

tom 59

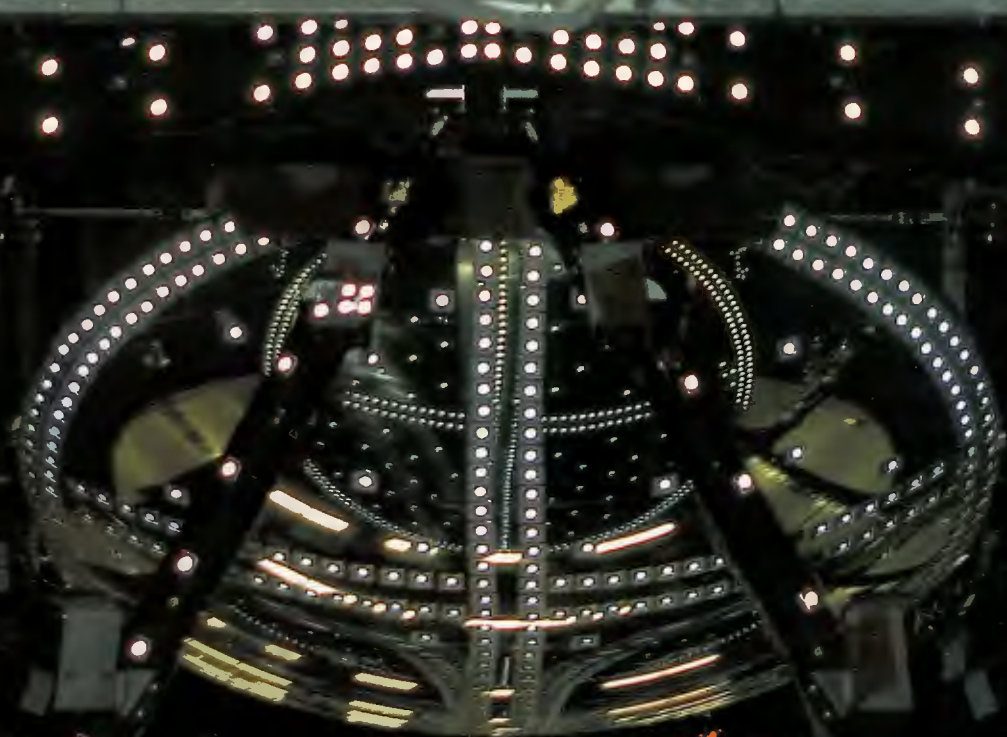
zeszyt 1 rok 2008

nr indeksu 369721

cena 12 zł (0% VAT)

# POSTĘPY FIZYKI

Dwumiesięcznik Polskiego Towarzystwa Fizycznego



**Zimne cząsteczki**

**Historia COBE**

**O ciepłe właściwym**



ISSN 0032-5430



9 770032 543004 >

## Nobel z fizyki za gigantyczny magnetoopór

Nagroda Nobla z dziedziny fizyki w roku 2007 przyznana została Albertowi Fertowi z Uniwersytetu Paris-Sud (Francja) i Peterowi A. Grünbergowi z Centrum Badań w Jülich (Niemcy) za odkrycie gigantycznego magnetooporu (GMR) w magnetycznych strukturach wielowarstwowych. Podstawą przyznania Nagrody były wyniki opublikowane w pracach: „Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices” [1] oraz „Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange” [2].



Albert Fert

Obydwaj laureaci w latach osiemdziesiątych ubiegłego stulecia pracowali niezależnie nad technologią cienkich struktur wielowarstwowych złożonych z ultracienkich warstw magnetycznych metali przejściowych (np. żelaza) przedzielonych ultracienkimi warstwami niemagnetycznymi (np. chromu). Wysiłki skierowane były głównie na poprawę jakości strukturalnej takich układów, a celem, jaki przyświecał tym badaniom, było poszukiwanie sztucznych materiałów o nowych i nieznanych właściwościach. Istotnym krokiem w badaniach tego typu układów było odkrycie przez Grünberga w roku 1986 antyferromagnetycznego oddziaływania wymiennego w strukturach Fe/Cr/Fe [3]. Wykorzystując metodę Brillouinowskiego rozpraszania światła na falach spinowych oraz pewne ogólne cechy widma fal spinowych w strukturach warstwowych, Grünberg wykazał, że przy grubościach warstw chromu rzędu kilku płaszczyzn atomowych warstwy żelaza są sprzężone antyferromagnetycznie i w zerowym polu magnetycznym wektory ich magnetyzacji zwrócone są w przeciwne strony. Parametr tego oddziaływania wyznaczony został później z dopasowania do wyników doświadczalnych częstości fal spinowych obliczonych teoretycznie [4]. Mechanizm tego oddziaływania jest podobny

do mechanizmu oddziaływania wymiennego RKKY między domieszkami magnetycznymi w gazie elektronowym. Jednakże wpływ struktury elektronowej układu na charakterystyki tego oddziaływania jest znaczny, stąd lepszy opis oddziaływań uzyskać można z obliczeń struktury pasmowej w konfiguracji magnetycznej równoległej i antyrównoległej.



Peter Grünberg

Fakt istnienia oddziaływań antyferromagnetycznych między warstwami Fe poprzez warstwę Cr był czynnikiem, który przyspieszył odkrycie efektu GMR, lecz nie ma on decydującego wpływu ani na jego istnienie, ani na jego wielkość (choć oczywiście występują słabe korelacje). W układach z antyferromagnetycznym oddziaływaniem między warstwami Fe magnetyzacje sąsiednich warstw (bez zewnętrznego pola magnetycznego) zwrócone są w przeciwne strony, pozostając jednak w płaszczyźnie

(dokończenie na stronie 2)

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), Ewa Lipka (sekretarz redakcji), Mirosław Łukaszewski, Magdalena Staszal, Marek Więckowski, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji:

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

KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

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

Adres Zarządu:

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

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

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

REDAKTORZY NACZELNI INNYCH CZASOPISM

WYDAWANYCH POD EGIDĄ PTF

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

Czasopismo ukazuje się od 1949 r.

Wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne

Dofinansowanie: Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego

Patronat: Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Skład komputerowy w redakcji

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

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

ISSN 0032-5430

SPIS TREŚCI

NAGRODA NOBLA 2007: Nobel z fizyki  
za gigantyczny magnetoopór ..... II

J. Koperski – Zimne cząsteczki w wiązkach  
naddźwiękowych i nowe testy nierówności Bella ... 4

J.C. Mather – Od Wielkiego Wybuchu do Nagrody  
Nobla i jeszcze dalej (tłum. J. Gronkowski) ..... 12

A. Bielski, F. Rozpłoch, J. Zaremba – Od Blacka  
i Wilckiego do Einsteina: Zarys historii badań  
ciepła właściwego pierwiastków ..... 30

NOWI PROFESOROWIE ..... 41

RECENZJE ..... 43

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI ..... 45

KRONIKA ..... 45

*Drodzy Czytelnicy,*

*Witamy w roku 2008. Dziś zeszyt pod znakiem Nobli. Znajdziecie w nim krótkie omówienie odkrycia gigantycznego magnetooporu w strukturach wielowarstwowych, za które Albert Fert i Peter Grünberg otrzymali Nagrodę Nobla z fizyki w roku 2007. Bardzo kompetentnym autorem tekstu na ten temat jest Józef Barnaś. Będziecie też mogli zapoznać się z obszernym wykładem noblowskim Johna Mathera, laureata z roku 2006. Z badań promieniowania reliktoowego wykonanych przy użyciu sondy kosmicznej COBE wyciąga on wnioski sięgające wstecz aż do Wielkiego Wybuchu, a także omawia perspektywy dalszych badań Wszechświata. Jedną z planowanych misji kosmicznych jest Planck (patrz okładka).*

*Polecamy też artykuł Jarosława Koperskiego, który omawia wykonane przez siebie (wraz ze współpracownikami z Krakowa i College Station w Teksasie) badania zimnych cząsteczek w wiązkach naddźwiękowych, w tym ich spektakularne zastosowanie do nowych testów nierówności Bella, oraz szkic historyczny Andrzeja Bielskiego, Franciszka Rozpłocha i Jarosława Zaremby o historii badań ciepła właściwego pierwiastków.*

*Zapraszamy do lektury.*

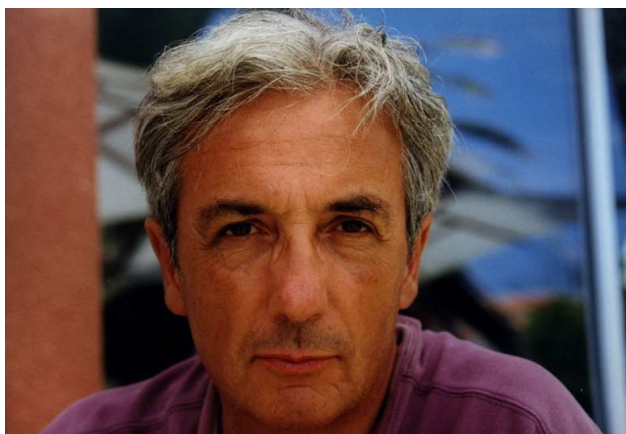
*Mirek Łukaszewski*

*Na okładce:*

Planck, pierwszy europejski satelita do badań narodzin Wszechświata, ma być wyniesiony w kosmos w lipcu 2008 r. przez raketę Ariane-5. Misja Planck stanowi kolejny etap badań anizotropii promieniowania reliktoowego (mikrofalowego promieniowania tła), które opisuje John Mather w swoim wykładzie noblowskim (s. 12). Zdjęcie przedstawia model teleskopu Plancka podczas testów w symulatorze LSS (Large Space Simulator) w Noordwijk w Holandii w lipcu 2006 r. Widać odbicie pierwszego zwierciadła teleskopu w drugim (<http://planck.esa.int>).

# Nobel z fizyki za gigantyczny magnetoopor

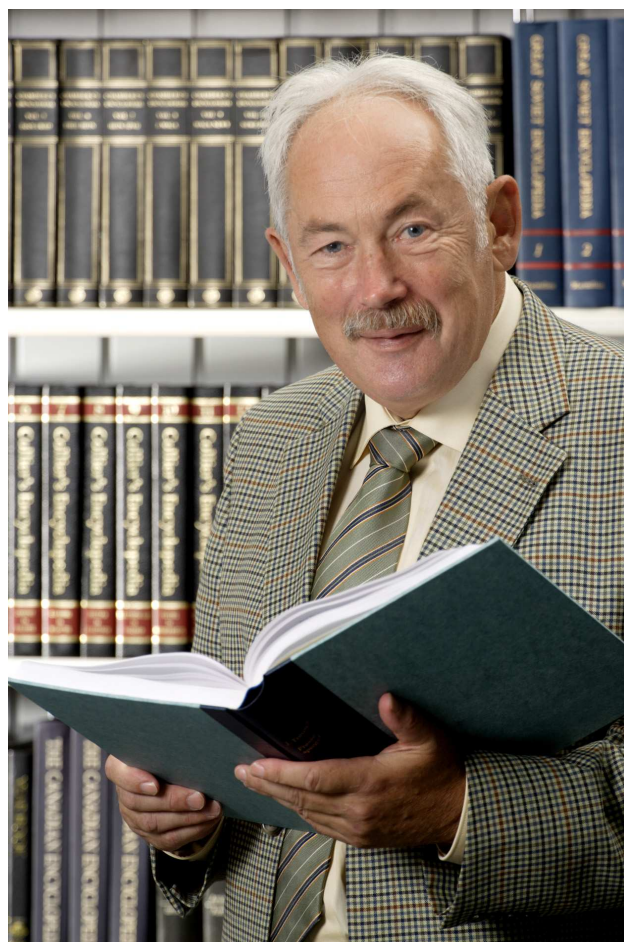
Nagroda Nobla z dziedziny fizyki w roku 2007 przyznana została Albertowi Fertowi z Uniwersytetu Paris-Sud (Francja) i Peterowi A. Grünbergowi z Centrum Badań w Jülich (Niemcy) za odkrycie gigantycznego magnetooporu (GMR) w magnetycznych strukturach wielowarstwowych. Podstawą przyznania Nagrody były wyniki opublikowane w pracach: „Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices” [1] oraz „Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange” [2].



Albert Fert

Obydwaj laureaci w latach osiemdziesiątych ubiegłego stulecia pracowali niezależnie nad technologią cienkich struktur wielowarstwowych złożonych z ultracienkich warstw magnetycznych metali przejściowych (np. żelaza) przedzielonych ultracienkimi warstwami niemagnetycznymi (np. chromu). Wysiłki skierowane były głównie na poprawę jakości strukturalnej takich układów, a celem, jaki przyświecał tym badaniom, było poszukiwanie sztucznych materiałów o nowych i nieznanych właściwościach. Istotnym krokiem w badaniach tego typu układów było odkrycie przez Grünberga w roku 1986 antyferromagnetycznego oddziaływania wymiennego w strukturach Fe/Cr/Fe [3]. Wykorzystując metodę Brillouinowskiego rozpraszania światła na falach spinowych oraz pewne ogólne cechy widma fal spinowych w strukturach warstwowych, Grünberg wykazał, że przy grubościach warstw chromu rzędu kilku płaszczyzn atomowych warstwy żelaza są sprzężone antyferromagnetycznie i w zerowym polu magnetycznym wektory ich magnetyzacji zwrócone są w przeciwne strony. Parametr tego oddziaływania wyznaczony został później z dopasowania do wyników doświadczalnych częstości fal spinowych obliczonych teoretycznie [4]. Mechanizm tego oddziaływania jest podobny

do mechanizmu oddziaływania wymiennego RKKY między domieszkami magnetycznymi w gazie elektronowym. Jednakże wpływ struktury elektronowej układu na charakterystyki tego oddziaływania jest znaczny, stąd lepszy opis oddziaływań uzyskać można z obliczeń struktury pasmowej w konfiguracji magnetycznej równoległej i antyrównoległej.



Peter Grünberg

Fakt istnienia oddziaływań antyferromagnetycznych między warstwami Fe poprzez warstwę Cr był czynnikiem, który przyspieszył odkrycie efektu GMR, lecz nie ma on decydującego wpływu ani na jego istnienie, ani na jego wielkość (choć oczywiście występują pewne korelacje). W układach z antyferromagnetycznym oddziaływaniem między warstwami Fe magnetyzacje sąsiednich warstw (bez zewnętrznego pola magnetycznego) zwrócone są w przeciwne strony, pozostając jednak w płaszczyźnie  
(dokończenie na stronie 2)

(dokończenie z II strony okładki)

warstw. Zewnętrzne pole magnetyczne porządkuje ustawienie magnetyzacji w kierunku pola. Istotą odkrycia było wykazanie, że prąd elektryczny płynący w płaszczyźnie warstw przy stałym napięciu rośnie (opór maleje) podczas przejścia od konfiguracji antyrównoległej bez pola magnetycznego do konfiguracji równoległej w polu magnetycznym, niezależnie od tego, czy pole magnetyczne zwrócone jest prostopadłe do płaszczyzny warstw, czy też leży w ich płaszczyźnie i jest zwrócone wzdłuż kierunku przepływu prądu lub do niego prostopadłe.

W przypadku prac w zespole Grünberga struktury, w których efekt ten został odkryty, złożone były z dwóch warstw Fe przedzielonych jedną warstwą Cr (Fe/Cr/Fe), natomiast w układach badanych w zespole Ferta układy złożone były ze znacznie większej liczby warstw Fe i Cr; ściślej biorąc, były to struktury  $(\text{Fe/Cr})_{40}$ . Spadek oporu w strukturach Fe/Cr/Fe wynosił 2–3% w polu nasycenia rzędu 0,1 T, natomiast w układach  $(\text{Fe/Cr})_{40}$  był on znacznie większy i sięgał 50% w polu nasycenia o indukcji kilku tesli. (Pole nasycenia to pole, w którym ustala się konfiguracja równoległa i jednocześnie ustala się wartość oporu elektrycznego, z pominięciem innych wkładów do magnetooporu). Pewne oznaki tego efektu widoczne były wcześniej w strukturach Au/Co z anizotropią prostopadłą [5]. Bardzo podobne zjawisko było obserwowane dużo wcześniej w ferromagnetycznych złączach tunelowych [6]. Istotą odkrycia Ferta i Grünberga było wykazanie ścisłych korelacji oporu elektrycznego układu z jego konfiguracją magnetyczną.

Fizyczny mechanizm prowadzący do efektu GMR został wyjaśniony później [7,8]. Kluczowe elementy tego mechanizmu to: 1) istnienie dwóch dobrze zdefiniowanych i w przybliżeniu niezależnych spinowych kanałów przewodnictwa elektrycznego w ferromagnetycznych metalach przejściowych, 2) silna zależność od spinu parametrów opisujących przewodność tych kanałów. Jeśli chodzi o pierwszy czynnik, to jest on konsekwencją silnego pola wymiennego (tzw. korelacji stonerowskich) polaryzującego elektrony oraz procesów rozpraszania z odwróceniem spinu, znacznie słabszych od procesów z rozpraszaniem zachowującym spin elektronu. Czynnikiem drugim jest skutkiem silnej zależności od spinu struktury elektronowej wynikającej z rozszczepienia stonerowskiego, konsekwencją czego jest silna zależność spinowa drogi swobodnej elektronów.

Spinowa zależność procesów rozpraszających wynika nie tylko z rozszczepienia pasm elektronowych, ale również z zależności od spinu samego potencjału rozpraszającego defektów. W ogólności rozróżnić należy dwa typy defektów: defekty strukturalne na granicach między warstwami magnetycznymi i niemagnetycznymi oraz defekty wewnątrz warstw (np. domieszki będące skutkiem zjawiska dyfuzji). W ogólności współczynniki asymetrii spinowej dla procesów rozpraszania na defektach granic międzywarstwowych i na defektach strukturalnych wewnątrz warstw są różne. Efektywny współczynnik asymetrii jest więc ich pewną superpozycją. Co więcej, jeden

współczynnik może być dodatni, a drugi ujemny, co prowadzić może do ich kompensacji i przejścia od dodatniego (prostego) do ujemnego (odwrotnego) efektu GMR.

Z fizyki mechanizmu odpowiedzialnego za GMR wynika, że główny wkład do efektu nie zależy od oddziaływania wymiennego między warstwami magnetycznymi. Oddziaływanie to jest jedynie „narzędziem” do uzyskania antyrównoległej konfiguracji magnetycznej. Pokazano to wyraźnie w późniejszych pracach w zespole Grünberga, w których konfigurację antyrównoległą osiągnięto dzięki różnym polom koercji obydwu warstw magnetycznych. Jeżeli w odpowiednio silnym polu magnetycznym obydwie magnetyzacje zwrócone są wzdłuż pola magnetycznego, to przy zmianie kierunku pola najpierw odwraca się moment magnetyczny warstwy magnetycznie miękkiej, a później moment warstwy magnetycznie twardszej. Przy przemiataniu polem magnetycznym całej pętli histerezy dwukrotnie pojawia się pewien zakres pola, w którym magnetyzacje obydwu warstw zwrócone są w przeciwne strony. Ilekroć osiągnięta jest taka konfiguracja antyrównoległa, opór elektryczny układu rośnie.

Na czym polega więc sukces odkrycia? Znamy przecież wiele różnego typu efektów magnetooporowych, w których opór elektryczny zmienia się w znacznie większym zakresie. Istota sukcesu polega na tym, że udało się skonstruować takie struktury (nazywane zaworami spinowymi), w których zmiana konfiguracji magnetycznej, a tym samym i skok oporu elektrycznego zachodzi przy bardzo małych natężeniach pola magnetycznego, wynoszących kilka gausów. Ponieważ pole magnetyczne potrzebne do zmiany konfiguracji w strukturach z antyferromagnetycznym oddziaływaniem wymiennym jest duże ze względu na konieczność „pokonania” pola wymiennego, struktury takie z praktycznego punktu widzenia są niezbyt przydatne. W układach badanych w zespole Ferta były to pola o indukcji kilku tesli, podczas gdy w strukturach badanych w zespole Grünberga były one znacznie słabsze, rzędu 0,1 T. Bardziej obiecujące z punktu widzenia zastosowań są więc struktury bez międzywarstwowych oddziaływań wymiennych. Istotą zaworu spinowego jest to, że moment magnetyczny jednej warstwy jest umocowany do antyferromagnetycznego podłoża dzięki anizotropii wymiennej, natomiast moment warstwy drugiej jest swobodny i może się obracać w słabym polu magnetycznym [9,10]. Ponieważ pole wymagane do zmiany magnetycznej konfiguracji jest porównywalne z polem wytwarzanym przez komórki pamięci, zawory spinowe okazały się doskonałym elementem do zastosowania w głowicach odczytujących informacje zapisane na twardych dyskach.

Warto w tym miejscu zaznaczyć, że zasada stosowanych w latach dziewięćdziesiątych głowic czytających oparta była na tzw. magnetooporze anizotropowym, którego istotą jest zależność oporu elektrycznego od wzajemnej orientacji kierunku przepływu prądu i kierunku namagnesowania. Efekt ten jest jednak znacznie słabszy i możliwości wykorzystujących go głowic ograniczały dalsze zwiększanie gęstości zapisu. Było to wyraźnie widoczne na wykresie przedstawiającym empiryczne prawo

Moore'a, którego istotą jest liniowa zależność logarytmu gęstości zapisu od czasu. Nasylenie obserwowane w latach dziewięćdziesiątych zostało usunięte i tendencja wynikająca z prawa Moore'a została przywrócona dzięki wprowadzeniu głowic wykorzystujących efekt GMR. Efekt ten jest również wykorzystywany w innego typu czujnikach magnetycznych, znajdujących zastosowanie w niektórych elementach magnetoelektroniki.

Ważnym sukcesem odkrycia GMR jest wpływ, jaki wywarło ono na rozwój badań w zakresie zjawisk spinowych w transporcie elektronowym w układach nanoskopowych. Konsekwencją tego było wyłonienie się nowego działu elektroniki i fizyki układów nanoskopowych, nazywanego elektroniką spinową lub krótko spintroniką. Dalsze prace doświadczalne pokazały, że efekt ten występuje również wtedy, gdy prąd elektryczny płynie prostopadłe do płaszczyzny warstw. Co więcej, w takiej konfiguracji jest on nawet większy aniżeli w konfiguracji z prądem płynącym w płaszczyźnie warstw. Stwierdzono też, że w niektórych strukturach mamy do czynienia z efektem odwrotnym, tzn. opór struktury jest większy w konfiguracji równoległej niż w antyrównoległej. Ogromny wkład w wyjaśnienie tych właściwości magnetooporu wniósł Fert. Stało się również jasne, że spinowo spolaryzowany prąd elektryczny może wywierać wpływ na konfigurację magnetyczną struktury i jeśli jest on odpowiednio duży, to może powodować przełączanie między stanami o konfiguracji równoległej i antyrównoległej.

Sukces efektu GMR zainicjował również intensywne prace nad ferromagnetycznymi złączami tunelowymi, w których prąd płynie w wyniku kwantowego efektu tunelowego. Zjawisko to nosi nazwę tunelowego magnetooporu

(po raz pierwszy zaobserwował je już w 1975 r. M. Jullière [6]). Dalszą konsekwencją tego odkrycia i jego sukcesu w zastosowaniach jest wyłonienie się spintroniki półprzewodnikowej. Ogromny wysiłek doświadczalno-technologiczny skierowany jest dzisiaj na wytworzenie półprzewodników ferromagnetycznych z trwałym momentem magnetycznym w temperaturze pokojowej. Nie ulega więc wątpliwości, że wkład Alberta Ferta i Petera Grünberga do rozwoju nauki i technologii przyszłości jest ogromny.

- [1] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F.N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [2] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
- [3] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
- [4] J. Barnaś, P. Grünberg, *J. Magn. Magn. Mat.* **82**, 186 (1989).
- [5] E. Velu, C. Dupas, D. Renard, J.P. Renard, J. Seiden, *Phys. Rev. B* **37**, 668 (1988).
- [6] M. Julliere, *Phys. Lett.* **A54**, 225 (1975).
- [7] R.E. Camley, J. Barnaś, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 664 (1989).
- [8] J. Barnaś, A. Fuss, R.E. Camley, P. Grünberg, W. Zinn, *Phys. Rev. B* **42**, 8110 (1990).
- [9] J. Barnaś, A. Fuss, R.E. Camley, U. Walz, P. Grünberg, W. Zinn, *Vacuum* **41**, 1414 (1990).
- [10] B. Dieny, V.S. Speriosu, S.S.P. Parkin, B.A. Gurney, D.R. Wilhoit, D. Mauri, *Phys. Rev. B* **43**, 1297 (1991).

Józef Barnaś

Wydział Fizyki UAM  
oraz Instytut Fizyki Molekularnej PAN  
Poznań

ALBERT FERT urodził się w Carcassonne w 1938 r. Studiował matematykę i fizykę w Ecole Normale Supérieure w Paryżu. Doktorat z fizyki uzyskał w 1970 r. na Uniwersytecie Paris-Sud, gdzie od roku 1976 jest profesorem, a od roku 1995 dyrektorem naukowym Unité Mixte de Physique CNRS-Thales (Orsay). Prowadził i prowadzi badania w zakresie doświadczalnej i teoretycznej fizyki materii skondensowanej dotyczące m.in. metali, magnetyków, nanostruktur magnetycznych i spintroniki. Jedną z jego prac należy do pierwszej dziesiątki najczęściej cytowanych prac opublikowanych kiedykolwiek w *Physical Review Letters*. Odkrył gigantyczny magnetoopór w 1988 r. Laureat wielu nagród, w tym Towarzystw Fizycznych: Amerykańskiego, Francuskiego i Europejskiego oraz Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej. W 2007 r. prócz Nagrody Nobla otrzymał Japan Prize oraz Nagrodę Wolfa.

PETER ANDREAS GRÜNBERG urodził się w 1939 r. w Pilźnie. Doktorat z fizyki uzyskał w 1969 r. na Politechnice w Darmstadt. Od roku 1972 związany z Instytutem Badań Ciała Stałego w Ośrodku Badawczym w Jülich oraz Uniwersytetem w Kolonii, prowadził też badania w Kanadzie, USA (Argonne National Laboratory) i Japonii. Gigantyczny magnetoopór odkrył w 1988 r. w Jülich. W roku 2004 przeszedł na emeryturę, lecz jest nadal aktywny naukowo, pracując nad przełączaniem namagnesowania za pomocą napięcia oraz prądów spinowych. Laureat wielu nagród, m.in. Towarzystw Fizycznych: Amerykańskiego, Niemieckiego i Europejskiego oraz Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej, członek Towarzystwa Maksa Plancka, doktor honorowy Uniwersytetu Ruhry w Bochum. W 2007 r. prócz Nagrody Nobla otrzymał Japan Prize, Nagrodę Sterna–Gerlacha oraz Nagrodę Wolfa.

# Zimne cząsteczki w wiązkach naddźwiękowych i nowe testy nierówności Bella

Jarosław Koperski

*Instytut Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego, Uniwersytet Jagielloński*

---

## Cold molecules in supersonic beams and new tests of Bell's inequalities

*Abstract:* The supersonic free-jet expansion technique has been used in different fields of physics, chemical physics and chemistry to study vibrational and rotational molecular structures in both ground and excited electronic energy states as well as in studies of neutral-neutral interactions. The technique exploits a source of monokinetic, rotationally and vibrationally cold molecules that are very weakly bound in their ground electronic states. Recently, the method is applied as a source of pairs of entangled atoms to test Bell's inequalities.

---

### 1. Wprowadzenie

W ostatnich kilkunastu latach fizycy posiadli umiejętność translacyjnego chłodzenia atomów do bardzo niskich temperatur  $T_t$  (10 nK – 100 mK), stosując odpowiednio skonfigurowane (pod względem geometrycznym i polaryzacyjnym) wiązki promieniowania laserowego sprzężone z zamkniętymi rezonansowymi przejściami atomowymi. Dzięki tym osiągnięciom rozwinęły się takie dziedziny, jak interferometria i precyzyjna spektroskopia atomowa, opracowano metody otrzymywania kondensatu Bosego–Einsteina (BE) i wiązek spójnej materii (tzw. laserów atomowych), rozwinęły się także metody badawcze dotyczące zderzeń i oddziaływań między ultrazimnymi atomami (terminy: atomy ultrazimne lub zimne stosuje się odpowiednio, gdy  $T_t < 1$  mK lub  $1$  mK  $< T_t < 1$  K).

W przypadku chłodzenia bardziej złożonych obiektów – cząsteczek – które ze swej natury mają bardziej złożoną strukturę energetyczną, naturalna była próba zastosowania metod opracowanych wcześniej dla atomów. Niestety, sprzęgnięcie rezonansowej wiązki laserowej z przejściem rotacyjno-oscylacyjnym okazało się niemożliwe. Fluorescencja następująca w cząsteczce po wzbudzeniu z elektronowego stanu podstawowego do określonego poziomu rotacyjno-oscylacyjnego w elektronowym stanie wzbudzonym odbywa się – zgodnie z zasadą Francka–Condon (FC) – poprzez wiele kanałów obejmujących zarówno przejścia do stanów związanych stanu podstawowego (ang. bound-bound), jak i przejścia powodujące natychmiastową dysocjację cząsteczki (ang. bound-free). Konieczne stało się więc opracowanie alternatywnych metod chłodzenia nie tylko translacyjnego ruchu cząsteczek, ale także ich oscylacyjnych i rotacyjnych stopni swobody

(chłodzenie takie jest związane z obniżaniem temperatur oscylacyjnej  $T_v$  oraz rotacyjnej  $T_r$  odpowiedzialnych za obsadzenia odpowiednich poziomów). Niestety, za pomocą jednej metody nie udało się dotąd uzyskać jednoczesnego „wymrożenia” wszystkich trzech ruchów cząsteczkowych. Zwykle przy obniżaniu  $T_t$  temperatury  $T_v$  oraz  $T_r$  pozostają stosunkowo duże (cząsteczki pozostają rotacyjnie i oscylacyjnie wzbudzone) i na odwrót – rotacyjnie oraz oscylacyjnie zimne cząsteczki mogą mieć znaczne prędkości w ruchu translacyjnym.

Można wyróżnić pięć podstawowych metod translacyjnego chłodzenia cząsteczek [1].

1) Cząsteczki polarne (np.  $\text{ND}_3$ ), mające stały elektryczny moment dipolowy  $d$ , mogą oddziaływać z odpowiednio skonfigurowanym – przestrzennie i czasowo – polem elektrostatycznym i dzięki temu zostać translacyjnie ochłodzone (do  $T_t \approx 350$  mK dla  $\text{ND}_3$ ) w tzw. spowalniaczu Starkowskim. Po takim procesie cząsteczki mogą być dodatkowo spowalniane i więzione (w pułapkach elektrostatycznych ochładzane do  $T_t \approx 2$  mK) lub tylko przechowywane (np. w elektrostatycznych pierścieniach magazynujących).

2) Cząsteczki mające duży magnetyczny moment dipolowy  $\mu$  mogą tracić swoją energię kinetyczną w zderzeniach sprężystych z atomami translacyjnie oziębionego gazu buforowego (np.  $^4\text{He}$ ) i być więzione w nadprzewodnikowej pułapce magnetycznej. Stosując tę metodę, oziębiono translacyjnie wodorek wapnia do  $T_t \approx 400$  mK.

3) Fotoprzyłączanie (fotoasocjacja) dwóch uprzednio translacyjnie ochłodzonych i zamkniętych w pułapce atomów przy użyciu pojedynczego fotonu o częstotliwości bliskiej atomowej częstotliwości rezonansowej powoduje powstanie cząsteczki dwuatomowej (w temperaturze  $T_t$  zależ-

nej od wyjściowej temperatury translacyjnej fotoprzylączanych atomów,  $T_t$  rzędu 100  $\mu\text{K}$ ). Metoda ta jest z powodzeniem stosowana do wytwarzania translacyjnie zimnych alkalicznych (np.  $\text{K}_2$ ,  $\text{Na}_2$ ,  $\text{Rb}_2$ ) lub innych ( $\text{H}_2$ ,  $\text{He}_2$ ,  $\text{Ca}_2$ ) dimerów homojądrowych, jak również dimerów heterojądrowych ( $^6\text{Li}^7\text{Li}$ ,  $^{39}\text{K}^{85}\text{Rb}$ ). Za pomocą używanych w fotoprzylączaniu schematów jednofotonowych uzyskuje się translacyjnie zimne cząsteczki, które są jednak rotacyjnie i oscylacyjnie wzbudzone. Możliwe jest dokonanie następnego kroku ku wydajniejszemu ochładzaniu cząsteczek i zastosowanie procesu dwu- lub wielofotonowego, w wyniku którego fotoprzylączone cząsteczki znajdują się na niskich poziomach oscylacyjnych.

4) Translacyjnie ultrazimne cząsteczki ( $T_t$  rzędu 100 nK) można otrzymać w kondensacie BE przez fotoprzylączenie par atomów (np.  $^{87}\text{Rb}$ ) bezpośrednio z kondensatu przy użyciu dwufotonowego wymuszonego procesu ramanowskiego.

5) Ultrazimne cząsteczki powstają w zewnętrznym polu magnetycznym z ultrazimnych atomów w wyniku tzw. rezonansów Feshbacha – tworzą się przy przestrajaniu pola magnetycznego przez rezonans, w którym wartości energii stanu niezwiązanego (para atomów) i związanego (cząsteczka dwuatomowa) są równe. Cząsteczki powstające w ten sposób z atomów fermionowych (energia wiązania w zakresie odpowiadającym kilku mK) mogą istnieć stosunkowo długo (do 1 s), w przeciwieństwie do cząsteczek wytwarzanych z atomów bozonowych, które są szybko niszczone w wyniku zderzeń. Wytwarzanie ultrazimnych cząsteczek za pomocą rezonansów Feshbacha wprost z kondensatu BE było obserwowane dla atomów bozonowych ( $^{85}\text{Rb}_2$  w  $T_t = 150$  nK oraz  $^{133}\text{Cs}_2$  w  $T_t = 19$  nK), a także dla atomów fermionowych ( $^6\text{Li}_2$  w  $T_t = 2,5$   $\mu\text{K}$  oraz  $^{40}\text{K}_2$  w  $T_t = 79$  nK).

Wymieniane tu metody chłodzenia cząsteczek należą do najczęściej obecnie stosowanych. Inne to np. zderzenia cząsteczek z atomami w skrzyżowanych wiązkach, chłodzenie cząsteczek neutralnych nierezonansowym promieniowaniem laserowym (optyczny efekt Starka) czy ekspansja wiązki naddźwiękowej z wirującej dyszy.

Wymieńmy teraz metody prowadzące do wydajnego chłodzenia oscylacyjnego i rotacyjnego cząsteczek, które jednak pozostawiają je we względnie wysokiej temperaturze translacyjnej [2,3]. Pierwsza z nich to propagacja nanokropki  $\text{He}_n$  (temperatura ok. 380 mK) w wiązce naddźwiękowej przez obszar z badanymi cząsteczkami, w którym następuje wychwyt cząsteczek, ich zanurzenie w nanokropki lub przyłgnięcie do niej oraz następująca w wyniku odparowania atomów He z powierzchni nanokropki redukcja wewnętrznych temperatur  $T_v$  oraz  $T_r$  do 2–4 K. W drugiej metodzie wykorzystuje się wiązkę naddźwiękową będącą źródłem cząsteczek dwu- i wieloatomowych maksymalnie ochłodzonych do  $T_v = 500$  mK oraz  $T_r = 30$  mK na skutek ich adiabatycznego rozprężenia (ekspansji) do obszaru próżni. Spośród zalet wiązki naddźwiękowej na szczególną uwagę zasługuje możliwość badania elementarnych oddziaływań między dwoma atomami z wypełnionymi powłokami elektronowymi, które mogą utworzyć

tzw. cząsteczkę van der Waalsowską (vdw) w jej elektronowym stanie podstawowym. Jest to możliwe wskutek niskich temperatur  $T_v$  oraz  $T_r$  panujących w wiązce podczas ekspansji.

## 2. Swobodna wiązka naddźwiękowa

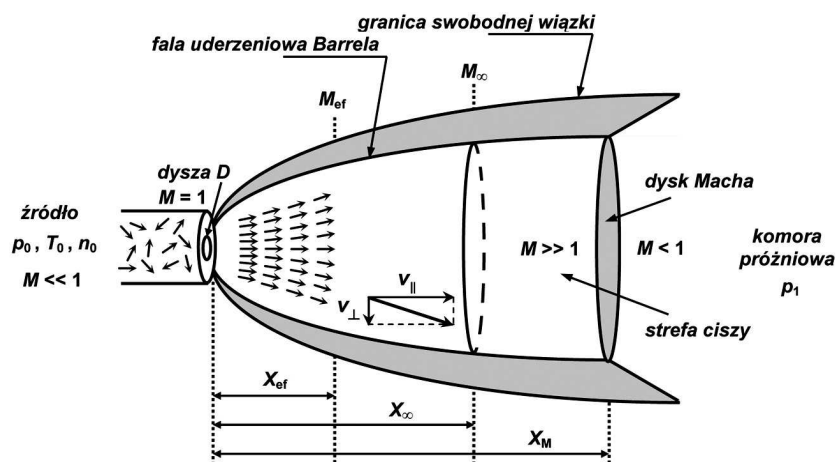
W obecnych rozważaniach ograniczymy się do dwuskładnikowych wiązek naddźwiękowych. Wśród nich specjalną klasę stanowią wiązki domieszkowane (ang. seeded beams), w których domieszkowany gaz, np. pary metalu, ma dużo mniejszą gęstość niż gaz nośny. Omawiane wiązki naddźwiękowe to wiązki swobodne (ang. free-jet expansion beams), w których rozprężający się ośrodek opuszcza źródło przez dyszę o małej średnicy i ulega swobodnej propagacji do próżni. Inną kategorią są wiązki naddźwiękowe, w których odpowiednio ukształtowany „zbierak” (ang. skimmer) eliminuje turbulენტne fale uderzeniowe, pozostawiając do badań centralną, jednorodną część wiązki.

### 2.1. Temperatury

Gdy gaz złożony z atomów metalu M i cząsteczek  $M_2$  będących w mieszaninie z gazem nośnym (zwykle szlachetnym), rozpręża się swobodnie z obszaru pod dużym ciśnieniem ( $p_0$ ) do próżni (ciśnienie  $p_1$ ) przez dyszę o małej średnicy  $D$ , zachodzi adiabatyczne obniżenie energii wewnętrznej cząsteczek (rys. 1). Podczas tego procesu energia termodynamiczna cząsteczek w źródle o temperaturze  $T_0$  jest częściowo zamieniana na energię wiązki. Energia termodynamiczna w źródle jest określona przez temperatury: translacyjną, oscylacyjną i rotacyjną, przy czym  $T_0 = (T_{\parallel} = T_{\perp}) = T_v = T_r$ , gdzie  $T_{\parallel}$  oraz  $T_{\perp}$  są odpowiednio temperaturami translacyjnymi podłużną i poprzeczną (wyznaczającymi rozkłady Maxwella prędkości  $v_{\parallel}$  oraz  $v_{\perp}$ ; różnica między  $T_{\parallel}$  a  $T_{\perp}$  przy rozprężaniu sferycznie symetrycznym jest uwzględniana przez założenie dwóch rozkładów Maxwella z różnymi  $T_{\parallel}$  oraz  $T_{\perp}$  jako parametrami; temperatura średnia to  $\bar{T}_t = (T_{\parallel} + 2T_{\perp})/3$  [2]). Zamiana energii zachodzi w dyszy, w której prawdopodobieństwo zderzeń jest bardzo duże oraz  $\lambda_0 \ll D$ , gdzie  $\lambda_0$  jest średnią drogą swobodną w rozprężającym się gazie. Stopień obniżenia energii wewnętrznej cząsteczek zależy od liczby zderzeń w dyszy. Liczba ta jest proporcjonalna do  $n_0 D$ , gdzie  $n_0$  jest gęstością ośrodka w źródle.

W procesach zachodzących w wiązce naddźwiękowej przekrój czynny na zderzenia sprężyste ( $\sigma_e$ ) jest większy od przekroju czynnego na indukowane zderzeniami przejścia rotacyjne ( $\sigma_r$ ), a ten z kolei jest większy od przekroju czynnego na indukowane zderzeniami przejścia oscylacyjne w cząsteczkach ( $\sigma_v$ ). Wskutek tego chłodzenie translacyjne (czyli monokinetyzacja, tzn. zawężanie rozkładów składowych prędkości  $v_{\parallel}$  oraz  $v_{\perp}$ ) jest bardziej wydajne niż chłodzenie rotacyjne i oscylacyjne. Po rozprężaniu adiabatycznym zachodzi związek  $T_{\perp} < T_{\parallel} < T_r < T_v$ . Biorąc dane dla argonu, najczęściej stosowanego gazu nośnego, można dokonać prostego oszacowania wartości granicznej (końcowej) dla podłużnej temperatury translacyj-





Rys. 1. Schematyczny przekrój przez swobodną wiązkę naddźwiękową;  $M$  – liczby Macha: efektywna ( $M_{ef}$ ), graniczna ( $M_{\infty}$ );  $X$  – odległości od dyszy: efektywna ( $X_{ef}$ ), graniczna ( $X_{\infty}$ ), do dysku Macha ( $X_M$ );  $p_0$ ,  $T_0$ ,  $n_0$  – ciśnienie, temperatura i gęstość w źródle;  $D$  – średnica dyszy;  $p_1$  – ciśnienie w komorze próżniowej ( $p_1 \ll p_0$ ). Strzałki symbolizują termiczny i uporządkowany ruch atomów oraz cząsteczek odpowiednio w źródle i wiązce. Pokazano składowe translacyjnej prędkości cząsteczek  $v$ : podłużną ( $v_{||}$ ) i poprzeczną ( $v_{\perp}$ ).

nej  $T_{||\infty}$  w swobodnej wiązce naddźwiękowej. Dla typowych warunków rozprężania w doświadczeniach prowadzonych w krakowskiej grupie autora na UJ ( $T_0 = 900$  K,  $p_0 = 11$  atm,  $D = 0,02$  cm) i w grupie na Teksaszkim Uniwersytecie A&M w College Station, z którą autor współpracuje ( $T_0 = 460$  K,  $p_0 = 1$  atm,  $D = 0,1$  cm),  $T_{||\infty}$  można przybliżyć wartościami odpowiednio 510 mK i 490 mK.

