

tom 58

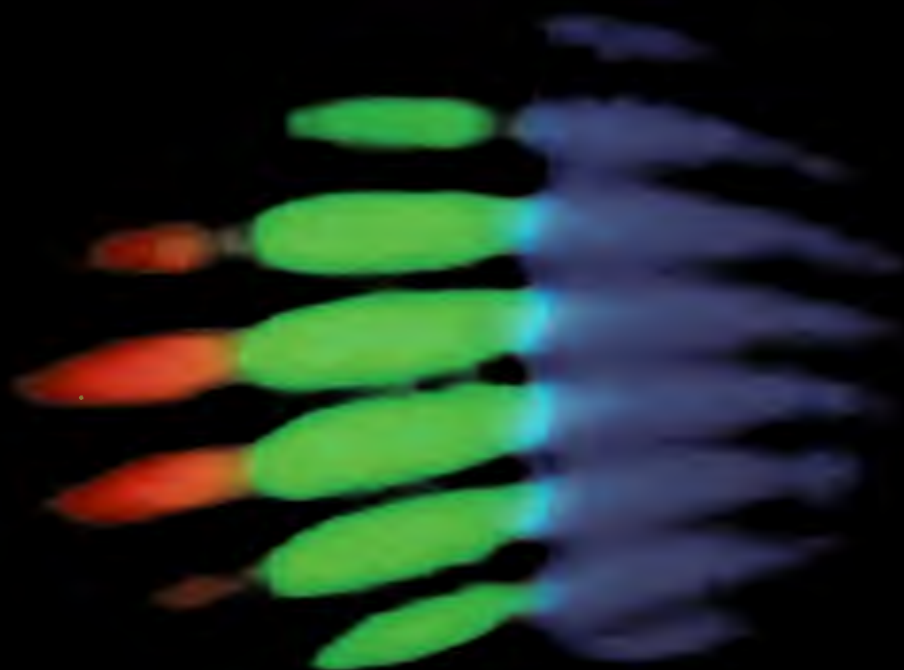
zeszyt 3 rok 2007

nr indeksu 369721

cena 12 zł (0% VAT)

# POSTĘPY FIZYKI

Dwumiesięcznik Polskiego Towarzystwa Fizycznego



**Wzorce kilograma**

**Golden Oldies**

**Umiłowanie dokładności**



ISSN 0032-5430



9 770032 543004 >

## JUBILEUSZ WŁADYSŁAWA ŚWIĄTECKIEGO



Przy pracy nad energią powierzchniową jądra (Birmingham, późne lata czterdzieste)



W czasie 35. Zakopiańskiej Szkoły Fizyki (2000 r.)



W.J. Świątecki (z lewej) z Albertem Ghiorso podczas jubileuszowego sympozjum (LBNL, 17 czerwca 2006 r.); w głębi po prawej Peter Möller

RADA REDAKCYJNA

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

REDAKTOR HONOROWY

Adam Sobiczewski

KOMITET REDAKCYJNY

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

Adres Redakcji:

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

KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

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

Adres Zarządu:

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

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

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

REDAKTORZY NACZELNI INNYCH CZASOPISM

WYDAWANYCH POD EGIDĄ PTF

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

Czasopismo ukazuje się od 1949 r.

Wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne

Dofinansowanie: Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego

Patronat: Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Skład komputerowy w redakcji

Opracowanie okładki: Studio Graficzne etNova Piotr 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

J. Gluza, A. Grzanka, A. Pleban – Ku nowej definicji kilograma .....	98
PTF .....	103
A. Kasiński – Niedocenione odkrycia – mało znane epizody z historii teorii względności .....	104
T.W. Hänsch – Umiłowanie dokładności .....	111
Granty MNiSzW z fizyki: XXX i XXXI konkurs .....	125
Jubileusz Władysława Świąteckiego .....	130
NOWI PROFESOROWIE .....	131
WSPOMNIENIA: John W. Boag (1911–2007) .....	134
LISTY DO REDAKCJI .....	136
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI .....	137
RECENZJE .....	138
KRONIKA .....	139

*Drodzy Czytelnicy!*

*Przedstawiamy drugi z wykładów noblowskich roku 2005, wykład Theodora Hänscha, który wraz z Johnem Hallem otrzymał Nagrodę za wkład w rozwój spektroskopii laserowej, w szczególności za metodę grze-bienia częstości w zakresie optycznym. Dowiedzą się Państwo, jak tą me-todą można osiągnąć niebywałą precyzję pomiaru częstości.*

*Wobec takiej fantastycznej dokładności tym bardziej niepokojące jest wciąż jeszcze stosowane XIX-wieczne definiowanie jednostki masy – ki-lograma. O pracach nad stworzeniem nowego wzorca tej wielkości pisze trójka autorów z Uniwersytetu Śląskiego.*

*Bywa, że fizycy pracujący w jakiejś dziedzinie nie zdają sobie sprawy, jak niegdyś powstawały nowe idee, teorie – nie mogą bowiem dotrzeć do źródeł, gdyż te wczesne prace znajdują się w starych, mało dostępnych, nieraz już nieistniejących czasopismach. Z myślą o udostępnieniu ich obecnemu pokoleniu grono entuzjastów prowadzi w czasopiśmie *General Relativity and Gravitation* dział „Golden Oldies”, zawierający przedruki, a czasem angielskie tłumaczenia prac z innych języków. Píše o tym w swoim artykule Andrzej Kasiński, redaktor tego działu.*

*Zeszyt przynosi więc artykuły i o sprawach najnowszych, i o daw-nych. Ciekawej lektury!*

Barbara Wojtowicz

*Na okładce:*

Stabilne, ostre prążki interferencyjne dla wszystkich barw widma zareje-strowane przez Theodora Hänscha podręcznym camcorderem w 1997 r. w laboratorium LENS we Florencji. Białe widmo ciągłe otrzymano, ogni-skując część wzmocnionej wiązki femtosekundowego lasera tytanowo-sza-firowego na cienkiej płytce z CaF<sub>2</sub>. Interferencję zaobserwowano, gdy roz-dzielono wiązkę na dwie i zogniskowano je w dwóch miejscach płytki, dbając o to, by impulsy docierały do płytki w tej samej chwili – patrz wykład noblowski Hänscha (s. 111).

