

tom 59

zeszyt 2

rok 2008

nr indeksu 369721

cena 12 zł

(VAT)

# POSTĘPY FIZYKI

Dwumiesięcznik Polskiego Towarzystwa Fizycznego

**Anizotropie promieniowania tła**

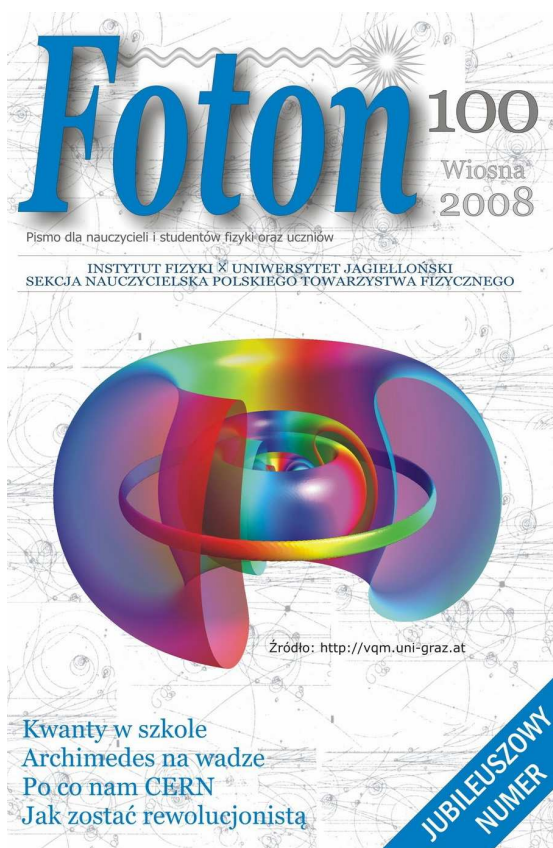
**Granty MNiSzW z fizyki**



ISSN 0032-5430



9 770032 543004 >

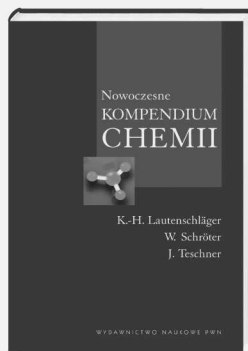


## SETNY ZESZYT FOTONU!

*Z okazji wydania jubileuszowego zeszytu 100 Koleżankom i Kolegom z Krakowa, a zwłaszcza niestrudzonej Naczelnej, Zosi Gołąb-Meyer, wyrazy szczerego podziwu i uznania oraz życzenia dalszych stu... nie, nie zeszytów – LAT przekazują*

*koleżanki i koledzy z Warszawy*

*Wszystkim naszym Czytelnikom polecamy zagłądanie także do Fotonu, dostępnego ostatnio w całości na stronie [www.if.uj.edu.pl/Foton](http://www.if.uj.edu.pl/Foton), określającego się wprawdzie jako „pismo dla nauczycieli fizyki i przyrody oraz ich uczniów”, lecz – zapewniamy – ciekawego dla każdego.*



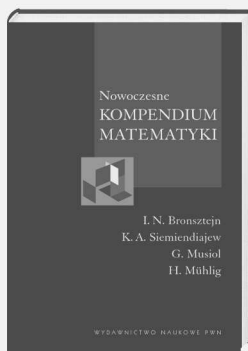
## Nowoczesne kompendium chemii

K.-H. Lautenschläger, W. Schröter, A. Wanninger

**NOWOŚĆ**

**Niezastąpione źródło wiedzy z zakresu chemii ogólnej, organicznej i fizycznej!**

Każda z głównych części książki składa się z rozdziałów, w których w systematyczny sposób przedstawiono najważniejsze pojęcia, prawa chemiczne, wzory strukturalne, typy reakcji chemicznych. Na uwagę zasługuje wyczerpujące omówienie pierwiastków chemicznych ze wszystkich grup oraz prezentacja podstawowych związków chemicznych i ich charakterystyka (z uwzględnieniem zastosowań).



## Nowoczesne kompendium matematyki

I. N. Bronsztejn, K. A. Siemiendajew, G. Musiol, H. Mühlrig

**Niezastąpione źródło wiedzy o matematyce i jej zastosowaniach!**

Zawiera bardzo szeroki zakres materiału, zarówno pod względem prezentowanych dziedzin, jak i w obrębie każdej z nich. Przedstawia znakomicie opracowany dział matematyki współczesnej – narzędzia modelowania matematycznego oraz pakiety oprogramowania matematycznego (Mathematica, Maple), a także ich zastosowania.

**BESTSELLER**

**WYDAWNICTWO NAUKOWE PWN • [www.pwn.pl](http://www.pwn.pl)**

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 Szanecki (Łódź), Halina Pięta (Opole), Maria Połomska (Poznań), Małgorzata Pociask (Rzeszów), Małgorzata Kuzio (Stupsk), Janusz Typek (Szczecin), Wini-cjusz Drozdowski (Toruń), Aleksandra Miłosz (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), Danuta Płusa (Częstochowa), Bolesław Augustyniak (Gdańsk), Bogusława Adamowicz (Gliwice), Maciej Maśka (Katowice), Aldona Kubala-Kukuś (Kielce), Stanisław Wróbel (Kraków), Jerzy Żuk (Lublin), Bogusław Broda (Łódź), Stanisław Waga (Opole), Roman Świetlik (Poznań), Małgorzata Klisowska (Rzeszów), Włodimir Tomin (Stupsk), Adam Bechler (Szczecin), Grzegorz Karwasz (Toruń), Mirosław Karpierz (Warszawa), Bernard Janczewicz (Wrocław), Marian Olszowy (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

PTF .....	50
G.F. Smoot III – Anizotropie kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła: ich odkrycie i wykorzystanie (tłum. M. Górski) .....	52
Granty MNiSzW z fizyki: XXXII i XXXIII konkurs ....	80
Nagroda FNP 2007 dla Andrzeja Sobolewskiego .....	85
NOWI PROFESOROWIE .....	87
RECENZJE .....	88
WSPOMNIENIA: W pół drogi – Waclaw Witko (1949–2007) .....	90
LISTY DO REDAKCJI .....	92
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI .....	92
KRONIKA .....	93

*Droży Czytelniczy,*

Przedstawiamy kolejny wykład noblowski – George’a Smoota (Nagroda Nobla 2006). W tym obszernym tekście, stanowiącym lwią część zeszytu, astrofizyka i kosmologia przeplatają się z fizyką relatywistyczną i fizyką cząstek elementarnych. Mapa wczesnego Wszechświata, sporządzona przez Laureata i jego zespół na podstawie danych dostarczonych przez satelitę COBE, ukazuje zalążki obecnych galaktyk i gromad galaktyk. Zalążki te przejawiają się jako anizotropia mikrofalowego promieniowania tła.

Z przyjemnością zamieszczamy dwa ciekawe i kompetentnie napisane teksty o ważnych nagrodach dla fizyków. Jan Gaj przedstawia sylwetkę naukową i osiągnięcia Roberta Gałzki, który został nagrodzony w roku 2007 Medalem Smoluchowskiego. Natomiast Andrzej Sobolewski, fizyk z IF PAN, otrzymał nagrodę Fundacji na rzecz Nauki Polskiej w dziedzinie nauk ścisłych za wyjaśnienie fotostabilności materii biologicznej przez odkrycie nowego mechanizmu dezaktywacji bezpromienistej elektronowo wzbudzonych stanów DNA i białek. Autorem ciekawego tekstu o Laureacie jest Jacek Waluk.

*No i, jak zawsze, polecamy lekturę Kroniki.*

*Magda Staszal*

*Na okładce:*

Rysunek pokazujący trzy różne rodzaje materii zaobserwowane w trakcie przeglądu nieba COSMOS przy użyciu teleskopu Hubble’a. Zwykła materia (zaznaczona na czerwono) to wynik obserwacji za pomocą teleskopu XMM/Newton Europejskiej Agencji Kosmicznej ESA, ciemną materię (zaznaczoną na niebiesko) oraz gwiazdy i galaktyki (szare) zarejestrowano teleskopem Hubble’a (źródło: NASA, ESA oraz Richard Massey (California Institute of Technology) – [www.esa.int/esa-mm/mmg/mmg.pl](http://www.esa.int/esa-mm/mmg/mmg.pl)).



## Medal Smoluchowskiego 2007

W roku 2007 Polskie Towarzystwo Fizyczne uhonorowało swoim najwyższym wyróżnieniem – Medalem Mariana Smoluchowskiego – profesora Roberta Gałązkę z Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk.



Robert Gałązka

### Za co się dostaje Medal Smoluchowskiego?

Regulamin nagrody stwierdza: „Medal będzie przyznawany osobom, których prace przyczyniły się w sposób wybitny do rozwoju co najmniej jednej z dziedzin fizyki oraz za zasługi dla rozwoju fizyki w Polsce”. Robert Gałązka otrzymał Medal za osiągnięcia w dziedzinie fizyki ciała stałego, a szczególnie za zainicjowanie badań półprzewodników półmagnetycznych.

### Co to są półprzewodniki półmagnetyczne?

Sam Laureat niejednokrotnie pisał o nich w *Postęпах Fizyki*. Zainteresowanych szczegółami zachęcam do przeczytania o nich więcej [1,2]. Najkrócej mówiąc, półprzewodniki półmagnetyczne umożliwiły zbudowanie mostu między fizyką półprzewodników a magnetyzmem. Stanowią one klasę materiałów powstających przez wprowadzenie do znanego półprzewodnika kontrolowanych ilości pierwiastka, którego atomy mają duży moment magnetyczny. Na początku tymi znanymi półprzewodnikami były związki pierwiastków z grup II oraz VI układu okresowego – tellurki rtęci i kadmu – a duży moment magnetyczny wniosły atomy manganu. Badania szybko rozszerzyły się na inne związki półprzewodnikowe II–VI, potem także IV–VI oraz III–V; zakres pierwiastków magnetycznych objął także inne metale przejściowe o niezapełnionej orbicie 3d, później dołączyły też pierwiastki ziem rzadkich, w których moment magnetyczny pochodzi z niezapełnionej powłoki 4f. Po eksplozji zainteresowania niezwykle

właściami tej klasy materiałów na przełomie lat siedemdziesiątych i osiemdziesiątych XX w. fizyka półprzewodników półmagnetycznych weszła w stabilną fazę dojrzania. Obecnie przeżywa renesans dzięki burzliwemu rozwojowi spintroniki [3], docenionemu m.in. przez Królewską Szwedzką Akademię Nauk przyznaniem ostatniej Nagrody Nobla z fizyki Albertowi Fertowi i Peterowi Grünbergowi.

### Czy profesorowi Gałązce Medal się należał?

Gdy mówimy o roli pioniera inicjującego badania nowej kategorii materiałów, wydaje się zasadne postawienie dwóch pytań: 1) Kto pierwszy zaczął wytwarzać nowe materiały? 2) Kto wykonał pierwsze pomiary właściwości półprzewodnikowych tych materiałów? Trudno z całą pewnością odpowiedzieć na te pytania. Do pierwszeństwa mogą pretendować R.T. Delves i J.H. Morissy. Nie ma wśród nich nazwiska Laureata. A jednak to właśnie prof. Gałązka cieszy się w zgodnej opinii środowiska zasłużoną renomą ojca fizyki półprzewodników półmagnetycznych. Żeby zrozumieć, dlaczego tak jest, warto przyjrzeć się bliżej jej początkom.

### Jak to się zaczęło?

Gwałtowny rozwój badań półprzewodników nazwanych później półmagnetycznymi zaczął się od pomysłu prof. Jacka Furdyna, pracującego wtedy na Purdue University w amerykańskim stanie Indiana. Jacek Furdyna prowadził badania różnych materiałów metodą spektroskopii w zakresie mikrofal. Jednym z najważniejszych efektów badanych tą metodą jest elektronowy rezonans paramagnetyczny. Profesor Furdyna pragnął badać go w materiałach o dużym przewodnictwie elektrycznym. Mikrofałe nie wnikały do przewodzącego materiału ze względu na efekt nasłórkowy, lecz sprawa nie była przegrana, bo w polu magnetycznym (w którym takie pomiary się przeprowadza) otwiera się okno transmisji, umożliwiające wnikanie do ośrodka przewodzącego mikrofal o określonej polaryzacji kołowej. Jacek Furdyna wiedział, że do silnie przewodzącego tellurku rtęci można wprowadzać mangan – pierwiastek, którego atomy stanowią klasyczne centra paramagnetyczne (zrobił to już Delves [4]). Nie dysponował jednak próbkami do swoich badań. Aby swoje pragnienie zrealizować, zaczął namawiać zaprzyjaźnionych warszawskich fizyków, żeby je wytworzyli. Pierwszy zrobił to Witold Giriat w Instytucie Fizyki PAN. Pierwsze pomiary przeprowadzone na nowo wytworzonym materiale [5] nie przyciągnęły jednak szerszego zainteresowania. Stało się tak dlatego, że pomiary te nie ujawniły podstawowej cechy półprzewodników półmagnetycznych, która decyduje o ich atrakcyjności zarówno dla badań poznawczych, jak i perspektyw zastosowań.

### Co dostrzegł Robert Gałązka w półprzewodnikach półmagnetycznych?

Eksplozja zainteresowania nową klasą materiałów nastąpiła dopiero po wytworzeniu pierwszych półprzewodników półmagnetycznych przez Roberta Gałązkę i opubliko-

waniu wyników pierwszych badań, które ujawniły cechę wyróżniającą tę klasę materiałów. Cecha ta to silne oddziaływanie między atomami magnetycznymi (na początku był to mangan) a elektronami pasm przewodnictwa i walencyjnego w macierzystym półprzewodniku. Oddziaływanie to powoduje, że atomy pierwiastka magnetycznego pełnią funkcję wzmacniacza działania zewnętrznego pola magnetycznego na elektrony pasmowe, a ściślej mówiąc, na ich spin – wewnętrzny moment pędu. Pole to porządkuje momenty magnetyczne atomów manganu (też pochodzące od spinu), ustawiając je w swoim kierunku. Te z kolei działają silnie na spin elektronów pasmowych. Działanie to może być równoważne polu magnetycznemu setki razy silniejszemu od rzeczywistego pola, które ustawiło spiny manganu. A więc mangan okazuje się niezwykle skutecznym wzmacniaczem pola magnetycznego! To wzmocnienie zewnętrznego pola objawia się w wielu spektakularnych efektach, jak gigantyczne rozszczepienie Zeemana [6], oscylacje przewodnictwa elektrycznego w funkcji temperatury [7] czy gigantyczny efekt Faradaya [8] – skręcenie płaszczyzny polaryzacji światła w polu magnetycznym. Zasługą Roberta Gałązki było dostrzeżenie perspektyw, jakie otwiera oddziaływanie mangan–elektron pasmowy, i wizja nowej klasy materiałów, w których to oddziaływanie się objawia. Robert Gałązka wytworzył takie materiały i podjął ich badania zarówno osobiście, jak i poprzez udostępnienie próbek kolegom.

Te pierwsze badania przyciągnęły zainteresowanie środowiska naukowego i zapoczątkowały lawinowy rozwój badań półprzewodników półmagnetycznych. W tym miejscu nie sposób pominąć wkładu w zapoczątkowanie tych badań grupy profesora Siergieja Rabczenki z kijowskiego instytutu Ukraińskiej Akademii Nauk. Grupa ta niezależnie podjęła eksperymenty [9] ujawniające atrakcyjność telurku kadmu domieszkowanego manganem, wytworzonego także na Ukrainie. Wykazali oni pośredniczącą rolę manganu, mierząc zmiany efektu Faradaya pod wpływem rezonansowego grzania spinów Mn promieniowaniem mikrofalowym. Warto podkreślić, że Robert Gałązka, badając właściwości magnetyczne nowo wytworzonych materiałów, wykrył w nich fazę szkła spinowego – zamrożonego chaosu magnetycznego.

### Zmienne koleje losu półprzewodników półmagnetycznych

Lata osiemdziesiąte XX w. przyniosły rozkwit badań tych materiałów, któremu sprzyjała dobrze rozwinięta fizyka półprzewodników. Wprowadzając do znanego półprzewodnika precyzyjnie dozowane ilości pierwiastka magnetycznego, łatwiej było osiągnąć dokładny opis teoretyczny obserwowanych zjawisk niż w typowych sytuacjach występujących w fizyce magnetyzmu, gdzie w nowych materiałach trzeba było jednocześnie poznawać zachowanie momentów magnetycznych i właściwości ośrodka, w którym się znajdują. Wyniki pierwszych badań półprzewodników półmagnetycznych rozbudziły też wielkie nadzieje, związane z perspektywami praktycznych zastosowań. Po

kilku latach okazało się jednak, że najciekawsze właściwości tych materiałów objawiają się w niskich temperaturach, sprzyjających ustawianiu się momentów magnetycznych atomów manganu w polu magnetycznym. W temperaturze pokojowej gigantyczne efekty pola magnetycznego bardzo się zmniejszają i nie zasługują już na swoją nazwę. Wobec takiego rozczarowania, agencje finansujące badania naukowe w przodujących krajach odwróciły łaskawe oko (i strumień pieniędzy) od tej klasy materiałów i zaczęły szukać innych obiecujących tematów godnych wsparcia.

### Nowa nadzieja

Atmosfera pewnego rozczarowania nie objęła jednak Japonii, gdzie fizycy potrafili przekonać sponsorów o zasadności intensywnego kontynuowania badań półprzewodników półmagnetycznych. Głównym argumentem na rzecz tych wysiłków stało się wytworzenie w laboratorium profesora Hideo Ohno na uniwersytecie w Sendai ferromagnetycznego półprzewodnika przez wprowadzenie manganu do arsenku galu [10]. Osiągnięcie to zbiegło się z początkami spintroniki – nowej formy elektroniki, w której podstawową rolę odgrywa spin elektronu. Półprzewodniki wykazujące ferromagnetyzm w temperaturze pokojowej byłyby idealnymi materiałami dla spintroniki. Choć arsenek galu z manganem tracił ferromagnetyzm w temperaturze niewiele powyżej stu kelwinów [11], wynik ten ożywił nadzieje na podniesienie temperatury Curie powyżej temperatury pokojowej. Do renesansu fizyki półprzewodników półmagnetycznych przyczynił się też bardzo artykuł teoretyczny prof. Tomasza Dietla z Instytutu Fizyki PAN, który we współpracy z grupą prof. Ohno wytyczył kierunki poszukiwań wysokotemperaturowego ferromagnetyzmu. Wszystko to zaowocowało renesansem badań półprzewodników półmagnetycznych, które znów przyciągają zainteresowanie czołowych laboratoriów światowych. Można zadawać sobie pytanie, co by się stało, gdyby Robert Gałązka nie zainteresował się tym tematem ponad 30 lat temu. Osobiście zamiast pytać wolę się cieszyć, że tak się stało.

Serdecznie gratuluję, Robercie!

Jan Gaj

- [1] R.R. Gałązka, *Postępy Fizyki* **28**, 601 (1977); **30**, 537 (1979); **38**, 391 (1987).
- [2] J. Gaj, *Postępy Fizyki* **45**, 125 (1994).
- [3] Z. Wilamowski, *Postępy Fizyki* **55**, 115 (2004).
- [4] R.T. Delves, B. Lewis, *J. Phys. Chem. Solids* **24**, 549 (1963).
- [5] J. Stankiewicz, W. Giriat, M.V. Bien, *phys. stat. sol. (b)* **68**, 485 (1975).
- [6] G. Bastard, C. Rigaux, A. Mycielski, *phys. stat. sol. (b)* **79**, 585 (1977).
- [7] M. Jaczyński, J. Kossut, R.R. Gałązka, *phys. stat. sol. (b)* **88**, 73 (1978).
- [8] J.A. Gaj, R.R. Gałązka, M. Nawrocki, *Solid State Commun.* **25**, 193 (1978).
- [9] A.W. Komarow i in., *Ż. Eksp. T teor. Fiz.* **73**, 608 (1977).
- [10] H. Ohno i in., *Appl. Phys. Lett.* **69**, 363 (1996).
- [11] F. Matsukura i in., *Phys. Rev. B* **57**, R2037 (1998).

# Anizotropie kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła: ich odkrycie i wykorzystanie\*

George F. Smoot III

*Lawrence Berkeley National Laboratory, Space Sciences Laboratory, Department of Physics, University of California Berkeley, USA*

---

Cosmic microwave background radiation anisotropies: Their discovery and utilization

---

*Nobel Lecture, 8 December 2006, Stockholm*

## 1. Kosmiczne promieniowanie tła (KPT)

Obserwacje anizotropii temperatury kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła (KMPT) zrewolucjonizowały i nadal rewolucjonizują nasze rozumienie Wszechświata. Pomiar anizotropii kąтового widma KMPT z jego plateau, maksimami akustycznymi oraz tłumieniem w zakresie dużych częstości ugruntowały standardowy model kosmologiczny, którego elementami są: płaska geometria (gęstość bliska krytycznej) oraz – jako główne składniki Wszechświata – ciemna energia i ciemna materia, z niewielkim dodatkiem materii zwykłej. Według tego udanego modelu ciemna i zwykła materia utworzyły swe struktury w wyniku niestabilności grawitacyjnych, wpływających na kwantowe fluktuacje powstałe w bardzo wczesnej epoce inflacyjnej. Obecne i przyszłe obserwacje poddadzą ten model testom i określą jego główne parametry kosmologiczne z wyjątkową dokładnością i poziomem ufności.

### 1.1. Wstęp

Teoria Wielkiego Wybuchu opisuje KMPT jako promieniowanie relikto- we powstałe w pierwotnej kuli ognistej, która dała początek naszemu obserwowalnemu Wszechświatowi ok. 13,7 miliarda lat temu. KMPT można więc użyć jako potężnego narzędzia pozwalającego określić dynamikę i geometrię Wszechświata. Odkryli je w 1964 r. Penzias i Wilson z Laboratoriów Bella [1] jako docierające nieustannie i ze wszystkich kierunków promieniowanie, charakteryzujące się temperaturą termodynamiczną ok. 3,2 K. W tym czasie fizycy z Princeton przygotowywali eksperyment mający na celu pomiar natężenia promieniowania relikto- wego wynikającego z teorii Wiel-

kiego Wybuchu [2,3]. Nieoczekiwane odkrycie KMPT przez Penziasa i Wilsona otworzyło nową erę w kosmologii, rozpoczynając proces jej przekształcania z mitów i spekulacji w prawdziwe badania naukowe. Według teorii Wielkiego Wybuchu nasz Wszechświat był na początku w stanie prawie idealnej równowagi termodynamicznej w bardzo wysokiej temperaturze. Wszechświat jest obiektem dynamicznym i od momentu narodzin stale się rozszerza, a jego temperatura spada. Gdy już obniżyła się do 3000 K, zabrakło wysokoenergetycznych fotonów KMPT, aby stale jonizować atomy wodoru i helu. W ten sposób pierwotna plazma naładowanych jąder atomowych, elektronów i fotonów przekształciła się w obojętne atomy oraz promieniowanie tła. Promieniowanie to mogło następnie swobodnie rozchodzić się w przestrzeni, choć długości fal zwiększały się na skutek ekspansji Wszechświata, podczas gdy materia barionowa (głównie atomy wodoru i helu) mogła się zagęszczać na skutek przyciągania grawitacyjnego, tworząc gwiazdy, galaktyki i coraz większe struktury. Aby struktury te mogły powstawać, w rozkładzie wczesnej materii i energii musiały występować pierwotne zaburzenia. To właśnie te pierwotne fluktuacje gęstości materii i energii, które później utworzyły struktury wielkoskalowe, pozostawiły ślady w postaci anizotropii temperatury KMPT.

### 1.2. Podstawowe wiadomości o kosmicznym promieniowaniu tła

Jako młody student słyszałem o odkryciu przez Penziasa i Wilsona [1] promieniowania tła o temperaturze 3 K oraz jego interpretacji [3], ale dopiero dwa lub trzy lata później zacząłem naprawdę rozumieć jego implikacje i możliwości, jakie ono oferowało. Byłem na pierw-

---

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

szym roku studiów doktoranckich w MIT i pracowałem nad eksperymentem w dziedzinie fizyki wysokich energii, gdy Joe Silk, wtedy doktorant z pobliskiego Uniwersytetu Harvarda, opublikował pracę [4] zatytułowaną „Fluktuacje w pierwotnej kuli ognistej”; w jej abstrakcie napisał: „Jednym z zasadniczych problemów realistycznych modeli kosmologicznych jest niemożność wyjaśnienia procesu powstawania galaktyk w ramach teorii grawitacji Einsteina. Sposobem na uniknięcie tego problemu było założenie istnienia początkowego widma pierwotnych fluktuacji. Interpretacja głosząca, że ostatnio odkryte mikrofalowe promieniowanie tła o temperaturze 3 K ma pochodzenie kosmologiczne, sugeruje, że fluktuacje mogły tworzyć zgęszczenia w rozszerzającym się Wszechświecie dopiero w epoce, gdy materia i promieniowanie przestały być sprzężone, w temperaturze  $T_D$  rzędu 4000 K. Można zatem postawić pytanie: czy fluktuacje wewnątrz pierwotnej kuli ognistej mogły przetrwać aż do epoki, w której powstawanie galaktyk stało się możliwe?”.

Moi koledzy fizycy zignorowali tę pracę, uważając ją za czystą spekulację, a nie za prawdziwe poszukiwanie naukowe. Mnie dziedzina ta wydawała się jednak polem dojrzałym do prowadzenia obserwacji, których wyniki będą istotne bez względu na to, co przyniosą. Istnienie galaktyk było oczywiście faktem, a ustalenie, czy promieniowanie jest pochodzenia kosmicznego – sprawą kluczową. Gdyby tło mikrofalowe o temperaturze 3 K było takiego pochodzenia, to musiałyby zawierać ślady fluktuacji z bardzo wczesnej epoki, gdy wartości energii były ogromne. Praca Silka uświadomiła mi również wyjątkowo ważną rolę kosmicznego promieniowania tła we wczesnym Wszechświecie. Cofając się do dawniejszych czasów, gdy Wszechświat był mniejszy, można byłoby dojść do epoki, gdy promieniowanie było tak jasne jak Słońce. W tym czasie Wszechświat był z grubsza tysiąc razy mniejszy niż dziś. Rozmiary te są rzeczywiście niewielkie jak na Wszechświat, ale można je rozsądnie ekstrapolować do rozmiarów jeszcze tysiąc razy mniejszych, a wtedy promieniowanie byłoby tysiąc razy gorętsze od Słońca<sup>1</sup>.

Jeżeli jednak zaobserwowane promieniowanie było istotnie promieniowaniem reliktowym, to pionierskie obliczenia Gamowa i współpracowników [5–11], którzy prawidłowo przewidzieli stosunek ilości wodoru do helu oraz rozpowszechnienie kilku lekkich pierwiastków, podpowiadały nam, że możemy wygodnie i wiarygodnie cofnąć się do punktu, w którym Wszechświat był miliard ( $10^9$ ) razy mniejszy – do epoki pierwotnej nukleosyntezy, gdy powstały pierwsze jądra atomowe. W tym okresie promieniowanie było milion razy gorętsze (i  $10^{24}$  razy jaśniejsze) niż Słońce. Jakikolwiek obiekt zamieniłby się w kąpieli takiego promieniowania prawie natychmiast w jednorodną parę. W tak wczesnym okresie atomy uległyby rozbięciu

na składniki pierwsze, nawet jądra atomowe byłyby zerwane na strzępy. Bardzo wczesny Wszechświat musiał istnieć w bardzo prostym stanie całkowicie zdominowanym przez kosmiczne promieniowanie tła, które rozzerwałoby każdy obiekt na najprostsze składniki i rozrzuciłoby je równomiernie dookoła.

Również w roku 1967 Dennis Sciama opublikował pracę [12], w której zauważył, że jeżeli to promieniowanie jest pozostałością po Wielkim Wybuchu, to można byłoby sprawdzić zasadę Macha, mierząc wpływ ewentualnego obrotu Wszechświata na kosmiczne promieniowanie tła. Pomiar taki mógłby wykluczyć model Gödela obracającego się Wszechświata i wynikającą z niego możliwość podróży w czasie, wspierając zasadę Macha i chroniąc nas przed amatorami takiej turystyki. Ustalenie, że KMPT jest pochodzenia kosmologicznego dawało więc możliwość dokonania ekscytujących obserwacji dotyczących jednego z fundamentalnych problemów fizyki.

Wkrótce potem Stephen W. Hawking i George F.R. Ellis opublikowali artykuł [13] (złożony w październiku 1967 r., ukazał się w kwietniu 1968 r.) pod tytułem „Kosmiczne promieniowanie ciała doskonale czarnego a istnienie osobliwości w naszym Wszechświecie”. Wykorzystali w nim twierdzenia Penrose’a, Hawkinga i Gerocha o wczesnych osobliwościach do wykazania, że jeśli KMPT jest reliktem po Wielkim Wybuchu, a obserwacje ujawniłyby, że jest ono w wysokim stopniu jednorodne (niejednorodności są np. rzędu 1:100), to żaden model nie mógłby się obejść bez osobliwości we wczesnym Wszechświecie. Rozumowanie jest tu w przybliżeniu następujące. Jeżeli KMPT jest pochodzenia kosmologicznego i wysoce izotropowe, powiedzmy 1:X, to można byłoby ekstrapolować Wszechświat w przeszłość do chwili, gdy jego rozmiar wynosił  $1/X$ . Gdyby  $X$  było dostatecznie duże, to gęstość energii KMPT (z dużo gorętszymi i jaśniejszymi mikrofalami) byłaby wystarczająca, aby zamknąć Wszechświat i umożliwić ekstrapolację wprost do osobliwości. Jedyne założenia w tej argumentacji to: 1) KMPT jest pochodzenia kosmologicznego; 2) pomiary wykazują, że jego niejednorodność wynosi około 1:10 000 (w ich początkowej, optymistycznej argumentacji  $X = 100$ , ale według dzisiejszych poglądów musi to być 10 000); 3) ogólna teoria względności, czyli geometryczna teoria grawitacji, poprawnie opisuje rzeczywistość; 4) nie istnieje substancja o ujemnej gęstości energii lub dużym ujemnym ciśnieniu (warunek energii). Hawking i Ellis podali bardzo przekonujące argumenty na rzecz tezy, że warunek energii nie jest pogwałcony. Zaobserwowanie niejednorodności niewątpliwie zadałoby śmiertelny cios licznym, popularnym modelom oscylującego Wszechświata oraz innym próbom zbudowania modeli bez pierwotnej osobliwości. Po raz kolejny widzieliśmy teoretyków dostarczających argumentów o kosmicznych wnioskach,

<sup>1</sup>Jeżeli blask tysiąca słońc / Miałby zapłonąć dziś na niebie / To byłoby tak, jakby Pan / Ukazał nam samego Siebie / Ja jestem teraz śmiercią, co Światy w pył zamienia – zacytował J. Robert Oppenheimer *Bhagawadgitę* po pierwszej próbie bomby atomowej 17 lipca 1945 r. Od pierwszego tłumaczenia *Bhagawadgity* na angielski w roku 1785 większość specjalistów tłumaczyła nie „śmierć”, ale „czas”. Ognista kula, która powstała w czasie wybuchu bomby atomowej, w pierwszej chwili miała temperaturę około tysiąca razy wyższą od temperatury powierzchni Słońca.

które można byłoby wyciągnąć z obserwacji KMPT, gdyby było ono rzeczywiście pochodzenia kosmologicznego.

Na KMPT trzeba było patrzeć z dwu stron: 1) należało być sceptycznym i starannie sprawdzić, czy rzeczywiście jest ono reliktem Wielkiego Wybuchu; 2) założyć, że jest ono taką pozostałością oraz ma oczekiwane własności, a następnie szukać niewielkich odchyleń od jednorodności, uzyskując w ten sposób informacje, które może nam ono przekazać o Wszechświecie. W początkowym okresie trzeba było czynić wiele założeń o KMPT, aby móc go użyć jako narzędzia do badania wczesnego Wszechświata, ale w miarę jak pojawiało się coraz więcej danych obserwacyjnych, założenia te były sprawdzane coraz dokładniej i pełniej. Historia obserwacji i rozwoju teorii pełna jest przykładów takiego podejścia. Penzias i Wilson zawdzięczają odkrycie KMPT szczęśliwemu trafowi. Natknęli się na nie, wcale nie mając zamiaru go poszukiwać, zresztą w ogóle nie zamierzali szukać czegoś nowego. Z perspektywy czasu widać jednak, że odkrycie to, choć przypadkowe, nie wzięło się znikąd. Od czasów Gamowa [5–11] oraz Doroszkiewicza i Nowikowa [14] (oraz niezależnie Dicke’ego i Peeblesa [2]) znane były teorie głoszące, że promieniowanie reliktowe musi istnieć. Istniało wiele danych obserwacyjnych, np. obserwacje anomalnej temperatury cząsteczek CN w chłodnych obłokach opublikowane przez McKellara w roku 1940, a potem wiele innych prac, w których zauważano jakieś dziwne efekty, które – jak się potem okazało – wskazywały, że coś takiego istnieje. Jednakże to Penzias i Wilson dokonali podstawowej obserwacji w tym sensie, że zaobserwowali sygnał, sprawdzili, czy nie popełnili jakichś błędów, wykonali kalibrację pomiarów i pod innymi względami zadbali o to, by ich odkrycie było niepodważalne i by świat je zauważył.

Ta niesłychanie ważna obserwacja została bardzo szybko zinterpretowana, a następnie wielu teoretyków zaczęło pracować nad jej implikacjami i komunikować swoje idee potencjalnym obserwatorom. Obserwatorzy ci musieli zainwestować wiele wysiłku, czasu oraz środków, a ośrodki, które zajmowały się ich finansowaniem, chciały mieć gwarancję, że obserwacje okażą się wartościowe.

Zrozumiałem od razu, że tym, co możemy zaobserwować w promieniowaniu reliktowym, jest jego pole elektryczne  $E(\nu, \theta, \phi, t)$  lub pole magnetyczne  $B$ , więc sporządziłem tabelę jak z podręcznika, zestawiając w niej różne parametry promieniowania, które można byłoby określić na podstawie pomiarów pola elektrycznego tu i teraz. Moim zamiarem było systematyczne sprawdzenie każdego parametru, tak aby jasno ustalić, czy KMPT jest reliktowym promieniowaniem po Wielkim Wybuchu, a następnie stwierdzić, co mogłoby ono nam powiedzieć o wczesnym Wszechświecie. Na początek poszło widmo częstości  $\nu$  promieniowania. Gdyby promieniowanie o temperaturze 3 K było naprawdę reliktowym promieniowaniem powstałym we wczesnym, gorącym Wszechświecie, będącym w stanie równowagi termodynamicznej, to miałyby ono słynne widmo promieniowania ciała doskonale czarnego, którego sformułowanie przez Maksa Plancka w roku

1900 zapoczątkowało teorię kwantów:

$$\bar{n} = \frac{1}{\exp(h\nu/k_B T) - 1}, \quad B(\nu) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^2} \frac{d\nu}{\exp(h\nu/k_B T) - 1},$$

$$B(\lambda) = \frac{8\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{d\lambda}{\exp(hc/\lambda k_B T) - 1}, \quad (1)$$

gdzie  $\bar{n}$  oznacza średnią liczbę fotonów w danym stanie kwantowym, a  $B(\nu)$  oraz  $B(\lambda)$  oznaczają jasność w jednostkach energii na jednostkę powierzchni, sekundę i jednostkę częstości lub długości fali. Widmo to ma tę własność, że opisuje je w pełni tylko jeden parametr – temperatura  $T$  promieniowania. Wykazanie, że hipoteza ta ma szansę okazać się prawdziwą, kosztowało lata starań, często prowadzących na manowce. Sporo czasu zajęło też stworzenie teorii możliwych niewielkich odchyleń od kształtu widma ciała czarnego i określenie, czego moglibyśmy się z nich dowiedzieć, jak również przyjęcie jej przez obserwatorów.

Podobnie, można było stworzyć mapę docierającego do nas promieniowania w funkcji położenia na niebie określonego kątami  $\theta$  oraz  $\phi$ . W ramach najprostszego z możliwych modeli Wielkiego Wybuchu promieniowanie reliktowe byłoby izotropowe, tzn. niezależne od kątów  $\theta$  oraz  $\phi$ . Jak wykazali Penzias i Wilson, promieniowanie o temperaturze 3 K jest w pierwszym przybliżeniu izotropowe, ale – jak stwierdzili Joe Silk [4], Sachs i Wolfe [15] oraz inni – musiały w nim występować pewne szcążkowe zaburzenia, które dały początek galaktykom oraz gromadom galaktyk i które wywoływały fluktuacje temperatury ( $\Delta T/T$ ) w różnych miejscach nieba. Początkowo oczekiwano, że fluktuacje te będą dość duże (tylko niewiele mniejsze od 10-procentowego ograniczenia ustalonego przez Penziasa i Wilsona), ale dokładniejsze obliczenia obniżyły przewidywania teoretyczne do ok. 1/1000. Kolejne przewidywania okazały się jeszcze niższe.

Wektor kierunkowy określający płaszczyznę, w której oscyluje pole elektryczne  $E$ , dla całkowitej termicznej promieniowania Wszechświata w całkowitej równowadze termodynamicznej i o dużej nieprzezroczystości winien być rozłożony zupełnie przypadkowo. Jednak w 1968 r. Martin Rees [16] wykazał, że niewielkie fluktuacje temperatury i rozpraszanie thomsonowskie na powierzchni ostatniego rozproszenia powinny spowodować bardzo wielką polaryzację liniową KMPT.

Zależność pola elektrycznego  $E$  od czasu  $t$  przejawia się na dwa sposoby. Po pierwsze, promieniowanie termiczne ma nie tylko dobrze określony rozkład, ale również dobrze określone widmo fluktuacji statystycznych. Konkretnie, wariancja liczby fotonów  $n$  na jednostkę modu powstała na skutek fluktuacji termicznych powinna być dana wzorem

$$\langle n^2 - \bar{n}^2 \rangle = \bar{n}^2 + \bar{n}, \quad (2)$$

gdzie pierwszy składnik zwany jest szumem falowym, a drugi szumem śrutowym poszczególnych fotonów. Przy małych częstościach  $h\nu \ll k_B T$  (zakres Rayleigha–Jeansa) dominuje szum falowy i średnia kwadratowa fluktuacji wynosi po prostu  $\bar{n} = 1/[\exp(h\nu/k_B T) - 1] \approx k_B T/h\nu$ . Średnia kwadratowa fluktuacji jest proporcjonalna do tempe-



ratury  $T$ . Przy wysokich częstotliwościach  $h\nu \gg k_B T$  („ogon Wiena”) dominuje szum śrutowy. Zjawisko to w latach siedemdziesiątych XX w. przy niskich częstotliwościach badała moja grupa, używając korelacyjnych radiometrów. Podobnie, w dawniejszych doświadczeniach bolometrycznych badano pośrednio pierwszy zakres, a powyższych założeń używamy nadal w dzisiejszych obserwacjach, zwłaszcza prowadzonych w pobliżu maksimum rozkładu KMPT, gdzie oba rodzaje szumów są istotne.