W wiązce naddźwiękowej temperatura  $T_{||\infty}$  może być użyta do oszacowania wartości  $T_r$  oraz  $T_v$ . Zwykle zakłada się  $T_r \approx T_{||\infty}$ , a temperatura  $T_v$  jest wyższa o jeden rząd wielkości od  $T_r$ .

## 2.2. „Strefa ciszy” – obszar bez zderzeń

Z punktu widzenia spektroskopii laserowej chłodzenie wewnętrznych stopni swobody w wiązce naddźwiękowej ma dwie podstawowe zalety. Po pierwsze, obsadzone są tylko najniższe poziomy rotacyjno-oscylacyjne ( $v'', J''$ ) podstawowego stanu elektronowego cząsteczek. Powoduje to znaczne zmniejszenie ilości linii absorpcyjnych, co w konsekwencji prowadzi do znacznego uproszczenia widm wzbudzenia (rys. 2). Po wtóre, wskutek niskich temperatur  $T_v$  oraz  $T_r$  w wiązce naddźwiękowej mogą się tworzyć bardzo słabo związane cząsteczki vdW (o małej energii dysocjacji  $D''_0$  – w temperaturze  $T_0 = 300$  K cząsteczki vdW natychmiast dysocjują). Do cząsteczek o najmniejszych  $D''_0$ , które były badane z udziałem autora, można zaliczyć MHe and MNe, dla których  $D''_0$  wynoszą od  $8 \text{ cm}^{-1}$  dla HgHe do  $14,2 \text{ cm}^{-1}$  dla CdHe ( $1 \text{ cm}^{-1} = 1,2 \cdot 10^4 \text{ eV}$ ) [3].

W celu określenia obszaru w wiązce naddźwiękowej najbardziej korzystnego z punktu widzenia spektroskopii rozważmy odległość  $X_{ef}$  wyznaczającą odległość od dyszy do miejsca oddziaływania cząsteczek np. z wiązką promieniowania laserowego (rys. 1). Zarówno temperatura jak i gęstość  $n_{ef}$  rozprężającego się gazu (składającego się z atomów, cząsteczek dwuatomowych oraz większych klastrów) maleje ze wzrostem  $X_{ef}$ , a liczba zderzeń gwałtownie spada. Wartością graniczną  $X_{\infty}$  nazywa się taką wartość  $X_{ef}$ , dla której rozkłady  $N(v_{||})$  oraz  $N(v_{\perp})$  i tzw. efektywna liczba Macha  $M_{ef}$  (iloraz lokalnej prędkości rozprężającego się gazu i lokalnej prędkości dźwięku – stąd dla  $M_{ef} > 1$  nazwa „wiązki naddźwiękowe”) zostają

„zamrożone”, tzn. nie zachodzi dalszy proces chłodzenia („strefa ciszy” na rys. 1).

Temperatura  $T_{||}$  osiągnięta podczas rozprężania jest związana z  $M_{ef}$  wzorem [2]

$$T_{||} = \frac{T_0}{1 + (\gamma - 1)M_{ef}^2/2}, \quad (1)$$

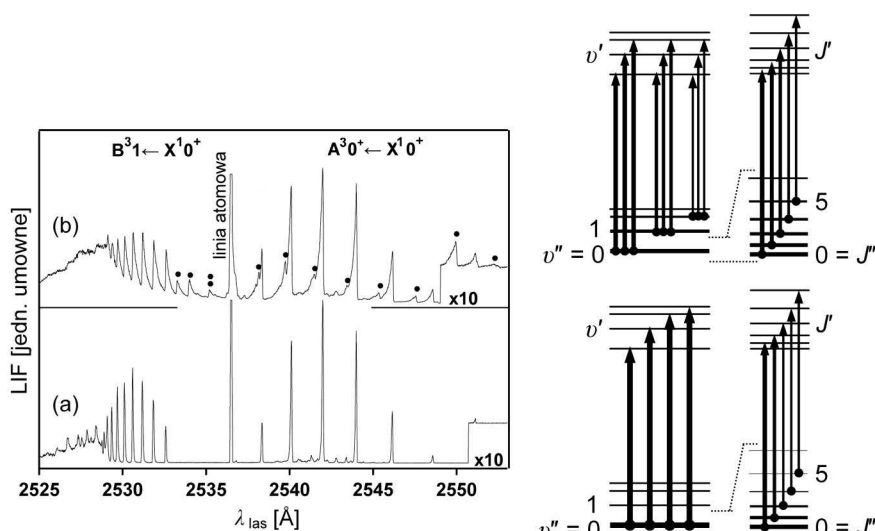
gdzie  $\gamma$  jest stosunkiem  $c_p/c_v$  ( $c_p/c_v = 5/3$  dla monoatomowego gazu nośnego, np. argonu). Zgodnie z (1), dla typowych warunków ekspansji ( $T_0 = 1000$  K,  $M_{ef} = 50$ ) temperatura  $T_{||}$  może obniżyć się wzdłuż kierunku wiązki nawet o 4 rzędy wielkości.

Dla gazu monoatomowego (np. argonu) można określić tzw. graniczną liczbę Macha  $M_{\infty}$ , która zależy od  $p_0$  oraz  $D$  ( $M_{\infty} \propto (p_0 D)^{0,4}$ ); dla tego samego  $p_0$  stopień chłodzenia w wiązce zwiększa się ze wzrostem  $D$  (właśnie dlatego w konstrukcji źródeł wiązek naddźwiękowych stosuje się względnie duże średnice  $D$ ). Odległość graniczna  $X_{\infty}$ , dla której występuje  $M_{\infty}$ , czyli odległość „strefy ciszy” od źródła (rys. 1), zmienia się jak  $X_{\infty} \propto DM_{\infty}^{1,5}$ , a zatem rośnie z  $D$ . Warto podkreślić, że jednym z powodów wykonywania doświadczeń spektroskopowych z wykorzystaniem tej szczególnej strefy w wiązce naddźwiękowej jest fakt, że cząsteczki przemieszczają się w niej bez zderzeń i mogą być traktowane jak obiekty izolowane, nieprzekazujące energii sąsiadom. Niestety, w większości układów doświadczalnych odległość  $X_{\infty}$  jest tak duża, że względna gęstość badanych obiektów (cząsteczek) jest tam już bardzo mała. Efektywna gęstość cząsteczek  $n_{ef}$  w rejonie  $X_{ef}$  wyraża się wzorem

$$n_{ef} = \frac{n_0}{[1 + (\gamma - 1)M_{ef}^2/2]^{1/(\gamma-1)}}. \quad (2)$$

Ze wzoru (2) widać, że  $n_{ef}/n_0$  maleje bardzo szybko ze wzrostem  $X_{ef}$ , od którego zależy  $M_{ef} \propto (X_{ef}/D)^{0,67}$ , np. dla  $D = 0,2$  mm – o około czterech rzędach wielkości przy zmianie  $X_{ef}$  od 0 do 10 mm. Jednym z możliwych wyjść z sytuacji jest znaczne zwiększenie gęstości  $n_0$  w źródle przez wzrost  $T_0$  oraz  $p_0$ .

Zdefiniowana uprzednio „strefa ciszy” kończy się w miejscu odległym od dyszy o  $X_M \propto (p_0/p_1)^{1/2}$  ( $p_1$  ozna-



Rys. 2. Ilustracja uproszczeń (zawężanie profili przejść rotacyjnych w ramach poszczególnych składowych oscylacyjnych oraz znikanie tzw. gorących przejść oscylacyjnych  $v' \leftarrow v'' > 0$ ) w widmach wzbudzenia dzięki procesowi oscylacyjnego i rotacyjnego chłodzenia cząsteczek w wiązce naddźwiękowej. Widma doświadczalne (a) oraz (b) pokazują te same przejścia w widmie wzbudzenia cząsteczki HgAr [3], które zarejestrowano odpowiednio dla „zimnych” oraz „gorących” warunków ekspansji. Symbole • i •• wskazują odpowiednio „gorące” przejścia  $v' \leftarrow v'' = 1$  oraz  $v' \leftarrow v'' = 2$ . Diagramy po prawej stronie ilustrują przejścia między poziomami oscylacyjnymi ( $v' \leftarrow v''$ ) i rotacyjnymi ( $J' \leftarrow J''$ ) dla obu przypadków. Grubości linii reprezentujących poziomy ( $v, J$ ) odpowiadają ich obsadzeniu. Strzałki przedstawiają przejścia we wzbudzeniu.

cza ciśnienie w komorze próżniowej), gdzie w wiązce pojawia się dysk Macha. Dla typowych wartości  $D$ ,  $p_0$  oraz  $p_1$  „strefa ciszy”, rozciągająca się od  $X_\infty$  do  $X_M$ , ma długość 10–20 mm wzdłuż kierunku wiązki.

### 3. Badania spektroskopowe oddziaływań atomów z użyciem wiązek naddźwiękowych

Swobodna wiązka naddźwiękowa może być wydajnym źródłem cząsteczek vdW. Chłodzenie oscylacyjnych i rotacyjnych stopni swobody stwarza możliwość poznania oddziaływań vdW, które są istotne zarówno w badaniach oddziaływań międzycząsteczkowych w fizyce zimnej materii i zimnych zderzeń oraz interferometrii fal materii, jak i w tzw. zimnej chemii (badanie reakcji chemicznych w ultraniskich temperaturach).

W badaniach oddziaływań atomów tworzących cząsteczki vdW w zimnym środowisku swobodnej wiązki naddźwiękowej analizuje się dwa rodzaje widm dostarczających informacji o tym oddziaływaniu w różnych zakresach odległości międzyjądrowej  $R$  [3].

1) Widma wzbudzenia otrzymywane poprzez obserwację laserowo wzbudzonej fluorescencji w funkcji częstości promieniowania laserowego przestrajanego przez cząsteczkowe struktury energetyczne. Stosując laser o dostatecznie małej szerokości spektralnej  $\Delta\nu_{\text{las}}$  i rejestrując profile rotacyjne (przejścia  $J' \leftarrow J''$ ) w ramach jednego pasma oscylacyjnego, uzyskuje się jedne z najistotniejszych informacji o geometrii cząsteczki, tzw. długości wiązania w stanach elektronowych, między którymi zachodzi

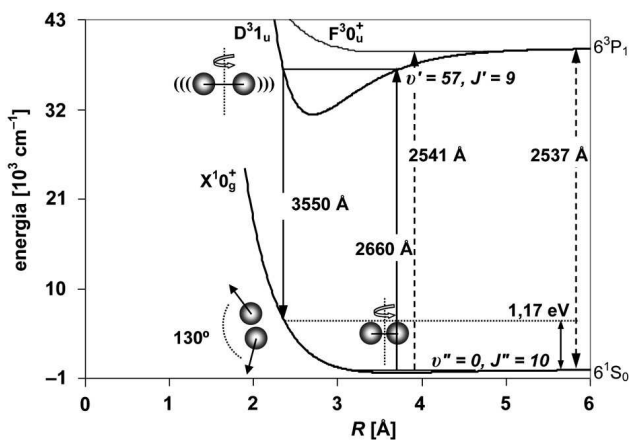
badane przejście. W laboratorium krakowskim profile rotacyjne badane są dla cząsteczek CdGs i ZnGs oraz Cd<sub>2</sub> i Zn<sub>2</sub>, natomiast prace na Tekszańskim Uniwersytecie A&M koncentrują się na profilach rotacyjnych Hg<sub>2</sub>.

2) Widma fluorescencji są rejestrowane po selektywnym wzbudzeniu poziomu rotacyjno-oscylacyjnego ( $v', J'$ ) w elektronowym stanie wzbudzonym. Analiza powstających w ten sposób widm charakterystycznych (tzw. wewnętrznej dyfrakcji kondonowskiej [3]), które odzwierciedlają kwadrat funkcji falowej poziomu wzbudzonego ( $v', J'$ ), dostarcza informacji o odpychającej, krótkozasiękowej części potencjału dla stanu (w większości przypadków podstawowego), do którego prowadzi fluorescencja. Zmniejszanie stopnia odpychania (oraz idące za tym zmniejszanie długości i głębokości wiązania) może być dowodem na występowanie kowalencyjnego przyczynku do wiązania vdW dominującego w stanie podstawowym. Hipotezę tę wysunięto na podstawie obliczeń *ab initio*, a ostatnio zweryfikowano doświadczalnie w laboratoriach krakowskim i tekszańskim odpowiednio dla Cd<sub>2</sub> oraz Hg<sub>2</sub>.

### 4. Ekspansja swobodna w wiązce naddźwiękowej i testy nierówności Bella

Jedno z ostatnich zastosowań swobodnej ekspansji w wiązce naddźwiękowej wiąże się z weryfikacją podstaw mechaniki kwantowej – testami nierówności Bella [4] (w omawianej tu wersji – dla atomów). W 1995 r. Fry i współpracownicy [5] zaproponowali realizację doświadczenia myślowego Einsteina, Podolsky’ego i Rosena (tzw. paradoksu EPR [6]) w wersji podanej przez Bohma dla

obiektów o spinie 1/2 [7]. W proponowanym doświadczeniu kontrolowana fotodysocjacja cząsteczki dwuatomowej jest procesem, po którym powstaje para atomów w stanie splątanych. Wcześniejsza propozycja [8] dotyczyła realizacji doświadczenia EPR dla cząsteczki Na<sub>2</sub>. (W kwietniu 2007 r. międzynarodowa grupa pod kierownictwem Jörga Schmiedmayera zaproponowała metodę wytwarzania par splątanych ultrazimnych atomów otrzymywanych przez dysocjację cząsteczek uprzednio ochłodzonych, np. przy użyciu fotoasocjacji. Proces kreacji par ma być realizowany przy użyciu rezonansu Feshbacha na tzw. chipie – miniaturowym układzie pełniącym w optyce atomów funkcję układu scalonego). W projekcie Fry’a i współpracowników dwa atomy <sup>199</sup>Hg, każdy w singletowym stanie podstawowym 6<sup>1</sup>S<sub>0</sub> o spinie jądrowym  $I = 1/2$ , wytwarzane są w stanie splątanim o całkowitym spinie jądrowym równym zeru (atom <sup>199</sup>Hg w stanie podstawowym 6<sup>1</sup>S<sub>0</sub> ma spin jądrowy 1/2 i zerowe pozostałe momenty pędu, elektronowy  $S$  i orbitalny  $L$ , zatem jest obiektem o połówkowym momencie pędu mogącym mieć dwa rzuty  $m_I = \pm 1/2$  na wyróżniony kierunek w przestrzeni). Dysocjacja zachodzi w wyniku selektywnego wymuszonego procesu ramanowskiego, w którym najpierw cząsteczki <sup>199</sup>Hg<sub>2</sub> są wzbudzone do wybranego poziomu rotacyjnego (długość fali ok. 2660 Å), a następnie fotodysocjowane przy użyciu promieniowania laserowego o długości fali 3550 Å (rys. 3).



Rys. 3. Schemat elektronowych stanów energetycznych cząsteczki Hg<sub>2</sub> z zaznaczonym selektywnym przejściem ramanowskim (wzbudzenie 2660 Å i wymuszona dysocjacja 3550 Å) prowadzącym do powstania pary splątanych atomów Hg. Pokazano rotujące ( $v'' = 0, J'' = 10$ ), rotujące i drgające ( $v' = 57, J' = 9$ ) oraz dysocjujące cząsteczki Hg<sub>2</sub>. Pokazano również stan elektronowy F<sup>3</sup>0<sub>u</sub><sup>+</sup>, jego laserowe wzbudzenie (2541 Å) ze stanu X<sup>1</sup>0<sub>g</sub><sup>+</sup>, jak również przejście atomowe 2537 Å niezbędne do zilustrowania schematu fotoasocjacji Hg<sub>2</sub> i chłodzenia oscylacyjnego (por. rys. 5).

Wzbudzenie w pierwszym kroku procesu ramanowskiego wykorzystuje przejście  $J' = 9 \leftarrow J'' = 10$  w gałęzi rotacyjnej P pasma oscylacyjnego  $v' = 57 \leftarrow v'' = 0$ , w przejściu elektronowym D<sup>3</sup>1<sub>u</sub> ← X<sup>1</sup>0<sub>g</sub><sup>+</sup>. Drugi krok to wymuszone przejście z poziomu ( $v' = 57, J' = 9$ ) do stanu podsta-

wowego w zakresie odpychającej części potencjału (fotodysocjacja). W wyniku całego procesu otrzymuje się dwa atomy <sup>199</sup>Hg o energii kinetycznej w układzie środka masy wynoszącej 1,17 eV. Zgodnie z zasadą zachowania pędu rozdzielanie atomów następuje w przeciwnych kierunkach. W układzie laboratoryjnym, dzięki dobrze określonej prędkości początkowej cząsteczek  $v$ , atomy powstałe w wyniku fotodysocjacji rozbiegają się pod innym kątem i docierają do dwóch odpowiednio usytuowanych detektorów. Ostatecznie pomiar korelacji spinów jądrowych obu atomów będących w stanie splątanim dokonywany jest na zasadzie dwufotonowego procesu wzbudzenia oraz jonizacji atomów <sup>199</sup>Hg i jednoczesnej rejestracji jonów <sup>199</sup>Hg<sup>+</sup> oraz elektronów.

Warto dodać, że podane przez Bella nierówności nie były przystosowane do weryfikacji doświadczalnej. Ich zmodyfikowane, bardziej do tego celu odpowiednie wersje sformułowali później inni badacze. Jedną z takich wersji jest nierówność Bella–Clausera–Horna (BCH) [9], która ma podlegać doświadczalnym testom w projekcie zaproponowanym przez Fry’a i współpracowników.

Nierówność BCH ma postać wyrażenia zawierającego koincydencje szybkości zliczeń  $R_{\uparrow\uparrow}(\theta_1, \theta_2)$  i szybkości pojedynczych zliczeń  $R_{\uparrow}(\theta)$  dla czterech różnych kombinacji kątów  $\theta$ :

$$S(\theta_1, \theta_2, \theta'_1, \theta'_2) = \frac{R_{\uparrow\uparrow}(\theta_1, \theta_2) - R_{\uparrow\uparrow}(\theta_1, \theta'_2) + R_{\uparrow\uparrow}(\theta'_1, \theta_2) + R_{\uparrow\uparrow}(\theta'_1, \theta'_2)}{R_{\uparrow}(\theta'_1)R_{\uparrow}(\theta_2)} \leq 1, \quad (3)$$

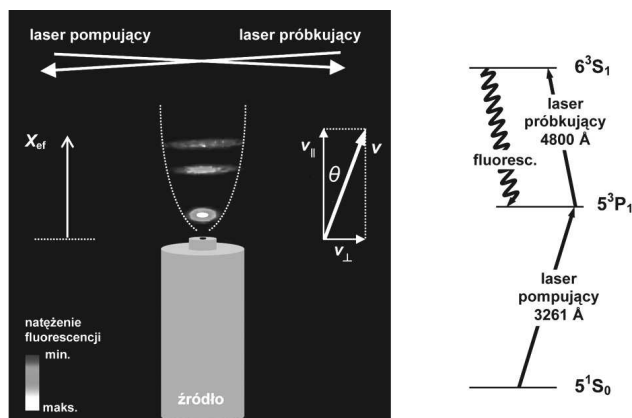
gdzie  $R_{\uparrow\uparrow}(\theta_1, \theta_2)$  oznaczają zmierzone koincydencje szybkości zliczeń w sytuacji, gdy oba zarejestrowane atomy mają spin  $m_I = +1/2$  ( $\uparrow\uparrow$ ) i są wykryte w kierunkach pod kątami odpowiednio  $\theta_1$  i  $\theta_2$ , podczas gdy  $R_{\uparrow}(\theta'_1)$  oraz  $R_{\uparrow}(\theta_2)$  są pojedynczymi szybkościami zliczeń odpowiednio w detektorach 1 i 2. Celem doświadczenia jest taki wybór kątów  $\theta_1, \theta_2, \theta'_1$  oraz  $\theta'_2$  (np. równych odpowiednio 135°, 0°, 225° i 90°), by przewidywana przez mechanikę kwantową wartość wyrażenia (3) prowadziła do maksymalnego naruszenia nierówności BCH (tzn.  $S_{QM} > 1$ ) [5].

Jednym z najważniejszych aspektów proponowanego doświadczenia Fry’a i współpracowników (wykonywanego obecnie z udziałem autora na Tekszańskim Uniwersytecie A&M) jest to, że dwa atomy „rodzą się” w tej samej chwili z jednej cząsteczki <sup>199</sup>Hg<sub>2</sub> wcześniej powstałej w swobodnej wiązce naddźwiękowej. Dzięki temu automatycznie kreowane jest splątanie między dwoma atomami <sup>199</sup>Hg. Wiązka naddźwiękowa jest tu użyta jako źródło cząsteczek <sup>199</sup>Hg<sub>2</sub>. Ich bardzo płytka studnia potencjału w elektronowym stanie podstawowym zmusza do pracy w zimnym środowisku wiązki. Ponadto, w wyniku chłodzenia wewnętrznych stopni swobody większość cząsteczek obsadza najniższy poziom oscylacyjny  $v'' = 0$ , jak również niskie poziomy rotacyjne  $J''$ . Liczba cząsteczek obsadzających poziom ( $v'' = 0, J'' = 10$ ), z którego rozpoczyna się wymuszony proces ramanowski mający doprowadzić do fotodysocjacji, jest zatem w wiązce naddźwiękowej względnie

duża. Co również ważne, w swobodnej wiązce naddźwiękowej cząsteczki  $^{199}\text{Hg}_2$  mają bardzo dobrze określoną podłużną składową prędkości  $v_{\parallel}$ , której wartość zależy od użytego gazu nośnego (projekt Fry'a i współpracowników zakłada  $v_{\parallel} = 412 \pm 9$  m/s dla ekspansji w Xe). Dzięki temu w układzie laboratoryjnym kąt między torami dwóch atomów  $^{199}\text{Hg}$  po fotodysocjacji ma wynosić ok.  $130^\circ$ .

## 5. Monokinetyzacja cząsteczek w swobodnej wiązce naddźwiękowej i poszerzenie dopplerowskie

W większości doświadczeń spektroskopowych wykorzystujących wiązki cząsteczkowe lub atomowe wiązka promieniowania laserowego rozchodzi się w kierunku prostopadłym do wiązki cząsteczkowej. Podczas ruchu translacyjnego w kierunku biegu wiązki naddźwiękowej cząsteczki są w wysokim stopniu monokinetyczne. Należy jednakże pamiętać o niewielkiej składowej  $v_{\perp}$  wektora prędkości, która istnieje nawet w przypadku bardzo dobrze skolimowanych wiązek (np. z zastosowanym „zbierrakiem”). Rysunek 4 przedstawia wizualizację swobodnej ekspansji w wiązce naddźwiękowej o pracy ciągłej użytej w badaniach elektronowych stanów rydbergowskich CdGs [3]. Rozkład przestrzenny natężenia fluorescencji



Rys. 4. Wizualizacja ekspansji Cd w swobodnej wiązce naddźwiękowej. Widoczne jasne miejsca nad dyszą (skala w rogu rysunku) pokazują fluorescencję z wiązki naddźwiękowej sfotografowaną dla trzech różnych odległości ( $X_{ef} = 1,5, 3,5$  oraz  $5$  mm) od dyszy do miejsca przecięcia się dwóch przeciwbieżnych rezonansowych wiązek laserowych (pompującej i próbkującej) z wiązką naddźwiękową;  $\theta$  – kąt rozbieżności wiązki. Schemat po prawej ilustruje wykorzystane wzbudzenie ze stanu podstawowego  $5^1S_0$  do stanu wzbudzonego  $6^3S_1$  przez stan pośredni  $5^3P_1$ .

oddaje przybliżony rozkład cząsteczek w płaszczyźnie rysunku i dostarcza informacji o gęstości  $n_{ef}$ , w tym przypadku atomów Cd, w wiązce w określonej odległości  $X_{ef}$  od dyszy. Na podstawie tego rozkładu można oszacować rozbieżność swobodnej wiązki naddźwiękowej, tzn. wyznaczyć średni kąt rozbieżności  $\theta$  między kierunkiem wiązki a wektorem prędkości  $v$ . W konsekwencji można

oszacować poszerzenie dopplerowskie  $\Delta\nu_D$  spowodowane istnieniem składowej  $v_{\perp}$  (i temperatury  $T_{\perp}$ ). Dla częstości przejścia  $\nu_0 = 37500$   $\text{cm}^{-1}$  (równoważnej długości fali  $2660$  Å), średniej prędkości translacyjnej gazu w wiązce  $u = 500$  m/s i  $\theta = 10\text{--}20^\circ$  otrzymuje się w ten sposób  $\Delta\nu_D = 0,017\text{--}0,033$   $\text{cm}^{-1}$ . Wynika z tego, że w doświadczeniach z zastosowaniem swobodnych wiązek naddźwiękowych i dostatecznie wąskich widmowo wiązek laserowych  $\Delta\nu_D$  może ograniczać rozdzielenie struktur rotacyjnych w dość ciężkich cząsteczkach, takich jak  $\text{Zn}_2$ ,  $\text{Cd}_2$  czy  $\text{Hg}_2$  [3].

## 6. Układy laserowe i selektywna dysocjacja $^{199}\text{Hg}_2$

W planowanych testach nierówności Bella zastosowane będą cztery układy laserowe: dwa do fotodysocjacji  $^{199}\text{Hg}_2$  (por. rys. 3) oraz dwa do wzbudzenia i zjonizowania atomów  $^{199}\text{Hg}$  (więcej szczegółów w pracy [5]). Wymienione wiązki promieniowania laserowego to: 1) wiązka o częstości trzeciej harmonicznej ( $2660$  Å) lasera aleksandrytowego (domieszkowanego, ang. injection-seeded) o długości fali  $7980$  Å, 2) wiązka z lasera barwnikowego ( $3550$  Å) pompowanego laserem ekscymerowym XeCl, 3) wiązka o częstości trzeciej i czwartej harmonicznej podstawowych częstości lasera tytanowo-szafirowego (domieszkowanego) wytwarzającego jednocześnie światło o dwóch długościach fali ( $7611$  i  $7892$  Å). Największe wymagania stawiane są laserowi aleksandrytowemu: przy jego użyciu selektywnie wzbudzone jest pojedyncze przejście rotacyjne  $J' = 9 \leftarrow J'' = 10$  w gałęzi P, w pasmie oscylacyjnym  $v' = 57 \leftarrow v'' = 0$  cząsteczki  $^{199}\text{Hg}_2$ .

Ponadto w procesie ramanowskim stosowanym do wytwarzania par splątanych atomów wykorzystywany jest efekt Dopplera w celu selektywnego dysocjowania tylko tych cząsteczek  $^{199}\text{Hg}_2$  w wiązce, których prędkość zawarta jest w przedziale  $\Delta v = 3$  m/s. Przyjmijmy, że  $\omega_0$  jest rezonansową częstością przejścia, a częstość promieniowania laserowego wynosi  $\tilde{\omega}_{las} = 2\pi\tilde{\nu}_{las}$ . Jeśli  $v_{\parallel}$  jest prędkością cząsteczek w wiązce, to w wyniku efektu Dopplera  $\tilde{\omega}_{las} = \omega_0 + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{\parallel}$ , gdzie  $\mathbf{k}$  jest wektorem falowym wiązki laserowej przecinającej pod kątem  $\zeta$  wiązkę naddźwiękową. Nieokreśloność częstości lasera  $\Delta\tilde{\omega}_{las} = 2\pi\Delta\tilde{\nu}_{las}$  ( $\Delta$  oznacza pełną szerokość połówkową) daje rozrzut prędkości  $\Delta v \approx \lambda\Delta\tilde{\nu}_{las}$ . Aby osiągnąć  $\Delta v \leq 3$  m/s przy długości fali  $\lambda = 2660$  Å, laser musi mieć szerokość widmową  $\Delta\tilde{\nu}_{las} \leq 11$  MHz; warunek ten spełnia stosowany laser aleksandrytowy: impulsy o czasie trwania  $120$  ns mają ograniczoną fourierowsko szerokość widmową  $3,7$  MHz, a zatem dla trzeciej harmonicznej częstości tego promieniowania otrzymuje się  $11$  MHz.

## 7. Fotoasocjacja i oscylacyjne chłodzenie $\text{Hg}_2$ – zastosowanie wyników badań spektroskopowych

Na rysunku 3 pokazano potencjał jednego ze wzbudzonych stanów elektronowych dimera rtęci, stanu  $F^3O_u^+$  korelującego do atomowej asymptoty  $6^3P_1$  i mającego

długość wiązania  $R'_e$  bliska długości wiązania cząsteczki w stanie podstawowym  $R''_e$ . Ta szczególna właściwość (rzadko spotykana wśród nisko leżących cząsteczkowych stanów elektronowych) pozwoliła na zaproponowanie metody oscylacyjnego chłodzenia cząsteczek Hg<sub>2</sub> otrzymanych w wyniku fotoasocjacji w pułapce magnetoptycznej (MOT) [10]. W zaproponowanym schemacie wykorzystano współczynniki FC wyznaczone dla oscylacyjnych składowych przejścia  $F^3O_u^+ \leftarrow X^1O_g^+$  w doświadczeniu z zastosowaniem swobodnej wiązki naddźwiękowej [11].

Warto zaznaczyć, że rtęć jest pierwiastkiem doskonale nadającym się do doświadczeń prowadzonych w MOT, gdyż:

1) naturalny skład izotopowy Hg to pięć izotopów bozonowych o zerowym spinie jądrowym (<sup>196</sup>Hg, <sup>198</sup>Hg, <sup>200</sup>Hg, <sup>202</sup>Hg, <sup>204</sup>Hg) i dwa izotopy fermionowe (<sup>199</sup>Hg, <sup>201</sup>Hg) o jądrowym spinie połówkowym, które można ograniczyć przestrzennie i zamknąć w MOT, otrzymując możliwość studiowania mieszanin bozonowo-fermionowych,

2) prężność pary Hg można w stosunkowo łatwo dobierać w szerokim zakresie,

3) wśród nisko leżących stanów energetycznych Hg ma dwa stany metatrwałe (czasy życia  $\tau_{J=0} = 5,6$  s oraz  $\tau_{J=2} = 6,7$  s odpowiednio dla  $6^3P_0$  i  $6^3P_2$ ), z których jeden,  $6^3P_2$ , może być wykorzystany przy pułapkowaniu z użyciem metod magnetycznych lub optycznych,

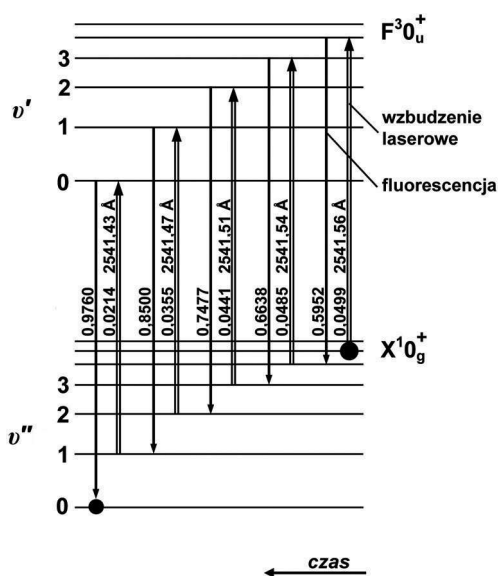
4) z powodu swojej dużej masy atomowej (średnia masa Hg wynosi 200,59 u) Hg ma małą prędkość graniczną ze względu na efekt Dopplera  $v_D = 5,0 \cdot 10^{-2}$  m/s ( $v_D \propto (1/m_{Hg}\tau_{J=2})^{1/2}$ ) i małą prędkość graniczną ze względu na odrzut  $v_o = 7,8 \cdot 10^{-3}$  m/s ( $v_o \propto 1/m_{Hg}$ ),

5) z powodu braku struktury subtelnej i nadsubtelnej w atomowym stanie podstawowym  $6^1S_0$ , w procesie chłodzenia atomu Hg nie są wymagane tzw. lasery repompujące, które standardowo stosuje się przy chłodzeniu atomów metali alkalicznych w celu zniwelowania efektu pompowania optycznego do stanów nieuczestniczących w procesie.

Na rysunku 3 pokazano również przejścia w atomie (2537 Å) i cząsteczce (2541 Å, centrum przejścia  $F^3O_u^+ \leftarrow X^1O_g^+$ ), na których oparty jest schemat chłodzenia oscylacyjnego. Fotoasocjacja cząsteczki Hg<sub>2</sub> to zderzenie w MOT dwóch atomów Hg w stanie podstawowym w obecności fotonu z wiązki laserowej o długości fali 2537 Å. W oddziaływaniu z tą wiązką zachodzi przejście ze stanu niezwiązanego cząsteczki do poziomu związanego  $v'$  w elektronowym stanie  $F^3O_u^+$  lub  $D^3I_u$ . Ze stanu związanego cząsteczka może przejść bądź do poziomu związanego  $v''$ , bądź do poziomów niezwiązanych w elektronowym stanie podstawowym  $X^1O_g^+$  (cząsteczki przechodzące do poziomów niezwiązanych są tracone w procesie). W tym jednostopniowym procesie fotoasocjacji powstaje translacyjnie zimna cząsteczka w stosunkowo wysokiej temperaturze  $T_v$ , tzn. na wysokim poziomie oscylacyjnym  $v''$ . Należy podkreślić, że w wyniku fotoasocjacji cząsteczki są zasadniczo rotacyjnie zimne, gdyż cały proces rozpoczyna się od zderzenia dwóch zimnych ato-

mów i w ogólności istotne są tylko niskie poziomy rotacyjne charakteryzowane małą liczbą kwantową  $J$  (zatem niską temperaturą  $T_r$ ). Jednak obsadzenie poziomów oscylacyjnych jest określone współczynnikami FC dla przejścia cząsteczki ze stanu wzbudzonego do stanu podstawowego, dlatego też temperatura  $T_v$  może być wysoka.

Rotacyjno-oscylacyjne przejścia w pasmie  $F^3O_u^+ \leftarrow X^1O_g^+$  w Hg<sub>2</sub> są silne, zwłaszcza te, dla których  $\Delta v = v' - v'' = 0$ , gdyż, jak wspomniano,  $\Delta R_e = R'_e - R''_e$  jest bardzo małe [11]. Proponowany mechanizm chłodzenia oscylacyjnego z użyciem lasera o długości fali emitowanego promieniowania 2541 Å pokazano na rys. 5. Chłodzenie



Rys. 5. Schemat oscylacyjnego chłodzenia Hg<sub>2</sub> w MOT [10] następującego po fotoasocjacji Hg<sub>2</sub>. Schemat wykorzystuje wynik uzyskany w doświadczeniu [11]: współczynniki FC (liczby wzdłuż pionowych strzałek) dla przejść o  $\Delta v = v' - v'' = 0$  (strzałki pojedyncze) są 10–40 razy większe niż dla przejść o  $\Delta v = -1$  (strzałki podwójne). Prowadzi to do wydajnego chłodzenia, w którym systematycznemu zmniejszaniu ulega obsadzenie poziomu o liczbie kwantowej  $v''$ . Osiąga się to przez ciągłą, synchroniczną zmianę odstrojenia lasera emitującego światło o długość fali 2541 Å w stronę niebieską (dokładne wartości długości fal dla przejść o  $\Delta v = -1$  pokazano na rysunku) i powtarzające się cykle wzbudzenia oraz fluorescencji.

polega na przepompowywaniu cząsteczek do poziomów o coraz mniejszym  $v''$  przy użyciu lasera stopniowo odstrajanego w sposób ciągły od długości fali np. 2541,56 Å (przejście  $v' = 4 \leftarrow v'' = 5$ ) w stronę fal krótszych. Początek procesu chłodzenia zależy jednak od  $v''$ , w którym znajdzie się cząsteczka po fotoasocjacji. Cały proces polega zatem na zastosowaniu następujących po sobie aktów wzbudzenia laserowego (przejścia o  $\Delta v = -1$ ) i fluorescencji (przejścia o  $\Delta v = 0$ , bardziej prawdopodobne niż o  $\Delta v = -1$ , gdyż charakteryzują się dużo większymi współczynnikami FC). W trakcie powyższego procesu nie zachodzi tzw. grzanie rotacyjne (wzrost  $T_r$ , czyli liczby

kwantowej  $J''$ ) [12]. Przejścia odpowiadające długościom fali 2660 i 3350 Å użyte są do późniejszej detekcji  $\text{Hg}_2$  w stanie o  $v'' = 0$ .

Cele badań chłodzenia i pułapkowania Hg to:

1) dokładniejsze pomiary czasów życia poziomów metatrwałych  $6^3\text{P}_2$  oraz  $6^3\text{P}_0$ ,

2) zastosowanie przejścia w atomie Hg jako nowego wzorca czasu,

3) badanie możliwości otrzymania rtęciowego kondensatu BE przez wyznaczenie długości rozpraszania fali  $s$ , jak również możliwości otrzymania kondensatu metodami czysto optycznymi (chłodzenie z użyciem przejścia  $6^3\text{P}_2 \leftarrow 6^3\text{P}_0$ ),

4) co szczególnie istotne, badanie długozasięgowego potencjału oddziaływania w stanie podstawowym i stanach wzbudzonych  $\text{Hg}_2$  – metodami spektroskopowymi z zastosowaniem fotoasocjacji – dające możliwość testowania nowych metod obliczeń *ab initio* z uwzględnieniem efektów relatywistycznych.

## 8. Podsumowanie

Wśród metod używanych w doświadczeniach z chłodzeniem cząsteczek technika swobodnej wiązki naddźwiękowej jest uważana za doskonałe źródło oscylacyjnie i rotacyjnie zimnych dimerów oraz cząsteczek poliatomowych. Monokinetyzacja zachodząca w czasie ekspansji zapewnia, że cząsteczki po osiągnięciu odległości granicznej od dyszy poruszają się w wiązce z bardzo dobrze określoną prędkością i mogą być traktowane jak izolowane obiekty rozchodzące się bez zderzeń. Dzięki niskim temperaturom (oscylacyjnej i rotacyjnej) swobodna wiązka naddźwiękowa jest doskonałym środowiskiem, w którym mogą powstać słabo związane cząsteczki van der Waalsowskie i istnieć w nim przez czas potrzebny na ich zbadanie metodami spektroskopowymi. Uniwersalność swobodnych wiązek naddźwiękowych potwierdziła się ostatnio w fizyce kwantowej, gdzie technika ta będzie stosowana w celu

otrzymywania par splątanych atomów w testach nierówności Bella.

Autor dziękuje współpracownikom z krakowskiego Laboratorium Laserowej Spektroskopii Cząsteczek UJ oraz współpracownikom z laboratorium Teksańskiego Uniwersytetu A&M za ich wkład na różnych etapach przedstawianych tu prac. Praca naukowa opisana w artykule była częściowo finansowana ze środków na naukę w 2007 r. jako projekt badawczy Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego (N N202 2137 33).

## Literatura

- [1] B. Gross Levi, *Phys. Today* **53**, zes. 9, 46 (2000) i odnośniki tam zamieszczone; *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **39**, zes. 19 (2006) – Special Issue on Cold Molecules; C.A. Regal, C. Ticknor, J.L. Bohn, D.S. Jin, *Nature* **424**, 47 (2003).
- [2] H. Pauly, *Atom, Molecule, and Cluster Beams I: Basic Theory, Production and Detection of Thermal Energy Beams* (Springer, 2000); D.R. Miller, w: *Atomic and Molecular Beam Methods*, t. 1, red. G. Scoles (Oxford University Press, 1988), s. 14; *J. Chem. Phys.* **115**, zes. 22 (2001) – Special Issue on Helium Nanodroplets: A Novel Medium for Chemistry and Physics.
- [3] J. Koperski, *Van der Waals Complexes in Supersonic Beams. Laser Spectroscopy of Neutral–Neutral Interactions* (Wiley–VCH, Weinheim 2003).
- [4] J. Bell, *Physics* **1**, 195 (1964).
- [5] E.S. Fry, Th. Walther, S. Li, *Phys. Rev. A* **52**, 4381 (1995).
- [6] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen, *Phys. Rev.* **47**, 777 (1935).
- [7] D. Bohm, *Phys. Rev.* **85**, 166, 180 (1952).
- [8] T.K. Lo, A. Shimony, *Phys. Rev. A* **23**, 3003 (1981).
- [9] J.F. Clauser, M.A. Horne, *Phys. Rev. D* **10**, 526 (1974).
- [10] Th. Walther, w: *Interactions in Ultracold Gases: From Atoms to Molecules*, red. M. Weidemüller, C. Zimmermann (Wiley–VCH, Weinheim 2003) s. 405.
- [11] J. Koperski, J.B. Atkinson, L. Krause, *Chem. Phys. Lett.* **219**, 161 (1994).
- [12] J. Koperski, E.S. Fry, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **39**, S1125 (2006).