# Ku nowej definicji kilograma

Janusz Gluza, Agnieszka Grzanka, Agnieszka Pleban

*Instytut Fizyki, Uniwersytet Śląski, Katowice*

---

## Towards a redefinition of the kilogram

*Abstract:* Recent attempts at a redefinition of the kilogram are shortly described.

---

### 1. Wstęp

Wszystkie podstawowe jednostki miar układu SI poza kilogramem zdefiniowane są w sposób uniwersalny, natomiast odtworzenie wzorca masy wymaga bezpośredniego porównania danej próbki z oryginałem lub jedną z jego oficjalnych kopii. W artykule opisujemy próby zdefiniowania także jednostki masy w sposób fundamentalny, za pomocą precyzyjnych doświadczeń, opartych m.in. na efektach kwantowych. Fizycy pracujący nad tym zagadnieniem mają nadzieję, że ich eksperymenty będzie można w przyszłości powielić, tak by odtworzenie kilograma w przeciętnym laboratorium fizycznym nie stanowiło problemu. Czy zmiana definicji kilograma nastąpi już w roku 2007, jak sugerują w swoich pracach niektórzy autorzy? Niekoniecznie, ale chyba nieuchronnie nadchodzi czas takiej zmiany.

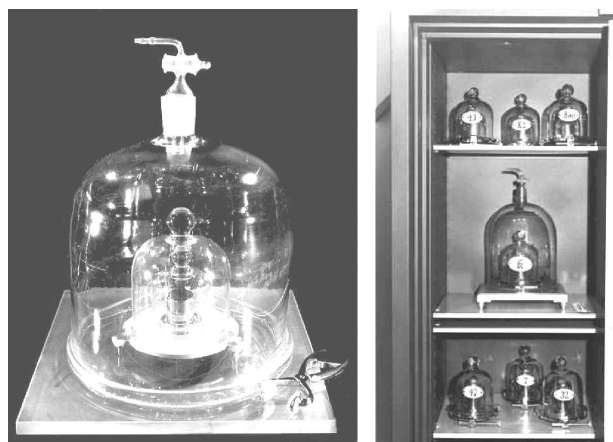
### 2. Trochę historii i stan obecny

Król Ludwik XVI w 1790 r. zobowiązał francuskich uczonych do stworzenia spójnego systemu jednostek wag i miar – systemu metrycznego. Już 19 marca 1791 r. Francuska Akademia Nauk przyjęła definicję jednostki masy opartej na ściśle określonej objętości ( $1 \text{ dm}^3$ , czyli praktycznie jednego litra) destylowanej wody w temperaturze, w której ma ona największą gęstość, tj. ok.  $4^\circ\text{C}$ . Za datę powstania międzynarodowego układu miar SI (Système International d'Unités) opartego na systemie dziesiętnym należy jednak uznać 22 czerwca 1799 r., kiedy to w Archives de la République w Paryżu zdeponowano dwa platynowe wzorce: metra oraz kilograma (tzw. Kilogramme des Archives). Ważnym krokiem w historii SI było utworzenie w 1875 r. Międzynarodowego Biura Miar i Wag (BIPM, Bureau International des Poids et Mesures) w Sèvres pod Paryżem.

Kilogramme des Archives miał kształt walca i wykonany był z czystej platyny. Odpowiadał on wcześniej przyjętej definicji, tj. masie jednego litra czystej wody w temperaturze jej największej gęstości, czyli  $4^\circ\text{C}$ , pod ciśnieniem normalnym. Szybko uświadomiono sobie jednak, że czysta platyna nie jest najlepszym materiałem do budowy wzorców miar, przede wszystkim z powodu małej odpor-

ności na czynniki zewnętrzne. Dlatego przyjęto radę francuskiej sekcji międzynarodowej komisji metra CIM (Commission Internationale du Mètre), aby użyć wytworzonego przez francuskiego chemika Henriego Sainte-Claire Deville'a i jego ucznia Henriego Debray stopu platyny z irydem. Stop ten był zdecydowanie twardszy od czystej platyny i miał dodatkowe pożądane właściwości (większą odporność na korozję, większą gęstość, dobre przewodnictwo ciepła i prądu, mniejszą wrażliwość na pole magnetyczne). Masową produkcją stopu zajęła się firma Johnson Matthey (JM).

Pierwsze trzy prototypy kilograma zostały wykonane właśnie w fabryce JM i nadano im nazwy KI, KII, KIII. Prototypy te porównano w Obserwatorium Paryskim z Kilogramme des Archives i ostatecznie jako międzynarodowy wzorec kilograma przyjęto prototyp KIII. Wzorec ten został usankcjonowany uchwałą I Generalnej Konferencji Miar w 1889 r., a za jego symbol przyjęto literę  $\text{K}$  (tzw. Grand K). Jest to walec o średnicy i wysokości po 39 milimetrów (rys. 1), wykonany w 90% z platyny; resztę stanowi iryd.



