret, Daniel Esteve, J.E. Hans Mooij i Yasunobu Nakamura za zrealizowanie kwantowej superpozycji stanów w nadprzewodnikowych układach kwantowych i wkład do wytworzenia kubitów, co ożywia nadzieję na skonstruowanie komputera kwantowego („kwantronika”).

Nagrodę EPS-IBA za zastosowania metod fizyki jądrowej w medycynie, w szczególności za ulepszenie metody PET (pozytonowej tomografii emisyjnej), otrzymał Guy Dermortier.

Nagrodę im. Lise Meitner w dziedzinie fizyki jądrowej otrzymali Bent Herskind i Peter Twin za rozwijanie doświadczalnych metod badania szybko wirujących jąder atomowych.

Nowo ustanowioną przez EPS nagrodę za badania stanu płynnego otrzymał Jean-Pierre Hansen z Uniwersytetu w Cambridge za wybitny wkład do tej dziedziny, a w szczególności za zastosowanie komputerów do sprawdzania teoretycznych modeli płynów.

Europhys. News 35, nr 3 (2004)

Phys. World 17, nr 10 (2004)

B. W.

■ Uczczenie pamięci Mieczysława Frąckowiaka

Pracownicy Wydziału Fizyki Technicznej Politechniki Poznańskiej uczcili pamięć doc. dr hab. Mieczysława Frąckowiaka (1923–1974), cenionego polskiego fizyka, twórcy i pierwszego dyrektora Instytutu Fizyki PP, organizując 9 października 2004 r., w 30. rocznicę jego śmierci, środowiskowe seminarium naukowe. Otwierając seminarium, prof. Danuta Bauman, dziekan Wydziału Fizyki Technicznej, powitała licznie zgromadzonych uczestników seminarium, wśród których obecni byli uczniowie, przyjaciele i koledzy zmarłego. Charakteryzując jego sylwetkę, przedstawiła także dorobek naukowo-dydaktyczny Wydziału, do którego powstania w znacznym stopniu przyczynił się Mieczysław Frąckowiak.

Okolicznościowe referaty ukazujące osiągnięcia naukowe doc. Frąckowiaka oraz aktualny rozwój w Polsce i na świecie prowadzonych niegdyś przez niego badań wygłosili profesorowie: Jerzy Dembczyński (rektor PP), Józef Szudy (dziekan Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej UMK), Wacław Bała (Instytut Fizyki UMK) oraz Ewa Stachowska (kierownik Katedry Fizyki Atomowej PP).

Mieczysław Frąckowiak był człowiekiem o wybitnej i niepowtarzalnej osobowości, zapalonym badaczem, zasłużonym organizatorem badań i niestrudzonym działaczem realizującym ideę powiązania postępu technicznego ze zdobyczami fizyki. Był m.in. organizatorem pierwszej konferencji „Fizyka dla Przemysłu” ukazującej zastosowania w przemyśle wyników badań naukowych

w dziedzinie fizyki. Będąc eksperymentatorem, był również świetnym teoretykiem, sięgającym śmiało do współczesnych teorii. Charakteryzowała go oryginalność rozwiązań, a także wielka indywidualność oraz umiejętność pracy zbiorowej, w której szanował i cenił wkład myśli oraz pracy innych. Działał stymulująco na swych kolegów i współpracowników. Miał mnóstwo interesujących pomysłów, od fizyki atomowej po fizykę ciała stałego.

W jego dorobku naukowym znajdują się pionierskie prace z zakresu luminescencji substancji nieorganicznych, elektroluminescencji cienkich warstw, własności elektrycznych cienkich warstw półprzewodnikowych oraz spektroskopii atomowej.

Był promotorem w 9 przewodach doktorskich. Spośród jego doktorantów dziś dwie osoby mają tytuł naukowy profesora nauk fizycznych, a pięć osób stopień naukowy doktora habilitowanego nauk fizycznych. Instytut Fizyki PP, w którym doc. Frąckowiak pracował tylko 8 lat, obecnie Wydział Fizyki Technicznej, dzięki swemu założycielowi może poszczycić się dzisiaj wieloma znaczącymi osiągnięciami, zarówno w zakresie nauki, jak i kształcenia młodej kadry.



Mieczysław Frąckowiak

Mieczysław Frąckowiak był członkiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego, przez wiele lat pełnił funkcję wiceprzewodniczącego Oddziału Poznańskiego, a od 1973 r. był członkiem Zarządu Głównego PTF. Był również członkiem Komitetu Fizyki PAN oraz wielu innych organizacji naukowych.