Dr hab. JAROSŁAW KOPERSKI pracuje w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego na stanowisku profesora nadzwyczajnego. Jego zainteresowania naukowe koncentrują się na zagadnieniach związanych z fizyką cząsteczek, badaniu oddziaływań międzyatomowych w nanoobjektach dwu- i wieloatomowych przy użyciu technik wiązki naddźwiękowej, spektroskopii laserowej i promieniowania synchrotronowego, oraz na metodach chłodzenia cząsteczek i wykorzystania ich jako źródła par splątanych atomów w doświadczalnych testach nierówności Bella. Jest autorem wielu publikacji naukowych, monografii i książki [3]. Jest niezależnym ekspertem Europejskiej Rady Nauki i Komisji Europejskiej w 7. Programie Ramowym.



# Od Wielkiego Wybuchu do Nagrody Nobla i jeszcze dalej\*

John C. Mather

NASA's Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD, USA

---

## From the Big Bang to the Nobel Prize and beyond

---

Nobel Lecture, 8 December 2006, Stockholm

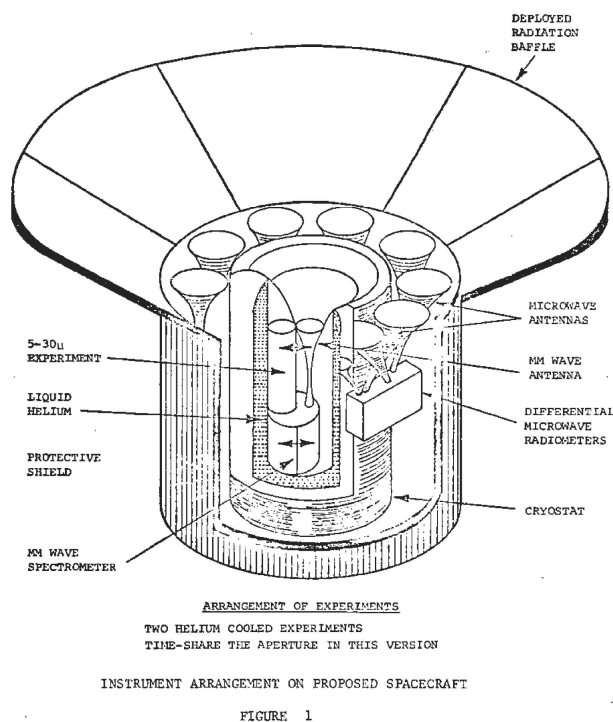
### 1. Podstawy naukowe

#### 1.1. Widmo promieniowania tła a Wielki Wybuch

– Na początku był Wielki Wybuch – mawiamy dziś z wielką pewnością. Satelitarna sonda kosmiczna COBE (Cosmic Background Explorer), której projekt został przedstawiony agencji NASA w 1974 r. (rys. 1) i która została umieszczona na orbicie w roku 1989, dostarczyła bardzo mocnego dowodu doświadczalnego na rzecz tej hipotezy: kosmiczne mikrofalowe promieniowanie tła (KMPT) ma niemal dokładnie widmo ciała doskonale czarnego o temperaturze  $2,725 \pm 0,001$  K i jest izotropowe (czyli takie samo we wszystkich kierunkach) ze względną dokładnością (średnią kwadratową) do  $10^{-5}$  w skali kątowej  $7^\circ$  i większej. Promieniowanie to interpretuje się jako pozostałość po niewiarygodnie gorącej i gęstej wczesnej fazie Wszechświata (stąd bywa też nazywane promieniowaniem reliktyowym). W fazie tak gorącej i gęstej produkcja oraz destrukcja fotonów i wyrównywanie energii fotonów między sobą oraz z wszystkimi innymi formami materii i energii zachodziłyby bardzo szybko w porównaniu ze skalą czasową ekspansji Wszechświata. Stan taki wytworzyłby natychmiast pole promieniowania ciała czarnego. Rozszerzający się Wszechświat powinien zachować odpowiednie widmo ciała czarnego; wykrycie w pomiarach jakiegokolwiek znaczącego odchylenia od widma ciała doskonale czarnego oznaczałoby albo zakwestionowanie całej koncepcji Wielkiego Wybuchu, albo dowód na to, że do KMPT została dodana energia (np. z rozpadu pierwotnych cząstek) już po zakończeniu fazy szybkiego jej wyrównywania.

#### 1.2. Izotropia

Fakt, że promieniowanie jest do tego stopnia izotropowe, stanowi kluczowy dowód na to, że pochodzi z Wielkiego Wybuchu. Wszystkie znane układy lokalne, od naszego Układu Słonecznego po naszą Galaktykę i lokalne gromady oraz supergromady galaktyk, są rozpoznawalne



Rys. 1. Oryginalna koncepcja COBE zaproponowana w 1974 r. przez grupę z Goddard Center

dlatego, że nie są jednorodne. Izotropię trudno było wyjaśnić, bo wymagałaby jednorodności warunków początkowych wielkiej eksplozji całego obserwowalnego Wszechświata. W roku 1974 sprawa ta stanowiła jedną z wielkich zagadek, przed jakimi stała nauka.

#### 1.3. Anizotropia

Według danych z COBE, promieniowanie to nosi ponadto piętno pierwotnych zmian gęstości. W szerokich skalach kątowych pierwotne promieniowanie ulegało nie-

---

\*Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 2006 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Nobel Media. [Translated with permission. Copyright © 2006 by the Nobel Media]

wielkiemu przesunięciu grawitacyjnemu ku czerwieni przy wychodzeniu z obszarów gęstszych [1]. Te zmierzone fluktuacje mają widmo szumów prawie niezależne od skali, jeśli wykreślimy średnie kwadratowe odstępstwa w funkcji przestrzennej (kątovej) częstości występowania. Widma niezmienniczego względem skali oczekiwano na podstawie argumentów o charakterze ogólnym [2–4]. Gdy powstała teoria kosmicznej inflacji [5], gładko wyjaśniła ogólną izotropię promieniowania, gdyż obecnie obserwowalna część przypuszczalnie nieskończonego Wszechświata była niegdyś ograniczona do niewielkiego obszaru, który istniał dostatecznie długo, by wyrównała się w nim temperatura.

#### 1.4. Anizotropia w małej skali kątovej i pierwotne fale akustyczne

W mniejszych skalach kątowych mierzone widmo fluktuacji ulega dramatycznej modyfikacji – ma spore maksimum o typowej szerokości kilku stopni. Według teorii Wielkiego Wybuchu, Wszechświat stał się przezroczysty, gdy temperatura spadła do ok. 3000 K, mniej więcej 380 tysięcy lat po Wybuchu. W tym czasie obszary Wszechświata o rozmiarach mniejszych od 380 000 lat świetlnych miały zacząć wymieniać informacje i zamazywać lub wzmacniać pierwotne fluktuacje. Fluktuacje te można opisywać jako pierwotne fale akustyczne w wieloskładnikowej cieczy składającej się z fotonów (promieniowania elektromagnetycznego), zwykłej materii (barionów i leptonów), ciemnej materii (z masą, lecz bez oddziaływań elektromagnetycznych) oraz ciemnej energii (powodującej wzrost tempa ekspansji Wszechświata).

#### 1.5. Współczesna kosmologia

Współczesna kosmologia na serio zaczęła się od ustalenia, że galaktyki są naprawdę bardzo daleko i składają się z miliardów gwiazd. Odkrycie to stało się możliwe dzięki stałemu konstruowaniu coraz większych teleskopów, takich jak cztery instrumenty, które zbudował George Ellery Hale (każdy z nich był przez pewien czas największy w świecie i każdy stanowił przedmiot dumy bogatego fundatora). Einsteińska ogólna teoria względności dostarczyła sposobu obliczania wpływu grawitacji w dużych skalach, a Georges Lemaître na podstawie tej teorii doszedł do wniosku [6,7], że Wszechświat nie może być statyczny, lecz musi się rozszerzać lub kurczyć. Einstein wprowadził stałą całkowaną, którą można było dobrać, tak by uzyskać równowagę między przyciągającymi siłami grawitacyjnymi i ową „stałą  $\Lambda$ ”, lecz rozwiązania nie były stabilne. Edwin Hubble stwierdził, że odległe galaktyki oddalają się od nas, a im dalej się znajdują, tym szybciej uciekają [8]. Odkrycie to, dokonane w roku krachu światowej gospodarki, zmieniło kosmologię z dziedziny niemal czysto spekulacyjnej w obserwacyjną. Obserwowany wiek Wszechświata był odtąd ilorazem odległości i prędkości oddalania się galaktyk, a odwrotność tej liczby uzyskała nazwę stałej Hubble’a.

## 2. Moje pierwsze kroki w kosmologii

### 2.1. Dzieciństwo

W latach pięćdziesiątych XX w., gdy byłem dzieckiem, era kosmiczna jeszcze się nie zaczęła i toczyły się słynne debaty między zwolennikami modelu stacjonarnego oraz modelu Wielkiego Wybuchu. W latach czterdziestych George Gamow rozważał konsekwencje koncepcji Wielkiego Wybuchu i wraz ze swymi doktorantami Ralphem Alpherem oraz Robertem Hermanem pracował nad kwestią powstawania pierwiastków chemicznych. Według jednego z kluczowych wyników tych prac, w Wielkim Wybuchu utworzyć się mógł tylko wodór i hel, co oznaczało, że inne pierwiastki musiały powstać w reakcjach jądrowych we wnętrzach gwiazd [9]. Już wtedy stało się sprawą jasną, że my, ludzie, jesteśmy zbudowani z recyklowanego materiału gwiazdowego. Drugim ich ważnym wynikiem był wniosek, że Wszechświat powinien być wypełniony promieniowaniem termicznym – pozostałością wielkiej eksplozji. Istniały różne oszacowania temperatury tego promieniowania, lecz tak czy owak w tamtym czasie trudno byłoby jego natężenie zmierzyć.

Jednak to właśnie w latach pięćdziesiątych na dobre zaczęła się era nowoczesności. Wynaleziono tranzystory, a gdy w roku 1953 w Związku Radzieckim dokonano próby bomby wodorowej, wzbudzając zaniepokojenie w Stanach Zjednoczonych, rozpoczął się też wyścig zbrojeń. Wkrótce potem, w 1957 r., ZSRR umieścił na orbicie Sputnika. Nagle zaczęto oczekiwać od fizyków i inżynierów, że ocalą kraj przed naprawdą poważnym zagrożeniem. W szkołach publicznych pojawiły się kiermasze naukowe, a do organizacji zajmujących się obroną cywilną i edukacją w dziedzinie nauk przyrodniczych zaczęły napływać państwowe pieniądze. Ja w tym czasie zbudowałem 5-lampową krótkofalówkę i chciałem być radioamatorem. Na potrzeby sieci telefonicznych rozwijała się technika mikrofalowa i radarowa, a w moim wiejskim regionie mała firma inżynierska sponsorowała klub 4-H uczący młodzież podstaw elektroniki<sup>1</sup>. Mój ojciec, który jako jeden z nielicznych w hrabstwie miał doktorat, dysponował licznikiem Geigera. Jako licealista wyjeżdżałem na letnie kursy matematyki i fizyki sponsorowane przez National Science Foundation. Po paru latach startujący od zera amerykański program kosmiczny doszedł do fazy deklaracji prezydenta Kennedy’ego, że za 10 lat Amerykanin stanie na Księżycu.

### 2.2. Studia

W roku 1965, na początku studiów, miałem już za sobą lekturę popularnonaukowych książek George’a Gamowa o Wszechświecie [10]. Wiedziałem, że Wielki Wybuch mógł wytworzyć pole promieniowania, które wypełniło Wszechświat, tak że nie byłem zaskoczony, gdy promieniowanie to zostało odkryte przez Penziasa i Wilsona (Nagroda Nobla 1978). W tym samym czasie poszukiwała go też grupa Roberta Dicke’ego z Princeton. Historia jed-

<sup>1</sup>4-H clubs (od head, heart, hands, health) – amerykańska organizacja założona na początku XX w. i stawiająca sobie za cel aktywizację oraz kształcenie młodzieży i dzieci z terenów rolniczych – tłum.



noczesnej publikacji wyników obu grup była wtedy szeroko relacjonowana.

Jeśli promieniowanie jest pochodzenia kosmicznego, to powinno mieć widmo ciała doskonale czarnego i być jednakowo intensywne we wszystkich kierunkach (izotropowe). Detekcję prowadzono przy stosunkowo małych częstościach, więc pomiary obejmowały także przyczynę od emisji promieniowania przez elektrony w naszej Galaktyce, który należało usunąć za pomocą jakiegoś modelowania. Początkowo możliwe były tylko pomiary długofalowej części widma opisywanej mało wyrazistą zależnością potęgową Rayleigha–Jeansa, ale przynajmniej wyniki tych pomiarów można było z grubsza związać z jedną temperaturą kosmosu. Dostępne też były informacje z pomiarów rotacyjnych temperatur molekuł międzygwiazdowych, zbierane na drodze obserwacji absorpcji światła gwiazd przez te molekuly. Okazało się, że pomiary takie zostały wykonane już ok. roku 1939 przez McKellara [11], lecz w tamtym czasie nie doceniono ich znaczenia. Wreszcie w roku 1968 rakieta wyniosła ponad atmosferę przyrząd, który wykrył natężenie 50 razy większe niż oczekiwane dla kosmicznego promieniowania ciała czarnego [12].

### 2.3. Doktorat

Tak wyglądała sytuacja w roku 1970, gdy na Uniwersytecie Kalifornijskim w Berkeley zaczynałem się rozglądać za tematem pracy doktorskiej. Poznałem Michaela Wernera, podówczas rozpoczynającego staż podoktorski u Charlesa Townesa (Nagroda Nobla 1964 za masery), i Paula L. Richardsa, młodego nauczyciela akademickiego znającego się na fizyce niskich temperatur. Zaczynali oni realizację projektów pomiarów KMPT w zakresie długości fali wokół 1 mm. Pierwszym z nich był pomiar z powierzchni Ziemi za pomocą interferometru Fabry’ego–Pérotta, który miał służyć do wyznaczania długości fali, oraz detektorów dalekiej podczerwieni chłodzonych ciekłym helem. Przewieźliśmy cały przyrząd na White Mountain w Kalifornii i użyliśmy go do pomiaru temperatury KMPT dla tych długości fali, które nie były zbyt silnie zakłócone przez emisje atmosferyczne [13]. Potem Richards otrzymał stypendium Instytutu Millera i udał się do Anglii na staż naukowy. Dowiedział się tam o niedawno skonstruowanym interferometrze Martina–Pupletta [14] i wpadł na pomysł wstawienia takiego urządzenia do kosza zawieszono pod balonem badawczym wysłanym na dużą wysokość, nad 99,5% płaszcza atmosfery. Na podstawie tej idei powstał później spektrometr, który został umieszczony na orbicie w satelicie COBE. Richards wrócił do Berkeley i opowiedział o swym pomysle dwóm ze swych doktorantów – Davidowi Woody’emu i mnie.

Projekt przyrządu obejmował interferometr polaryzacyjny – współczesną wersję interferometru wynalezionego przez Michelsona (Nagroda Nobla 1907) – zanurzony w ciekłym helu jako chłodziwie, detektor dalekiej podczerwieni (bolometr), zimne referencyjne ciało doskonale czarne oraz metalowy stożkowy kolektor promieniowania, który miał określać 7-stopniową szerokość kątową wiązki z nieba i przekazywać promieniowanie do przy-

ządu przez mały otwór [15]. Ze względu na obecność cieplej atmosfery w bliskim sąsiedztwie ciekłego helu konieczne były kompromisy. Po pierwsze, stożkowa antena musiała łączyć się z reflektorem ze stali nierdzewnej, który miał zapewniać płynne przejście od temperatury helowej (1,5 K) do atmosferycznej. Po drugie, otwór wejściowy miał być odizolowany od atmosfery przez okienko z mylaru. Po trzecie, czułość przyrządu miał mierzyć niewielki ciepły układ kalibracyjny przesuwany wzdłuż otworu wejściowego. W roku 1973 przedstawiliśmy naszą inicjatywę zespołowi z NASA wizytującemu Laboratorium Badań Kosmicznych w Berkeley. Zespół od razu stwierdził, że trzeba zgłosić nasz przyrząd jako projekt misji kosmicznej.

Podczas pierwszego lotu przyrząd zawiódł, lecz udało się go odzyskać w całości. Rozprawę doktorską napisałem na podstawie pomiarów naziemnych i projektu przyrządu wysłanego balonem, a David Woody pracował dalej nad projektem. Zbudował komorę testową, ustalił przyczyny początkowych niepowodzeń, poprawił niedociągnięcia i przygotował przyrząd do ponownego lotu. Ja rozpocząłem wtedy staż podoktorski u Patricka Thaddeusa w Goddard Institute for Space Studies (GISS) w Nowym Jorku. Tym razem lot zakończył się sukcesem [16].

## 3. Początki i rozwój projektu COBE

### 3.1. Pierwotna koncepcja z Goddard Center

Dołączyłem do grupy Thaddeusa, żeby uciec przed trudnościami badań KMPT. Już jednak po paru miesiącach od mojego przybycia do GISS w końcu stycznia 1974 r. NASA ogłosiła, że istnieje możliwość wysłania w kosmos za pomocą raket Scout lub Delta nowych, małych satelitów. Thaddeus poprosił pracowników swego laboratorium o pomysły. Projektu z mojej pracy doktorskiej nie udało się zrealizować, ale od strony naukowej główny kłopot sprawiała atmosfera ziemska, więc misja kosmiczna mogła być o wiele lepszym rozwiązaniem. Thaddeus już wcześniej bardzo się interesował KMPT – zmierzył jego temperaturę przy użyciu spektroskopii międzygwiazdowych rodników cyjanu (CN) [17]. Zaproponował, żebym zadzwonił do Rainera Weissa z MIT, Dave’a Wilkinsona, jednego z pionierów badań KMPT pracującego w odległym o tylko kilka mil Princeton, i Michaela Hausera, który przed zaledwie paroma dniami zaczął pracę w Goddard Space Flight Center w Greenbelt w stanie Maryland. Wiedzieliśmy, że będzie nam potrzebny kriostat helowy, więc skontaktowaliśmy się z firmą Ball Aerospace w Boulder w stanie Kolorado, żeby się dowiedzieć, czy da się taki kriostat zakupić.

W owym czasie model stacjonarnego Wszechświata miał wciąż swych potężnych rzeczników i pomyslowych obrońców. Dane o wieku Wszechświata i wieku najstarszych gwiazd wydawały się wzajemnie sprzeczne. Doświadczalne dowody na to, że KMPT ma z dobrym przybliżeniem widmo ciała doskonale czarnego, nie były zbyt mocne; pomiary na ogół wykazywały odstępstwa od przewidywań. Nie istniała jeszcze żadna poważna teoria pochodzenia fundamentalnej anizotropii, lecz sądzono, że

KMPT może nie być jednakowo intensywne we wszystkich kierunkach, nawet jeśli pochodzi z Wielkiego Wybuchu.

Nie wiedzieliśmy, że mamy konkurentów – Luis Alvarez (Nagroda Nobla 1968) zatrudnił w Berkeley kilku ludzi, w tym Richarda A. Mullera i George'a F. Smoota, żeby pracowali nad owym kosmicznym promieniowaniem tła. Ich zespół przygotował projekt naukowy pomiaru anizotropii za pomocą jednego przyrządu, dużo prostszy od naszego projektu z Goddard Center i podobny do rozwijanych przez nich koncepcji odbiorników, które miałyby latać w samolotach U-2 i kosztach balonów. Także Samuel Gulkis i Michael Janssen z Jet Propulsion Laboratory (JPL) w Pasadenie przygotowali własny projekt.

NASA nie wybrała nikogo z nas od razu. Łącznie złożono ok. 150 projektów pokrywających ogromny zakres tematów. NASA była bardzo zainteresowana zbudowaniem satelity IRAS (Infrared Astronomical Satellite) do badań w dziedzinie astronomii w podczerwieni we współpracy z Holandią i Wlk. Brytanią. Jego misja miała być projektem pionierskim – obejmować umieszczenie w przestrzeni kosmicznej kriostatu helowego oraz nowych typów detektorów podczerwieni, pokrywających ogromny zakres długości fali.

Zabrałem się na serio do pracy nad koncepcją anteny z rozszerzającą się kłozowo tubą. Eksperyment balonowy z pracy doktorskiej wykorzystywał konstrukcję z bezpośrednim łącznikiem między kształtującą wiązkę stożkiem i reflektorem ze stali nierdzewnej, który miał go chronić przed niepożądanym promieniowaniem padającym pod kątami znacznie odbiegającymi od osi wiązki. Mój nowy pomysł polegał na złączu stopniowym, z wygiętym kłozem podobnym do wylotu dętych instrumentów muzycznych. Opis matematyczny takiego układu – „geometryczną teorię dyfrakcji” – opublikował już w 1962 r. Joseph Keller [18]. Jego podejście zakładało, że promienie rozchodzą się po liniach prostych wszędzie poza granicami ośrodka oraz przeszkodami i że dla tych granic oraz przeszkód można obliczyć całą gamę współczynników rozpraszania i osłabiania. Fale istotnie ulegają dyfrakcji na zakrzywionych powierzchniach, lecz są przy tym osłabiane w sposób wykładniczy. Właśnie tego potrzebowałem do ochrony otworu wejściowego przyrządu w szerokim zakresie długości fali [19,20].

### 3.2. Tworzenie zespołu COBE

Na początku 1976 r. Michael Hauser zaproponował mi pracę w Goddard Space Flight Center (GSFC); uważał, że koncepcja COBE zostanie zaakceptowana, a w każdym razie, że warto spróbować. Pod koniec roku 1976 NASA zaczęła analizować ideę COBE i wybrała nowy zespół złożony z sześciu członków trzech rywalizujących grup. W jego skład weszło czterech członków naszej grupy: ja, Michael Hauser, David Wilkinson i Rainer Weiss, plus George Smoot z grupy z Berkeley oraz Sam Gulkis z JPL. We współpracy z Nancy Boggess z dyrekcji NASA, odpowiedzialnej w Agencji za całość astronomii w podczerwieni, oraz z zespołem inżynierów z GSFC mieliśmy określić zadania nowej misji. Uznaliśmy, że trzeba będzie zre-

zygnować z jednego z czterech oryginalnych przyrządów z koncepcji GSFC i że radiometry mikrofalowe powinny być wyposażone w faliste anteny tubowe. Wybraliśmy kierowników projektu, a ich kandydatury wraz z podziałem odpowiedzialności za poszczególne przyrządy przedstawiliśmy do akceptacji dyrekcji NASA. Podział ten wyglądał tak: G. Smoot – różnicowe radiometry mikrofalowe, M. Hauser – pomiar dyfuzyjnego tła promieniowania podczerwonego, ja – spektrofotometr do pomiarów bezwzględnych w dalekiej podczerwieni. Na przewodniczącego naukowej grupy roboczej wybraliśmy Rainera Weissa, a mnie NASA przydzieliła funkcję analityka naukowego, którego zadaniem miała być koordynacja naukowych potrzeb projektu z pracą zespołu inżynierów.

Raport przygotowaliśmy wspólnie z Martinem Donohoe, kierownikiem zespołu inżynierów. W naszej analizie chcieliśmy wykazać, że misji nie da się zrealizować w żaden inny sposób. Przeanalizowaliśmy kwestię, czy na pokładzie wahadłowca kosmicznego, świeżo zatwierdzonego do realizacji, misja może spełnić swe założenia naukowe; dowodziliśmy, że wszystkie trzy przyrządy mają dla jej powodzenia zasadnicze znaczenie. Wkrótce polecono nam przeprojektować naszą misję tak, by jako wehikuł startowy mogła wykorzystać wahadłowiec.

Po tej wstępnej rundzie rywalizacji powiadomiono nas, że mamy kontynuować prace, przyznano nam pewne fundusze i przydzielono pracowników do pomocy. Na czele oddelegowanego do nas zespołu inżynierów z Goddard Center stanął Jerry Longanecker, kierownik projektu IUE (International Ultraviolet Explorer). Zespół ten był bardzo doświadczony i szybko radził sobie z zadaniami, jakie przed nim stawialiśmy.

Około roku 1978 zdecydowano, że cała misja COBE zostanie przygotowana na miejscu, w GSFC, co oznaczało, że większość prac wykonają pracownicy instytucji publicznych i okoliczni przedsiębiorcy. Goddard Center miał z tego taką korzyść, że stwarzało mu to doskonałą sposobność rekrutacji młodych, zdolnych inżynierów i przeszkolenia ich w pracy nad prawdziwą misją kosmiczną. Korzyść dla misji COBE polegała na tym, że umożliwiała to bardzo ścisłą współpracę naukowcom i inżynierom, bez przeszkód w zarządzaniu projektem wynikających z fizycznego oddalenia. Było to bardzo ważne dla procesu twórczego i swobodnej wymiany myśli przy rozwiązywaniu problemów. Plan zakładał jednak, że COBE ma najniższy priorytet ze wszystkich większych projektów GSFC.

Skład naszych zespołów zmieniał się z upływem czasu; dwa zdjęcia (rys. 2 i 3) pokazują stan z roku 1988. Podpisy fotografii zawierają listy członków zespołów z tego czasu. Roger Mattson był kierownikiem administracyjnym projektu, a Dennis McCarthy jego zastępcą do spraw technicznych.

### 3.3. Koncepcja i projekt misji

Projekt zakładał umieszczenie przyrządów wewnątrz osłony odbijającej promieniowanie. W środku był kriostat z ciekłym helem, zawierający dwa przyrządy: spektrofotometr do pomiarów bezwzględnych w dalekiej pod-



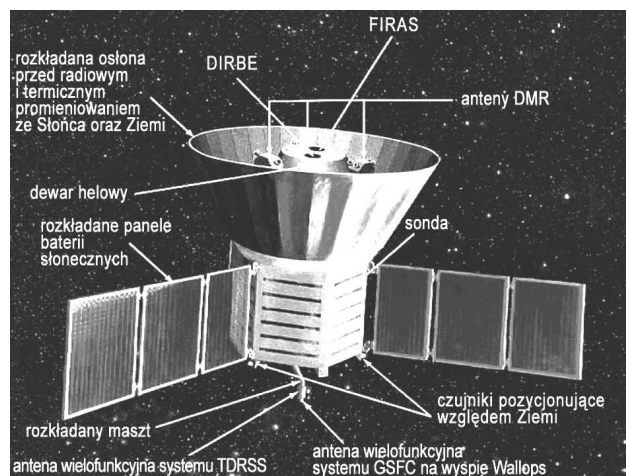
Rys. 2. Naukowa grupa robocza projektu COBE; od lewej: Ed Cheng, Dave Wilkinson, Rick Shafer, Tom Murdock, Steve Meyer, Chuck Bennett, Nancy Boggess, Mike Janssen, Bob Silverberg, Sam Gulkis, John Mather, Harvey Moseley, Phillip Lubin, Ned Wright, Mike Hauser, George Smoot, Rainer Weiss i Tom Kelsall. Na zdjęciu brak Eliego Dweka.



Rys. 3. Kadra zespołu inżynierów projektu COBE; od lewej, zdjęcie górne: Don Crosby, Jeff Greenwell, Bill Hoggard, Roger Mattson, Ernie Dourich, Herb Mittelman, Eileen Ferber, Bob Schools, Joe Turtill, Maureen Menton, Bob Sanford, Mike Roberto; zdjęcie dolne: Pierce „Lee” Smith, Earle Young, Dennis McCarthy, Dave Gilman, Bob Maichle, Chuck Katz, Steve Leete, Bernie Klein, Loren Linstrom, Tony Fragomeni, John Wolfgang i Jack Peddicord

czerwieni (FIRAS, far-infrared absolute spectrophotometer) i układ do pomiaru rozproszonego tła promieniowania podczerwonego (DIRBE, diffuse infrared background experiment). Odbiorniki różnicowych radiometrów mikrofalowych (DMR, differential microwave radiometers) znajdowały się w czterech (a później – trzech) puszkach umieszczonych na zewnątrz kriostatu (rys. 4). Sondę otaczały panele baterii słonecznych, a masywne cylindryczne sworznie wystające po bokach służyły do przymocowania

COBE do wahadłowca. W środku znajdowały się zbiorniki (niewidoczne na rysunku) zawierające paliwo hydrazynowe, które miało wynieść sondę na orbitę wyższą od maksymalnej, jaką mógł osiągnąć wahadłowiec. Orbita wybrana dla COBE była kołowa, miała przebiegać na wysokości 900 km, z płaszczyzną orbity nachyloną pod kątem  $99^\circ$  do płaszczyzny równika i prawie prostopadłą do linii Ziemia–Słońce. Wysokość oraz nachylenie były tak wzajemnie dobrane, by moment pędu działający wskutek większego promienia równikowego Ziemi powodował precesję płaszczyzny orbitalnej sondy o okresie dokładnie 1 roku, dzięki czemu nadążała ona za Słońcem. Taki wybór orbity COBE zapewniał, że sonda znajdowała się



Rys. 4. Wizja artystyczna COBE w locie. Sonda obiega Ziemię na wysokości 900 km; w pozycji przedstawionej na rysunku z boku ma Słońce, a u dołu – Ziemię.

przez prawie cały czas w pełnym blasku Słońca, przy łuku powierzchni Ziemi odległym tylko o  $60^\circ$  od nadiru. Łącznie przez mniej więcej 3 miesiące w roku takie połączenie nachylenia płaszczyzny orbitalnej (o  $9^\circ$  większego od ustawienia prostopadłego) z nachyleniem osi obrotu dobowego Ziemi względem ekliptyki równym  $23,5^\circ$  oznaczało jednakże trwający do 20 minut na jeden obieg przelot COBE przez cień Ziemi oraz zabierający tyle samo czasu przelot między Ziemią i Słońcem. Obie sytuacje wymagały szczególnej uwagi. W strefie cienia satelita COBE miał pobierać energię elektryczną z akumulatorów, przy czym jej część musiała być dostarczona tym układom, które w przeciwnym razie zbyt szybko by się ochłodziły. Podczas przelotu przez przeciwległą część orbity promieniowanie odbite od Ziemi mogło wpadać ponad osłoną do otworów wejściowych przyrządów, wskutek czego do detektorów mogło docierać promieniowanie rozproszone.

Projekt sondy COBE odznaczał się bardzo nietypowymi rozwiązaniami. Najciekawszym z nich był chyba układ stabilizacji ustawienia, który podczas obiegu COBE dookoła Ziemi miał obracać sondę wokół osi symetrii z szybkością ok. 1 obrotu na minutę (podczas lotu jeden obrót trwał 72 s) oraz utrzymywać oś obrotu w przybliżeniu prostopadłą do linii Ziemia–Słońce (w istocie kąt ten wynosił  $94^\circ$ ) i z grubsza pionową.

Sonda miała hybrydowy system sterowania: informacje techniczne przesyłała przez satelitalny system śledzenia lotu i przekazywania danych TDRSS (tracking and data relay satellite system), za to dane naukowe – bezpośrednio do naziemnej stacji GSFC na wyspie Wallops.

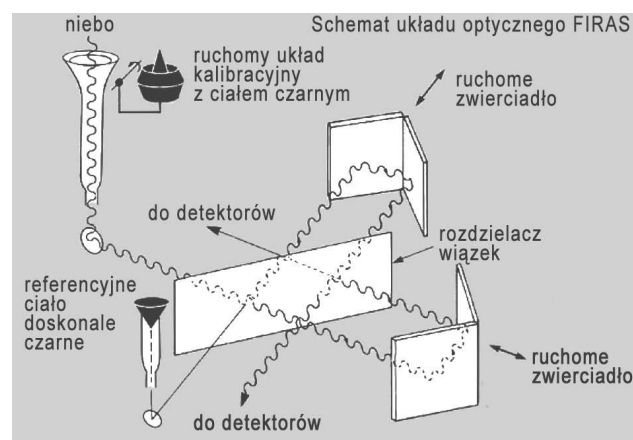
Kriostat na ciekły hel był wielkim osiągnięciem technicznym firmy Ball Aerospace Division z Boulder w stanie Kolorado, niemal identyczną kopią kriostatu skonstruowanego na potrzeby satelity IRAS. Miał zewnętrzny zbiornik próżniowy z osłoną, która mogła być odrzucona po starcie, toroidalny zbiornik wypełniony w chwili startu ok. 500 litrami ciekłego helu oraz komorę na przyrządy we wnętrzu tego zbiornika. Zbiornik helu był zawieszony wewnątrz osłony próżniowej na wiązkach naprężonych paszków z włókna szklanego i otoczony koncentrycznymi aluminiowymi płaszczami chłodzonymi przez rurki odprowadzające gazowy hel. Między koncentrycznymi płaszczami znajdowały się liczne aluminiowane warstwy izolacyjne.

### 3.4. FIRAS

Celem eksperymentu FIRAS było ustalenie, czy promieniowanie z Wielkiego Wybuchu ma widmo ciała doskonale czarnego. Nawet niewielkie odstępstwa od doskonałości oznaczałyby, że Wszechświat nie jest prosty, że występuje nowe zjawisko, które wymaga zrozumienia. Promieniowanie pada z niemal jednakową intensywnością ze wszystkich kierunków, więc przyrząd musiał być wykalibrowany w jednostkach bezwzględnych. Ponieważ w galaktykach – w tym także naszej Galaktyce (Drodze Mlecznej) – zachodzą procesy wytwarzające promieniowanie o długościach fali pokrywających się z zakresem KMPT, sprawą podstawową jest sporządzenie mapy tego promieniowania i ewentualne skorelowanie jej z iden-

fikowalnymi źródłami lokalnymi. Przewidywanymi źródłami są głównie cząstki pyłu ogrzewane przez światło gwiazd w Drodze Mlecznej, a także międzygwiazdowe cząsteczki, atomy i jony ogrzewane przez to światło oraz w wyniku zderzeń z innymi składnikami ośrodka międzygwiazdowego. Przy większych niż obserwowane przez FIRAS długościach fali międzygwiazdowe elektrony, zderzające się z protonami i wykonujące spiralne ruchy w polu magnetycznym, wysyłają promieniowanie intensywniejsze od KMPT, lecz wszystkie te lokalne źródła łatwo rozpoznać ze względu na ich skupienie w płaszczyźnie Drogi Mlecznej.

FIRAS był ulepszoną wersją oryginalnego przyrządu balonowego Paula Richardsa (rys. 5). Główne ulepsze-



Rys. 5. Schemat ideowy spektrofotometru do pomiarów bezwzględnych w dalekiej podczerwieni FIRAS. Ruchomy układ kalibracyjny z ciałem doskonale czarnym emituje promieniowanie o takim samym widmie jak promieniowanie odbierane z nieba.

nia były następujące. 1) Cały przyrząd umieszczony został w przestrzeni kosmicznej, ponad obszarem emisji atmosferycznej i potencjalnego skraplania się gazów na elementach optycznych. 2) Zwiększona została zdolność zbierania promieniowania (tzw. étendue), a większą czułość rozszerzono także na dłuższe fale. 3) Interferometr został zsynchronizowany, dzięki czemu do dyspozycji były oba jego wejścia i oba wyjścia, tak że można go było używać jako różnicowego komparatora między wejściami; w ten sposób powstała możliwość rejestracji całego dostępnego promieniowania. 4) Promieniowanie docierające z nieba mogło być w całym zakresie porównywane z promieniowaniem emitowanym przez XCAL – dokładny zewnętrzny układ kalibracyjny, czyli niezależne ciało doskonale czarne, będące w gruncie rzeczy symulatorem promieniowania z Wielkiego Wybuchu. 5) Wejście wtórne rejestrowało sygnał z mniejszego ciała czarnego zwanego ICAL (wewnętrzny układ kalibracyjny) o regulowanej temperaturze, tak by równoważyło promieniowanie docierające z nieba. 6) Ulepszono stożkowy koncentrator promieniowania z wersji balonowej, zastępując go tzw. stożkiem Winstona, nieobrazującym parabolicznym koncentratorem

o lepszym profilu wiązki, nazwanym Sky Horn („niebiański róg”). 7) Reflektor ze stali nierdzewnej łączący stożek wejściowy sondy balonowej z ciepłym otoczeniem został zastąpiony płynnie wyprofilowanym, rozszerzającym się kloszem przypominającym kształtem wylot dętego instrumentu muzycznego. 8) Umożliwiono kontrolę w szerokim zakresie temperatury koncentratora Sky Horn i jego części kloszowej; to samo dotyczy koncentratora dopasowującego („rogu referencyjnego”) na wejściu wtórnym. 9) Rozszerzono zakres długości fali i podzielono go na dwa pasma: fal krótkich i fal długich. 10) Udoskonalono detektory. 11) Czas obserwacji zwiększono z kilku godzin do 10 miesięcy i mapę całego nieba można było zarejestrować za pomocą jednego przyrządu. Głównymi źródłami zwiększonej dokładności były: różnicowy tryb działania, zmniejszający zakres dynamiczny (kontrast) między poziomem sygnału i szumem detektora, oraz precyzyjny zewnętrzny układ kalibracyjny oparty na ciele doskonale czarnym.

O ten układ kalibracyjny wielokrotnie nas pytano. Zgodnie z prawami Kirchhoffa, zdolność emisyjna ciała jest taka sama jak jego zdolność absorpcyjna. Zdolność emisyjna ciała rzeczywistego jest stosunkiem jego emitancji do emitancji ciała doskonale czarnego o tej samej temperaturze. Zdolność absorpcyjna wyraża się stosunkiem strumienia promieniowania pochłoniętego do strumienia promieniowania padającego. Tak więc idealny absorbent jest idealnym emiterem. Głównym celem przy projektowaniu układu kalibracyjnego było zagwarantowanie, żeby do spektrometru wchodziło tylko promieniowanie z tego układu, a nie z innych źródeł. Wejście spektrometru to złącze między układem kalibracyjnym i koncentratorom wejściowym. Poza emisją z układu kalibracyjnego możliwe są trzy następujące źródła promieniowania przechodzącego przez to złącze. 1) Emisja promieniowania przez koncentrator – dociera ono do układu kalibracyjnego i ulegając odbiciu wstecz, wpada w zakres kątowy obejmowany przez Sky Horn. 2) Emisja lub odbicie w spektrometrze, tak że promieniowanie dociera do układu kalibracyjnego i jest odbijane z powrotem do spektrometru przez XCAL. 3) Przeciek promieniowania z nieba albo z osprzętu pomocniczego w układzie kalibracyjnym lub też z innych obiektów nad układem XCAL, wokół złącza układu kalibracyjnego z koncentratorom czy wreszcie przez samą obudowę XCAL. Przeanalizowaliśmy wszystkie z tych możliwych źródeł błędów i o ile nam wiadomo, nie przekroczyły one kilku milionowych części (ppm) sygnału. Szczegóły podane są w pracy [21].

Do osiągnięcia funkcjonowania na takim poziomie potrzebowaliśmy wysoce pochłaniającego materiału. Wybraliśmy Eccosorb, żywicę epoksydową zmieszaną z bardzo rozdrobnionym proszkiem żelaza. Żywica ta ma współczynnik załamania równy ok. 2, tak że nie można pominąć odbić od jej powierzchni, przy padaniu prostopadłym wynoszących ok. 10% [22]. Dlatego XCAL zaprojektowaliśmy w formie stożka skierowanego do wewnątrz (podobnego do tłumika trąbki), tak by wpadający doń promień musiał ulec co najmniej 5-krotnemu odbiciu, zanim wydostanie się na zewnątrz.

Gradientsy termiczne odgrywają rolę drugorzędą – według naszej oceny nie przekraczają w widmach kilku ppm. Aby móc porównać nasze wyniki z pomiarami wykonanymi innymi przyrządami, musieliśmy jednak bardzo dokładnie wartość temperatury. Nasze germanowe termometry oporowe pochodziły z National Institute of Standards and Technology, lecz mieliśmy wątpliwości, czy po starcie ich kalibracja będzie stabilna z dokładnością do kilku milikelwinów. Na szczęście istniały inne metody weryfikacji temperatury podczas lotu.

Aby zapobiec przeciekom promieniowania wokół krawędzi układu kalibracyjnego, w miejscu, gdzie styka się z nim Sky Horn, układ ten zaopatrzone w dwa pierścienie z aluminiowanych płyt z kaptonu, tak ustawionych, aby lekko stykały się z koncentratorom Sky Horn.