Występuje jeszcze inny efekt (drugiego rzędu) korelacji fotonów, po raz pierwszy zaobserwowany w interferometrze Hanbury Browna i Twissa, sprawdzono jednak, że w obserwacjach KMPT nie ma on większego znaczenia.

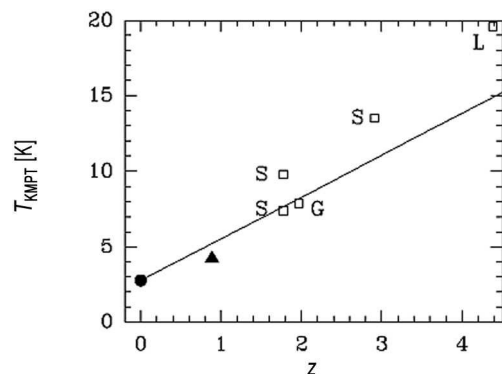
Druga zależność od czasu polega na tym, że w miarę obserwacji promieniowania z coraz odleglejszej przeszłości jego temperatura powinna wzrastać proporcjonalnie do odwrotności skali rozmiarów Wszechświata:  $a(wtedy)T_{wtedy} = a(teraz)T_{teraz}$  lub  $T_{wtedy} = (1+z)T_{teraz}$ , gdzie  $1+z = a(teraz)/a(wtedy)$ , natomiast  $a$  jest skalą rozmiarów Wszechświata w interesujących nas epokach. Wzory te określają po prostu wpływ na prawo Plancka rozciągania długości fal wraz ze zmianą skali rozmiaru Wszechświata. Aby zbadać tę zależność, różne grupy przeprowadziły pomiary, których wyniki – choć wciąż jeszcze ograniczone – zdają się ją potwierdzać. Istnieje wiele danych wskazujących na to, że KMPT nie jest zjawiskiem lokalnym, ponieważ skądinąd chłodne, gęste obłoki molekularne w naszej Galaktyce i galaktykach sąsiednich wykazują dodatkowe wzbudzenia, które dobrze pasują do widma energetycznego KMPT. Jak jednak stwierdziliśmy wraz z innymi grupami, trudniej jest wykonać takie obserwacje dla bardzo odległych galaktyk (tab. 1 i rys. 1).

Tabela 1. Temperatura kosmicznego promieniowania tła dla kilku przesunięć ku czerwieni. Wartości temperatury KMPT pochodzą z obserwacji przejść między poziomami struktury subtelnej w molekułach C I oraz C II.

$z$	$T$ [K]	Widmo	Kwazar	
1,776	$<16@2\sigma$	C I	QSO 1331+170	[17]
1,776	$7,4\pm 0,8$	C I	QSO 1331+170	[18]
1,9731	$7,9\pm 1,0$	C I	QSO 0013-004	[19]
2,309	$<45@2\sigma$	C II	PHL 957	[20]
2,909	$<13,5@2\sigma$	C II	QSO 0636+680	[21]
4,3829	$<19,6@3\sigma$	C II	QSO 1202-07	[22]

Gdy rozważamy rzeczywisty Wszechświat z rzeczywistymi galaktykami i ich gromadami, mamy jeszcze jedną możliwość sprawdzenia, że KMPT wypełnia cały Wszechświat, i być może jeszcze jeden test jego kosmologicznego pochodzenia. W 1970 r., a następnie jeszcze pełniej w roku 1972 Raszid Suniajew oraz Jakow B. Zeldowicz [24,25] wzięli pod uwagę, że gorący, zjonizowany ośrodek w gromadach galaktyk zawiera swobodne elektrony, które rozpraszają niewielką część fotonów KMPT przechodzącego przez taką gromadę. Ponieważ elektrony są gorętsze niż fotony KMPT, rozproszone fotony mają średnio większe

częstości, co prowadzi do spadku liczby fotonów o małych częstościach i wzrostu liczby fotonów o częstościach większych. Oznaczałoby to, że gromada galaktyk rzuca słaby cień w obszarze małych częstości i tworzy poświatę w obszarze częstości dużych, gdyż fotony KMPT pochodzą z największych możliwych odległości. Było również jasne, że jest to efekt widmowy, niezależny od przesunięcia ku czerwieni, użyteczny przy obserwacji gromad galaktyk w całym widzialnym Wszechświecie. Poszukując efektu Suniajewa–Zeldowicza (SZ), zaczęliśmy w roku 1974 z Richem Mullerem używać radioteleskopu z Goldstone, wyposażonego w nowy odbiornik maserowy będący kluczowym elementem Deep Space Net (sieci dalekiej przestrzeni kosmicznej) NASA do obserwacji gromady Coma w Warkoczu Bereniki, dla której rozmiar wiązki pasował do niskiej częstości obserwacji. Niestety, obserwacje nie wystarczyły do odkrycia efektu. Mark Birkinshaw [26] i inni prowadzili jednak nadal te obserwacje przez następne dwie dekady, ulepszając ich metodykę i poziom detekcji. Istotny przełom nastąpił, gdy zaczęto wykorzystywać obserwatorium w Hat Creek i zaobserwowano gromady galaktyk o wysokim stosunku sygnału do tła, wykazujące oczekiwany efekt oraz korelacje z obserwacjami rentgenowskimi [27]. Wyniki te nie pozostawiły cienia wątpliwości, że KMPT wypełnia Wszechświat i pochodzi z większych odległości niż najdalsze obserwowane gromady galaktyk. Począwszy od 2007 r. powinniśmy być świadkami istotnego postępu w wykorzystaniu efektu SZ, gdy rozpoczną obserwacje takie nowe urządzenia jak APEX-SZ i South Pole Telescope (SPT) [28].



Rys. 1. Podsumowanie pomiarów temperatury KMPT w funkcji przesunięcia ku czerwieni. Zaczerniona kropka pochodzi z COBE [23]. Kwadraty z oznaczeniem S to górne ograniczenia otrzymane przy użyciu molekuł C I oraz C II w pracach [18,21], oznaczone literą L – w pracy [22], literą G – w pracy [19]. Dane F. Combes i in. są pokazane jako zaczerniony trójkąt. Linia przedstawia oczekiwaną zależność postaci  $1+z$ . Rysunek pochodzi z pracy F. Combes i in. (1999).

### 1.3. Zwrot ku kosmologii

Byłem zaintrygowany i wielce zainspirowany ulotną dziedziną kosmologii na początku lat siedemdziesiątych, lecz najpierw skupiłem się na uzyskaniu doktoratu. Kosmologią interesowałem się jednak przez cały czas. Istot-

nym czynnikiem było to, że w tym czasie Steven Weinberg wygłaszał w MIT wykład z kosmologii. Notatki do niego później przekształciły się w bardzo dobrą książkę *Gravitation and Cosmology*. Nie mogłem być na wszystkich wykładach, ale zdobyłem wiele notatek, a później książkę. Wyraźne zainteresowanie i poważne podejście Weinberga dodawały kosmologii wiarygodności w oczach moich kolegów. Pokrzepiało mnie to i utwierdzało w moich zainteresowaniach, choć przez większość czasu pracowałem w fizyce cząstek.

Moja praca doktorska polegała na testowaniu reguły dotyczącej rozpadów wywoływanych przez oddziaływania słabe i głoszącej, że zmiana ładunku mezonu K w trakcie rozpadu jest równa zmianie dziwności. Czwórka doktorantów: Orrin Fackler, Jim Martin, Lauren Sompayrac i ja, prowadząca te badania pod kierunkiem mego promotora, profesora Davida Frischa (Wydział Fizyki MIT), używała specjalnej wiązki mezonów  $K^+$  padającej na zwartą tarczę platynową. Była ona umieszczona przed spektrometrem magnetycznym, a rozpadły się produkowane w niej mezonów  $K^0$  obserwowaliśmy w detektorach cząstek umieszczonych w polu magnetycznym. Było to wysoce techniczne i precyzyjne doświadczenie. Stwierdziliśmy [29,30], że reguła  $\Delta S = \Delta Q$  (zmiana dziwności jest taka sama jak zmiana ładunku rozpadającej się cząstki) stosuje się w słabych rozpadach. Obecnie uważa się, że reguła ta wynika automatycznie z modelu kwarkowego. Przykład ten pokazuje, jak przebiega postęp w nauce i jak młodzi studenci uczą się pracy naukowej. W naszym przypadku było tak, że profesor Frisch powierzał nam wielkie, trudne i odpowiedzialne zadania. Pozwalał nam pracować samodzielnie przez większość czasu, ale wokół było wielu ludzi, do których mogliśmy z łatwością zwrócić się po radę i pomoc. Teraz byłem już gotów iść dalej i rozpocząć życie naukowe jako świeżo wypromowany doktor. Poszukując odpowiedniego stanowiska, odbyłem pewną liczbę rozmów w sprawie pracy. Większość z nich dotyczyła dziedziny fizyki cząstek, co odpowiadało mojemu wykształceniu i kontaktom mego promotora. Jedną z rozmów odbyłem jednak w grupie profesora Luisa Alvaraza z Berkeley, a konkretnie w pracowni, która zajmowała się próbami użycia wysokoenergetycznego promieniowania kosmicznego do poszerzenia granic fizyki cząstek. Podczas realizacji tego programu ich balon obserwacyjny uległ katastrofie, powstało wiele opóźnień i rozglądali się za nowym polem działalności. Byli zainteresowani zorganizowaniem lotu nadprzewodnikowych spektrometrów magnetycznych w celu badania promieni kosmicznych. Alvarez, podobnie jak prawie wszyscy fizycy cząstek w tym czasie, wiedział, że w każdym oddziaływaniu wysokoenergetycznym przemianie energii w materię towarzyszy powstawanie równej ilości antymaterii. Berkeley, a konkretnie Lawrence Berkeley National Laboratory, było areną odkrycia antyprotonu i antyneutronu, więc wszyscy nabrali przekonania, że każdej cząstce towarzyszy jej antycząstka. Klasycznie wyszkoleni fizycy cząstek sądzili w tym czasie, że według modelu Wielkiego Wybuchu ilości powstałej materii i antymaterii są równe. Pytanie, które sobie wówczas stawiano,

brzmiało: „Gdzie się podziała antymateria?”. Wiedzieliśmy, że nie ma jej na Ziemi ani – zapewne – w całym Układzie Słonecznym, gdyż wówczas obserwowalibyśmy zjawiska anihilacji materii i antymaterii. Hannes Alfvén, znajomy Alvaraza, stworzył model kosmologiczny, w którym występowała bariera Leidenfrosta oddzielająca większość obszarów materii od obszarów antymaterii w stosunkowo dużej skali. Alfvén zachęcał Alvaraza i jego grupę do poszukiwania przecieków między tymi obszarami w dostępnych próbkach materii z najodleglejszych obszarów, czyli w promieniowaniu kosmicznym. Idealnym narzędziem do poszukiwania antymaterii był magnetyczny spektrometr promieniowania kosmicznego. Moje umiejętności nabyte podczas pracy nad doktoratem bardzo odpowiadały potrzebom, więc Luis Alvarez oraz jego koledzy, a w szczególności Larry Smith, Mike Wahlig i Andrew Buffington, namówili mnie, żebym się do nich przyłączył.

Wraz z grupą bardzo zdolnych inżynierów i techników zaprojektowaliśmy i zbudowaliśmy nadprzewodnikowe spektrometry magnetyczne, a następnie przeprowadziliśmy wiele lotów, obserwując promieniowanie kosmiczne. W miarę postępu badań obniżały się nasze ograniczenia, najpierw do jednej tysięcznej, a następnie poniżej jednej dziesięciotysięcznej. Pierwsza wartość odpowiada odległości do bliskich gwiazd, a druga obejmuje całą Galaktykę lub jeszcze więcej. Dane wskazywały, że antymaterii jest tam bardzo mało w porównaniu z materią lub nie ma jej wcale. Dla mnie kwestia „Gdzie jest antymateria?” zmieniła się w pytanie „Dlaczego w naszym Wszechświecie jest więcej materii niż antymaterii?”. Pytanie to pozostaje nadal jednym z najważniejszych zagadnień kosmologii. Należy pamiętać, iż mamy istotne powody do przypuszczenia, że we wczesnym Wszechświecie ilości materii i antymaterii były równe. We wczesnym okresie fotony KPT miały energię wystarczającą do tworzenia par cząstka–antycząstka, a prosta równowaga termodynamiczna prowadziła do równej liczby każdego z rodzajów cząstek oraz fotonów w bardzo wczesnym Wszechświecie. Obecnie mamy ponad miliard fotonów KMPT na każdy proton i neutron (a zatem i na każdy elektron). W bardzo wczesnym Wszechświecie liczba cząstek i antycząstek każdego rodzaju (w przeliczeniu na stopień swobody) powinna być zasadniczo taka sama, a były to wszystko cząstki relatywistyczne, zachowujące się bardzo podobnie do fotonów i neutrino i będące w ścisłej równowadze termodynamicznej. W miarę jak Wszechświat się rozszerzał i ochładzał, cząstki oraz antycząstki anihilowały, dając lżejsze obiekty, w tym też fotony KPT, które były wtedy już zbyt chłodne, aby spowodować odwrócenie biegu reakcji. Bez pojawienia się jakiegoś zaburzenia równowagi mielibyśmy dziś o wiele mniej materii, a ilości materii i antymaterii, rozdzielone przez swą rzadkość, byłyby równe.

W roku 1964 Andriej Sacharow przedstawił pierwszą wersję modelu, rozwijanego następnie w miarę potrzeb aż do roku 1986, w którym przedstawił warunki konieczne do występowania tego, co nazwał asymetrią barionową (nadwyżki ilości materii nad antymaterią): 1) pogwałcenie zasady zachowania liczby barionowej, 2) łama-

nie symetrii CP, 3) brak równowagi termodynamicznej. Od tamtego czasu teoretycy próbują znaleźć właściwą teorię, a doświadczalnicy – dane świadczące o słuszności takich warunków.

W późniejszych etapach tych poszukiwań antymaterii zacząłem się zastanawiać, czym zająć się później. Czy mamy przeprowadzić ulepszoną wersję eksperymentu i sięgnąć głębiej w przestrzeń, czy też powinienem zabrać się za coś nowego? Alvarez doradzał, żeby co pewien czas robić przegląd najnowszych osiągnięć. Z jego rad oraz takich przeglądów i innych doświadczeń wyciągnąłem wnioski, które ułożyłem w następującą serię zasad. Gdy docierasz do naturalnej przerwy w badaniach, zorientuj się, jakie nowe możliwości pojawiły się dzięki: 1) nowej wiedzy i nowym pomysłom, 2) nowym instrumentom i metodom, które otworzyły nowe obszary badań, 3) nowym urządzeniom, infrastrukturze lub innym ułatwieniom. Ważną częścią mojej maksyminy było pytanie: jakie narzędzia należy zgromadzić w jednym miejscu, aby umożliwić istotny postęp w badaniach? Proces poszukiwania odpowiedzi wymaga przeprowadzenia wielu ocen sytuacji.

W roku 1973 odszukałem pracę Dennisa Sciamy z roku 1967 [12] sugerującą, że można poddać testom zasadę Macha, mierząc rotację Wszechświata poprzez jej wpływ na KMPT. Praca ta nie mówiła wyraźnie, jakie własności powinna mieć wywołana przez taki obrót anizotropia. Była również praca Stephena Hawkinga z 1969 r. [31] zawierająca przykłady wielu modeli Bianchiego, ale niespecjaliście trudno było przez nią przebrnąć. Niestety, było kwestią niejasną, jak szybko miały obracać się Wszechświat. Można było jedynie powoływać się na fakt, że wszystko we Wszechświecie się obraca, od elektronów po galaktyki. Nie wystarczało to jednak do przekonania moich kolegów i innych badaczy, że warto wykonać taki pomiar.

W roku 1971 Jim Peebles opublikował swą książkę *Physical Cosmology* [32], która była dużo bardziej zorientowana na astrofizykę i obserwacje niż *Gravitation and Cosmology* Stevena Weinberga. W książce Peeblesa był rozdział „Zastosowania pierwotnej kuli ognistej”. Peebles przeprowadził w nim szeroką dyskusję konsekwencji „prawdopodobnie odkrytej pierwotnej kuli ognistej”, tj. KMPT. Pisał w sposób prosty i łatwy do zrozumienia dla niespecjalistów. Jednym z przedstawionych zastosowań był „Eksperyment z dryfem eteru”, w którym można było użyć KMPT (układ odniesienia, w którym całkowity pęd promieniowania wynosi zero) do pomiaru ruchu obserwatora względem tego naturalnego układu, aby opisać rozszerzanie się Wszechświata po Wielkim Wybuchu. Przewidywaną zmianę temperatury w zależności od kąta  $\theta$  w stosunku do kierunku ruchu, związaną z efektem Dopplera wywołanym ruchem obserwatora, opisuje wzór

$$T(\theta) = T_0\gamma(1 - \beta \cdot \hat{n}) \approx T_0(1 + \beta \cos \theta), \quad (3)$$

gdzie  $\beta = v/c$ , a  $\hat{n}$  wskazuje kierunek, w którym prowadzimy obserwacje. Był to dobrze określony projekt badawczy z łatwą do przewidzenia minimalną wartością obserwowalnego sygnału. Astronomowie wiedzą, że Układ Słoneczny porusza się, obiegając środek Galaktyki. Prę-

kość ruchu orbitalnego jest znana i wynosi ok. 200 km/s, czyli  $\beta = v/c \approx 0,7 \cdot 10^{-3}$ . Daje to oczekiwany sygnał o wartości ok. 2 mK. Astronomowie myślący o tych zagadnieniach brali również pod uwagę, że nasza Galaktyka i galaktyka Andromedy obiegają się wzajemnie, tak więc pojawia się dodatkowa składowa ruchu. Ale w owym czasie naprawdę bardzo niewielu z nich zastanawiało się nad tymi kwestiami. Było zaledwie kilka prac z konkretnymi przewidywaniami.

Pierwszą z nich była praca Dennisa W. Sciamy z roku 1967 [12] „Szczególna prędkość ruchu Słońca a kosmiczne mikrofalowe promieniowanie tła”, w której autor pisał: „Prędkość ruchu Słońca względem odległych galaktyk jest w przybliżeniu określona przez przesunięcie ku czerwieni w stosunku do bliskich galaktyk i wynosi ok. 400 km/s w kierunku  $l^{\text{II}} \approx 335^\circ$ ,  $b^{\text{II}} \approx 7^\circ$ . Przyszłe pomiary rozkładu kąтового kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła powinny umożliwić sprawdzenie tego oszacowania, jeśli tło ma pochodzenie kosmologiczne. Gdyby testy te zakończyły się powodzeniem, oznaczałoby to, że »lokalny« układ inercjalny nie obraca się w stosunku do odległej materii więcej niż o  $10^{-3}$  sekund łuku na stulecie, co odpowiadałoby 5000-krotnemu polepszeniu dokładności”. Druga praca, J.M. Stewarta i D.W. Sciamy [33], zatytułowana „Szczególna prędkość Słońca i jej związek z kosmicznym mikrofalowym promieniowaniem tła”, była dalszym ciągiem pierwszej. W jej abstrakcie czytamy: „Jeżeli mikrofalowe promieniowanie ciała czarnego jest i kosmologiczne, i izotropowe, to może ono być izotropowe wyłącznie dla obserwatora, który spoczywa w układzie odniesienia wyznaczonym przez odległą materię, na której zaszło ostatnie rozproszenie. W artykule podajemy oszacowanie prędkości Słońca względem odległej materii, skąd można ocenić przewidywaną anizotropię promieniowania mikrofalowego. Niebawem stanie się możliwe porównanie tego przewidywania z wynikami doświadczalnymi”.

#### 1.4. A może najpierw poszukać zarodków, z których powstały galaktyki?

Dlaczego by nie poszukać zarodków galaktyk, które według ówczesnych przewidywań dawałyby efekty tego samego rzędu? Skale kątowe oczekiwanych sygnałów były bardzo różne. Jedną z największych (w sensie kątowym) gromad galaktyk na niebie jest Gromada w Warkoczu Bereniki o rozmiarze około pół stopnia. (Większość gromad ma rozmiary kilku minut, a rozmiary galaktyk są rzędu sekund łuku). Przy ówczesnym poziomie technicznym odbiorników obserwacje należałoby prowadzić w zakresie dużych długości fal za pomocą bardzo wielkich radioteleskopów wykorzystywanych wyłącznie do tego celu przez długi czas. Radioteleskopy nie były budowane z myślą o tego typu obserwacjach i stąd mogły być źródłem różnych efektów systematycznych, w tym rejestracji sygnałów pochodzenia ziemskiego. Można było łatwo oszacować oczekiwaną skalę kątową Wszechświata wypełnionego głównie – jak wówczas uważano – izolowanymi galaktykami o poissonowskim rozkładzie. Można było ocenić rozmiary kauzalnego horyzontu na ok.  $2^\circ$ , a rozmiary

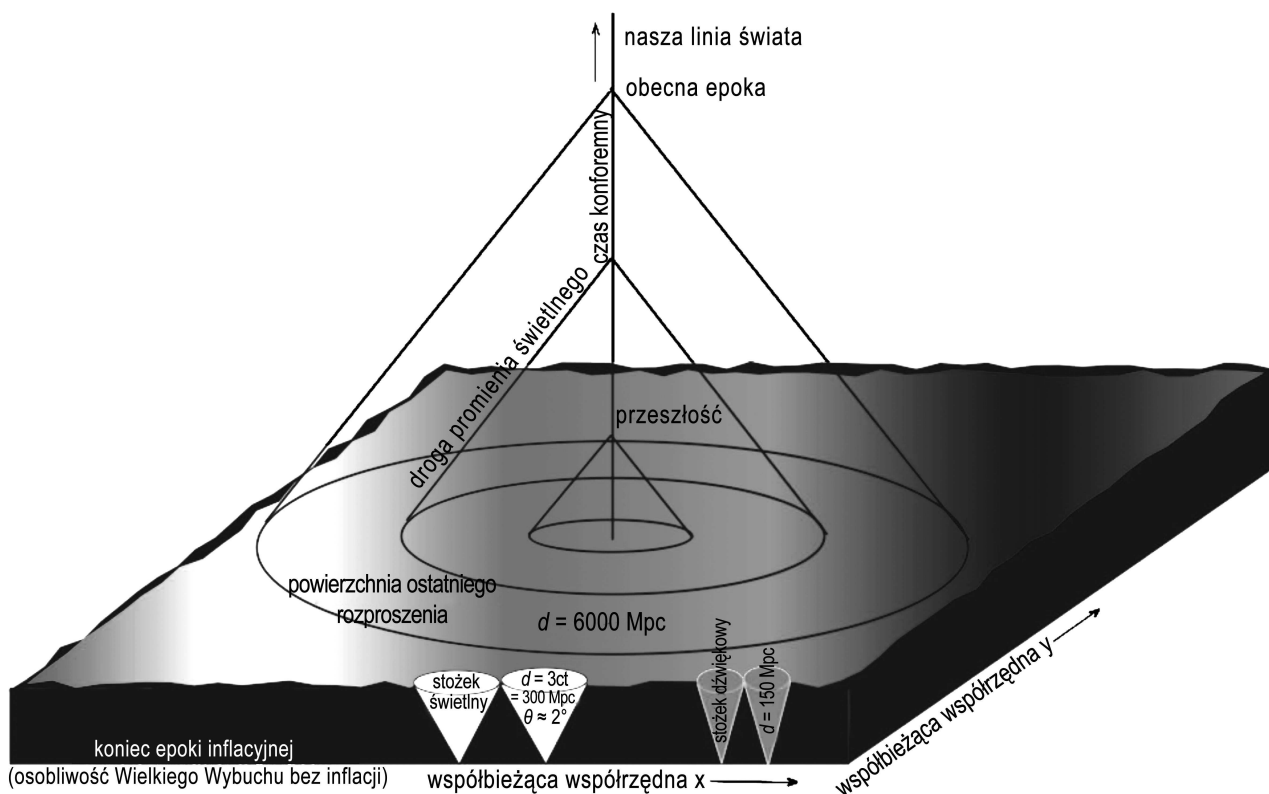
zarodków galaktycznych na ok. 1/100 tej wartości ( $\approx 1'$ ). W owym dawnym obrazie można było oczekiwać nieba obsianego małymi kropkami o rozmiarach rzędu minut i na poziomie milikelwinów, podczas gdy efekt Dopplera związany z dryfem eteru, nierównomiernością hubblowskiej ekspansji czy rotacją Wszechświata obiecywał sygnały o dużych rozmiarach kątowych, obejmujących wielkie połacie nieba, co dawałoby perspektywę ujawnienia nowej fizyki (rys. 2).

### 1.5. Początki nowego eksperymentu z dryfem eteru

Tak więc był to projekt gwarantujący sygnał o ściśle określonej zależności kątowej i amplitudzie, dobrze nadający się do pokazywania kolegom, agencjom zajmującym się finansowaniem badań itp. Problemem było pokonanie uprzedzeń tych uczonych, którzy nauczyli się lekcji wynikających z doświadczenia Michelsona i Morleya oraz ze szczególnej teorii względności (STW) głoszącej, że nie istnieją żadne wyróżnione układy odniesienia. Trzeba było ich przekonać, że pomiar taki nie jest sprzeczny z STW, tylko znajduje układ odniesienia, w którym ekspansja Wszechświata wygląda szczególnie prosto. Pomy-

ślodawcy wielu dzisiejszych prób znalezienia odstępstw od STW uważają go za naturalnego kandydata na układ szczególnie, więc może podejrzenia nie były zupełnie nieuzasadnione. Musieliśmy zmienić nazwę na „Nowy eksperyment z dryfem eteru” i przedstawić szczegółowe argumenty, bo nazwa bez przymiotnika „nowy” zbyt kojarzyła się z doświadczeniem Michelsona i Morleya.

Gdy mieliśmy wreszcie za sobą te problemy, moi koledzy Rich Muller i Terry Mast byli już tak zainteresowani doświadczeniem, że nabrali ochoty dowiedzieć się więcej i rozpocząć jego projektowanie oraz namawiać do udziału innych kolegów. W końcu udało się przekonać dostatecznie wielu, że część personelu technicznego grupy można użyć do pomocy w opracowaniu eksperymentu. Głównymi osobami z grupy techników byli Jon Aymon – oprogramowanie, Hal Dougherty – mechanika, John Gibson – elektronika, Robbie Smits – układy obrotów, John Yamada – montaż. Uzyskaliśmy wstępne finansowanie elementów aparatury i warsztatów, a później, gdy eksperyment zaczął się rozwijać, rozpoczęliśmy składać projekty w NASA itd. Bardzo ważnym momentem było włączenie do pracy nad projektem doktoranta Marka V. Gorensteina. Znałem go,



Rys. 2. Diagram czasoprzestrzenny w jednostkach czasu konforemnego (oś pionowa)  $\eta = \int c dt/a(t)$ , gdzie  $a(t)$  jest czynnikiem skali Wszechświata. Na osiach poziomych odłożono współbieżne współrzędne, które zostały przeliczone na odległości fizyczne przez pomnożenie ich przez czynnik skali  $a(t)$ . W takim układzie współrzędnych światło porusza się pod kątem  $45^\circ$ . Linia w środku rysunku przedstawia drogę naszej materii w czasie bez żadnego ruchu własnego (w rzeczywistości te ruchy są bardzo niewielkie). Wszechświat przedstawiono jako nieprzezroczysty aż do powierzchni ostatniego rozproszenia od końca epoki inflacyjnej lub osobliwości Wielkiego Wybuchu. Rozmiary czasowe tego okresu są przesadzone w porównaniu z dalszym okresem aż do dnia dzisiejszego, aby ukazać horyzont kausalny (odległość, która mogła być pokonana z prędkością światła,  $d = 3ct$  w jednostkach fizycznych) oraz horyzont dźwięku (odległość, która mogła być przemierzona z prędkością dźwięku we wczesnym Wszechświecie). Oba te horyzonty wywierają szczególny wpływ na fizyczne struktury we Wszechświecie.

gdy był studentem w MIT, zanim jeszcze przybył do Berkeley na studia doktoranckie, i ta znajomość pomogła nam podobnie jak obecność Mike'a Wahliga i Andy'ego Buffingtona w grupie Frischa w MIT, gdy byłem tam studentem, a następnie doktorantem; obaj później przyjechali do Berkeley. Cały ten łańcuch znajomości i wzajemne zaufanie pomogło nawiązać wiele kontaktów.

Mieliśmy więc załączek grupy i dobrze określony cel – zbudować urządzenie o wystarczającej czułości i dokładności, aby zmierzyć anizotropię KMPT na poziomie 2 mK ( $10^{-3}$ ) w dużych skalach kątowych. Rozpoczęliśmy pracę, a wiedząc o poprzednich balonowych niepowodzeniach, rozważaliśmy użycie różnicowego radiometru mikrofalowego (DMR) umieszczonego na pokładzie samolotu U-2. Terry Mast odszedł z naszej grupy, aby pracować nad rozpoczynającym się projektem 10-metrowego teleskopu. Mieliśmy szczęście, że dołączył do nas Tony Tyson, który przybył do Berkeley w ramach rocznego urlopu z Bell Labs, gdzie pracował nad konstrukcją detektorów fal grawitacyjnych. Tony stał się ekspertem od detektorów niskoszumowych i izolacji od drgań, dwóch kluczowych domen potrzebnych w naszym przedsięwzięciu i ważnych dla rozwoju DMR.

### 1.6. Kontekst

W roku 1973 zacząłem zajmować się KMPT, ale w dziedzinie tej działało się już wiele, głównie na wschodnim wybrzeżu dzięki działalności Jima Peeblesa i Boba Dicke'ego, które doprowadziły do pionierskich prac Davida Wilkinsona, najpierw wspólnie z Peterem Rollem w roku 1965, a później z wieloma doktorantami, np. – z początku, w 1967 r., z Bruce'em Partridge'em [34]. Rainer Weiss z Princeton przeniósł się do MIT, gdzie pracował z Dirkiem Muehlnerem. Obie te grupy rozpoczęły obserwacje widma KMPT, a później zajęły się pomiarami anizotropii. Zdecydowałem się rozpocząć od anizotropii, a później zająć się widmem i innymi aspektami.

W roku 1970 do Berkeley przybył Joe Silk i rozpoczął działalność w dziedzinie kosmologii teoretycznej, tworząc grupę na zachodnim wybrzeżu i namawiając kolegów do zajęcia się obserwacjami kosmologicznymi. Zaraz potem prof. Paul Richards zainicjował program, w którym uczestniczyli doktoranci: John Mather, a później Dave Woody. W ramach programu Richardsa ulepszano bolometrię i interferometr Michelsona do obserwacji widma. Stały się one prekursorami układu FIRAS w COBE. Dużo później kluczowymi detektorami w obserwacjach anizotropii KMPT stały się następne generacje bolometrów – patrz wykład mojego współnoblisty, Johna Mathera (*PF* 59, 12 (2008) – red.).

Wraz z Joe Silkiem rozpoczęliśmy wspólny program kształcenia studentów. Ci, którzy mieli później pracować z nim nad analizą i interpretacją wyników obserwacji, odbywali u mnie roczne lub semestralne praktyki, a potem pomagali mu w pracach nad możliwościami przeprowadzenia obserwacji lub nad niezbędnymi teoriami. Wśród tych studentów byli Mike Wilson, John Negroponte i Eric Gawiser, którzy pracowali z nami przez wiele lat.

### 1.7. Dlaczego była potrzebna tak silna grupa i tyle pracy?

Oczekiwany sygnał był na poziomie jednej tysięcznej KMPT (ok. 3 K), czyli 1/100 temperatury pokojowej. Szumy odbiornika fal radiowych miały wartości w tym samym zakresie. Tak więc należało oczekiwać, że anizotropia będzie na poziomie jednej stutysięcznej ( $10^{-5}$ ) szumów tła. Aby nasze pomiary miały realną wartość, musieliśmy zejść z dokładnością do 1/10 tego poziomu, czyli do 1 ppm ( $10^{-6}$ ). Potrzebowaliśmy zatem czułości na bardzo słabe sygnały, skąd wynikała konieczność względnie długich obserwacji i stabilności przyrządów.

Jakich sposobów mogliśmy użyć? Po pierwsze, techniki wprowadzonej w latach czterdziestych przez Boba Dicke'ego, w której przełączało się szybko odbiornik pomiędzy dwoma źródłami sygnału i badało różnice. Im bardziej zbliżone były poziomy tych sygnałów i im szybciej się je przełączało, tym mniej istotny był nieunikniony dryf aparatury związany z wewnętrznym szumem urządzenia elektronicznego zależnym od częstotliwości jak  $1/f$  i termicznymi fluktuacjami otoczenia ( $1/f^2$ ), które uniemożliwiały bezpośredni pomiar KMPT z dokładnością 1 ppm. Do pomiarów KMPT potrzebny był sygnał odniesienia o temperaturze 3 K lub zbliżonej. Do pomiarów widma można było użyć układu referencyjnego ochłodzonego do temperatury ciekłego helu. Do pomiarów anizotropii chcieliśmy użyć dwóch anten skierowanych w dwa różne punkty nieba i przełączać się szybko między nimi. Konfigurację tę nazwaliśmy różnicowym radiometrem mikrofalowym (DMR).

Należało teraz wykluczyć, odrzucić i uśrednić inne sygnały oraz źródła szumu. Musieliśmy wybrać częstość obserwacji, przy której fluktuacje KMPT byłyby większe lub przynajmniej odróżnialne od efektów pochodzących z innych źródeł, w szczególności z naszej własnej Galaktyki. Doprowadziło to nas do wyboru fal o długości ok. 1 cm oraz wyboru kierunku na niebie. Poza płaszczyzną Galaktyki powinna dominować anizotropia KMPT, a przy długości fali wynoszącej 1 cm emisja atmosferyczna jest względnie niewielka, więc pionierzy badań mikrofalowych wybrali ją jako tzw. pasmo K. Gdy uświadomili sobie, że w pasmie K występuje linia pochodząca od pary wodnej, zmienili nazwę pasma na  $K_A$ . Istniały więc elementy aparatury mikrofalowej zoptymalizowane dla tego zakresu długości fali.

Elektryczny szum odbiornika wytwarzał średnie kwadratowe fluktuacje tła rzędu

$$\langle \delta T \rangle = \frac{2T_u}{\sqrt{B\tau}} + \frac{\Delta G}{G} T_r \approx \frac{27 \text{ mK}}{\sqrt{\tau} [\text{s}]} + (100 \text{ mK}) \frac{\Delta G}{G} \approx \frac{0,5 \text{ mK}}{\sqrt{\tau} [\text{h}]}, \quad (4)$$

gdzie  $T_u \approx 300 \text{ K}$  oznacza efektywną temperaturę szumu ówczesnych odbiorników pracujących w temperaturze pokojowej,  $B$  – szerokość pasma (ok. 500 MHz),  $\tau$  – czas obserwacji, a  $\Delta G$  – zmianę wzmocnienia  $G$  odbiornika

podczas obserwacji; najlepiej jest wyznaczać ją przez przełączenie wejść odbiornika, między którymi panuje efektywna różnica temperatury  $T_r$ . (Zwróćmy uwagę, że te dwa efekty powinny być dodane w kwadratach, ponieważ są nieskorelowane. Pierwszy z nich bierze się po prostu z wariacji  $\bar{n}^2 + \bar{n}$  liczby zaobserwowanych fotonów pochodzących od fluktuacji termicznych promieniowania ciała czarnego, natomiast drugi – z dryfu wzmocnienia odbiornika). Dzięki osiągnięciu małej różnicy temperatury ( $|T_r| < 0,1$  K) można było mieć nadzieję, że fluktuacje (4) nie wzrosną znacznie, o ile zmianę wzmocnienia odbiornika uda się utrzymać na poziomie istotnie niższym od 0,5% w czasie między dwoma przełączeniami, co pozwoli na uzyskanie wymaganej czułości ok. 0,3 mK. Aby uzyskać taką czułość, musielibyśmy obserwować każdy obszar nieba przez mniej więcej dwie godziny.

Tak więc naszym planem było usunięcie szumów przypadkowych przez uśrednienie obserwacji po okresie dwóch godzin, musieliśmy jednak wykluczyć również sygnały, które nie były przypadkowe. Głównym problemem było odrzucenie sygnałów pochodzących spoza głównej osi wiązki. Jedną z podstawowych zasad optyki mówi, że dyfrakcja prowadzi do pojawienia się składowych spoza osi. W budowanych podówczas antenach o najniższych listkach bocznych wykorzystywano zwykle „rozek o standardowym wzmocnieniu”, który ma optymalne wzmocnienie przy zwykłej piramidalnej konstrukcji tuby rożka. Rożek ten jest w zasadzie gładko rozszerzającym się falowodem jednorodnie oświetlanym aż do swego brzegu w jednej z płaszczyzn (płaszczyźnie E, w której leży również wektor pola elektrycznego). Oświetlenie w kierunku prostopadłym (płaszczyzna H) zmienia się jak fala sinusoidalna o amplitudzie zerowej na brzegach falowodu (rożka) i największej na jego osi. Taka konfiguracja pola jest po prostu najniższym i najbardziej stabilnym modem falowodu; do niej dobiera się wszystkie pozostałe elementy.

Dalekie pole (równoważne odpowiedzi wiązki) jest po prostu transformatą Fouriera pola elektrycznego apertury. Transformata Fouriera pola elektrycznego, którego wartość na zewnątrz rożka wynosi zero i jest stała wewnątrz, ma dobrze znaną fizykom postać funkcji  $\sin(x)/x$ . Dla rozsądnych rozmiarów rożka wiązka jest dość szeroka, ale również, co ważniejsze, listki boczne pod kątem  $90^\circ$  do kierunku wiązki są osłabione jedynie o czynnik rzędu  $10^4$ . Ponieważ sygnał podstawowy nie jest stały, a przy tym milion razy większy niż oczekiwany poziom sygnału pochodzącego od anizotropii, potrzebowaliśmy lepszego rozwiązania. Postanowiłem nauczyć się teorii anten, żeby się dowiedzieć, co można zrobić, aby dobrać się do listków bocznych. Opisany falą sinusoidalną profil oświetlenia w płaszczyźnie H, a zwłaszcza opadanie pola do zera na brzegach apertury rożka dają dość niskie listki boczne i wskazują drogę do rozwiązania. Chciałoby się mieć oświetlenie polem elektrycznym, które spadałoby gładko do zera na brzegach apertury. Byłoby idealnie, gdyby zarówno pole jak i jego pochodna zerowały się na brzegu, choć oznaczałoby to, że dla danej średnicy apertury zysk w kierunku osi byłby mniejszy, ponieważ oświetlenie w tym kierunku

byłoby mniejsze niż dla oświetlenia równomiernego (stąd bierze się kształt rożka zapewniający optymalny zysk). Fakt, że profil wiązki w płaszczyźnie H był dość niski oznaczał, że można było osiągnąć wymagany niski poziom odpowiedzi poza osią, jeżeli pole elektryczne spadało do zera rozsądnie szybko.