Odszedł od nas w pełni sił, w rozkwicie swojej twórczości naukowej. Pozostawił jednak po sobie trwałe pomniki swojej działalności – Instytut Fizyki Politechniki Poznańskiej, który w 1997 r. przekształcił się w Wydział Fizyki Technicznej. Pozostawił po sobie kadrę naukową kontynuującą rozpoczęte przez niego badania.

Koledzy i uczniowie

■ 35. Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna

Jak co roku, pięciu laureatów polskiej Olimpiady Fizycznej wzięło udział w zawodach Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej, która w tym roku odbyła się w Pohang, w Korei Południowej, w lipcu 2004 r. Polskimi uczestnikami byli: Magdalena Anna Gulewicz (V LO im. ks. Józefa Poniatowskiego w Warszawie, klasa IV, nauczyciel: mgr Anna Mazurkiewicz), Piotr Krzysztof Migdał (V LO w Bielsku-Białej, klasa II, nauczyciel: mgr Ewa Gajda), Sieciech Czajka (V LO im. ks. Józefa Poniatowskiego w Warszawie, klasa II, nauczyciel: mgr Andrzej Majerowski), Łukasz Zbigniew Krysiak (V LO w Piotrkowie Trybunalskim, klasa IV, nauczyciel: mgr Zbigniew Krysiak), Krzysztof Marcin Choromański (II LO im. Stefana Batorego w Warszawie, klasa IV, nauczyciel: mgr Tomasz Gorazdowski). Opiekunami polskiej drużyny i jednocześnie członkami Międzynarodowej Komisji byli prof. Jan Mostowski i dr Paweł Janiszewski.

W tym roku liczba uczestniczących krajów przekroczyła 70, była więc znów rekordowa – jeszcze nigdy nie było tak wielu uczestników.

Zawody MOF polegają na rozwiązywaniu zadań z fizyki. Pierwszego dnia zawodów są to zadania rachunkowe, drugiego dnia – zadanie doświadczalne. Zadania olimpijskie mają swoją specyfikę. Z jednej strony muszą być zgodne z programami szkolnymi obowiązującymi w szkołach średnich (nie ma tu dużych różnic między różnymi krajami), co bardzo ogranicza tematykę zadań, z drugiej – powinny być ciekawe i atrakcyjne. Tegoroczne zadania przygotowane zostały przez organizatorów Olimpiady, czyli pracowników Uniwersytetu w Pohang. Inspirowane były współczesnymi metodami fizycznymi, np. mikroskopią sił atomowych. Pokazuje to, że zadania szkolne nie muszą być ograniczone do równi pochyłej i ramek obracających się w polu magnetycznym. Niektóre problemy współczesnej fizyki też można analizować za pomocą prostych praw, bez konieczności używania wyrafinowanego aparatu matematycznego. Bardzo piękne było zadanie doświadczalne, sprowadzające się do wyznaczenia momentów bezwładności rurki metalowej, w której na sprężynkach umieszczona była kulka. Przy małej prędkości kątowej kulka zajmowała w obracającej się rurce położenie centralne, a przy dużej prędkości kątowej przesuwała się do końca rurki i moment bezwładności przyjmował inną wartość. Muszę tu zaznaczyć, że zestawy doświadczalne zostały wykonane nadzwyczaj starannie, nie było z nimi żadnych problemów, wszystkie działały bez zarzutu. Można tylko sobie życzyć, by więcej takich zadań pojawiało się na konkursach fizycznych, jak również w polskich szkołach.

Treść zadań (po angielsku) i pełna lista wyników są dostępne w internecie pod adresem: www.ipho2004.or.kr/home/eng/.

Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna to nie tylko konkurs, istotną rolę grają też liczne imprezy towarzyszące i szeroka oprawa. Uczestnicy MOF mieli wiele atrakcji kulturalnych i naukowych, np. zwiedzanie nowego

synchrotronu w Pohang oraz wykład laureata Nagrody Nobla, Roberta Laughlina z Uniwersytetu Stanforda. Organizatorzy zadbali też o inne atrakcje. Tegoroczną Olimpiadę Fizyczną otworzył prezydent Korei Płd., Moo-hyun Roh, a w ceremonii otwarcia wzięli udział liczni przedstawiciele świata polityki i nauki. Widać było, jak wielką wagę do spraw edukacji młodzieży przywiązują przywódcy tego państwa. Szkoda, że polscy politycy mają inne priorytety.