Rys. 1. Międzynarodowy wzorec kilograma oraz jego sześć kopii oficjalnych w sejfie BIPM [1]

Od roku 1889 wzorec  $\text{K}$  był wyjmowany z sejfu i używany na potrzeby pomiarów tylko trzykrotnie:

w 1939 r. (7 pomiarów), w 1946 r. (14 pomiarów), a w latach 1988–89 dokonano przy jego użyciu nieco większej liczby porównawczych ważeń. W większości przypadków do kalibracji wzorców wtórnych używa się jego sześciu tzw. kopii oficjalnych, które także znajdują się w BIPM. Jednostka masy została rozpowszechniona po całym świecie za pośrednictwem tzw. kopii narodowych wzorca  $\mathcal{K}$ . Polska zakupiła wzorec kilograma w 1952 r. Cena zakupu wynosiła ok. 125 średnich miesięcznych pensji z tamtego okresu. Oficjalna definicja kilograma brzmi:

**Kilogram jest jednostką masy; jest on równy masie międzynarodowego wzorca kilograma.**

Obecnie w układzie SI przyjmuje się 7 podstawowych jednostek miar (tab. 1). W artykule skupimy się jednak na definicji jednostki masy, zauważając tylko, że: 1) pozostałe jednostki są zdefiniowane w sposób uniwersalny, w postaci ścisłych definicji fizycznych, na których podstawie można odtworzyć daną jednostkę w dowolnym czasie i dowolnym miejscu; 2) istnieje duża rozbieżność w dokładności definicji jednostek: najlepiej określone są jednostki długości oraz czasu, najgorzej – jednostka światłości.

Tabela 1. Jednostki podstawowe SI. Oficjalne definicje można znaleźć np. na stronie [1].

Wielkość	Jednostka	Rok definicji	Niepewność względna
długość	metr	1983	$1 \cdot 10^{-12}$
masa	kilogram	1889	$1 \cdot 10^{-8}$
czas	sekunda	1997	$3 \cdot 10^{-15}$
natężenie prądu elektrycznego	amper	1948	$4 \cdot 10^{-8}$
temperatura termodynamiczna	kelwin	1967	$3 \cdot 10^{-7}$
światłość	kandela	1979	$1 \cdot 10^{-4}$
ilość substancji	mol	1971	$8 \cdot 10^{-8}$

Prowadzone są eksperymenty mające na celu zmianę definicji masy. W roku 2005 w czasopiśmie *Metrologia* ukazały się trzy artykuły na temat kilograma, których już same tytuły są wielce wymowne: „W kierunku elektronicznego kilograma: udoskonalony pomiar stałej Plancka i masy elektronu” [2], „Redefinicja kilograma – rozwiązanie przejściowe” [3], „Redefinicja kilograma – nadszedł czas na decyzję” [4]. Okazuje się, że pomiary porównawcze pomiędzy poszczególnymi kopiami narodowymi oraz głównymi wzorcami wskazują na zmianę masy wzorców (więcej szczegółów na ten temat można znaleźć na stronie [1] oraz w licznych artykułach, głównie opublikowanych w czasopiśmie *Metrologia*). Większość wzorców przybiera na wadze. Głównym powodem zwiększania się ich masy są procesy chemiczne zachodzące na ich powierzchni.

Porównawcze pomiary wzorców związane są z bardzo skomplikowaną procedurą. Każdy wzorec przed badaniem jest czyszczony i polerowany irchą zanurzoną w spe-

cialnym rozpuszczalniku oraz poddany myciu przy użyciu pary wodnej [5]. Procedura ta powoduje z kolei nieznaczne „chudnięcie” wzorców. Aby wyeliminować jak najwięcej czynników powodujących zmianę masy wzorców oraz określić stałe warunki pomiarów, w 1989 r. do definicji kilograma dodano „just after cleaning and washing” („zaraz po czyszczeniu i myciu”). Pełna definicja kilograma powinna więc brzmieć tak [6]:

**Kilogram jest jednostką masy; jest on równy masie międzynarodowego wzorca kilograma po czyszczeniu i myciu.**

Jak widać, definicja ta brzmi dziś nieco archaicznie, omówimy zatem krótko cztery idee eksperymentów, które mają na celu zmianę tej niezbyt komfortowej sytuacji.

### 3. Próby redefinicji kilograma

Idea redefinicji jednostki masy jest bardzo prosta i odwołuje się do analogii z sytuacją przy redefinicji metra. W roku 1983 XVII Generalna Konferencja Miar (CGPM) przyjęła następującą definicję metra: „Metr jest długością drogi przebytej przez światło w próżni w czasie  $1/299\,792\,458$  sekundy”. Wartość prędkości światła w próżni przyjęto za dokładną, a pomiar czasu jest także bardzo dokładny, tak więc także definicja metra jest obciążona bardzo małą niepewnością doświadczalną (tab. 1). Analogicznie, jeśli w pewnym doświadczeniu masa danego obiektu powiązana jest z innymi, bardzo precyzyjnie mierzonymi wielkościami fizycznymi, to możliwa jest dokładna definicja jednostki masy poprzez pomiar pozostałych wielkości fizycznych.

Opiszemy teraz doświadczenia, których celem jest zdefiniowanie kilograma z niepewnością względną rzędu  $10^{-9}$ , oraz możliwe nowe definicje kilograma. Główne ośrodki pracujące nad tymi eksperymentami to NIST (National Institute of Standards and Technology) w Stanach Zjednoczonych, NPL (National Physical Laboratory) w Anglii, a także ośrodki w Niemczech, Japonii, Australii, Belgii, Włoszech, Szwajcarii i Francji.