Innym sposobem podejścia do zagadnienia było wykorzystanie faktu, że energia fali jest zgromadzona w polu elektrycznym, i rozważenie fali biegnącej w tył w czasie. Wtedy problemem jest realizacja ścisłego sprzężenia pola z falowodem, a następnie odłączenie go od anteny i wysłanie go z niej, tak by zapewnić swobodną propagację w przestrzeni. Jeżeli pole elektryczne nie znika w przewodzącym metalu przy końcu rożka w pobliżu apertury, to wytwarza w tym metalu prądy, które powodują obniżenie pola w nim prawie do zera. Prądy te powodują rozprzestrzenianie się pola w innych kierunkach. Tak więc znowu chcemy, aby przy końcu anteny pole elektryczne nie było z nią sprzężone i jego wartość wynosiła zero na powierzchni metalu. Istnieją dwa podejścia do tego zagadnienia i w końcu oba zostały użyte w dwóch instrumentach mierzących KMPT na pokładzie satelity COBE. Pierwsze z nich polega na wywinieciu brzegów rożka, podobnie jak w wylocie trąbki lub tuby; w tych instrumentach muzycznych występuje podobny problem emisji fal dźwiękowych – od silnie sprzężonych w pobliżu ustnika do swobodnie rozprzestrzeniających się po wyjściu z instrumentu. Dlatego na wykładzie pokazywałem obrazki princetońskiego eksperymentu dotyczącego anizotropii (grupa Wilkina) z wylotami instrumentów muzycznych na zakończeniu ich rożków – ale w celu odbioru, a nie emisji fal (elektromagnetycznych). Fala elektromagnetyczna woli rozprzestrzeniać się wzdłuż linii prostej i stopniowo odłącza się od zakrzywionego wylotu. Podejście to ma tę zaletę, że działa w szerokim pasmie częstości, ale tę wadę, że wymaga istotnego powiększenia rozmiaru apertury – im większa jest wymagana zdolność odrzucania sygnałów spoza osi, tym większy musi być rozmiar czaszy. Takie podejście zastosowano w aparaturze FIRAS w COBE, używającej jednej dużej anteny tubowej z zewnętrznym rożkiem, która musiała dobrze pracować w szerokim zakresie długości fali.

Drugie podejście, które w końcu wybrałem, polegało na bardzo wczesnym oddzieleniu pola elektrycznego od anteny i użyciu pozostałej jej części do ciągłego kształtowania wiązki, a później na umieszczeniu na brzegach apertury rowków o głębokości równej ćwiertci długości fali. Rowki te powodowały, że prądy były w dokładnie przeciwnej fazie niż pole elektryczne (zagłębienie  $\lambda/4$ , a potem takie samo wzniesienie oznaczało  $\lambda/2$ , czyli różnicę fazy  $180^\circ$ ). W ten sposób prądy powierzchniowe w aperturze rożka były tłumione, co nie pozwalało im wychodzić z rożka i okrążając go, tworzyć listki. Chodziło też o to, aby w gardzieli rożka wzbudzić drugi mod o takiej własności, że w środku wiązki jego pole jest zgodne w fazie z modem standardowym, lecz na brzegach płaszczyzny E jest ono w fazie przeciwnej i po prostu kasuje pole elektryczne modu standardowego, dając układ pola bardzo po-

dobny do układu w płaszczyźnie H, mający bardzo niskie listki boczne. Studiowałem literaturę, konsultowałem się z inżynierami z TRG Alpha w Bostonie i dostałem z Jet Propulsion Laboratory (JPL) kopię ich oprogramowania JPLHORN do obliczania kształtu wiązki, które potem modyfikowałem i stosowałem. Wkrótce okazało się, że można osiągnąć nasze cele przy użyciu anteny falistej, zwłaszcza w przypadku rożka stożkowego. Pierwszy rowek powinien mieć głębokość równą  $\lambda/2$ , aby zapobiec zbyt silnym odbiciom, a później można było albo przejść od razu do rowków o głębokości  $\lambda/4$  (w stożku), co było łatwiejsze, albo, jak w późniejszych rożkach, zmieniać głębokość rowków w sposób ciągły od połowy do ćwierci długości fali na odległości kilku (5–10) rowków, pozostawiając ok. 30 rowków o głębokości  $\lambda/4$ . Taka bardzo zwarta konfiguracja zapewniała wyjątkowo niski poziom dalekich listków i prowadziła do szczególnie niskich strat w antenie, ponieważ pole elektryczne nie wytwarzało istotnych prądów w ścianie anteny. Wadą tego rozwiązania był jego względnie wysoki koszt produkcji, gdyż bardzo dobry frezer musiał dokładnie wyźłobić rowki w dużych blokach kutego aluminium. Prace te powiodły się tak dalece, że musieliśmy w końcu opracować nowe metody obserwacji tak niskich listków bocznych (wymaganych w układzie DMR w COBE). Używaliśmy do tego poligonu antenowego JPL położonego na skraju płaskowyżu typu mesa [35]. Badania te, powtórzone dla anten DMR w Goddard Space Flight Center (GSFC) na specjalnie zorganizowanym poligonie [36], były krokiem kluczowym, gdyż precyzyjne pomiary anizotropii KMPT wymagały odrzucania sygnałów spoza osi na poziomie jednej części na miliard lub jeszcze niższym, a do pracy z DMR anteny musiały być wystarczająco małe, aby zmieścić się w przestrzeni dostępnej w układzie.

Projekt przewidywał instalację dwóch rożków, których wyjścia były szybko naprzemiennie przełączane w odbiorniku. Dopóki rożki były jednakowe i odbierały sygnał przechodzący przez identyczną atmosferę, dopóty było to wystarczające. Dwie rzeczy nie są jednak nigdy idealnie jednakowe, więc musieliśmy się z tym uporać poprzez obracanie odbiornika i zmianę pozycji na niebie, w którą patrzyły anteny, aby można było oddzielić sygnał pochodzący od aparatury od sygnału przychodzącego z nieba. Było to podstawowe zagadnienie, które przez całe lata moi studenci nazywali regułą przełączania Smoota – gdy tylko wprowadzało się przełączanie (lub wymyślało sposób) mające na celu usunięcie jakiegoś efektu bądź zmniejszenie jego wpływu, pojawiały się dwa kolejne pytania: 1) czy nowe urządzenie samo wytwarzało jakiś sygnał, 2) czy nowy proces (np. obrót urządzenia) powodował pojawie-

nie się sygnału. Efekty te zawsze pojawiały się na pewnym poziomie, więc należało się upewnić, że są one niewielkie i że projekt zapewnia ich kompensację. Na przykład, przełączanie wejścia odbiornika z jednej anteny na drugą zawsze powoduje pojawienie się dodatkowego sygnału (szpilkowego, schodkowego lub innego), którego nie należy włączać do potoku przetwarzanych sygnałów. Podobnie, przełącznik ma nieco inny poziom względem każdej z anten. Mierzy się więc te efekty i dostraja aparaturę możliwie najdokładniej, a potem obraca się ją tak, że sygnał z nieba jest przełączony, ma więc przeciwny znak niż z rożka anteny, która go odbiera. Następnie należy sprawdzić, czy proces obracania anteny nie zmienia stanu lub jakości działania DMR z powodu ziemskiego pola magnetycznego lub innych efektów. Ogólnie, ponieważ mierzyliśmy bardzo słaby sygnał, musieliśmy zajmować się różnymi zagadnieniami aż do trzeciego rzędu i przeprowadzać wiele testów oraz analiz.

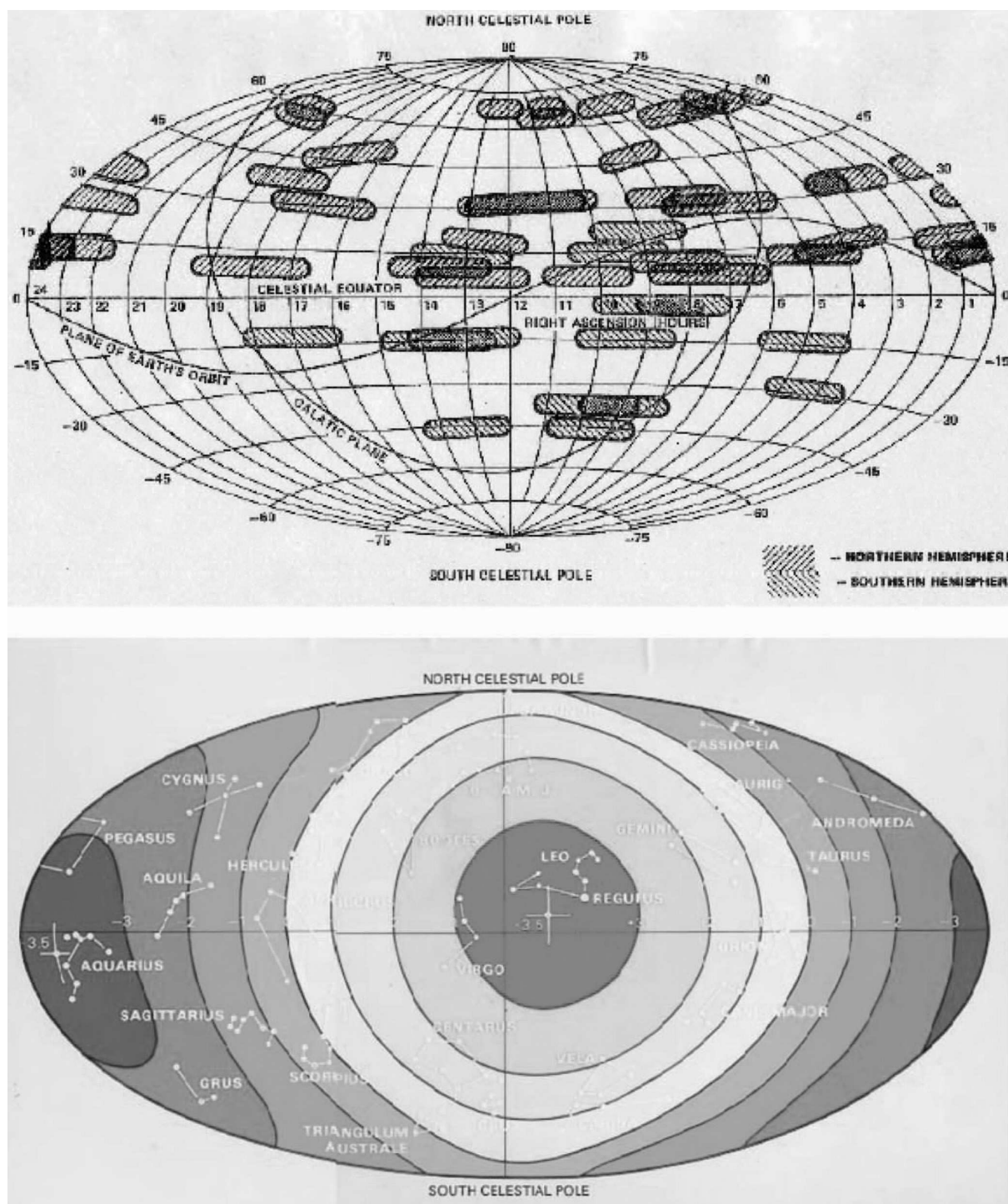
### 1.8. Obserwacje z użyciem DMR oraz U-2

W końcu przygotowaliśmy aparaturę i byliśmy gotowi do obserwacji KMPT oraz wykrycia anizotropii pierwszego rzędu wywołanej ruchem instrumentu względem powierzchni ostatniego rozproszenia, czyli układu zerowego pędu KMPT. Instrumentem użytym do tego pomiaru był DMR, opisany później szczegółowo w pracy [37]. Wehikułem, którego postanowiliśmy używać, był samolot odrzutowy U-2 znany z lotów od Turcji po Skandynawię, jak również nad innymi politycznie gorącymi miejscami, z których potrzebne były zdjęcia o wysokiej rozdzielczości wykonywane z dużej wysokości, a których zrobienie wymagało stabilnego lotu. U-2 został przystosowany do przeprowadzania obserwacji środowiska i zasobów naturalnych w ramach programu realizowanego przez NASA Ames Center na lotnisku Moffett Field w Kalifornii. Po całej serii lotów i późniejszej analizie danych wykryliśmy [38] anizotropię dipolową, będącą efektem pierwszego rzędu. Wykazaliśmy również, że jest ona dominującym sygnałem na niebie w dużej skali [39]<sup>2</sup>. Później mieliśmy przeprowadzić takie same obserwacje z Peru, aby się upewnić, że ten sam wzorec jest widoczny również na niebie południowym [40]. Pomiary przeprowadzone z pokładu U-2 wykazały, że temperatura zmieniała się gładko, fluktuując od  $-3,5$  mK w kierunku bliskim gwiazdozbioru Wodnika do  $+3,5$  mK w pobliżu Lwa (Leo, rys. 3). Znaczyło to, o dziwo, że nasz Układ Słoneczny porusza się z prędkością  $350$  km/s w kierunku niemal przeciwnym do spodziewanego na podstawie obiegu wokół środka Galaktyki. Wyniki te zmusiły nas do uznania, że Droga Mleczna porusza się z prędkością ok.  $600$  km/s w kierunku bliskim gwiazdozbirowi Lwa. Ruch ten nie był oczekiwany w modelu,

<sup>2</sup>Przedstawione są tu wyniki dużej serii pomiarów – wykonanych z samolotów – anizotropii KPT o temperaturze  $3$  K dla dużych skal kątowych. Radiometr mikrofalowy o dwóch antenach działający w pasmie  $33$  GHz był wynoszony na pokładzie samolotu U-2 na wysokość  $20$  km podczas  $11$  lotów w okresie od grudnia  $1976$  r. do maja  $1978$  r. i mierzył różnicę poziomu sygnału pomiędzy dwoma kierunkami rozłożonymi nad większą częścią półkuli północnej. Pomiary jasno wykazują anizotropię, którą można zinterpretować jako efekt ruchu Układu Słonecznego względem źródeł promieniowania. Anizotropia jest dobrze opisana sferyczną harmoniką pierwszego rzędu o amplitudzie  $3,6 \pm 0,5$  mK, co odpowiada prędkości  $360 \pm 50$  km/s w kierunku o rektascensji  $11,2 \pm 0,5$  h i deklinacji  $19 \pm 8^\circ$ .

w którym galaktyki poruszają się bez zaburzeń po swoich liniach świata ruchem wynikającym z prostej hubblowskiej ekspansji Wszechświata, czyli w wyidealizowanym obrazie przyjmowanym przez większość ówczesnych kosmologów. Z obserwacji tej wynikało również, że Wielka Mgławica w Andromedzie oraz wiele innych pomniejszych członków Układu Lokalnego również porusza się

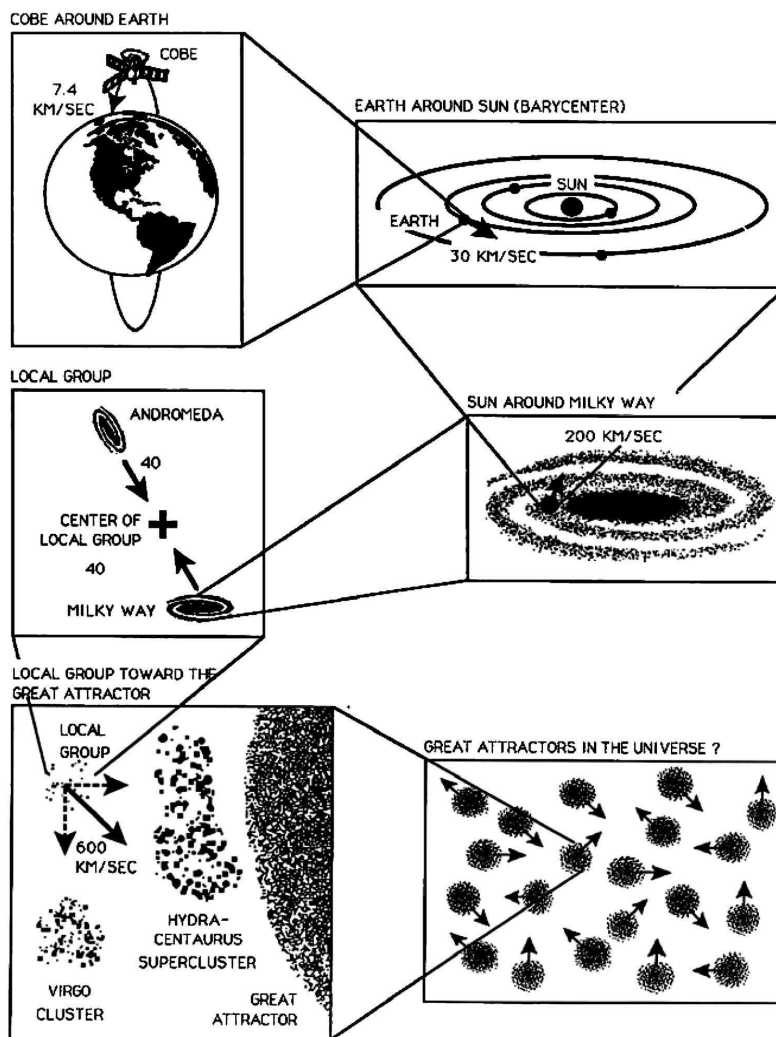
w tym samym kierunku z podobnymi prędkościami. Z ruchu całego Układu wynika istnienie centrum przyciągania grawitacyjnego (nazwanego później Wielkim Atraktoorem), stosunkowo odległego, wielkiego zgromadzenia materii, którego przyciąganie jest wystarczająco jednorodne, aby nie mogło rozerwać słabo związanego Układu Lokalnego (rys. 4).



Rys. 3. Anizotropia dipolowa zmierzona w trakcie lotów U-2 (1976). U góry: pokrycie nieba przez pomiary podczas lotów U-2 na półkuli północnej i południowej. U dołu: mapa dipolowa uzyskana z pomiarów U-2. Plama w pobliżu konstelacji Lwa (Leo) wskazuje nadwyżkę o wartości +3,5 mK nad centralną wartością temperatury, a obszar w Wodniku (Aquarius) ma niedomiar -3,5 mK [37,38].



VELOCITY COMPONENTS OF THE OBSERVED CMB DIPOLE



Rys. 4. Anizotropia dipolowa powstająca na skutek sumowania wielu składowych prędkości pochodzących od grawitacyjnego przyciągania różnych skupisk materii

Choć dipol ten nie jest bezpośrednio kosmologicznego pochodzenia, to jednak niesie znaczącą informację o tym, jak materia jest rozłożona we Wszechświecie, a zatem jakie warunki musiały istnieć na początku Wielkiego Wybuchu. Gdyby udało nam się przekonać astronomów o poprawności naszych wyników i o możliwości znalezienia Wielkiego Atraktora lub czegoś podobnego, to moglibyśmy również przeprowadzić test zasady Macha zaproponowany przez Dennisa Sciame oraz zbadać nasz obrót względem odległej materii we Wszechświecie. Upłynęło trochę czasu, zanim astronomowie potraktowali poważnie nasze wyniki (pomogła w tym zachęta George'a Abella, astronoma z UCLA) i rozpoczęto prace, które w końcu doprowadziły do zrozumienia, że istnienie gromad i supergromad galaktyk oraz naszego ruchu jak również innych ruchów masowych jest naturalną konsekwencją wielkoskalowej organizacji materii. W tym samym czasie obserwacje w coraz większej skali (powłoki o coraz większym promieniu i przesunięciu ku czerwieni)

zaczynały zbiegać do „poprawnej” odpowiedzi dostarczonej przez KMPT. Obecna najdokładniejsza mierzona wartość dipolowa ( $3,358 \pm 0,017$  mK) wskazuje, że Układ Słoneczny porusza się względem obserwowalnego Wszechświata z prędkością  $368 \pm 2$  km/s w kierunku określonym przez długość galaktyczną  $l = 263,86^\circ$  i szerokość  $b = 48,25^\circ$  z niepewnością nieco poniżej  $0,1^\circ$  [41]. Wyniki te są istotnie różne od kierunku związanego z obrotem Galaktyki (nominalne wartości to 250 km/s w kierunku  $l = 90^\circ$  oraz  $b = 0$ ).

O dziwo, wynik ten jest bliższy oryginalnego przewidywania z roku 1967 w pracach Dennisa Sciame (400 km/s w kierunku  $l^{\text{II}} \approx 335^\circ$ ,  $b^{\text{II}} \approx 7^\circ$ ) opartych na bardzo zgrubnych obserwacjach dostępnych w owym czasie. Moglibyśmy wyciągnąć stąd naukę, że sceptyczne obserwacje z dystansu, ze świeżym umysłem, pozwoliły zrozumieć, że we Wszechświecie istnieje wielkoskalowa struktura i występują pewne odchylenia od prostego prawa Hubble'a związane z niewielkimi przyspieszeniami wywołanymi przez

przyciąganie odległych mas w ciągu miliardów lat. Jeżeli mogły powstać wielkie pustki i supergromady, to musiały występować jakieś ruchy masowe. Ruch naszej Galaktyki przekracza po prostu nieznacznie normę, stąd potrzeba Wielkiego Atraktora, jednego z wielu we Wszechświecie.

Wykrycie wewnętrznej anizotropii KMPT samo w sobie było wielkim wyzwaniem technicznym, ponieważ wymagało dokładności względnej wynoszącej  $10^{-5}$ . Emisje z Galaktyki i spoza niej, sygnały z bliskich źródeł oraz zaburzenia pochodzące z przyrządów dodawały szum wielokrotnie silniejszy od sygnału KMPT. Nawet obserwacje przeprowadzane w trakcie lotów U-2 odbywające się na wysokości powyżej 65 000 stóp (20 km), tj. powyżej 95% ziemskiej atmosfery (pomiaru wykonywane z balonów są przeprowadzane w podobnych warunkach), nie były wystarczająco czułe, aby usłyszeć tak delikatny pierwotny szept. Pomiaru wykonywane w przestrzeni kosmicznej dostarczyłyby dużo lepszych wyników, więc następne pokolenie obserwacji przeniosło się na satelity.

### 1.9. Polaryzacja KMPT

Penzias i Wilson podali pierwsze ograniczenie polaryzacji KMPT w wysokości 10%. Następnie Martin Rees przewidział [16], że KMPT powinno być spolaryzowane liniowo na poziomie kilku procent wszelkiej anizotropii wewnętrznej. W latach siedemdziesiątych rozpoczęto pomiary (George Nanos, będący wówczas doktorantem w grupie Wilkinsona w Princeton [42], oraz nasza grupa [43,44]), których celem było poprawienie ograniczeń poziomu polaryzacji KMPT oraz sprawdzenie przewidywania Reesa. W tamtym okresie myśleliśmy jeszcze o klasycznej anizotropii wielkoskalowej. Najprostszą możliwością był przypadek, w którym tempo rozszerzania się Wszechświata w trzech wzajemnie prostopadłych kierunkach byłoby różne. Najlepszą możliwością byłaby kwadru-polowa, osiowo symetryczna ekspansja, która sprzęgałaby się maksymalnie z polaryzacją liniową.

Nanos zakończył swoje obserwacje oraz spisywanie pracy i opublikował ją w roku 1979. W jej streszczeniu napisał: „Podjęto próbę wykrycia polaryzacji liniowej w promieniowaniu tła o temperaturze 2,7 K przy długości fali 3,2 cm, używając przełączanego polarymetru Faradaya skierowanego ku zenitowi, gdzie na skutek obrotu Ziemi zatacza on okrąg o stałej deklinacji ( $40,35^\circ$  N). Zastosowano dwustopniowy proces kalibracji. Najpierw mierzono przy użyciu pochłaniacza o temperaturze 300 K zmianę napięcia na drugim detektorze w celu wyznaczenia wzmocnienia na wyjściu układu mikrofalowego. Następnie kalibrowano resztę odbiornika przez podanie tam znanego napięcia zmiennego o częstotliwości wzmacniacza synchronicznego”. Negatywny wynik został zinterpretowany w ramach osiowo symetrycznego modelu Reesa jako górne ograniczenie asymetrii w ekspansji hubblowskiej. Nanos wkrótce potem wybrał karierę w marynarce wojennej; osiągnął stopień wiceadmirała, a później został dyrektorem Los Alamos National Laboratory.

Gdy już obserwacje z użyciem U-2 układały się pomyślnie i dopracowaliśmy aparaturę oraz techniki pomia-

rowe, uznałem, że nadszedł czas, aby rozpocząć pomiary polaryzacji. Zatrudniłem doktoranta Phila Lubina i namówiłem go, aby w ramach pracy doktorskiej przeprowadził pomiary polaryzacji przy długości fali 1 cm. Obliczyliśmy, że obserwacje można było przeprowadzić z powierzchni Ziemi, używając podstawowej aparatury skonstruowanej w ramach układu DMR z U-2, ale z jedną anteną akceptującą obie polaryzacje liniowe i z przełącznikiem szybko podającym kolejno oba sygnały spolaryzowane na odbiornik. Po dalszych badaniach stwierdziliśmy, że atmosfera była wystarczająco niespolaryzowana, aby można było przeprowadzić obserwacje z Ziemi. Musieliśmy tylko skierować antenę do góry, a obrót Ziemi przemiótłby pas nieba. Po uruchomieniu układu pomiarowego wystarczyłoby przechylić radiometr nieco w kierunku północy lub południa, aby otrzymać kolejne pasy. Hal Dougherty skonstruował mechanikę systemu, a John Gibson – elektronikę i układy zasilania. Musieliśmy wprowadzić możliwość obrotu układu wokół własnej osi, aby oddzielić efekty aparaturowe od sygnałów z nieba. Phil dostroił następnie system, rozpoczął obserwacje i stwierdził, że działa on dobrze. Zebraliśmy dane głównie w Berkeley, ale również po części z południowej półkuli (Lima, Peru).

Później, używając ulepszonych projektu i po zrealizowaniu konstrukcji przez naszego wybitnego mechanika, Hala Dougherty’ego, w ramach projektu Philipa Melese d’Hospitola rozszerzyliśmy nasze pomiary na fale o długości 3 cm, a potem 0,3 cm. Nasze pomiary były kontynuacją badań polaryzacji liniowej KPT oraz dostarczyły pierwszych wyników dotyczących polaryzacji kołowej. Zmierzyliśmy liniową polaryzację przy jedenastu deklinacjach, a kołową przy jednej dla długości fali 9 mm [43,44]. Nie znaleźliśmy dowodów na istnienie znaczącej składowej liniowej ani kołowej z błędami statystycznymi pomiaru składowej liniowej wynoszącymi 20–60  $\mu$ K w ramach wielu modeli. Uzyskaliśmy ograniczenie dla polaryzacji liniowej wynoszące 0,1 mK ( $3 \cdot 10^{-5}$ ) przy poziomie ufności 95% dla osiowo symetrycznego modelu anizotropowego, podczas gdy użycie harmonik kulistych do trzeciego rzędu dało wynik 0,2 mK. Przy deklinacji  $37^\circ$  otrzymaliśmy ograniczenie 12 mK dla składowej zmiennej w czasie oraz 20 mK dla składowej stałej polaryzacji kołowej przy poziomie ufności 95%. Przy tej deklinacji czułość na szerokości pasa wiązki ( $7^\circ$ ) wynosiła 0,2 mK.

Po tych obserwacjach zainteresowanie polaryzacją KMPT znacznie spadło aż do odkrycia przez układ DMR z COBE anizotropii promieniowania; wtedy badanie tej polaryzacji stało się jednym z najbardziej interesujących tematów w tej dziedzinie.

### 1.10. Anizotropia eksperymentów balonowych na fali 3 mm

Po wykryciu anizotropii dipolowej i pomiarze pierwszej zgrubnej mapy anizotropii KMPT nadszedł czas, aby przygotować aparaturę zdolną do sporządzenia mapy prawdziwej. Wraz z Philem Lubinem, wówczas już młodym doktorem, obmyśliliśmy nowy detektor (o dużo większej czułości niż odbiornik z U-2), który mógłby tworzyć mapy

na podstawie rozsądnie krótkich obserwacji. Wiedzieliśmy, że poprawa czułości odbiornika wymaga ochłodzenia go do temperatur kriogenicznych. Otrzymaliśmy dewar do przechowywania ciekłego helu, a Hal go zmodyfikował, tak aby można było w nim pomieścić antenę, wstępną część odbiornika i całą resztę. Musieliśmy przejść do wyższych częstotliwości, aby zachować niewielkie wymiary układu, zatem musieliśmy prowadzić pomiary wyżej w atmosferze, aby uniknąć wywołanych przez nią fluktuacji. Doprowadziło nas to do projektu balonowego układu kriogenicznego. Musieliśmy więc skonstruować układ wejściowy odbiornika, podczas gdy Hal i John tworzyli układy mechaniczne i elektroniczne. Krytycznym elementem było zaprojektowanie dużego mechanicznego przełącznika umożliwiającego skierowywanie anteny tam, gdzie wiązka padała na niebo, oraz niezawodnego kalibratora. Zatrudniłem również nowego doktoranta, Geralda Epsteina, dla którego te projekty stały się tematem pracy doktorskiej. Po dwóch lotach na półkuli północnej Gerald Epstein miał już wyniki do swej pracy, ale chcieliśmy kontynuować pomiary map, tak aby pokryć też półkulę południową. Zatrudniłem wtedy doktoranta z Brazylii, Thyrsa Villelę, co było naturalne przy prowadzeniu lotów balonowych z Brazylii. Mogliśmy sporządzić mapę pokrywającą ok. 70% nieba, dobrze ukazującą anizotropię dipolową i wykazującą, że rząd następny (moment kwadrupolowy) i dalsze są istotnie słabsze. Co było również ważne, realizacja projektu pokazała, że potrafimy zbudować zwarty układ kriogeniczny, za pomocą którego było możliwe prowadzenie dokładniejszych obserwacji KMPT. Dało nam to pewność siebie oraz doświadczenie potrzebne do ulepszania odbiorników układu DMR w COBE w trakcie ich tworzenia i stanowiło kluczowy element przedstawiony kierownictwu prac technicznych w GSFC, a potem w kwaterze głównej NASA, aby przekonać wszystkich do zmiany na biernie (radiacyjnie) chłodzone układy DMR w COBE, ponieważ eksperymenty suborbitalne oraz teoria zaczęły wskazywać, że będziemy potrzebować maksymalnej czułości.

Ten projekt balonowy przekształcił się później w doświadczenia MAX, MAXIMA, BOOMERanG i MAXIPOL, gdy współpraca z grupą Paula Richardsa i rozwijająca się technologia dały nam dostęp do układów bolometrycznych. Phil Lubin został zatrudniony na stanowisku profesora na UCSB i nadal z nami współpracuje. Gerald Epstein przeniósł się do pracy w administracji nauki, rozpoczynając od OTA (Office of Technology Assessment, Biuro Oceny Technologii, agencja Kongresu USA). Thyrsa Villela uzyskał pozycję badacza na stanowisku profesorskim w INPE (brazylijskiej agencji badań kosmicznych) w San Jose dos Campos.

### 1.11. Widmo KMPT

Obserwacje widma KMPT rozpoczęły się od odkrycia Penziasa i Wilsona wraz z pierwszym przypuszczeniem, że zaobserwowano reliktywne promieniowanie pochodzące z Wielkiego Wybuchu, które w pierwszym rzędzie powinno mieć planckowski charakter widma ciała doskonale czarnego. Późniejsze badania teoretyczne potwierdziły, że

promieniowanie reliktywne powinno mieć charakter promieniowania ciała doskonale czarnego z dużą dokładnością wskutek spodziewanego wysokiego poziomu równowagi termodynamicznej we wczesnym Wszechświecie.

Nieoddziałujący planckowski rozkład temperatury  $T_i$  dla przesunięcia ku czerwieni  $z_i$  przekształca się podczas powszechnej ekspansji w inny rozkład planckowski przy przesunięciu ku czerwieni  $z_r$  z temperaturą  $T_r/(1+z_r) = T_i/(1+z_i)$ . Zatem raz zaistniała (np. w epoce nukleosyntezy) równowaga termodynamiczna była zachowana podczas ekspansji, nawet gdy fotony odprężyły się już od materii przy  $z \approx 1089$  i później. Ponieważ dziś istnieje ok.  $10^9$  fotonów na jeden nukleon, przejście od pierwotnej zjonizowanej plazmy do obojętnych atomów nie zmienia widma KMPT w istotny sposób [45].

Niedługo po odkryciu Penziasa i Wilsona i wstępnej ocenie temperatury KMPT nastąpiło wiele obserwacji i oszacowań temperatury przy różnych długościach fal; były to początki prac nad ustaleniem, czy widmo KMPT jest widmem ciała doskonale czarnego. Dave Wilkinson i Peter Roll [46,47] byli pionierami radiometrycznych obserwacji rozpoczętych na dachu Jadwin Hall w Princeton. Wilkinson oraz jego koledzy, najpierw Stokes i Partridge [48–50], kontynuowali serię obserwacji długofalowych z White Mountain Research Station w Kalifornii. Jest to ośrodek położony na dużej wysokości, prowadzony przez Uniwersytet Kalifornijski i będący dobrym miejscem do obserwacji KMPT dzięki wysokości (12 000 stóp), suchości i względnej dostępności (droga otwarta mniej więcej przez pół roku). Jak wspomniałem, w roku 1974 prof. Paul Richards rozpoczął swój program, zatrudniając dwóch doktorantów, Johna Mathera i Dave'a Woody'ego. W ramach programu Richardsa konstruowano bolometry oraz interferometr Michelsona do obserwacji widma, które stały się prekursorami układu FIRAS w COBE. Projekt przyrządu FIRAS pochodził wprost od projektu instrumentu z White Mountain, który przekształcono w aparaturę balonową w eksperymencie Woody'ego i Richardsa. Grupa FIRAS kierowana przez Johna Mathera badała wyniki i działanie aparatury oraz doświadczenia Woody'ego i Richardsa oraz zaprojektowała FIRAS w sposób maksymalnie symetryczny, tak aby działał w takiej samej temperaturze jak sygnał z nieba. Innym istotnym elementem tego układu było ciało czarne udające niebo; ciało to zostało starannie zaprojektowane, wykonane oraz sprawdzone w dokładnie określonej temperaturze (tab. 2–4).

Na początku lat osiemdziesiątych, gdy trwały pomiary widma prowadzone przez Woody'ego i Richardsa przy dużych częstotliwościach, moja grupa rozpoczęła międzynarodową współpracę w celu zmierzenia zakresu częstotliwości niskich, tak by uzupełnić pomiary Woody'ego i Richardsa. Do współpracy tej przyłączyła się grupa z Uniwersytetu Mediolańskiego kierowana przez Giorgia Sironiego, grupa Nazareno Mandolesiego z Bolonii, teoretycy Luigi Danese i Gianfranco De Zotti z Padwy oraz grupa z Haverford pod kierunkiem Bruce'a Partridge'a. Przygotowaliśmy starannie specjalne radiometry do pomiaru widma przy długościach fali 12 cm, 6 cm, 3 cm, 1 cm i 0,3 cm (częstotliwości

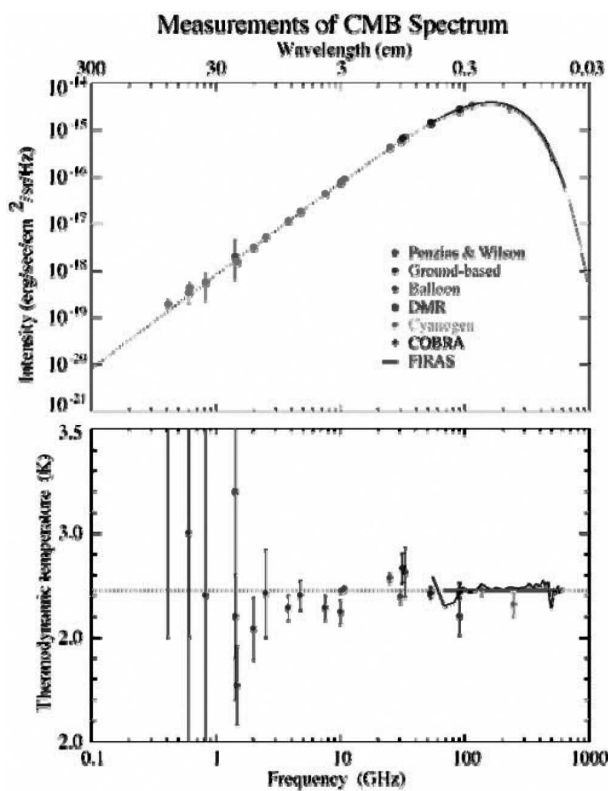
Tabela 2. Wartości temperatury KMPT przy  $\nu \leq 11$  GHz

$\nu$ [GHz]	$\lambda$ [cm]	$T_{\text{KMPT}}^{\text{th}}$ [K]	
0,408	73,5	3,7±1,2	[51]
0,6	50	3,0±1,2	[52]
0,610	49,1	3,7±1,2	[53]
0,635	47,2	3,0±0,5	[54]
0,820	36,6	2,7±1,6	[55]
1	30	2,5±0,3	[56]
1,4	21,3	2,11±0,38	[57]
1,42	21,2	3,2±1,0	[1]
1,43	21	2,65 <sup>+0,33</sup> <sub>-0,30</sub>	[58]
1,44	20,9	2,5±0,3	[56]
1,45	20,7	2,8±0,6	[59]
1,47	20,4	2,27±0,19	[60]
2	15	2,5±0,3	[56]
2	15	2,55±0,14	[61]
2,3	13,1	2,66±0,7	[62]
2,5	12	2,71±0,21	[55]
3,8	7,9	2,64±0,06	[63]
4,08	7,35	3,5±1,0	[1]
4,75	6,3	2,70±0,07	[64]
7,5	4,0	2,60±0,07	[65]
7,5	4,0	2,64±0,06	[66]
9,4	3,2	3,0±0,5	[46]
9,4	3,2	2,69 <sup>+0,16</sup> <sub>-0,21</sub>	[48]
10	3,0	2,62±0,058	[67]
10	3,0	2,721±0,010	[68]
10,7	2,8	2,730±0,014	[69]

2,5 GHz, 5 GHz, 10 GHz, 30 GHz i 90 GHz). Zbudowali-śmy bardzo wielki (o średnicy 0,75 m) układ referencyjny chłodzony ciekłym helem (3,8 K), aby mieć źródło promieniowania ciała czarnego o temperaturze bliskiej temperatury nieba oraz KMPT (rys. 5). Musieliśmy rozwinąć techniki pomiarowe, model emisji galaktycznej, ustalić, gdzie jest ona niska i, co najważniejsze, opracować modele resztkowego sygnału atmosfery na dużych wysokościach. Nie poprzestaliśmy na modelowaniu zachowania się atmosfery, przeprowadzaliśmy też obserwacje zenitalne, a grupa z Haverford przez cały czas monitorowała atmosferę. Przeprowadziliśmy całą serię kampanii lotniczych w ośrodku White Mountain, a później przez dwa kolejne lata na biegunie południowym, który również jest wysoko położony i ma bardzo niską wilgotność z bardzo stałym i względnie niewielkim sygnałem pochodzącym od atmosfery. Opublikowaliśmy serię prac teoretycznych, podających wyniki obserwacji i interpretacji wiodących do dużo lepszych zestawów pomiarów przy dużych długościach fal [23,70–76]. Kilka dodatkowych obserwacji, których autorzy chcieli uzyskać wyniki lepsze od naszych, przeprowadzono głównie przy użyciu balonów o podobnej zasadzie działania, ale na wysokości powyżej większej części sygnału atmosferycznego. Przez długi czas pracowało nad tymi zagadnieniami wiele osób, wśród nich G.F. Smoot (LBL/UCB), G. De Amici, S.D. Friedman i C. Witebsky (UCB), N. Mandolesi (Bologna), R.B. Partridge (Haverford) G. Sironi (Mediolan), L. Danese i G. De Zotti (Padwa), Marco Bersanelli

Tabela 3. Wartości temperatury KMPT przy częstotliwości  $\nu > 11$  GHz. Wyniki pomiarów z układów FIRAS, COBRA i dla molekuł CN nie są zamieszczone.