Zwycięzcą MOF został Aleksander Michaliczew z Białorusi. Zasadniczą nagrodą jest ogłoszenie nazwiska zwycięzcy, lecz organizatorzy zadbali też o atrakcyjne nagrody rzeczowe. Zwycięzca dostał notebook firmy Samsung.

Każdy z polskich uczestników przywiózł trofeum olimpijskie, za co należą im się gratulacje. Oto ich wyniki: M. Gulewicz – wyróżnienie, P. Migdał – medal brązowy, S. Czajka – medal brązowy, Ł. Krysiak – wyróżnienie, K. Choromański – medal brązowy.

Zgodnie ze statutem MOF nie prowadzi się klasyfikacji drużynowej. Można jednak zauważyć, że znakomicie wypadły Chiny – wszyscy uczestnicy z tego kraju zdobyli złote medale. Nie sądzę, by ten sukces był wynikiem systemu edukacji w Chinach, wziął się raczej z długotrwałego intensywnego przygotowywania do Olimpiady specjalnie wybranej, niewielkiej grupki osób. Warto też odnotować doskonałe wyniki uczestników z Iranu.

Następna, 36. Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna odbędzie się w lipcu 2005 r. w Salamance w Hiszpanii. Wezmą w niej udział zwycięzcy kolejnej polskiej Olimpiady Fizycznej. Gorąco zachęcam do udziału w niej.

Jan Mostowski

■ Signum temporis?

Od 1 listopada 2004 r. komisarzem Unii Europejskiej ds. badań naukowych jest ekonomista Janez Potočnik, poprzednio minister gospodarki Słowenii. W ostatniej kadencji komisarzem był fizyk Philippe Busquin.

Phys. World 17, nr 9 (2004)

B. W.

■ Duńskie centrum nanonauki

Na Politechnice Duńskiej w Lyngby zostało utworzone centrum badań zjawisk w nanoskali pod nazwą NANO-DTU (DTU to akronim angielskiej nazwy tej uczelni – Denmark Technical University). Jest to największe w Europie centrum badawcze poświęcone nanonauce, mające zatrudniać ok. 100 naukowców i kształcić 40 doktorantów. Zakres badań obejmuje: struktury półprzewodnikowe wykorzystujące związki organiczne, technikę wodorową, metale w zastosowaniu do katalizy w układach wydechowych, technologię włókien optycznych.

Jens Norskov, dyrektor NANO-DTU, jest przekonany, że współpraca z różnymi instytutami Politechniki przyczyni się do powstania interdyscyplinarnych projektów badawczych, tym bardziej że instytuty te obiecały pomoc finansową i udział swoich pracowników.

Phys. World 17, nr 6 (2004)

B. W.

■ Ruch bez tarcia

Wyniki badań już wcześniej sugerowały, że ciała stałe mogą ślizgać się po sobie prawie bez tarcia. Niedawno dwie grupy naukowców otrzymały ostateczne dowodzące potwierdzenie, że między różnymi materiałami może występować niezwykle małe tarcie. Jedna grupa przesuwiała mikroskopowe ostrze krzemowe nad kryształem NaCl, druga – ostrze wolframowe nad płatkowatą powierzchnią grafitu. Być może w przyszłości to gładkie ślizganie da się wykorzystać w konstrukcji nanosilników i innych mikroskopijnych urządzeń.