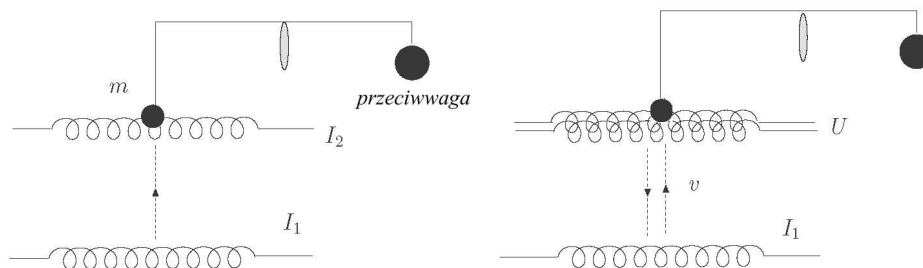
#### 3.1. Powiązanie masy ze stałą Plancka

Ideę eksperymentów tego typu, wykorzystujących elektromagnetyczną wagę prądową (ang. ampere balance) udoskonaloną w roku 1975 przez Bryana Kibble’a [7] i nazwaną przez niego *watt balance*, przedstawiono na rys. 2. W pierwszej, statycznej fazie doświadczenia (po lewej) siła grawitacyjnego przyciągania ciężarka o masie  $m$  (sprężonego z górną cewką, przez którą płynie prąd stały o natężeniu  $I_2$ ) jest równoważona przez odpychającą siłę indukcji wzajemnej w strumieniu pola magnetycznego  $\Phi$  wytworzonym przez cewkę dolną:

$$mg = -I_2 \frac{d\Phi}{dz}. \quad (1)$$

W fazie dynamicznej (po prawej) górna cewka dodatkowo oscyluje wokół położenia równowagi z prędkością  $v = dz/dt$ . Wskutek tego w cewce tej indukowane jest napięcie

$$U = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (2)$$



Rys. 2. Schemat działania wagi prądowej Kibble'a; po lewej: część statyczna, po prawej: część dynamiczna

Po prostych przekształceniach (1) i (2) otrzymujemy związek

$$mgu = UI_2, \quad (3)$$

łączy wielkości mechaniczne (w tym masę) po lewej stronie (3) z wielkościami elektrycznymi po prawej.

Z równości (3) masę wyznaczmy z tym większą precyzją, im dokładniej potrafimy zmierzyć pozostałe cztery wielkości. Przyspieszenie ziemskie  $g$  mierzy się obecnie za pomocą grawimetrów z dokładnością względną sięgającą  $10^{-9}$ , lecz może ona być wkrótce zwiększona dzięki wykorzystaniu urządzeń opartych na interferometrii atomów chłodzonych laserowo [8]. Prędkość  $v$  mierzy się za pomocą interferometru, który śledzi wiązkę odbitą od zwierciadła przymocowanego do cewki. Do pomiarów wielkości elektrycznych wykorzystuje się zjawisko Josephsona i kwantowe zjawisko Halla, dzięki czemu wzór na wyznaczaną masę można zapisać w ostatecznej postaci

$$m = h \frac{K_{J-90}^2 R_{K-90} UI_2}{4gv}, \quad (4)$$

gdzie symbole  $K_{J-90}$  oraz  $R_{K-90}$  oznaczają odpowiednio wartości stałej Josephsona i stałej von Klitzinga (indeks „90” wskazuje, że odpowiednie wartości oparte są na wartościach stałych fundamentalnych uzgodnionych przez umowy międzynarodowe w roku 1990).

Wzór (4) wiąże masę z wartością stałej Plancka  $h$ . Dzięki temu możemy sformułować następującą nową definicję kilograma:

**Kilogram jest masą spoczywającego ciała, które w eksperymentach porównujących moc mechaniczną i moc elektryczną daje wartość stałej Plancka równą  $6,626\,068\,91 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ .**

Inna możliwa definicja, wykorzystująca znane związki  $E = mc^2$  oraz  $E = hv$ :

**Kilogram jest masą ciała o energii spoczynkowej równej łącznej energii fotonów, których częstotliwości sumują się do wartości  $135\,639\,277 \cdot 10^{42} \text{ Hz}$**

(liczba ta bierze się z podzielenia  $c^2$  przez  $h$ , tzn. jest równa  $(299\,792\,458)^2/6,626\,068\,91 \cdot 10^{-34} \text{ Hz}$ ).

### 3.2. Powiązanie masy z liczbą Avogadra

W eksperymentach tego typu kilogram określa masę dokładnie wyznaczonej liczby atomów pewnego związku lub pierwiastka, który można otrzymać w postaci monokryształu o bardzo wysokim stopniu doskonałości, np.

krzemu [9]. Liczbę Avogadra  $N_A$  można zapisać jako stosunek średniej (tj. uśrednionej po składzie izotopowym) objętości molowej  $V_{\text{mol}}$  krzemu do średniej objętości jego atomu  $V_a$ :

$$N_A = V_{\text{mol}}/V_a. \quad (5)$$

Ponieważ  $V_a = V_0/n$ , gdzie  $V_0 = a^3$  oznacza objętość komórki elementarnej (sześciianu o krawędzi  $a$ ), natomiast  $n$  – liczbę atomów krzemu w komórce ( $n = 8$ ), więc dla monokryształu o masie  $m$  oraz objętości  $V$  po prostych przekształceniach można otrzymać zależność

$$N_A = nM_{\text{mol}}V/mV_0, \quad (6)$$

gdzie  $M_{\text{mol}}$  oznacza średnią masę molową Si.