Detektory FIRAS były utrzymywane w możliwie najniższej temperaturze dzięki miedzianym paskom chłodniczym, łączącym je bezpośrednio z uchwytami kriostatu helowego. Były to bolometry o złożonej budowie, konstruowane w Goddard Center. Każdy z nich miał bardzo cienką płytkę diamentową z częściowo przewodzącym pokryciem, zoptymalizowanym tak, by pochłaniało jak najwięcej padającego promieniowania; płytka była zawieszona na cienkich włóknach z kevlaru. Do diamentu przymocowana była niewielka kostka krzemowa domieszkuje tak, aby jej opór elektryczny silnie zależał od temperatury. Promieniowanie padające na pokrycie diamentu ulegało absorpcji i zamianie w ciepło odprowadzane do krzemowego termometru, przez który przepływał prąd stały. Napięcie na termometrze było wzmacniane przez umieszczony w pobliżu złączowy tranzystor polowy (JFET). Tranzystor ten nie mógłby działać w temperaturze reszty przyrządu (1,5 K), więc był zawieszony na niciach kevlarowych we wnętrzu niewielkiej komory i podgrzewany elektrycznie do ok. 70 K.

Rozwijając projekty detektorów, podążałem za ideą, która przyszła mi do głowy jeszcze na studiach – żeby stworzyć użyteczną teorię szumu i czułości granicznej bolometrów. Pracowałem nad manuskrypcem, a moja przyszła żona Jane prowadziła lekcje baletu. Odwoziłem ją do pracy, bo miała złamaną rękę; złamaliśmy ją, tańcząc sambę. Na podstawie tych prac powstała seria artykułów (patrz np. [23]), które później stały się moimi najczęściej cytowanymi publikacjami. Powód był niespodziewany: nasze bolometry były dobrymi detektorami wszystkich rodzajów promieniowania, w tym promieni kosmicznych. Harvey Moseley dostrzegł tu szansę, wiedząc, że detektory te można jeszcze znacznie ulepszyć. Ulepszone detektory poleciały w przestrzeń kosmiczną w ramach misji rentgenowskiej Suzaku i spisały się pięknie – potrafiły zmierzyć energię pojedynczego 6-kiloelektronowoltowego fotonu rentgenowskiego z dokładnością do kilku eV.

Zwierciadła interferometru – napędzane przez sole-noid – musiały się poruszać dokładnie, gładko, bez tarcia, miliony razy na czworoboku przegubowym ze sprężynami płytkowymi w przegubach. Układ z łątwością spełniał wymagania pod względem oporów ruchu i wytrzymałości. Położenie zwierciadeł było precyzyjnie mierzone

na podziałce i odczytywane optycznie za pomocą światłowodów prowadzących do źródła światła i detektorów na zewnątrz kriostatu. Stało się to przyczyną problemów podczas lotu, gdy w światłowody trafiały promienie kosmiczne, wywołując rozbłyski światła, które dezorientowały układ pomiaru położenia i powodowały, że obwód sterujący silniczkami mógł dopuszczać do fizycznych zderzeń zwierciadła z przeszkodą. Na szczęście urządzenie było zaopatrzone w obwód zabezpieczający, który chronił je przed takimi zdarzeniami.

### 3.5. DMR

DMR nie znajdował się w kriostacie, lecz także miał za zadanie pomiar KMPT. Ufam, że historię tego przyrządu opowie dokładniej George Smoot. Celem DMR był pomiar anizotropii KMPT – różnic jego intensywności w różnych miejscach na niebie. Gdy po raz pierwszy zgłoszony został projekt COBE, nie było jeszcze poważnych przewidywań teoretycznych zakresu czy też rozkładu takich fluktuacji, lecz uważaliśmy, że – jaki by on nie był – przede wszystkim należało go zmierzyć. Przez tych 17 lat od zgłoszenia naszego projektu do pierwszej publikacji wyników przewidywane amplitudy zmian zmniejszały się wykładniczo z upływem czasu, gdyż nowe przyrządy za każdym razem wykrywały jedynie człon dipolowy związany z ruchem Ziemi.

Nie mogąc wesprzeć się teorią, postawiliśmy sobie za cel zmierzyć anizotropię tak dokładnie, jak tylko pozwolą nam warunki pomiaru. Podobnie jak w przypadku FIRAS, istnieją w Galaktyce lokalne źródła promieniowania, intensywne w porównaniu z anizotropią, którą próbowaliśmy zmierzyć. Nasza idea polegała na pomiarze mapy nieba dla trzech (początkowo czterech) częstości, przy identycznych antenach odbiorczych, i wykorzystaniu faktu, że tylko KMPT ma widmo ciała doskonale czarnego. Elektrony w Galaktyce wytwarzają dwa rodzaje promieniowania: podczas zderzeń z protonami i podczas spiralnego ruchu w polach magnetycznych. Promieniowanie obu typów jest intensywne dla fal długich i szybko staje się słabsze ze spadkiem długości fali. Pył w naszej Galaktyce ma charakterystykę odwrotną; jego widmo emisyjne jest najintensywniejsze przy długościach fali mniejszych niż w widmie KMPT. W każdym razie, aby utworzyć model widm tych emisji i je skompensować, trzeba było wykonać pomiary dla kilku długości fali. Wybraliśmy trzy częstości: 31,4 GHz, 53 GHz oraz 90 GHz.

Sercem przyrządu był przełącznik Dicke'ego. Jest to urządzenie, które na wejściu odbiorników mikrofalowych umożliwia szybkie przełączanie sygnałów z dwóch źródeł, tak że można zmierzyć różnicę ich intensywności za pomocą wzmacniacza synchronicznego. Przy rejestracji map KMPT można to po prostu wykorzystywać do porównywania sygnałów z dwóch anten ustawionych w różnych kierunkach. Nasz schemat prowadzenia obserwacji polegał na szybkim przemieszczaniu nieba obiema antenami i pomiarach dla wszystkich możliwych par ustawień anten w kierunkach tworzących ze sobą ustalony kąt. Nasza sonda, obracająca się wokół osi, która na każdej orbicie także

wykonywała płynny ruch precesyjny wokół linii Słońca, i stopniowo obiegająca Słońce w ciągu roku, była doskonałym rozwiązaniem. W trakcie całej misji radiometr miał zarejestrować setki milionów różnic intensywności między punktami nieba różniącymi się kierunkami o 60°. Następnie na podstawie komputerowego dopasowania metodą najmniejszych kwadratów, uwzględniającego szczegółowe modelowanie błędów systematycznych, trzeba było utworzyć mapę optymalnie przedstawiającą wszystkie dane.

Szczególnymi wyzwaniami dla tego przyrządu były czułość i odporność na błędy systematyczne. Prawie wszystkie odbiorniki mikrofalowe dostępne w roku 1974 były oparte na mieszaczach diodowych, czyli obwodach mikrofalowych łączących sygnał z nieba z sygnałem z lokalnego oscylatora i wytwarzających nowy sygnał o częstości pośredniej, który można następnie wzmacniać i mierzyć jego natężenie. W miarę postępu prac nad projektem COBE do mieszaczy wprowadzono ulepszenia i ostatecznie postanowiliśmy poświęcić jeden z czterech początkowych kanałów częstości, aby w zamian za to móc użyć nowszej techniki. Ulepszenie polegało na chłodzeniu odbiorników. W naszym przypadku z dostępem do chłodzenia nie było problemu, gdyż odbiorniki były umieszczone wewnątrz osłony przeciwsłonecznej i musiały być wręcz ogrzewane, aby miały odpowiednią temperaturę.

Niektóre błędy systematyczne były oczywiste. Po pierwsze, przełączniki Dicke'ego zawierały ferrytowe kulki aktywowane przez pola magnetyczne, były więc czułe na zewnętrzne pola pochodzące z Ziemi oraz z magnetycznych drążków skrętnych. Zapewniliśmy magnetyczne ekranowanie, ale wiedzieliśmy, że tylko częściowo rozwiąże ono ten problem. Po drugie, anteny odbiorników były podatne na zakłócenia pochodzące z innych kierunków. Zdecydowaliśmy się na faliste anteny tubowe i nauczyliśmy się wykonywać je tak precyzyjnie, że były bardzo mało czułe na promieniowanie rozproszone. Musieliśmy zmierzyć jego wpływ po starcie i go skompensować. Głównym źródłem promieniowania rozproszonego, 10 milionów razy intensywniejszym niż fluktuacje kosmiczne, które ostatecznie wykryliśmy, jest Ziemia. Przez większość roku odbiorniki nie obejmowały jej swym zasięgiem, lecz część jej promieniowania ulegała dyfrakcji na krawędzi osłony przeciwsłonecznej i docierała do anten. Po trzecie, odbiorniki i przełączniki były czułe na temperaturę, a przypuszczalnie także na emisje ze źródeł zasilania i wszelkiego rodzaju inne drobne zakłócenia. Poszukiwaliśmy sygnałów, przetwarzając setki milionów obserwacji, więc musieliśmy wymyślić sposoby wyszukania bardzo małych efektów, które mogły zniszczyć dane. Większość z nich znaleźliśmy i usunęliśmy przed startem, lecz niektóre trzeba było zmierzyć i skompensować w oprogramowaniu już po starcie. W miesiącach, w których dla części orbity satelity Ziemia wznosiła się nieco powyżej płaszczyzny osłony przeciwsłonecznej oraz gdy przeciwną część jego orbity przechodziła przez cień Ziemi, szczątkowe rozproszone promieniowanie termiczne oraz inne efekty były tak duże, że dane nie były w pełni wiarygodne.

### 3.6. DIRBE

DIRBE był zaprojektowany do innego zadania: poszukiwania i pomiaru rozproszonego podczerwonego promieniowania tła o mniejszych długościach fali niż KMPT. Połączone światło odległych galaktyk powinno wytworzyć niemal jednorodny blask nieba. Gdyby Wszechświat był nieskończony, stacjonarny i jednorodny zarówno w czasie jak i przestrzeni, linia obserwacji w każdym kierunku kończyłaby się na powierzchni jakiejś gwiazdy i byłibyśmy skąpani w świetle tak samo jak we wnętrzu takiej gwiazdy. Rozszerzający się Wszechświat ogranicza możliwość obserwacji do skończonego obszaru i skończonego czasu, a najbardziej odległe jego części obserwujemy z dużym przesunięciem ku czerwieni. Niemniej kosmiczny blask jest jednym z najważniejszych śladów odległego Wszechświata, kosmicznym rezerwuarem utraconych fotonów. Pomiar tego blasku opowiedziałyby nam o owych słabych, najodleglejszych, wczesnych galaktykach, mimo że żaden teleskop nie miałby szansy ich zobaczyć.

Główną przeszkodą w pomiarach rozproszonego podczerwonego promieniowania tła jest nasze lokalne środowisko astrofizyczne. Istnieje kilka intensywnych źródeł tego promieniowania, a pierwszym z nich jest pył międzygwiazdowy w naszym Układzie Słonecznym. Ów szary pył, odbijając nieco światła słonecznego i pochłaniając jego resztę, osiąga temperaturę ok. 200 K i wysyła promieniowanie o długościach fali ze środka zakresu podczerwieni. Pył ten jest widoczny gołym okiem jako światło zodiakalne i świeci znacznie jaśniej w podczerwieni. Pył międzygwiazdowy w głębokim kosmosie ma podobne właściwości. Jego temperatura zależy od jego odległości od gwiazd i osiąga od kilku kelwinów do znacznie wyższych wartości w falach uderzeniowych lub w pobliżu gwiazd. Bardzo małe ziarna pyłu rozgrzewają się błyskawicznie do bardzo wysokiej temperatury, sięgającej 1000 K lub jeszcze wyższej, albo poprzez absorpcję pojedynczych fotonów z zakresu widzialnego lub nadfioletu, albo wskutek zderzeń z cząstkami promieniowania kosmicznego.

Strategia obserwacji mających na celu zrozumienie i skompensowanie tych źródeł polegała na pomiarach dla możliwie największej liczby długości fali (10), pomiarach w możliwie najszerszym zakresie długości fali (1,2–240  $\mu\text{m}$ ), pomiarach polaryzacji dla trzech najkrótszych fal (ze względu na to, że światło słoneczne jest spolaryzowane) i pomiarach w możliwie najszerszym zakresie kątowym nieobejmującym położenia Słońca, ponieważ światło zodiakalne najintensywniej dociera właśnie z kierunku Słońca i płaszczyzny ekliptyki. Nasz zakres kątów wynosił od ok. 64° do 124°; osiągnęliśmy go dzięki odchyleniu linii obserwacji przez DIRBE o 30° od osi obrotu COBE. Szeroki zakres długości fali wymagał czterech różnych technik detekcji: detektorów fotowoltaicznych z InSb (zakres od 1 do 5  $\mu\text{m}$ ), fotoprzewodników z Si:As (12–25  $\mu\text{m}$ ), detektorów z Ge:Ga (60–100  $\mu\text{m}$ ), wreszcie detektorów bolometrycznych (140–240  $\mu\text{m}$ ).

Projekt przyrządu musiał także uwzględniać konieczność kalibracji bezwzględnej. Abyśmy mogli osiągnąć ten

cel, przyrząd musiał dysponować: 1) ciemnym wnętrzem, odpowiadającym sygnałowi zerowemu; 2) modulatorem przełączającym szybko wiązkę między niebem i wnętrzem przyrządu, czyli podczerwonym odpowiednikiem przełącznika Dicke'ego; 3) ciałem kalibracyjnym, które po odcięciu wiązki potrafiłoby zastąpić ją emisją zerową; 4) źródłem światła, które mogłoby określać wzmocnienie przyrządu i sprawdzać jego stałość w czasie; 5) precyzyjnym pomiarem profilu wiązki, tak by móc porównać kalibrację na podstawie wybranych gwiazd (tzw. świec standardowych) z jasnością powierzchniową rozproszonego tła; 6) dokładną charakterystyką reakcji układu na świece standardowe; 7) możliwością wytłumienia rozproszonego promieniowania jasnych obiektów (Księżyc, Ziemia, Słońca, centrum Galaktyki i Jowisza) spoza pola obserwacji.

Projekt optyki DIRBE został zoptymalizowany do tych celów. Otwór wejściowy miał średnicę zaledwie 20 cm, lecz pole widzenia wybrano duże (0,7°), aby zoptymalizować czułość na promieniowanie rozproszone. Cały przyrząd umieszczono wewnątrz kriostatu, tak że jego wnętrze było rzeczywiście zimne i ciemne. Modulatorem był specjalnie zaprojektowany widełkowy „przerywacz” z łopatkami, które otwierały się i zamykały z częstotliwością 32 Hz. Teleskop był układem Gregory'ego, tak że przesłony pola i źrenicy wejściowej znajdujące się przed przerywaczem mogły ograniczyć promieniowanie rozproszone. Starannie zaprojektowany układ deflektorów w tubusie teleskopu przesłaniał promieniowanie, które mogło ulec rozproszeniu do wnętrza przyrządu, błąszący stożek przy wejściu do tubusa teleskopu odcinał i odbijał z powrotem wszelkie promieniowanie muskające wieko kriostatu, a ściśle dopasowana przykrywka chroniła teleskop przed zanieczyszczeniem cząsteczkami lub pyłem przed wejściem na orbitę. Wszystkie detektory miały takie samo pole widzenia, tak by względne barwy wykrywanych obiektów zawsze były prawidłowe. Pole to było kwadratowe, tak by przechodząca przez nie gwiazda zawsze dawała mniej więcej taki sam sygnał, niezależnie od tego, w którym miejscu pola się znajdowała.

DIRBE był wykorzystywany również do uzyskiwania dokładnych informacji o kierunkach obserwacji. Gdy sonda COBE się obracała, wiązka DIRBE szybko omiatała niebo i dostępna była dokładna synchronizacja czasowa sygnałów z jasnych gwiazd przechodzących przez wiązkę. Dzięki algorytmowi opracowanemu przez członka zespołu naukowego, Edwarda L. (Neda) Wrighta, te sygnały synchronizacyjne były łączone z modelem obrotu sondy COBE i jej innymi czujnikami kierunkowymi w celu uzyskania dokładnej informacji o kierunkach obserwacji.

## 4. Przebudowa i start COBE

Projekt COBE został oficjalnie zatwierdzony do realizacji w roku 1982, gdy stało się jasne, że IRAS poleci w kosmos. Kriostat w satelicie IRAS musiał spełniać skrajne wymagania; misja COBE całkowicie zależała od jego sukcesu, gdyż nasza konstrukcja była prawie identyczna. Ponadto budżet NASA był w tych czasach bardzo napięty w związku ze wzrostem kosztów misji IRAS, Tele-

skopu Kosmicznego Hubble'a i innych projektów. Wreszcie 25 stycznia 1983 r. IRAS z powodzeniem wystartował i wydawało się, że droga stanęła przed nami otworem. Michael Hauser był członkiem naukowej grupy roboczej IRAS odpowiedzialnym za analizę danych, więc znał bardzo dobrze szczegóły techniczne i wyniki naukowe tej misji. Przyniosła ona parę bardzo ciekawych niespodzianek: jak się okazało, wiele najbliższych gwiazd otaczają chmury pyłu, świecące podobnie jak nasze światło zodiakalne, lecz znacznie jaśniej, a odległe galaktyki są niezwykle jasne w dalekiej podczerwieni, czasem 100 lub 1000 razy jaśniejsze niż w zakresie widzialnym. Nasz projekt posuwał się naprzód z wieloma drobnymi korektami i wielkimi zebraniem roboczymi. Nasze wymagania budżetowe także rosły, ale dyrekcja NASA nie miała do rozdania dodatkowych funduszy, więc podjęliśmy wiele ryzykownych decyzji i porobiliśmy nieco oszczędności. Sprzyjało nam przy tym szczęście.

W styczniu 1986 r. składaliśmy już sprzęt pokładowy i ze sklejk budowaliśmy makietę sondy w skali 1:1, żeby rozmieścić w niej elektronikę i kable elektryczne. I wtedy nadszedł ów fatalny mroźny dzień na Florydzie, gdy wahadłowiec kosmiczny Challenger splanął wraz z siódmką naszych astronautów. Dla nas, członków zespołu COBE, i większości pracowników NASA przyszłość wyglądała ponuro. Dennis McCarthy, zastępca kierownika administracyjnego projektu, zaczął się rozglądać za innymi pojazdami startowymi. W swoim czasie NASA była zmuszona porzucić sprawdzone rakiety Delta i wszystkie inne pojazdy jednorazowego użytku na rzecz wahadłowca, więc nie mieliśmy innych gotowych opcji. Na szczęście wciąż jeszcze były części zamienne do rakiet Delta i można było z nich złożyć całość. Delta z pewnością nie mogła jednak wynieść w kosmos naszych przyrządów w ówczesnym stanie rzeczy. Sonda COBE była o wiele za duża i ważyła zbyt wiele. Nie zniechęciło to naszych inżynierów. Projekt złożony w 1974 r. przewidywał wyniesienie COBE na orbitę za pomocą rakiety Delta, a realizowany projekt z wahadłowcem obejmował 5000 funtów (ok. 2270 kg) paliwa i osprzętu, które nie byłyby potrzebne, gdyby Delta mogła nas doprowadzić aż do pożądanej orbity.

W sumie wykorzystanie rakiety Delta do wyniesienia COBE w kosmos było możliwe, choć konieczna była istotna zmiana konstrukcyjna: osłona przeciwsłoneczna musiała być wyeksponowana w stanie złożonym i rozłożona dopiero po starcie. Energii potrzebnej do jej rozstawienia miała dostarczyć sprężyna – pas wokół jej osłony miał być rozerwany przez ładunek wybuchowy.

Konieczna była też drobna zmiana w przyrządach DMR. Przestrzeń dostępna między nową, składaną osłoną przeciwsłoneczną i łożem kriostatu nie wystarczała do wstawienia pudeł odbiornika mikrofalowego bez ich modyfikacji. Potrzebne były nowe projekty pudeł i falowodów, lecz ich opracowanie było możliwe.

Gdy już mieliśmy nową koncepcję misji, przedstawiliśmy ją dyrekcji NASA. Szybko dostrzeżono, że COBE może teraz stać się pierwszą naukową misją NASA po wybuchu Challengeera. W końcu 1986 r. dostaliśmy zie-

lone światło; zachęcono nas, żebyśmy jak najszybciej byli gotowi do startu. Nagle nasz projekt z dna puli priorytetów awansował prawie na sam szczyt, zaraz za Teleskopem Kosmicznym Hubble'a. Rozpoczęliśmy nieustający wyścig z czasem, pracując tyle, ile tylko ludzie mogli wytrzymać, nad skończeniem modyfikacji projektu, przebudową sprzętu i usunięciem wszystkich napotkanych problemów z aparaturą.

Wreszcie nasza sonda była gotowa. Załadowaliśmy ją na dużą ciężarówkę i waszyngtońską obwodnicą Capital Beltway zawieźli do bazy lotniczej Andrews. Tam wjechała niezwłocznie do czekającego na nią samolotu transportowego C5-A i poleciała do wyrzutni Vandenberg w Kalifornii. Na miejscu dokonaliśmy ostatecznego złożenia sondy i wykonaliśmy końcowe testy. 17 października 1989 r. w San Francisco wystąpiło trzęsienie ziemi, lecz tego dnia sonda COBE była unieruchomiona, bo dwaj nasi inżynierowie akurat pojechali na swoje śluby.

Wieczorem w przeddzień startu byliśmy gotowi. Na teren wyrzutni przybyli Ralph Alpher i Robert Herman, by obserwować początek misji, która miała sprawdzić ich teorię. Wczesnym rankiem 18 listopada 1989 r., w dniu startu, głównym problemem był wiatr. Gdyby jego kierunek i prędkość zmieniały się zbyt szybko wraz z wysokością, system sterowania rakietą nie byłby w stanie kompensować zmian i rakietę mogłaby się rozpaść. Wypuszczono balony meteorologiczne, które miały określić siłę ścinającą wiatru. Zgromadzone tłumy stały na ciemnym i zimnym polu położonym w odległości 3 km od wyrzutni. Patrzyliśmy, jak rakietę wznosi się, odrzuca wykorzystane rakiety pomocnicze i w ciągu zaledwie paru minut znika z pola widzenia. Po kolejnych paru minutach wiatry wiejące na dużej wysokości zdeformowały ślad spalin rakiety w poskręcane pętle, w pełni uwidaczniając niebezpieczeństwo, jakie przed chwilą groziło Delcie.

O sondzie nic nie było wiadomo przez mniej więcej godzinę, aż do jej przelotu nad stacją namiarową na Alasce – żyła i miała się dobrze. W pierwszych paru dniach musiała stawić czoło nowym niebezpieczeństwom. Po pierwsze, kriostat za szybko się ochładzał. Martwiliśmy się, że jeśli za bardzo się wyziębi, to jego osłona może się nie oderwać. Po drugie, parę dni po starcie zepsuł się jeden z żyroskopów w układzie wyznaczania kierunków. Na szczęście nasz zespół inżynierów zaprojektował w tym układzie odpowiednie zabezpieczenie, tak że działał on nadal. Ponadto „odkryliśmy na nowo Antarktydę”. Układ zasilania był tak zaprojektowany, żeby mógł się uporać z pewną ilością światła słonecznego, lecz nie wzięliśmy pod uwagę, że aż tyle światła odbitego od lodów Antarktyki będzie docierać do COBE. Wreszcie, elektrony i protony uwięzione w pasach Van Allena zakłócały funkcjonowanie elektroniki sterującej zwierciadłami FIRAS, więc zarządziliśmy, żeby spektrometr w takich miejscach był wyłączany.

Ciekłego helu w kriostacie wystarczyło na ok. 10 miesięcy. Koniec był nagły – w ciągu minuty temperatura we wnętrzu kriostatu zaczęła szybko rosnąć i doszła do ok. 60 K. W dalszym ciągu wykorzystywaliśmy DIRBE, gdyż



jego detektory fal krótkich, wykonane z InSb, działały dobrze również w wyższej temperaturze. Układ DMR, który nie potrzebował helu, działał łącznie przez 4 lata.

Potem sondzie przypadła w udziale funkcja satelity telekomunikacyjnego. Znajduje się wciąż na tej samej orbicie i wciąż jeszcze się obraca, utrzymując właściwą orientację, gdyż nie potrzebuje do tego paliwa, a jej system nawigacyjny, pełen zabezpieczeń, jest w wysokim stopniu niezawodny. Ocenia się, że COBE utraci swą orbitę za ok. 1000 lat.

## 5. Analiza danych i ich interpretacja

Nawigacją i sterowaniem sondą oraz analizą i interpretacją danych zajmowało się niemal 100 programistów i naukowców. Wszystkie trzy przyrządy wymagały specjalnej analizy błędów systematycznych i kalibracji, a ponadto znajomości lokalnego środowiska astrofizycznego.

### 5.1. FIRAS

Pierwszym przyrządem, który dostarczył wyników naukowych, był FIRAS. Dobraliśmy temperaturę wewnętrznego ciała referencyjnego, tak by optymalnie wyzerować sygnał z interferometru. Poziom tego zera był bezpośrednią miarą dopasowania między ciałem referencyjnym i widmem KMPT. Od razu, jeszcze przed wykonaniem dokładnej kalibracji, widzieliśmy, że dopasowanie jest znakomite. Po zgrubnej kalibracji dodaliśmy zaobserwowaną różnicę do funkcji Plancka dla dopasowanej temperatury i wykreśliśmy wynik. Nie znając jeszcze wartości niepewności, przyjęliśmy ją za równą 1%. Gdy w styczniu 1990 r. przedstawiałem to widmo na konferencji Amerykańskiego Towarzystwa Astronomicznego w Crystal City (przedmieście Waszyngtonu), audytorium liczące ponad 1000 osób zgotowało nam owację na stojąco. Nikt z naszego zespołu nie przewidział takiej reakcji, bo dla nas widmo to nie było niespodzianką.

Teraz rozumiemy przyczynę entuzjazmu. Widmo nie tylko było piękne, lecz przy tym za jednym zamachem usuwało wątpliwości niemal wszystkich naukowców co do słuszności modelu Wielkiego Wybuchu. Przez tyle dziesięcioleci trwała zacięta walka między jego zwolennikami oraz rzecznikami modelu stacjonarnego Wszechświata i przez tyle lat różne drobne rozbieżności między teorią a pomiarami były interpretowane przez różnych pomyslowych ludzi. Teraz to się skończyło, choć niektórzy wyznawcy modelu stacjonarnego Wszechświata wciąż się z tym nie zgadzają. Teoria Wielkiego Wybuchu stała się bezpieczna, a Wszechświat – prosty, wystarczająco prosty, by teoretycy mogli przejść do kolejnych problemów.

Zaledwie parę tygodni po starcie COBE Herb Gush wraz ze swym zespołem z Uniwersytetu Brytyjskiej Kolumbii wystrzelił raketę sondującą z własną wersją przyrządu FIRAS [24]. Sondę tę już przedtem kilka razy próbowano umieścić nad ziemską atmosferą, za każdym razem bez powodzenia, tym razem jednak to się udało. Wyniki ich zespołu zgadzały się z danymi z FIRAS, dawały z marginesem błędu tę samą temperaturę i również nie wykazywały odstępstw od widma ciała czarnego. Gdyby

mieli nieco więcej szczęścia, mogliby jeszcze przed startem COBE uszczknąć nieco z naszych przebojowych lat, choć do wyciągnięcia naszych ostatecznych wniosków naprawdę potrzebowaliśmy map całego nieba, których mógł dostarczyć tylko satelita COBE.

Wykres naszego widma ozdabia dziś wiele podręczników astronomii, lecz ludzie wciąż zadają podstawowe pytanie: dlaczego nie wygląda on tak jak wykresy w innych podręcznikach? Ważną sprawą jest tu fakt, że nasz wykres przedstawia zależność natężenia od częstości (wyrażonej w  $\text{cm}^{-1}$ ). W podręcznikach wykreśla się zwykle zależność natężenia od długości fali (na ogół w mikrometrach). Wykresy nie zgadzają się pozornie ze sobą dlatego, że przedstawiają różne wielkości różniczkowe – podają moc na jednostkę pola powierzchni i albo przedział częstości, albo przedział długości fali, a między tymi przedziałami należy dokonać odpowiedniej konwersji. Gdy jej dokonamy, wykresy stają się zgodne.

Pełna kalibracja i analiza danych z FIRAS zajęła wiele lat. Błędy systematyczne, które wykryliśmy w wynikach, nie były całkowicie niespodziewane, lecz opracowanie ich dokładnych modeli wymagało co najmniej dopasowania metodą najmniejszych kwadratów tysięcy parametrów, z których kilka miało znaczenie krytyczne. Głównym architektem tego procesu był Dale Fixsen. Do skompensowania były przede wszystkim następujące źródła błędów. 1) Promieniowanie kosmiczne wpadające do detektorów wytwarzało impulsy napięciowe, które należało wykrywać i usuwać. 2) Wynikające z różnych przyczyn zmiany temperatury powodowały zmiany wzmocnienia w detektorach. 3) W mechanizmie sterowania zwierciadłami pojawiały się niewielkie oscylacje amplitudy wskutek skręcania równoległoboku przegubowego wywołwanego przez obwód serwomechanizmu. Chociaż efekt ten był minimalizowany w serwomechanizmie przez filtr wycinający częstości wokół 57 Hz, to jednak wywierał niewielki, szczerkowy wpływ na kształt interferogramów. 4) Wewnętrzne ciało referencyjne nie było zbyt dobrym ciałem czarnym. 5) Kalibracje termometrów, wykonane na lata przed startem, najwyraźniej uległy zmianie i wskazania trzech termometrów w zewnętrznym układzie kalibracyjnym nie zgadzały się z oczekiwaną milikelwinową dokładnością. 6) Występował mały efekt optyczny, wskutek którego promieniowanie mogło przechodzić przez interferometr kilka razy i na pozór ulegać modulacji z częstością dwu- lub trzykrotnie większą od właściwej. Na szczęście przyrząd miał 4 detektory, dwa po każdej ze stron i dwa w każdym pasmie częstości, a ponadto miał dwa różne zakresy pracy, co dawało łącznie 8 różnych trybów obserwacji. Porównania między różnymi detektorami i zakresami dały wiele możliwości wykrycia błędów i zrozumienia przyczyn ich powstawania. Obserwacje linii widma międzygwiazdowego, zwłaszcza linii C II przy 157,74  $\mu\text{m}$ , umożliwiły weryfikację bezwzględnej skali częstości i tym samym skali temperatury [25].

Zrozumienie i skompensowanie lokalnych źródeł astrofizycznych też było trudnym zadaniem. Według jednego z wyników prawie cały pył w Galaktyce ma niemal

tę samą temperaturę i niemal – choć niezupełnie – takie samo widmo. Istnieją także pewne kierunki w płaszczyźnie Galaktyki, w których na jednej linii obserwacji najwyraźniej występują wielokrotnie obłoki pyłowe o różnej temperaturze. Nasi analitycy byli zdumieni widząc, że niektóre interferogramy są pozornie „zanieczyszczone” falami harmonicznymi, lecz była to po prostu zrozumiała reakcja detektorów na jasne linie widma międzygwiazdowego. Linia struktury subtelnej zjonizowanego węgla (C II) przy  $157,74 \mu\text{m}$  jest zdecydowanie najsilniejsza ze wszystkich, jakie zarejestrowaliśmy – wnosi ok. 0,3% do całkowitej jasności Drogi Mlecznej. Po raz pierwszy zaobserwowaliśmy linię N II przy  $205,178 \mu\text{m}$ ; później zaobserwowano ją także w laboratorium. Zaobserwowane zostały także inne linie: CO, CI oraz H<sub>2</sub>O [26]. Linia przy  $157,74 \mu\text{m}$  jest tak intensywna, że udało nam się zmierzyć jej różniczkowe przesunięcie związane z obrotem Galaktyki, chociaż nasza widmowa zdolność rozdzielcza była bardzo skromna.

Z głównego pomiaru wynika, że widmo KMPT odpowiada widmu ciała doskonale czarnego o temperaturze  $2,725 \pm 0,001 \text{ K}$  ze średnią niepewnością kwadratową jasności w maksimum równą 50 ppm. Interpretacja tego wyniku jest taka, że energia KMPT zwiększyła się po pierwszym roku ekspansji Wszechświata nie więcej niż o 0,01%. Energia dodana przedtem zmieniłaby tylko temperaturę promieniowania [27].

Jak wynika z pracy Suniajewa i Zeldowicza [28], energia dodana w zakresie przesunięć ku czerwieni od  $10^5$  do  $3 \cdot 10^6$ , czyli w ciągu mniej więcej pierwszego tysiąca lat, dałaby promieniowanie o widmie zmodyfikowanym przez potencjał chemiczny  $\mu$ . W tym przypadku obsadzenie modu fotonowego jest dane wzorem  $\eta = 1/(e^{x+\mu} - 1)$ , gdzie  $x = h\nu/kT$ ,  $h$  oznacza stałą Plancka,  $\nu$  – częstość drgań,  $k$  – stałą Boltzmanna, a  $T$  – temperaturę. Zmierzona przez nas wartość  $\mu$  wynosiła  $(-1 \pm 4) \cdot 10^{-5}$  lub  $|\mu| < 9 \cdot 10^{-5}$  na poziomie ufności 95% [29].

Według modelu Zeldowicza i Suniajewa [30], promieniowanie dodane później prowadziło do widma KMPT jak dla mieszaniny ciał doskonale czarnych o temperaturach z pewnego zakresu, widma sparametryzowanego przez  $y = (1/m_e c^2) \int k(T_e - T_\gamma) d\tau_e$ , gdzie  $m_e$  oznacza masę elektronu,  $c$  – prędkość światła w próżni,  $T_e$  – temperaturę rozpraszających elektronów,  $T_\gamma$  – temperaturę KMPT w owym czasie, a  $d\tau_e$  – przezroczystość różniczkową rozpraszających elektronów. Deformację widma wytworzoną przez tego rodzaju mieszaninę ciał czarnych opisuje wzór  $dS_y/dy = T_0[x \operatorname{ctgh}(x/2) - 4]dB_\nu/dT$ , gdzie  $S$  oznacza jasność widmową,  $B$  – funkcję Plancka, a  $T_0$  – średnią temperaturę. Wyznaczyliśmy wartość  $y = (-1 \pm 6) \cdot 10^{-6}$ , czyli bardzo małą liczbę.

Istnieje długa lista hipotetycznych źródeł energii, wykorzystywana do wyjaśniania odstępstw od kształtu widma dla ciała doskonale czarnego w poprzednich pomiarach. Obejmuje ona turbulencje, rozpad protonu, inne cząstki nietrwałe, rozpad neutronów mających masę, późną fotoprodukcję deuteru, wybuchowe lub normalne tworzenie się galaktyk, kosmiczne fale grawitacyjne, struny kosmiczne, czarne dziury, aktywne jądra galaktyk, gwiazdy III popula-

cji, gorący ośrodek międzygalaktyczny itp. Nasze wyniki nie wykluczają małych przyczynków od tych źródeł, ale dobitnie wykazują, że nie mogły one być odpowiedzialne za większość dzisiejszego obrazu Wszechświata.

FIRAS zmierzył również: 1) widmo kosmicznego promieniowania tła w dalekiej podczerwieni, odkrytego przez DIRBE [31]; 2) widmo promieniowania zodiakalnego z zakresu dalekiej podczerwieni, pokazujące, że odpowiedzialne za nie cząstki pyłu są duże, o rozmiarach ok.  $30 \mu\text{m}$ ; 3) widmo części KMPT związanej z ruchem Ziemi w kosmosie, zwane dipolowym [32]; 4) ograniczenia przestrzennych zmian widma KMPT [33].

FIRAS potwierdził także słuszność wzoru Plancka na widmo ciała doskonale czarnego (Nagroda Nobla 1918). Gdyby wzór ten nie był poprawny, oprogramowanie kalibracyjne nie dałoby wewnętrznie spójnych wyników. Kalibracja FIRAS zależy od temperatury poprzez postać wzoru na obsadzenia modów fotonowych  $\eta = 1/(e^x - 1)$  i właśnie tę część funkcji Plancka sprawdzaliśmy.

W niedawno opublikowanym artykule [34] autorzy twierdzą, że nowoczesne detektory i konstrukcje przyrządów mogą wprowadzić 100-krotną poprawę czułości i dokładności. W takim przypadku astrofizyczne zakłócenia wprowadzane przez pył i cząsteczki z pewnością ograniczyłyby wnioski kosmologiczne. Gdyby jednak udało się poradzić sobie z tym tłem, to niewykluczone, że mogłyby zostać wykryte zniekształcenia widma KMPT wywołwane przez znane formy uwalniania energii, np. ponowną jonizację Wszechświata przy przesunięciu ku czerwieni równym 10–20, wykrytą przez sondę WMAP (patrz p. 5.2).

Napisano kilka prac o możliwości wykrycia zniekształceń widma KMPT w wyniku niewielkich efektów zachodzących podczas ery rekombinacji. Na przykład, można byłoby zaobserwować małą przezroczystość związaną z cząsteczkami wodoru litu, LiH, gdyby obsadzenia poziomów w tych molekułach nieco odbiegały od równowagi termodynamicznej. Proste pytanie dotyczy fotonów linii  $\alpha$  serii Lymana, pozostających po ostatniej rekombinacji w każdym atomie H. Na jeden atom H przypadałoby mniej więcej jeden foton o długości fali równej  $(1+z) \cdot 0,1216 \mu\text{m}$ , gdzie przesunięcie ku czerwieni  $z \approx 1089$ , i ułamkowej szerokości linii wynoszącej kilka procent. Atomy H są znacznie mniej liczne niż fotony KMPT, o czynnik przekraczający  $10^9$ , a oczekiwana długość fali leży w zakresie widma pełnej emisji z pyłu galaktycznego, atomów i cząsteczek oraz pyłu zodiakalnego, tak że prawdopodobieństwo zaobserwowania owych nielicznych fotonów jest bardzo małe.

Ulepszone pomiary widma KMPT dla fal dłuższych są obecnie w toku. Projekt ARCADE jest oparty na umieszczonym w gondoli balonu radiometrze mikrofalowym z pełnowiązkowym zewnętrznym układem kalibracyjnym z ciała czarnego [34]. Ponieważ nie ma okna ochronnego, działanie przyrządu zależy od szybkiego przepływu gazowego helu, tak by resztkowa atmosfera na wysokości lotu balonu nie zdążyła wejść w kontakt z przyrządem i skroplić się na antenach. Wstępne wyniki po-

kazują, że zmierzona temperatura zgadza się z wartością z FIRAS. Można oczekiwać, że metoda ta dostarczy dokładniejszych pomiarów parametru  $\mu$  związanego z wczesnym uwalnianiem energii, które wprowadza największe zniekształcenie widma dla dłuższych fal.

## 5.2. DMR

Układ DMR jako drugi dostarczył wyników kosmologicznych. Zespół analizy danych pracował pilnie nad poprawkami, które usunęłyby rozpoznane błędy systematyczne, zwłaszcza związane z magnetycznymi i cieplnymi zakłóceniami przełączników Dicke'ego oraz promieniowaniem docierającym z jasnych obiektów, takich jak Ziemia. Pierwszy sygnał, że zarejestrowaliśmy kosmiczną anizotropię, dał naukowej grupie roboczej na specjalnym zebraniu w domu Nancy Boggress w październiku 1991 r. Ned Wright, który już wcześniej napisał własny program do analizy danych z pierwszego roku działania DMR. Zespół naukowy natychmiast uznał, że jest to wiadomość bardzo ważna, zbyt ważna, by ją ogłosić od razu. Dobrze wiedzieliśmy, że ostatnio zdarzają się doniesienia z „nauki marketingowej” (ang. junk science) o polimeryzowanej wodzie, zimnej fuzji itp., więc byliśmy zdeterminowani, żeby nasza interpretacja była rzetelna.

Były trzy główne kwestie. Po pierwsze, czy stworzyliśmy odpowiednie modele kompensacji wszystkich znanych źródeł błędów przyrządu? Po drugie, czy właściwie zrozumieliśmy i usunęli tło od emisji elektronów i pyłu w Galaktyce? Wreszcie, po trzecie, czy można zaufać naszemu wyrafinowanemu programom komputerowym?

Aby uporać się z pierwszą kwestią, organizowaliśmy zebrania zespołu poświęcone burzom mózgowi na niemal wszystkie tematy, które mogły wpłynąć na dokładność danych, oraz wymyślaniu strategii pomiarów i analizy każdego efektu. Do każdego potrzebowaliśmy dwóch różnych ludzi i programów komputerowych dających zgodne wyniki, a także przeglądu wyników przez zespół naukowy. Głównymi analitykami byli Alan Kogut i Ned Wright, a David Wilkinson był naszym najbardziej zatwardziałym sceptykiem. Proces ten trwał wiele miesięcy.

Drugą kwestię analizowali Charles Bennett i Gary Hinshaw w Goddard Center, a także reszta zespołu (jest to opisane w pracy [35]). Ich strategia polegała na przedstawieniu obu rodzajów tła (emisji elektronów w Galaktyce i pyłu) za pomocą modeli o dobieranych współczynnikach, a następnie wyznaczeniu tych współczynników dzięki porównaniu map sporządzonych dla różnych długości fali przez DMR oraz inne przyrządy. W rezultacie kombinacja liniowa trzech map DMR, ważonych z dobranymi współczynnikami, eliminowała prawie całość emisji galaktycznych z kierunków spoza płaszczyzny Galaktyki.