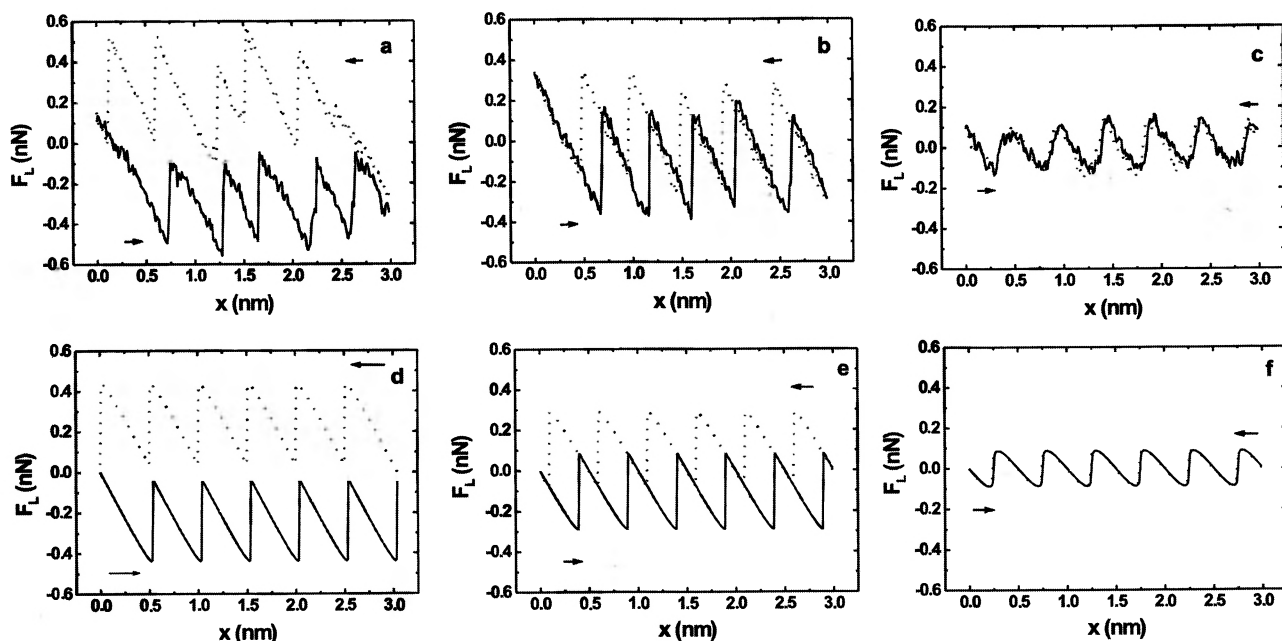
Mikroskopowy model zjawiska tarcia można oprzeć na wyobrażeniu sobie ciągnięcia atomu po powierzchni ciała stałego za pomocą sprężyny. Odczuwalibyśmy wtedy naprzemienne zatrzymania się atomu, gdy byłby on przyciągany przez kolejne atomy powierzchni, i szarpnięcia, kiedy musiałby być przeciągnięty przez napiętą sprężynę do następnego rzędu atomów. Każde szarpnięcie powodowałoby rozproszenie energii (znany efekt ogrzewania się powierzchni trących).

Pod koniec lat osiemdziesiątych XX w. badacze z IBM wysunęli przypuszczenie, że gdyby atom wywierał na powierzchnię dostatecznie mały nacisk, to ruch szarpany zostałby zastąpiony ruchem płynnym – przy słabym przyciąganiu atom mógłby być przesuwany nad położeniami sieciowymi kolejnych atomów powierzchni przez stosunkowo mało napiętą sprężynę. W takim przy-

padku przyciąganie jest po prostu słabe w porównaniu z naprężeniem sprężyny (choć niezerowe) i atom nigdy nie zostaje zatrzymany w poprzednim miejscu. W latach 90. grupa Japończyków ukuła termin „superlubricity” („nadsmarowność” lub „nadśliskość”) na inny typ bardzo słabego tarcia, twierdząc, że zaobserwowała takie zjawisko między wolframowym ostrzem a krzemem, ale inni badacze kwestionowali wiarygodność tych eksperymentów.

W tym roku udało się zaobserwować ultrasłabe tarcie dla dwóch innych par powierzchni. Grupa z Uniwersytetu w Bazylei użyła mikroskopu tarcowego (ang. friction force microscope, FFM) z krzemową igłą, pozwalającego na pomiar szczególnie małych sił. Zmierzono poziomą siłę potrzebną do przesuwania igły z szybkością kilku nanometrów na sekundę nad powierzchnią kryształu soli kuchennej. Kiedy dostatecznie zmniejszono siłę nacisku na powierzchnię, zaobserwowano zmianę ruchu szarpanego na płynny (rys.).

Natomiast grupa z Uniwersytetu w Lejdzie zaobserwowała nadsmarowność powstałą w wyniku przyklejenia się płatka grafitowego podłoża do wolframowego ostrza mikroskopu „Tribolover” (rejestrującego siły działające na igłę w trzech wzajemnie prostopadłych kierunkach). Grafitową próbkę obracano co pewien kąt w płaszczyźnie poziomej. Największe tarcie zaobserwowano w przypadku kątów 0 oraz 60 stopni, bardzo małe zaś w przypadku innych kierunków ruchu.



Wyniki pomiarów (a–c) i obliczeń (d–f) poziomej siły działającej na ostrze przesuwane do przodu i do tyłu w kierunku krystalograficznym (100) nad powierzchnią NaCl(001). Kolejne przypadki odpowiadają zewnętrznej sile nacisku $F_N = 4,7$ nN (a), $F_N = 3,3$ nN (b) i $F_N = -0,47$ nN (c). Przy małych siłach nacisku (b, e) siła tarcia jest w niektórych miejscach ujemna (przesuwane atomy są przyciągane do przodu przez kolejny rząd atomów podłoża). Przy jeszcze mniejszych siłach nacisku (c, f) znika histereza otrzymana z wykresów sił przy ruchu ostrza do przodu i do tyłu. Pole powierzchni pętli tej histerezy jest miarą energii rozproszonej w jednym cyklu (A. Socioluc i in., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 134301 (2004)).