Wzór (6) umożliwia wyznaczenie liczby Avogadra, czyli stałej fundamentalnej ze świata mikroskopowego, na podstawie pomiaru wykonanego dla makroskopowej próbki monokryształu krzemu. W tym celu trzeba jak najdokładniej zmierzyć jej gęstość (czyli masę i objętość) oraz parametr sieci  $a$ . Do wyznaczenia tego ostatniego najlepiej zastosować precyzyjne interferometry rentgenowskie, wykorzystujące dyfrakcję braggowską do pomiaru odległości międzypłaszczyznowych  $d$ , np. dla silnego refleksu (220), z dokładnością względną sięgającą  $10^{-8}$ , skąd można z podobną precyzją wyznaczyć parametr sieci  $a$  oraz objętość  $V_0$ . Z porównywalną dokładnością znane są masy molowe wszystkich trzech trwałych izotopów krzemu występujących w przyrodzie ( $^{28}\text{Si}$ ,  $^{29}\text{Si}$  oraz  $^{30}\text{Si}$ ), stąd – znając obfitości ich występowania – można wyznaczyć średnią masę molową  $M_{\text{mol}}$  (w przyszłych eksperymentach planuje się użycie monokryształów czystych izotopowo, tj. o składzie znacznie wzbogaconym w  $^{28}\text{Si}$ ). Co się zaś tyczy pomiaru objętości próbki Si, to w prowadzonych eksperymentach wykorzystuje się techniczną możliwość bardzo precyzyjnego „wytoczenia” kuli krzemowej (rys. 3) i pomiaru jej średnicy za pomocą interferometru laserowego. Źródłami błędów systematycznych, na szczęście bardzo niewielkich (rzędu  $10^{-8}$ ) ze względu na doskonałość sieci krystalicznej krzemu, są defekty punktowe tej sieci – międzywęzłowe atomy Si lub domieszek (tlenu, węgla), luki itp.

Dzięki bardzo dokładnemu wyznaczeniu liczby Avogadra, np.  $N_A = 6,022\,1350 \cdot 10^{23}$ , przyszła definicja kilograma mogłaby być następująca:



Rys. 3. Najdoskonalsza materialna kula na świecie (monokryształ krzemu). Według australijskiej firmy, która wyhodowała monokryształ i go obrobiła, powiększenie kuli do rozmiarów Ziemi dałoby nierówności powierzchni o maksymalnej wysokości 4 metrów [10].

**Kilogram jest masą  $5,018\,4458 \cdot 10^{25}$  ( $= 10^3 N_A/12$ ) niezwiązanych, pozostających w spoczynku atomów  $^{12}\text{C}$  w stanie podstawowym.**

### 3.3. Powiązanie masy z amperem

Eksperymenty te, prowadzone w USA, Rosji i Japonii [11,12], polegają na wyznaczeniu masy z warunku równowagi diamagnetycznego nadprzewodnika lewitującego w niejednorodnym polu magnetycznym cewki o indukcyjności  $L$  (rys. 4). Bilans energetyczny układu wyraża się prostym równaniem różniczkowym

$$IU dt = dA + dW, \quad (7)$$

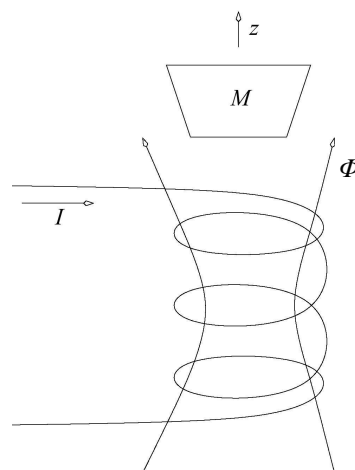
gdzie  $U$  oznacza napięcie w cewce,  $A = Mgz$  – energię potencjalną nadprzewodnika w polu grawitacyjnym,  $W = LI^2/2$  – energię pola magnetycznego. Korzystając z prawa indukcji elektromagnetycznej, równanie (7) można przepisać w postaci

$$Id\Phi = Mgdz + LI dI. \quad (8)$$

Jeśli rozważymy dwa położenia równowagi nadprzewodnika,  $z_1$  oraz  $z_2$ , między którymi nastąpiło adiabatyczne przejście wskutek odpowiedniej zmiany natężenia prądu od  $I_2$  do  $I_1$ , to równość (8) można zapisać w postaci

$$\int_{\Phi_1}^{\Phi_2} Id\Phi = Mg(z_2 - z_1) + \frac{1}{2}L(I_2^2 - I_1^2). \quad (9)$$

Wyprowadzenie zależności (9) jest oparte na dwóch założeniach: 1) że w cewce nie ma strat energii związanych z ciepłem Joule'a, 2) że lewitujące ciało jest idealnym diamagnetykiem, niepobierającym energii pola magnetycznego. Oba założenia są spełnione, gdy zarówno ciało jak i cewka są nadprzewodnikami.



Rys. 4. Schemat eksperymentu z lewitacją nadprzewodzącego diamagnetyka

Jeśli natężenie prądu  $I$  oraz strumień magnetyczny  $\Phi$  są mierzone odpowiednio za pomocą josephsonowskich wzorców napięcia i SQUID-ów, to lewą stronę (9) można zapisać jako iloczyn pewnej doświadczalnie wyznaczonej funkcji częstości i innych parametrów tych przyrządów pomiarowych oraz kwadratu strumienia magnetycznego  $\Phi_0$ , znanego z innych pomiarów z dużą dokładnością. Dzięki temu nową definicję kilograma można byłoby powiązać z  $\Phi_0$  w następującej formule.

**Kilogram jest masą nieruchomego ciała nadprzewodzącego, które w doświadczeniu lewitacyjnym daje wartość kwantu strumienia magnetycznego równą  $2,067\,833\,636 \cdot 10^{-15}$  Wb.**

### 3.4. Powiązanie z jednostką masy atomowej

Jednostka masy atomowej  $u$ , zdefiniowana jako 1/12 masy atomu  $^{12}\text{C}$ , jest związana z liczbą Avogadra i kilogramem prostą zależnością  $1 \text{ kg} = 10^3 N_A u$ . Wartość  $u$  na podstawie eksperymentów wyznaczających liczbę Avogadra i inne stałe fundamentalne przyjmuje się obecnie jako równą  $1,660\,538\,73(13) \cdot 10^{-27}$  kg. Idea eksperymentu zaproponowanego przez Michaela Gläsera w 1991 r. [13] polega na nagromadzeniu w odpowiednim zbiorniku dużej ilości jonów pewnego nuklidu (złota lub bizmutu) wysłanych przez źródło i rozdzielonych od innych jonów przez separator mas. W dowolnej chwili  $t_m$ , np. na końcu doświadczenia, masa  $m$  zgromadzonych jonów jest proporcjonalna do ich całkowitego ładunku, równego całce z natężenia prądu  $I$ :

$$m = \frac{m_a}{e} \int_0^{t_m} I(t) dt, \quad (10)$$

gdzie  $m_a$  oznacza masę nuklidu ( $m_a = A_r u$ , przy czym  $A_r$  – względna masa atomowa nuklidu),  $e$  – ładunek elementarny.