Z trzecią kwestią – wiarygodności oprogramowania – poradziliśmy sobie dzięki dokładnym testom kodu każdego programu komputerowego i porównywaniu wyników z własnego programu napisanego przez Neda Wrighta, oficjalnego kodu napisanego przez zespół DMR w Goddard Center i kodu opracowanego niezależnie przez George'a Smoota wraz z jego zespołem z Berkeley.

Dodatkowej weryfikacji dostarczyły dane z przyrządów balonowych. Uzgodniliśmy wcześniej, że z DMR usuniemy kanał długofalowy (23 GHz) i że mapę części nieba dla tej długości fali zmierzemy za pomocą przyrządu maserowego umieszczonego w koszu balonu. Mapy z tego przyrządu zawierały silne sygnały z Drogi Mlecznej, lecz były spójne z danymi z DMR [36]. Także balonowy przyrząd z bolometrowymi detektorami krótszych fal zespołu Stephana Meyera, Edwarda Chenga, Kena Gangi oraz Lymana Page'a z MIT i Princeton, z dwoma członkami zespołu COBE w składzie, uzyskał czułość wystarczającą do obserwacji fluktuacji kosmicznych [37]. Ich dane zostały opracowane akurat w porę, żeby było widać, że są zgodne z fluktuacjami obserwowanymi przez DMR, zanim jeszcze te ostatnie zostały ogłoszone. Gdybyśmy więc nie zbudowali układu DMR, być może to te dane balonowe uznano by w końcu za pierwszą detekcję struktury kosmicznej. Do naszych celów wystarczała świadomość, że dane z DMR, obejmujące całe niebo, są rozsądne.

W końcu wyniki były przygotowane do publikacji. Ich ogłoszenie miało miejsce na konferencji Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego w kwietniu 1992 r. w Waszyngtonie. Było poprzedzone pewnym rozgłosem i przeciekami, tak że na konferencji pojawiły się kamery telewizyjne i dziennikarze. Jeszcze tego samego dnia wiadomość o wynikach rozeszła się po całym świecie, a słynna uwaga George'a Smoota o spojrzeniu Bogu w twarz stała się wszędzie newsem. Cytowano Stephena Hawkinga, który miał powiedzieć, że było to „najważniejsze odkrycie XX wieku, jeśli nie wszech czasów” lub coś w tym sensie. Nazajutrz artykuły z interpretacją złożyli do publikacji i rozpowszechnili w Internecie czołowi kosmologowie, którzy mieli z góry napisane wszystko poza wnioskami. Po roku nasze wyniki były już cytowane w tysiącach następnym artykułów.

Wyniki, które pokazaliśmy, miały postać map i widm fluktuacji temperatury. Mapy miały ładną grafikę – różowe i niebieskie plamki odpowiadały gorącym i zimnym obszarom. Jak wykazali Sachs i Wolfe [1], ziemskie obszary reprezentują większe gęstości ze względu na grawitacyjne przesunięcie ku czerwieni fotonów opuszczających studnie potencjału. Widma były statystycznymi charakterystykami fluktuacji przestrzennych, matematycznie dokładnymi opisami typowych rozmiarów plamek. Stwierdziliśmy, że w pierwszym przybliżeniu nie mają one jednego typowego rozmiaru – plamki wszystkich rozmiarów są jednakowo prawdopodobne i jednakowo jasne. Cecha ta jest zwana niezmienniczością względem skali i zgodna z przewidywaniami Harrisona i Zeldowicza oraz prostych postaci teorii kosmicznej inflacji. Bliższa analiza wykazała, że fluktuacje są trochę zbyt słabe w dużych skalach kątowych ( $\geq 90^\circ$ ) i że – zgodnie z przewidywaniami teorii – nieco zwiększają się w najmniejszych skalach, w jakich mogliśmy prowadzić obserwacje ( $7^\circ$ ). Pierwsza właściwość wciąż nie jest wyjaśniona i może być statystycznie nieznacząca. Druga jest bardzo ważna i wiąże się z ruchami materii w czasie kosmicznego rozdzielenia promieniowania od materii.

Cóż zatem zmierzył DMR? W istocie odkryliśmy pierwotne fluktuacje gęstości Wszechświata i sporządziliśmy ich mapę. Gdyby nie zostały one znalezione, teoretycy byłiby ogromnie rozczarowani, gdyż w roku 1992 istniała już niemal kompletna teoria pochodzenia wielkoskalowej struktury Wszechświata, oparta na założeniu, że kosmiczna inflacja określa warunki początkowe i zapewnia jednorodność Wszechświata w wielkiej skali. Teoria ta głosi, że pierwotne fluktuacje gęstości o bardzo małej amplitudzie były zarodkami struktury wielkoskalowej i że zwykła materia wpadała do obszarów o największej gęstości początkowej, pozostawiając puste obszary (kosmiczne pustki, ang. cosmic voids), w których gęstość początkowa była najmniejsza. Potrzebne były do tego tylko siły grawitacyjne. Godnym uwagi wynikiem tej teorii jest liniowy wzrost fluktuacji gęstości z czasem, a nie wykładniczy jak w tyłu innych naturalnych procesach. Dzieje się tak dlatego, że przyciąganie grawitacyjne przez odległe części Wszechświata maleje w miarę jego ekspansji, spowalniając wzrost wykładniczy do liniowego. Tak więc pomiary wielkoskalowej struktury Wszechświata reprezentowanej przez galaktyki i gromady galaktyk powinny odzwierciedlać także warunki początkowe – pierwotne fluktuacje. W roku 1992 mieliśmy pomiary fluktuacji wielkoskalowych z przyporządkowaniem do galaktyk, sądziliśmy więc, że wiemy, czego oczekiwać.

Z obrazem tym był jednak pewien kłopot. Sama zwykła materia daje niewłaściwe rozkłady i nie ma swobody ruchu względem reszty Wszechświata, dopóki nie stanie się obojętnym gazem w erze kosmicznego oddzielenia się od niej promieniowania. Na szczęście było już wiadomo, że pewien rodzaj dodatkowej materii zwanej kosmiczną materią ciemną może wypełniać Wszechświat. Według tej hipotezy jest ona niewidoczna, bo oddziałuje z promieniowaniem tylko grawitacyjnie. Z drugiej strony, skoro nie jest ona związana z polem KMPT, mogła zacząć się poruszać przed kosmicznym oddzieleniem, wpaść do pierwotnych studni grawitacyjnych i sprawić, że stały się one głębsze. Tak więc o tej ciemnej materii nie wiadomo nic oprócz tego, co rzekomo wiedzą astronomowie; nie ma żadnej powszechnie akceptowanej teorii, żadnego pomiaru laboratoryjnego żadnej z jej części, żadnej wiedzy o masach tych części, ich trwałości czy czymkolwiek innym. Dotychczas w laboratoriach zaobserwowano tylko jeden rodzaj ciemnej materii – neutrino, z ich trzema zapachami oraz ich antycząstkami – lecz, jak się wydaje, ich masy nie wystarczają do wyjaśnienia natury kosmicznej materii ciemnej.

Innym tematem aktualnym w roku 1992 była kwestia, czy Wszechświat jest przestrzennie płaski, czy nie. Teoretycy uważali, że model wszechświata o zerowej krzywiznie jest prosty i przyjemny, więc w jakimś sensie powinien być prawdziwy. Aby otrzymać taki wszechświat, musielibyśmy mieć w równaniach człon przyspieszenia kosmicznego, jak stała  $\Lambda$ , którą Einstein (Nagroda Nobla 1921, lecz nie za tę pracę) wstawił i później odrzucił. Być może odpowiednia wartość takiego członu, wytwarzającego ujemną krzywizną przestrzenną, mogłaby zrównoważyć krzywizną dodatnią wytwarzaną przez materię: zwykłą i ciemną. Byłby to

zadziwiający zbieg okoliczności, chyba że istnieje jakieś nieznanne prawo przyrody, które wymaga takiego zrównoważenia. Ów człon przyspieszający jest dziś zwany kosmiczną energią ciemną, co podkreśla, że nie jest on może tylko matematyczną stałą całkowania, jak go postrzegał Einstein, lecz nowym rodzajem siły czy materii ze swym własnym specyficznym równaniem stanu. Tak oto interpretacja zmierzonych fluktuacji kosmicznych stała się ważnym zadaniem naukowym.

DMR działał łącznie przez cztery lata, a dodatkowe dane były statystycznie spójne z danymi z pierwszego roku. Nowe dane umożliwiły znacznie sprawniejsze wyłowienie i korektę wszelkiego rodzaju błędów systematycznych, tak że poziom przypadkowych szumów w ostatecznych wynikach był niższy o czynnik znacznie przekraczający dwa. Dane z DMR były analizowane w poszukiwaniu wielu ciekawych rzeczy, lecz żadnej z nich nie znaleziono ze znaczącą ufnością statystyczną. Na przykład, była sugestia, że mogą istnieć kosmiczne struny rozciągające się na dużych obszarach przestrzeni. W pewnym okresie sądzono, że mogą one same z siebie wytwarzać fluktuacje gęstości kosmicznej. Gdyby były wystarczająco silne, wytworzyłyby nieciągłości w mapach temperaturowych i byłyby dzięki temu widoczne. Nieciągłości nie znaleziono, więc najwyraźniej to nie struny są odpowiedzialne za anizotropię KMPT, choć może są one po prostu bardzo rzadkie. Poszukiwano też fluktuacji niegaussowskich – może są jakieś szczególne, lokalne obiekty o wyższych lub niższych temperaturach, które dałoby się znaleźć dzięki dokładniejszej analizie. Nie znaleziono żadnych obiektów tego typu, dających fluktuacje przekraczające poziom zwykłych fluktuacji gaussowskich lub znanych źródeł punktowych, jak Jowisz. Rozdzielczość kątowa DMR jest zbyt mała, by można było wykryć słabsze obiekty. Inną możliwością jest szczególna topologia Wszechświata: przypuśćmy, że wykryliśmy ten sam obiekt czy wzór w dwóch różnych miejscach na mapie. W takim przypadku Wszechświat mógłby mieć topologię sfery lub torusa, w której ten sam obiekt jest widoczny w dwóch różnych kierunkach. Żadne z tych poszukiwań także nie dało pozytywnych wyników.

Po ogłoszeniu wyników z DMR zbudowano wiele nowych przyrządów i setki naukowców na całym świecie kontynuowało pomiary i analizy. Przyrządy naziemne i balonowe wykonywały pomiary z lepszą rozdzielczością kątową. Charles Bennett i David Wilkinson, członkowie zespołu COBE, stworzyli koncepcję, projekt i konstrukcję sondy MAP (Microwave Anisotropy Probe), umieszczonej na orbicie w roku 2001 i wciąż jeszcze działającej. Po śmierci Wilkinsons 5 września 2002 r. jej nazwa została zmieniona na Wilkinson Microwave Anisotropy Probe. Sonda WMAP miała znacznie większą czułość, dawała większą rozdzielczość kątową map całego nieba z DMR i potwierdziła, że są one dokładne. Dzięki danym z WMAP wiemy dziś więcej o wielu parametrach kosmicznych (materii, ciemnej materii, gęstości ciemnej energii, wieku Wszechświata itp.) z dokładnością do procenta lub dwóch. Dane te przyniosły też cudowną niespodziankę: sygnaturę efektów powtórnej jonizacji Wszechświata z prze-

sunięciem ku czerwieni równym ok. 13. Można ją rozpoznać po polaryzacji KMPT, powstałej w wyniku kwadru-polowej anizotropii KMPT „odczuwanej” przez elektrony, gdy po raz ostatni rozpraszały promieniowanie w naszym kierunku. Skala kątowna obserwowanego rozkładu polaryzacyjnego jest miarą przesunięcia ku czerwieni, przy którym zachodzi rozpraszanie, a amplituda – miarą głębokości optycznej rozpraszania.

Przyszłe pomiary anizotropii KMPT stoją przed jeszcze kilkoma innymi wyzwaniami. Najwięcej uwagi przyciąga dziś polowanie na polaryzację wprowadzoną przez fale grawitacyjne w samym Wielkim Wybuchu. Zespół roboczy ds. badań KMPT pod przewodnictwem Rainera Weissa przygotował piękny raport wstępny o korzyściach i wyzwaniach wynikających z pomiarów tej polaryzacji oraz o ich strategii. Mapa polaryzacyjna przedstawia pole wektorowe na sferze i można ją rozłożyć na dwie części: dywergencję pola skalarnego, zwaną modem E, i rotację pola wektorowego, zwaną modem B. Według teorii pierwotne fale grawitacyjne powinny wytworzyć fluktuacje polaryzacyjne z rotacją, a żaden inny późniejszy proces nie mógłby tego dokonać. Fluktuacje polaryzacyjne byłyby znacznie słabsze niż fluktuacje anizotropii temperatury, a składowa rotacyjna byłaby znacznie słabsza niż składowa dywergencyjna. Pomiary byłyby więc bardzo trudne, choć być może wykonalne już przy użyciu detektorów dzisiejszych generacji. Ta misja kosmiczna jest w Stanach Zjednoczonych nazywana ogólnie Inflation Probe (sonda inflacyjna); NASA wspiera jej trzy projekty wstępne. Z technicznego punktu widzenia misja taka mogłaby wystartować za 10 lat, lecz opóźnić ją może rywalizacja o ograniczone fundusze. W każdym razie pomiar polaryzacji modu B jest najbardziej bezpośrednią metodą uzyskania danych o siłach dominujących w trakcie samego Wielkiego Wybuchu, mogłby pomóc w stworzeniu od dawna poszukiwanej Teorii Wszystkiego i byłby odkryciem prawdopodobnie godnym Nagrody Nobla. Nic więc dziwnego, że fizycy cząstek elementarnych, zarówno teoretycy jak i doświadczalnicy, widzą w badaniach KMPT kolejną ekscytującą szansę.

### 5.3. DIRBE

DIRBE przyniósł wyniki kosmologiczne jako ostatni, głównie dlatego, że przy rejestrowanych przez niego długościach fali lokalne tła są bardzo jasne i złożone. Ostateczne dane z DIRBE zostały opublikowane w serii artykułów [38–41]. Niespodzianką było to, że Wszechświat jest dwukrotnie jaśniejszy niż uprzednio sądzono na podstawie pomiarów jasności pojedynczych galaktyk. Występuje w nim wszechobecne promieniowanie zwane kosmicznym tłem podczerwonym i złożone z dwóch części: w bliskiej podczerwieni, o długościach fali kilku  $\mu\text{m}$ , i dalekiej podczerwieni (kilkaset  $\mu\text{m}$ ). Pochodzenie części z bliskiej podczerwieni nie jest jeszcze znane (patrz artykuł przeglądowy [42]), natomiast tło z podczerwieni dalekiej najwyraźniej wytwarza nieznaną przedtem populacja bardzo jasnych galaktyk pyłowych o przesunięciach ku czerwieni wynoszących od 2 do 3.

Aby uzyskać ten wynik, zespół DIRBE musiał przejść przez znacznie bardziej skomplikowany proces niż w przypadku pozostałych dwóch przyrządów, gdyż główne tło mierzone przez DIRBE jest zmienne w czasie i przestrzeni. Jest ono wytwarzane przez pył międzyplanetarny rozłożony w sposób ciągły w grubym dysku obiegającym Słońce. Struktura tego dysku nie jest jednak prosta. Ma on kilka źródeł: powstawał podczas zderzeń planetoid i rozpadu komet oraz wskutek migracji małych drobin z zewnętrznych obszarów Układu Słonecznego. Z danych zebranych przez IRAS wiemy, że istnieją co najmniej trzy pierścienie pyłu obiegające Słońce w taki sposób, jakby były szczątkami pewnych rodzin planetoid powstałymi w wyniku zderzeń. Drobin te poruszają się zatem pod wpływem grawitacji, ciśnienia promieniowania i zjawiska Poyntinga–Robertsona, a w przypadku drobin naładowanych elektrycznie – również sił elektromagnetycznych. Siła Poyntinga–Robertsona sprawia, że drobin te zdążają po spiralach w kierunku Słońca, co zajmie im od tysięcy do milionów lat, zależnie od ich rozmiarów; mogą przy tym doznać bliskich spotkań z planetami i wielokrotnych „popchnięć” grawitacyjnych, gdy ich okresy orbitalne są współmierne z okresami planet. Niektóre drobin ulegają długotrwałemu uwięzieniu w przypadku orbitalnych rezonansów, gdy siły grawitacji przeważają nad oporem Poyntinga–Robertsona. Są też i takie, które – uwięzione w rezonansie orbitalnym z Ziemią – wytwarzają plamki wyprzedzające lub opóźnione, widoczne na mapach z DIRBE. Zjawisko to, będące utrapieniem poszukiwaczy kosmicznego podczerwonego promieniowania tła, jest bardzo interesujące dla łowców planet pozasłonecznych. Zaobserwowano je już w obłokach pyłowych jasnych gwiazd, takich jak Fomalhaut, gdzie duża planeta przypuszczalnie właśnie tworzy z pyłu pierścien [43].

W dodatku orbita Ziemi, a wraz z nią COBE, przebiega przez ten obłok pyłu. Główne efekty biorą się stąd, że płaszczyzna orbity Ziemi nie jest płaszczyzną symetrii obłoku, na który większe siły działają ze strony Jowisza, i że orbita Ziemi nie jest kołowa, tak że Ziemia wchodzi i wychodzi z obłoku oraz porusza się w nim do góry i w dół. Co więcej, centrum obłoku nie leży w Słońcu, gdyż podlega on silnemu przyciąganiu Jowisza.

Model tego pyłu, stworzony w sposób heurystyczny, zawiera wiele swobodnych parametrów tak dobranych, aby uzyskać najlepsze dopasowanie do fluktuacji czasowych i przestrzennych nieba zaobserwowanych przez DIRBE. Pełna dokumentacja tego modelu jest zamieszczona w pracy [39]. Do jego parametrów zalicza się temperaturę pyłu i jej potęgową zależność od odległości od Słońca, koncentrację pyłu i jej zależność potęgową od odległości, zdolność emisyjną i odbiciową dla każdej długości fali oraz funkcję fazową rozpraszania. Istnieje model rezonansów drobin z Ziemią, mający na celu wyjaśnienie plamek wyprzedzających i opóźnionych. Są parametry opisujące grubość dysku pyłowego i kształt rozkładu jego gęstości w pobliżu płaszczyzny ekliptyki, a także parametry nachylenia i wymuszonego mimośrodowo dysku, przypuszczalnie związanych z Jowiszem. Nawet płaszczyzna

symetrii rozkładu pyłu jest zwichrowana, przypuszczalnie wskutek rywalizujących zaburzeń grawitacyjnych ze strony pobliskich planet. Jednak przy całej swej złożoności model ten daje znaczące odchylenia i Kelsall wierzy, że są to niewyjaśnione rzeczywiste fluktuacje na poziomie 1%.

Interpretacja emisji tła z Galaktyki również była trudna i została dokonana w sposób heurystyczny. W większej części nieba znajdują się wykrywalne dla większości długości fali gwiazdy i pyłowe obłoki, z których najjaśniejsze można wykadrować i pominąć. Słabsze z nich nie są rozdzielane przez szeroką wiązkę DIRBE i można je uwzględnić w apriorycznych modelach Galaktyki bez swobodnych parametrów [40].

W wyniku całego tego odejmowania pozostaje niewiele kierunków uprzywilejowanych, w których tło Galaktyki jest najsłabsze; możliwe, że jest to związane z supernowymi, które na dużych odległościach oczyściły przestrzeń kosmiczną z pyłu i gazu. Ponieważ każde prawdziwe tło kosmiczne musi być w przybliżeniu izotropowe, było sprawą ważną, aby obserwacje w owych uprzywilejowanych kierunkach dawały takie same wyniki.

Wyniki z DIRBE miały zasadnicze znaczenie dla interpretacji zarówno danych z FIRAS jak i z DMR. Po pierwsze, pokazały, że dobrze rozumiemy lokalny Wszechświat, tak że obserwacje z FIRAS i DMR naprawdę reprezentują odległy Wielki Wybuch. Było to ważne np. w argumentacji, że fakt, iż kosmiczny dipol związany z ruchem Ziemi leży w płaszczyźnie ekliptyki, jest czysto przypadkowy. Ponadto mapy pyłu galaktycznego z DIRBE zgodziły się z mapami z FIRAS, co pokazało, że nie ma tu nowych i dziwnych efektów. I na odwrót – gdy zespół DIRBE stwierdził, że istnieje kosmiczne pole tła w dalekiej podczerwieni, dane z FIRAS zostały wykorzystane do potwierdzenia tej obserwacji i pomiaru widma [31].

## 6. Podsumowanie: miejsce COBE w historii i stan obecny badań

Misja COBE, rozpoczęta w erze, gdy powszechnie stosowane były suwaki logarytmiczne, a projektanci kosmiczni używali ołówków i wielkich płacht papieru, doprowadziła do rewolucji w naszej wiedzy o Wszechświecie. Potwierdziła teorię Wielkiego Wybuchu i odkryła pierwotne fluktuacje gęstości, które uformowały wielkoskalową strukturę Wszechświata. Wykryła, że Wszechświat jest dwukrotnie jaśniejszy niż sądzono. Zapoczątkowała serię budowy coraz potężniejszych przyrządów do pomiarów KMPT, z których jeden (WMAP) zdążył już sprawdzić koncepcję, że w najwcześniejszych okresach istnienia Wszechświata zachodziła jego wykładnicza ekspansja zwana inflacją. Mamy dziś dokładne wartości (zwłaszcza z sondy WMAP) wielu kosmicznych parametrów, a przygotowywane badania KMPT mogą ujawnić naturę sił działających podczas Wielkiego Wybuchu, jeśli odkryją pierwotne fale grawitacyjne. Misja Planck, projekt Europejskiej Agencji Badań Kosmicznych z udziałem NASA, ma wystartować w 2008 r. i rozszerzyć wyniki z WMAP na mniejsze skale kątowe dzięki wykorzystaniu krótszych fal.

Będzie ona przy tym miała większą czułość dzięki bologrometrycznym detektorom i szansę pomiaru kosmicznych sygnałów polaryzacyjnych jeszcze lepiej niż WMAP.

Członkowie naszego zespołu kontynuowali badania, biorąc udział w innych projektach. Rainer Weiss jest jednym z liderów projektu LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory). George Smoot jest profesorem zwyczajnym na Uniwersytecie Kalifornijskim w Berkeley. Charles Bennett, obecnie na Johns Hopkins University, wraz z Davidem Wilkinsonem (zmarł w 2002 r.) kierowali projektem WMAP, współpracując z wieloma inżynierami i naukowcami, którzy stworzyli COBE. Edward Wright jest kierownikiem naukowym misji WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer), która przeszuka całe niebo z czułością 1000 razy większą niż IRAS. Michael Hauser jest zastępcą dyrektora Space Telescope Science Institute odpowiedzialnym za Teleskop Kosmiczny Hubble'a, a w przyszłości także za Teleskop Kosmiczny Jamesa Webba. Edward Cheng założył małą firmę, Analytical Concepts, a Stephan Meyer jest zastępcą dyrektora Instytutu Enrica Fermiego i zastępcą dyrektora Instytutu Kavliego Fizyki Kosmologicznej na Uniwersytecie Chicagowskim. Większość menedżerów projektu oraz inżynierów przeszła na emeryturę.

Obserwacje COBE zainspirowały także nowe misje, takie jak James Webb Space Telescope (JWST), które mają badać pierwsze gwiazdy i galaktyki. Jest to mój obecny projekt, w którym pełnię funkcję głównego wykonawcy naukowego. Ten rozkładany 6,5-metrowy teleskop na podczerwień ma być w 2013 r. umieszczony na orbicie wokół punktu Lagrange'a L2 między Słońcem i Ziemią. Dzięki swemu środowisku ochronnemu i swym najnowocześniejszym detektorom podczerwieni oraz przyrządom może on także przynieść oszałamiające odkrycia. Teoria przewiduje z dużym poziomem ufności, że powstawanie gwiazd rozpoczęło się przy bardzo dużych przesunięciach ku czerwieni ( $> 20$ ) i że niektóre z pierwszych protogalaktyk oraz supernowych będzie można obserwować przy przesunięciach równych 15 lub więcej.

## Podziękowania

Projekt misji COBE został zgłoszony po raz pierwszy w roku 1974 i nasz zespół jest winien ogromne podziękowania tym, którzy przeczytali nasze cienkie broszury i dostrzegli ich wagę. Jedną z tych osób była dr Nancy Boggess, kierownik programu naukowego astronomii w podczerwieni w dyrekcji NASA. Była zwolenniczką misji COBE jeszcze wówczas, gdy wielu astronomów nie wykazywało nią zainteresowania, i popierała inne misje z zakresu astronomii w podczerwieni, jak IRAS, Kuiper Airborne Observatory, SOFIA (Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy) oraz Spitzer Space Telescope. Po starcie COBE korzystaliśmy z silnego i ustawicznego wsparcia ze strony wielu menedżerów z dyrekcji NASA oraz z Goddard Space Flight Center, którzy mieli cierpliwość i zaufanie do naszej pracy. Nasz zespół był duży i większość jego członków (daleko nie wszyscy) została wymieniona w książkach mojej i Boslougha [44] oraz Smoota

i Davidsona [45]. Dziękujemy także podatnikom, którzy – wiedząc o tym lub nie – finansowali misję COBE. Benjamin Franklin, jeden z największych uczonych swych czasów, i Thomas Jefferson, pierwszy prezydent Stanów Zjednoczonych, który wspierał duży projekt naukowy, byłiby dumni, gdyby mogli zobaczyć, że kraj, do którego powstania się przyczynili, w dalszym ciągu wspiera naukę dla dobra publicznego.

Dziękujemy również naszym rodzinom, które – świadomie lub nie – były uczestnikami misji COBE i dobrze znosiły lub przynajmniej tolerowały długie godziny oraz weekendy naszej pracy nad tym, żeby misja odniosła sukces. Ze swej strony szczególnie dziękuję mojej żonie Jane, która знаła mnie od czasów jeszcze sprzed powstania idei misji COBE w roku 1974 i która żywo się nią przez cały czas interesowała. Moi rodzice posyłali mnie do szkół, dawali przykład (ojciec był genetykiem zajmującym się krowami mlecznymi, a matka nauczycielką) i płacili astronomiczne sumy czesnego. Moi nauczyciele wskazali mi drogę i rozbudzili ciekawość świata.

Szczególnie dziękuję Paulowi L. Richardsowi, memu opiekunowi na studiach doktoranckich, który zainicjował nasz przyrząd balonowy, i Davidowi Woody'emu, memu koledze-doktorantowi, który sprawił, że przyrząd ten w końcu zaczął działać. Wyrażam uznanie Patrickowi Thaddeusowi, memu opiekunowi na stażu podoktorskim, za wspieranie projektu COBE z 1974 r. i udział w nim; bez jego wpływów nie byłoby misji COBE, a przynajmniej nie takiej, jaką się stała. Spośród zespołu COBE winien jestem szczególne podziękowania Rogerowi Mattsonowi, naszemu menedżerowi projektu, jego zastępcy Dennisowi McCarthy'emu, Robertowi Maichle'emu, menedżerowi FIRAS, Michaelowi Roberto, głównemu inżynierowi FIRAS, oraz Richardowi A. Shaferowi, zastępcy kierownika naukowego projektu. Dale Fixsen był twórcą kalibracji FIRAS, a Richard Isaacman i Shirley Read kierowali dwoma zespołami ds. oprogramowania FIRAS. Dziękuję także memu współautorowi, Johnowi Bosloughowi, bez którego nie zostałaby napisana nasza książka *The Very First Light*.

Dzięki środkom finansowym z Nagrody Nobla i nagrody Fundacji Petera Grubera w dziedzinie kosmologii oraz przy współdziałaniu mojej żony Jane utworzyłem John and Jane Mather Foundation for Science and the Arts. Fundację o podobnych celach utworzył także George Smoot. Jest to sposób przekazania podziękowań wielu ludziom, którzy wnieśli wkład do projektu COBE.

## Dodatek A. Dalsze informacje o COBE

Archiwum projektu COBE mieści się teraz na stronie <http://lambda.gsfc.nasa.gov> i obejmuje informacje o projekcie, zdjęcia, pliki z danymi oraz dokumentację. Kosmologiczny Tutorial Online Neda Wrighta ([www.astro.ucla.edu/~wright/cosmolog.htm](http://www.astro.ucla.edu/~wright/cosmolog.htm)) zawiera historię projektu COBE, w tym zdjęcia pierwszych wersji tego satelity. Dobrze zredagowana jest notatka o COBE w Wikipedii ([en.wikipedia.org/wiki/COBE](http://en.wikipedia.org/wiki/COBE)), a podsumowanie historii pomiarów anizotropii w Berkeley, autorstwa Richarda

A. Mullera, można znaleźć pod adresem [muller.lbl.gov/COBE-early\\_history/preCOBEhistory.html](http://muller.lbl.gov/COBE-early_history/preCOBEhistory.html). Moim ulubionym podręcznikiem kosmologii jest książka [46]. Doskonały przegląd kosmologii podał niedawno Bennett [47].

## Dodatek B. Członkowie zespołu COBE

### Zespół naukowy

Charles L. Bennett (zastępca kierownika projektu DMR), Nancy W. Boggess (zastępca kierownika zespołu ds. danych, poprzednio kierownik programu astronomii w podczterwieni w dyrekcji NASA), Edward S. Cheng, Eli Dwek, Samuel Gulkis, Michael G. Hauser (kierownik projektu DIRBE), Michael A. Janssen, Thomas Kellsall (zastępca kierownika projektu DIRBE), Philip M. Lubin, John C. Mather (kierownik naukowy całego projektu i kierownik projektu FIRAS), Stephan S. Meyer, S. Harvey Moseley, Jr., Thomas L. Murdock, Richard Arrick Shafer (zastępca kierownika projektu FIRAS), Robert F. Silverberg, George F. Smoot (kierownik projektu DMR), Rainer Weiss (przewodniczący naukowej grupy roboczej), David T. Wilkinson, Edward L. Wright (kierownik zespołu ds. danych).

### Zespół inżynierjno-menedżerski

Donald F. Crosby (główny inżynier DIRBE), Ernest C. Doutrich (menedżer ds. zabezpieczenia lotu), Irene K. Ferber (sekretariat projektu), Anthony D. Fragomeni (menedżer ds. obserwacji), Thomas J. Greenwell (menedżer ds. integracji i testowania), David Gilman (menedżer programu w dyrekcji NASA), William D. Hoggard (menedżer ds. rakiety Delta i startu misji), Charles Katz (inżynier systemów ds. przyrządów), Bernard J. Klein (inżynier systemów ds. DMR), Loren R. Linstrom (główny inżynier ds. DIRBE), Robert J. Maichle (menedżer FIRAS), Roger A. Mattson (menedżer projektu), Dennis K. McCarthy (zastępca menedżera projektu), Maureen J. Menton (sekretariat), Herbert J. Mittelman (sprawy kadrowe), Stephen Servin-Leete (inżynier ds. układów DMR), Earnestine Smart (koordynacja projektu), Pierce L. Smith (menedżer ds. naziemnego opracowywania danych), Jack W. Peddicord (zastępca menedżera projektu ds. zaopatrzenia), Michael Roberto (inżynier systemów FIRAS), Robert G. Sanford (menedżer ds. realizacji misji), Robert T. Schools (menedżer ds. logistyki projektu), Joseph F. Turtill (inżynier systemów), John L. Wolfgang (menedżer ds. oprogramowania), Earle W. Young (menedżer ds. przyrządów).

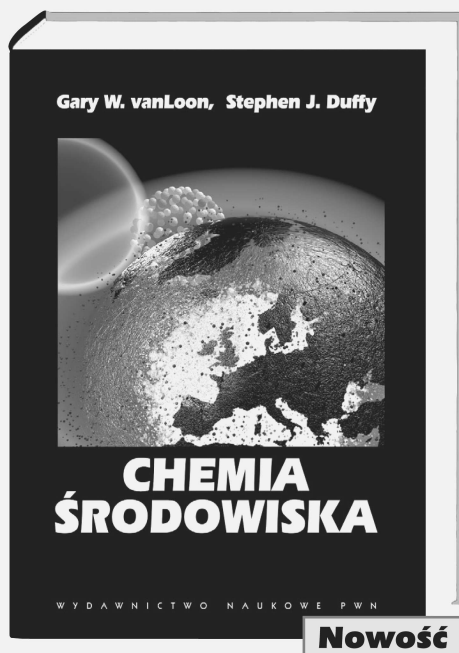
Tłumaczył Jerzy Gronkowski  
Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Warszawski

## Literatura

- [1] R.K. Sachs, A.M. Wolfe, *Astrophys. J.* **147**, 73 (1967).
- [2] P.J.E. Peebles, J.T. Yu, *Astrophys. J.* **162**, 815 (1970).
- [3] E.R. Harrison, *Phys. Rev. D* **1**, 2726 (1970).
- [4] Ya.B. Zel'dovich, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **160**, 1 (1972).
- [5] A.H. Guth, *Phys. Rev.* **347**, D23 (1981).

- [6] G. Lemaître, *Ann. Soc. Sci. Bruxelles A* **47**, 49 (1927); przekład ang.: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **91**, 483 (1931).
- [7] G. Lemaître, *Nature* **128**, 704 (1931).
- [8] E. Hubble, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **15**, 168 (1929).
- [9] R.A. Alpher, H. Bethe, G. Gamow, *Phys. Rev.* **73**, 803 (1948).
- [10] G. Gamow, *One, Two, Three... Infinity* (Viking Press, New York 1947).
- [11] A. McKellar, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **52**, 187 (1940).
- [12] K. Shivanandan, J.R. Houck, M.O. Harwit, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1460 (1968).
- [13] J.C. Mather, P.L. Richards, M.W. Werner, *Astrophys. J. Lett.* **170**, L59 (1971).
- [14] E. Puplett, D.H. Martin, *Infrared Phys.* **10**, 105 (1970).
- [15] J.C. Mather, D.P. Woody, P.L. Richards, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **22**, 1046 (1974).
- [16] D.P. Woody, J.C. Mather, N.S. Nishioka, P.L. Richards, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1036 (1975).
- [17] P. Thaddeus, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **10**, 305 (1972).
- [18] J. Keller, *J. Opt. Soc. Am.* **52**, 116 (1962).
- [19] J.C. Mather, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **AP-29**, 967 (1981).
- [20] J.C. Mather, M. Toral, H. Hemmati, *Appl. Opt.* **25**, 2826 (1986).
- [21] J.C. Mather i in., *Astrophys. J.* **512**, 511 (1998).
- [22] H. Hemmati, J.C. Mather, W.L. Eichhorn, *Appl. Opt.* **24**, 4489 (1985).
- [23] J.C. Mather, *Appl. Opt.* **23**, 584 (1984).
- [24] H.P. Gush, M. Halpern, E. Wishnow, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 537 (1990).
- [25] D.J. Fixsen, J.C. Mather, *Astrophys. J.* **581**, 817 (2002).
- [26] C.L. Bennett i in., *Astrophys. J.* **434**, 587 (1994).
- [27] E.L. Wright i in., *Astrophys. J.* **420**, 450 (1994).
- [28] R.A. Sunyaev, Ya.B. Zel'dovich, *Astrophys. Space Sci.* **7**, 3 (1970).
- [29] J.C. Mather i in., *Astrophys. J.* **420**, 439 (1994).
- [30] Ya.B. Zel'dovich, R.A. Sunyaev, *Astrophys. Space Sci.* **4**, 301 (1969).
- [31] D.J. Fixsen, E. Dwek, J.C. Mather, C.L. Bennett, R.A. Shafer, *Astrophys. J.* **508**, 123 (1998).
- [32] D.J. Fixsen i in., *Astrophys. J.* **420**, 445 (1994).
- [33] D.J. Fixsen, G. Hinshaw, C.L. Bennett, J.C. Mather, *Astrophys. J.* **486**, 623 (1997).
- [34] A. Kogut i in., *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **154**, 493 (2004).
- [35] C.L. Bennett i in., *Astrophys. J. Lett.* **396**, L7 (1992).
- [36] D.J. Fixsen, E.S. Cheng, D.T. Wilkinson, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 620 (1983).
- [37] K. Ganga, E. Cheng, S. Meyer, L. Page, *Astrophys. J. Lett.* **410**, L57 (1993).
- [38] M.G. Hauser i in., *Astrophys. J.* **508**, 25 (1998).
- [39] T. Kelsall i in., *Astrophys. J.* **508**, 44K (1998).
- [40] R.G. Arendt i in., *Astrophys. J.* **508**, 74 (1998).
- [41] E. Dwek i in., *Astrophys. J.* **508**, 106 (1998).
- [42] M.G. Hauser, E. Dwek, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **39**, 249 (2001).
- [43] P. Kalas, J. Graham, M. Clampin, *Nature* **435**, 1067 (2005).
- [44] J.C. Mather, J. Boslough, *The Very First Light* (Basic Books, New York 1996).
- [45] G. Smoot, K. Davidson, *Wrinkles in Time* (Avon Books, New York 1993).
- [46] P.J.E. Peebles, *Principles of Physical Cosmology* (Princeton University, Princeton, NJ, 1993).
- [47] C.L. Bennett, *Nature* **440**, 1126 (2006).

## CHEMIA ŚRODOWISKA



## – najnowsze osiągnięcia!

Gary W. vanLoon, Stephen J. Duffy

### Chemia środowiska

(*Environmental Chemistry. A Global Perspective*)

Tłum. Władysław Boczoń, Leszek Wachowski

W książce omówiono trzy kluczowe systemy środowiskowe (atmosferę, hydrosferę i środowisko lądowe) – procesy chemiczne zachodzące wewnątrz każdego z nich i pomiędzy nimi. Nie pominięto również kwestii wpływu działalności człowieka na te systemy oraz zagrożeń związanych z zakłóceniami równowagi środowiskowej. Autorzy zaprezentowali również niezbędne podstawy chemii, dzięki którym możliwe jest gruntowne zrozumienie procesów zachodzących w środowisku naturalnym. Treść jest bogato ilustrowana przykładami zjawisk zachodzących w różnych rejonach świata.

s. XXVI + 614, opr. twarda



WYDAWNICTWO NAUKOWE PWN  
Zamów przez telefon: 0 801 33 33 88 (0,35 zł za 3 minuty) • Zamów przez Internet: [www.pwn.pl](http://www.pwn.pl)



# Od Blacka i Wilckego do Einsteina

## Zarys historii badań ciepła właściwego pierwiastków

Andrzej Bielski, Franciszek Rozpłoch, Jarosław Zaremba

*Instytut Fizyki, Uniwersytet Mikołaja Kopernika, Toruń*

---

### From Black and Wilcke to Einstein: An outline of history of elemental specific heat studies

*Abstract:* The article describes, in chronological order, essential experimental research that led to the present-day interpretation of the specific heat of elements. In particular, the history of discovery of the specific heat dependence on temperature is outlined.

---

### Wprowadzenie

Historia badań ciepła właściwego pierwiastków w stanie stałym jest na ogół omawiana w kontekście ich znaczenia dla genezy fizyki kwantowej (patrz np. [1,2]), bądź też w kontekście rozwoju wyobrażeń o cieple (patrz np. [3]).

Celem tego artykułu jest przedstawienie – w miarę możliwości w porządku chronologicznym – tych badań, przede wszystkim doświadczalnych, które w istotny sposób przyczyniły się do zastosowania teorii kwantów do wyjaśnienia zależności ciepła właściwego od temperatury. Nie będziemy szczegółowo omawiali historii odkrycia ciepła właściwego, zasygnalizujemy jedynie jej najważniejsze momenty. Gruntownie zagadnienie to zostało przedstawione w monografii Douglasa McKie i Nielsa Heathcote'a [4].

Trzeba zaznaczyć, że do połowy XVIII w. nie różniano pojęcia ciepła i temperatury. Stan ciepłoty ciała określano łacińskim słowem *calor* w znaczeniu „ciepło, temperatura”, używano również określenia „stopień ciepła” (*gradus caloris*). Jak się wydaje, terminu *gradus caloris* najczęściej używano w odniesieniu do wskazań termometru. Określenie to, jak wynika np. z pracy [5], pochodzi ze starożytności i jest związane z ówczesnymi poglądami medycznymi, według których poszczególnym lekarstwom przypisywano stopnie ciepła bądź zimna. Słowa „termometr” (*thermomètre*) na nazwę przyrządu mierzącego stopnie ciepła bądź zimna znajdującego się w powietrzu pierwszy użył w roku 1624 Jean Leuréchon w książce *Les Recréations mathématiques* [6,7].

Poglądy medyczne starożytności i średniowiecza wywierały wpływ na tworzenie skal termometrycznych jeszcze w XVIII w. Na przykład, Daniel Gabriel Fahrenheit w pierwszej swojej pracy za punkty stałe przyjął: zero – temperatura mieszaniny wody, lodu i chlorku amonowego (salmiaku), 96 stopni – temperatura krwi zdrowego człowieka [8,9].

W połowie XVIII w. istniały dwa zasadnicze poglądy na naturę ciepła [3]. Pierwszy z nich, pochodzący ze staro-

żytności, wywodził się z teorii czterech żywiołów, tj. ziemi, wody, powietrza i ognia. W skrócie można powiedzieć, że według tej koncepcji o ciepłocie ciała decydowały płomienie (ogień), które wypełniały całą objętość zajmowaną przez ciało. Drugi przyjmował, że ciepło stanowi pewną materię, która może przechodzić od ciała do ciała. Mówiono więc o materii ciepła lub materii cieplnej. W połowie XVII w. pojawiły się przesłanki trzeciego poglądu, głoszącego, że ciepło jest związane z ruchem molekuł.