Naturalne wyjaśnienie tej obserwacji zakłada, że samorzutnie przyklejony do igły płatek podłoża jest równoległy do powierzchni. Gdy rzędy atomów jednej powierzchni wypełniają zagłębienia w drugiej (jak w przypadku kątów skręcenia 0 i 60°), występuje duży opór, ponieważ wszystkie atomy muszą jednocześnie wydostać się z „dołków” w drugiej powierzchni. W przypadku pośrednich kątów nie ma takiego uporządkowania i opór stawiany przez atomy „wspinające się na górki” jest równoważony przez dodatkowe ciągnięcie przez atomy „zjeżdżające z górki”. Bezoporowy ruch był obserwowany nawet wówczas, gdy ostrze było mocniej przyciśnięte. Wynik ten m.in. wyjaśnia, dlaczego smar grafitowy (z przypadkowo ustawionymi płatkami) działa tak dobrze i dlaczego nanorurki węglowe obracają się we wnętrzu innych nanorurek nadspodziewanie łatwo.

Zdaniem Matthew Mate'a z Hitachi Global Storage Technologies w San Jose (Kalifornia) oba doświadczenia dostarczają znakomitego potwierdzenia idei nadsmarowności dwóch powierzchni ciała stałego. Resztkowy opór, który może pozostać w przypadku ruchu bez szarpnięć, jest niemierzalnie mały. Jego zdaniem wyniki te sugerują zarazem, że mikro- i nanosilniki oraz inne urządzenia można tak zaprojektować, aby ich powierzchnie robocze gładko ślizgały się po sobie.

Phys. Rev. Focus, 2 kwietnia 2004
Phys. Rev. Lett. 92, 134301 (2004)

M. W.

Text translated from *Physical Review Focus* 13, story 1, 2 April 2004, <http://focus.aps.org>. © 2004, The American Physical Society. Figure reprinted with permission from: A. Socioluc et al., *Phys. Rev. Lett.* 92, 134301 (2004). © 2004, The American Physical Society.

■ Fizyka półprzewodników w *Postęпах Fizyki* i *Pracach ITE*

Dla czytelników *Postępów Fizyki* nie będzie zaskoczeniem stwierdzenie, że w okresie ponad 50 lat wydawania tego czasopisma ukazała się w nim ogromna liczba niezwykle cennych artykułów. Wiele, jeśli nie większość z tych pozycji nie utraciła z czasem aktualności i może z powodzeniem służyć jako najwyższej klasy materiał pomocniczy w kształceniu studentów i doktorantów. Również młodzi (i nie tylko) pracownicy naukowcy mogą znaleźć na niekiedy już poślizgniętych stronach *Postępów Fizyki* wiele interesujących materiałów, że wspomnimy wywiady udzielone przez tak wybitne i zasłużone dla polskiej fizyki postacie, jak Profesor Leonard Sosnowski, twórca warszawskiej szkoły fizyki półprzewodników.

W swej pracy z doktorantami Studium Doktoranckiego Instytutu Fizyki PAN i studentami Szkoły Nauk Ścisłych (obecnie Uniwersytetu Kardynała Stefana Wyszyńskiego) jeden z autorów tej notatki (WD) wielokrotnie wykorzystywał artykuły opublikowane w *Postęпах Fi-*

zyki. Odszukiwanie każdorazowo artykułów i kopiowanie z coraz bardziej zniszczonych zeszytów nasunęło pomysł, by zeskanować użyteczne w pracy dydaktycznej materiały i przechowywać je w formie elektronicznej. Wykonania tego zadania podjęła się współautorka notatki (AK) w ramach swej pracy licencjackiej. Dokonałiśmy wyboru (kierując się subiektywnymi kryteriami, często wynikającymi z potrzeby chwili) 38 artykułów na temat fizyki półprzewodników. Wiele tych tekstów jest pokłosiem Międzynarodowej Szkoły Fizyki Związków Półprzewodnikowych, która od 35 lat odbywa się co roku w Ustroniu-Jaszowcu. Materiały drugiego z serii tych spotkań ukazały się w niewychodzących już od wielu lat *Pracach Instytutu Technologii Elektronicznej*. Zeszyt ten zawiera kilka świetnych wykładów, m.in. wykłady ś.p. Profesorów Leonarda Sosnowskiego, Wiesława Wardzińskiego i Jerzego Mycielskiego. Prac tych nie mogliśmy pominąć. Nasz zbiorek zawiera również pewną liczbę wykładów wygłoszonych na Zjazdach Fizyków Polskich. Tu pragniemy wyrazić ubolewanie, że nie wszyscy wykładowcy decydują się na spisanie swoich wykładów.