Wzór (10) wiąże zatem masę substancji z jednostką masy atomowej. Podobnie jak w eksperymencie z lewitacją, pomiar  $I(t)$  przebiega z wykorzystaniem skwantowanego oporu hallowskiego i josephsonowskiego wzorca

napięcia. Dzięki temu obliczenie prawej strony (10) sprowadza się do precyzyjnego pomiaru zależności czasowej częstości  $f(t)$  promieniowania mikrofalowego padającego na złącze Josephsona. Jeśli do zdefiniowania kilograma miałyby być wykorzystane jony najbardziej rozpowszechnionego izotopu złota, to nowa definicja mogłaby brzmieć:

**Kilogram jest masą  $3,057\,443\,935 \cdot 10^{24}$  atomów  $^{197}\text{Au}$ .**

### 3.5. Problem spójności wyników

Dokładność względna eksperymentu z lewitującym materiałem wynosi tylko  $10^{-6}$ . Podobnie mała jest dokładność w doświadczeniu z gromadzeniem jonów Au lub Bi. Obecna dokładność pomiaru masy w eksperymentach z monokryształami Si szacuje się na  $10^{-7}$ . Ciekawa jest więc kwestia, czy wartości stałych fundamentalnych wyznaczone w opisanych doświadczeniach są ze sobą spójne. Aby odpowiedzieć na to pytanie, wykorzystajmy relację między stałą Plancka i stałą Avogadra:

$$h = \frac{cA_r(e)M_u\alpha^2}{2R_\infty N_A},$$

gdzie  $R_\infty, \alpha, A_r(e)$  to odpowiednio stała Rydberga, stała struktury subtelnej i względna atomowa masa elektronu (znane z bardzo dużą dokładnością),  $M_u = 10^{-3}$  kg/mol to z kolei tzw. stała molarna. Poprzez ten wzór wartość liczby Avogadra  $N_A = 6,022\,1353 \cdot 10^{23}$  wyznaczona w eksperymencie z krzemem implikuje wartość stałej Plancka  $h_1 = 6,626\,0761 \cdot 10^{-34}$  J · s. Wartość  $h_2$  stałej Plancka wyznaczona w eksperymencie Kibble’a wynosi natomiast  $6,626\,068\,91(58) \cdot 10^{-34}$  J · s.

Względna różnica między  $h_1$  oraz  $h_2$  jest więc na poziomie aż  $10^{-6}$ , co w przeniesieniu na jednostkę masy daje błąd jednego miligramu na kilogramie. Przyczyna tej poważnej rozbieżności nie została dotąd wyjaśniona [12].

## 4. Skutki ewentualnej redefinicji kilograma

Zmiana definicji kilograma spowodowałaby zmianę wartości innych jednostek fizycznych, w tym jednostek podstawowych SI. Trzy jednostki tego układu są bowiem bezpośrednio powiązane z definicją kilograma: amper odnosi się do jednostki siły (niutona), mol odnosi się do pewnej ilości substancji (0,012 kg węgla  $^{12}\text{C}$ ), kandela związana jest z jednostką mocy (watem).

Pomimo problemów związanych z analizą niepewności, opisanych w poprzednim rozdziale, istnieją argumenty na korzyść przyjęcia nowej definicji kilograma opartej na dokładnie zdefiniowanej stałej Plancka albo liczby Avogadra (analogia metr–prędkość światła) [4]. Ponieważ różne stałe fizyczne zależą od  $h, N_A$  czy też definicji  $m(\mathcal{R})$ , przyjęcie jednej z tych wielkości za dokładną wpływa na określenie niepewności innych wielkości fizycznych. Sytuację podsumowuje tab. 2, gdzie przedstawiono jedynie wyniki analizy niepewności dla trzech wybranych parametrów: masy elektronu  $m_e$ , stałej Faradaya  $F$  oraz stałej Joule’a; więcej przykładów można znaleźć w [4]. Autorzy argumentują, że proponowana przez nich zmiana znacznie zmniejszy niepewności niektórych stałych fizycznych.

## 5. Podsumowanie

Chociaż międzynarodowy wzorzec kilograma funkcjonuje zarówno w nauce jak i technice już od ponad 100 lat, jego materialność powoduje istotne ograniczenia: nie odzwierciedla on niezmienności praw natury. Może on ulec zniszczeniu, osadza się na nim kurz, reaguje z otoczeniem, zmieniając masę średnio o ok. 50  $\mu\text{g}$  na stulecie,

Tabela 2. Względne niepewności  $u_r$  (pomnożone przez  $10^8$ ) dla kilku wybranych stałych fizycznych [4]

stała	Ustalone		
	$m(\mathcal{R})$	$h$	$N_A$
$m(\mathcal{R})$	0	17	17
$h$	17	0	0,67
$N_A$	17	0,67	0
$m_e$	17	0,67	0,044
$F$	8,6	0,83	0,50
$J$	8,5	0,17	0,5

przed użyciem musi być dokładnie umyty według ścisłych reguł, a ponadto dostęp do niego jest bardzo ograniczony. Nic więc dziwnego, że konkluzja pracy [4] zawiera następujące stwierdzenie: „Mamy nadzieję, że 23. sesja CGPM, która odbędzie się w październiku 2007 r., przyjmie jedną z nowych definicji [kilogramu]”.