W pierwszym ćwierćwieczu XVIII w. przede wszystkim dzięki pracom Fahrenheita, Reného Antoine'a Fenchauta de Réaumura i Andersa Celsiusa w termometrii dokonał się znaczny postęp [10]. Zostały skonstruowane termometry spełniające wymagania praktyczne, a ich skale zostały oparte na jednoznacznie określonych punktach stałych. Umożliwiło to porównywanie oraz badanie zmian – jak wówczas mówiono – ciepła (lub stopni ciepła) różnych ciał, a tym samym stworzyło podstawy badań kalorymetrycznych.

Do połowy XVIII w. prace, które możemy nazwać kalorymetrycznymi, sprowadzały się przede wszystkim do określania stopnia ciepła po zmieszaniu dwóch porcji tej samej cieczy o równych objętościach (masach), ale różnych stopniach ciepła. Prace te były związane ze wspomnianymi poglądami medycznymi pochodzącymi ze starożytności. Chyba już ostatnie rozważania oparte na tych poglądach znajdujemy w książce Jeana Morina *Astrologia Gallica* (Haga 1661). W rozważaniach swych Morin, chcąc określić stopień ciepła mieszaniny dwóch porcji wody, opierał się na 8-stopniowej skali operującej „stopniami ciepła i zimna”, takimi jak ciepło, bardzo ciepło, gorąco itd., oraz na specyficznym „modelu” wymiany ciepła i zimna. Uzyskane przez niego wyniki nie mogą uchodzić za ilościowe w dzisiejszym sensie, aczkolwiek praca ta stanowi historycznie ciekawą i prawdopodobnie pierwszą próbę ilościowego ujęcia zjawiska wymiany ciepła [4,5,11]. (W tym miejscu warto wspomnieć o pracy Brooka Taylora z roku 1723 [12]. Nie jest ona właściwie poświęcona kaloryme-

trii, ale wiąże się z omawianymi zagadnieniami. Taylor stwierdził, że jeżeli będzie się mieszać różne objętości zimnej i gorącej (wrzącej) wody w taki sposób, aby całkowita objętość była taka sama, to wówczas przyrosty objętości cieczy w termometrze będą ściśle proporcjonalne do ilości gorącej wody w mieszaninie, tj. do stopni ciepła).

Teoretyczne badania Morina kontynuował Georg Wolfgang Krafft [5], który wyniki swoich badań ogłosił w roku 1744 (część pracy Kraffta, w której znajduje się uzasadnienie jego wzoru, została przetłumaczona na j. rosyjski i zamieszczona w pracy [13], s. 61–66). Przeanalizował on obliczenia Morina i nadał im postać algebraiczną. Zaproponował wzór umożliwiający obliczenie stopnia ciepła  $x$  mieszaniny dwóch porcji tej samej cieczy o różnych stopniach ciepła (podajemy go w dzisiaj stosowanym zapisie)

$$x = \frac{\gamma am + \delta bn}{\gamma m + \delta n}, \quad (1)$$

gdzie:  $m, n$  – objętości (masy) porcji cieczy przed zmieszananiem,  $a, b$  – ich stopnie ciepła,  $\gamma, \delta$  – stałe. Stałe  $\gamma$  oraz  $\delta$  Krafft wyznaczył doświadczalnie dla wody. Pomiarzy potwierdzały słuszność wzoru (1), ale były sprzeczne, jak pisze sam Krafft, z wynikami opublikowanymi przez Hermana Boerhaavego (patrz niżej).

Kolejny krok wykonał Georg Wilhelm Richman, a wyniki jego dociekań zostały opublikowane w roku 1750 [13]. Richman przyjął, że ciepło zawarte w danej cieczy jest proporcjonalne do jej masy. Na podstawie tego założenia otrzymał poprawny wzór pozwalający obliczyć ciepło, jakie otrzymamy po zmieszananiu różnych mas tej samej cieczy o różnych stopniach ciepła. Wzór ten podajemy w dzisiaj stosowanym zapisie dla przypadku zmieszania dwóch porcji tej samej cieczy o różnych masach i różnych temperaturach. Jeśli ciepło (temperatura) porcji o masie  $m$  wynosi  $a$ , a ciepło porcji o masie  $n$  jest równe  $b$ , to ciepło (temperatura)  $y$  po zmieszananiu będzie wynosiło

$$y = \frac{ma + nb}{m + n}. \quad (2)$$

Richman sprawdził wzór (2) doświadczalnie dla wody przy użyciu termometru Fahrenheita. W badaniach swoich uwzględniał ogrzewanie się naczynia (kalorymetru).

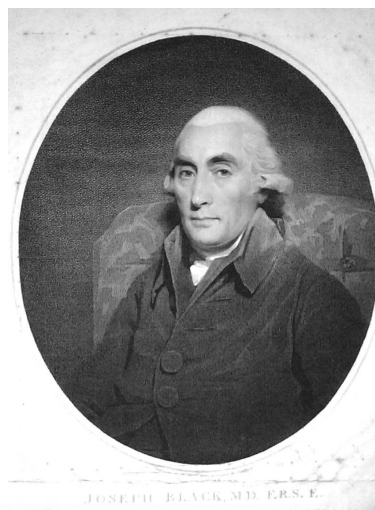
## Okres pionierski

### Prace Boerhaavego, Fahrenheita i Blacka

W roku 1732 ukazała się rozprawa Hermana Boerhaavego *Elementa Chemiae* (Lejda 1732). Opisane w niej są doświadczenia wykonane prawdopodobnie przez Fahrenheita [4], w których mieszano ze sobą równe ilości (objętości) cieczy gorącej i zimnej tego samego rodzaju (np. wody, oleju). W rezultacie stwierdzono, jak pisze autor, że „dochodziły one do tego samego stopnia ciepła, który był połową nadwyżki [ciepła] gorącej cieczy nad zimniejszą” (przekład z [4], s. 13). Mówiąc językiem współczesnym, temperatura po zmieszananiu była średnią arytmetyczną temperatury cieczy gorącej i zimnej. Gdy na prośbę Boerhaavego Fahrenheit zmieszał równe ilości (objętości) wody

i rtęci o różnych temperaturach, temperatura końcowa mieszaniny nie była równa średniej arytmetycznej [4,10,14]. I tak, jeśli rtęć była gorętsza niż woda, to po zmieszananiu równych ilości (objętości) wzrost stopni ciepła był mniejszy niż połowa różnicy. Jeśli gorętsza była woda, to wzrost był większy. Jeśli zaś zmieszano 3 części rtęci i 2 części wody oraz jedna z cieczy była gorętsza od drugiej, to wzrost ciepła cieczy zimniejszej był równy połowie różnicy [4]. Boerhaave nie wyciągnął z tego doświadczenia właściwych wniosków. Widział w nim dowód „cudownego prawa natury, że ogień rozdziela się między ciała według przestrzeni, nie zaś według gęstości” [10].

Doświadczenie Fahrenheita inaczej zinterpretował Joseph Black. Prace Blacka zostały opublikowane 4 lata po jego śmierci w rozprawie *Lectures on the Elements of Chemistry* (Edynburg 1803). Są to właściwie wykłady Blacka przygotowane do druku przez jego ucznia Johna Robisona [4]. Black zakładał, że jeżeli do jakiegoś układu ciał wprowadzimy ciało gorętsze i po ustaniu wszystkich działań termometr wskaże tę samą temperaturę każdego z nich, to powstanie stan układu, który nazwał równowagą ciepła (equilibrium of heat) [4,10,14]. O doświadczeniu Fahrenheita Black mówi, że przeczy ono stwierdzeniom Boerhaavego, i uważa, iż wskazuje ono na to „że ta sama ilość materii ciepła wykazuje większą siłę przy ogrzewaniu rtęci niż równej jej masy wody. Rtęć przeto ma mniejszą pojemność dla materii ciepła [podkr. nasze] (...) niż woda; wymaga mniejszej ilości ciepła do podniesienia swej temperatury o tę samą liczbę stopni” [10].



Joseph Black (1728–99), ur. w Bordeaux, fizyk i chemik szkocki

Jak widać, Black zerwał z teorią płomieni przyjmowaną przez Boerhaavego i rozróżnił zdolność przyjmowania ciepła przez ciała od ich temperatury. W swej monografii McKie i Heathcote nie podają jednoznacznie, czy Black rozróżniał ciepło i temperaturę. Cytaty z *Wykładów Blacka* zamieszczone w *Historii fizyki* Andrzeja Kajetana Wróblewskiego [11] pozwalają sądzić, że Black rozróżniał te dwie wielkości. Świadczy o tym choćby inny fragment

Wykładów, w którym znajdujemy kolejny komentarz do wspomnianego stwierdzenia Boerhaavego: „Tę opinię wyciągnięto jednak zbyt pośpiesznie. Pomieszano tu ilość ciepła w różnych ciałach z jego ogólną siłą albo natężeniem, chociaż jest oczywiste, że to dwie różne rzeczy, które zawsze należy odróżniać” [11].

Gwoli ścisłości historycznej należy stwierdzić, że przesłanki tego rozróżnienia pojawiły się wcześniej, w połowie XVIII w. Na przykład, Richman ([13], s. 20) pisze: „tutaj uważam za konieczne przypomnieć, że pod [słowem] ciepło (*calor*) i temperatura (*temperies*) cieczy rozumiem nie rzeczywiste ciepło, a odchylenie w górę od zera na termometrze Fahrenheita. Związku między rzeczywistymi ciepłami nie można jeszcze pokazać” (przekład z wydania w j. rosyjskim).

W roku 1755 Johann Heinrich Lambert opublikował pracę *Tentamen de vi caloris, qua corpora dilatata, eiusque dimensione* (Badania dotyczące siły ciepła, która rozszerza ciało, i jej wielkości) [15], w której autor przyjmował, że „to, co nazywamy ciepłem, zależy od tej siły cząsteczek ognia”, które są zawarte w danym ciecie. Do określania ciepła używał słowa *calor*, zaś w odniesieniu do wskazań termometru – terminu *gradus caloris*. Z pracy Lamberta wynika, że jej autor rozróżniał ciepło i temperaturę. Pisze bowiem: „pojawia się pytanie, dlaczego ciała wystawione przez jakiś czas na to samo ciepło dochodzą do tego samego stopnia ciepła”; w innym zaś miejscu czytamy: „ciała przez pewien czas wystawione na to samo ciepło dochodzą w końcu do tego samego stopnia ciepła; nie można wątpić, że termometr zanurzony w cieplejszym płynie podnosi swe wskazania dopóty, dopóki nie osiągnie tego samego stopnia ciepła, jaki posiada płyn” (przekład Witolda Wróblewskiego).

W *Wykładach* Blacka nie znajdujemy sposobu wyznaczania pojemności substancji dla materii ciepła. Robison, wydawca *Wykładów*, podaje w przypisach przykład wyznaczania pojemności złota, który pozwala wyrobić sobie pogląd na metodę stosowaną przez Blacka [4]. Dla złota Black otrzymuje 1/19 pojemności wody o tej samej masie co złoto. W tym samym przypisie Robison podaje wzór, według którego można obliczyć pojemność cieplną danej substancji względem wody, przyjmując, że pojemność cieplna wody wynosi 1. W dzisiaj stosowanym zapisie jest on następujący:

$$s = \frac{m(\theta - t_w)}{M(t - \theta)}, \quad (3)$$

gdzie  $s$  – pojemność badanej substancji na materię ciepła,  $m$  – masa wody,  $t_w$  – temperatura początkowa wody,  $M$  – masa badanej substancji,  $t$  – jej temperatura początkowa,  $\theta$  – jej temperatura końcowa. Jak podają autorzy pracy [4], Robison nigdzie nie podaje, że wzór (3) pochodzi od Blacka. Sądzą, że podał go William Irvine, uczeń Blacka i kontynuator jego badań.

#### Prace Wilckego oraz Gadolina i Maconiego

Termin „ciepło właściwe” został użyty po raz pierwszy przez Johanna Carla Wilckego [16] w pracy *Om Eldens specifika myckenhet uti fasta kroppar, och des afmåtande*

(Observacje na temat specyficznej ilości ognia w ciałach stałych i jej przemianie) opublikowanej w roku 1781. Wilcke w swojej pracy pisze jednocześnie o płomieniach i o materii ciepła, widać więc, że jest niezdecydowany, jakie stanowisko zająć. Na początku swojej pracy stwierdza, że trudności w interpretacji zjawisk cieplnych są spowodowane brakiem właściwej miary. O ciepłe właściwym pisze: „Przekonałem się, poprzez złożone badania z różnymi substancjami, że ilość ognia przy jego podziale pomiędzy różnymi ciałami i substancjami nie jest w ogólności zależna od kształtu i objętości, od gęstości, od ciężaru właściwego, lecz każda substancja zgodnie z jej właściwościami zatrzymuje, posiada i przekazuje podług praw i proporcji ogień lub substancję ciepła, której ilość w porównaniu z innymi substancjami, w szczególności z wodą, może być nazywana ciepłem właściwym [podkr. nasze] w tym samym znaczeniu, w jakim ciężar danego ciała porównany z ciężarem innego ciała o tej samej objętości ma nazwę ciężaru właściwego” (przekład Andrzej Sadlej). Wilcke szczegółowo opisuje stosowaną metodę wyznaczania ciepła właściwego; nie będziemy jej tu podawali. Opis ten pozwala dokładnie zrozumieć wprowadzone przez niego pojęcie – Wilcke i jemu współcześni wyznaczali ciepło właściwe względem wody. Otrzymane przez niego wyniki dla kilkunastu pierwiastków podano w tab. 1 razem z wynikami Richarda Kirwana i Johana Gadolina. Wilcke próbował powiązać ciepło właściwe z liczbą cząsteczek, lecz próba ta nie dała zadowalających rezultatów. Na zakończenie swojej pracy wspomina o badaniach Blacka, Adaira Crawforda i Kirwana, o których – jak pisze – dowiedział się w trakcie wykonywania swoich badań.

Tabela 1. Wartości ciepła właściwego względem wody podane w pracach z XVIII w.

Pierwiastek	Ciepło właściwe			
	Kirwan	Wilcke [16]	Gadolin [17]	wartość współczesna
złoto		0,050		0,031
ołów	0,050	0,042		0,0305
srebro		0,082		0,056
bismut		0,043		0,0303
miedz:		0,114		0,093
lana			0,099	
kuta			0,097	
żelazo:	0,125	0,126		0,113
kute miękkie			0,119	
kute w postaci pręta			0,114	
cyna	0,068	0,060		0,055
cynk		0,102		0,0924
antymon		0,063		0,051
siarka	0,183			0,18
arsen (sublimowany)			0,084	0,08

W roku 1784 ukazała się w Åbo (obecnie Turku) rozprawa Gadolina i Nicolausa Maconiego *Dissertatio chemico-physica de theoria caloris corporum specifici* (Rozprawa chemiczno-fizyczna o teorii ciepła właściwego ciała).

Jak podają autorzy pracy [4], rozprawę tę prawdopodobnie napisał Gadolin, a roli Maconiego w jej powstaniu nie można ocenić. W roku 1910 wspomniana rozprawa została wydana w zbiorze prac Gadolina [17]; z tego wydania korzystaliśmy, przygotowując niniejsze opracowanie. W roku 1784 pojęcie ciepła właściwego było nowe i nieznane szerokiemu gronu fizyków i chemików, dlatego na początku rozprawy znajdujemy jego wprowadzenie. Na początku tej dyskusji autorzy stwierdzają, że jeżeli zmieszamy dwie porcje tej samej substancji o różnych temperaturach, to temperatura końcowa będzie dana wzorem (2). Nie będzie tak jednak w przypadku mieszania różnych ciał o różnych temperaturach. Dalej zaś czytamy: „Ilość ciepła, która w ciałach tego samego rodzaju wynika ze związku złożonego z wielkości materii i stopnia temperatury w ciałach różnego rodzaju, odnosi się do innego prawa, które zależy od szczególnych właściwości każdego z ciał. Z tego powodu wielkości ciepła, które są w posiadaniu różnych ciał o tej samej masie i temperaturze, różnią się między sobą. Stosunek tych wielkości [ciepła] określają nazwą ciepła właściwego” (przekład W.W.). Jak wynika z powyższego cytatu, Gadolin traktuje ciepło jak substancję, która znajduje się w danym ciele.

W rozprawie Gadolina i Maconiego znajdujemy chyba pierwsze wyraźne sformułowanie bilansu cieplnego – ale bez użycia tego terminu. Czytamy w niej: „Gdybyśmy zmieszali dwa ciała [o masach]  $A$  oraz  $B$ , których ciepła właściwe są  $a$  oraz  $b$ , a temperatury przed zmieszaniem –  $\alpha$  oraz  $\beta$ , to suma wielkości przekazywanego ciepła byłaby równa  $Aa\alpha + Bb\beta$ . Jeśli zaś po zmieszaniu ich wspólna temperatura będzie równa  $\gamma$ , to sumą wielkości ciepła jest  $Aa + Bb \cdot \gamma$  (...), z równości obu wynika analogia  $a : b = B \cdot \gamma - \beta : A \cdot \alpha - \gamma$ ”. We współczesnym zapisie mamy:

$$a : b = B(\gamma - \beta) : A(\alpha - \gamma). \quad (4)$$

Dalej czytamy: „Podobnie jest, jeśli trzeba połączyć większą liczbę ciał  $A, B, D, E$  etc., których ciepła właściwe są  $a, b, d, e$  etc., a stopnie temperatury  $\alpha, \beta, \delta, \varepsilon$  etc.; założmy, że zmieszano je i wspólny stopień ciepła jest równy  $\gamma$ ; otrzyma się [wtedy] z powodu równości ciepła przed i po zmieszaniu  $Aa\alpha + Bb\beta + Dd\delta + Ee\varepsilon + \text{etc.} = Aa + Bb + Dd + Ee + \text{etc.} \cdot \gamma$ ” (przekład W.W.). Równość ta we współczesnym zapisie ma postać

$$Aa\alpha + Bb\beta + Dd\delta + Ee\varepsilon + \dots = (Aa + Bb + Dd + Ee + \dots)\gamma. \quad (5)$$

Stąd otrzymujemy:

$$Aa(\alpha - \gamma) + Bb(\beta - \gamma) + Dd(\delta - \gamma) + Ee(\varepsilon - \gamma) + \dots = 0, \quad (6)$$

czyli równanie bilansu cieplnego.

W swoich badaniach autorzy stosowali kalorymetr wodny. Wydaje się, że jako pierwsi zwrócili uwagę na rolę adsorbowanego powietrza i również jako pierwsi wyznaczyli równoważnik wodny naczynia (kalorymetru). Stwierdzają, że ciepło właściwe można wyrazić liczbowo, ale do

tego celu konieczne jest przyjęcie dla jakiejś wybranej substancji, że jej ciepło właściwe wynosi 1 (nie podają, w jakich jednostkach). Za substancję „wzorcową” przyjmują czystą wodę. Postępowanie Gadolina i Maconiego było inne niż ich poprzedników, więc podają przykłady wyznaczenia ciepła właściwego trzech substancji: rudy ołowiu (a nie jak błędnie podano w [4] – ołowiu), miedzi kutej i roztworu nasyconego soli kuchennej.

W pracy Gadolina i Maconiego zamieszczona jest również tabela wartości ciepła właściwego 88 substancji, w tym 36 wyznaczonych przez autorów. W tabeli tej podane są wyniki otrzymane przez Kirwana (a opublikowane – jak podają sami autorzy – przez João Hyazinthe Magellana [18]), Wilckiego [17] oraz ich własne. Z tabeli tej wybrano dane dotyczące pierwiastków w stanie stałym i zamieszczono w tab. 1. Gadolin i Maconi wysuwają tezę, że ciepło właściwe nie zależy od temperatury. Prace Gadolina zamykają pionierski etap badań ciepła właściwego.

## Od Dulonga i Petita do Webera

### Prace Dulonga i Petita

Teza Gadolina i Maconiego, że ciepło właściwe nie zależy od temperatury, nie została potwierdzona w późniejszych badaniach. Już w roku 1817 Pierre-Louis Dulong i Alexis-Thérèse Petit [19] stwierdzili występowanie zależności ciepła właściwego od temperatury. Autorzy w tej pracy nie używali terminu „ciepło właściwe”, lecz pisali o pojemności cieplnej. Dulong i Petit, podobnie jak ich poprzednicy, nie podawali jednostek ciepła właściwego; wyznaczali je względem wody, której ciepło właściwe przyjmowali za równe jedności. (W dalszym ciągu tego artykułu tak jak ówcześni autorzy będziemy podawali wartości ciepła właściwego bez jednostek). Stosowali metodę mieszania. Badania wykonali w dwóch zakresach temperatury, mianowicie 0–100 °C oraz 0–300 °C. Ich wyniki przedstawione są w tab. 2. Badania ciepła właściwego żelaza Dulong i Petit wykonali w 4 zakresach temperatury; otrzymali następujące wartości: 0,1090 (0–100 °C), 0,1150 (0–200 °C), 0,1218 (0–300 °C), 0,1255 (0–350 °C). Ograniczyli się jednak tylko do stwierdzenia występowania zależności ciepła właściwego od temperatury i nie wyciągnęli z tego faktu żadnych wniosków; wynika to także z ich następnej pracy z 1819 r. [20]. Odkrycie Dulonga i Petita przeszło prawie bez echa, prawdopodobnie dla-

Tabela 2. Wyniki Dulonga i Petita pomiarów średniego ciepła właściwego w dwóch przedziałach temperatury [19]

Substancja	Ciepło właściwe	
	0–100 °C	0–300 °C
ręć	0,0330	0,0350
cynk	0,0927	0,1015
antymon	0,0507	0,0549
srebro	0,0557	0,0611
miedź	0,0949	0,1013
ołów	0,0355	0,0355
szkło	0,177	0,190

tego, że praca [19] była poświęcona termometrom, a jedynie w małym fragmencie wyznaczaniu ciepła właściwego.



Pierre-Louis Dulong (1785–1838), ur. w Rouen, fizyk i chemik francuski

Przedmiotem dalszych badań Petita i Dulonga było poszukiwanie związku między liczbą atomów i ciepłem właściwym pierwiastków w stanie stałym [20]. Uczni ci wyznaczyli ciepło właściwe 13 pierwiastków metodą ostygania. Ich wyniki przedstawione są w w tab. 3. W kolumnie trzeciej podano masy atomowe względem tlenu. Jak widać, iloczyn względnej masy atomowej  $M$  i ciepła właściwego  $c$ , podany w czwartej kolumnie, jest dla badanych pierwiastków prawie stały. Średnia wartość iloczynu  $Mc$  w tab. 3 wynosi 0,3754, a więc po pomnożeniu przez masę atomową tlenu otrzymujemy atomowe ciepło właściwe równe 6,005. Autorzy pracy [20] omawiają możliwe źródła oraz wartości błędów i na tej podstawie stwierdzają, że można podać „następujące prawo: atomy wszystkich ciał prostych mają dokładnie taką samą

Tabela 3. Wartości ciepła właściwego  $c$  pierwiastków wyznaczone przez Petita i Dulonga [20];  $M$  – masa atomowa względem tlenu

Pierwiastek	$c$	$M$	$Mc$
bizmut	0,0288	13,30	0,3830
ołów	0,0293	12,95	0,3794
złoto	0,0298	12,43	0,3704
platyna	0,0314	11,16	0,3740
cyna	0,0514	7,35	0,3779
srebro	0,0557	6,75	0,3759
cynk	0,0927	4,03	0,3736
tellur	0,0912	4,03	0,3675
miedź	0,0949	3,957	0,3755
nikiel	0,1035	3,69	0,3819
żelazo	0,1100	3,392	0,3731
kobalt	0,1498	2,46	0,3685
siarka	0,1880	2,011	0,3780

pojemność cieplną”. Jest to tzw. prawo Dulonga i Petita (DiP). Autorzy sugerują również, że podobne prawo powinno być spełnione dla molekuł. (Porównanie wyników podanych w tab. 3 z danymi współczesnymi pokazuje, że w przypadku telluru wkraść się błąd – z danych współczesnych wynika, że jego względna masa atomowa wynosi 7,98, a ciepło właściwe 0,048).

#### Prace Neumanna

W roku 1831 ukazały się dwie ważne prace Franza Ernesta Neumanna [21,22]. W pierwszej z nich zajął się on sugestią Petita i Dulonga dotyczącą ciepła właściwego cząsteczek [20]. Rozpoczął badania ciepła właściwego minerałów i wyznaczył je dla 19 z nich, stosując trzy metody: mieszania, ostygania i kalorymetru lodowego. Wyniki jego badań można podsumować w postaci następującej reguły: stechiometryczne ilości minerałów w podobnych związkach chemicznych mają takie samo ciepło właściwe. Zagadnieniem tym nie będziemy dalej się zajmowali, ponieważ wykraczałoby to poza ramy tego artykułu.

W pracy [22] Neumann zajął się ciepłem właściwym wody. Było to o tyle ważne, że wodę przyjmowano za wzorzec, względem którego wyznaczano ciepła właściwe innych ciał. Niejaki De Luc (Neumann ówczesnym zwyczajem nie podaje odsyłaczy do pracy jego i innych cytowanych przez siebie autorów) zaobserwował, że temperatura mieszaniny dwóch równych ilości zimnej i ciepłej wody mierzona termometrem rtęciowym była niższa od średniej arytmetycznej. Jak podaje Neumann, wynik ten potwierdzili Honoré Flaugergues i Andrew Ure. Był on sprzeczny z wynikami Dulonga i Petita, którzy stwierdzili, że dla metali i szkła następuje wzrost ciepła właściwego ze wzrostem temperatury (patrz tab. 2). W związku z tym Neumann wyznaczył stosunek ciepła właściwego wody w temperaturze 80 °R do ciepła w 0 °R i otrzymał wartość 1,0176 [22]. Wynik ten jest o tyle ważny, że gdy późniejsi badacze stosowali kalorymetry wodne, brali już pod uwagę zależność ciepła właściwego wody od temperatury.

#### Prace Regnaulta

Weryfikacji prawa DiP dokonał w 1840 r. Henri-Victor Regnault [23]. W roku 1819, gdy Petit i Dulong prowadzili swoje badania, masy atomowe nie były dokładnie znane i dla wielu pierwiastków można było podać kilka równie prawdopodobnych wartości, dlatego na uzyskany przez nich wynik miał wpływ wybór tych wartości. W roku 1840 niepewności te były już znacznie mniejsze. Regnault przeanalizował używane wówczas metody wyznaczania ciepła właściwego oraz budowę ówczesnych kalorymetrów i doszedł do wniosku, że najdokładniejsze wyniki można uzyskać metodą mieszania. Wyznaczył ciepło właściwe 27 pierwiastków, w tym węgla, i na podstawie wyników swoich pomiarów obliczył atomowe ciepła właściwe. Wyniki te podsumował stwierdzeniem, że prawo Dulonga i Petita sprawdza się w sposób niemal doskonały. Stwierdził również, że ciepło właściwe węgla nie spełnia prawa DiP, więc poświęcił dużo uwagi jego wyznaczeniu.

Wymagało ono pokonania wielu trudności, gdyż w tamtych czasach nie można było uzyskać próbki węgla o dużej czystości („w stanie czystym”, jak pisze autor), ponadto był on dostępny tylko w postaci proszku, nieodpowiedniej dla prowadzonych badań.



Henri-Victor Regnault (1810–78), ur. w Akwizgranie, chemik i fizyk francuski

Po wielu próbach Regnaultowi udało się wyznaczyć ciepło właściwe węgla drzewnego. Otrzymał wartość 0,2411 (czyli atomowe ciepło właściwe równe ok. 2,8932), ale – uznając ten wynik za wstępny i niepewny – zapowiedział dalsze badania. Ich wyniki publikuje w roku następnym [24]. Dla ciepła właściwego różnych postaci węgla były one w przedziale temperatury 18–98 °C następujące: węgiel pochodzenia zwierzęcego – 0,2608, węgiel drzewny – 0,2415, grafit naturalny – 0,2019, grafit piecowy – 0,1970, węgiel gazowy – 0,2036, diament – 0,1469.

Także w roku 1840 Auguste de La Rive i François Marcet opublikowali pracę [25] poświęconą m.in. wyznaczeniu ciepła właściwego węgla. Otrzymali wartość 0,165, a więc mniejszą niż Regnault i niezgodną z prawem DiP. Próbuąc wyjaśnić przyczynę tej niezgodności, wyznaczyli metodą ostygnięcia ciepło właściwe sproszkowanego diamentu i otrzymali wartość 0,1192 w przedziale temperatury 3–14 °C. W związku z tym zadają pytanie, „czy nie jest możliwe, aby tak duża rozbieżność [z prawem DiP – dopisek nasz] spowodowana była nieznaną masą prawdziwej masy atomowej węgla”.

Na marginesie chcemy zaznaczyć, że chociaż badania zjawisk cieplnych były prowadzone od końca XVIII w., to jednostka ciepła nie była zdefiniowana. Wydaje się, że za jednostkę przyjmowano ciepło potrzebne do ogrzania określonej masy wody o jeden stopień. W tych czasach były w użyciu trzy skale termometryczne: Fahrenheita, Réaumura i Celsjusza, a więc różni autorzy mogli używać różnych jednostek, zwłaszcza na przełomie XVIII i XIX w. Ciepło właściwe wyznaczano względem wody i podawano bez jednostek; dzięki temu wyniki otrzymywane przez różnych autorów są spójne. Dopiero w roku 1852 Pierre Favre

i Johann Silbermann [26] zaproponowali nazwać jednostkę ciepła kalorią. Piszą oni: „Podkreślamy, że jednostka, którą przyjęliśmy, jest jednostką przyjętą przez wszystkich fizyków, to znaczy ilością ciepła konieczną dla podniesienia [temperatury] 1 grama wody o 1 stopień, i którą nazywa się jednostką ciepła lub kalorią”. Następnie dodają komentarz, z którego wynika, że definicja ta jest słuszna między 10 a 25 °C, tzn. w zakresie, w którym można przyjąć, że ciepło właściwe wody nie zależy od temperatury. Autorzy opracowania [10] zaopatrują definicję kalorii następującym komentarzem: „Należy zaznaczyć, że twierdzenie o wszystkich fizykach mogło wówczas dotyczyć jedynie Francji; w innych krajach, gdzie obowiązywały inne układy miar i wag, określenia jednostki ciepła były inne; toteż nazwa kalorii rozpowszechniała się bardzo powoli”. Obecna definicja kalorii została zaproponowana przez Emila Warburga [10].

Zgodnie z zapowiedzią w pracach z lat 1840–41 [23, 24], Regnault kontynuował badania ciepła właściwego pierwiastków w stanie stałym. Wyznaczył je dla Mg, Li, Os, Rh, Ir, Mn, Co, Si oraz B [27] i stwierdził, że krzem oraz bor nie spełniają prawa DiP. Dla krzemu krystalicznego otrzymał wartość ciepła właściwego 0,1774 (co daje atomowe ciepło właściwe 4,967), a dla krystalicznego boru 0,25 (odpowiednio 2,75). Jak widać, w przypadku Si oraz B podobnie jak dla węgla występują odstępstwa od prawa DiP.

#### *Inne badania w tym okresie*

Oprócz Regnaulta badania ciepła właściwego związków chemicznych zapoczątkowane przez Neumanna kontynuował Hermann Kopp [28]. Wyznaczył on ciepło właściwe wielu związków i stwierdził, że sprawdza się reguła Neumanna głosząca, iż ciepło molowe jest sumą atomowych ciepł właściwych atomów wchodzących w skład cząsteczki (dzisiaj często nazywana regułą Neumanna–Koppa). Stwierdził również, że molowe ciepło właściwe nie spełnia prawa DiP, gdy nie spełnia go któryś z pierwiastków. Na tej podstawie obliczył m.in. ciepło właściwe węgla, krzemu i boru. Badania swoje wykonał w przedziale temperatury 22–52 °C i otrzymał średnie atomowe ciepło właściwe węgla 1,8, krzemu 3,8 oraz boru 2,7. Wyznaczył również metodą mieszania ciepło właściwe różnych odmian węgla i na tej podstawie wyciągnął wniosek, że jest ono takie samo. Jego wyniki były więc sprzeczne z wynikami Regnaulta [24,27].

Ciepło właściwe różnych odmian węgla było też przedmiotem badań Antona Bettendorfa i Adolpha Wüllnera [29]. Wyznaczyli oni metodą mieszania ciepło właściwe 4 jego odmian w przedziale temperatury 24–66 °C. Wyniki ich pomiarów były, jak się wydaje, w zadowalającej zgodności z danymi Regnaulta [24] i wykazały, że różne odmiany węgla mają różne ciepło właściwe.

Mimo że prace Regnaulta, Koppa i innych wykazały, że w temperaturach między 0 i 100 °C węgiel, bor i krzem nie spełniają prawa DiP, prawo to było jednak powszechnie akceptowane i pierwiastki, które go nie spełniały, traktowano jako anomalie. W roku 1871 Ludwig Boltzmann

wykazał [30], że jeśli dany pierwiastek spełnia prawo DiP, to siły działające na atom są proporcjonalne do jego odległości od położenia równowagi, a w przypadku pierwiastków niespełniających tego prawa tak nie jest. Używając dzisiejszej terminologii, możemy powiedzieć, że w tym przypadku atom wykonuje drgania harmoniczne, a więc średnia energia przypadająca na jeden atom wynosi  $3kT$ , czyli  $3RT$  na gramoatom, wobec tego atomowe ciepło właściwe wynosi  $3R$  (patrz p. „Model kwantowy Einsteina”).

## Od Webera do Einsteina

### Prace Webera i Dewara

Ponieważ na podstawie wyników Regnaulta, de La Rive’a i Marceta, Koppa oraz Bettendorfa i Wüllnera można było stwierdzić, że atomowe ciepło właściwe węgla wykazuje największe odstępstwa od prawa DiP, Heinrich Friedrich Weber dokonał analizy wartości ciepła właściwego węgla uzyskanych w latach 1840–68 [31,32]. Stwierdził, że wyniki uzyskane przez poszczególnych autorów różnią się tak znacznie (tab. 4), iż różnic tych nie można przypisać różnym metodom pomiarowym oraz zanieczyszczeniom próbek. Na podstawie zebranych danych wyciągnął następujący wniosek: „Wartości ciepła właściwego w sposób zupełnie regularny wzrastają i maleją wraz z górną granicą stosowanego przedziału temperatury; wobec tego wydaje mi się wysoce prawdopodobnym, że całkowita niezgodność dotąd uzyskanych wyników może mieć w tym swoje źródło, że ciepło właściwe węgla we wszystkich jego odmianach alotropowych w dużej mierze się zmienia wraz z temperaturą” [31].

Tabela 4. Wartości ciepła właściwego węgla zebrane przez Webera [31]

Badacze	Regnault	de La Rive i Marcet	Kopp	Bettendorf i Wüllner
Substancja	8–98 °C	3–14 °C	22–52 °C	22–70 °C
węgiel drzewny	0,2415	0,2009		
węgiel gazowy	0,2036		0,185	0,2006
grafit naturalny	2,019		0,174	0,1919
grafit piecowy	0,1970		0,165	0,1921
diament	0,1469	0,1146		0,1452

Formułując powyższe stwierdzenie, Weber nie wspomina o tym, że zależność ciepła właściwego od temperatury była obserwowana ponad 50 lat wcześniej przez Dulonga i Petita [19], nie wspomina również o wynikach Regnaulta dla ołowiu [33]. Aby potwierdzić swój wniosek, Weber wykonał badania zależności ciepła właściwego od temperatury [31,32]. W badaniach stosował kalorymetr lodowy Roberta Wilhelma Bunsena [34]. W kalorymetrze takim zachodzi oziębianie (lub ogrzewanie) badanej substancji do temperatury topnienia lodu, tj. 0 °C. Weber ogrzewał węgiel do temperatury  $t$  i umieszczał w kalorymetrze. Gdy węgiel oziębiał się do temperatury 0 °C, oddawał ciepło

$$Q = mtc_{t-0}, \quad (7)$$

gdzie  $m$  – masa węgla,  $c_{t-0}$  – średnie ciepło właściwe w przedziale 0– $t$ . Z drugiej strony

$$Q = m \int_0^t \gamma(t) dt, \quad (8)$$

gdzie  $\gamma(t)$  oznacza ciepło właściwe w temperaturze  $t$ . Wobec tego

$$tc_{t-0} = \int_0^t \gamma(t) dt. \quad (9)$$

Pomiary wykonane przez Webera dla diamentu [31,32] pozwoliły znaleźć empiryczną zależność średniego ciepła właściwego od temperatury w przedziale 0–200 °C:

$$c_{t-0} = 0,0947 + 4,97 \cdot 10^{-4} t - 1,2 \cdot 10^{-7} t^2, \quad (10)$$

a stąd

$$\gamma(t) = 0,0947 + 9,94 \cdot 10^{-4} t - 3,6 \cdot 10^{-7} t^2. \quad (11)$$

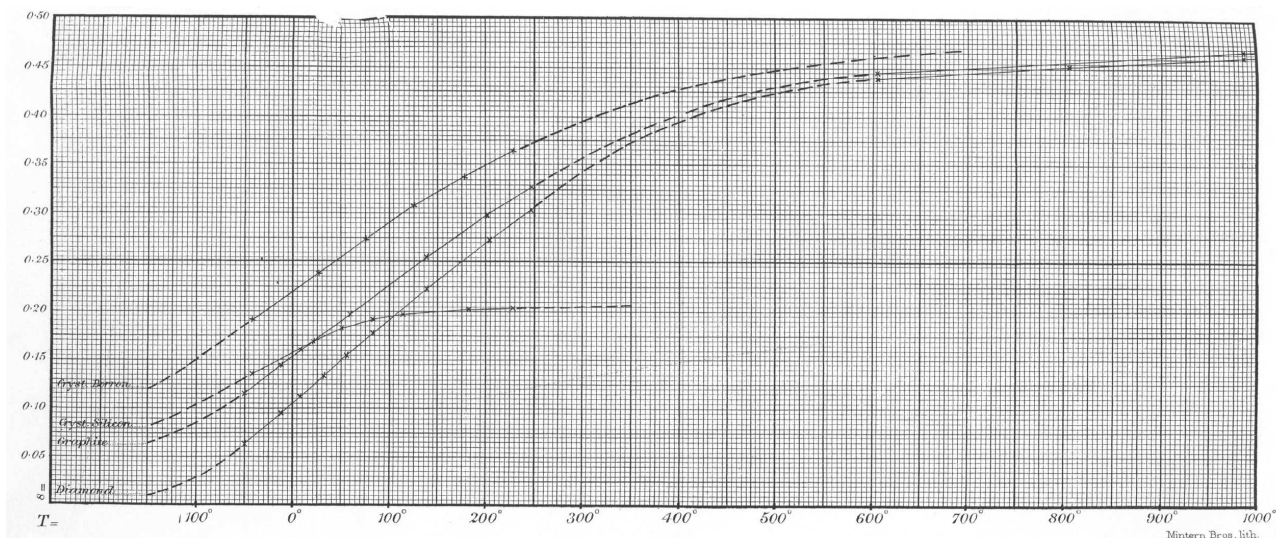
Dokonując ekstrapolacji otrzymanych danych, Weber oszacował, że w temperaturze 525 °C diament powinien spełniać prawo DiP.

W tym samym czasie co Weber ciepłem właściwym węgla zajął się James Dewar [35]. Wyzначzył on średnie ciepło właściwe w przedziale temperatury od 20 °C do 1024 °C (temperatura wrzenia cynku), i otrzymał wartość 0,32, oraz w przedziale 20–2000 °C, w którym otrzymał wartość 0,42. Na tej podstawie wywnioskował, że w temperaturze 2000 °C ciepło właściwe węgla wynosi 0,5 i że będzie spełnione prawo DiP.

Dalsze wyniki badań zależności ciepła właściwego od temperatury publikuje Weber w roku 1875 [36–38]. Ponieważ największe odstępstwa od prawa DiP wykazują węgiel, bor i krzem między 0 °C a 100 °C, Weber skupił swoją uwagę na tych trzech pierwiastkach. Stosując złożoną metodologię, której nie będziemy omawiać, wyznaczył zależność ciepła właściwego od temperatury dla grafitu i diamentu w przedziale od –79,3 °C do 1051 °C. Na podstawie swoich pomiarów stwierdził, że powyżej temperatury czerwonego żaru: 1) nie ma istotnych różnic ciepła właściwego między grafitem i diamentem, 2) ciepło właściwe węgla nie zmienia się wraz z temperaturą bardziej niż dla pierwiastków spełniających prawo DiP.

Badania zależności ciepła właściwego krystalicznego boru od temperatury Weber wykonał w przedziale od –79,2 °C do 263,6 °C, a dla krystalicznego krzemu – od –79,7 °C do 252 °C. Na podstawie wyników swych pomiarów (rys. 1) wyciągnął następujący wniosek: węgiel, bor i krzem spełniają prawo DiP powyżej pewnej temperatury. (Obecnie temperaturę tę nazywamy temperaturą Debye’a. Dla diamentu wynosi ona 2240 K [39]). Wniosek Dewara był więc prawidłowy.