$\nu$ [GHz]	$\lambda$ [cm]	$T_{\text{KMPT}}^{\text{th}}$ [K]	
19,0	1,58	2,78 <sup>+0,12</sup> <sub>-0,17</sub>	[48]
20	1,5	2,0±0,4	[77]
24,8	1,2	2,783±0,089	[78]
30	1,0	2,694±0,032	[68]
31,5	0,95	2,83±0,07	[79]
32,5	0,924	3,16±0,26	[80]
33,0	0,909	2,81±0,12	[81]
35,0	0,856	2,56 <sup>+0,17</sup> <sub>-0,22</sub>	[49]
37	0,82	2,9±0,7	[82]
53	0,57	2,71±0,03	[79]
83,8	0,358	2,4±0,7	[83]
90	0,333	2,46 <sup>+0,40</sup> <sub>-0,44</sub>	[50]
90	0,333	2,61±0,25	[84]
90	0,333	2,48±0,54	[85]
90	0,333	2,60±0,09	[86]
90	0,333	2,712±0,020	[87]
90	0,333	2,72±0,04	[79]
90,3	0,332	<2,97	[88]
154,8	0,194	<3,02	[88]
195,0	0,154	<2,91	[88]
266,4	0,113	<2,88	[88]



Rys. 5. Wybrane wyniki obserwacji widma częstotliwości KMPT

(Mediolan), Alan Kogut, Steve Levin i Marc Bensadoun (UCB), S. Cortiglioni i C. Morigi (Bologna), G. Bonelli

Tabela 4. Wartości temperatury KMPT zmierzone przy użyciu molekuł CN

$\nu$ [GHz]	$\lambda$ [cm]	$T_{\text{KMPT}}^{\text{th}}$ [K]	Obserwowana gwiazda	
113,6	0,264	2,70±0,04	z Per	[89]
113,6	0,264	2,74±0,05	z Oph	[90]
113,6	0,264	2,76±0,07	HD21483	[91]
113,6	0,264	2,796 <sup>+0,014</sup> <sub>-0,039</sub>	ζ Oph	[92]
113,6	0,264	2,75±0,04	ζ Per	[93]
113,6	0,264	2,834±0,085	HD154368	[94]
113,6	0,264	2,807±0,025	16 gwiazd	[95]
113,6	0,264	2,729 <sup>+0,023</sup> <sub>-0,031</sub>	5 gwiazd	[96]
227,3	0,132	2,656±0,057	5 gwiazd	[96]
227,3	0,132	2,76±0,20	ζ Per	[89]
227,3	0,132	2,75 <sup>+0,24</sup> <sub>-0,29</sub>	ζ Oph	[90]
227,3	0,132	2,83±0,09	HD21483	[91]
227,3	0,132	2,832±0,072	HD154368	[94]

(Mediolan), J.B. Costales i Michel Limon (UCB) oraz Yoel Rephaeli (Tel Awiw).

### 1.12. Misja Cosmic Background Explorer (COBE)

W roku 1976 NASA utworzyła naukową grupę studyjną COBE składającą się z Sama Gulkisa z JPL, Michaela Hausera (kierownika przyrządu DIRBE) i Johna Mathera (kierownika przyrządu FIRAS) z GSFC, George'a Smoota (kierownika przyrządu DMR) z SSL/LBL/UC Berkeley, Rainera Weissa (przewodniczącego) z MIT oraz Dave'a Wilkinsona z Princeton.

W latach osiemdziesiątych utworzono naukową grupę roboczą COBE, w skład której weszli kolejni badacze. Wśród nich byli (rys. 6) Chuck Bennett (GSFC), Nancy Boggess (NASA/GSFC), Ed Cheng i Eli Dwek (GSFC), Mike Janssen (JPL), Phil Lubin (UCSB), Stephan Meyer (U. Chicago), Harvey Moseley (GSFC), Tom Murdock (General Research Corp.), Rick Shafer, Bob Silverberg i Tom Kelsall (GSFC) oraz Ned Wright (UCLA).

Gdy tworzone naukową część grupy, powstawały również zespoły zajmujące się administracją czy pracami inżynierskimi i technicznymi oraz personel pomocniczy. 18 listopada 1989 r., po długich przygotowaniach i opóźnieniach, NASA wystrzeliła pierwszego satelitę, COBE, przeznaczonego do obserwacji kosmologicznych. COBE wyniósł na orbitę trzy urządzenia naukowe.

1) FIRAS (far-infrared absolute spectrophotometer, spektrofotometr do pomiarów bezwzględnych w dalekiej podczerwieni) do rejestracji widma KMPT w zakresie długości fali  $100 \mu\text{m} < \lambda < 1 \text{ cm}$  z rozdzielczością kątową  $7^\circ$  w celu sprawdzenia, czy ma ono charakter widma ciała czarnego. Został on tak zaprojektowany, aby porównywał widmo KMPT z dokładnym wzorcem ciała czarnego i mierzył drobne odchylenia od widma idealnego.

2) DIRBE (diffuse infrared background experiment, układ do pomiaru rozproszonego tła promieniowania podczerwonego) do rejestracji widma w zakresie  $1,25 \mu\text{m} < \lambda < 240 \mu\text{m}$  w czterech szerokich pasmach częstości z rozdzielczością  $0,7^\circ$  w celu poszukiwania kosmicznego

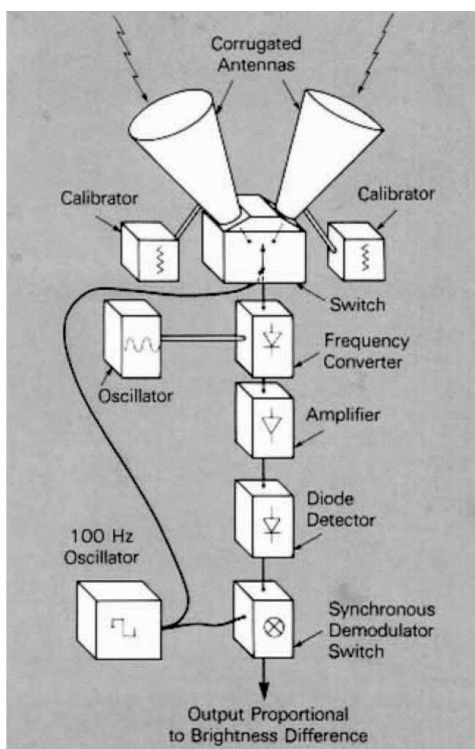
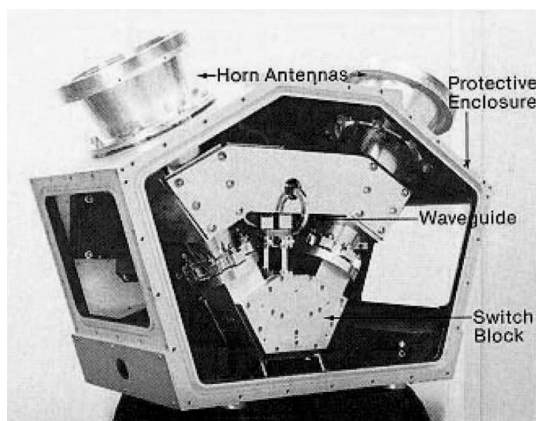
tła podczerwonego (KTP). Celem pomiarów KTP było zbadanie światła pochodzącego z bardzo odległych galaktyk, których nie daje się indywidualnie odróżnić. Światło z tak odległych galaktyk jest przesunięte ku czerwieni na skutek kosmologicznej ekspansji Wszechświata. Ponadto jest ono przesunięte do zakresu bliskiej podczerwieni lub pochłonięte przez pył i wyemitowane powtórnie w dalekiej podczerwieni z przesunięciem do zakresu fal submilimetrycznych. Pomiaru KTP wprowadzają ograniczenia do modeli kosmicznej historii powstawania gwiazd i nagromadzenia się pyłu oraz pierwiastków cięższych od wodoru.



Rys. 6. Zdjęcie roboczej grupy naukowej COBE (bez Eliego Dweka) wykonane podczas spotkania w roku 1988. Od lewej do prawej, górny rząd: Ed Cheng, Rick Shafer, Stephan Meyer, Mike Janssen, John Mather, Ned Wright, George Smoot, Tom Kelsall, rząd środkowy: Dave Wilkinson, Tom Murdock, Chuck Bennett, Bob Silverberg, Harvey Moseley, Michael Hauser, Rainer Weiss, rząd dolny: Nancy Boggess, Sam Gulkis, Phil Lubin.

3) DMR (differential microwave radiometers, różnicowe radiometry mikrofalowe) do zbadania anizotropii KMPT w trzech pasmach częstości: 31,5 GHz, 53 GHz i 90 GHz z kątową zdolnością rozdzielczą  $7^\circ$  i czułością lepszą niż  $1/100\,000$  temperatury tła kosmicznego (rys. 3). Prymitywna wersja układu DMR była używana w latach czterdziestych przez Roberta Dicke'ego na Uniwersytecie w Princeton (rys. 7). DMR nie mierzy absolutnej temperatury w danym kierunku na niebie, lecz różnicę temperatury dla dwóch wybranych kierunków. W symetrycznym układzie DMR dwie anteny odbierają sygnały z dwóch różnych kierunków i mierzą różnicę między nimi. Dwie anteny szybko zamieniają się rolami i pomiar jest powtarzany. Jeżeli sygnały pochodzą od aparatury, to nie zależą od kierunku, a więc różnica nie zmienia znaku po zamianie kierunków anten. Jeśli jednak sygnały są pochodzenia kosmicznego, to różnica zmienia znak, gdy zamienia się kierunki anten. Taki sposób pracy wydatnie zmniejsza błędy systematyczne i poprawia niezawodność wyników. Mapa anizotropii, czyli mapa różnic temperatury, stanowi zdjęcie Wszechświata w epoce rekombinacji ok. 380 000 lat

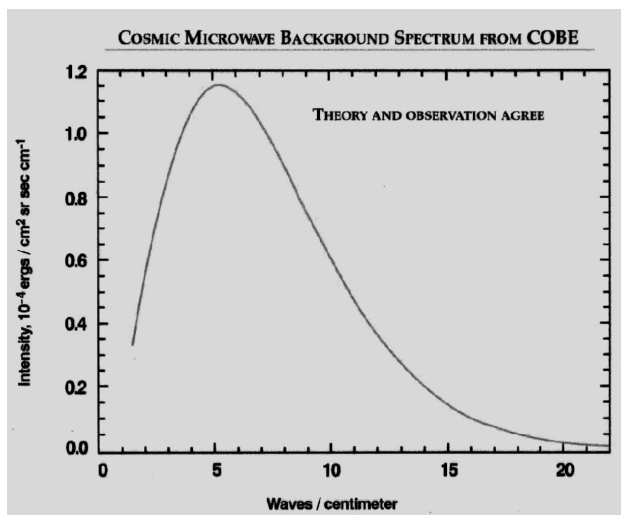
po Wielkim Wybuchu. Ukazuje ona pierwotne struktury, na które aż do okresu rekombinacji nie mógł mieć wpływu żaden proces fizyczny oddziałujący z prędkością nie większą niż prędkość światła. Na podstawie mapy anizotropii można ocenić wiele kosmologicznych parametrów opisujących dynamikę i geometrię Wszechświata oraz warunki początkowe kosmologii Wielkiego Wybuchu.



Rys. 7. Projekt przyrządu DMR. U góry: zdjęcie aparatury, niżej: schemat budowy DMR. Przyrząd ten odegrał kluczową rolę w pomiarach anizotropii KMPT, zarówno podczas lotów U-2 jak i satelity COBE. Również WMAP używał radiometrów różnicowych jako podstawowej aparatury do obserwacji KMPT (<http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe>).

### 1.13. Wyniki z COBE

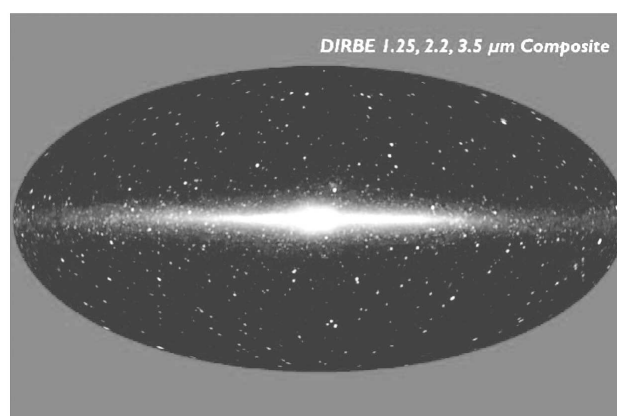
Projekt COBE odniósł ogromny sukces. Pomiarzy FIRAS potwierdziły, że widmo KMPT ma naturę widma promieniowania ciała doskonale czarnego (rys. 8) i podały



Rys. 8. Krzywa ciągła pokazuje oczekiwane natężenie widma pochodzącego od ciała doskonale czarnego o określonej temperaturze, jak przewiduje teoria gorącego Wielkiego Wybuchu. Dane z FIRAS pasują do krzywej o temperaturze  $T = 2,726$  K tak dobrze, że błędy pomiarowe są mniejsze od grubości linii opisującej widmo ciała czarnego, tak więc punkty doświadczalne są całkowicie zasłonięte przez krzywą i dlatego niewidoczne [23].

jego temperaturę [23]  $T_0 = 2,726 \pm 0,010$  K na poziomie ufności 95%. DIRBE dostarczył map nieba przy wielu długościach fali z absolutną kalibracją i dał nam niezrównany obraz naszej własnej Galaktyki oraz dobry pomiar KTP, które jest promieniowaniem gwiazd pierwszego pokolenia (rys. 9). Większość tego promieniowania pochodzi z wczesnych, jasnych i pełnych pyłu galaktyk.

Obserwacje FIRAS ustaliły z dużą pewnością, że KMPT jest reliktywym promieniowaniem termicznym



Rys. 9. Obraz nieba w bliskiej podczerwieni (1,22  $\mu\text{m}$ , 2,2  $\mu\text{m}$  i 3,5  $\mu\text{m}$  nałożone razem) zmierzony przez DIRBE. Dominującymi źródłami promieniowania podczerwonego przy tych długościach fali są gwiazdy Drogi Mlecznej, widocznej jako cienki dysk ze środkowym zgrubieniem. Widoczne są też jasne źródła rozproszone poza dyskiem galaktycznym (<http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe>).

z Wielkiego Wybuchu, a wyniki DIRBE dostarczyły więcej wiadomości o późniejszym Wszechświecie. Odkrycie anizotropii KMPT przez DMR przyciągnęło największą uwagę i doprowadziło do powstania nowej dziedziny z dużą liczbą prac teoretycznych, dodatkowych eksperymentów i misji kosmicznych. Odkrycie to było procesem składającym się z wielu kroków, do których trzeba wliczyć budowę aparatury i rozwój takich technik, jak kalibracja i rozwój oprogramowania oraz przygotowanie personelu, który musiał zbudować aparaturę, przeprowadzić obserwacje, przetworzyć i w końcu przeanalizować dane. Do tego miejsca przedstawiliśmy historyczny rozwój niektórych z tych kroków. W przypadku układu DMR z COBE rozwój eksperymentu, w tym aparatury, kalibracji, oprogramowania i personelu był wysoce zintegrowany, choć często trwał długo, gdyż cały projekt COBE zajął dużo czasu. Członkowie ekipy zajmujący się aparaturą, czyli Roger Ratliff (elementy mikrofalowe), John Maruschak (próby i weryfikacja części), Robert Patschke (31,4 GHz), Maria Leche (53 GHz), Larry Hillard (90 GHz), Cathy Richards (ulepszanie odbiornika), Rick Mills (komora testowa i organizacja), Peter Young (wyniki testów), Marco Toral (anteny), Gene Gochar (inżynieria mechaniczna), Frank Kirschman (projekt termiczny), Dave Amason (procedury sterowania), Chris Witebsky (projekt 90 GHz), Dave Nace i Bernie Klein (inżynieria aparatury), Dick Weber (inżynieria systemów) i inni, przetestowali i zmontowali części składowe oraz podukłady, a później została przetestowana i wykalibrowana pełna wersja układów DMR. Centrum Goddarda miało poważne ograniczenia w naborze personelu i zdecydowało się realizować COBE własnymi siłami, dzięki czemu mogło zatrudnić wielu młodych ludzi, którzy wiele się nauczyli przy pracy nad projektem. Praca z nimi i możliwość obserwacji, jak się rozwijali i z zapałem podejmowali wyzwania oraz odpowiedzialne zadania, dawała mi wiele satysfakcji.

Pod koniec tego okresu zespoły zajmujące się przetwarzaniem i analizą danych zaczęły tworzyć system obróbki danych połączony z symulacjami, systematycznymi sprawdzeniami i przeglądami. Sergio Torres, Jon Aymon, Charles Backus, Laurie Rokke, Phil Keegstra, Chuck Bennett, Luis Tenorio, Ed Kaita, Richard Hollenhorst, Dave Hon, Qui Hui Huang, Al Kogut, Gary Hinshaw, Robert Kummerer, Jairo Santana, Kris Gorski, Tony Banday, Charley Lineweaver, Giovanni De Amici, Pete Jackson, Kevin Galuk, Vijay Kumar oraz Karen Loewenstein tworzyli liczną grupę pracującą nad przetwarzaniem danych z DMR i nad ich analizą. Wymienieni stanowią oczywiście bardzo małą część ludzi, którzy pracowali przy COBE na przestrzeni wielu lat.

Z niewielką, 5-osobową grupą ludzi po doktoracie i jednym doktorantem rozpoczęliśmy przygotowanie oprogramowania mniej więcej półtora roku przed startem. Rozbudowywaliśmy zespół powoli w miarę zbliżania się momentu startu, a także po nim. Mniej więcej pół godziny po starcie COBE przelatując nad Antarktyką i światło słoneczne odbite od lodu było tak silne, że kierownictwo misji zaproponowało włączenie układów DMR wcze-

śniej, niż przewidywał pierwotny plan, aby wykorzystać to światło do dodatkowego zasilenia baterii słonecznych. Szybko wyraziłem zgodę i wysłano polecenie włączenia DMR. Gdy tylko zostało włączone zasilanie DMR, wewnętrzne urządzenia kalibracji szumów ruszyły, jak było to zaprogramowane, dając ładny, silny sygnał o przewidzianej skali. W miarę jak statek kosmiczny COBE się obracał, anteny DMR zwróciły się ku Księżycowi (przypadkowe szczęśliwe ustawienie) i na podstawie rysunków tworzonych w czasie rzeczywistym przez nasze oprogramowanie mogliśmy stwierdzić, że układy DMR przeżyły start i działają tak jak powinny, co wynikało z zaobserwowanych sygnałów oraz szumu. Tylko czas miał pokazać, czy przyrząd pozostanie wystarczająco stabilny i pewny, aby mógł przeprowadzić planowane obserwacje.

Pod koniec pierwszego dnia Sergio Torres i Dave Hon uruchomili pełną sekwencję programów do tworzenia map; działała ona dobrze. Mieliśmy mapy z DMR, które pokrywały połowę nieba. Zawierały pełno szumu, ale i tak były to najlepsze mapy, jakie powstały do tej chwili. Byliśmy wszyscy dobrej myśli i pełni optymizmu przed długim okresem obserwacji i przetwarzania danych, który był konieczny do uzyskania wyników. Po upływie 6 miesięcy mieliśmy sporo danych i wszystko działało wystarczająco dobrze, więc uruchomiliśmy pełną, dokładnie udokumentowaną sekwencję tworzenia map i uzyskaliśmy mapy pokrywające w zasadzie całe niebo. Mapy te były całkiem dobre i, jak wiemy z perspektywy czasu, ich czułość akurat wystarczała do wykrycia pierwotnych anizotropii KMPT. Zauważyliśmy, że w danych występowały małe, lecz znaczące efekty, ale postanowiliśmy być ostrożni i opublikować jedynie górne ograniczenia anizotropii, bo mieliśmy jeszcze za mało czasu, aby w pełni zrozumieć eksperyment. Mogły też występować systematyczne efekty w aparaturze, naszych ocenach możliwego tła pochodzenia astrofizycznego oraz w przetwarzaniu i analizie danych. Wiedzieliśmy, że mogliśmy liczyć na wyraźne ulepszenia w przetwarzaniu danych i poprawienie niewielkich efektów resztkowych. Chcieliśmy również przeprowadzić badania czułości, aby się upewnić, że dobrze rozumiemy nasz eksperyment.

Gdy zdobywałem wiedzę jako młody badacz, moi nauczyciele, zwłaszcza Dave Frisch, Luis Alvarez i ich koledzy, wielokrotnie podkreślali znaczenie utrzymywania wysokich standardów naukowych, zarówno w doborze dobrych projektów jak i w ich poprawnej realizacji. Słyszałem, jak ważne w doświadczeniu takiego rodzaju jest przygotowanie systemów i podejścia, tak aby nie zbroczyć na manowce sądząc, że wszystko działa poprawnie. Często nawet najbardziej ostrożny człowiek traci czujność, gdy wyniki układają się zgodnie z przewidywaniami, a staje się bardziej uważny, gdy wyniki są różne lub nieoczekiwane. Leży to po prostu w ludzkiej naturze i należy uważać, aby nie wpaść w tę pułapkę. Istnieje znana praca ukazująca pomiary prędkości światła wraz z oszacowaniami niepewności. Wyniki zmieniają się systematycznie z upływem czasu, ale prawie zawsze w granicach oszacowań, chociaż jeżeli wziąć pod uwagę wiele doświadczeń, to zmie-

nijają się one o wiele odchyłeń standardowych. Stanowi to jednoznaczny dowód tej tendencji, skąd wynika potrzeba bycia rygorystycznym i systematycznym bez względu na uzyskiwane wyniki. Powinniśmy pracować tak długo, aż będziemy przekonani, że działaliśmy właściwie, i dopiero wtedy przyglądać się wynikom i zaczynać w nie wierzyć. W wielu dziedzinach bardzo ważne jest, aby przeprowadzać eksperyment metodą podwójnej próby ślepej, tak by zabezpieczyć się przed tym efektem zależności wyniku od oczekiwań.

Gdy więc powtórnie przetestowaliśmy i udoskonaliliśmy nasz system przetwarzania danych i tworzenia map, sprawdziliśmy go bardzo dokładnie i opracowaliśmy pełny zestaw danych z całego roku. Na wytworzonych mapach wyraźnie było widać niewielkie sygnały powyżej szumu. Niepodważalny wskaźnik ich obecności wynikał stąd, że sporządzając mapy przy każdej z częstości DMR (31,4 GHz, 53 GHz oraz 90 GHz), aby uzyskać najlepszą czułość, dodawaliśmy dane z każdego z dwóch kanałów (A oraz B) przy każdej z częstości. Mogliśmy jednak również sporządzać mapy różnicowe, na których wszelkie sygnały z nieba powinny się znosić, pozostawiając wyłącznie niezależny szum aparaturowy. Wariancje oraz wygładzone mapy A+B wyglądały istotnie różnie od map A–B. Te ostatnie były zgodne z oczekiwanymi zwykłymi fluktuacjami gaussowskimi białego szumu odbiornika. Pozostawało jednak pytanie, czy te dodatkowe sygnały pochodziły z KMPT, ze źródeł astrofizycznych, z aparatury i procedur doświadczalnych, czy też z przetwarzania danych. W czasie jednego ze zebrań naszej naukowej grupy roboczej (SWG) w pełnym składzie zakomunikowałem, że widzimy pewne efekty, ale jest zbyt wcześnie, aby mieć pewność, że nie jest to jakiś artefakt. Postawiłem przed zespołem analizującym dane z DMR zadanie systematycznego przejrzania wszystkich kroków i procesów, aby wykazać, że potrafimy poprawnie opisać każdy z efektów, gdyż w eksperymencie tego rodzaju efektem pochodzącym od KMPT przypisuje się wszystko, co nie może być przypisane czemuś innemu. Stworzyliśmy harmonogram systematycznego przejrzania wszystkich kroków, potwierdzenia i sprawdzenia każdego efektu. Zespół wziął się do ciężkiej roboty nad tym programem, zamiast od razu uznawać, że mamy do czynienia z anizotropią KMPT; uważaliśmy takie podejście za prawidłowe. Mniej więcej po 6 miesiącach (w sierpniu 1991 r.) od rozpoczęcia tej pracy Ned Wright zajął się częściowo wynikami z DMR i zauważył, że mapy DMR z całego roku wykazywały fluktuacje zgodne z kosmologicznym modelem zimnej materii ciemnej (CDM, cold dark matter). Nie zawróciło to z drogi zespołu DMR, który próbował zakończyć w terminie projekty przewidziane w planach. W październiku Ned Wright zajął się powtórnie rocznymi mapami, używając programów, które sam napisał, i uznał, że dane pasują do widma Harrisona–Zeldowicza z odpowiadającą mu amplitudą kwadrupolową równą ok. 15  $\mu\text{K}$ . Używając oficjalnego oprogramowania DMR, otrzymaliśmy wartość ok. 30  $\mu\text{K}$ . Ned był bardzo podekscytowany potencjalnymi wynikami z DMR i chciał je przedstawić na następnym

zebraniu zespołu naukowego. Zgodziliśmy się wysłuchać go na mniej oficjalnym spotkaniu wieczornym po kolacji w domu Ala i Nancy Boggess, ponieważ kwestia była delikatna. Naukowa grupa robocza (tak jak zasugerowałem) uznała za wskazane zachowanie ostrożnej postawy, powiadomienie wszystkich członków zespołu o statusie i stopniu pewności wyników wraz z wnioskiem, aby zespół DMR przygotował i przedstawił całemu zespołowi naukowemu przegląd wszystkich aspektów eksperymentu DMR. Przegląd ten przewidziano na koniec roku 1991.

To szczególne zainteresowanie ze strony SWG zaczęło wpływać na zespół analizy danych z DMR. Nie chcieli oni przegapić odkrycia, a zwłaszcza przyjemności i dreszczu podniecenia przy naukowej analizie implikacji kosmologicznych. Starałem się, aby nikt (również ja) nie pracował nad analizą naukową, zanim nie sprawdzi się danych. Było bardzo istotne, abyśmy mieli pewność, że nasze wyniki są optymalne. Ciężko pracowałem nad tym, aby utrzymać ich na właściwej drodze i aby wykazali się ostrożnością przy uzyskiwaniu wyników. Zaofiarowałem nawet dwa darmowe bilety do dowolnego miejsca na świecie dla kogoś, kto potrafiłby znaleźć efekt pochodzący z dowolnego źródła (innego niż KMPT) i mogący wytłumaczyć znaczną część naszych obserwacji. Podzieliliśmy się na zespół specjalistów w dziedzinach błędów instrumentalnych (prowadzony przez wyjątkowo zdolnego Alana Koguta, który musiał sobie radzić z wieloma potencjalnymi problemami), tła sygnałów galaktycznych (Chuck Bennett i Gary Hinshaw), oprogramowania (Sergio Torres jako ekspert od oficjalnych programów DMR, George Smoot i moi doktoranci Luis Tenorio i Charley Lineweaver tworzący niezależne programy i testy oraz Ned Wright, który zajmował się własnym oprogramowaniem do tworzenia map), i tak dalej. Zdecydowanym sceptykiem był zwłaszcza David Wilkinson – wymuszała na wszystkich maksymalną ostrożność.

Odbyliśmy przegląd zaraz po Nowym Roku, przedstawiając na całodziennym posiedzeniu wszystkie sprawdzenia, testy, dane kalibracyjne i wyniki oraz prezentując dodatkowe materiały pełnym zespołom DMR i SWG. Było jeszcze parę kwestii do ostatecznego wyjaśnienia, ale ponieważ prace nad nimi były w toku, zwróciliśmy się w stronę analizowania map pod kątem uzyskania wyników naukowych. Było tam wiele interesujących zagadnień, w tym kwestia małego momentu kwadrupolowego, ale najważniejsze było przestrzeganie ścisłej procedury. Było to dla mnie jasne od naszego ostatniego zebrania SWG, na którym dyskutowaliśmy nasze prace i kwestię podania do wiadomości publicznej ich wyników. Na tym spotkaniu przedstawiono nam wyniki zespołu MIT–Princeton otrzymane przy użyciu bolometru umieszczonego na balonie. Ich dane wydawały się potwierdzać wyniki DMR, choć nie były równie dobre jak nasze. Wyniki były zgodne, ale nieprzekonujące. Wtedy wstał Phil Lubin, sprzeciwiając się podaniu do publicznej wiadomości wyników i twierdząc, że wyniki jego grupy z pomiarów na biegunie południowym były niezgodne z naszymi i podawały niższe ograniczenie górne niż dane z DMR. Wywołało to zakło-



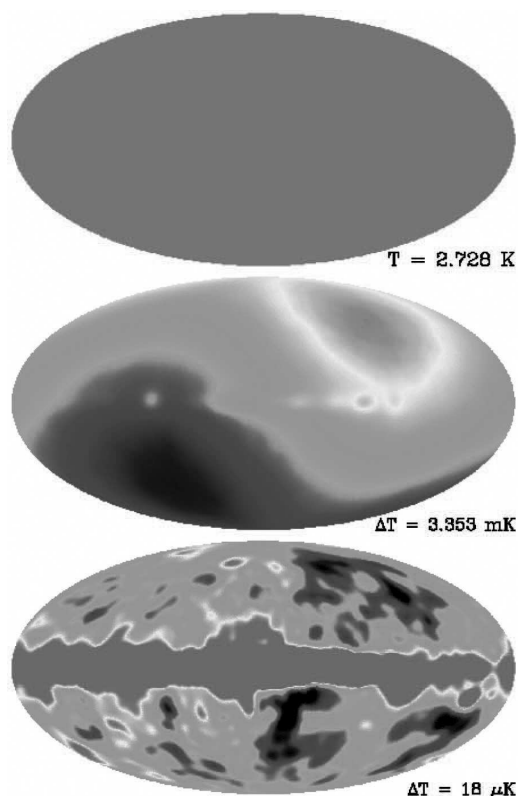
potanie wśród części SWG, ale ja z dużą pewnością siebie przekonywałem innych, że należy pójść naprzód i opublikować nasze wyniki. Uważałem, że zespół DMR zrobił optymalną robotę i że prawdopodobnie mieliśmy rację.

23 kwietnia 1992 r. zespół COBE podczas corocznego spotkania Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego w Waszyngtonie [97] ogłosił historyczne odkrycie anizotropii kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła o charakterystycznej wielkości  $\Delta T/T \approx 10^{-5}$  lub  $\Delta T \approx 30 \mu\text{K}$  w skali kątowej większej niż ok.  $7^\circ$ . Anizotropia KMPT dostarcza bardzo bogate wiadomości o wczesnym Wszechświecie, pozwalając obliczyć pewne parametry kosmologiczne i rozróżnić pomiędzy różnymi szczegółowymi modelami Wielkiego Wybuchu. Mapa anizotropii uzyskana przy użyciu układu DMR z COBE jest złożona z 6144 pikseli o powierzchni  $2,6^\circ \times 2,6^\circ$ . Można to porównać z rozmiarem obszaru nieba pokrytym przez światło poruszające się od początku świata, wynoszącym około  $1^\circ$ . Tak więc zaburzenia odkryte przez DMR pochodzą bezpośrednio z pierwotnego stanu na początku. Po czterech latach pomiarów przy użyciu DMR z COBE typowy stosunek sygnału do tła w obszarze mapy o rozmiarach  $10^\circ$  na wygładzonej mapie z uśrednieniem częstości wzrósł do ok. 2, tak więc anizotropia widoczna była gołym okiem. DMR wyznaczył termodynamiczną temperaturę KMPT jako  $2,725 \pm 0,020 \text{ K}$ ; wynik ten był w dobrej zgodności z rezultatem z układu FIRAS w COBE. Jeżeli odejmiemy tę temperaturę od mapy i zmienimy skalę o czynnik 1000, to dipolowa struktura KMPT wystaje z jednorodnego tła z amplitudą  $3,358 \pm 0,024 \text{ mK}$  w kierunku o współrzędnych galaktycznych  $(l^G, b^G) = (264,31^\circ \pm 0,16^\circ, 48,05^\circ \pm 0,10^\circ)$ , potwierdzając odkrycie z doświadczeń przeprowadzonych w trakcie lotów U-2. Gdy skalę zwiększyć do 100 000, można zobaczyć wyższe multipole ( $l \geq 2$ ). Rysunek 10 pokazuje te cechy przy rosnących czynnikach skali. Ustalono, że wartość amplitudy kwadrupolowej mieści się w przedziale  $4\text{--}28 \mu\text{K}$ . Analiza multipoli z  $l > 2$  wykazała, że fluktuacje są zgodne z niezmienniczym względem skali widmem fluktuacji (zależność potęgowa z  $n = 1$ ) przewidzianym przez inflacyjny model Wielkiego Wybuchu (rys. 11). Innym ważnym potwierdzeniem inflacyjnej teorii Wielkiego Wybuchu jest gaussowski rozkład pierwotnych fluktuacji temperatury. Nasze dane z DMR w COBE nie znalazły dowodu odchylenia od rozkładu gaussowskiego [98], podobnie jak wszystkie doświadczenia przeprowadzone do tego czasu.

## 2. Prace nad standardowym modelem kosmologicznym: $\Lambda\text{CDM}$

### 2.1. Suborbitalne eksperymenty KMPT

Anizotropia KMPT jest dziś najważniejszą obserwowalną wielkością kosmologiczną, więc po misji COBE przeprowadzono w latach dziewięćdziesiątych bardzo wiele pomiarów KMPT wykonanych z balonów i powierzchni Ziemi [99]. Podczas gdy niektóre z eksperymentów koncentrowały się na dużych skalach kątowych w pasmach częstości nieużywanych przez układ DMR

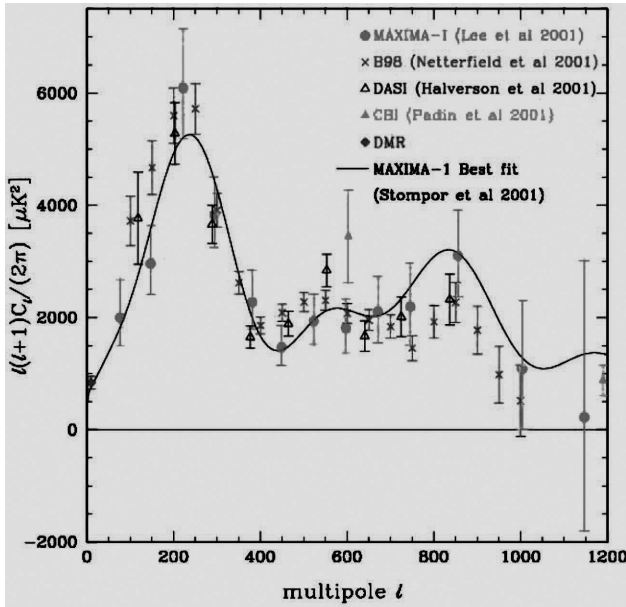


Rys. 10. Rozłożenie mapy nieba KMPT uzyskanej przy użyciu DMR w COBE (<http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe>), monopol (u góry), dipol (w środku) i multipol (u dołu). Na poziomie  $T \approx 3 \text{ K}$  (górze) widzimy promieniowanie dochodzące jednorodnie ze wszystkich kierunków. Gdy czułość zmienia się do poziomu rzędu mK, pojawia się wzór dipolowy związany z ruchem naszego Układu Słonecznego względem układu spoczynkowego KMPT. Gdy zmniejszymy skalę do  $\Delta T \approx 10 \mu\text{K}$  i odejmiemy składową dipolową, uwidoczniają się multipolowe cechy anizotropii. Te bardzo niewielkie fluktuacje dostarczają nam informacji o wczesnym Wszechświecie.

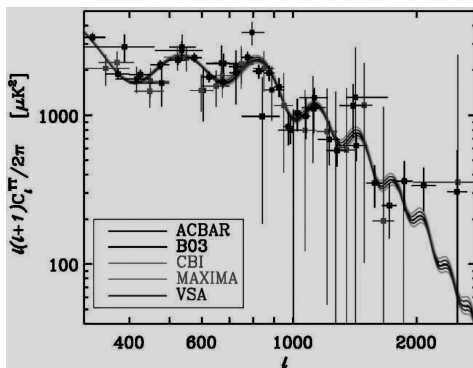
w COBE, większość projektów dotyczyła skal kątowych o mniejszej wartości, które nie były przezeń badane. Te pomiary o małych skalach kątowych nałożyły bardzo silne ograniczenia na modele kosmologiczne. Wyniki niektórych reprezentatywnych eksperymentów dotyczące kąтового widma mocy przedstawione są na rys. 12. Obserwacje supernowych zaskoczyły społeczność kosmologów odkryciem przyspieszonego rozszerzania się przestrzeni [100,101]. Wyniki te przywróciły do równań Einsteina stałą kosmologiczną, wprowadzoną pierwotnie z innych powodów i odrzuconą wkrótce później. Obserwacje inne niż pomiary KMPT łącznie z przeglądami galaktyk dostarczyły wartościowych informacji i pozwoliły na porównania z wynikami dotyczącymi KMPT. Niektóre niedawne wyniki suborbitalnych doświadczeń oraz obserwacji przedstawione są w tab. 5 i na rys. 12 oraz 17.