Czy zatem w roku 2007 możemy spodziewać się redefinicji kilograma? Wygląda na to, że niektóre ośrodki (szczególnie NIST oraz NPL) bardzo usilnie do tego dążą, choćby za cenę wprowadzenia rozwiązań przejściowych [3].

Największym pożytkiem płynącym z redefinicji kilograma byłoby chyba uwolnienie jednostek podstawowych SI od przeżytków. Znaczy to tyle, że będzie można odtworzyć kilogram w dowolnym miejscu i w dowolnym czasie, a możliwość ta będzie ograniczona jedynie przez środki finansowe danego laboratorium. Przy dalszym rozwoju techniki zapewne stanie się możliwe odtwarzanie zjawiska Josephsona czy też kwantowego efektu Halla w skali „komercyjnej”. Wykonanie potrzebnych doświadczeń i odtworzenie wzorca kilograma byłoby wtedy możliwe nie tylko w najlepiej wyposażonych laboratoriach fizycznych.

Jeden z autorów (J.G.) wyraża wdzięczność p. dr. Richardowi Davisowi, dyrektorowi BIPM, za nadesłane materiały.

## Literatura

- [1] www.bipm.fr.
- [2] R.L. Steiner i in., *Metrologia* **42**, 431 (2005).
- [3] J.L. Flowers, B.W. Petley, *Metrologia* **42**, L31 (2005).
- [4] I.M. Mills, *Metrologia* **42**, 71 (2005).
- [5] A. Bonhoure, *Proc. Verb. CIPM* **20**, 171 (1946).
- [6] R. Davis, *Metrologia* **40**, 299 (2003).



- [7] B.P. Kibble, w: *Atomic Masses and Fundamental Constants*, t. 5, red. J.H. Sanders, A.H. Wapstra (Plenum, New York 1975), s. 545.
- [8] M. Van Camp i in., *Physica Magazine, J. Belgian Soc.* **25**, 161 (2003).
- [9] P. Becker, M. Gläser, *Int. J. Mass Spectrom.* **251**, 220 (2006).
- [10] [www.nmi.gov.au](http://www.nmi.gov.au).
- [11] E.O. Göbel, *Phys. Bl.* **57**, nr 1 (2001); Y. Fujii i in., *IEEE T. Instrum. Meas.* **48**, 200 (1999).
- [12] A. Eichenberger, B. Jeckelmann, P. Richard, *Metrologia* **40**, 356 (2003).
- [13] M. Gläser, *Rev. Sci. Instrum.* **62**, 2493 (1991); *Metrologia* **40**, 376 (2003).



Dr hab. JANUSZ GLUZA pracuje na Uniwersytecie Śląskim w Instytucie Fizyki im. A. Chełkowskiego, gdzie zajmuje się fizyką cząstek elementarnych. Do tej pory najwięcej jego prac naukowych dotyczyło fizyki neutrin oraz fenomenologii modeli niestandardowych. Stypendysta Fundacji na rzecz Nauki Polskiej (stypendium dla młodych naukowców) oraz Fundacji im. Alexandra von Humboldta. W grupie teoretycznej DESY (Zeuthen) przepracował łącznie 5 lat. Obecnie główny nurt jego zainteresowań to metody obliczeń całek wielopętlowych.

AGNIESZKA GRZANKA (po prawej) jest studentką V roku fizyki na Uniwersytecie Śląskim. Pracę magisterską wykonuje w Zakładzie Teorii Pola i Cząstek Elementarnych IF UŚ. W jej ramach zajmuje się podwójnym bezneutrinowym rozpadem  $\beta$ . Aktywnie działa w Kole Naukowym Fizyków UŚ. W chwilach odpoczynku od problemów naukowych maluje.

AGNIESZKA PLEBAN jest absolwentką informatyki. Aktualnie zaczyna pracę w znanej firmie informatycznej, będąc równocześnie studentką III roku fizyki na UŚ i zajmując się w Zakładzie Fizyki Teoretycznej IF UŚ modelowaniem transportu biologicznych motorów molekularnych. Aktywnie działa w Kole Naukowym Fizyków UŚ. Jej największą pasją jest fizyka, poza tym w wolnych chwilach zajmuje się terrarystyką oraz grafiką.

## PTF



### Oddział Katowicki

13 grudnia 2006 r. odbyło się zebranie sprawozdawczo-wyborcze Oddziału Katowickiego PTF. W wyniku przeprowadzonych wyborów wyłonione zostały organy statutowe Oddziału na kadencję 2007–08, rozpoczynającą się 1 stycznia 2007 r.

W skład Zarządu Oddziału weszli: Maciej Maśka (UŚ) – przewodniczący, Elżbieta Zipper (UŚ) – sekretarz, Kazimierz Stróż (UŚ) – skarbnik, oraz członkowie: Ewa Chrobak (Wojewódzki Ośrodek Metodyczny i Gimnazjum nr 21, Katowice), Beata Ryl (Pałac Młodzieży, Katowice), Alicja Smolin-Joniec (UŚ) i Jerzy Warczewski (UŚ) – korespondent Oddziału. Komisję Rewizyjną tworzą: Marek Siemaszko (UŚ), Andrzej Hacura (UŚ) i Jerzy Łuczka (UŚ).