Naturalną formą organizacji zeskanowanych i przetworzonych na format PDF artykułów wydawał się hipertekstowy język HTML. Umożliwił on prosty dostęp do artykułów, stworzenie spisu treści, indeksu czy notatek o autorach prac, a ponadto pozwoli w przyszłości na łatwe uzupełnianie zbioru. Chcemy bowiem wzbogacać go zarówno o ukazujące się nowe artykuły, jak i te, już opublikowane, których z prozaicznej przyczyny ograniczeń czasowych nie zdołaliśmy jeszcze włączyć do naszego archiwum. Pragniemy uzupełniać również informacje o autorach. Aby udostępnić wszystkim zainteresowanym wynik naszej pracy, zbiór został umieszczony na stronie Zespołu Fizyki Półprzewodników Półmagnetycznych Instytutu Fizyki PAN (info.ifpan.edu.pl/ON1/fizyka.html).

Aneta Karpińska, Witold Dobrowolski

■ Nauka w Polsce

Z inicjatywy i funduszy ministra nauki i informatyzacji 21 czerwca 2004 r. utworzono w Polskiej Agencji Prasowej ogólnodostępny serwis internetowy pod nazwą „Nauka w Polsce”. Zawiera on bieżące informacje na temat życia naukowego w Polsce oraz wyników badań w polskich laboratoriach, a także współpracy z instytucjami zagranicznymi.

Serwis (www.naukawpolsce.pap.pl) jest adresowany zarówno do środowiska naukowego, któremu ma służyć jako forma wymiany informacji, jak i do dziennikarzy, studentów oraz innych osób zainteresowanych informacjami z różnych dziedzin nauki.

Zygmunt Ajduk

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 2005 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. Informacji o prenumeracie ze zleceniem dostawy za granicę udziela Dział Prenumerat i Współpracy z Zagranicą, ul. Jana Kazimierza 31/33, 01-248 Warszawa, tel. (+4822) 5328731, e-mail: prenumerata@okdp.ruch.com.pl, Internet: www.ruch.pol.pl.

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

II. ZARZĄD GŁÓWNY PTF

Wpłaty należy dokonać na konto Zarządu Głównego PTF w PKO BP IX O/Warszawa nr 19 1020 1097 0000 7802 0001 3128 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.

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. Maszynopisów 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 *Postępach 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 Polish State Research Committee (KBN) and the Physics Faculty of the Warsaw University.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributor or directly to „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy, ul. Jana Kazimierza 31/33, skrytka pocztowa 12, 00-958 Warszawa, Poland (for details see <http://www.ruch.pol.pl>).

NOWE KSIĄŻKI

- Józef Morawiec i Tomasz Zamorski, *Podstawy fizyki, część III – fale sprężyste i elektromagnetyczne*, Wyd. Uniwersytetu Rzeszowskiego, Rzeszów 2004, s. 296, cena 26 zł.
- M.A. Herman, A. Kalestyński, L. Widomski, *Podstawy fizyki dla kandydatów na wyższe uczelnie i studentów*, wyd. IX, PWN, Warszawa 2004, s. 698, cena 49,90 zł.
- *Elektroceramika ferroelektryczna*, red. Zygmunt Surowiak; Wyd. Uniwersytetu Śląskiego, Katowice 2004, s. 394, cena 42 zł.
- Leszek Balczewski, *Propagation of light*, wyd. II, Wyd. WAM, Kraków 2004, s. 50, cena 7 zł.
- Stephen Hawking, *Wszechświat w skorupce orzecha*, tłum. z jęz. angielskiego Piotr Amsterdamski; Zysk i S-ka, Poznań 2004, s. 100.
- Andrzej Kajetan Wróblewski, *Uczeni w anegdocie. Poczet 2*, Prószyński i S-ka, Warszawa 2004, s. 204.
- Tadeusz Witkowski, *Stefan Pieńkowski: uczoney i organizator nauki*, Mazowiecka Wyższa Szkoła Nauk Humanistyczno-Pedagogicznych, Łowicz 2004, s. 36.
- Marcus Chown, *Magiczny tygiel: O pochodzeniu atomów*, z jęz. angielskiego tłum. Jacek Bieroń; Zysk i S-ka, Poznań 2004, s. 279.
- Donald H. Perkins, *Wstęp do fizyki wysokich energii*, z jęz. angielskiego tłum. Piotr Rączka; wyd. II zmienione, PWN, Warszawa 2004, s. 426.