### 2.2. Fizyka wynikająca z widma anizotropii KMPT

Obserwacje widma anizotropii KMPT przeprowadziły nas od spekulacji dotyczących Wszechświata, opar-



Rys. 11. W roku 2001 zaobserwowano pierwsze maksimum akustyczne i zaczęły się pojawiać sugestie o istnieniu drugiego maksimum w kątowym widmie KMPT, oparte na obserwacjach uzyskanych przez eksperymenty DMR COBE, MAXIMA, BOOMERanG, DASI i CBI. Po kilku latach pojawiło się dużo więcej danych, a w pierwszym roku swego działania WMAP uzyskał dane wykazujące plateau i pierwsze kolejne maksima. Krzywa ukazuje przewidywania modelu z  $n = 1$ ,  $H = 50 \text{ km}/(\text{s} \cdot \text{Mpc})$  oraz z zimną materią ciemną (<http://cosmos.lbl.gov>).



Rys. 12. Krzywa najlepszego dopasowania niskoskalowego widma kąтового w modelu  $\Lambda$ CMD uzyskana z danych WMAP oraz pomiarów KMPT przeprowadzonych z powierzchni Ziemi i z balonów [102]. Zauważmy, że krzywa tak ukazuje szczegóły widma kąтового w okolicy  $l \geq 300$ .

tych na słabych pomiarach, do działającego modelu kosmologicznego, w którym Wszechświat jest przestrzenią płaską, składa się głównie z ciemnej materii i niewielkiej ilości materii zwykłej, wystarczającej akurat do wyprodukowania pierwotnych ilości lekkich pierwiastków. Cała skomplikowana struktura materii (kosmiczna pajęczyna) utworzona została z pierwotnych fluktuacji adiabacyjnych, które, jak wierzymy, są rezultatem kwanto-

Tabela 5. Parametry modelu  $\Lambda$ CMD wyznaczone na podstawie danych uzyskanych przez WMAP w okresie 3 lat (kolumna środkowa) oraz różnych innych zestawów danych (WMAP, 2df, SDSS, BOOMERanG, ACBAR, CB I, VSA, SN astier, SN gold, WL oraz BAO) potraktowanych łącznie (kolumna prawa).  $\Omega$  oznacza stosunek gęstości do gęstości krytycznej,  $h_0$  – parametr Hubble’a [km/(s · Mpc)],  $h$  – zredukowany parametr Hubble’a,  $n_s$  – skalarny indeks widmowy (przy  $k = 0,002/\text{Mpc}$ ),  $\Omega_b h^2$  – gęstość barionów,  $\Omega_\Lambda$  – gęstość ciemnej materii,  $\Omega_m$  – gęstość materii,  $\sigma_8$  – fluktuacje materii na odległości  $8h^{-1} \text{ Mpc}$ ,  $t_0$  – wiek Wszechświata [mld lat],  $\tau$  – optyczną głębokość powtórnej jonizacji.

Parametr	WMAP 3 lata	Wszystkie dane
$h_0$	$73,5 \pm 3,2$	$70,8^{+1,5}_{-1,6}$
$h$	$0,735 \pm 0,032$	$0,708^{+0,015}_{-0,016}$
$n_s$	$0,951 \pm 0,016$	$0,938^{+0,015}_{-0,014}$
$\Omega_b h^2$	$0,0223^{+0,00075}_{-0,00073}$	$0,02193^{+0,00067}_{-0,00068}$
$\Omega_\Lambda$	$0,763 \pm 0,034$	$0,738 \pm 0,016$
$\Omega_m$	$0,237 \pm 0,034$	$0,262 \pm 0,016$
$\sigma_8$	$0,742 \pm 0,051$	$0,751^{+0,032}_{-0,031}$
$t_0$	$13,73^{+0,16}_{-0,15}$	$13,84 \pm 0,14$
$\tau$	$0,088^{+0,029}_{-0,030}$	$0,070^{+0,027}_{-0,028}$

wych fluktuacji z okresu, gdy wiek Wszechświata wynosił zaledwie małe ułamek sekundy – epoki inflacyjnej. Obserwacje przeprowadzone do dziś pozwoliły wyznaczyć wartości kluczowych parametrów kosmologicznych z dokładnością do kilku procent, która w następnej dekadzie najprawdopodobniej zostanie poprawiona do  $< 1\%$ . Jest to w dużej części związane z oczekiwaną poprawą pomiarów anizotropii temperatury i polaryzacji KMPT. Zmiana ta doprowadzi do bardzo istotnej zmiany w naszym rozumieniu i naszej umiejętności nie tylko wyznaczania tych parametrów, ale również testowania kluczowych składników fizyki zakładanej w ramach naszego modelu kosmologicznego, a nawet badania naturalnych i minimalnych warunków początkowych.

Te nowe wyniki, ich analiza i interpretacja będą miały głęboki wpływ na fizykę i astronomię. Obecne udane modele wymagają czterech nowych głównych składników fizyki: ciemnej energii, ciemnej materii, inflacji (lub czegoś równoważnego) oraz asymetrii materia–antymateria, a także zakładają istnienie czterech innych ważnych faktów: braku innych istotnych pozostałości po wczesnym Wszechświecie, braku znaczących wymiarów dodatkowych, niezmienności w czasie podstawowych stałych oraz braku innych znaczących oddziaływań egzotycznych. Wszystkie one zostaną przetestowane i zbadane z wielką precyzją.

Ważną przyczyną takiego stanu rzeczy jest fizyczna prostota wczesnego Wszechświata i procesów, które pozostawiły swój ślad w KMPT. Promieniowanie to jest bardzo bogatym źródłem informacji, bo wszystkie oscylacje są liniowe, a fizyka cieczy jest dobrze rozumiana i występuje w niej wiele cech możliwych do badania i obserwacji.

Wczesny Wszechświat był zdominowany przez fotony kosmicznego promieniowania tła (KPT) silnie oddziałujące z elektronami (związanymi przez oddziaływania elektryczne z jądrami wodoru i helu) i wytwarzające to, co nazywamy plazmą fotonowo-barionową. Plazma ta ulegała prostym drganiom akustycznym do momentu, w którym Wszechświat wystarczająco się ochłodził, aby powstały obojętne atomy, a fotony i bariony utraciły swe silne sprzężenie. Fotony mogły już odąd rozprzestrzeniać się swobodnie w całym Wszechświecie z tej plazmowej kosmicznej fotosfery, bardzo podobnej do widocznej fotosfery słonecznej. Fotony, które zostały uwolnione w przejściu od kosmicznej plazmy do trwałych atomów, tworzą KMPT, które jest obecne w całym kosmosie. Gdy obserwujemy promieniowanie docierające z nieba, oglądamy praktycznie zdjęcie wczesnego Wszechświata.

Bardzo łatwo można obliczyć, że ta dejonizacja nastąpiła wówczas, gdy Wszechświat był 1089 razy mniejszy niż dziś i że wydarzyło się to ok. 379 000 lat po początku Wielkiego Wybuchu. Przebieg tego procesu został zdeteminowany przez adiabatyczną ekspansję Wszechświata, według której stosunek temperatur KPT jest odwrotnością stosunku rozmiarów Wszechświata. Tak więc, gdy Wszechświat był 1089 razy mniejszy niż dziś, temperatura KPT była 1089 razy wyższa i wynosiła ok. 3000 K; wskutek dużej wartości stosunku liczby fotonów do barionów była wystarczająca, aby Wszechświat był całkowicie zjonizowany. (Wystarczy do równań równowagi Sahy wstawić energię jonizacji wodoru wynoszącą 13,6 eV i temperaturę 3000 K lub, co jest równoważne, średnią energię fotonu wynoszącą 1/4 eV, żeby otrzymać wystarczającą liczbę fotonów o energii powyżej 13,6 eV, aby zjonizować cały wodór i hel). Proces ten zachodził dość szybko, ale nie natychmiastowo – odbywał się w zakresie  $\Delta z \approx 70$ , co ma się tak do 1089 jak grubość skórki jabłka do jego rozmiarów. Skończona głębokość obszaru ostatniego rozpraszania fotonów na pierwotnej plazmie jest ważną przyczyną tłumienia widoczności drobnych cech lub, inaczej mówiąc, tłumienia wysokich częstotliwości przestrzennych (duże  $l$ ). Teraz możemy zrozumieć, skąd bierze się spadek sygnału w niewielkich skalach kątowych.

### 2.2.1. Geometria czasoprzestrzeni

Geometrię czasoprzestrzeni możemy badać, obserwując fale akustyczne w pierwotnej plazmie. KPT dominuje we wczesnym Wszechświecie i dlatego fotony (oraz inne cząstki relatywistyczne) poruszające się z prędkością światła w przypadkowych kierunkach są cząstkami, które tworzą większość jakiegokolwiek fali dźwiękowej we wczesnym Wszechświecie. Ponieważ żyjemy w trzech wymiarach, prędkość dźwięku jest równa prędkości światła podzielonej przez pierwiastek z trzech ( $v_s = c/\sqrt{3}$ )<sup>3</sup>.

Zgodnie z teorią Jeansa, która po raz pierwszy została sformułowana w celu wyjaśnienia powstania Układu Słonecznego oraz oscylacji gwiazd pod wpływem grawita-

cji, jeżeli czas swobodnego spadku jest mniejszy niż czas, w którym tę odległość przebywa fala dźwiękowa, to zachodzi kolaps grawitacyjny. Jeżeli zaś czas przejścia fali dźwiękowej jest mniejszy niż czas swobodnego spadku, to układ może się dostosować i ulega akustycznym oscylacjom. Słońce oscyluje na skutek jakiegokolwiek zaburzenia. Tak samo dzieje się we wczesnym Wszechświecie, bo prędkość dźwięku jest tak wielka, a zaburzenia grawitacyjne tak małe ( $10^{-5}$ ), że oddziaływania grawitacyjne są słabe i czas swobodnego spadku jest bardzo długi. Wszystkie pierwotne zaburzenia rozpoczynają się w przybliżeniu w chwili zero i oscylują akustycznie, tj. jako fale dźwiękowe. KPT było uwolnione przy  $1+z = 1089$ , czyli po ok. 379 000 latach, a więc fluktuacje KMPT przedstawiają ich obraz z tamtego okresu. Pierwotne zaburzenia trwały zasadniczo przez 379 000 lat i oscylowały wtedy z prędkością dźwięku.

Pod koniec tych 379 000 lat największe z możliwych spójnych oscylacji akustycznych miały rozmiary wynoszące z grubsza 220 000 lat świetlnych (70 000 parseków). Po prostu nie wystarczyło czasu, aby stały się one większe: przy prędkości dźwięku wynoszącej  $0,6c$  i przez 379 000 lat rozmiary największych obszarów, w jakich mogły się one rozwinąć, wynosiły  $0,6 \cdot 379\,000 = 220\,000$  lat świetlnych. Ta górna granica nosi nazwę „horyzontu akustycznego”. Jedną z przyczyn, dla których oscylacje te są bardzo interesujące dla kosmologii, jest to, że obserwacje anizotropii KMPT mogą wyznaczyć pozorny rozmiar kątowy horyzontu dźwiękowego na niebie.

Gdy powstawały pierwsze trwałe atomy, fale dźwiękowe w kosmicznej plazmie wywoływały niewielkie fluktuacje temperatury KMPT. Fluktuacje tego tła istniały, zanim powstały atomy. Satelity WMAP i Planck oraz inne urządzenia suborbitalne mogą zmierzyć te różnice temperatury z wielką dokładnością.

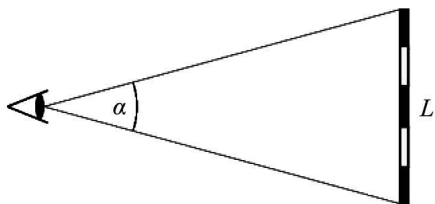
Jednak to, co jest obserwowane, nie jest absolutnym rozmiarem horyzontu dźwiękowego, lecz jego rozmiarem kątowym na niebie. Znamy już ten absolutny rozmiar, który, jak wspomniano, wynosi 220 000 lat świetlnych. Porównując rozmiary kątowe i absolutne, możemy określić krzywiznę naszego kosmosu – czy przestrzeń jest płaska, czy też ma kształt sfery lub siodła. W zwykłej przestrzeni euklidesowej („płaskiej przestrzeni”), do której jesteśmy przyzwyczajeni, zachodzi następujący związek: rozmiar kątowy („rozmiar pozorny”) danego obiektu zmniejsza się liniowo z odległością, przynajmniej dla odległych obiektów. Rysunek 13 przedstawia związek między rozciągłością przestrzenną  $L$  pręta mierniczego, jego odległością i jego rozmiarami kątowymi  $\alpha$ .

Sprawy mają się nieco inaczej w przestrzeni o krzywiznie dodatniej, trójwymiarowym odpowiedniku powierzchni sferycznej. W takiej przestrzeni światło nie porusza się po liniach prostych. Promienie świetlne zbiegają się, jak można zobaczyć na rys. 14. Rozmiar kątowy (roz-

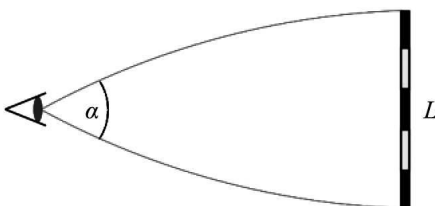
<sup>3</sup>Na powierzchni ostatniego rozproszenia gęstość barionów zwiększyła się do wielkości, która nieznacznie wpływa na prędkość dźwięku. Stosunek gęstości pędu barionów do fotonów  $R = (\rho_b + p_b)/(\rho_\gamma + p_\gamma) \approx 0,6\Omega_b h^2/[0,020\,910\,00(1+z)]$ , a więc  $v_s = c/\sqrt{3(1+R)} \approx c/\sqrt{3(1+3\rho_b/4\rho_\gamma)}$ , co powoduje pojawienie się niewielkiej poprawki do tego oszacowania.

miar pozorny) danego obiektu zmniejsza się wolniej niż liniowo z odległością, przynajmniej dla odległych obiektów. W takiej przestrzeni ten sam pręt mierniczy w takiej samej odległości od nas będzie miał większy rozmiar pozorny, odpowiadający większemu kątowi  $\alpha$ .

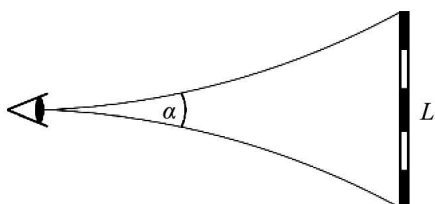
W przestrzeni o krzywiznie ujemnej jest na odwrót: promienie światła rozbiegają się, na skutek czego ten sam pręt znajdujący się w tej samej odległości będzie miał mniejszy rozmiar pozorny, odpowiadający mniejszej wartości  $\alpha$  (rys. 15).



Rys. 13. Geometria płaska (euklidesowa)



Rys. 14. Geometria zamknięta (o dodatniej krzywiznie)



Rys. 15. Geometria otwarta (o ujemnej krzywiznie)

Dzięki temu wyznaczenie krzywizny przestrzeni na podstawie KMPT jest proste. Znamy absolutny rozmiar największych fal dźwiękowych we wczesnym Wszechświecie i możemy zmierzyć ich pozorny rozmiar na niebie. Możemy obliczyć odległość, z której dociera tło mikrofalowe. Znamy temperaturę, w której ono powstało, i możemy zmierzyć jego temperaturę dzisiejszą. Różnica temperatury w okresie powstawania promieniowania i dziś jest bezpośrednio związana ze stosunkiem rozmiaru Wszechświata wtedy i obecnie, a ta wielkość jest z kolei związana z odległością. Porównując pozorne i prawdziwe rozmiary w obliczonych odległościach, otrzymujemy krzywiznę przestrzeni. W ten sposób ustaliliśmy z wielką dokładnością, że przestrzeń w naszym kosmosie jest płaska.

### 2.2.2. Oscylacje akustyczne

Dlaczego zatem możemy zobaczyć maksima akustyczne i co nam one mówią? Geometria czasoprzestrzeni jest określona w najdokładniejszy sposób przez pomiar rozmiaru kąтового pierwszego maksimum oscylacji dźwiękowych w widmie kątowym. Obserwując wiele takich maksimów, możemy wyznaczyć wiele parametrów i ustalić geometrię czasoprzestrzeni z jeszcze lepszą dokładnością. Jak można zrozumieć zależności między plateau i maksimami akustycznymi?

Na poziomie koncepcji ogólnej jest to proste. Jeżeli układ fizyczny jest zaburzony przez krótkotrwałe zjawisko – skrajnym przykładem jest delta Diraca, tzn. impuls o zerowym czasie trwania – to wzbudzone są drgania o wszystkich możliwych częstościach własnych ze średnio jednakową intensywnością, ale w sposób stochastyczny. We wczesnym Wszechświecie odpowiadałoby to amplitudom zaburzeń o jednakowej mocy i identycznych odchyleniach średnich dla wszystkich fal płaskich w płaskiej czasoprzestrzeni, czyli dla odpowiednich częstości własnych. A zatem, jeżeli sporządzimy odpowiednie rysunki widma kąтового, to początkowe zaburzenia czy wzbudzenia będą zasadniczo niezależne od skali i konkretnej częstości kątovej. Skończona grubość powierzchni ostatniego rozproszenia tłumi wysokie częstości kątovej. Innym efektem jest wyciekanie fotonów z zaburzeń o wysokich częstościach z powodu niewielkich efektów brzegowych, co powiększa to zjawisko. Dzięki geometrii czasoprzestrzeni i obiektów znajdujących się we Wszechświecie to widmo, wykazujące się niemal idealną niezmienniczością skali, ma wiele maksimów akustycznych przy podstawowej częstości kątovej oraz przy częstościach harmonicznych. Są to w rzeczywistości trójwymiarowe zaburzenia, które ukazują się wówczas na pozornie sferycznym niebie.

Dla największych skal kątowych, tj. tych, które zostały najpierw zaobserwowane przez DMR w COBE, widzimy, jakie są podstawowe warunki początkowe. Skale te są tak wielkie, że nawet poruszająca się z pełną prędkością dźwięku ( $c/\sqrt{3}$ ) zmiana jest niewielka w porównaniu z rozmiarem struktury i tak wielkie składowe poddane były jedynie bardzo niewielkiej części oscylacji od początku aż do płaszczyzny ostatniego rozproszenia. Zaburzenia, które są dużo większe niż horyzont akustyczny, zmieniają się nieznacznie i wystąpią w widmie mocy po prostu jako plateau przy małej częstości kątovej (dużej skali kątovej), co odpowiada zaburzeniom pierwotnym. Bez oscylacji akustycznych widmo kątovej pozostałoby płaskie dopóty, dopóki tłumienie wysokich częstości kątowych (niewielkich skal fizycznych) by ich nie zmniejszyło.

Dlaczego zatem istnieje pierwsze, dobrze określone maksimum, skoro oscylacje występują przy wszystkich skalach i tłumienie przy większych skalach jest niewielkie?

Otóż, gdy osiągamy skalę ok. 220 000 lat świetlnych na powierzchni i w czasie ostatniego rozproszenia, oscylacja miała tylko tyle czasu, aby ulec pełnej kompresji, która uczyniła ten obszar gorętszym, co właśnie widzimy na „zdjęciu” dostarczonej przez KMPT.

Dla rozmiaru dwa razy mniejszego akustyczna oscylacja ma dość czasu, aby ulec kompresji, a następnie ekspansji i osiągnąć maksymalne rozrzedzenie. Obszar wygląda wtedy na chłodniejszy niż otoczenie. W kątowym widmie mocy efekt ten daje drugie maksimum, gdyż podniesienie do kwadratu wzmacnia zmianę (spadek) temperatury.

Przy jednej trzeciej tego rozmiaru oscylacja akustyczna miała czas na to, aby ulec kompresji, rozrzedzeniu i powtórnie maksymalnej kompresji. W ten sposób powstaje trzecie maksimum akustyczne, podobnie następne odpowiadające wyższym częstościom przestrzennym. Obszar taki będzie cieplejszy od średniej. Przy trzech czwartych rozmiaru podstawowego oscylacja ulega kompresji, a następnie ekspansji do wielkości początkowej, i nie wprowadza różnicy względem temperatury średniej. Tak więc, mierząc średni kwadrat fluktuacji dla każdej skali lub badając widmo mocy, możemy oczekiwać maksimum przy horyzoncie akustycznym, jego połowie, jednej trzeciej itd. oraz minimum opadających do zera pomiędzy nimi. Mamy jednak do czynienia z dodatkowym efektem pochodzącym od poruszania się oscylacji – w punktach środkowych fala dźwiękowa porusza się z maksymalną prędkością i efekt Dopplera powoduje pojawienie się niewielkiego maksimum wtórnego o fazie dokładnie przeciwnej do sekwencji zagęszczeń i rozrzedzeń. Maksima te wypełniają częściowo obszary pomiędzy maksimumami akustycznymi i dzięki temu natężenie widma nie spada dokładnie do zera.

Główne punkty obrazu są następujące. 1) Ciecz sprężona jest gorętsza. 2) Częstość oscylacji jest odwrotnie proporcjonalna do rozmiaru. 3) Oscylacje znikają w momencie ostatniego rozproszenia. 4) Zera oscylacji występują wtedy, gdy efekt Dopplera jest największy z powodu ruchu oscylacji. 5) Kształt fluktuacji został zachowany w KMPT na powierzchni ostatniego rozproszenia.

Wszystkie te efekty można łatwo obliczyć, ponieważ zależą one wyłącznie od geometrii oraz prędkości dźwięku. Występują niewielkie poprawki do prędkości dźwięku w pobliżu ostatniego rozproszenia pochodzące od barionów (bariony stają się stosunkowo ważniejsze, gdy KMPT ochładza się na skutek ekspansji Wszechświata), jak również od ciemnej materii, a nawet istnieje jeszcze mniejsza poprawka od ciemnej energii. Okazuje się, że wysokość pierwszego maksimum jest proporcjonalna do całkowitej ilości materii we Wszechświecie, podczas gdy drugie (odpowiadające rozrzedzeniu) jest określone głównie przez liczbę barionów itd. W konsekwencji, dopasowując dokładnie amplitudy i wartości  $l$ , można wyznaczyć dokładne ograniczenia na fizyczną gęstość barionów i ciemnej materii, jak również na geometrię czasoprzestrzeni.

Pierwsze maksimum akustyczne występuje przy  $l \approx 200$  lub dla rozmiarów kątowych ok.  $0,9^\circ$  dla Wszechświata płaskiego. Pierwsze obserwacje wkrótce potwierdziły tę wartość, wskazującą na płaskość Wszechświata. Nowe obserwacje stają się wystarczająco dokładne, aby należało brać pod uwagę niewielkie poprawki pochodzące

od możliwych zmian zawartości Wszechświata. Trzeba uwzględnić, że ciecz fotonowo-barionowa nie jest zdominowana wyłącznie przez fotony na powierzchni ostatniego rozproszenia. Bariony zwiększają masę plazmy fotonowo-barionowej, nie wpływając na ciśnienie. Ponadto Wszechświat nie jest zdominowany wyłącznie przez materię i występuje pewien wkład pochodzący od ciemnej energii. Zaczyna ona dominować w późniejszych okresach i zmienia nieco odległość od powierzchni ostatniego rozproszenia, a zatem zmienia pozorne kąty na niebie w niewielkim stopniu. Wszystkie te efekty są niewielkie, lecz istotne na poziomie jednego lub kilku procent. Niewątpliwie najistotniejszym czynnikiem jest geometria Wszechświata i, jak przewiduje ogólna teoria względności, całkowita zawartość energii we Wszechświecie jest bardzo zbliżona do wartości krytycznej. W obecnych modelach wynosi ona  $\Omega_{\text{total}} = \Omega_m + \Omega_\Lambda = 1,02 \pm 0,02$ .

### 2.2.3. Ciemna materia i zawartość barionów we Wszechświecie

W epoce ostatniego rozproszenia gęstość energii pochodząca od ciemnej materii staje się większa niż gęstość energii pochodząca od fotonów. Wskutek tego bezwładność i potencjał grawitacyjny materii jest źródłem siły odtwarzającej (grawitacji) oscylacje akustyczne, a zatem wpływa bezpośrednio na ich amplitudę. Tak więc wysokość maksimum akustycznych jest proporcjonalna do całkowitej gęstości masy, na którą składa się głównie ciemna materia. Fizyczna gęstość materii,  $\Omega_m h^2$ , jest dobrze określona przez pomiar wysokości maksimum, a zwłaszcza pierwszego z nich.

Bariony (czyli zwykła materia) obciążają plazmę barionowo-fotonową i dodają bezwładną (i grawitacyjną) masę do oscylującego układu. Ich wpływ na maksima akustyczne jest łatwy do zrozumienia. Jeżeli na końcu oscylującej sprężyny umieścimy ciężarek i pozwolimy mu swobodnie spadać w polu grawitacyjnym, to im większa jest jego masa, tym niżej on opadnie, zanim zostanie pociągnięty do góry przez sprężynę, by wrócić do położenia początkowego. Tak więc maksymalna kompresja rośnie, ale rozrzedzenie pozostaje niezmienione.

Ponieważ maksima akustyczne o numerach nieparzystych (pierwsze, trzecie, piąte... ) są związane z wielkością kompresji plazmy (spadku do grawitacyjnej studni potencjału), zwiększają się wskutek wzrostu liczby barionów we Wszechświecie. Maksima o numerach parzystych (drugie, czwarte, szóste... ) są związane z tym, jak dalece plazma się rozrzedza (podnosi w polu grawitacyjnym). Dodanie barionów zwiększa maksima nieparzyste w stosunku do maksimum parzystych. Dodane bariony powodują, że pierwsze maksimum jest o wiele większe od drugiego. Im więcej barionów, tym bardziej obniżone jest drugie maksimum.

Jeżeli wkład barionów do masy plazmy można pominać, to temperatura KMPT na dnie studni potencjału oscyluje symetrycznie wokół zera. Im więcej jest barionów w układzie, tym bardziej plazma jest obciążona. Plazma spręża się nadal w studni potencjału, zanim ciśnienie po-

trafi odwrócić kierunek ruchu. Oscylacja jest teraz asymetryczna w taki sposób, że ekstrema odpowiadające kompresjom w studniach potencjału zwiększają się w stosunku do ekstremów odpowiadających rozrzedzeniom. Widmo mocy nie dba o znak, lecz zależy od wartości bezwzględnej fluktuacji temperatury. Widzimy teraz, że pierwsze i trzecie maksima są wzmocnione w stosunku do drugiego. Gdy przeprowadzimy pełne obliczenia widma mocy, ukazuje się nam omówiona już elementarna fizyka ciężarka na sprężynie. Amplituda maksimów akustycznych o numerach nieparzystych w widmie mocy zwiększa się w stosunku do parzystych w miarę wzrostu gęstości barionów we Wszechświecie.

Występują również efekty drugiego rzędu. Ponieważ dodanie ciężarka do sprężyny spowalnia jej oscylacje, dodanie barionów do plazmy zmniejsza częstość oscylacji, przesuując położenia maksimów w kierunku nieco wyższych multipoli  $l$ . (Więcej barionów oznacza nieco mniejszą prędkość dźwięku, a więc dana liczba cykli oscylacji musi zajść w mniejszym obszarze:  $v_s \downarrow \Rightarrow l \uparrow$ ). Bariony wpływają również na tłumienie fal akustycznych, co wpływa na zanik widma przy dużych  $l$ . Wiele sposobów, na które bariony objawiają się w kątowym widmie mocy, dostarcza wielu niezależnych testów wartości gęstości barionów we Wszechświecie. Gęstość barionów jest wielkością, którą pomiar KMPT może określić z niezwykłą dokładnością. Obserwacje KMPT zgadzają się z modelem nukleosyntezy Wielkiego Wybuchu (NWW) przy ok.  $4,4 \pm 0,4\%$  gęstości krytycznej. Oszacowanie NWW pochodzi z fizyki jądrowej oraz warunków panujących podczas pierwszych kilku minut Wielkiego Wybuchu. Stosunek maksimów akustycznych bierze się z fizyki atomowej i warunków panujących 380 000 lat po Wielkim Wybuchu. Konsekwencją tego jest brak istotnej zmiany stosunku liczby barionów do fotonów przy zmianie skali energetycznej od MeV do eV, a prawdopodobnie aż do dziś, gdy mamy do czynienia ze skalą 1/4000 eV, która pokrywa istotną część historii rozszerzania się Wszechświata.

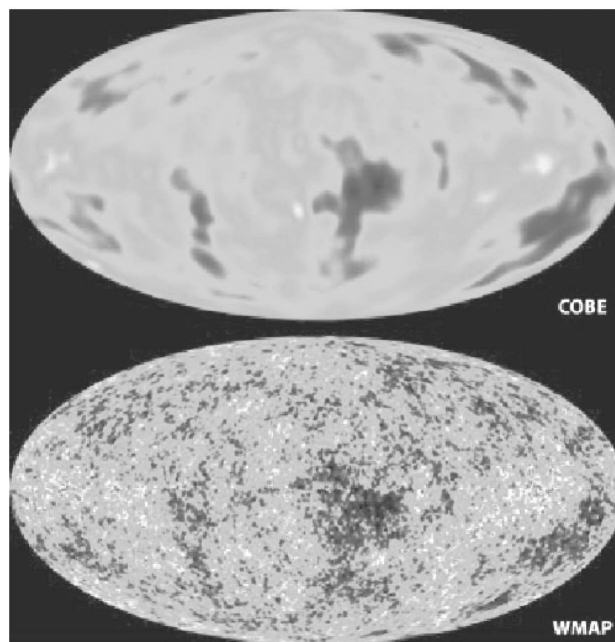
#### 2.2.4. Inne parametry kosmologiczne i równanie stanu ciemnej energii

Anizotropie KMPT są w różnym stopniu czułe na wiele innych wielkości kosmologicznych, w tym gęstość ciemnej energii, jej równanie stanu, wiek Wszechświata, optyczną głębokość do powtórnej jonizacji Wszechświata i niewielką zmianę pierwotnego widma zaburzeń. Niektóre z tych wielkości są niezmiernie czułe na kątowe widma mocy KMPT, dla innych występuje degeneracja lub efekty bliskie degeneracji, które wymagają połączenia danych obserwacyjnych KMPT z innymi obserwowanymi wielkościami kosmologicznymi w celu uzyskania prawdziwie dokładnych wyników. Nie musimy podkreślać, że anizotropie KMPT rzeczywiście dostarczają istotnych informacji. W zasadzie pomiar multipoli widma mocy dostarcza do 3000 niezależnych liczb, podczas gdy wierzymy, że standardowy model kosmologiczny może być opisany przy użyciu nie więcej niż 20 parametrów. Tak więc dysponujemy znaczącą redundancją wynikającą z milionów

pikseli na naszych mapach; wskutek założenia niezmienniczości ze względu na obroty zmniejsza się ona od ok. 3000 liczb opisujących kątowe widmo mocy, aż w końcu po dopasowaniu modelu kosmologicznego otrzymujemy kilka tuzinów parametrów.

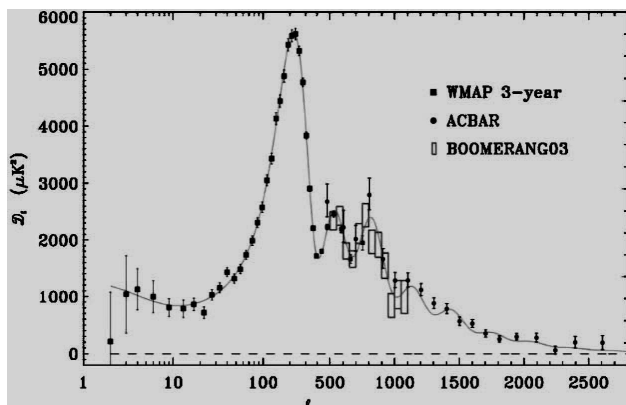
#### 2.3. Wilkinson Microwave Anisotropy Probe

Projekt Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) był następnym po COBE satelitarnym projektem badawczym NASA o większym zakresie (rys. 16).



Rys. 16. Wizualne porównanie wyników z DMR w COBE oraz WMAP. Satelita COBE mógł zaobserwować jedynie struktury w skali superhoryzontu (ok.  $10^\circ$ ), podczas gdy WMAP dysponował wystarczającą kątową rozdzielczością, aby ukazać bardziej szczegółowe struktury w skali mniejszej od horyzontu (ok.  $0,3^\circ$ ).

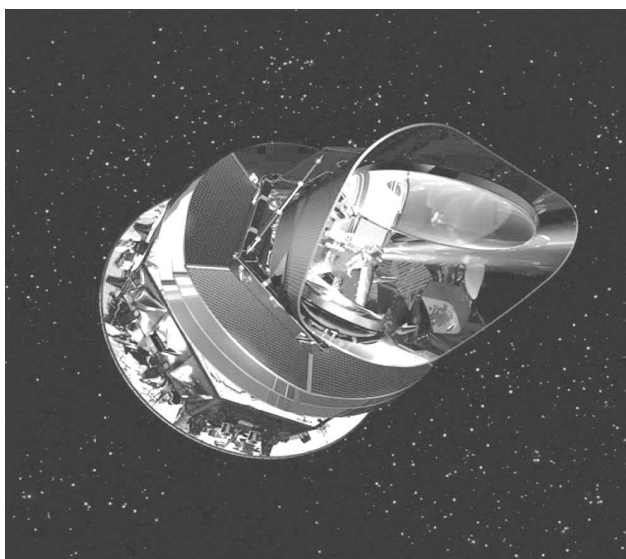
Mapy nieba uzyskane przez WMAP mają czułość 45 razy większą, a rozdzielczość kątową 33 razy lepszą niż mapy z DMR w COBE. WMAP używa pięciu niezależnych pasm częstości od 23 do 94 GHz. Celem WMAP było zmierzenie względnej temperatury KMPT na całym obszarze nieba z rozdzielczością kątową ok.  $0,3^\circ$  i czułością  $20 \mu\text{K}$  w kwadratowych pikselach o rozmiarach  $0,3^\circ \times 0,3^\circ$  i z systematycznymi artefaktami ograniczonymi do  $5 \mu\text{K}$  na piksel. W lutym 2003 r. ogłoszono wyniki pierwszego roku pomiarów, a dane z trzyletnich pomiarów podano w marcu roku 2006 (<http://map.gsfc.nasa.gov>). Wyniki te mocno wspierają inflacyjne modele Wielkiego Wybuchu. WMAP dostarczył silnych ograniczeń dla modeli kosmologicznych, m.in. dla modelu  $\Lambda\text{CDM}$  (prawie płaski Wszechświat składający się z ciemnej energii w ok. 70%, ciemnej materii w ok. 25% i materii barionowej w ok. 5%), który najlepiej pasuje do danych WMAP oraz innych niezależnych pomiarów (tab. 5 oraz rys. 17).



Rys. 17. Widmo mocy przewidziane przez model  $\Lambda$ CMD oraz wyniki uzyskane przez WMAP w okresie 3 lat, ACBAR oraz BOOMERanG03. Krzywa pokazuje widmo mocy przewidziane przez model  $\Lambda$ CMD.

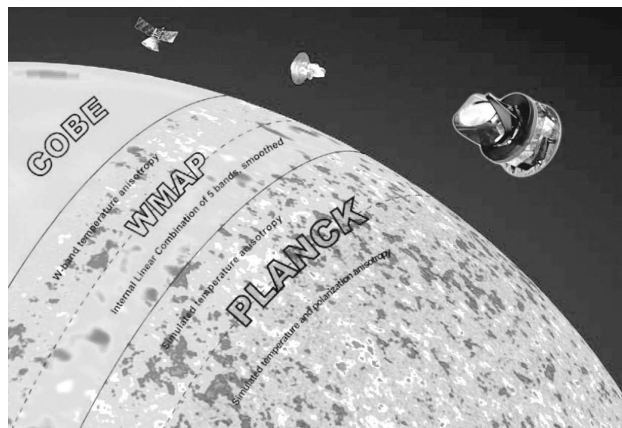
#### 2.4. Planck – trzecia generacja pomiaru KMPT

Projekt Planck jest misją kosmiczną trzeciej generacji w dziedzinie pomiarów KMPT (rys. 18). Prowadzony jest przez Europejską Agencję Przestrzeni Kosmicznej (ESA), która planuje umieszczenie go na orbicie w roku 2008. W roku 1992 agencji ESA zaproponowano dwa możliwe eksperymenty w dziedzinie KMPT, które miały być przeprowadzone w przestrzeni kosmicznej – COBRAS i SAMBA. Zostały one zaakceptowane jako łączny projekt o nazwie COBRAS/SAMBA. Nazwę tego projektu zmienił później na Planck ku czci niemieckiego fizyka o tym nazwisku. Projekt Planck przejrzy całe niebo w oknach częstości od 30 do 857 GHz, mierząc dokładnie i wyczerpująco anizotropie KMPT z kątową rozdzielczością poprawioną do  $5'$  i czułością  $\Delta T/T \approx 2 \cdot 10^{-6}$  [103]. Wyniki z sondy Planck będą lepsze niż z sondy WMAP dzięki nowoczesnym rozwiązaniom, 10-krotnie lepszej czułości,



Rys. 18. Satelita Planck w przestrzeni kosmicznej – wizja artystyczna ([www.rssd.esa.int/planck](http://www.rssd.esa.int/planck))

2–3 razy lepszej kątowej zdolności rozdzielczej i 6-krotnie większemu pokryciu częstości. Rozdzielczość sond COBE, WMAP i Planck porównane są obrazowo na rys. 19. Należy oczekiwać, że pomiary z sondy Planck dostarczą ograniczeń na fizykę przy energiach większych niż  $10^{15}$  GeV, a jej dokładne pomiary anizotropii KMPT z dokładnością kątową  $10'$  zrewolucjonizują kosmologię.



Rys. 19. Postęp w dokładności map KMPT uzyskiwanych przez satelity poczynając od pierwszych map z DMR w COBE poprzez wyniki WMAP do oczekiwanych rezultatów z sondy Planck ([www.rssd.esa.int/planck](http://www.rssd.esa.int/planck))

### 3. Uwagi końcowe

Wykazanie, że KMPT jest pozostałością po wczesnym Wszechświecie, którego konfiguracja była prosta, doprowadziło nas do spełnienia obietnicy, że jego istnienie oraz niewielkie odchylenia stanowią wyjątkową metodę badania kosmologii i przeniosło nas w erę, którą nazywamy obecnie „erą kosmologii precyzyjnej”. To właśnie ta dokładność czyni z kosmologii prawdziwie fizyczną wiedzę i daje dziś perspektywę dostarczenia środków do lepszego poznania Wszechświata oraz sprawdzenia naszych podstawowych założeń. Nadchodząca niebawem era misji Planck wraz z podobnymi obserwacjami KMPT prowadzonymi z powierzchni Ziemi oraz innymi obserwacjami kosmologicznymi daje nam nadzieję wyznaczenia wartości wszystkich głównych parametrów kosmologicznych z dokładnością na poziomie 1% lub lepszą. W miarę osiągania tego poziomu dokładności dzięki wzajemnie weryfikującym się obserwacjom wyznaczamy nie tylko parametry Wszechświata, ale sprawdzamy też dokładnie założenia, których wymagało ich uzyskanie.