Prace Webera zapoczątkowały badania zależności ciepła właściwego pierwiastków od temperatury. Pomiary Ludwiga Schüza [40] średniego ciepła właściwego Cu, Sn, Zn, Pb, Pt, Sb, Cd, Na, K, wykonane w przedziałach 20–100 °C i od –78 °C do 20 °C pokazały, że chociaż te pierwiastki spełniają prawo DiP powyżej 0 °C,



Rys. 1. Zależność ciepła właściwego od temperatury dla krystalicznego boru i krzemu, grafitu oraz diamentu (z pracy Webera [36]). Na osi rzędnych odłożono ciepło właściwe.

ich ciepło właściwe maleje wraz ze spadkiem temperatury. Potwierdziły one także obserwowany wcześniej przez Regnaulta dla ołowiu [33] oraz przez Leopolda Pebala i Hansa Jahna [41] dla antymonu spadek ciepła właściwego wraz ze spadkiem temperatury.

#### Pierwsze pomiary niskotemperaturowe

Skroplenie tlenu, azotu i innych gazów przez Zygmunta Florentego Wróblewskiego i Karola Stanisława Olszewskiego w roku 1883 [11] otworzyło drogę do badań właściwości ciał w niskich temperaturach. Otrzymywane ilości skroplonych gazów były jednak zbyt małe do takich zastosowań. Trzeba również zaznaczyć, że do badań zależności ciepła właściwego od temperatury nie przywiązywano wówczas zbyt dużej wagi, o czym świadczy mała liczba publikacji. Dopiero wynalezienie przez Carla Lindego [42] wydajnej skraplarki pozwoliło na uzyskiwanie ilości ciekłego powietrza wystarczających do badań w niskich temperaturach.

Pierwsze wyniki pomiarów ciepła właściwego w niskich temperaturach zostały opublikowane w roku 1898 przez Charlesa Christophera Trowbridge'a [43] i Ulricha Behna [44]. Trowbridge wykonał pomiary z użyciem ciekłego tlenu, ponieważ ciekłe powietrze wskutek odparowywania azotu zmienia swój skład i jego temperatura wzrasta. Ciekły tlen otrzymywał właśnie przez odparowanie azotu z ciekłego powietrza, a za temperaturę wrzenia ciekłego tlenu przyjął  $-181,4$  °C, tj. wartość wyznaczoną przez Olszewskiego [45] (autorzy omawianych dalej prac przyjmowali  $-182,4$  °C). Badania wykonał metodą mieszania i stosował kalorymetr wodny. Wyzначył ciepło właściwe Cu, Al i Fe w dwóch przedziałach: od  $-181,4$  °C do  $13$  °C i od  $23$  °C do  $100$  °C. Jego wyniki potwierdziły, że ciepło właściwe maleje wraz ze spadkiem temperatury.

Behn wykonał pomiary średniego ciepła właściwego ośmiu metali w przedziałach od  $18$  do  $100$  °C, od  $-79$  do

$18$  °C i od  $-186$  do  $-79$  °C. Otrzymane przez niego wyniki przedstawiono w tab. 5. Jak widać, ciepło właściwe maleje wraz ze spadkiem temperatury, pomimo że metale te spełniają prawo DiP w temperaturach powyżej  $0$  °C. Na podstawie tych wyników Behn wyciąga śmiały wniosek: „Jeżeli przedstawimy graficznie spadek ciepła właściwego z temperaturą, to jest możliwe, że wszystkie krzywe przecinają się przy temperaturze zera absolutnego i tam przyjmują najmniejszą wartość (0?). Jednak ten pogląd można traktować jako przypuszczenie. Wymaga to dalszych badań”. Ta sugestia Behna okazała się nadzwyczaj trafna i została potwierdzona w znacznie późniejszych pracach, jest ona również zgodna z kwantową teorią ciepła właściwego.

Tabela 5. Wartości średniego ciepła właściwego wyznaczone przez Behna [45]

Pierwiastek	Średnie ciepło właściwe w zakresie:		
	18–100 °C	(–79)–18 °C	(–186)–(–79) °C
ołów	0,0310	0,0300	0,0291
platyna	0,0324	0,0311	0,0277
iryd	0,0323	0,03	0,0263
pallad	0,059	0,0567	0,0491
miedź	0,094	0,0883	0,0716
nikiel	0,109	0,0983	0,0743
żelazo	0,113	0,099	0,0721
glin	0,22	0,195	0,153

W kolejnej pracy Behn wyznaczył średnie ciepło właściwe dalszych sześciu metali (Sb, Sn, Cd, Ag, Zn, Mg) oraz grafitu, w tych samych co poprzednio przedziałach temperatury [46]. W przedziale temperatury od  $-186$  do  $-79$  °C dla grafitu otrzymał średnie ciepło właściwe  $0,075$  (średnie atomowe ciepło właściwe  $0,9$ ). Otrzymane wyniki analizował przy założeniu, że zależność ciepła właściwego od temperatury  $t$  w skali Celsjusza jest paraboliczna, tj.



$\gamma(t) = A + Bt + Ct^2$ . Wtedy średnie ciepło właściwe w przedziale temperatury od  $t_1$  do  $t_2$

$$c_{1,2} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} (A + Bt + Ct^2) dt$$

$$= A + \frac{B}{2}(t_2 + t_1) + \frac{C}{3}(t_2^2 + t_1 t_2 + t_1^2). \quad (12)$$

Dla grafitu otrzymał następujące wartości współczynników:  $A = 0,161$ ,  $B = 6,28 \cdot 10^{-4}$ ,  $C = -1,12 \cdot 10^{-7}$ . Na tej podstawie stwierdził, że obliczone wartości ciepła właściwego grafitu w temperaturach  $t < -252 \text{ }^\circ\text{C}$  są ujemne i wyciągnął stąd wniosek, że krzywa zależności  $\gamma = f(t)$  musi mieć punkt przegięcia.

W tym samym czasie badaniem zależności ciepła właściwego metali od temperatury zajmował się William Augustus Tilden [47,48]. Wykonał on pomiary ciepła właściwego Ag, Al, Co, Ni oraz Pt w przedziale od kilkuset stopni (zależnie od badanego metalu) do temperatury wrzenia ciekłego tlenu, którą przyjął jako równą  $-182,5 \text{ }^\circ\text{C}$ . Na rysunku 2 przedstawiono otrzymane przez Tildena zależności ciepła właściwego Ag, Al, Ni i Pt od temperatury. Na podstawie tych wyników autor wyciąga wniosek, że w temperaturze zera bezwzględnego ciepło właściwe będzie miało różne wartości i krzywe zależności ciepła właściwego od temperatury nie będą się przecinały, chyba że w przypadku Ag i Pt poniżej temperatury wrze-

nia ciekłego tlenu nastąpi szybki spadek. Wniosek Tildena jest więc inny niż Behna.

Porównanie wartości ciepła właściwego otrzymanych przez różnych autorów wykazuje występowanie istotnych różnic. H.E. Schmitz [49] podjął próbę wyjaśnienia przyczyn różnic między wynikami Trowbridge'a, Behna i Tildena. Jednej z przyczyn upatrywał w wyznaczaniu temperatury początkowej badanego metalu. Sam zmierzył średnie ciepło właściwe następujących metali o różnej czystości: Ag, Al, Co, Cu, Fe, Ni, Pb, Sn, Tl, Zn. Pomiary wykonał w dwóch zakresach: od temperatury ciekłego powietrza do temperatury pokojowej i od 20 do 100  $^\circ\text{C}$ . Jego wyniki potwierdziły wcześniejsze obserwacje, że ciepło właściwe maleje ze spadkiem temperatury.

Zakres badań ciepła właściwego w niskich temperaturach został rozszerzony w roku 1905 przez Dewara [50]. Wyznaczył on ciepła właściwe diamentu i grafitu w trzech zakresach temperatury, a mianowicie: od  $-78 \text{ }^\circ\text{C}$  (temperatura resublimacji  $\text{CO}_2$ ) do 18  $^\circ\text{C}$ , od  $-188 \text{ }^\circ\text{C}$  (przyjęta przez niego temperatura wrzenia ciekłego powietrza) do  $-78 \text{ }^\circ\text{C}$  i od  $-252 \text{ }^\circ\text{C}$  (temperatura wrzenia ciekłego wodoru) do  $-188 \text{ }^\circ\text{C}$ . Podobnie jak Behn, stwierdził spadek wartości ich średniego ciepła właściwego ze spadkiem zakresu temperatury.

Nie będziemy analizować przyczyn wspomnianych różnic między wynikami otrzymanymi przez różnych autorów. Najważniejszy jest fakt, że wszyscy wymienieni autorzy stwierdzają spadek ciepła właściwego wraz z obniżeniem temperatury.

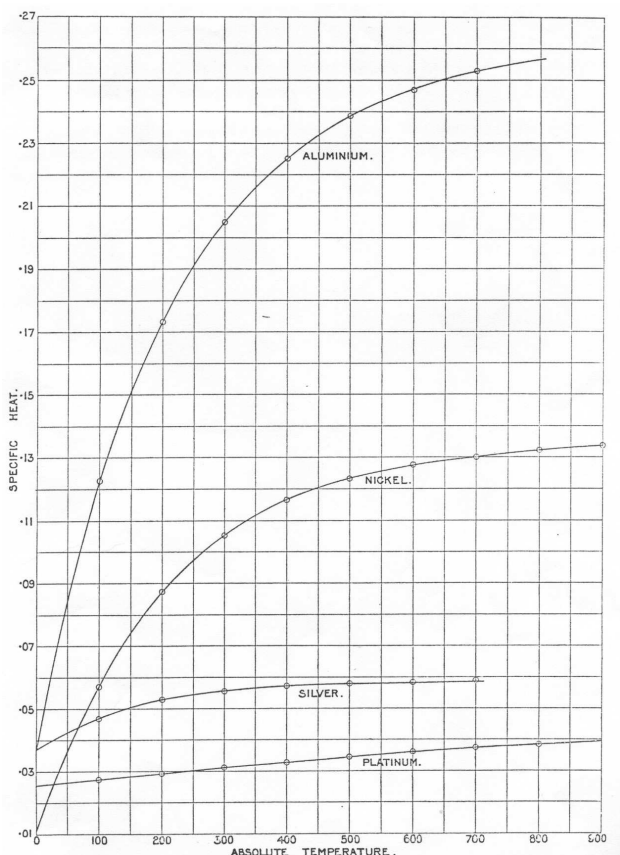
#### Model kwantowy Einsteina

Wyjaśnienie zależności ciepła właściwego od temperatury (zresztą niepełne) podał w roku 1907 Albert Einstein w pracy „Die Plancksche Theorie der Strahlung und die Theorie der spezifischen Wärme” (Teoria promieniowania Plancka i teoria ciepła właściwego) [51]. Na początku pracy przedstawił podejście zgodne z kinetyczno-molekularną teorią ciepła. Jeżeli przyjąć, że atom (jon) wykonuje drgania harmoniczne, to rozkład energii opisywany jest zależnością (w omówieniu stosujemy obecnie przyjmowaną symbolikę)  $\text{const} \cdot \exp(-E/kT)$ . Wobec tego średnia energia przypadająca na 1 stopień swobody  $\bar{E} = kT$ . Drgający atom ma 3 stopnie swobody, a więc jego średnia energia wynosi  $3kT$ . Ponieważ w gramocie mamy  $N$  atomów, ich średnia energia będzie  $3NkT = 3RT$ , a atomowe ciepło właściwe  $3R$ . Otrzymujemy więc prawo DiP.

Przyjęcie, że  $\bar{E} = kT$  prowadzi do wzoru Rayleigha na rozkład promieniowania ciała doskonale czarnego. Jeżeli założymy, że energia drgającego atomu może przyjmować dyskretne wartości 0,  $\varepsilon$ ,  $2\varepsilon$  itd. oraz – za Planckiem – że  $\varepsilon = hv$ , to średnia energia przypadająca na 1 stopień swobody

$$\bar{E} = \frac{hv}{\exp(hv/kT) - 1}, \quad (13)$$

i w konsekwencji otrzymamy wzór Plancka na rozkład promieniowania ciała doskonale czarnego. Dalej Einstein



Rys. 2. Zależność ciepła właściwego Al, Ni, Ag oraz Pt od temperatury (z pracy Tildena [48])

pisze: „Z powyższego wynika, w jakim sensie należy zmodyfikować kinetyczno-molekularną teorię ciepła, aby była ona zgodna z prawem rozkładu promieniowania ciała doskonale czarnego. Podczas gdy dotychczas ruchy drobin starano się powiązać z podstawowymi prawami, które są słuszne dla ruchów ciał obejmowanych zmysłami (chodzi też przy tym o pełną odwracalność procesów), to teraz musimy ustalić określone częstości, z jakimi mogą drgać jony, i muszą one przy tym umożliwiać wymianę energii między materią i promieniowaniem. Musimy też założyć, że wielokrotność stanów, jakie one mogą przyjąć, jest mniejsza aniżeli ciał z naszego otoczenia. Musimy założyć, że mechanizm przekazywania energii (która nie tworzy kontinuum) jest taki, że energia elementarnego układu drgającego może przyjąć wyłącznie wartości [podajemy je współczesnym zapisie]  $0, hv, 2hv$  etc.”. W tym miejscu Einstein zamieszcza przypis: „Jest ponadto jasne, że ten warunek można rozciągnąć na możliwe do wykonania drgania ciał, które składają się z dowolnej liczby elementarnych układów”. Dalej pisze: „Uważam teraz, że na tym wyniku nie powinniśmy poprzestać. Nasuwa się mianowicie pytanie: jeśli w teorii wymiany energii między promieniowaniem i materią przyjęte elementy drgające nie mieszczą się w pojęciach dotychczasowej teorii kinetyczno-molekularnej, to czyż nie musimy tej teorii zmodyfikować dla innych układów drgających, z których korzysta teoria molekularna ciepła? Jeśli teoria promieniowania trafia w sedno sprawy, to musimy oczekiwać również w innych działach teorii ciepła sprzeczności między dotychczasową teorią kinetyczno-molekularną a doświadczeniem i że sprzeczności te będzie można teraz usunąć. Według mnie jest tak istotnie i postaram się to wykazać poniżej”.

Jeżeli średnia energia drgającego atomu jest zatem dana wzorem (13), to średnia energia gramoatomu ma postać

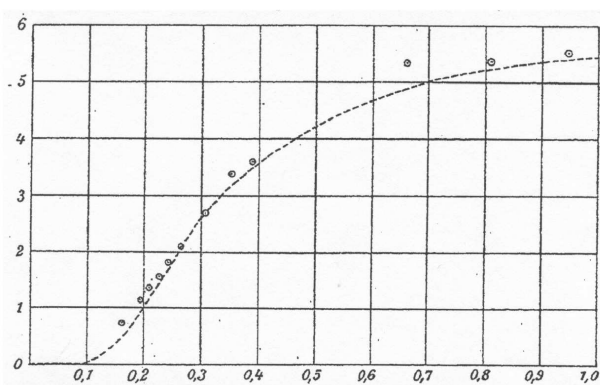
$$U = 3N \frac{hv}{\exp(hv/kT) - 1}, \quad (14)$$

a atomowe ciepło właściwe

$$\frac{dU}{dT} = 3R \frac{(hv/kT)^2 \exp(hv/kT)}{[\exp(hv/kT) - 1]^2}. \quad (15)$$

Na rysunku 3 krzywą ciągłą przedstawiono zależność atomowego ciepła właściwego od wielkości  $x = kT/hv$ . Jak widać, dla  $x > 1$  atomowe ciepło właściwe zmierza do stałej wartości i prawo DiP jest spełnione. W celu porównania teoretycznej zależności atomowego ciepła właściwego od temperatury z wynikami pomiarów Einstein analizuje wielkość  $x = kT\lambda/hc$  ( $\lambda$  – długość fali odpowiadająca częstości drgań  $\nu$ ,  $c$  – prędkość fali elektromagnetycznej w próżni). Wartość stosunku  $h/k$  przyjmuje  $4,84 \cdot 10^{-11}$  (w jednostkach cgs). Jeśli  $x > 1$ , to  $\lambda > 48 \mu\text{m}$ . Na tej podstawie wnioskuje, że jeśli  $\lambda < 48 \mu\text{m}$ , to atomowe ciepło właściwe nie spełnia prawa DiP.

Porównania zależności atomowego ciepła właściwego od temperatury ze swymi przewidywaniami dokonuje Einstein dla przypadku diamentu. Korzysta z wyników Webera zamieszczonych w tablicach Landolta–Börnsteina



Rys. 3. Zależność atomowego ciepła właściwego diamentu od temperatury (z pracy Einsteina [51]). Na osi rzędnych odłożono atomowe ciepło właściwe, a na osi odciętych wielkość  $x = kT/hv$ .

(nie podaje żadnych bliższych referencji), na rys. 3 oznaczone są one kropkami. Ponieważ dla temperatury  $T = 331,4 \text{ K}$  atomowe ciepło właściwe wynosi 1,838, Einstein otrzymuje  $x = 0,25$  oraz  $\lambda = 11 \mu\text{m}$ . Tę wartość  $\lambda$  wykorzystuje do obliczania wielkości  $x$  i przyporządkowania jej doświadczalnych wartości atomowego ciepła właściwego. Należy stwierdzić, że w niskich temperaturach teoria podana przez Einsteina daje wartości znacznie różniące się od wyników doświadczalnych, np. dla  $T = 222,4 \text{ K}$ ,  $x = 0,1679$  i obliczona wartość atomowego ciepła właściwego wynosi 0,549 (Einstein przyjmuje  $3R = 5,94$ ), podczas gdy wartość doświadczalna wynosi 0,762. W wyższych temperaturach zgodność z doświadczeniem jest lepsza.

Pełne rozwiązanie problemu ciepła właściwego podał w roku 1912 Peter Debye [52]. Ponieważ teoria Debye’a przedstawiona jest w wielu podręcznikach fizyki ciała stałego, nie będziemy jej tu omawiali.

Pragniemy podziękować prof. Björnowi Roosowi z Uniwersytetu w Lund, Christoferowi Wijkströmowi z Centrum Historii Nauki Królewskiej Szwedzkiej Akademii Nauk, prof. Pekka Pyykkö z Uniwersytetu w Helsinkach oraz profesorom Tomaszowi Dohnalikowi, Janowi Iwaniszewskiemu, Karolowi Musiolowi, Bartłomiejowi Pokrzywce i Andrzejowi Sadlejowi za pomoc w pozyskaniu materiałów do niniejszego opracowania. Panom profesorom Andrzejowi Sadlejowi i Witoldowi Wróblewskiemu dziękujemy ponadto za przekłady ze szwedzkiego i łaciny. Szczególnie dziękujemy prof. Andrzejowi K. Wróblewskiemu, który nie tylko pomógł nam w pozyskaniu materiałów i zwrócił naszą uwagę na parę prac, ale również przeczytał manuskrypt i służył swymi uwagami.

## Literatura

- [1] T.S. Kuhn, „Quantum theory of specific heat”, *Proc. XIV Int. Conf. Hist. Sci.*, Tokyo 1974; polski przekład: *Zagadnienia Naukoznawstwa* **1**, 149 (1978).
- [2] K. Szymborski, *Relacje teorii i eksperymentu w genezie fizyki kwantowej* (Ossolineum, Wrocław 1980).
- [3] M. K. Barnett, *The Scientific Monthly* **42**, 165, 247 (1946).
- [4] D. McKie, N.H. de V. Heathcote, *The Discovery of Specific and Latent Heat* (Edward Arnold & Co., Londyn 1935).

- [5] W.P. Zubow, *Trudy Inst. Istorii Jestestwoznaniya i Techniki* **5**, 69 (1955).
- [6] F.S. Taylor, *Ann. of Sci.* **5**, 129 (1941–1947).
- [7] E. Wohlwill, *Ann. Phys. (Pogg. Ann.)* **124**, 163 (1865).
- [8] *Abhandlungen über Thermometrie von Fahrenheit, Réaumur, Celsius (1724, 1730–1733, 1742)*, red. A.J. Oettingen (Engelmann, Leipzig 1894), w serii *Ostwald's Klassiker der Exakten Wissenschaften*, t. 57.
- [9] R.S. Ingarden, *Fizyka i fizycy* (Wydawnictwo UMK, Toruń 1994).
- [10] M. Grotowski, M. Sadzewiczowa, W. Werner, *Dzieje rozwoju fizyki w zarysach*, wyd. II (Warszawa 1931), t. 1.
- [11] A.K. Wróblewski, *Historia fizyki* (Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2006).
- [12] B. Taylor, *Phil. Trans.* **32**, 291 (1723).
- [13] G.W. Richman, *Novi Commentarii Acad. Sci. Imp. Petrop.* **1**, 152 (1750); przekład na j. rosyjski wraz z komentarzem w: G.W. Richman, *Trudy po fizykie*, red. A.T. Grugorian (Wyd. AN ZSSR, Moskwa 1956).
- [14] E. Mach, *Die Principien der Wärmelehre* (Lipsk 1900).
- [15] J.H. Lambert, *Acta Helvetica physico-mathematico-anatomico-botanico-medico* **2**, 172 (1755).
- [16] J.C. Wilcke, *Konig. Vet. Acad. nya Handlinger* **2**, 49 (1781).
- [17] *Johan Gadolin, 1760–1852, In Memoriam*, red. E. Hjelt, R. Tigerstedt (Helsingfors 1910).
- [18] J.H. de Magellan, *Essai sur la Nouvelle Théorie du Élémentaire, et de Chaleur des Corps* (Londyn 1780).
- [19] P. Dulong, A. Petit, *Ann. Chim. et de Phys.* **10**, 113 (1817).
- [20] A. Petit, P. Dulong, *Ann. Chim. et de Phys.* **14**, 189 (1819).
- [21] F.E. Neumann, *Ann. Phys. u. Chem. (Pogg. Ann.)* **99**, 1 (1831).
- [22] F.E. Neumann, *Ann. Phys. u. Chem. (Pogg. Ann.)* **99**, 40 (1831).
- [23] V. Regnault, *Ann. de Chim. et de Phys.*, ser. II **73**, 7 (1840).
- [24] V. Regnault, *Ann. de Chim. et de Phys.*, ser. III **1**, 129 (1841).
- [25] A. de La Rive, F. Marcet, *Ann. de Chim. et de Phys.*, ser. II **75**, 113 (1840).
- [26] P. Favre, J. Silbermann, *Ann. de Chim. et de Phys.*, ser. III **34**, 357 (1852).
- [27] V. Regnault, *Ann. de Chim. et de Phys.*, ser. III **63**, 5 (1861).
- [28] H. Kopp, *Ann. Chem. u. Pharm. (Liebig's Ann.)*, III Supplementband, s. 1, 289 (1864).
- [29] A. Bettendorff, A. Wüllner, *Ann. Phys. u. Chem. (Pogg. Ann.)* **133**, 293 (1868).
- [30] L. Boltzmann, *Sitzunsber. Kaiserlichen Akad. Wissenschaften* **63**, 712 (1871).
- [31] H.F. Weber, *Ann. Phys. u. Chem. (Pogg. Ann.)* **223**, 311 (1872).
- [32] H.F. Weber, *Phil. Mag.* **44**, 251 (1872).
- [33] V. Regnault, *Ann. Phys. u. Chem. (Pogg. Ann.)* **154**, 118 (1849).
- [34] R. Bunsen, *Ann. Phys. u. Chem. (Pogg. Ann.)* **217**, 1 (1870).
- [35] J. Dewar, *Phil. Mag.* **44**, 461 (1872).
- [36] H.F. Weber, *Ann. Phys. u. Chem. (Pogg. Ann.)* **230**, 367 (1875).
- [37] H.F. Weber, *Ann. Phys. u. Chem. (Pogg. Ann.)* **230**, 553 (1875).
- [38] H.F. Weber, *Phil. Mag.* **49**, 180, 276 (1875); są to przekłady na j. angielski prac [36,37].
- [39] T. Tohei i in., *Phys. Rev. B* **73**, 064304 (2006).
- [40] L. Schütz, *Ann. Phys. u. Chem. (Wied. Ann.)* **282**, 177 (1892).
- [41] L. Pebal, H. Jahn, *Ann. Phys. u. Chem. (Wied. Ann.)* **263**, 584 (1886).
- [42] C. Linde, *Ann. Phys. u. Chem. (Wied. Ann.)* **293**, 328 (1896).
- [43] C.C. Trowbridge, *Science* **8**, 6 (1898).
- [44] U. Behn, *Ann. Phys. u. Chem. (Wied. Ann.)* **302**, 237 (1898).
- [45] C. Olszewski, *Phil. Mag.* **39**, 188 (1895).
- [46] U. Behn, *Ann. d. Phys.* **306**, 257 (1900).
- [47] W.A. Tilden, *Phil. Trans. Roy. Soc. of London* **194**, 233 (1900).
- [48] W.A. Tilden, *Phil. Trans. Roy. Soc. of London* **201**, 37 (1903).
- [49] H.E. Schmitz, *Proc. Roy. Soc. of London* **72**, 177 (1903).
- [50] J. Dewar, *Proc. Roy. Soc. of London* **76**, 325 (1905).
- [51] A. Einstein, *Ann. d. Phys.* **22**, 180 (1907).
- [52] P. Debye, *Ann. d. Phys.* **39**, 789 (1912).



Prof. FRANCISZEK ROZPŁOCH (z lewej) od lat sześćdziesiątych ubiegłego wieku zajmuje się fizyką węgla. Badania przez niego prowadzone obejmowały uporządkowane struktury węgla (HOPG), węgiel amorficzny, w tym także wodorowany (a-C:H),

cienkie warstwy diamentowe, fulereny i nanorurki. Pod koniec lat sześćdziesiątych prowadził w Instytucie Fizyki UMK wykłady z historii fizyki. W latach siedemdziesiątych był stypendystą Fundacji Humboldta na Uniwersytecie w Karlsruhe. Jedną z jego najnowszych publikacji wyjaśnia charakter sił metalicznych wiążących warstwy grafenowe w graficie.

Prof. ANDRZEJ BIELSKI (w środku) prowadzi badania kształtów atomowych linii widmowych metodami spektroskopii wysokiej zdolności rozdzielczej. Badania te dotyczą oddziaływań międzyatomowych w fazie gazowej oraz (ostatnio) kształtów linii zimnych atomów uprzednio schłodzonych w pułapce MOT. Pod koniec lat siedemdziesiątych zaczął zajmować się również historią fizyki, m.in. uczestniczy w pracach nad przekładem z łaciny na język polski dzieła *Perspektywa Witelona* (XIII w.), pierwszego polskiego uczonego (przyrodnika) o znaczeniu międzynarodowym.

Prof. JAROSŁAW ZAREMBA specjalizuje się w fizyce atomowej i optyce kwantowej. Prowadził badania dotyczące pompowania optycznego i podwójnego rezonansu, procesów wielofotonowych w polu silnego promieniowania laserowego, optyki nieliniowej. Obecnie jego aktywność naukowa dotyczy przede wszystkim tematyki związanej z rozchodzeniem się impulsów w modyfikowanych optycznie ośrodkach atomowych, w szczególności „spalniania” i „zatrzymywania” światła. Jest kierownikiem Zakładu Mechaniki Kwantowej IF UMK.

## ■ Ryszard Gonczarek

Urodził się w 1952 r. we Wrocławiu. W 1976 r. ukończył studia na Wydziale Podstawowych Problemów Techniki Politechniki Wrocławskiej na kierunku fizyka. W latach 1975–78 doktorant w Instytucie Fizyki PWr. Rozprawę doktorską (promotor prof. Jerzy Czerwonko) obronił w 1978 r. Habilitował się w 1988 r. na Wydziale Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Wrocławskiego, a tytuł naukowy otrzymał 22 października 2007 r.

Od roku 1978 zatrudniony w IF PWr na stanowiskach kolejno adiunkta, docenta i profesora nadzwyczajnego. Był prodziekanem WPPT (1993–96), pełnomocnikiem rektora ds. studenckich (1996–99), a także członkiem sekcji fizyki Komitetu Badań Naukowych (2000–02). Od 2003 r. jest doradcą prorektora PWr ds. studiów doktoranckich.

Jego specjalność to teoria ciała stałego i fazy skondensowanej. Zajmował się nadciekłym helem-3, osobliwymi cieczami Fermiego, nadprzewodnikami nowej generacji, a także dekoherencją kwantowych stopni swobody w układach nanoskopowych. Prowadzi badania analityczne, o możliwie dużym stopniu ogólności, polegające na tworzeniu i przetwarzaniu układów modelowych z uwzględnieniem ich symetrii, struktury przestrzennej, wewnętrznych mechanizmów oddziaływań, wpływu domieszek, pól zewnętrznych i innych czynników oraz wyznaczaniu własności takich układów przez znajdowanie analitycznych rozwiązań sformułowanych zagadnień i ich asymptotycznych zachowań, uzupełnianych wynikami numerycznymi.



Jest autorem lub współautorem 75 artykułów naukowych (65 z listy filadelfijskiej), kilkudziesięciu referatów i komunikatów konferencyjnych oraz dwóch podręczników akademickich i dwóch monografii. Wypromował pięciu doktorów, dwa dalsze przewody doktorskie są w toku. Od wielu lat prowadzi wykłady kierunkowe i specjalistyczne dla studentów i doktorantów Wydziału. Od 1993 r. jest związany z programami europejskimi kierowanymi do uczelni. Obecnie jest koordynatorem interdyscyplinarnego programu unijnego dla doktorantów. Żona Ewa – sędzia, syn Adam – student.

## ■ Piotr Przysławski

Urodził się w 1950 r. w Chobieni (woj. wrocławskie). Studia fizyki ukończył na Uniwersytecie Wrocławskim w 1974 r. Następnie podjął pracę w Instytucie Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu. Tu też obronił w 1981 r. pracę doktorską na temat własności nadprzewodzących układów cienkowarstwowych o strukturze A-15 i faz Chevrela (promotor prof. Bolesław Makiej). W tym samym roku rozpoczął pracę w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie. W latach 1983–85 przebywał na stypendium Humboldta w KFA Jülich, prowadząc badania nadprzewodników magnetycznych o strukturze faz Chevrela.

W roku 1986 zainicjował badania nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego w Polsce. Koncentrowały się one na problematyce ich własności transportowych i magnetycznych. Badania nadprzewodników wysokotemperaturowych kontynuował w Technische Hochschule Darmstadt w ramach stypendium Humboldta (1990) oraz w Interdisciplinary Research Centre in Superconductivity na Uniwersytecie w Cambridge (1991–93).



W 1994 r. uzyskał habilitację na podstawie rozprawy „Nadprzewodnictwo w silnie skorelowanych układach wielokładnikowych”.

Od roku 1994 prowadzi badania efektu bliskości w cienkowarstwowych układach tlenkowych ferromagnetyk/nadprzewodnik. Prace te dotyczą efektów dalekozasięgowych (oddziaływania orbitalne) oraz bliskozasięgowych. W 1997 r. przebywał w Instytucie Badań Materiałowych Uniwersytetu Tohoku w Sendai, kontynuując badania układów ferromagnetyk/nadprzewodnik. Jego aktualne badania dotyczą wielofunkcyjnych układów magnetyk/nadprzewodnik wysokotemperaturowy i multiferroik/magnetyk.

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych otrzymał 22 października 2007 r.

## ■ Anna Ślawska-Waniewska

Urodziła się 31 grudnia 1950 r. w Łodzi. Studia odbyła na Wydziale Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Łódzkiego, uzyskując w 1973 r. tytuł magistra fizyki i dyplom z wyróżnieniem. Następnie była słuchaczką Studium Doktoranckiego w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie, gdzie w 1977 r. obroniła pracę doktorską (promotor prof. Sylwester Porowski). Od tamtego czasu do chwili obecnej pracuje w Instytucie Fizyki PAN (choć w latach 1977–90 była oficjalnie zatrudniona w Ośrodku Badawczo-Rozwojowym Wysokich Ciśnień UNIPRESS PAN). Habilitację uzyskała w IF PAN w 2001 r. na podstawie rozprawy „Oddziaływania magnetyczne i zjawiska powierzchniowe w magnetykach nanokrystalicznych”. Tytuł profesora nauk fizycznych otrzymała 22 października 2007 r.

Zajmowała i zajmuje się różnymi aspektami fizyki magnetyków – od monokryształów przez szkła amorficzne i materiały nanokrystaliczne aż po nanowymiarowe cząstki magnetyczne i magnetyki organiczne. Jej prace dotyczą m.in. procesów magnesowania, oddziaływań magnetycznych i relaksacji superparamagnetycznych w nanowymiarowych układach wielofazowych, zjawisk zachodzących na granicach faz oraz niekolinearnych powierzchniowych struktur spinowych. Ostatnio prowadzi głównie badania w zakresie biomagnetyzmu i nanomedycyny, w szczególności dotyczące opracowywania nanostruktur magnetycznych o specyficznych właściwościach umożliwiających ich wdrożenie do nowoczesnej diagnostyki i terapii medycznej.

Od roku 1994 jest kierownikiem Zespołu Problemowego Fizyki Magnetyków Niskowymiarowych w IF PAN. Brała udział w realizacji kilku projektów badawczych, kierowała wieloma tematami współpracy międzynarodowej. Jest autorem lub współautorem ponad 120 publikacji w czasopiśmie z listy filadelfijskiej oraz 15 wykładów wygłoszonych na zaproszenie na konferencjach międzynarodowych.

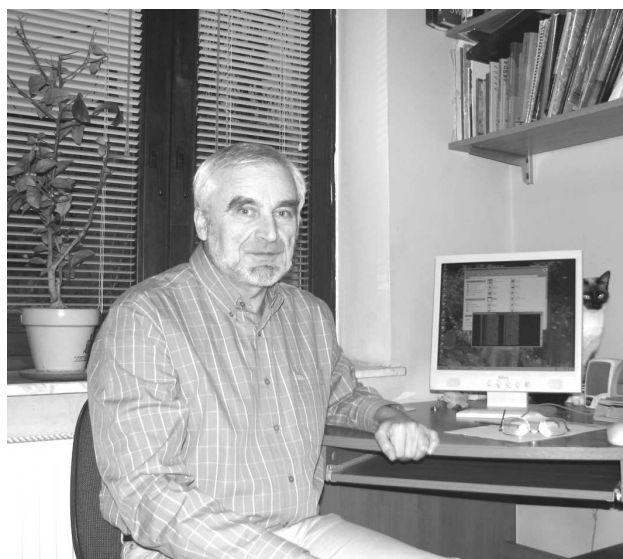


Poza fizyką kocha góry, a wolny czas najchętniej spędzałaby albo na nartach, albo na górskich szlakach. Kiedyś czynnie uprawiała wspinaczkę wysokogórską; teraz żyje się w pracach ogrodniczych – jej pasją są kwiaty, a o jej mieszkaniu znajomi mówią, że to „małpi gaj”. Ma córkę Maję, która uwielbia tańczyć salsę i jazz, a jest matematykiem.

## ■ Stanisław Bednarek

Urodził się w 1947 r. w Krakowie. W latach 1966–70 studiował fizykę na Uniwersytecie Jagiellońskim. Stopień doktora nauk fizycznych uzyskał w 1977 r. w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie (promotor prof. Maciej Suffczyński), a habilitował się w roku 1997 na Wydziale Fizyki i Techniki Jądrowej Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie. Tytuł naukowy otrzymał 22 października 2007 r.

Od 1970 r. do chwili obecnej pracuje na AGH, aktualnie w Katedrze Fizyki Teoretycznej i Komputerowej na Wydziale Fizyki i Informatyki Stosowanej.



W latach 1980–84 w ramach dwóch staży naukowych pracował łącznie około 30 miesięcy w grupie prof. Ulricha Rösslera w Zakładzie Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu w Ratybonie. Ponadto odbył dwa krótkoterminowe pobyty (1997 i 1999) na uniwersytecie w Metz oraz jeden (1997) na uniwersytecie w Antwerpii.

Jego dorobek naukowy obejmuje sto kilkadziesiąt publikacji (w tym 35 w *Physical Review*). Początkowo zajmował się teorią ekscytonów, tworzonych przez nie kompleksów, stanami domieszkowymi w półprzewodnikach oraz wpływem oddziaływania elektron–fonon na te układy. Od dziesięciu lat bada nanostruktury półprzewodnikowe, teorię stanów elektronowych w kropkach kwantowych, modelowanie potencjałów uwięzienia dla elektronów w nanourządzeniach, a ostatnio symulacje działania kwantowych bramek logicznych i formowanie solitonowych stanów elektronowych w nanostrukturach półprzewodnikowych.

Za prace naukowe otrzymał Nagrodę Polskiego Towarzystwa Fizycznego w 1974 r. i pięciokrotnie Nagrodę Ministra Edukacji Narodowej.

Poza pracą zawodową zajmuje się płetwonurkowaniem. Jest instruktorem sportu „Instruktor Płetwonurkowania I Klasy” („★★★ instructor CMAS”). Prowadzi w tym zakresie działalność szkoleniową w Akademickim Klubie Podwodnym „Krab” w Krakowie.

## Zadania z fizyki

Andrzej Bujko: *Zadania z fizyki z rozwiązaniami i komentarzami*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 2006, s. 382.

Zbiór zadań Andrzeja Bujki to pozycja imponująca zakresem materiału obejmującym praktycznie całość kursu przedmiotu, a także ujmująca autorskim, oryginalnym podejściem do problemów z dziedziny fizyki. To kolekcja wielu ciekawych zadań przetestowanych przez Autora, wyszukanych, jak sam podkreśla, w trakcie prowadzenia ćwiczeń rachunkowych dla studentów różnych wydziałów uczelni technicznych.

Obcując z książką, trudno się oprzeć wrażeniu, że dr Andrzej Bujko należy do elitarnego grona dydaktyków-pasjonatów, którzy do swoich publikacji dydaktycznych (skryptów laboratoryjnych, zbiorów zadań) podchodzą z najwyższym pietyzmem. Czytelnik ma przyjemne poczucie korzystania z książki dojrzałej, spójnej, o przemyślanej konstrukcji, powstałej w dłuższym, naturalnym procesie selekcji ciekawych problemów. Wyczuwalne oddanie się przez Autora pasji dydaktycznej w nauczaniu przedmiotu wymagającego i dziś niepopularnego jest już pewną gwarancją jakości. Książka nie sprawia wrażenia pisanej w pośpiechu na zamówienie, lecz powstałej w ciągłym procesie udoskonalania.

Poziom zbioru uważam za dość wysoki, odpowiedni dla studentów wydziałów matematyczno-fizycznych. Bogactwo przykładów i różnorodny stopień ich trudności pozwala jednak na korzystanie ze zbioru również przez studentów z innych wydziałów, mimo że obecnie poziom fizyki w szkołach średnich dramatycznie się obniżył, a liczba godzin fizyki na uczelniach jest ciągle zmniejszana. To cenna pozycja dla wykładowców i studentów, w tym także tych, którzy z powodu redukcji godzin zmagają się z materiałem samodzielnie, oraz nauczycieli i uzdolnionej młodzieży licealnej (olimpijczyków), tym bardziej że podobnych pozycji na polskim rynku jest wciąż mało. Niektóre zadania mogą przypaść do gustu pasjonatom fizyki, np. czytelnikom *Delty*. Na okładce widnieje uwaga o przydatności książki zwłaszcza dla studentów zaocznych. To dyskusyjna opinia ze względu na poziom tego rodzaju studiów. Książka, przy odpowiedniej dozie wytrwałości, może jednak i im przynieść dużo pożytku.

Wydaje się, że sposób opracowania zbioru wychodzi naprzeciw obecnemu zapotrzebowaniu. Konieczność racjonalnego uatrakcyjniania przedmiotu oraz troski o czytelnika znajdują tutaj swój wyraz. Przyjęta forma rozwiązań z komentarzami jest oryginalna i bardzo pomocna. Komentarze nie towarzyszą wszystkim zadaniom, co zresztą byłoby nadgorliwością; tam, gdzie się pojawiają, choć zwarte i esencjonalne, są w pełni uzasadnione – mogą sprowokować do dalszych studiów i pytań, a nawet do sformułowania nowych zadań. Taka otwartość jest zawsze pożądana, bo łamie niezdrowe szablony. Podobnie skróty bywają niekiedy rozwiązania, choć Autor, zapewne na podstawie swoich bezpośrednich doświadczeń z pracy ze studentami

„przy tablicy”, rozwija i oryginalnie uogólnia wybrane przejścia („wąskie gardła”) w obliczeniach. Niektóre wątki są natomiast pominięte, zapewne z konieczności ograniczenia rozmiarów książki. (Nie jest to zresztą czynnik bez znaczenia. Jak wynika ze szczerych opinii studentów, wybierają oni podręczniki cieńsze, bardziej poręczne – to już znak naszych czasów). Tak więc odczuwalne jest stałe staranie Autora o zachowanie lapidarnego stylu. Niektóre komentarze mogłyby jednak być dłuższe z pożytkiem dla czytelników, z kolei innych mogłoby nie być wcale. Przykładem tych pierwszych jest nieco zaskakujący „Komentarz końcowy do zbioru” (s. 381). Dwa skromne akapity rozczarowują – takiemu ogólnemu podsumowaniu należałoby poświęcić znacznie więcej miejsca. Podobnie jest z rozdziałem 1 dotyczącym metodyki rozwiązywania zadań. Szkoda, że tak doświadczony Autor nie pokusił się o bardziej osobiste i wnikliwie obserwacje z życia codziennego. Zamiast tego mamy mocno skróty, formalne i „oficjalne” wprowadzenie o operacjach matematycznych.