POSTĘPY FIZYKI W INTERNECIE

Zapraszamy do odwiedzania naszej strony internetowej www.fuw.edu.pl/~postepy, na której można znaleźć:

- szczegółowe spisy treści wszystkich zeszytów wydanych od 1993 r.,
- materiały dodatkowe, uzupełniające treść niektórych artykułów,
- materiały XXXV Zjazdu Fizyków Polskich w Białymstoku w 1999 r. i XXXVI Zjazdu Fizyków Polskich w Toruniu w 2001 r.

— PEŁNE TEKSTY WYBRANYCH ARTYKUŁÓW:

- Wolfgang Ketterle – Gdy atomy zachowują się jak fale: kondensacja Bosego–Einsteina i laser atomowy
- Janusz Zakrzewski – Na 50-lecie odkrycia hiperjader
- Andrzej Krasieński – Jak powstawała teoria względności
- Janusz Zakrzewski – Cząstki Modelu Standardowego: co nowego?
- Raymond Davis Jr. – Pół wieku z neutrinami słonecznymi
- Masatoshi Koshiha – Narodziny astrofizyki neutrin
- Riccardo Giacconi – Narodziny astronomii rentgenowskiej
- Aleksiej A. Abrikosow – Nadprzewodniki drugiego rodzaju i sieć wirów

— NOWOŚĆ: archiwum zawierające spisy treści *PF* z lat 1949–1992

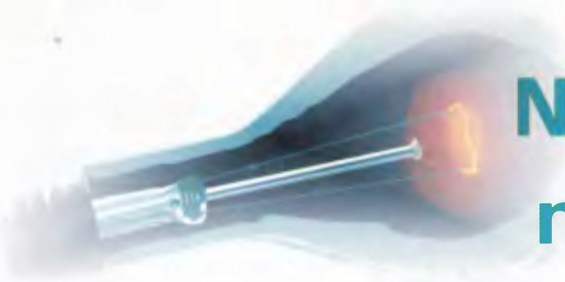
WKRÓTCE W POSTĘPACH

- *Wykład noblowski Witalija Ginzburga*
- *Barbara M. Terhal, Michael M. Wolf i Andrew C. Doherty o splątaniu kwantowym*
- *Alex R. Dzierba, Curtis A. Meyer i Eric S. Swanson o poszukiwaniu egzotycznych hadronów*

SKOROWIDZ AUTORÓW TOMU 55 (2004)

A – Artykuły, J – Jubileusze, K – Kronika, L – Listy do redakcji, N – O Nagrodzie Nobla, R – Recenzje, T – Z życia PTF
W – Wspomnienia, Z – Ze zjazdów i konferencji