KMPT ma jeszcze wiele cech, które można badać, a jedną z najważniejszych jest jego polaryzacja. Innym kluczowym zagadnieniem jest efekt Suniajewa–Zeldowicza, widoczny w grupach galaktyk. Polaryzacja liniowa KMPT powstaje wówczas, gdy jego fotony rozpraszają się na swobodnych elektronach, dopóki istnieje odczuwana przez nie sumaryczna anizotropia kwadrupolowa. Tak jak przewidywał Rees w roku 1968, polaryzacja liniowa powinna

się pojawić na skutek istnienia anizotropii wytworzonych przez pierwotne zaburzenia, które w końcu doprowadziły do powstania struktur wielkoskalowych. Ponieważ thomsonowskie rozpraszanie anizotropowego pola promieniowania również powoduje wystąpienie polaryzacji liniowej, przewiduje się, że polaryzacja KMPT wynosi ok. 5% [104]. Polaryzacja ta została zaobserwowana przez zespół DASI [105,106], a później przy użyciu kilku następnych przyrządów. W roku 2003 eksperyment WMAP wykazał, że potrafi zmierzyć poprzeczne skorelowane widmo mocy [107], które dostarcza dowodów na adiabatyczną naturę zaburzeń, jak również bezpośrednio nakłada ograniczenia na grubość powierzchni ostatniego rozproszenia. Ponieważ anizotropie polaryzacji powstają na tej powierzchni, istnienie korelacji dla kątów dużo większych od ok.  $1^\circ$  wykazuje, że w okresie rekombinacji występowały fluktuacje długości horyzontu silniejsze niż hubblowskie. Obecnie znajdujemy się na wczesnym etapie obserwacji i wykorzystywania polaryzacji KMPT.

Niestety, polaryzacja KMPT może powstawać na skutek różnych zjawisk do tej pory jeszcze nieobserwowanych, jak powtórne rozproszenie jego fotonów podczas powtórnej jonizacji albo fale grawitacyjne z okresu inflacji i anizotropii w małej skali. Spodziewamy się, że pomiary polaryzacji znacząco poprawią dokładność parametrów kosmologicznych, a wraz z wynikami dla anizotropii temperaturowych dostarczą niezależnych testów modeli kosmologicznych. Polaryzacja typu B (za którą odpowiadają fale grawitacyjne) w szczególności dostarczy istotnych informacji na temat skali energii związanej z inflacją. KMPT jest również zjawiskiem, w którym najłatwiej mogą być znalezione takie pozostałości przewidziane przez inflacyjną teorię Wielkiego Wybuchu, jak defekty topologiczne (<http://cosmos.lbl.gov>), które są bezpośrednio związane z fizyką bardzo wczesnego Wszechświata ( $T$  rzędu  $10^{16}$  GeV).

## Podziękowania

Chciałbym tu wyrazić podziękowania wielu osobom, które przyczyniły się do powstania niniejszej pracy, w szczególności moim licznym kolegom i współpracownikom z wielu lat, a zwłaszcza tym z zespołu COBE. Rozwój kosmologii był wybitnym osiągnięciem intelektualnym, stymulowanym pracą wielu uczonych, inżynierów i innych członków personelu przez wiele dekad. Wiele przezroczy oraz rysunków, które pokazałem w trakcie mojego wykładu noblowskiego, dostarczyły mi inne osoby, a wiele nazwisk zostało pominiętych; niestety, w pośpiechu podczas podłączania mojego laptopa ustawiona została niewłaściwa rozdzielczość i brzegi przezroczy nie zostały wyświetlone. Pomiędzy wieloma przezroczeniami znalazły się te, które przygotowali Don Groom, Al Kogut, Wayne Hu, Ned Wright, WMAP+SDSS, Max Tegmark, David Wilkinson, Julian Borrill i inni, których nazwiska nie zostały pokazane. Dziękuję wielu kolegom, zwłaszcza moim doktorantom i młodym doktorom, za ich dyskusje i komentarze, zarówno ostatnio jak i w latach poprzednich, oraz za ich wielki zapał i wysiłek intelektualny w pracy

nad różnymi projektami. W przygotowaniu tego tekstu pomagali mi bezpośrednio Eunhwa Jeong i Bruce Grossan. Pracy tej udzieliły wsparcia Lawrence Berkeley National Laboratory oraz Wydział Fizyki Uniwersytetu Kalifornijskiego w Berkeley.

Tłumaczył *Maciej Górski*

Instytut Problemów Jądrowych  
im. Andrzeja Sołtana  
Warszawa

## Literatura

- [1] A.A. Penzias, R.W. Wilson, *Astrophys. J.* **142**, 419 (1965).
- [2] R.H. Dicke, P.J. Peebles, *Space Sci. Rev.* **4**, 419 (1965).
- [3] R.H. Dicke i in., *Astrophys. J.* **142**, 414 (1965).
- [4] J. Silk, *Nature* **215**, 1155 (1967).
- [5] R.A. Alpher, H. Bethe, G. Gamow, *Phys. Rev.* **73**, 803 (1948).
- [6] R.A. Alpher, R. Herman, G.A. Gamow, *Phys. Rev.* **74**, 1198 (1948).
- [7] R.A. Alpher, R.C. Herman, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **2**, 1 (1953).
- [8] R.A. Alpher, R.C. Herman, *Phys. Today* **41**, zes. 8 (1988), s. 24.
- [9] R.A. Alpher, R. Herman, w: *Modern Cosmology in Retrospect*, red B. Bertotti, R. Balbinot, S. Bergia (Cambridge University Press, 1990), s. 129.
- [10] R.A. Alpher, J.W. Follin, R.C. Herman, *Phys. Rev.* **92**, 1347 (1953).
- [11] R.A. Alpher, G. Gamow, R. Herman, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **58**, 2179 (1967).
- [12] D.W. Sciama, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 1065 (1967).
- [13] S.W. Hawking, G.F.R. Ellis, *Astrophys. J.* **152**, 25 (1968).
- [14] A.G. Doroszkiewicz, I.D. Nowikow, *Dokl. AN SSSR* **154**, 809 (1964) [*Sov. Phys. Doklady* **9**, 11 (1964)].
- [15] R.K. Sachs, A.M. Wolfe, *Astrophys. J.* **147**, 73 (1967).
- [16] M. Rees, *Astrophys. J.* **153**, L1 (1968).
- [17] D.M. Meyer i in., *Astrophys. J. Lett.* **308**, L37 (1986).
- [18] A. Songaila i in., *Nature* **371**, 43 (1994).
- [19] J. Ge, J. Bechtold, J.H. Black, *Astrophys. J.* **474**, 67 (1997).
- [20] J.N. Bahcall i in., *Astrophys. J. Lett.* **182**, L95 (1973).
- [21] A. Songaila i in., *Nature* **368**, 599 (1994).
- [22] L. Lu i in., *Astrophys. J. Lett.* **457**, L1 (1996).
- [23] J.C. Mather i in., *Astrophys. J.* **420**, 439 (1994).
- [24] R.A. Sunyaev, Ya.B. Zel'dovich, *Astrophys. Space Sci.* **7**, 3 (1970).
- [25] R.A. Sunyaev, Ya.B. Zel'dovich, *Comm. Astrophys. Space Phys.* **4**, 173 (1972).
- [26] M. Birkinshaw, *Phys. Rep.* **310**, 98 (1999).
- [27] J. Carlstrom i in., *IAP Conference Proceedings* (2000).
- [28] South Pole Telescope, <http://spt.uchicago.edu>;  
<http://cosmology.berkeley.edu/group/swlh/sp/telescope>.
- [29] O. Fackler i in., *Phys. Rev. Lett.* **31**, 847 (1973).
- [30] G.F. Smoot i in., *Nucl. Phys. B* **96**, 379 (1975).
- [31] S.W. Hawking, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **142**, 129 (1969).
- [32] P.J.E. Peebles, *Physical Cosmology* (Princeton Univ. Press, Princeton, NJ 1971).
- [33] J.M. Stewart, D.W. Sciama, *Nature* **216**, 748 (1967).
- [34] R.B. Partridge, D.T. Wilkinson, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 557 (1967).
- [35] M.A. Janssen i in., *IEEE Trans. Antennas Propag.* **AP-27**, 551 (1979).



- [36] M.A. Toral i in., *IEEE Trans. Antennas Propag.* **AP-37**, 171 (1989).
- [37] M.V. Gorenstein i in., *Rev. Sci. Instrum.* **49**, 440 (1978).
- [38] G.F. Smoot i in., *Phys. Rev. Lett.* **39**, 898 (1977).
- [39] M.V. Gorenstein, G.F. Smoot, *Astrophys. J.* **244**, 361 (1981).
- [40] G.F. Smoot, P.M. Lubin, *Astrophys. J. Lett.* **234**, L83 (1979).
- [41] N. Jarosik i in., astro-ph/0603452.
- [42] G.P. Nanos, Jr., *Astrophys. J.* **232**, 341 (1979).
- [43] P.M. Lubin, G.F. Smoot, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 129 (1979).
- [44] P. Lubin, P. Melese, G.F. Smoot, *Astrophys. J. Lett.* **273**, L51 (1983).
- [45] P.J.E. Peebles, *Principles of Physical Cosmology* (Princeton Univ. Press, Princeton, NJ 1993), s. 168.
- [46] P.G. Roll, D.T. Wilkinson, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 405 (1966).
- [47] P.G. Roll, D.T. Wilkinson, *Ann. Phys.* **44**, 289 (1967).
- [48] R.A. Stokes, R.B. Partridge, D.T. Wilkinson, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1199 (1967).
- [49] D.T. Wilkinson, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1195 (1967).
- [50] P.E. Boynton, R.A. Stokes, D.T. Wilkinson, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 462 (1968).
- [51] T.F. Howell, J.R. Shakeshaft, *Nature* **216**, 753 (1967).
- [52] G. Sironi i in., *Astrophys. J.* **357**, 301 (1990).
- [53] T.F. Howell, J.R. Shakeshaft, *Nature* **216**, 7 (1967).
- [54] K.S. Stankevich i in., *Australian J. Phys.* **23**, 529 (1970).
- [55] G. Sironi i in., *Astrophys. J.* **378**, 550 (1991).
- [56] S.A. Pelyushenko, K.S. Stankevich, *Sov. Astron.* **13**, 223 (1969).
- [57] S.M. Levin i in., *Astrophys. J.* **334**, 14 (1988).
- [58] S.T. Staggs i in., *Astrophys. J.* **458**, 407 (1996).
- [59] T.F. Howell, J.R. Shakeshaft, *Nature* **210**, 1318 (1966).
- [60] M. Bensadoun i in., *Astrophys. J.* **409**, 1 (1993).
- [61] M. Bersanelli i in., *Astrophys. J.* **424**, 517 (1994).
- [62] T.Y. Ootshi, C.T. Stelzreid, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **24**, 174 (1975).
- [63] G. de Amici i in., *Astrophys. J.* **381**, 341 (1991).
- [64] N. Mandolesi i in., *Astrophys. J.* **310**, 561 (1986).
- [65] A. Kogut i in., *Astrophys. J.* **355**, 102 (1990).
- [66] S.M. Levin i in., *Astrophys. J.* **396**, 3 (1992).
- [67] A. Kogut i in., *Astrophys. J.* **325**, 1 (1988).
- [68] D.J. Fixsen i in., *Astrophys. J.* **612**, 86 (2004).
- [69] S.T. Staggs i in., *Astrophys. J.* **473**, L1 (1996).
- [70] L. Danese, G. de Zotti, *Rivista Nuovo Cim.* **7**, 277 (1977).
- [71] L. Danese, G.F. De Zotti, *Astron. Astrophys.* **107**, 39 (1982).
- [72] G.F. Smoot i in., *Proc. 10th Int. Conf. Gen. Relat. Gravit.*, red. B. Bertotti, F. de Felice, A. Pascolini (Consiglio Nazionale delle Ricerche, Roma 1983), s. 865.
- [73] G.F. Smoot i in., *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1099 (1983).
- [74] G.F. Smoot i in., *Adv. Space Res.* **3**, 465 (1984).
- [75] G.F. Smoot i in., *Astrophys. J. Lett.* **317**, L45 (1987).
- [76] G.F. Smoot i in., *Astrophys. J.* **331**, 653 (1988).
- [77] W.J. Welch i in., *Phys. Rev. Lett.* **18**, 1068 (1967).
- [78] D.G. Johnson, D.T. Wilkinson, *Astrophys. J. Lett.* **313**, L1 (1987).
- [79] A. Kogut i in., *Astrophys. J.* **470**, 653 (1996).
- [80] M.S. Ewing i in., *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1251 (1967).
- [81] G. de Amici i in., *Astrophys. J.* **298**, 710 (1985).
- [82] V.I. Puzanov i in., *Sov. Astron.* **11**, 905 (1968).
- [83] A.G. Kislyakov i in., *Sov. Astron.* **15**, 29 (1971).
- [84] M.F. Millea i in., *Phys. Rev. Lett.* **26**, 919 (1971).
- [85] P.E. Boynton, R.A. Stokes, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 462 (1968).
- [86] M. Bersanelli i in., *Astrophys. J.* **339**, 632 (1989).
- [87] J.A. Schuster, PhD Thesis, UC Berkeley (1993).
- [88] G.M. Bernstein i in., *Astrophys. J.* **362**, 107 (1990).
- [89] D.M. Meyer, M. Jura, *Astrophys. J.* **297**, 119 (1985).
- [90] P. Crane i in., *Astrophys. J.* **309**, 822 (1986).
- [91] D.M. Meyer i in., *Astrophys. J. Lett.* **343**, L1 (1989).
- [92] P. Crane i in., *Astrophys. J.* **346**, 136 (1989).
- [93] M.E. Kaiser, E.L. Wright, *Astrophys. J. Lett.* **356**, L1 (1990).
- [94] E. Palazzi i in., *Astrophys. J.* **357**, 14 (1990).
- [95] E. Palazzi i in., *Astrophys. J.* **398**, 53 (1992).
- [96] K.C. Roth i in., *Astrophys. J. Lett.* **413**, L67 (1993).
- [97] G.F. Smoot i in., *Astrophys. J. Lett.* **396**, L1 (1992).
- [98] G.F. Smoot i in., *Astrophys. J.* **437**, 1 (1994).
- [99] G.F. Smoot, astro-ph/9705135.
- [100] A.G. Riess i in., *Astron. J.* **116**, 1009 (1998).
- [101] S. Perlmutter i in., *Astrophys. J.* **517**, 565 (1999).
- [102] D.N. Spergel i in., astro-ph/0603449.
- [103] Planck Science Team, *Planck Bluebook* (2005), [www.rssd.esa.int/Planck](http://www.rssd.esa.int/Planck).
- [104] W. Hu, M. White, *Astrophys. J.* **435**, 568 (1997).
- [105] J.M. Kovac i in., *Nature* **420**, 772 (2002).
- [106] E.M. Leitch i in., *Astrophys. J.* **624**, 10 (2005).
- [107] A. Kogut i in., *Astrophys. J.* **S148**, 161 (2003).

# Granty MNiSzW z fizyki: XXXII i XXXIII konkurs

---

## Grants in physics of the Ministry of Science and Higher Education

---

Poniżej przedstawiamy listę projektów badawczych (grantów) z fizyki finansowanych przez Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego (d. przez Komitet Badań Naukowych) poczynając od stycznia 2007 r. (XXXII konkurs) i od czerwca 2007 r. (XXXIII konkurs). Informacje o wynikach poprzednich konkursów podawaliśmy w kolejnych rocznikach Postępów Fizyki (ostatnio – *PF* **57**, 27 (2006) oraz **58**, 125 (2007)).

Na XXXII konkurs wpłynęło 161 projektów, w tym 50 promotorskich (w spisie: P) oraz 13 habilitacyjnych (w spisie: H). Przyznano finansowanie 64 projektów, w tym 27 promotorskich i 3 habilitacyjnych. Decyzję tę podjęto na posiedzeniu recenzentów w składzie: Jacek Baranowski (UW), Stanisław Chwirot (UMK), Marek Cieplak (IF PAN), Mariusz Dąbrowski (USz), Maria Giller (UŁ), Andrzej Graja (IFM PAN), Marta Kicińska-Habior (UW), Maciej Kolwas (IF PAN), Tadeusz Lulek (PRz), Włodzimierz Nakwaski (PŁ), Ryszard Poprawski (PWr), Wojciech Suski (INTiBS PAN), Ryszard Tanaś (UAM), Ludwik Turko (UWr), Karol I. Wysokiński (UMCS) i Agnieszka Zalewska (UJ). Posiedzeniu przewodniczył członek Zespołu i Rady Nauki, prof. Wojciech Nawrocik (UAM).

Na XXXIII konkurs wpłynęło 191 projektów, w tym 54 promotorskie i 12 habilitacyjnych. Przyznano finansowanie 70 projektów, w tym 28 promotorskich oraz 3 habilitacyjnych. Zdecydowano o tym na posiedzeniu recenzentów w składzie: Rajmund Bacewicz (PW), Bogusław Broda (UŁ), Mariusz Dąbrowski (USz), Robert Hołyst (IChF PAN), Jan Klamut (INTiBS PAN), Tadeusz Lulek (PRz), Jan Mostowski (IF PAN), Jan Pluta (PW), Adam Sobiczewski (IPJ), Ryszard Sosnowski (IPJ), Tadeusz Stacewicz (UW), Tadeusz Suski (IWC PAN), Henryk Szymczak (IF PAN), Andrzej Szytuła (UJ), Andrzej Ślebarski (UŚI), Ludwik Turko (UWr), Stanisław Wróbel (UJ), Agnieszka Zalewska (UJ) i Jerzy Ziolo (UŚI). Posiedzeniu przewodniczył członek Zespołu i Rady Nauki, prof. Wojciech Nawrocik (UAM).

Łącznie w 33 dotychczasowych konkursach w dziedzinie fizyki zawarto 2383 umowy, czyli średnio w każdym konkursie finansowano ponad 72 projekty.

Lista projektów została opracowana we współpracy z p. mgr inż. Martą Minorską z MNiSzW.

### XXXII konkurs

Kierownik projektu

Tytuł projektu

Liczba wykonawców; czas  
(w miesiącach); koszt (w zł)

w relatywistycznych zderzeniach ciężkich jonów (P) 2 24 45 000

prof. Barbara Badełek (WF UW)

Wyznaczanie polaryzacji gluonów w protonie na podstawie danych zebranych przez eksperyment COMPASS (P) 2 16 40 820

### METODY MATEMATYCZNE, TEORIA POŁA FIZYKA STATYSTYCZNA, ASTROFIZYKA

dr Jerzy Dajka (WMFiCh UŚI)  
Splątanie nano- i mezoukładów 6 36 176 000

prof. Jerzy Kowalski-Glikman (WFiA UWr)  
Kwantowa grawitacja i geometria nieprze-  
mienna 3 36 112 530

dr Andrzej Horzela (IFJ PAN)  
Kombinatoryczny opis uporządkowania  
operatorów kwantomechanicznych 2 24 77 000

dr Piotr Szymczak (WF UW)  
Procesy erozji chemicznej w szczelinach skal-  
nych a wczesne stadia powstawania jaskiń 5 24 57 600

### FIZYKA POŚREDNICH I WYSOKICH ENERGII

prof. Wojciech Florkowski (IFJ PAN)  
Hydrodynamiczny opis produkcji cząstek

### FIZYKA JĄDROWA I FIZYKA PLAZMY

prof. Jan Pluta (WF PW)  
Poszukiwania „ukrytego powabu” w zderze-  
niach relatywistycznych ciężkich jonów 9 30 250 000

prof. Wiktor Kurcewicz (WF UW)  
Badania spektroskopowych własności jąder  
z obszaru powyżej ołowiu tworzonych  
w reakcjach z ciężkimi jonami 6 36 226 450

dr hab. Piotr Bożek (IFJ PAN)  
Teoretyczny opis mechanizmów produkcji  
cząstek i hadronizacji w zderzeniach skrajnie  
relatywistycznych ciężkich jonów 6 36 149 750

dr Andrzej Wieloch (WFAiIS UJ)  
Poszukiwanie jąder superciężkich w oparciu  
o nową ideę eksperymentalną 7 24 148 425

dr Janusz Brzychczyk (WFAiIS UJ)  
Testowanie fazowych i izospinowych włas-  
ności materii jądrowej w procesach multi-  
fragmentacji 4 36 132 250

prof. Barbara Wosiek (IFJ PAN) Badanie azymutalnych anizotropii w zderzeniach Pb + Pb w eksperymencie ATLAS przy akceleratorze LHC (P)	2	18	36 400	nych korelacji elektronowych w obszarze niestabilności magnetycznej w wybranych związkach ceru i uranu	7	36	265 100
dr hab. Roman Płaneta (WFAiIS UJ) Poszukiwanie egzotycznych układów formowanych w reakcjach z ciężkimi jonami (P)	2	24	30 750	prof. Marta Cieplak (IF PAN) Dynamika wirów i przejście nadprzewodnik–izolator w warstwach nadprzewodników konwencjonalnych i wysokotemperaturowych	6	36	255 500
prof. Stanisław Mrówczyński (WMP AŚw) Opis dwucząsteczkowych korelacji w zderzeniach relatywistycznych jonów (P)	2	24	30 000	dr Paweł Korecki (WFAiIS UJ) Czułość chemiczna w tomograficznej metodzie obrazowania struktury atomowej	5	24	252 500
<b>FIZYKA ATOMOWA I MOLEKULARNA OPTYKA, AKUSTYKA</b>				dr Artur Malinowski (IF PAN) Diagram fazowy nadprzewodników wysokotemperaturowych: pseudoprzerwa i przejście metal–izolator wywołane podstawieniami w miejsce Cu	6	36	208 613
prof. Czesław Radzewicz (WF UW) Parametryczne wzmacnianie ultrakrótkich impulsów światła; rola konfiguracji niewspółosiowej	10	24	412 800	dr Pavlo Aleshkevych (IF PAN) Wpływ nieporządku chemicznego na właściwości magnetyczne i termodynamiczne magnetycznych sfrustrowanych układów typu „kagome”	6	30	123 400
dr Rafał Kotyński (WF UW) Nanooptyczna supersoczewka z metamateriału w złączu fonicznym	9	24	298 500	dr hab. Bogdan Idzikowski (IFM PAN) Amorfizacja międzymetalicznych związków Dy(Mn,Fe) <sub>6</sub> (Ge,Al) <sub>6</sub> i poznanie ich własności (P)	2	24	49 375
dr hab. Małgorzata Głódź (IF PAN) Badanie elektromagnetycznie wymuszonej przezroczystości w pułapce magnetooptycznej	4	36	197 500	prof. Andrzej Ślebarski (WMFiCh UŚI) Eksperymentalne i teoretyczne określenie struktury elektronowej oraz pomiary temperaturowe wielkości termodynamicznych i transportowych dla wybranych związków międzymetalicznych Ce i Rh (P)	2	24	47 200
dr hab. Marek Trippenbach (WF UW) Efekty nieliniowe i wielociałowe w kondensatach Bosego–Einsteina i światłowodach	5	36	124 400	dr Ryszard Zdyb (WMFiI UMCS) Namagnesowanie w ultracienkich warstwach Co i Fe (H)	1	30	44 000
prof. Jacek Karwowski (WFAiIS UMK) Modelowanie Układów Wieloelektronowych III	3	36	80 000	prof. Adam Kiejna (WFiA UW) Badania teoretyczne nanostruktur złota na powierzchni (110) rutyłu (P)	2	12	21 950
mgr Magdalena Stobińska (WF UW) Pułapki jonowe jako alternatywny układ kwantowy dla realizacji i badania stanu Kerra	1	18	60 000	prof. Andrzej Jeżowski (INTiBS PAN) Wpływ efektów kwantowych na przewodnictwo cieplne wybranych kriokryształów (P)	2	10	19 200
prof. Czesław Radzewicz (WF UW) Ultraszybka dynamika fototautomeryzacji i własności fotochromowe zasad Schiffa (P)	2	12	49 100	<b>KRYSTAŁY MOLEKULARNE I POLIMERY CIECZE</b>			
dr hab. Jarosław Koperski (WFAiIS UJ) Zimne molekuly w wiązce naddźwiękowej a badanie własności wiązania międzyatomowego – czy zmodyfikujemy postrzeganie molekuł van der Waalsowskich? (P)	2	21	39 000	prof. Jerzy Ziolo (WMFiCh UŚI) Przejścia fazowe w cieczach jednoskładnikowych, niemezogenicznych	6	36	240 700
prof. Czesław Szmytkowski (WFTiMS PG) Rozpraszanie elektronów na cząsteczkach wieloatomowych (P)	2	18	38 610	prof. Robert Hołyst (IChF PAN) Fizyka inspirowana nanotechnologią: parowanie i kondensacja w skali atomowej	4	36	166 740
prof. Ryszard Parzyński (WF UAM) Manipulowanie rydbergowskimi pakietami falowymi za pomocą impulsów półcyklowych (P)	2	24	32 000	dr hab. Arkadiusz Brańka (IFM PAN) Fizyczne własności układu miękkich sfer oraz zawiesin mikrojelowych	6	36	134 690
prof. Bolesław Kozankiewicz (IF PAN) Temperaturowe zmiany nanostruktury matrycy krystalicznej rejestrowane za pomocą fluorescencyjnej sondy jednomolekularnej (P)	2	24	31 200	dr Arkadiusz Józefczak (WF UAM) Ultradźwiękowe własności biokompatybilnych cieczy magnetycznych (H)	1	36	103 450
<b>METALE, MAGNETYKI, NADPRZEWODNIKI</b>				prof. Danuta Bauman (WFT PP) Oddziaływania molekularne w dwuwymiarowych warstwach utworzonych z mieszanin barwnik azowy/ciekły kryształ na granicy faz (P)	2	21	54 340
prof. Andrzej Michał Oleś (WFAiIS UJ) Złożone uporządkowania magnetyczne, orbitalne lub ładunkowe oraz splątanie kwantowe w układach silnie skorelowanych elektronów	11	36	317 000				
prof. Dariusz Kaczorowski (INTiBS PAN) Zbadanie mikroskopowych mechanizmów sil-							

mgr Kamil Kamiński (WMFiCh UŚI) Polimeryzacja pod wpływem ciśnienia	1	12	40 000	protoporfiryny IX (P)	2	18	46 910
dr hab. Michał Banaszak (WF UAM) Symulacje molekularne roztworów kopolimerów wieloblokowych w rozpuszczalnikach o różnej jakości i selektywności (P)	2	22	33 010	prof. Andrzej Suchocki (IF PAN) Niestabilność ładunkowa domieszki chromu w niobianie litu (P)	2	14	35 300
dr hab. Wojciech Medycki (IFM PAN) Dynamika kationu guanidyniowego w wybranych kryształach molekularno-jonowych (P)	2	12	31 250	dr hab. Maria Lefeld-Sosnowska (WF PW) Badanie realnej struktury monokryształów pseudoperowskitów o wzorze ogólnym $ABCO_4$ (P)	2	12	30 160
prof. Małgorzata Śliwińska-Bartkowiak (WF UAM) Topnienie wybranych substancji jednoskładnikowych i roztworów binarnych w nanoporach (P)	2	12	22 750	prof. Mirosław Załużny (WMFiI UMCS) Kolektywne właściwości optyczne układów studni i kropek kwantowych	3	30	30 000
dr hab. Marian Paluch (WMFiCh UŚI) Badanie niezwyklego zachowania dielektrycznej relaksacji drugorzędowej w glikolach polipropylenowych i ich wodnych roztworach w pobliżu przejścia szklistego (P)	2	11	17 400	prof. Marek Grinberg (WMFiI UG) Badanie transferu energii pomiędzy jonami $Tb^{3+}$ i $Ce^{3+}$ w fosforach typu YAG:Tb,Ce,Gd metodą czasowo-rozdzielczej spektroskopii wysokociśnieniowej (P)	2	12	23 400

### PÓŁPRZEWODNIKI I IZOLATORY

prof. Krystyna Jabłońska (IF PAN) Magnetyczne kompozyty na bazie MnSb dla nanoelektroniki przyszłości	19	36	408 600
prof. Grzegorz Karczewski (IF PAN) Transport elektronowy w supersieciach spinowych CdMgTe/CdMnTe	5	36	353 000
prof. Jan Gaj (WF UW) Sterowanie sprzężeniem kropki kwantowej z polem fotonowym w systemach półprzewodnikowych II–VI	7	36	278 000
prof. Andrzej Suchocki (IF PAN) Wpływ wysokich ciśnień hydrostatycznych na własności optyczne kropek kwantowych CdTe/ZnTe hodowanych metodą MBE	8	36	239 000
dr Edyta Piskorska (IF PAN) Absorpcja rentgenowska oraz subtelna struktura anomalnej dyfrakcji – nowe metody do charakteryzacji struktur niskowymiarowych	4	36	213 900
dr hab. Magdalena Załuska-Kotur (IF PAN) Zjawiska dyfuzji kolektywnej na powierzchniach kryształów rzeczywistych	7	36	200 600
dr hab. inż. Arkadiusz Wójs (WPPT PWr) Własności optyczne elektronowych cieczy kwantowych z ułamkowym ładunkiem i nieabelową statystyką kwazicząstek	9	36	194 900
dr hab. Jacek Majewski (WF UW) Teoria ferromagnetyzmu w rozcieńczonych półprzewodnikach magnetycznych z szeroką przerwą	5	36	156 303
dr Elżbieta Guziewicz (IF PAN) Spektroskopia fotoemisyjna zlokalizowanych i zhybrydizowanych elektronów 4f oraz 5f (H)	1	24	66 300
prof. Jacek Kossut (IF PAN) Wytwarzanie i spektroskopia optyczna półmagnetycznych kropek kwantowych (P)	2	24	55 400
prof. Krystyna Jabłońska (IF PAN) Badanie rentgenowskimi metodami spektroskopowymi związków powstałych na bazie			

### BIOFIZYKA

prof. Bogdan Lesyng (WF UW) Analiza dynamiki i mechanizmów funkcjonowania wybranych układów molekularnych z wykorzystaniem rozwijanych metod modelowania (P)	2	14	32 110
dr hab. Wojciech Kwiatek (IFJ PAN) Badanie procesu mechanicznego rozwijania białek metodą mikroskopii sił atomowych – dla dwóch białek adhezyjnych: fibronektyny i kontaktyny (P)	2	6	21 750

### XXXIII konkurs

---

Kierownik projektu		
Tytuł projektu	Liczba wykonawców; czas (w miesiącach); koszt (w zł)	

---

### METODY MATEMATYCZNE, TEORIA POLA FIZYKA STATYSTYCZNA, ASTROFIZYKA

prof. Wiesław Macek (CBK PAN) Analiza fizycznych mechanizmów turbulencji w środowisku kosmicznym	4	36	296 000
prof. Andrzej Maciejewski (WFIA UZ) Zastosowanie różniczkowej teorii Galois do badania nieliniowych równań fizyki	3	36	222 950
dr hab. Dariusz Chruściński (WFAiS UMK) Kwantowe splątanie: analiza i klasyfikacja	5	36	171 600
dr hab. Zbigniew Jaskólski (WFIA UW) Bloki konforemne w dwuwymiarowych konforemnych i superkonforemnych teoriach pola	3	24	145 400
prof. Maciej Błaszak (WF UAM) Całkowalne układy nieliniowe oraz ich wzajemne relacje	2	36	122 000

dr hab. Marek Rogatko (WMFiI UMCS) Czarne dziury i czarne pierścienie w teoriach unifikacyjnych	2	36	108 550
dr hab. Katarzyna Weron (WFIA UWwr) Nowa lokalna dynamika spinów Isinga z punktu widzenia teorii nierównowagowych układów dynamicznych i zastosowań w modelowaniu grup społecznych	1	24	43 440
dr hab. Włodzimierz Piechocki (IPJ) Przestrzeń Milnego jako model osobliwości kosmologicznej (P)	2	18	36 000
dr hab. Katarzyna Sznajd-Weron (WFIA UWwr) Analiza układów spinów isingowskich z zero-temperaturowymi lokalnymi dynamikami (P)	2	18	33 600

## FIZYKA POŚREDNICH I WYSOKICH ENERGII

dr hab. Maria Różańska (IFJ PAN) Badanie rzadkich procesów w eksperymencie Belle	5	36	364 700
prof. Krzysztof Redlich (WFIA UWwr) Znaczniki stanu gęstej materii hadronowej	4	36	214 950
dr hab. Marek Gaździcki (WF PW) Analiza produkcji rezonansów $K^*$ w zderzeniach ciężkich jonów w przedziale energii akceleratora CERN SPS (P)	2	12	50 000
dr Marek Góźdz (WMFiI UMCS) Właściwości neutrin w modelach supersymetrycznych z łamaną parzystością R	1	24	49 400
dr hab. Danuta Kiełczewska (IPJ) Badanie procesów oddziaływań neutrin stanowiących tło w oscylacyjnym eksperymencie T2K (P)	2	24	44 700
prof. Piotr Malecki (IFJ PAN) Selekcja przypadków $H \rightarrow \tau\tau$ w LHC z pomocą krzemowego detektora torów eksperymentu ATLAS (P)	2	12	30 000
dr hab. Grażyna Nowak (IFJ PAN) Produkcja dziwności w głęboko nieelastycznych zderzeniach ep w eksperymencie H1 (P)	2	15	23 150
prof. Kazimierz Bodek (WFAiIS UJ) Wpływ efektów oddziaływania trzynukleonowego na wielkości polaryzacyjne reakcji $^1H(d,pp)n$ przy energii 130 MeV (P)	2	12	22 750
prof. Jan Kalinowski (WF UW) Supersymetria z fazami naruszającymi symetrię CP (P)	2	12	19 964
prof. Jacek Turnau (IFJ PAN) Produkcja dżetów do przodu w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu elektronów na akceleratorze HERA (P)	2	9	11 700

## FIZYKA JĄDROWA I FIZYKA PLAZMY

prof. Stanisław Mrówczyński (WMP AŚw) Produkcja hadronów w zderzeniach jądrowych przy CERN SPS – eksperyment NA49-future, I etap	9	24	439 950
dr hab. Marek Polasik (WCh UMK) Badanie jonizacji w procesach zderzeniowych			

poprzez analizę teoretyczną widm rentgenowskich pochodzących od ciężkich pocisków oraz od atomów tarcz różnych rodzajów	4	36	190 000
dr Wojciech Królak (IFJ PAN) Struktura jąder z obszaru $^{78}\text{Ni}$ badana w pomiarach z użyciem wiązek radioaktywnych (H)	1	36	67 600
dr hab. Piotr Bożek (IFJ PAN) Równanie stanu i energia symetrii w materii jądrowej (P)	2	24	48 900
prof. Barbara Wosiek (IFJ PAN) Badanie produkcji cząstek o małych pędach poprzecznych w zderzeniach Au + Au przy energiach akceleratora RHIC (P)	2	18	37 700
prof. Wiktor Zipper (WMFiCh UŚI) Produkcja lekkich fragmentów naładowanych i zależności izospinowe w zderzeniach $^{124}\text{Sn} + ^{64}\text{Ni}$ , $^{124}\text{Sn} + ^{58}\text{Ni}$ , $^{124}\text{Sn} + ^{27}\text{Al}$ przy energii 25 MeV/A i 35 MeV/A (P)	2	24	36 600
dr hab. Jan Sobczyk (WFIA UWwr) Efekty jądrowe w oddziaływaniach neutrin z argonem (P)	2	12	28 600
dr hab. Piotr Salabura (WFAiIS UJ) Pomiar produkcji mezonów $\pi^0/\eta$ w reakcji p + p przy energii 2,2 GeV za pomocą spektrometru HADES (P)	2	15	27 500

## FIZYKA ATOMOWA I MOLEKULARNA OPTYKA, AKUSTYKA

prof. Stanisław Chwirot (WFAiIS UMK) Ultraprecyzyjne pomiary metodami optyki i fizyki atomowej	12	36	3 086 300
dr hab. Jarosław Koperski (WFAiIS UJ) Badanie rotacji w dimerach van der Waalsowskich – złożoność potencjałów cząsteczkowych w subnanoskali i ich znaczenie interdyscyplinarne	4	36	292 625
prof. Zbigniew Kisiel (IF PAN) Laboratoryjna spektroskopia rotacyjna cząsteczek o znaczeniu astrofizycznym	5	36	235 300
prof. Stanisław Chwirot (KL FAMO UMK) Koincydencyjne badania niesprężystych zderzeń elektron–atom helu w pełnym zakresie kątów rozpraszania z zastosowaniem metody lokalnego pola magnetycznego do zmiany toru ruchu elektronu (P)	2	18	89 600
dr Zbigniew Idziaszek (CFT PAN) Metody funkcjonału gęstości do opisu zimnych gazów Fermiego oraz zimne zderzenia atomów oddziałujących siłami typu dipol–dipol	1	24	45 740
prof. Andrzej Graja (IFM PAN) Właściwości spektralne nowych, asymetrycznych molekuł organicznych i ich soli jono-rodnikowych (P)	2	12	30 550