Wstępy teoretyczne rozpoczynające rozdziały, a także, co ciekawe, podrozdziały, są rzecz jasna ze wszech miar pożyteczne, relaksująco rozcieńczają zadania. Podobnie jak komentarze, są miejscami bardzo treściwe, choć niektóre wątki Autor z pasją rozwija, dodając wiele uwag. Streszczenia takie służą „skupieniu uwagi”, tworząc pewną całość z rozwiązaniami i komentarzami. To ponownie ukłon w stronę samouków. Wybrane do książki przykłady są wnikliwie analizowane w imię hasła „jakość zamiast ilości”.

Niektóre komentarze zdradzają zamiłowanie Autora do eksperymentu. To raczej rzadkość w zbiorach zadań, aby traktować problemy fizyczne tak uniwersalnie i całościowo, a tym samym zasypywać „rów ignorancji” między doświadczeniem a teorią. Poruszane są szczegóły błędów obliczeń (np. zad. 2.4.7 na s. 63), zadawane pytania praktyczne z zakresu termodynamiki (np. w zad. 2.10.4 na s. 112), zjawisk elektrycznych (praktyczne uwagi „laboratoryjne”) czy magnetycznych (np. rozbudowany problem dotyczący zjawiska Einsteina–de Haasa, zad. 3.5.6 na s. 171). Zresztą same treści zadań (opisy przypadków) to czasem solidna dawka fizyki.

Na tle innych zbiorów zadań książka Andrzeja Bujki wyróżnia się imponującą rozpiętością zagadnień w jednym zwartym tomie. To podróż przez prawie całą wykładaną fizykę, nad którą Autor panuje (w przeciwieństwie np. do zbiorów kilku autorów, gdzie często nie udaje się takiej spójności zapewnić). Ta jednorodność wyraża się m.in. w tym, że Autor odnosi się do innych rozwiązań i komentarzy, w których wcześniej wyprowadził już daną formułę. Czytelnik ma wrażenie dobrze przemyślanej konstrukcji. Niekiedy wzory w rozwiązaniach pojawiają się jednak bez uzasadnienia (szczególnie w ambitniejszych rozdziałach końcowych poświęconych np. fizyce ciała stałego), ale pewnie znowu to nieuniknione ze względu na brak miejsca. Wydaje się, że ten zbiór można czytać „od deski do deski”, jak dobry słownik Kopalińskiego czy encyklopedię.

Przeważają zadania obliczeniowe, które rozwiązane są starannie do końca, w duchu inżynierskim (zawierają dokładne rozwiązania liczbowe). Dydaktycy wyrażają też opinię o zaletach tzw. zadań nieobliczeniowych, które rozwijają myślenie twórcze i intuicyjne (patrz *Nieobliczeniowe zadania z fizyki z rozwiązaniami* Domańskiego i Turlo, Prószyński i S-ka, Warszawa 1997). Tutaj jest ich mniej, ale ten brak kompensują ciekawe jakościowe analizy w komentarzach i rozwiązaniach. Zadania łatwiejsze przemieszane są z trudniejszymi (bez „gwiazdek” – przypomina to *Zbiór zadań z fizyki* Araminowicza, PWN, Warszawa 1985). Unika się dzięki temu mechanicznego szufladkowania problemów.

Pracując ze zbiorem, odnieść też można wrażenie atmosfery bardziej „inżynierskiej”, rodem ze słynnego zbioru Mieszczerckiego (*Zbiór zadań z mechaniki*, PWN). Nie ma tu bowiem, tak jak np. w nowym zbiorze Walkera *Podstawy fizyki. Zbiór zadań* do podręcznika Hallidaya, Resnicka i Walkera, wątków interdyscyplinarnych z innych dziedzin (biologii, sportu, a nawet sztuki) czy z życia codziennego, ani krótkich informacji historycznych. Na przykład, w zadaniu o kwantowym zjawisku Halla można by wspomnieć, że doczekało się ono Nagrody Nobla.

Zbiór składa się z dziewięciu rozdziałów. Pierwszy, skromny, poświęcony jest metodyce i ogólnym uwagom, być może nawet zbyt ogólnym. Moim zdaniem mógłby być bardziej rozbudowany. Rozdział drugi, dotyczący zjawisk mechanicznych, zawiera mniej zadań poświęconych siłom i ruchom (starannie dobrane przykłady, bez powielania podobnych problemów, co można spotkać w innych zbiorach), więcej zaś uwagi poświęca drganiom oraz ruchowi falowemu, i słusznie! Dość zaskakujące jest płynne, nowatorskie przejście do zagadnień termodynamicznych (od p. 2.8, ładne przykłady z potencjałami termodynamicznymi). Kolejne, ciekawe części tego rozdziału poświęcone są m.in. przewodnictwu cieplnemu, lepkości, dyfuzji i napięciu powierzchniowemu. Pouczający jest tytuł jednego z podrozdziałów: „Przyczynowo-skutkowy opis oddziaływań”, świadczący o szerszej perspektywie Autora.

Rozdział trzeci to zjawiska elektryczne i magnetyczne, a kolejny obejmuje zjawiska optyczne; w nim Autor przechodzi bezpośrednio do takich kluczowych pojęć, jak interferencja, dyfrakcja, polaryzacja, nie zajmuje się natomiast optyką geometryczną. Z kolei rozdział piąty, o szczególnej teorii względności, jest dość skromny w porównaniu z rozdziałem czwartym. Zwraca uwagę zaakcentowanie własności transformacyjnych wielkości kinematycznych i dynamicznych (studenci np. mają ciągły problem z pogodzeniem się z faktem, że kontrakcja długości to tylko czysty efekt zmiany układu odniesienia).

Od rozdziału szóstego dla czytelnika mniej wytrawnego może być nieco „pod górkę”. Zaczynają się zjawiska kwantowe; niektóre zadania z mechaniki kwantowej są ciekawe (rodz. 6 i 7). Rozdział 8 zajmuje się ciałem stałym, a ostatni, nieco krótszy, jądrem atomowym i cząstkami elementarnymi.

Materiał ilustracyjny jest staranny, ale dość skromny. Porównanie zbioru np. z książką Nizioła *Metodyka rozwią-*

*zywania zadań z mechaniki* (WNT, Warszawa 2002) pokazuje, jak pouczające mogą być dobre rysunki. W recenzowanym zbiorze jest ich stosunkowo mało, są też dość małych rozmiarów. Całość tekstu jest niestety dość zbita, informacje są „gęsto upakowane”, choć wzory wyglądają bardzo elegancko – nic dziwnego, bo zbiór złożony jest w TeX-u. Poręczny format i dobrej jakości papier stanowią walor książki, ale jej strona graficzna mogłaby być bardziej atrakcyjna. Numeracja wzorów jest dość swobodna; niektóre nie są numerowane, choć wydają się istotne (jaki był zatem klucz?). Przydałby się także skorowidz.

Mam jeden zarzut dotyczący języka zbioru. Chodzi o miejsca sztuczne i niejasne sformułowania, począwszy od przedmowy po komentarze – niekiedy wiele słów niesie mało treści. Język sprawia też czasem wrażenie mówionego, co ma z kolei zalety, bo oddaje autorski charakter tekstu. Można podejrzewać, że korektorzy chcieli utrzymać taki właśnie osobisty styl Autora. Dość zawile sformułowania można było jednak po prostu odchudzić, a mocno formalne komentarze zastąpić prostymi stwierdzeniami.

Autor posługuje się często jednostkami spoza układu SI, zarówno w treści zadań jak i rozwiązaniach. Być może wskazana byłaby tutaj większa konsekwencja. Inną kwestią jest dokładność wyników liczbowych, czasem zbyt duża, zwłaszcza gdy wziąć pod uwagę zgrubne dane wyjściowe (może być to niedydaktyczne). Za to ciekawe i pożyteczne są komentarze o realności bądź nierealności wyników obliczeń.

Podsumowując, zbiór zadań Andrzeja Bujki jest bardzo pożyteczny i wartościowy. Imponuje benedyktyńska praca Autora w doborze oryginalnych zadań oraz połączeniu ich w sieć rozwiązań i praktycznych komentarzy. Uważam tę pozycję za ważny krok w wypełnianiu luki na rynku wydawniczym w tej branży.

Na koniec krótka lista dostrzeżonych drobnych nieścisłości:

- s. 51, zad. 2.3.6: „uzyskuje prędkość dzięki energii potencjalnej” (chodzi raczej o jej zmianę);
- s. 56, zad. 2.3.12: „równanie energii” (raczej równanie zachowania energii);
- s. 58/59, wstęp teoretyczny, p. 5.4: Autor mógłby dokładniej wyjaśnić użycie liczb zespolonych;
- s. 62, zad. 2.4.5: to przykład niejasnego sformułowania – „kołysania pionowe”, chodzi przecież o drgania pionowe;
- s. 65, zad. 2.4.8: przykład wspomnianej przesadnej dokładności obliczeń; nie ma podstaw do takiej dokładności wyniku dla okresu drgań obręczy,
- s. 94, wstęp teoretyczny: „ $T$  określająca stan nagrzania” (żargon);
- s. 155, wstęp teoretyczny, p. 3.4: wzór na siłę Lorentza (133) nie wynika (jak twierdzi Autor) z formuły (132) na siłę oddziaływania pola magnetycznego na element prądu; jest raczej odwrotnie.

Maciej Mulak  
Instytut Fizyki  
Politechnika Wrocławska

## Warsztaty Fizyki Powierzchni IWSP 2007

W dniach 10–15 września 2007 r. w Polanicy Zdroju odbyły się Międzynarodowe Warsztaty Fizyki Powierzchni IWSP 2007 (International Workshop on Surface Physics, [www.iwsp.ifd.uni.wroc.pl](http://www.iwsp.ifd.uni.wroc.pl)) organizowane przez Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego. Warsztaty te stanowią kontynuację Międzynarodowych Seminariów Fizyki Powierzchni (International Seminars on Surface Physics) odbywających się od roku 1976.

W tym roku konferencja, której dyrektorem naukowym był autor tego sprawozdania, miała tytuł „Nanostruktury na powierzchniach” i dotyczyła takich zagadnień fizykochemii powierzchni ciała stałego, jak nanostrukturyzacja, nanotechnologia, atomowa i elektronowa struktura układów fazowych, dyfuzja, wzrost warstw, formowanie się oraz właściwości organicznych i nieorganicznych warstw molekularnych na powierzchniach oraz właściwości układów tlenek–metal oraz ciecz–ciało stałe. Podczas wykładów i sesji plakatowych przedstawiano najnowsze wyniki badań nad właściwościami materii w skali atomowej. Tematem wykładów były aspekty zarówno teoretyczne jak i doświadczalne. Prowadzone dyskusje dotyczyły skaningowych metod próbnikowych (STM, STS i AFM) umożliwiających odwzorowanie powierzchni ciał stałych z rozdzielczością atomową oraz manipulację pojedynczymi atomami i molekułami. Przedstawiano poszukiwania nowych materiałów o określonych właściwościach katalitycznych, elektrycznych i magnetycznych.

W konferencji brało udział 108 naukowców z 21 krajów. Zaproszonymi wykładowcami byli światowej sławy fizycy i chemicy: Conrad Becker (Niemcy), Erminald Bertel (Austria), Michael Bowker (Wielka Brytania), Jason Chia-Seng Chang (Tajwan), Peter Dowben (USA), Fernando Flores (Hiszpania), Frantisek Máca (Czechy), John O'Connor (Australia), Marian Radny (Australia), Talat Rahman (USA), Karl-Heinz Rieder (Szwajcaria), Matthias Scheffler (Niemcy), Michel A. Van Hove (Hong Kong), Elias Vlieg (Holandia), Roland Wiesendanger (Niemcy), Ivan Yakovkin (Ukraina). Udział wzięło też ponad 40 doktorantów, którzy przedstawiali wyniki swoich prac doktorskich w postaci plakatów lub 30-minutowych prezentacji.

Konferencja IWSP umożliwiła wymianę doświadczeń i nawiązanie współpracy naukowej z czołowymi ośrodkami naukowymi na świecie. Liczny udział doktorantów i młodych pracowników naukowych odzwierciedla aktualność problematyki nanostrukturyzacji powierzchni oraz duże zainteresowanie metodami doświadczalnymi umożliwiającymi badania w skali nanometrowej. Początkujący badacze mieli okazję uczestniczyć w dyskusjach prowadzonych przez doświadczonych pracowników naukowych.

Sponsorami konferencji byli: JM Rektor Uniwersytetu Wrocławskiego oraz firmy OCI Vacuum Microengineering z Kanady i SPECS GmbH z Niemiec. Materiały konferencyjne opublikowane zostaną w specjalnym wydaniu czasopisma *Applied Surface Science*.

Marek Nowicki

Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Wrocławski

## KRONIKA

### ■ Tytuły profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych, nadany przez Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej, otrzymali; w dniu 29 stycznia 2008 r. – Jan Dereziński (UW) i Jan Kisiel (UŚI), a w dniu 31 stycznia 2008 r. – Henryk Stanisław Czyż (UŚI), Jan Bolesław Hanasz (CBK PAN), Stanisław Kazimierz Krawczyk (UMCS), Marcin Mierzejewski (UŚI), Ryszard Taranko (UMCS) i Jan Wasilewski (UMK).

[www.prezydent.pl](http://www.prezydent.pl)

### ■ Nowi członkowie PAN

Polska Akademia Nauk na Zebraniu Ogólnym w dniu 13 grudnia 2007 r. wybrała nowych członków. W Wydziale III Nauk Matematycznych, Fizycznych i Chemicznych członkami rzeczywistymi zostali m.in. astrofizyk Wojciech Dziembowski i fizyk Henryk Szymczak, a członkiem korespondentem fizyk – Krzysztof Redlich.

Wojciech Dziembowski (ur. 1940 r.) jest profesorem Uniwersytetu Warszawskiego. Jego badania naukowe koncentrują się na teorii pulsacji gwiazd i zastosowaniach do analizy i interpretacji obserwacji gwiazd pulsujących, w tym także Słońca. Był współtwórcą heliosejsmologii, opracował także teorię pulsacji gwiazd typu  $\beta$  Cephei. Ma znaczący udział w międzynarodowych programach badawczych, a jego publikacje były dotychczas cytowane ponad 4200 razy. W latach 2003–06 był prezesem Komisji Budowy Gwiazd Międzynarodowej Unii Astronomicznej, od 1989 r. jest członkiem korespondentem PAN.

Henryk Szymczak (ur. 1937 r.) jest profesorem w Instytucie Fizyki PAN. Jego zainteresowania naukowe skupiają się wokół badania tlenków magnetycznych, m.in. nadprzewodników wysokotemperaturowych, nadprzewodników magnetycznych, magnetyków cienkowarstwowych, ferromagnetyków, ferrimagnetyków i antyferromagnetyków. Prowadzi intensywną współpracę międzynarodową, był członkiem Komisji Magnetyzmu EPS oraz komitetów pro-



gramowych licznych międzynarodowych konferencji magnetyzmu. Przez dwie kadencje był dyrektorem IF PAN, w latach 1993–97 prezesem Polskiego Towarzystwa Fizycznego, jest doktorem honoris causa Politechniki Częstochowskiej, wiele uwagi poświęca krzewieniu osiągnięć nauki wśród młodzieży.

Krzysztof Redlich (ur. 1953 r.) jest profesorem Uniwersytetu Wrocławskiego. Jego badania naukowe dotyczą teorii cząstek elementarnych oraz fenomenologii zderzeń ciężkich jonów, teorii pola w skończonej temperaturze i jej zastosowania do opisu właściwości gęstej materii hadronowej. Jego najistotniejsze osiągnięcia to opis fizyki statystycznej oraz kinetyki materii silnie oddziałujących cząstek z uwzględnieniem symetrii wewnętrznych, sformułowania fenomenologicznego warunku wymrażania plazmy kwarkowo-gluonowej. Opublikował około 160 artykułów, cytowanych ok. 3600 razy, jest również współautorem monografii *Quark Gluon Plasma 2* (1995) oraz *Quark Gluon Plasma 3* (2004). Jest członkiem korespondentem Polskiej Akademii Umiejętności.

## ■ Albrecht Wagner honorowym profesorem IFJ PAN

15 października 2007 r. dyrekcja i Rada Naukowa IFJ nadała tytuł honorowego profesora Instytutu Fizyki Jądrowej PAN prof. Albrechtowi Wagnerowi, dyrektorowi niemieckiego ośrodka fizyki DESY w Hamburgu.

We wniosku o nadanie tej szaczonej godności podkreślono wybitne osiągnięcia naukowe kandydata, wielki wkład w organizację badań w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych, a zwłaszcza w planowanie przyszłych eksperymentów akceleratorowych i rozwój niezwykle efektywnej współpracy polskich fizyków z ośrodkiem DESY, wreszcie szczególne zasługi dla IFJ PAN.



Albrecht Wagner

W recenzji wniosku prof. Zbigniew Kąkol z Akademii Górniczo-Hutniczej wysoko ocenił ogromną rolę Albrechta Wagnera w zacieśnieniu współpracy zespołów ba-

dawczych Wydziału Fizyki i Informatyki AGH z ośrodkiem DESY. Drugi recenzent, prof. Andrzej K. Wróblewski z Uniwersytetu Warszawskiego, napisał m.in., że „przyznanie godności Profesora Honorowego IFJ PAN jest nie tylko wyrazem uznania dla zasług Albrechta Wagnera, ale zwiększa prestiż tego instytutu przez posiadanie tak wybitnego uczonego w gronie osób związanych z instytutem”.

– Zawsze mnie dziwi, gdy naturalne, spontaniczne postępowanie jest postrzegane jako wielka zasługa. Gdy słucham tyłu pochwał, wydaje mi się, że dotyczą one innego człowieka, z trudem rozpoznaję w nich siebie! – tak skromnie skomentował prof. Albrecht Wagner laudację wygłoszoną przez dyrektora IFJ, prof. Marka Jeżabka.

Na uroczystość przybyli dostojni goście z całego krakowskiego środowiska fizyków oraz liczni współpracownicy, wypełniając po brzegi aulę Instytutu. Były oklaski, gratulacje, kwiaty. Ceremonię zakończył wykład Profesora zatytułowany „HERA and beyond – particle physics and photon science at DESY”. W tym samym dniu wygłosił on w auli Akademii Umiejętności jeszcze jeden referat pt. „International Collaborations – The globalization of science using large research facilities”.

Albrecht Wagner urodził się w 1941 r. w Monachium. Studiował fizykę na tamtejszej Politechnice, potem na uniwersytetach w Getyndze i Heidelbergu, gdzie w 1971 r. zrobił doktorat i rozpoczął pracę. W latach 1973–74 przebywał na stażu w USA. W roku 1984 został profesorem i jego kariera zaczęła się rozwijać na skalę światową.

Od roku 1999 jest dyrektorem generalnym DESY. Już wcześniej, jako dyrektor naukowy, wykazał ogromne zaangażowanie w kontynuowanie współpracy z polskimi fizykami, która rozpoczęła się w latach siedemdziesiątych udziałem Polaków w eksperymentach przy akceleratorach DORIS i PETRA. Burzliwy rozwój współpracy nastąpił w latach osiemdziesiątych, gdy w DESY podjęto budowę pierwszego na świecie zderzacza (o nazwie HERA) przeciwbieżnych wiązek elektronów (lub pozytonów) z protonami. W budowie tego akceleratora brało udział ponad 100 polskich fizyków, inżynierów i techników z krakowskich i warszawskich ośrodków naukowych. Tytułem rekompensaty za wkład pracy kierownictwo DESY umożliwiło polskim grupom naukowym udział w eksperymentach przy zderzaczu HERA, pokrywając koszty związane z prowadzeniem badań i utrzymaniem urządzenia. Akcelerator został uruchomiony w 1992 r. i działał do roku 2007, dostarczając wielu bardzo interesujących wyników. Polskie zespoły do chwili obecnej uczestniczą w analizie danych zebranych w eksperymentach ZEUS oraz H1, korzystając ze szczodrego finansowania ze strony DESY. Kadencja profesora Wagnera jako dyrektora naukowego, a potem generalnego to okres niezwykle intensywnej współpracy, pomocy i przyjaźni, a także sukcesów. Współpraca jest źródłem obustronnych korzyści i stanowi modelowy przykład efektywnej działalności naukowej. Zespół z IFJ PAN jest jednym z największych jej beneficjentów.

Obecnie szczególne nadzieje wiążemy z budową liniowego akceleratora ILC oraz projektu Flash – rentgenowskiego lasera na swobodnych elektronach. I tu nie do

przecenienia jest działalność prof. Wagnera jako uczonego o międzynarodowym autorytecie.

Albrecht Wagner odegrał bardzo ważną rolę jako przewodniczący międzynarodowego naukowego komitetu doradczego, który w latach 2005 i 2007 oceniał działalność naukową IFJ PAN. Formułując wyważone i świetnie udokumentowane opinie oraz uwagi, pomógł on w reorganizacji Instytutu, a opracowany przez Komitet raport przyczynił się do poprawy pozycji Instytutu w rankingu polskich ośrodków naukowych.

Zainteresowania naukowe Albrechta Wagnera od początku kariery koncentrowały się na doświadczalnej fizyce cząstek. Dotyczyły m.in. pomiarów całkowitego przekroju czynnego w zderzeniach relatywistycznych ciężkich jonów (LBL), a następnie oddziaływań  $e^+e^-$  początkowo w obszarze rezonansu  $J/\Psi$  (DORIS), a następnie w obszarze rezonansu  $Z^0$  (eksperyment OPAL, akcelerator LEP w CERN-ie). Wagner prowadził również badania w dziedzinie detektorów (zwłaszcza gazowych i diamentowych) cząstek. Od kilkunastu lat pracuje nad projektem liniowego akceleratora TESLA wiązek przeciwbieżnych  $e^+e^-$ , wykorzystującego magnesy nadprzewodnikowe. Jest autorem lub współautorem ponad 400 publikacji.

Albrecht Wagner posiada liczne wyróżnienia i tytuły honorowe. Jest m.in. członkiem American Physical Society, członkiem zagranicznym Rosyjskiej Akademii Nauk, członkiem korespondentem Akademii Nauk w Heidelbergu, doktorem h.c. uniwersytetów w Moskwie i Paryżu. Został odznaczony niemieckim Federalnym Krzyżem Zasługi. Zasiada w wielu międzynarodowych komitetach, zespołach doradczych i radach naukowych, jak m.in. NuPECC (europejski komitet współpracy w dziedzinie fizyki jądrowej), ECFA i ICFA (komitety ds. przyszłych akceleratorów: europejski i światowy – tego ostatniego jest przewodniczącym), rada Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej oraz rady programowe dużych ośrodków naukowych w Japonii, Francji, Finlandii i in.

Albrecht Wagner to wybitny uczyony o międzynarodowym autorytecie, badacz z ogromnym wyczuciem perspektywicznej tematyki naukowej, zręczny dyplomata, krytyczny szef i dalekowzroczny doradca, a jednocześnie bezpośredni współpracownik.

Małgorzata Nowina Konopka

## ■ Zeszyt ku pamięci Jerzego Prochorowa

*Acta Physica Polonica A* wydały zeszyt specjalny (112 – Supplement (2007)) poświęcony pamięci prof. Jerzego Prochorowa, zmarłego w 2006 r. długoletniego redaktora naczelnego tego czasopisma.

Głównym przedmiotem badań Prochorowa i kierowanej przez niego grupy była fotosynteza intermolekularnych kompleksów donor–akceptor i węglowodorów aromatycznych. Kierował również w latach 1982–92 jako dyrektor Instytutem Fizyki PAN, a w latach 1991–2006 redakcją *Acta Phys. Polon. A*. Na zeszyt specjalny złożyło się 15 publikacji jego dawnych uczniów, kolegów i przyjaciół.

B. W.

## ■ Nagroda im. Henryka Niewodniczańskiego

Nagrodę im. Henryka Niewodniczańskiego dla młodych pracowników lub doktorantów IFJ PAN przyznaje co roku Jury Nagrody pod przewodnictwem prof. Andrzeja Hrynkiwicza, a zatwierdza dyrektor IFJ PAN. Do Nagrody można przedstawiać prace opublikowane w ostatnich trzech latach, które uzyskają pozytywne recenzje specjalistów z danej dziedziny pracujących poza Instytutem.

Nagrodę za rok 2007 otrzymał dr Mirosław Gałązka z Zakładu Badań Strukturalnych IFJ PAN. Wnioskodawca – doc. Piotr Zieliński – przedstawił do oceny cykl pięciu publikacji z udziałem dr. Gałązki. Są to wprawdzie prace zbiorowe, ale Laureat jest pierwszym autorem aż trzech z nich.



Mirosław Gałązka (fot. Piotr Zieliński)

Prace dotyczą zastosowania hipotezy skalowania do opisu efektywnego zachowania krytycznego materiałów ferroelektrycznych w warunkach odpowiadających rzeczywistym doświadczeniom, czyli przedstawiają różne formy równań stanu. Korzystając z obszernego aparatu matematycznego, Laureat uzyskał z tych równań opis właściwości ferroelektryków z jednoosiowym (jednowymiarowym) parametrem porządku w okolicy punktu krytycznego. Warto podkreślić, że przejścia fazowe, a zwłaszcza krytyczne fluktuacje parametru uporządkowania, stanowią zasadniczy problem fizyki materii skondensowanej.

Analizując dane doświadczalne otrzymane przez zespół prof. Grażyny Bator z Uniwersytetu Wrocławskiego, dr Gałązka stwierdził, że równania stanu przewidywane przez hipotezę skalowania opisują rzeczywiście otrzymane krzywe parametru porządku (pomiaru piroelektrycznej), podatności elektrycznej w zerowym polu (pomiaru relaksacji dielektrycznej) oraz podatności elektrycznej w polu dodatkowym (nieliniowy efekt dielektryczny, NDE). Występujące w tych równaniach efektywne wykładniki krytyczne nie są zazwyczaj zgodne ani z przewidywaniami klasycznej teorii Landaua, ani z wartościami zależnymi od wymiaru przestrzeni i parametru porządku, wynikającymi z uniwersal-

nego opisu grupy renormalizacji. Wkład Mirosława Gałązki w rozwiązanie tego zagadnienia był znaczny.

Prace recenzował prof. Józef Spałek z Instytutu Fizyki UJ. Podkreślił, że chociaż sama hipoteza skalowania jest znana w fizyce od przeszło 40 lat jako podejście fenomenologiczne, to jednak wymaga ciągłej weryfikacji w konkretnych przypadkach. Podkreślił bogaty dorobek Mirosława Gałązki, naukowca świeżo po doktoracie, oraz ciekawe powiązanie modelu teoretycznego z konkretnymi wynikami doświadczalnymi.

Dr Gałązka ma 29 lat. Studiował na Uniwersytecie w Rzeszowie, potem ukończył studia doktoranckie w IFJ PAN. Nie snuje szczegółowych planów na dalszą przyszłość. Stara się jedynie stworzyć pewien zarys tego, co powinien zrobić, a potem to realizuje. W sprawach osobistych dąży do spełnienia tylko małych marzeń i lubi dawać się zaskakiwać życiu. Czasem brakuje mu ciszy osiedla domków jednorodzinnych, bez huku samochodów i tramwajów, oraz własnego ogrodu.

W wolnych chwilach czyta psychologiczne thrillery. Ceni Thomasa Harrisa oraz Jeffery'ego Deavera, najbardziej jednak Williama Goldinga.

Małgorzata Nowina Konopka

## ■ Rozwój terapii nowotworów nagrodzony

W roku 2007 nagrodę IBA–Europhysics za „wyróżniający się wkład w postęp stosowania ciężkich jonów w terapii nowotworów, uzyskania szczegółowej informacji o oddziaływaniu jonów z tkanką biologiczną i opracowanie nowej techniki zapewniającej skuteczność terapii” otrzymali dr Dieter Schardt i prof. Wolfgang Enghardt.

Dieter Schardt pracuje w Oddziale Biofizyki ośrodka GSI (Darmstadt), od dawna zajmuje się pomiarami zasięgów ciężkich jonów w materiale biologicznym, oddziaływaniem promieniowania jonizującego z komórkami nerwowymi i precyzyjnymi pomiarami emisji neutronów (które mogą wywoływać powstawanie wtórnych nowotworów w trakcie terapii).

Wolfgang Enghardt pracuje w Instytucie Fizyki Jądra Atomowego i Hadronów Centrum Badań w Rossendorfzie i na Politechnice w Dreźnie. Opracował subtelną metodę mierzenia torów jonów w tkance poprzez wzbudzenie przez nie promieniotwórczych nuklidów w reakcji z emisją pozytonów. Metodę emisyjnej tomografii pozytonowej (PET) „na wiązce” dostosował do użycia podczas terapii jonowej.

*Europhys. News* 38, nr 5 (2007)

B. W.

## ■ Nagroda EPS za fizykę wysokich energii

Konferencja fizyki wysokich energii Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, która odbyła się w lecie 2007 r. w Manchesterze, była okazją do wręczenia nagrody EPS za fizykę wysokich energii i cząstek elementarnych. Otrzymali ją Makoto Kobayashi (KEK) i Toshihide Maskawa (Uniwersytet Tokijski) za pracę z roku 1992 wykazującą, że złamanie symetrii CP zachodzi wówczas, gdy oddziałuje 6 kwarków, a nie trzy, jak przedtem przypuszczano. Idea ta wzbudziła zainteresowanie w związku z odkryciem leptonu  $\tau$ .

Obecnie macierz CKM (Cabibbo–Kobayashi–Maskawa) opisująca 6 kwarków stanowi zasadnicze pojęcie Modelu Standardowego.

Następna konferencja EPS z tej serii odbędzie się w Krakowie w roku 2009. Może będą już wtedy pierwsze wyniki eksperymentów przy zderzaczu wielkich energii (LHC), może też dostarczą one istotnych informacji pomocnych w wyjaśnieniu sprawy ciemnej materii.

*CERN Courier* 47, nr 10 (2007)

B. W.

## ■ Chiński satelita krąży wokół Księżyca

Chiński satelita wszedł na orbitę wokółksiężycową 5 listopada 2007 r. Tak rozpoczyna się chiński program poznawania mapy geologicznej naturalnego satelity Ziemi. Zadaniem jest zebranie informacji o powierzchni Księżyca i obecnych tam pierwiastkach promieniotwórczych. Satelita o nazwie Chang'e 1 (Chang'e to chińska nazwa Księżyca) został wystrzelony 24 października 2007 r. z prowincji Seczuan. Ma masę 2300 kg i zawiera różnorodną aparaturę. Kamery CCD mają odtworzyć powierzchnię Księżyca, spektrometry  $\gamma$  i detektory cząstek wielkiej energii – obecność i rozkład przestrzenny izotopów promieniotwórczych. Przewidziane są również badania składu chemicznego gleby księżycowej. Chang'e 1 jest pierwszym z trzech planowanych chińskich satelitów. Zebrane przez nie informacje mają posłużyć przygotowaniu lądowania robotów. Chiny planują wysłanie lądownika Chang'e 2 około roku 2012, jeśli pierwsza misja się powiedzie.

Wokół Księżyca krąży już od sierpnia 2007 r. japoński satelita SELENE, a Indie zamierzają wysłać tam swą sondę jeszcze w tym roku.

*Phys. World* 20, nr 12 (2007)

B. W.

## ■ Doceniono rolę tłumaczeń

Redakcja czasopisma *Angewandte Chemie*, miesięcznika Towarzystwa Chemików Niemieckich, otrzymała za swoje niemieckojęzyczne wydanie nagrodę Institutionen Preis Deutsche Sprache. Wydanie to zamieszcza krótkie komunikaty z prac własnych, informacje o nowościach naukowych oraz artykuły przeglądowe, w tym tłumaczenia na język niemiecki publikacji ukazujących się w innych językach. Z reguły tłumaczone są wykłady noblowskie z chemii, a często również z fizyki lub medycyny. W laudacji Nagrody podkreślono, że przekłady te przyczyniają się do rozwoju niemieckiego języka naukowego.

*Physik J.* 6, nr 12 (2007)

B. W.

## ■ Sprostowanie

W notatce o VII Spotkaniu Ogólnopolskiego Klubu Demonstratorów Fizyki w Kronice zeszytu 5/2007 omyłkowo podaliśmy nieprawidłowy adres internetowy Klubu. Właściwy adres to: [www.if.uj.edu.pl/VIIOSDF](http://www.if.uj.edu.pl/VIIOSDF). Za pomyłkę przepraszamy Autora notatki i Czytelników.

Redakcja

## WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 2008 r. wynosi 36,00 zł za pół roku, 72,00 zł za rok. Prenumeratę przyjmują:

I. „RUCH” S.A.

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

2. Terminy przyjmowania wpłat na prenumeratę krajową: do 5 każdego miesiąca poprzedzającego okres rozpoczęcia prenumeraty.

3. Informacji o prenumeracie ze zleceniem dostawy za granicę udziela Dział Obrotu Zagranicznego, ul. Jana Kazimierza 31/33, 01-248 Warszawa, tel. 022-5328731, e-mail: prenumerata@okdp.ruch.com.pl, Internet: www.ruch.pol.pl.

II. ZARZĄD GŁÓWNY PTF

Wpłaty należy dokonać na konto Zarządu Głównego PTF: 19 1020 1097 0000 7802 0001 3128 (PKO BP IX O/Warszawa) lub w Biurze Zarządu Głównego PTF. Dostawa *Postępów Fizyki* następuje drogą pocztową pod wskazany adres. Cena rocznej prenumeraty wynosi 60,00 zł.

III. ODDZIAŁY PTF

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

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

## INFORMACJE DLA AUTORÓW

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

## REKLAMA W POSTĘPACH FIZYKI

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

## POSTĘPY FIZYKI (ADVANCES IN PHYSICS)

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

### INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

## NOWE KSIĄŻKI

- Marek T. Pawlikowski, *Wstęp do teoretycznej spektroskopii molekularnej. Teoria grup*, Wyd. Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków 2007, s. 359.
- Krzysztof Pomorski, *Elektrodynamika*, Wyd. UMCS, Lublin 2007, s. 221.
- Jerzy Kierul, *Ład świata – od kosmosu Arystotelesa do wszechświata Wielkiego Wybuchu*, PIW, Warszawa 2007, s. 257.
- *Po drogach uczonych. Z członkami Polskiej Akademii Umiejętności rozmawia Andrzej M. Kobos*, Wyd. PAU, Kraków 2007, t. I, s. 597 + 30 fot. barwnych; t. II, s. 708 + 32 fot. barwne.
- Christofer C. Gerry, Peter L. Knight, *Wstęp do optyki kwantowej*, z jęz. angielskiego tłum. Mirosław Łukaszewski; PWN, Warszawa 2007, s. 308.

## POSTĘPY FIZYKI W INTERNECIE

Zapraszamy do odwiedzania naszej strony internetowej <http://postepy.fuw.edu.pl>, gdzie można znaleźć:

- ▶ archiwum zawierające spisy treści *PF* z lat 1949–1992 oraz szczegółowe spisy treści wszystkich zeszytów wydanych od 1993 r.
- ▶ materiały dodatkowe, uzupełniające treść niektórych artykułów
- ▶ materiały XXXV Zjazdu Fizyków Polskich (Białystok, 1999 r.) i XXXVI Zjazdu Fizyków Polskich (Toruń, 2001 r.)
- ▶ WYBRANE ARTYKUŁY W FORMACIE PDF, w tym:
  - wykłady noblowskie z lat 2001–06
  - zamieszczone w *Postęпах Fizyki* teksty wykładów na XXXVII Zjeździe Fizyków Polskich (Gdańsk, 2003 r.) i XXXVIII Zjeździe Fizyków Polskich (Warszawa, 2005 r.)

## WKRÓTCE W POSTĘPACH

- *Wykład noblowski George’a Smoota*
- *Piotr W. Klamut o rutenomiedzianach – obiecujących nadprzewodnikach wysokotemperaturowych*
- *Jacek Waluk o Nagrodzie FNP dla Andrzeja Soboлевskiego*
- *Wspomnienia o Wacławie Witko i Wojciechu Ratyńskim*
- *Jan Gaj o Medalu Smoluchowskiego dla Roberta R. Galazki*
- *Wykłady z XXXIX Zjazdu Fizyków Polskich (Szczecin 2007)*

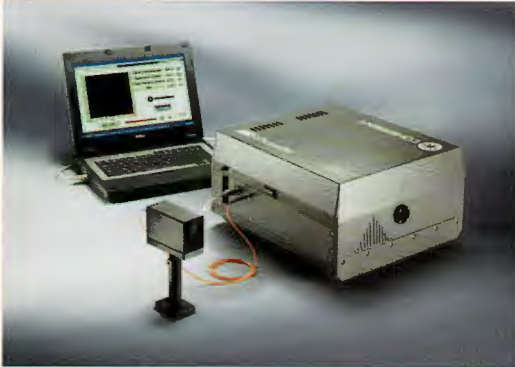
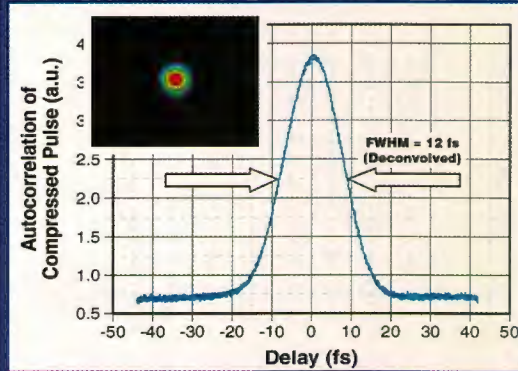


Łatwe w obsłudze  
lasery  
i akcesoria do badań  
zjawisk ultrakrótkich



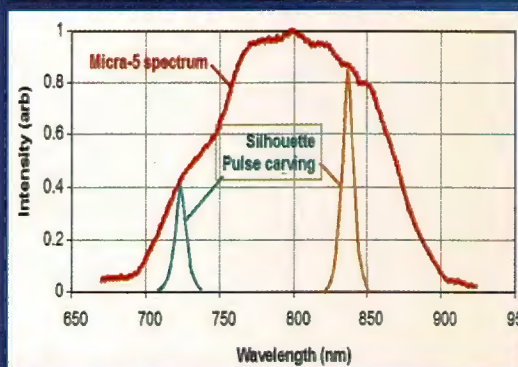
### Mantis™ jednobrytowy oscylator femtosekundowy

- szerokie pasmo (>70 nm)
- zintegrowany laser pompujący OPSP<sup>1</sup>
- rezonator z lustrami fazowymi



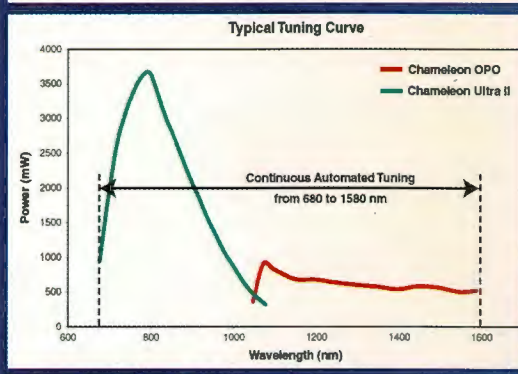
### Silhouette™ Modulator amplitudy i fazy

- aktywnie kontroluje kształt i pasmo impulsu
- "wycina" spektralne fragmenty pasma
- umożliwia pracę "wielokolorową"
- zastosowania: m.in. CARS, MPE, mieszanie wiązek



### Chameleon™ / OPO jednobrytowy oscylator femtosekundowy i synchronicznie pompowane OPO

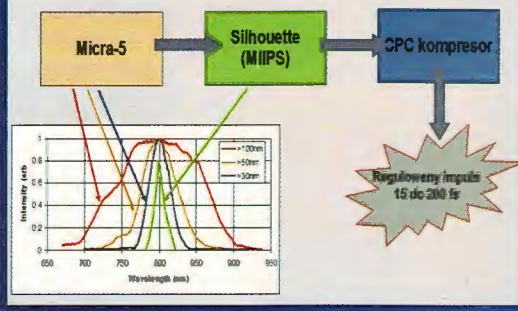
- ciągłe, automatyczne strojenie 680-1580 nm (idler:1600-3300nm)
- konfiguracje VIS lub IR
- Duża moc wyjściowa: >3.5 W oscylator, >700 mW OPO



### CPC™ Kompresor impulsów

- zwarta konstrukcja na lustrach fazowych
- kontrola GDD od -440 do = 2640 fs<sup>2</sup>
- w połączeniu z szerokopasmowym oscylatorem i Silhouette zmienia szerokość impulsu od ~10 do 200 fs

Formowanie kształtu ultrakrótkiego impulsu  
z wykorzystaniem modulacji amplitudy i fazy oraz kompresji



<sup>1</sup> OPSP - pompowana optycznie dioda laserowa z podwajaniem częstości. Ekonomiczna alternatywa dla pompowanych diodami laserów na ciele stałym.