Aleksiej A. Abrikosow (wykład noblowski) ...	5, 199	Krystyna Ławniczak-Jabłońska (K)	5, 236
Zygmunt Ajduk (T)	1, 2	Andrzej G. Łozowski (R)	3, 135
Zygmunt Ajduk (K)	6, 291	Kazimierz Łukaszewicz (W)	4, 175
Barbara Badetek (W)	3, 129	Jan Mostowski (K)	4, 190
Halina Barańska (W)	2, 86	Jan Mostowski (K)	6, 289
Stanisław Bednarek (A)	1, 31	Ryszard Naskręcki (A)	4, 169
Andrzej Białas (A)	3, 101	Otton Nikodym (A)	1, 35
Bogusław Broda (A)	3, 120	Karol Nitsch (R)	4, 183
Maciej Bugajski (A)	4, 162	Małgorzata Nowina Konopka (K)	3, 141
Roman Bukowski (T)	3, 144	Małgorzata Nowina Konopka (K)	3, 142
Katarzyna Cieślar (A)	3, 123	Małgorzata Nowina Konopka (K)	5, 237
Witold Dobrowolski (K)	6, 291	Małgorzata Nowina Konopka (K)	6, 287
Andrzej Dobrucki (R)	6, 279	Stanisław Olszewski (W)	1, 41
Tomasz Dohnalik (A)	3, 123	Marcin Ostrowski (T)	1, 3
Ryszard Drozdowski (T)	5, 198	Marcin Ostrowski (Z)	1, 42
Winicjusz Drozdowski (K)	4, 189	Marcin Ostrowski (K)	3, 143
Krzysztof Fiałkowski (T)	1, 2	Piotr Pierański (A)	1, 10
Tadeusz Figielski (W)	4, 177	Piotr Pierański (R)	3, 131
Riccardo Giacconi (wykład noblowski)	1, 19	Stefan Pokorski (A)	3, 104
Jan Godlewski (R)	1, 43	Stefan Pokorski (A)	6, 266
Andrzej Góralski (W)	6, 281	Ryszard Poprawski (K)	1, 46
Andrzej Gózdź (K)	1, 45	Helen R. Quinn (A)	5, 225
Józef Heldt (W)	3, 128	Tadeusz Skośkiewicz (N)	1, 4
Elżbieta Jartych (T)	2, 66	Adam Sobiczewski (A)	1, 7
Jan Kalinowski (T)	1, 2	Adam Sobiczewski (K)	5, 238
Marek Kałuszka (R)	4, 184	Wojciech Suski (W)	4, 175
Bogusław Kamys (A)	3, 109	Jacek Szuber (Z)	2, 88
Szymon Kardaś (A)	2, 72	Andrzej Szytuła (Z)	6, 278
Tomasz Kardaś (A)	2, 72	Anna Ślawska-Waniewska (A)	4, 157
Aneta Karpińska (K)	6, 291	Waldemar Tomaszewski (A)	1, 10
Henryk Kasprzak (K)	5, 239	Krzysztof Turzyński (A)	6, 266
Marta Kicińska-Habior (ŚRF 2005)	5, III	Anna Urbanowicz (T)	5, 194
Marta Kicińska-Habior (ŚRF 2005)	6, 242	Marek Więckowski (K)	2, 95
Adam Kiejna (Z)	3, 130	Marek Więckowski (K)	3, 140
Jerzy Kijowski (A)	6, 244	Zbysław Wilamowski (A)	3, 115
Maciej Kolwas (K)	4, 187	Zdzisław Wilhelmi (W)	6, 285
Jerzy Konarski (R)	5, 234	Henryk Wrembel (L)	3, 119
Jerzy Kowalski-Glikman (Z)	5, 204	Małgorzata Wysocka-Kunisz (K)	1, 47
Jan Kownacki (K)	4, 187	Stanisław Zachara (Zjazd Fizyków Polskich)	3, 98
Jan Kownacki (W)	6, 285	Stanisław Zachara (W)	3, 128
Janusz Krywult (K)	1, 47	Stanisław Zachara (J)	4, 181
Anthony J. Leggett (wykład noblowski)	6, 251	Stanisław Zachara (T)	5, 194
Bogumił Linde (J)	4, 181	Janusz A. Zakrzewski (W)	2, 81
Jerzy Lukierski (R)	2, 89	Jan Żylicz (O Nagrodzie FNP)	2, 50
Jerzy Lukierski (A)	4, 146		



Nowe lasery w naszej ofercie



32 OPO
55 OPO
66 OPO
UV-M-1
UV-D-1
UV-D-1

Impulsowe przestrajalne systemy laserowe
Spektroskopia, LIDAR, LIBS, PLD, PIV
Czyszczenie powierzchni, medycyna

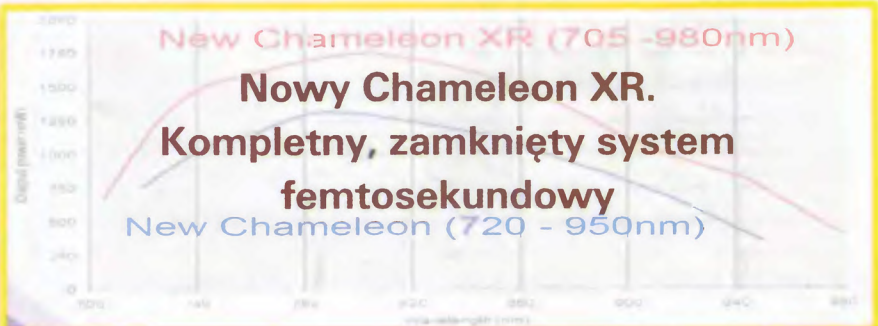
200 400 600 800 1500



Lasery na ciele stałym, TEM₀₀
375, 405, 440, 460, 488, 635 nm



Miniaturowy laser ekscimerowy
157, 193, 248, 308 nm



Eurotek International Sp. z o. o. (od 1992 r.)

Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa

Tel./faks: (22) 843 79 40 / 843 61 43, inbox@eurotek.com.pl