## METALE, MAGNETYKI, NADPRZEWODNIKI

dr Tomasz Cichorek (INTiBS PAN) Intrygujące własności fizyczne skutterudytów arsenowych: stan podstawowy i aplikacje	2	24	310 000
---	---	----	---------

dr hab. Andrzej Szajek (IFM PAN) Zbadanie własności elektronowych i magnetycznych związków międzymetalicznych metali przejściowych i f-elektronowych w oparciu o obliczenia <i>ab-initio</i> struktury elektronowej	6	36	299 000
dr Piotr Klamut (INTiBS PAN) Zbadanie własności nowych związków nadprzewodzących ruteno-miedzianów; fazy magnetyczne i nadprzewodzące	5	30	295 930
prof. Henryk Puszkarski (WF UAM) Badanie widma wzbudzeń magnetycznych w kryształach magnonicznych i nanoobjektach o kształcie nieelipsoidalnym	4	36	264 000
prof. Jan Stankowski (IFM PAN) Kontrolowana destrukcja kryształów z rodziny TGS przez ciecz przenoszącą ciśnienie hydrostatyczne do 2,5 GPa	8	24	228 800
dr hab. Roman Puźniak (IF PAN) Porównanie parametrów stanu nadprzewodzącego MgB <sub>2</sub> domieszkowanego elektronowo i dziurowo i parametrów REBa <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7-x</sub> (RE – ziemia rzadka) o różnej zawartości tlenu	7	24	197 600
prof. Karol I. Wysokiński (WMFiI UMCS) Transport kwantowy i nadprzewodnictwo w materiałach litych i nanoskopowych	3	36	172 000
dr hab. inż. Janusz Tobiła (WFiIS AGH) Badania dynamiki elektronów w złożonych układach międzymetalicznych z przejściem metal-półprzewodnik w aspekcie silnych własności termoelektrycznych	3	24	150 000
dr Teresa Jaworska-Gołąb (WFAiIS UJ) Struktury magnetyczne tetragonalnych trójskładnikowych związków ziem rzadkich RT <sub>2</sub> X <sub>2</sub> jako wynik współzawodnictwa dalekozasięgowych oddziaływań wymiennych i efektów pola krystalicznego (H)	1	36	130 000
dr Adam Nabiałek (IF PAN) Dynamika lawin termomagnetycznych w nadprzewodnikach drugiego rodzaju	3	24	91 000
dr hab. Tomasz Toliński (IFM PAN) Magnetyzm, własności termodynamiczne i transportowe związków z cerem o strukturze CaCu <sub>5</sub>	5	24	91 000
dr hab. inż. Janusz Tobiła (WFiIS AGH) Teoretyczne badania wybranych układów międzymetalicznych w aspekcie bliskości stanu nadprzewodzącego i magnetycznego (P)	2	16	39 800
dr hab. Vinh Hung Tran (INTiBS PAN) Synteza i zbadanie własności fizycznych monokryształów z pseudopotrojnych połączeń URh <sub>1-x</sub> Ru <sub>x</sub> Ge znajdujących się na granicy niestabilności magnetycznej (P)	2	18	32 280
dr hab. Andrzej Kowalczyk (IFM PAN) Własności magnetyczne i elektronowe związków międzymetalicznych RNi <sub>4</sub> Si (R = lantanowiec) (P)	2	18	28 600
prof. Piotr Przysłupski (IF PAN) Współlistnienie nadprzewodnictwa, magnetyzmu i stanu ferroelektrycznego w heterostrukturach magnetoelektryk/nadprzewodnik (P)	2	10	20 800

## KRYSTAŁY MOLEKULARNE I POLIMERY CIECZE

prof. Małgorzata Śliwińska-Bartkowiak (WF UAM) Separacja faz i zjawiska topnienia cieczy i ich roztworów w nanoporach. Zmiana struktury i własności elektronowych węglowych matryc porowatych pod wpływem zaadsorbowanych molekuł cieczy	8	36	380 300
dr Marcin Fiałkowski (IChF PAN) Samoorganizacja naładowanych nanocząstek w dwóch i trzech wymiarach	4	36	252 000
dr hab. Jadwiga Tritt-Goc (IFM PAN) Nowe żelatory funkcjonalne rozpuszczalników organicznych: badanie mechanizmu tworzenia żelu i jego własności molekularnych	4	24	249 990
prof. Jan Jadżyn (IFM PAN) Dielektryczne i reologiczne własności polimerów supramolekularnych	5	36	208 000
dr Andrzej Łapiński (IFM PAN) Badania struktury oscylacyjnej i elektronowej nowej klasy przewodników utworzonych przez elektrodonorowe molekuły organiczne (H)	1	18	59 020
prof. Krzysztof Wojciechowski (IFM PAN) Wpływ polidispersji rozmiarów cząstek na własności sprężyste wybranych modeli molekularnych (P)	2	18	48 100
prof. Kazimierz Jurga (WF UAM) Badanie wpływu degradacji mechanicznej na dynamikę molekularną w poli(tereftalanie etylenu) (P)	2	18	43 600
prof. Jerzy Ziolo (WMFiCh UŚI) Identyfikacja procesu typu Johari-Goldstein w mieszaninach cieczy tworzących fazę szklistą (P)	2	12	34 710

## PÓŁPRZEWODNIKI I IZOLATORY

dr Łukasz Kłopotowski (IF PAN) Elektryczne sterowanie stanem spinowym kropek kwantowych z CdTe domieszkowanych manganem	5	36	360 100
prof. Zbysław Wilamowski (IF PAN) Rezonans spinowy strojony i pobudzany prądem elektrycznym	6	36	312 000
prof. Jan Misiewicz (WPPT PWr) Wpływ wbudowanych pól elektrycznych na reguły wyboru przejść międzypasmowych oraz wewnątrzpasmowych w polarnych studniach kwantowych Ga(In)N/Al(In)N	7	24	298 100
prof. Mieczysław Jałochowski (WMFiI UMCS) Przewodnictwo i struktura elektronowa atomowych łańcuchów na wicynalnych powierzchniach Si	3	24	286 080
prof. Leszek Dobaczewski (IF PAN) Aktywność elektryczna półprzewodnikowych nanokropek kwantowych	13	36	259 350
dr inż. Paweł Machnikowski (WPPT PWr) Ultraszybka kinetyka i nieliniowa odpowiedź optyczna niskowymiarowych struktur półprzewodnikowych: podwójnych kropek i studni kwantowych	9	24	188 600

dr hab. Vitalii Dugaev (WMI FS PRz) Oddziaływania magnetyczne i spinowo spolaryzowany prąd elektryczny w grafenie	2	36	94 600	prof. Andrzej Twardowski (WF UW) Anizotropia rezonansu ferromagnetycznego w sprzężonych heterostrukturach na bazie (Ga,Mn)As (P)	2	10	44 850
prof. Jacek Kossut (IF PAN) Mikromagnetyczne modelowanie struktury domenowej w quasi-jednowymiarowych ferromagnetykach: analiza periodycznych warunków brzegowych (P)	2	24	59 280	prof. Michał Leszczyński (IWC PAN) Segregacja indu w warstwach InGaN badana metodami wysokorozdzielczej dyfrakcji rentgenowskiej (P)	2	12	39 000
prof. Ryszard Gonczarek (WPPT PWR) Dekoherencja spinowych stopni swobody w kropkach kwantowych w otoczeniu półmagnetycznego półprzewodnika (P)	2	24	58 000	dr hab. Tadeusz Domański (WMFiL UMCS) Wpływ korelacji na zjawiska transportu w układach nanoskopowych (P)	2	16	29 900
dr hab. Piotr Zieliński (IFJ PAN) Badanie sprzężeń parametru porządku z odkształceniem w wybranych ferroelektrycznych przejściach fazowych na podstawie pomiarów elektrycznych i dylatometrycznych	3	12	57 200	<b>BIOFIZYKA</b>			
				prof. Marek Cieplak (IF PAN) Dynamika biomolekuł w modelach gruboziarnistych	6	36	336 700

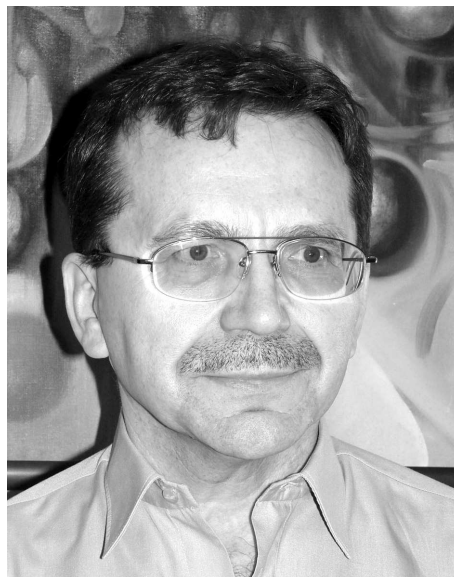
## „POLSKIE NOBLE”

## Nagroda FNP 2007 dla Andrzeja Sobolewskiego

Nagrodę Fundacji na rzecz Nauki Polskiej w dziedzinie nauk ścisłych w roku 2007 otrzymał dr hab. Andrzej Sobolewski, fizyk, docent w Instytucie Fizyki PAN. Nagrodę przyznano „za wyjaśnienie fotostabilności materii biologicznej przez odkrycie nowego mechanizmu dezaktywacji bezpromienistej elektronowo wzbudzonych stanów DNA i białek”.

Andrzej Sobolewski jest teoretykiem, który świetnie „czuje” eksperyment. Zawdzięcza to długoletniej pracy w kierowanym przez nieżyjącego już prof. Jerzego Prochorowa zespole gromadzącym zarówno doświadczalników, jak i „obliczeniowców”. Miałem przyjemność pod koniec lat siedemdziesiątych uczestniczyć we wspólnych seminariach grup profesorów Prochorowa, Grabowskiego i Wierzchowskiego, na których spotykali się fizycy, chemicy i biolodzy zainteresowani badaniami stanów wzbudzonych. Chyba nikt z nas nie przewidywał wówczas, jak bardzo rozwiną się wkrótce metody doświadczalne i obliczeniowe. Pamiętam wypowiedź jednego z profesorów, że uzyskanie możliwości badań przy użyciu impulsów laserowych krótszych niż czasy oscylacji cząsteczek oznaczałoby „koniec chemii”. Nierealna wydawała się możliwość przeprowadzenia wiarygodnych obliczeń powierzchni energii potencjalnej i związanych z nimi wielkości, np. częstości drgań cząsteczek wieloatomowych, nie wspominając już o własnościach stanów wzbudzonych.

Zainteresowania Andrzeja Sobolewskiego dotyczą właśnie losów cząsteczek w stanach elektronowo wzbudzonych.



Andrzej Sobolewski

dzonych. Po przejściu do stanu wzbudzonego – najczęściej w wyniku absorpcji światła lub promieniowania nadfioletowego – cząsteczka ma inną geometrię oraz rozkład gęstości elektronowej. Może to prowadzić do wzmożonej reaktywności. Każda cząsteczka musi w końcu ulec rozkładowi pod wpływem światła. Fotostabilność (lub jej brak) zależy od liczby wzbudzeń, które cząsteczka jest w stanie

wytrzymać. Czasami do rozpadu wystarczy pojedynczy foton, a czasem potrzeba ich miliony. Używając terminologii fotofizycznej, wydajność kwantowa rozpadu cząsteczki wzbudzonej zależy od stosunku stałej szybkości procesu fotochemicznego do sumy stałych szybkości procesów promienistych i bezpromienistych (łącznie z fotochemicznym) depopulacji stanu wzbudzonego. Odwrotność tej sumy to czas życia stanu wzbudzonego: im jest on krótszy, tym mniejsze jest prawdopodobieństwo rozpadu molekuly.

Od dawna wiadomo, że materia biologiczna jest bardzo odporna na działanie promieniowania UV. Nie jest to stwierdzenie zaskakujące, lecz przyczyny fotostabilności pozostają nie do końca wyjaśnione. Badania metodami laserowej spektroskopii femtosekundowej wykazały, że wzbudzone chromofory zasad nukleinowych niezwykle szybko, na drodze bezpromienistej, powracają do stanu podstawowego. Możliwe mechanizmy nadzwyczaj efektywnej dezaktywacji stanu wzbudzonego są przedmiotem ożywionej dyskusji. Za szczególnie szybkie przejścia między stanami elektronowymi odpowiedzialne mogą być tzw. przecięcia stożkowe – takie konfiguracje jąder, dla których energie obu stanów są sobie równe. Problem w tym, jak znaleźć takie przecięcie. Mogą brać w nim udział stany „ciemne”, niedostępne eksperymentowi. W takim przypadku podstawową rolę odgrywają wiarygodne prace teoretyczne. Andrzej Sobolewski od lat znany jest jako ekspert w tej dziedzinie. Ma w dorobku wyjaśnienie różnego typu mechanizmów ewolucji stanów wzbudzonych: procesów fotoindukowanego przenoszenia elektronu i protonu, właściwości fotofizycznych układów z wiązaniami wodorowymi, bezpromienistej depopulacji wzbudzonego elektronowo benzenu. Jednak niewątpliwie największe osiągnięcie to odkrycie, opis i wyjaśnienie szczególnej, niezwykle istotnej roli, jaką w dezaktywacji stanów wzbudzonych odgrywają stany elektronowe z przeniesieniem ładunku, tzw. stany  $\pi\sigma^*$ , a także ich analogi typu  $\pi\pi^*$  o charakterze walencyjnym (symbole  $\pi$  oraz  $\sigma$  oznaczają rodzaj orbitali molekularnych biorących udział w przejściu do stanu wzbudzonego). Obsadzenie tych stanów, angażujących orbitale  $\sigma^*$  typu rydbergowskiego, prowadzić może do takich zjawisk, jak oddysocjowanie atomu wodoru od cząsteczki, przeniesienie atomu wodoru do rozpuszczalnika (poprzez sekwencję: przeniesienie elektronu–przeniesienie protonu) czy wreszcie powstawanie solwatowanego elektronu.

Kontynuacja powyższych prac, we współpracy z Wolfgangiem Domcke, przyniosła serię publikacji dowodzących istotnej roli stanów walencyjnych z przeniesieniem ładunku w bezpromienistej depopulacji układów z międzycząsteczkowymi wiązaniami wodorowymi. Sobolewski i Domcke przeprowadzili zaawansowane obliczenia dla obiektów o znaczeniu biologicznym. Były to: 1) dimer 2-aminopirydyny – model par zasad nukleinowych tworzących wiązania wodorowe typu Watsona i Cricka, 2) para zasad guanina–cytozyna, 3) trimer i 4) pentamer glicyny, proste modele struktur białkowych. Dla wszystkich tych układów obliczenia sugerują ten sam mechanizm szybkiej depopulacji stanów wzbudzonych. Kluczową rolę odgrywa stan z przeniesieniem ładunku, który ma charakter dysocjacyjny w stosunku do wiązania N–H (O–H). Ewolucja stanu wzbudzonego może być opisana jako wędrówka protonu za elektronem, a więc formalnie przeniesienie atomu wodoru. Wynikiem tego procesu jest utworzenie struktury dwurodnikowej, czemu towarzyszy znaczna stabilizacja energii stanu z przeniesieniem ładunku. Prowadzi to do przecięcia stożkowego z powierzchnią energii potencjalnej stanu podstawowego. Zidentyfikowany został więc kanał szybkiej depopulacji układu wzbudzonego.

Model Sobolewskiego i Domckego niedługo czekał na potwierdzenie doświadczalne. Opisane w *Science* pomiary czasów zaniku klastrów 2-aminopirydyny w wiązkach molekularnych wykazały bardzo szybki zanik wzbudzonych dimerów o strukturze Watsona i Cricka.

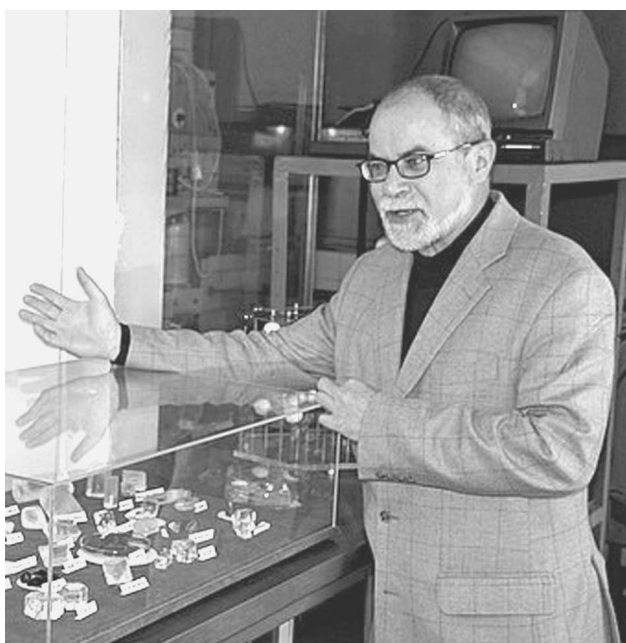
Publikacje tandemu Sobolewski–Domcke są świetnie znane i nadzwyczaj często cytowane (niemal 400 razy w roku 2006 i 450 w roku 2007!). Wynika to z uniwersalnego charakteru modelu zaniku stanów wzbudzonych. Obecność przecięcia stożkowego jest bowiem konsekwencją symetrii cząsteczki. Dlatego też model ten może być zastosowany do wyjaśnienia charakterystyk fotofizycznych rozmaitych cząsteczek i kompleksów. Naturalnie, szczególnie istotne jest, że model Sobolewskiego sprawdza się w przypadku układów, z których zbudowana jest materia biologiczna: „cegiełek” tworzących DNA i polipeptydów.

Jacek Waluk  
Instytut Chemii Fizycznej PAN  
Warszawa



## ■ Zbigniew Tylczyński

Urodził się w 1947 r. w Poznaniu. Studia na Wydziale Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza w Poznaniu ukończył w roku 1970 (jego praca magisterska miała tytuł „Badanie warunków pracy kwantowego wzmacniacza światła na rubinie”). Pracę doktorską „Wpływ defektów i struktury domenowej na zmiany prędkości i współczynnika pochłaniania ultradźwięków w kryształach ferroelektrycznych”, której promotorem był prof. Teodor Krajewski, obronił w 1975 r. Habilitował się w 1993 r. na podstawie rozprawy „Własności sprężyste kryształów  $K_2ZnCl_4$  i  $(NH_4)_2ZnCl_4$ ”. Tytuł profesora nauk fizycznych otrzymał 22 października 2007 r.



Od września 1970 r. do dziś zatrudniony w Zakładzie Fizyki Kryształów Instytutu Fizyki UAM, od roku 1995 na stanowisku profesora nadzwyczajnego UAM.

Od początku pracy naukowej zajmuje się badaniem własności fizycznych własnoręcznie otrzymywanych kryształów dielektrycznych. Interesują go zmiany własności dielektrycznych, piezoelektrycznych, sprężystych i optycznych zachodzące w trakcie przemian fazowych prowadzących do uporządkowań ferroicznych, zarówno ferroelektrycznych jak i ferroelastycznych. W ostatnich latach skupił się na wyznaczaniu nieliniowych własności sprężystych kryształów. W tym celu zbudował unikalną aparaturę pomiarową.

Wielokrotnie odbywał staże naukowe na uniwersytetach w Samarkandzie i Sankt Petersburgu. Wypromował dwóch doktorów, był opiekunem dwudziestu kilku magistrantów. Jego dorobek naukowy to 95 prac, w tym 72 artykuły w renomowanych czasopiśmie naukowych z listy filadelfijskiej, oraz 80 komunikatów konferencyjnych.

Żona Anna, dwoje dzieci, pięcioro wnucząt. W czasie wolnym lubi wędrować po górach i zajmować się ogrodem.

## ■ Jacek Jagielski

Urodził się w 1957 r. w Warszawie. Absolwent XIV LO im. Stanisława Staszica oraz Wydziału Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej Politechniki Warszawskiej (studia indywidualne pod kierunkiem prof. Witolda Rosińskiego ukończone z wyróżnieniem w 1980 r.). Praca doktorska „Badanie metodą mikroanalizy jądrowej redystrybucji domieszek implantowanych w kryształach żelaza” (promotor prof. Andrzej Turowski) obroniona (z wyróżnieniem) w Instytucie Problemów Jądrowych im. Andrzeja Sołtana w Warszawie (1991). Rozprawa habilitacyjna „Amorfizacja metali pod wpływem oddziaływania wiązek jonów”, również w IPJ (1997). Tytuł profesora otrzymał 31 października 2007 r.

Od roku 1980 pracuje w Instytucie Technologii Materiałów Elektronicznych w Warszawie, od 1997 r. – także w IPJ.

Zajmuje się modyfikacją materiałów w wyniku oddziaływań wysokoenergetycznych jonów i badaniami materiałów z wykorzystaniem metod fizyki jądrowej, w szczególności rozpraszaniem wstecznym jonów. Obecnie jego prace koncentrują się na analizie procesu defektowania materiałów stosowanych w nowych typach reaktorów jądrowych i badaniach funkcjonalnych własności implantowanych materiałów, głównie polimerów i elastomerów.



Opublikował ponad 150 artykułów w recenzowanych czasopiśmie międzynarodowych. Jest autorem trzech patentów. Brał udział w budowie trzech implantatorów jonów do zastosowań przemysłowych. W ramach współpracy międzynarodowej przebywał na stażach naukowych we Francji, w Niemczech, Słowenii, USA, Katarze i Austrii. Zajmuje się również problematyką kontroli obrotu towarami o znaczeniu strategicznym dla bezpieczeństwa państwa i popularyzacją nauki.

Hobby: kultura francuska, żeglarstwo i narciarstwo.

## Analiza numeryczna

David Kincaid, Ward Cheney: *Analiza numeryczna*, w przekładzie i pod redakcją Stefana Paszkowskiego, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 2006, s. 692.

Napisanie tej recenzji zajęło mi dosyć dużo czasu. Powodów było kilka. Chyba najważniejszym z nich, poza koniecznością przeczytania liczącego prawie 700 stron podręcznika, była próba znalezienia odpowiedzi na pytanie, jak dalece ta pozycja może być przydatna dla: 1) studenta fizyki, 2) fizyka posługującego się na co dzień różnego typu metodami przybliżonymi, i wreszcie 3) wykładowcy metod numerycznych.

Książka powstała na podstawie wykładów prowadzonych przez wiele lat na University of Texas w Austin. Wykłady adresowane były do studentów różnych kierunków i lat, a ich celem było wprowadzenie matematycznych podstaw obliczeń numerycznych, także od strony algorytmicznej, przy czym nacisk położony był na część teoretyczną. Trzecie wydanie książki, poza standardowymi zagadnieniami numerycznymi, które częściowo można znaleźć w wymienionych poniżej podręcznikach, uwzględnia także zarys tematów bardziej nowoczesnych, takich jak optymalizacja Pareto czy algorytmy genetyczne.

Zanim przejdę do bardziej szczegółowego omówienia samego podręcznika, w tym jego zawartości merytorycznej, chciałbym już na wstępie podkreślić wielkie zaangażowanie Tłumacza, który sprawił, że przekład jest, moim zdaniem, o wiele lepszy od oryginału, co zdarza się rzadko. Tłumacz usunął z wersji oryginalnej, za zgodą Autorów, większość „trywializmów”, tj. bardzo łatwych zadań, oraz prawie wszystkie proste rozważania, które rzeczywiście były zbędne przy założeniu, że czytelnik ukończył elementarny kurs analizy i algebry. Proces ten z powodzeniem można było kontynuować bez szkody dla podręcznika. Dopracowane zostały również dowody niektórych twierdzeń, napisany na nowo podrozdział o aproksymacji wymiernej, opracowana krytycznie lista zadań. Perfekcjonizm Tłumacza widać także w samym przekładzie, pod adresem którego nie mam w zasadzie krytycznych uwag. Z dość chaotycznie napisanego oryginału powstała więc o wiele mniej chaotyczna, interesująca pozycja na polskim rynku wydawniczym.

Tłumacz bardzo słusznie zauważa, że dostępne w języku polskim podręczniki analizy numerycznej, takie jak chociażby: *Metody numeryczne* Germunda Dahlquist i Åke Björcka, *Wstęp do analizy numerycznej* Anthony'ego Ralstona, *Wstęp do metod numerycznych* Josefa Stoera, *Wstęp do metod numerycznych* Josefa Stoera i Rolanda Bulirscha, *Metody numeryczne* Zenona Fortuny, Bohdana Macukowa i Janusza Wąsowskiego, *Przegląd metod i algorytmów numerycznych* Janiny i Michała Jankowskich (cz. 1) oraz Maksymiliana Dryi i J. M. Jankowskich (cz. 2), ukazały się już ponad 20 lat temu. Natomiast nowsze pozycje dotyczą raczej wybranych zagadnień, takich jak równania różniczkowe (*Metody numeryczne zagadnień początko-*

*wych równań różniczkowych zwyczajnych* Andrzeja Krupowicza) czy algebra liniowa (*Numeryczna algebra liniowa. Wprowadzenie do obliczeń zautomatyzowanych* Andrzeja Kiełbasińskiego i Huberta Schwetlicka). Zatem przetłumaczenie recenzowanego podręcznika i wydanie go przez Wydawnictwa Naukowo-Techniczne uważam (mimo kilku krytycznych uwag) za trafną decyzję. Przejdę obecnie do krótkiego omówienia zawartości merytorycznej podręcznika.

Podręcznik składa się z 11 rozdziałów, z których większość dotyczy teorii klasycznej analizy numerycznej. Jest też spis literatury i skorowidz, a na początku książki podane zostały niektóre oznaczenia i konwencje. Pierwszy rozdział to bardzo pobieżne wprowadzenie do analizy matematycznej, niewykraczające poza pierwszy miesiąc elementarnego kursu tego przedmiotu, raczej bez znaczenia dla studenta fizyki. Rozdział kończy się (również bardzo pobieżnym) wprowadzeniem do zagadnienia równań różnicowych. Nie bardzo wiadomo, dlaczego równania różnicowe omawiane są właśnie w tym rozdziale, skoro na ich zastosowanie przyjdzie czytelnikowi poczekać aż do rozdziału 8. W rozdziale 2 przedstawione są elementy arytmetyki zmiennopozycyjnej oraz zagadnienie stabilności algorytmów. Rozdział 3, poświęcony rozwiązywaniu równań nieliniowych, ograniczony jest właściwie do równań jednej zmiennej. Omówione zostały standardowe metody: połowienia przedziału, metoda Newtona, siecznych oraz punktu stałego. Fragment poświęcony układom równań nieliniowych, bardzo ważny dla fizyka, jest znowu potraktowany pobieżnie, za to na uwagę zasługuje podrozdział dotyczący obliczania pierwiastków wielomianów, a także omówienie niestandardowej metody homotopii i kontynuacji.

Rozdział czwarty ma nauczyć numerycznego rozwiązywania układów równań liniowych. Po kilkunastu wstępie omówione są takie klasyczne podejścia do tego zagadnienia, jak rozkłady LU, Cholesky'ego czy metoda eliminacji Gaussa. Duża część tego rozdziału poświęcona jest rozwiązywaniu układów równań metodami iteracyjnymi oraz kilku uwagom na temat poprawiania zbieżności tych rozwiązań. Z kolei w rozdziale piątym, zatytułowanym „Inne działy numerycznej algebry liniowej”, ukryto tak ważne dla fizyka zagadnienie, jak wyznaczanie wartości własnych macierzy; znowu zostało ono potraktowane bardzo pobieżnie w stosunku do zapotrzebowania ze strony fizyków. Rozdział 6 dotyczący ważnego zagadnienia aproksymacji funkcji to także klasyka analizy numerycznej. Omówione metody są różnorodne i pokazują, jak przybliżyć funkcję jako wielomian, funkcję sklejaną, ułamek łańcuchowy czy też za pomocą funkcji gładkich. Kilka uwag poświęcono interpolacji funkcji wielu zmiennych oraz zagadnieniu doboru węzłów. Szczególnie podoba mi się w tym rozdziale wprowadzenie do techniki przybliżeń za pomocą ułamków łańcuchowych, a także fragment dotyczący interpolacji trygonometrycznej.

Różniczkowanie i całkowanie numeryczne, omówione w rozdziale 7, ściśle wiąże się z rozdziałem 6. Jest to

znowu klasyczny i ważny dział metod numerycznych. Jeśli chodzi o całkowanie numeryczne, Autorzy ograniczyli się do całek jednowymiarowych liczonych metodami standardowymi. Brakuje mi tutaj nawiązania do problemów, jakie się pojawiają w przypadku całek wielowymiarowych, i omówienia w tym kontekście chociażby metod Monte Carlo czy quasi-Monte Carlo. Wreszcie, zagadnienie numerycznego rozwiązywania równań różniczkowych zwyczajnych i cząstkowych jest analizowane odpowiednio w rozdziałach 8 i 9, a bardzo okrojone przedstawienie zagadnienia programowania liniowego i optymalizacji można znaleźć w dwóch ostatnich rozdziałach.

Książka zaczyna się od podania oznaczeń i konwencji. Szkoda, że zbiór ten jest opracowany w sposób wyrywkowy. Dobrze byłoby zamieścić na początku wszystkie oznaczenia i konwencje oraz odnośnik do strony, na której zostały po raz pierwszy wprowadzone – i później się do nich stosować (np. wyszczególniony symbol Pochhammera jest używany w innym kontekście na s. 23). Dla większej czytelności tekstu wprowadziłbym także pogrubioną czcionkę dla wektorów, macierzy i operatorów. Przydałoby się też o wiele więcej rysunków wyjaśniających różne fragmenty tekstu.

Jak już wspomniałem, prawie nie mam krytycznych uwag do samego tłumaczenia. Może zamiast „metoda typu predyktor–korektor” użyłbym bardziej spolszczonego zwrotu, np. „metoda przewidująco-korygująca”, a przy podawaniu twierdzeń (np. s. 495, 500, 512) zwroty typu „jest tam” czy „niech będzie” zastąpiłbym, w zależności od kontekstu, przez „spełniony jest warunek”, „zachodzi równość”, „założmy, że” itp.

A teraz kilka uwag o tym, dla kogo, w opinii recenzenta, podręcznik mógłby być przydatny. Nadaje się on jako pozycja uzupełniająca dla studentów, którzy wcześniej ukończyli kurs analizy numerycznej bądź uczęszczają na taki kurs. Trudno bowiem będzie komuś bez doświadczenia wyłowić z podanych detali to, co rzeczywiście może być istotne przy rozwiązywaniu konkretnego problemu numerycznego. Mimo zaangażowania Tłumacza rozdziały mniej elementarne czyta się dosyć trudno, bo ich podstawy nie zostały wcześniej należycie wyjaśnione. Za niedydaktyczne uważam ciągłe odsyłanie czytelnika do oryginalnych prac czy literatury uzupełniającej, po tylko bardzo skąpym przedstawieniu zagadnienia. Chciałbym także dodać, iż duża część z przytoczonych twierdzeń należy raczej do kanonu kursu analizy matematycznej, funkcjonalnej czy al-

gebry dla zaawansowanych, a rzeczywista analiza numeryczna nie została w pełni rozwinięta i omówiona. Ktoś mógłby stwierdzić, że granice są tutaj dosyć płynne, lecz dziwi fakt, iż np. tak ważne dla całej analizy numerycznej zagadnienie przyspieszania zbieżności praktycznie zostało w kursie pominięte (zresztą podkreślił to również we wstępie Tłumacz, a zarazem redaktor przekładu). Podobne uwagi miałbym do zadań.

W recenzowanym podręczniku analizy numerycznej Autorzy nie podają gotowych programów (np. w języku C lub C++), które mogłyby posłużyć czytelnikowi do samodzielnego testowania omawianych metod przybliżonych. W zamian zaproponowane zostały algorytmy w formie „pseudokodów”, które, jak twierdzą Autorzy, albo można łatwo zaprogramować w dowolnym języku programowania, albo znaleźć odpowiednie programy w internecie. Być może do pewnego stopnia to prawda, ale każdy, kto chociaż raz napisał dobrze działający program, wie, że droga od teorii do gotowego kodu bywa niekiedy żmudna, a implementacja użyteczna w praktyce zależy od wielu czynników, w tym – w decydujący sposób – od jakości samego algorytmu. Książka nie odpowiada na pytanie, jak dobry jest proponowany algorytm i kiedy można go stosować w praktyce, a jest to szczególnie ważne, gdy do rozwiązania konkretnego problemu mamy kilka algorytmów do dyspozycji. Zrozumieli to już dawno autorzy książki *Numerical Recipes, The Art of Scientific Computing* (William H. Press, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling, Brian P. Flannery), której trzecie wydanie właśnie się ukazało nakładem Cambridge University Press. Ze zdziwieniem zauważyłem, że ta ceniona książka nie znalazła się wśród cytowanych pozycji bibliograficznych. Mam nadzieję, że nie dlatego, iż zastępuje (i rozszerza) ona z powodzeniem wszystkie umieszczone w książce „pseudokody”...

Na koniec pragnę dodać, że recenzowana książka będzie, moim zdaniem, przydatna też dla wykładowców analizy numerycznej oraz dla wszystkich, którzy posługują się rachunkami numerycznymi na co dzień i chcą pogłębić bądź usystematyzować podstawy teoretyczne. Wykładowcy docenią również dowody części z podanych twierdzeń, można je bowiem bez zmian wprowadzić bezpośrednio do kursu.

Lech Longa

Instytut Fizyki

Uniwersytet Jagielloński

## W pół drogi – Waclaw Witko (1949–2007)\*

Wacka znałam całe moje dorosłe życie. Pracowaliśmy w Instytucie Fizyki Jądrowej na Bronowicach od 1976 r. i łączyła nas nie tylko wspólna dziedzina badań, ale również i świadomość, że jesteśmy równolatkami i mamy podobną perspektywę patrzenia na świat. Jedno z pierwszych wspomnień dotyczy wyjazdu na kurs angielskiego na Śnieżnicę na początku studiów doktoranckich. Oboje musieliśmy wracać wcześniej do Krakowa ze względu na cosobotnie seminarium Grupy Ciekłych Kryształów i Kryształów Molekularnych. Na przystanek odprowadzał nas mój przyszły mąż, który zostawał na kursie do końca. Pamiętam, że Wacek był zadowolony, że będzie mógł ofiarować kwiaty swojej żonie, mamie i teściowej w zbliżającym się Dniu Kobiet. Gdy się zastanawiam, co go wyróżniało, to zawsze myślę o jego dobroci i bezinteresowności. Sam miał świadomość, że w pracy badawczej liczyła się dla niego bardzo życzliwa atmosfera i tzw. czynnik ludzki. Lubił pracę z młodymi ludźmi, opiekował się magistrantami i stażystami. Prowadził całodniowe pokazy dla licznych gości zainteresowanych fizyką, którzy odwiedzali nasz instytut w Dniu Otwartym. Cenił sobie bezpośrednie kontakty z ludźmi. Spędził wiele czasu, po mistrzowsku oprowadzając po Krakowie swoich i naszych gości z różnych stron świata. Wiedzieliśmy, że był również przewodnikiem górskim, choć na pasję, jaką były wycieczki po Tatrach, miał już coraz mniej okazji. Wacek pamiętał bardzo dokładnie szczegóły wycieczek i rozmów prowadzonych z osobami z różnych środowisk. Było ujmujące, że miał czas na rozmowę, a gdy była potrzeba – na udzielanie rad i objaśnień, które dotyczyły bardzo wielu dziedzin.

Pamiętam też, jak pięknie tłumaczył na angielski wystąpienia z różnych okazji. Ostatnio były to barwne i pełne szczegółów zapowiedzi pana dyrygenta Bogusława Grzybka, poprzedzające pieśni śpiewane przez jego chór na naszej konferencji Janik's Friends Meeting w Zakopanem. Wacek był człowiekiem bardzo spokojnym, nienarzucającym się, co ceniłam najbardziej w dniach, kiedy szczególnie doskwierał pośpiech naszego stylu życia. Całe swoje naukowe życie poświęcił dziedzinie ciekłych kryształów. Tego dotyczyły jego prace i prezentacje wyników na licznych konferencjach międzynarodowych. Miał być jednym z organizatorów kolejnej takiej konferencji w Krakowie w roku 2010. Cieszył się, że po latach będzie gospodarzem swoich licznych przyjaciół, uczonych z tej dziedziny. Pamiętam Wacka z ostatniej naszej rozmowy. Planował, co powie na przygotowywanym stuleciu urodzin prof. Mariana Mięśowicza, twórcy krakowskiej szkoły fizyki wysokich energii. Był zaproszony do wygłoszenia referatu nie tylko jako specjalista z ciekłych kryształów, ale i dlatego, że Profesor bardzo go lubił. Opowiadał mi też, że

przygotowuje referat ze swoich badań prowadzonych w ramach habilitacji, zaproszony na seminarium w Wojskowej Akademii Technicznej przez prof. Romana Dąbrowskiego, uznanego specjalistę od syntezy ciekłych kryształów.



Waclaw Witko (fot. Wojciech Zajac)

Nagłe odejście 12 listopada 2007 r. pokrzyżowało te plany. Waclaw Witko, człowiek wielkiej wiedzy i wielkiego ładu moralnego, porzucił wszystko w pół drogi. Pozostaliśmy z bolesnym pytaniem: dlaczego? Spotkanie z nim było dla nas ważnym doświadczeniem, które powoli odczytujemy.

*Maria Massalska-Arodz*  
Instytut Fizyki Jądrowej PAN  
Kraków

★ ★ ★

Wacek Witko urodził się 1 lipca 1949 r. w Krakowie. Studiował chemię na Uniwersytecie Jagiellońskim. Dyplom magistra uzyskał w 1972 r., po czym rozpoczął studia doktoranckie pod kierunkiem prof. Janiny Janikowej. Był aktywnym członkiem Naukowego Koła Chemików, przez jakiś czas pełnił funkcję prezesa. Ta działalność zbliżyła go bardzo do jasnowłosej Małgorzaty Sochackiej, która po nim przejęła prezesurę Koła, a niebawem została jego żoną. Na Zjeździe z okazji 100-lecia działalności w 2004 r. wspomniano, że Naukowe Koło Chemików okazało się szczęśliwą swatką wielu „kołowych” małżeństw.

\*Wspomnienie zamieszczone w krakowskim wydaniu *Gazety Wyborczej* 18 grudnia 2007 r. Przedruk za zgodą redakcji *GW*.

Wacek Witko obronił pracę doktorską w 1977 r., ale już rok wcześniej został zatrudniony w Zakładzie Badań Strukturalnych Instytutu Fizyki Jądrowej, kierowanym przez prof. Jerzego Janika.

Na pierwszy rzut oka, jako chemik pozostawał niejako w cieniu pracujących tam fizyków. Dawny starosta roku na wydziale chemii i prezes Koła Chemików, w pracy nie realizował swoich talentów przywódczych. Myślę, że był to świadomy wybór: pełny profesjonalizm bez udziału w tak powszechnym dziś wysięgu szczurów.

Od samego początku działalności naukowej zajął się ciekłymi kryształami. W grupie badawczej Jerzego i Janiny Janików, po eksperymentach neutronowych dotyczących dyfuzji i samodyfuzji ciekłych kryształów, podjęto badania kompleksowe metodami dielektrycznymi, kalorymetrycznymi i spektroskopowymi w pełnym zakresie podczerwieni, a także badania ramanowskiego rozpraszania światła, w których uczestniczył dr Wacek Witko. Ostatnio, głównie za pomocą mikroskopu polaryzacyjnego i DSC, badał przejścia fazowe oraz sytuację fazową w układach mezogenicznych, prowadził też obliczenia *ab initio*.

Miał bardzo wiele kontaktów z fizykochemikami na całym świecie. Nawiązywał je głównie podczas licznych konferencji naukowych. Dzięki temu zwiedził wiele krajów, od Bangaloru w południowych Indiach (1982) po Keystone w stanie Kolorado (2007).

Wszędzie szeroko otwartymi oczyma patrzył na świat: krajobraz, ludzi, ich obyczaje i historię. Fascynacja turystyką stanowiła jego drugą naturę. Był przewodnikiem po Krakowie, zrzeszonym w Stowarzyszeniu Przewodników Turystycznych, oraz przewodnikiem tatrzańskim i beskidzkim z ramienia Studenckiego Koła Przewodników Górskich. Umiał tak plastycznie opowiadać o górach, że słuchacze widzieli je mimo gęstej mgły. Tak opisać wystój kościoła, do którego grupa nie została wpuszczona, że wszyscy wyobrazili sobie barwną polichromię, rzeźby, obrazy, a nawet żyrandole.

Jego głęboka wiedza obejmowała nie tylko Polskę. Pokazywał Manhattan Amerykanom, Moskwę i jej zabytki Polakom pracującym w Dubnej.

Wacek znał obyczaje ludzkie i przestrzegał ich w sposób niezwykle naturalny. Był szalenie taktowny. Nigdy nie wplątywał się w żadne intrygi. Śledził z życzliwością ludzkie losy i kariery, znał wszystkich i wszystko, cieszył się sukcesami innych.

Zachwycający był jego stosunek do Małgosi: bez żadnych kompleksów był rycerzem, torującym karierę swojej

ślicznej muzy. A ona – profesor doktor habilitowany, dyrektor Instytutu Katalizy i Fizykochemii Powierzchni PAN, a ostatnio nawet członek Polskiej Akademii Nauk – zawsze była dumna ze swego pięknego i wspaniałego męża, żywej encyklopedii historii kultury, znawcy krajobrazu. I wreszcie Tomek – syn, który zaskarbił sobie ich miłość, dając równocześnie wszelkie powody do dumy z siebie. Zdawałoby się, pełnia szczęścia i harmonii.

Pamiętam parę lat temu Wacek przechodził jakąś operację, potem przyplątały się dodatkowe komplikacje. Długo nie było go w pracy. Ale wrócił. Pogodny jak zawsze.

– Jesteś jak nowy, całkiem naprawiony? – spytałam żartobliwie.

– Całkiem jak nowy, to nigdy nie będę – odpowiedział pół żartem, pół serio.

Jego niezwykle aktywny tryb życia zdawał się potwierdzać, że był to żart. Wacek wykazywał młodzieńcza kondycję. Pracował intensywnie, uczestniczył w szerokim życiu towarzyskim, prowadził wycieczki. Na przykład w Zakopanem, podczas konferencji Janik's Friends Meeting, mimo dokuczliwych upałów codziennie po południu chodził z grupą, pokazując zabytki i miasto. Przygotowana i prowadzona przez niego wycieczka na Słowację zmęczyła nawet najmłodszych uczestników, a Wacek cały czas mówił, żartował, czuwał nad komfortem grupy.

Dostrzegając jego encyklopedyczną wiedzę i entuzjazm dla historii i kultury polskiej, kolejni dyrektorzy IFJ wielokrotnie powierzali mu oprowadzanie najważniejszych gości po Krakowie, a nawet poza nim, po Polsce. Był nie tylko najlepszym przewodnikiem spośród fizyków i chemików, ale jednym z najlepszych wśród profesjonalistów.

Myślę, że miał głęboki dystans do wszystkiego, co go otaczało. Wiedział, co jest naprawdę w życiu ważne, co się liczy. Był jasny i gotowy na spotkanie z Zegarmistrzem Światła. Natomiast my, koledzy i koleżanki, którzyśmy z nim współpracowali, przyjaźnili się, absolutnie nie byliśmy gotowi na rozstanie się z nim. . .

Dziękujemy Ci, Wacku, za Twoją mądrość, za postawę życiową, za miłość do ludzi i do Polski, do naszej narodowej kultury, za szacunek dla starych, dobrych obyczajów. Będiesz dla nas wzorem syna, męża, ojca, kolegi, przyjaciela, Polaka.

Małgorzata Nowina Konopka  
Instytut Fizyki Jądrowej PAN  
Kraków

## Krzysztof Ernst i eksploratoria w Polsce

W uzupełnieniu do [niezwykle ciekawego i wyczerpującego – GK i TW] artykułu o eksploratoriach (*Postępy Fizyki* 6/2007) wypada jeszcze przypomnieć sylwetkę prof. Krzysztofa Ernsta i rolę, jaką odegrał w idei interaktywnych wystaw dydaktycznych z fizyki w Polsce. Pierwsza wystawa tego typu przyjechała z Uniwersytetu w Trydencie w roku 1998, właśnie z inicjatywy prof. Ernsta, i gościła na II Festiwalu Nauki w Warszawie [1]. W ciągu dwóch tygodni zwiedziło ją ponad 10 tysięcy osób, najpierw w Pałacu Potockich, a później w Ratuszu Miejskim w Słupsku. W następnym roku wystawa, już częściowo krajowa, została pokazana na XXXV Zjeździe Fizyków Pola-

skich w Białymstoku, tym razem z inicjatywy prof. Andrzeja Maziewskiego [2]. Resztę opisuje wspomniany artykuł, ale na początku tej drogi leżała ogromna pasja i niestrudzone działania prof. Ernsta [3,4].

- [1] <http://dydaktyka.fizyka.umk.pl/zabawki/files/archiw/Warszawa/index.html>.
- [2] G. Karwasz, „Fizyka i zabawki – obrazki z wystawy”, *Postępy Fizyki* 51, zes. dod. (2000), s. 97.
- [3] K. Ernst, *Einstein na huśtawce, czyli fizyka zabaw, gier i zabawek* (Prószyński i S-ka, Warszawa 2002).
- [4] K. Ernst, *Fizyka sportu* (Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1992).

Grzegorz Karwasz (UMK, Toruń)  
Tomasz Wróblewski (Akademia Pomorska, Słupsk)  
Stanisław Bednarek (Uniwersytet Łódzki)

## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

### Konferencja „Planck 07”

W dniach 9–13 czerwca 2007 r. w Warszawie odbyła się X Europejska Konferencja „Od skali Plancka do skali elektrosłabej”. Konferencje z tego cyklu są organizowane wspólnie przez grupy teorii cząstek elementarnych z Bonn, CERN-u, CEA (Saclay), Ecole Polytechnique w Paryżu, ICTP (Triest), Madrytu, Oksfordu, Padwy, Pizy, SISSA (Triest) oraz Warszawy i stanowią obecnie ważną część działalności europejskich sieci naukowych MRTN-CT-2004-503369 (Poszukiwania unifikacji: konfrontacja teorii i eksperymentu) i 035863 (Pochodzenie naszego Wszechświata: poszukiwanie związków między fizyką oddziaływań elementarnych i kosmologią) oraz programu przekazywania wiedzy MTKD-CT-2005-029466 (Fizyka cząstek elementarnych i kosmologia: badania interdyscyplinarne). W Polsce konferencja z tego cyklu odbyła się po raz trzeci, poprzednie były w latach 1998 i 2002 w Kazimierzu Dolnym.

W zeszłorocznej Konferencji, zorganizowanej przez Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego i Polską Akademię Umiejętności, wzięło udział 153 fizyków, w tym 128 z zagranicy. Przedstawiono 49 referatów na sesjach plenarnych i 71 na sesjach równoległych, w tym 6 referatów uczestników z Polski. Jeden dzień Konferencji był dedykowany prof. Stuartowi Raby’emu z Ohio State University z okazji jego 60. urodzin. Materiały ze wszystkich referatów są dostępne na stronie [www.fuw.edu.pl/~susy/planck07/prog.html](http://www.fuw.edu.pl/~susy/planck07/prog.html).

Program naukowy Konferencji odzwierciedlał obecną sytuację w fizyce oddziaływań elementarnych i był ściśle związany z tematyką badań prowadzonych w ramach VI Programu Ramowego Unii Europejskiej, jak też oczywiście badań grupy warszawskiej. Głównym tematem były

zagadnienia związane z rozszerzeniami Modelu Standardowego (MS) – kwantowej teorii pola dla oddziaływań elementarnych, która święci wielki triumf, opisując poprawnie wszystkie dostępne laboratoryjne dane doświadczalne. Co prawda, nie został jeszcze odkryty przewidywany przez MS bozon Higgsa, ale nie przeczy to poprawności podstawowej struktury obecnej teorii. Z drugiej jednak strony jest kilka bardzo ważnych argumentów teoretycznych za tym, że MS jest jedynie teorią efektywną, dobrym przybliżeniem głębszej teorii w zakresie obecnie dostępnych energii. Argumentem takim jest np. fakt, że skala elektrosłaba (skala Fermiego) jest w MS swobodnym parametrem. Każda próba jej bardziej podstawowego wyjaśnienia prowadzi do zanurzenia MS w ogólniejszej teorii. Co więcej, rozumiemy obecnie, że istnienie elementarnego bozonu Higgsa w ramach MS jest bardzo nienaturalne i potrzebne jest dla niego jakieś uzasadnienie teoretyczne. O potrzebie głębszej teorii świadczą także, a może przede wszystkim dane empiryczne z astrofizyki i kosmologii. Dwa najbardziej dobitne fakty to brak antymaterii we Wszechświecie oraz istnienie ciemnej (czyli nieoddziałującej elektromagnetycznie) materii. Żadnego z nich nie daje się wytłumaczyć w ramach kosmologii opartej na MS jako „ostatecznej” teorii oddziaływań elementarnych.

Konieczność wyjścia poza MS łączy więc obecnie w fascynujący sposób czystą fizykę oddziaływań elementarnych z astrofizyką i kosmologią. Poszukiwanie teorii głębszej od MS jest od kilkunastu lat głównym tematem badań w fizyce oddziaływań elementarnych i nabrało szczególnego tempa wraz ze zbliżającym się początkiem ery LHC, czyli badań przy użyciu nowego wielkiego zderzacza protonów w CERN-ie. Pierwsze doświadczenia są przewidziane na przełomie lat 2008–09. Na podstawie przytoczonych argumentów, popartych wieloma konkretnymi oblicze-

niami, można się spodziewać, że eksperymenty w LHC nie tylko wyjaśnią nam mechanizm naruszenia symetrii elektrosłabej – dzięki odkryciu bozonu Higgsa lub w inny sposób (rozważanych jest wiele możliwości) – lecz także dostarczą istotnych informacji o głębszej teorii. Jest bardzo prawdopodobne, że samo zrozumienie mechanizmu naruszenia symetrii elektrosłabej pomoże w budowie głębszej teorii, dostarczając informacji o naturze bozonu Higgsa lub równoważnego mechanizmu efektywnego. Można się także spodziewać, że elementami naszej teorii będą nowe cząstki, a jedna z nich będzie składową ciemnej materii.

Prezentowane referaty były w większości poświęcone modelom kandydującym do miana głębszej teorii. Trzy główne nurty prowadzonych obecnie badań, dominujące też na Konferencji, to teorie supersymetryczne, teorie oparte na koncepcji dodatkowych wymiarów przestrzennych oraz modele złożonej cząstki Higgsa inspirowane przez dekonstrukcję dodatkowych wymiarów, w których bozon Higgsa jest pseudobożonem Goldstone'a, pojawiającym się w wyniku spontanicznego naruszenia symetrii globalnej nowego typu oddziaływań silnych. Każda z tych koncepcji ma ambicję wyjaśnienia istnienia skali Fermiego jako konsekwencji fizyki poza MS.

W przypadku teorii supersymetrycznych na Konferencji główna uwaga była skupiona na wciąż trudnym problemie naruszenia supersymetrii oraz na możliwości wyrowadzenia efektywnych teorii supersymetrycznych z teorii strun. Teorie oparte na istnieniu dodatkowych wymiarów oraz modele złożonej cząstki Higgsa dają interesujące przewidywania dla sektora Higgsa i charakteryzują się ciekawymi, innymi niż w teoriach supersymetrycznych sygnaturami doświadczalnymi do sprawdzenia w LHC. Szeroko

dyskutowane były możliwości doświadczalnego rozróżnienia odmiennych koncepcji teoretycznych w rozpoczynających się wkrótce eksperymentach w LHC.

Bardzo istotnymi wątkami Konferencji były fizyka zapachu i fizyka neutrin, badane z perspektywy modeli kandydujących do miana głębszej teorii. Fizyka zapachu zarówno nakłada bardzo istotne ograniczenia na nowe koncepcje teoretyczne, jak i wskazuje na możliwości ich sprawdzania w przyszłych doświadczeniach badających należące do niej rzadkie procesy.

Znaczna część wystąpień konferencyjnych była poświęcona roli głębszej teorii w zrozumieniu problemów kosmologicznych i odwrotnie – możliwości testowania teorii oddziaływań elementarnych w pomiarach astrofizycznych. Szczególnie ważny dla rozszerzeń MS jest problem ciemnej materii. Wydaje się bowiem bardzo prawdopodobne, że fizyka odpowiedzialna za wyjaśnienie skali Fermiego jest także odpowiedzialna za wyjaśnienie natury ciemnej materii i, co więcej, w obu wypadkach charakterystyczną skalą energii jest energia osiągalna w LHC. Szeroko omawiano także możliwości doświadczalnego odkrycia przewidywanych przez teorie supersymetryczne cząstek będących naturalnymi kandydatami na składniki ciemnej materii.

Konferencja „Planck 07” była okazją do podsumowania istniejących propozycji teorii wykraczających poza Model Standardowy i do krytycznego przyjrzenia się możliwościom ich eksperymentalnej weryfikacji w nadchodzącej, długo oczekiwanej erze LHC.

Zygmunt Ajduk, Stefan Pokorski  
Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski

## KRONIKA

### ■ Tytuły profesorskie

Prezydent Rzeczypospolitej Polskiej nadał tytuł naukowy profesora nauk fizycznych: w dniu 22 października 2007 r. – Witoldowi Danielowi Dobrowolskiemu (IF PAN), 31 października 2007 r. – Jackowi Jagielskiemu (ITME) i Wojciechowi Wiślickiemu (IPJ), 21 grudnia 2007 r. – Ryszardowi Cachowi (UWr), Marii Krawczyk (UW), Markowi Przybylskiemu (AGH), Marii Władysławie Różańskiej (IFJ PAN), Krzysztofowi Michałowi Ruskowi (IPJ), Aleksandrowi Filipowi Żarnekiemu (UW), Igorowi Kosackiemu (Shell Company), Markowi Wojciechowi Lankoszowi (AHG), Czesławowi Kazimierzowi Pawlaczykowi (IFM PAN) i Januszowi Andrzejowi Zabierowskiemu (IPJ).

<http://isip.sejm.gov.pl>

### ■ Rada ds. Edukacji i Badań Naukowych

19 lutego 2008 r. odbyło się spotkanie Prezydenta RP z członkami nowo powołanej Rady ds. Edukacji i Badań

Naukowych. Stanowić ma ona forum konsultacyjne i organ opiniodawczy Prezydenta RP. Przewodniczącym Rady został Ryszard Legutko, a w jej skład weszło 16 osób, w tym prezesi Polskiej Akademii Umiejętności oraz Polskiej Akademii Nauk, przewodniczący Rady Głównej Szkolnictwa Wyższego, przewodniczący Konferencji Rektorów Akademickich Szkół Polskich, rektorzy kilku najwybitniejszych uczelni państwowych i prywatnych. Wśród nich są fizycy: Katarzyna Chałasińska-Macukow (UW), Andrzej Biały (PAU), Karol Musioł (UJ). Według Prezydenta RP powołanie nie łączy się z określonym stanowiskiem, lecz ma charakter personalny.

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

B. W.

### ■ John Barrow doktorem honoris causa Uniwersytetu Szczecińskiego

10 września 2007 r. podczas XXXIX Zjazdu Fizyków Polskich w Szczecinie odbyła się uroczystość nada-

nia doktoratu honoris causa Uniwersytetu Szczecińskiego profesorowi Johnowi D. Barrowowi z Uniwersytetu w Cambridge. John Barrow jest też laureatem Nagrody Templetona nazywanej często „Nagrodą Nobla w dziedzinie nauki i teologii”. Jest ona najwyższą na świecie nagrodą finansową przyznawaną indywidualnie naukowcowi (patrz następna notatka – red.). Doktorat został nadany przy poparciu trzech wydziałów (Matematyczno-Fizycznego, Nauk Przyrodniczych oraz Teologicznego) za „podkreślanie interdyscyplinarnego charakteru nauki, wytyczanie nowych interdyscyplinarnych kierunków badań naukowych w zakresie nauk przyrodniczych oraz określanie ich relacji do nauk teologicznych”. John Barrow od kilkunastu lat współpracuje z grupą kosmologów z Instytutu Fizyki Uniwersytetu Szczecińskiego.

Johna Barrowa wyróżnia szerokie pojmowanie rzeczywistości, poczynając od człowieka, poprzez jego ożywione i nieożywione otoczenie, aż do najbardziej fundamentalnych praw rządzących odległym Wszechświatem. Jest to znakomicie wyrażane w jego – szeroko znanych na międzynarodowym forum – 17 książkach (np. *The Anthropic Cosmological Principle*), które zostały przetłumaczone na 28 języków, w tym kilka na język polski (np. *Początek Wszechświata, Wszechświat a sztuka*). John Barrow napisał też sztukę teatralną *Infinities*, która była wystawiana w Teatro La Scala w Mediolanie oraz w Walencji. Ma także znakomity dorobek jako fizyk i kosmolog – jest autorem ponad 400 publikacji naukowych. Wniósł w nich istotny wkład w poszukiwanie możliwości zmian wartości „stałych” fundamentalnych fizyki podczas ewolucji Wszechświata jak również możliwości chaotycznego zachowania się układów fizycznych podlegających oddziaływaniom grawitacyjnemu i silnemu jądrowemu.

John Barrow jest znakomitym erudytą. Wygłosił dziesiątki wykładów dla bardzo zróżnicowanej publiczności w wielu różnych miejscach na świecie. Szczególny charakter miały wykłady na Weneckim Festiwalu Filmowym, w siedzibie premier Margaret Thatcher, w Pałacu Windsorskim oraz w Pałacu Watykańskim.

W Szczecinie prof. Barrow wygłosił znakomity wykład „Our place in the Universe”, którego głównym przesłaniem opartym na największych osiągnięciach obserwacyjnych kosmologii było, że „wielki i stary, ciemny i zimny Wszechświat” to, wbrew pozorom, najbardziej odpowiednie miejsce do narodzenia się życia i pojawienia się człowieka (polskie tłumaczenie wykładu zamieścimy w jednym z najbliższych zeszytów *Postępów* – red.). W trakcie wizyty Barrow udzielił wielu interesujących wywiadów, promował własnym autografem swoje książki, a także spotkał się z młodzieżą szkolną zainteresowaną naukami przyrodniczymi. W Cambridge piastuje funkcję dyrektora tzw. Millennium Mathematics Project – programu służącego upowszechnianiu wiedzy z nauk ścisłych wśród młodzieży i szerokiej publiczności. Więcej informacji na temat dorobku i działalności Johna Barrowa można znaleźć na stronie [www.damtp.cam.ac.uk/user/gr/about/members/barrow.html](http://www.damtp.cam.ac.uk/user/gr/about/members/barrow.html).

Mariusz P. Dąbrowski

## ■ Nagroda Templetona dla Michała Hellera

Nagrodę Templetona w roku 2008 otrzymał Michał Heller, profesor filozofii Papieskiej Akademii Teologicznej w Krakowie, członek Watykańskiego Obserwatorium Astronomicznego. Jest księdzem katolickim, fizykiem, kosmologiem. Jego dziedziny badań to: filozofia i historia nauki, ogólna teoria względności, kosmologia relatywistyczna i relacje między nauką i teologią.

Nagroda ufundowana przez finansistę i filantropa Johna Templetona przyznawana jest przez Fundację jego imienia od roku 1973 za działania związane z pokonywaniem barier między nauką i religią. Jej wysokość wynosi ponad 1,6 miliona dolarów. Wśród dotychczasowych laureatów byli fizycy: Carl Friedrich von Weizsäcker (1989), Paul Davies (1995), Freeman Dyson (2000), George Ellis (2004), Charles Townes (2005), John D. Barrow (2006).

Według Fundacji Templetona, Laureat zainicjował to, co może być nazwane teologią nauki. Swoją nagrodę przeznaczą na utworzenie w Krakowie Centrum Kopernika, łączącego badania w tej dziedzinie prowadzone na Uniwersytecie Jagiellońskim i w Papieskiej Akademii Teologicznej.

B. W.

## ■ Honorowe Stypendia Humboldta

Fundacja na rzecz Nauki Polskiej od kilku lat przyznaje wybitnym uczonym niemieckim Honorowe Stypendia im. Aleksandra von Humboldta, co umożliwi im pobyty naukowe w instytutach polskich. Ostatnio stypendia takie otrzymali fizycy: prof. Friedrich Jegerlehner (DESY) na pobyt w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Śląskiego oraz Jan Harff (Instytut Badań Morza Uniwersytetu w Rostocku) na pobyt na Uniwersytecie Szczecińskim.

[www.fnpp.org.pl](http://www.fnpp.org.pl)

B. W.

## ■ Medal Arctowskiego

Leonard Burlaga, astrofizyk z Centrum Lotów Kosmicznych Goddarda (NASA), otrzymał od amerykańskiej Narodowej Akademii Nauk Medal im. Arctowskiego za swoje badania wiatru słonecznego. Z Medalem związana jest nagroda 20 tys. dolarów oraz grant w wysokości 60 tys. dolarów, przeznaczony dla wybranej przez laureata instytucji.

Henryk Arctowski (ur. 1871 w Warszawie, zm. 1958 w Waszyngtonie) studiował fizykę, matematykę, chemię i geologię w Liège i na paryskiej Sorbonie. Zmienił wtedy rodowe nazwisko Artz na Arctowski dla podkreślenia swojego polskiego rodowodu. Był wybitnym badaczem Antarktydy i Spitsbergenu, w szczególności w zakresie mineralogii, glaciologii, klimatologii. W latach 1920–39 był profesorem geofizyki i mineralogii na Uniwersytecie Jana Kazimierza we Lwowie. Wybuch II wojny światowej zastał go w USA, gdzie pozostał do końca życia, poświęcając wiele energii organizacji międzynarodowych badań antarktycz-



nych. Wiele twórców geologicznych tego obszaru nazwano jego nazwiskiem.

*Phys. World* 21, nr 3 (2008)

B. W.

## ■ Następny dyrektor generalny CERN-u

Kadencja obecnego dyrektora generalnego CERN-u Roberta Aymara, który kierował tą instytucją od 2004 r., kończy się w roku 2008. Rada CERN-u desygnowała na następną pięcioletnią kadencję od stycznia 2009 r. Rolf-a-Dietera Heuera, obecnie kierownika badań w dziedzinie cząstek elementarnych i astrofizyki w DESY w Hamburgu oraz profesora Uniwersytetu Hamburgskiego.

Heuer powiedział, że jego główną troską będzie możliwość gładkiego przejścia zderzacza LHC z fazy konstrukcji do pierwszych pomiarów. Pragnie również zacieśnić współpracę CERN-u z laboratoriami amerykańskimi.

*Phys. World* 21, nr 1 (2008)

B. W.

## ■ XXXVIII Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna

Zawody XXXVIII Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej (MOF) odbyły się w lipcu 2007 r. w Isfahanie (Iran). Uczestniczyły w nich reprezentacje 69 krajów, w tym dwóch – Czarnogóry i Nepalu – po raz pierwszy. W zawodach MOF każdy kraj reprezentuje pięcioosobowa drużyna wyłaniana spośród uczniów szkół średnich. Polscy uczestnicy to czołowi laureaci krajowej Olimpiady Fizycznej. Polską ekipę na XXXVIII MOF stanowili: Adrian Panasiuk i Bartłomiej Kamiński (XIV LO, Warszawa), Paweł Duch (I LO, Dzierżoniów), Jakub Skowroński (III LO, Gdańsk) i Paweł Tomasiak (I LO, Tomaszów Mazowiecki).

W zawodach MOF uczestnicy rozwiązują trzy zadania rachunkowe oraz jedno zadanie doświadczalne. Zadania teoretyczne dotyczyły: analizy danych foto- i spektrometrycznych układu podwójnego gwiazd, modelu elektromechanicznego akcelerometru uruchamiającego poduszkę bezpieczeństwa w samochodzie oraz fizyki czarnych dziur i promieniowania Hawkinga. W zadaniu doświadczalnym trzeba było wyznaczyć przerwę energetyczną cienkiej warstwy półprzewodnika na podstawie pomiarów absorpcji światła.

Przyznano 37 złotych medali, 40 srebrnych, 51 brązowych i 81 wyróżnień. Zwycięzcą XXXVIII MOF został Youngjoon Choi z Korei Południowej. Nagrodę za najlepsze rozwiązanie zadań teoretycznych otrzymali Xingyue Peng i Apxi Li (Chiny) oraz Gabor Konya (Węgry), a za najlepsze rozwiązanie zadania doświadczalnego – Tomas Bzdusek (Słowacja). Trofea naszej reprezentacji to srebrny medal dla Bartłomieja Kamińskiego i wyróżnienia dla pozostałych czterech zawodników.

15 lipca w Isfahanie, w drugim dniu zawodów, zmarł nagle dr Waldemar Gorzkowski prezes Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej. Odszedł nasz przyjaciel, przyjaciel młodych fizyków, niestrudzony popularyzator fizyki i ruchu olimpijskiego.

Paweł Janiszewski

## ■ Fizyka częścią kultury

Instytut Fizyki Uniwersytetu Rzeszowskiego oraz Oddział Rzeszowski PTF organizują w dniach 24–25 października 2008 r. konferencję pod nazwą „Fizyka częścią kultury”. Termin zgłaszania propozycji wystąpień upływa 25 maja br. Informacje o imprezie są na stronie [www.fonon.univ.rzeszow.pl/fck](http://www.fonon.univ.rzeszow.pl/fck).

Małgorzata Klisowska

## ■ Jeszcze o IFJ

Z okazji 50-lecia Instytutu Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego w 2006 r. ukazał się pod redakcją Andrzeja Hrynkiwicza obszerny (złożony z 2 części) tom wspomnień, o czym pisaliśmy w Kronice 2/2006. Obecnie wydano część trzecią, także wspomnieniową, z podtytułem „Forum pracowników Instytutu”.

## ■ Nowa seria wydawnictw UW

Wydawnictwa Uniwersytetu Warszawskiego rozpoczęły wydawanie serii „Świat nanotechnologii”. Książki te mają przedstawiać najnowsze kierunki badawcze, osiągnięcia i problemy tej dziedziny fizyki i chemii. Redaktorem naukowym serii jest Andrzej Huczko (Pracownia Fizykochemii Nanomateriałów, Wydział Chemii UW). Ukazała się już książka: Andrzej Huczko i Michał Bystrzejewski – *Fulereny 20 lat później*.

Planowane są dalsze pozycje: Andrzej Huczko, Stanisław Cudziło – *Synteza spaleniowa materiałów nanostrukturalnych*; Krystyna Jackowska, Magdalena Skompska – *Nanostruktury z polimerów przewodzących*; Bogdan Pałosz – *Zwyczajna niezwykłość nanokryształów*; Jacek A. Majewski – *Nanospintronika*; Helena Dodziuk – *Wstęp do chemii supramolekularnej*; Ryszard Buczyński – *Światłowodowe fononowe: modelowanie, wytwarzanie i zastosowania*.

B. W.

## ■ Bronisław Tokar (1933–2008)

6 lutego 2008 r. zmarł w Opolu mgr Bronisław Tokar. Urodził się w roku 1933, fizykę studiował na WSP w Opolu, a przez następnych 41 lat był gospodarzem sali zbiorów Instytutu Fizyki. Towarzyszył swoimi pokazami dziesiątkom wykładowców. Jego obecność na zapleczu dawała wykładowcom wsparcie i poczucie bezpieczeństwa. Wyróżniał się spokojem, małomównością, dosadnym i dowcipnym puentowaniem dyskusji czy sporów.

Bronisław Tokar wymyślił setki doświadczeń, zbudował lub zaprojektował niezliczoną liczbę przyrządów. Był uznawany za najlepszego demonstratora polskich uczelni. Wielkie pokazy dla mieszkańców Opoli, gdzie były prezentowane jego oryginalne doświadczenia, przyciągały tłumy widzów. Powtarzane kilka razy, wzbudzały podziw i niewątpliwie owocowały zwiększonym naborem na studia fizyczne. Było to jedno z jego licznych społecznych zaangażowań.

Wojciech Dindorf

## NOWE KSIĄŻKI

- Stanisław Szpikowski, *Podstawy mechaniki kwantowej*, Wyd. UMCS, Lublin 2006, s. 530.
- *50 lat Instytutu Fizyki Jądrowej, cz. III: Forum pracowników Instytutu*, red. Andrzej Hryniewicz; Wyd. Komisja Historii Nauki PAU, Kraków 2007, s. 200.
- Michał Heller, *Ostateczne wyjaśnienia wszechświata*, Universum, Kraków 2008, s. 246.
- Michał Heller oraz Małgorzata Szczerbińska-Polak i Paweł Polak, *Podglądanie wszechświata*, Znak, Kraków 2008, s. 210.

## 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

- *Wykłady z XXXIX Zjazdu Fizyków Polskich (Szczecin 2007)*
- *Wspomnienia o Wojciechu Ratyńskim i Alexandre Lempickim*

## 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>).

Krajowy Komitet Organizacyjny (KKO) Ogólnopolskiego Festiwalu „Nauki Przyrodnicze na Scenie 3”

Szanowni Państwo  
 Nauczyciele szkół ponadpodstawowych,  
 Dydaktycy nauk przyrodniczych z wyższych uczelni,  
 Popularyzatorzy nauk przyrodniczych,

W dniach 26–27 września 2008 r., na Wydziale Fizyki UAM w Poznaniu, pod patronatem Polskiego Towarzystwa Fizycznego i Polskiego Towarzystwa Astronomicznego, organizowany jest Ogólnopolski Festiwal „Nauki Przyrodnicze na Scenie 3”, który stanowi kontynuację bardzo udanych trzech poprzednich ogólnopolskich festiwali „Fizyka na Scenie” i kolejnych dwóch festiwali „Nauki Przyrodnicze na Scenie” oraz trzech europejskich festiwali „Physics on Stage” i dwóch festiwali „Science on Stage”. Następnym Europejskim Festiwalem „Science on Stage 3” (SOS 3) odbędzie się prawdopodobnie w 2009 r. w którymś z wielkich laboratoriów europejskich.

Podobnie jak w przypadku poprzednich festiwali, do udziału w Ogólnopolskim Festiwale „Nauki Przyrodnicze na Scenie 3” zapraszamy nauczycieli i uczniów szkół ponadpodstawowych, dydaktyków nauk przyrodniczych z wyższych uczelni oraz popularyzatorów fizyki i nauk przyrodniczych z całej Polski.

Europejskie festiwale SOS organizowane są przez EIROforum (European Intergovernmental Research Organisations Forum) – powstała w 2002 r. grupę siedmiu czołowych laboratoriów naukowych UE.

Grupę EIROforum tworzą następujące laboratoria:

- CERN (Europejskie Centrum Badań Jądrowych),
- ESA (Europejska Agencja Kosmiczna),
- ESO (Europejskie Obserwatoria Południowe),
- EMBL (Europejskie Laboratorium Biologii Molekularnej),
- EFDA (Europejskie Stowarzyszenie Rozwoju Fuzji Termojądrowej),
- ESRF (Europejskie Laboratorium Promieniowania Synchrotronowego),
- ILL (Instytut Lauego–Langevina).

Laboratoria te reprezentują najwyższy światowy poziom nauki i technologii. Zaangażowanie się EIROforum w organizowanie festiwalu skierowanego głównie do nauczycieli i uczniów świadczy o wadze, jaką grupa ta nadaje popularyzacji nauk przyrodniczych wśród młodego pokolenia.

Tematem przewodnim poznańskiego festiwalu „Nauki Przyrodnicze na Scenie 3” będzie pokazanie związków fizyki z innymi naukami przyrodniczymi, wpływu tych nauk na naszą wiedzę o świecie, na życie codzienne i nowe technologie, oraz pokazanie aktywności nauczycieli i uczniów w dziedzinie astronomii i *space science* – nauki o przestrzeni kosmicznej.

Fizyka, inne nauki przyrodnicze i nauki o przestrzeni kosmicznej opisują otaczający nas świat i wyjaśniają zasady jego funkcjonowania. Dogłębne poznanie praw rządzących światem stanowi podstawę, na której opiera się rozwój cywilizacyjny i technologiczny ludzkości. Niestety, nieznamość nauk przyrodniczych we współczesnym społeczeństwie pogłębia się. Dlatego środowisko naukowców i nauczycieli w Europie i w Polsce

postawiło sobie za zadanie lepiej popularyzować nauki przyrodnicze, aby odgrywały one należną im rolę w nauczaniu szkolnym i w wykształceniu człowieka XXI wieku.

Jeśli chodzi o nauki o przestrzeni kosmicznej, to należy zauważyć, że w roku 2007 upłynęła 50. rocznica wysłania w kosmos pierwszego radzieckiego satelity „Sputnik”. To wydarzenie niewątpliwie zapoczątkowało erę badań kosmicznych, tak ważnych dla ludzkości. Rok 2009 będzie z kolei Światowym Rokiem Astronomii.

Ogólnopolski Festiwal „Nauki Przyrodnicze na Scenie 3” odbędzie się w dniach 26 i 27 września 2008 r. tradycyjnie na Wydziale Fizyki UAM w Poznaniu pod patronatem Dziekana Wydziału Fizyki UAM.

Występy zespołów oceniane będą w trzech kategoriach:

- demonstracje zjawisk,
- działania artystyczne związane z fizyką, naukami przyrodniczymi oraz astronomią i naukami o przestrzeni kosmicznej (przedstawienia teatralne, fotografie, rysunki, formy przestrzenne, wiersze itp.),
- pokazy multimedialne z zakresu nauk przyrodniczych i nauk o przestrzeni kosmicznej.

Do Poznania zaproszone zostaną osoby i zespoły (w sumie około 200 osób) wybrane przez KKO spośród tych, którzy do 3 czerwca 2008 r. zgłoszą propozycje występów. Pełną informację o festiwalu zamieścimy na stronie internetowej <http://main3.amu.edu.pl/~fizscena>.

Wierzmy, że oczekiwany kolejny Europejski Festiwal SOS 3 stanowić będzie dla nauczycieli szkół ponadpodstawowych wielką szansę skorzystania z oferty współpracy w upowszechnianiu osiągnięć nauk przyrodniczych z grupą EIROforum i nauczycielami przedmiotów przyrodniczych z całej Europy.

Jesteśmy przekonani, że tak jak w poprzednich latach, nauczyciele polscy, uczestnicy festiwalu krajowego i europejskiego, będą mieli okazję podnieść swoje kwalifikacje, pochwalić się swoimi osiągnięciami dydaktycznymi, wymienić doświadczenia, nawiązać nowe kontakty zawodowe i doskonalić umiejętności językowe.

Jako wieloletni przewodniczący KKO (W.N.) mam stały kontakt z nauczycielami, którzy uczestniczyli w festiwalach w Poznaniu i w festiwalach europejskich, i z dużą satysfakcją obserwuję ich znaczny rozwój zawodowy. Również młodzież ze szkół biorących udział w festiwalach uczestniczy w tych imprezach z wielkim pożytkiem.

Wszystkich, którzy zainteresowani są Ogólnopolskim Festiwalem „Nauki Przyrodnicze na Scenie 3”, prosimy o czytanie naszej strony internetowej <http://main3.amu.edu.pl/~fizscena>, na której umieszczamy kolejne informacje o festiwalu oraz formularz zgłoszeniowy.

Zapraszamy do udziału w festiwalu!

Wiceprzewodniczący KKO  
 prof. Edwin Wnuk

Przewodniczący KKO  
 prof. Wojciech Nawrocik

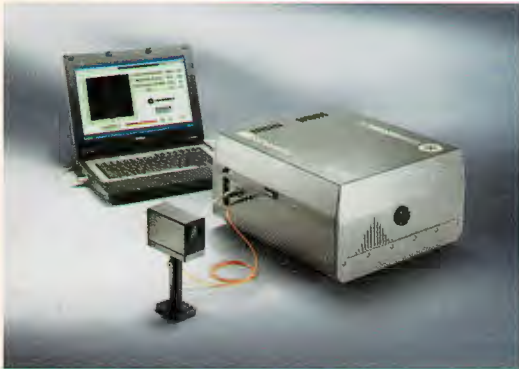


Łatwe w obsłudze  
lasery  
i akcesoria do badań  
zjawisk ultrakrótkich



### 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



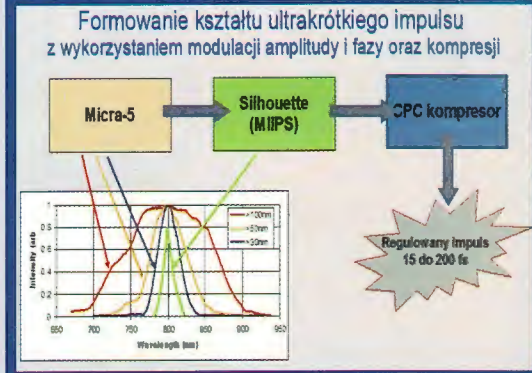
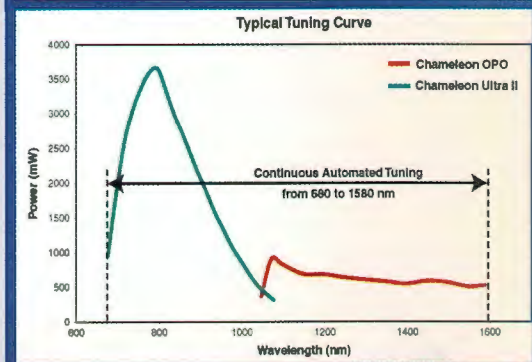
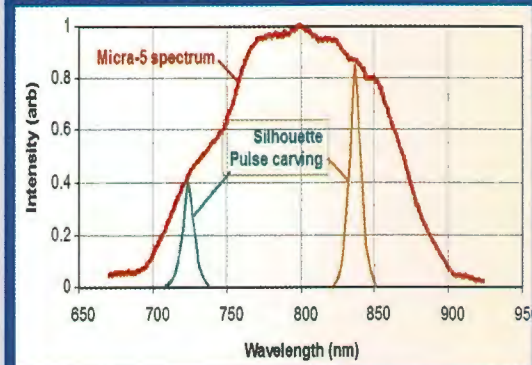
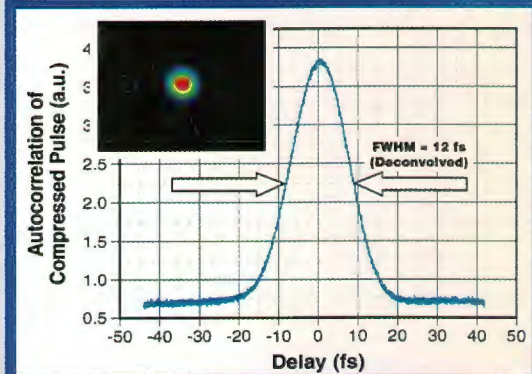
### Chameleon™ / OPO jednobrytowy oscylator femtosekundowy i synchronicznie pompowane OPO

- 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



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