Jerzy Warczewski

# Niedocenione odkrycia – mało znane epizody z historii teorii względności

Andrzej Krasieński

Centrum Astronomiczne im. Mikołaja Kopernika PAN, Warszawa

---

## Unrecognized discoveries – little known episodes in the history of the relativity theory

*Abstract:* The article presents a few important discoveries in the relativity theory, done between the 1920s and 1950s, whose meaning had not been properly recognized, and in some cases remains unrecognized until today. The discoveries presented are a selection from the „Golden Oldies” series of reprints that is being published by the *General Relativity and Gravitation* journal.

---

### 1. „Golden Oldies”

Czasopismo *General Relativity and Gravitation* od ok. 10 lat przedrukowuje stare prace z dziedziny teorii względności i pokrewnych dyscyplin (głównie kosmologii i geometrii różniczkowej). Jedno z kryteriów, według których – jako redaktorzy owej serii „Golden Oldies” – wybieramy te prace, jest następujące: praca kwalifikuje się do przedruku, jeśli zawierała wyniki znacznie wyprzedzające swoją epokę i z tego powodu nie została należycie doceniona przez współczesnych (pełna lista kryteriów – patrz [1]). Niniejszy artykuł jest poświęcony krótkiemu przedstawieniu niektórych prac tego rodzaju.

### 2. Sferycznie symetryczne pole grawitacyjne w próżni

Po sformułowaniu teorii względności przez Einsteina, w roku 1915, pojawił się problem znalezienia przykładów ścisłych rozwiązań równań pola grawitacyjnego. W próżni mają one postać

$$R_{\mu\nu} = 0,$$

gdzie  $R_{\mu\nu} = R^{\rho}_{\mu\rho\nu}$ , zaś  $R^{\alpha}_{\beta\gamma\delta}$  jest tensorem krzywizny cząstki przestrzeni.

Najprostszą sytuacją fizyczną, do której można te równania zastosować, jest sferycznie symetryczne pole grawitacyjne wokół izolowanego źródła<sup>1</sup>. Jako pierwszy rozwiązanie takie znalazł w roku 1915 Karl Schwarzschild [2]; jego forma metryczna ma postać

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2m}{r}\right) dt^2 - \frac{1}{1 - 2m/r} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2), \quad (1)$$

gdzie  $m$  jest masą źródła. Metryka (1) jest powszechnie znana pod nazwą „rozwiązania Schwarzschilda”. Pierw-

szeństwo historyczne autora nie ulega wątpliwości, ale jego praca zawiera w zasadzie tylko samo wyprowadzenie metryki (1) z równań Einsteina, bez żadnej dyskusji ich własności. Schwarzschild przedyskutował jedynie korespondencję między swoim ścisłym wynikiem a wynikiem perturbacyjnych rachunków Einsteina w jego wcześniejszej pracy. Sposób, w jaki doszedł do tego rozwiązania, jest z matematycznego punktu widzenia dość nieporadny, a notacja mało przejrzysta (wzór (1) jest zapisany w notacji używanej dzisiaj).

Tymczasem nad tym samym problemem pracował od 1913 r. (jeszcze przed sformułowaniem ostatecznej wersji równań Einsteina!) doktorant Hendrika A. Lorentza, Johannes Droste. Jego wynik został publicznie przedstawiony na posiedzeniu Królewskiej Holenderskiej Akademii Nauk 27 maja 1916 r., zaledwie 4 miesiące po pierwszej prezentacji rozwiązania Schwarzschilda. Okoliczności wskazują, że Droste pracował całkowicie niezależnie od Schwarzschilda i dowiedział się o jego wyniku dopiero podczas przygotowywania publikacji [3]. Praca Droste’go, choć nie wolna od niepotrzebnych założeń i dygresji, które dziś wydają się nam naiwne, jest dojrzsza i zawiera całkiem obszerną interpretację metryki (1), miejscami idącą w kierunku znacznie późniejszych odkryć. Sprawiedliwość historyczna wymagałaby więc, aby nadać temu rozwiązaniu nazwę „metryki Schwarzschilda–Droste’go”, analogicznie do praktyki zastosowanej w wielu innych przypadkach (np. dla rozwiązań Reissnera–Nordströma, Friedmana–Lemaître’a, Taub–NUT, Bertottiego–Robinsona).

Przykładem nieporadności, naiwnej z dzisiejszego punktu widzenia, było wyprowadzenie tego rozwiązania z zasady wariacyjnej, po wprowadzeniu do funkcjonału

---

<sup>1</sup>W tamtych czasach mówiono o masie punktowej, ale dziś wszyscy unikają tego terminu – geometryczna struktura takiej konfiguracji nie zgadza się z intuicyjnym wyobrażeniem cząstki punktowej.

wariacyjnego uproszczeń wynikających z założonej symetrii sferycznej i statyczności. Obliczenie funkcji podcałkowej w lagranżianie,  $\sqrt{-g}R$  ( $g$  jest wyznacznikiem tensora metrycznego,  $R$  – śladem tensora Ricciego  $R_{\mu\nu}$ ), wymagało wcześniejszego obliczenia tensora Ricciego. Nie jest więc jasne, dlaczego Droste nie użył po prostu równań  $R_{\mu\nu} = 0$ . Wprowadzanie uproszczeń do funkcjonalu Lagrange’a często prowadzi do błędnego wyniku; w tym przypadku Droste albo miał szczęście, albo przedtem sprawdził, że wynik jest poprawny.

Natomiast fizyczna dyskusja rozwiązania zadziwia dokładnością i nowatorstwem (jak na rok 1916) wniosków. Na przykład, autor stwierdził, że przyspieszenie cząstki na orbicie jest największe dla  $r = 3m$ , co zgadza się ze znanym dziś faktem, że „efektywny potencjał” dla ruchu orbitalnego w tej metryce ma maksimum przy  $r = 3m$ . Stwierdził też, że dotarcie przez cząstkę na orbicie do powierzchni  $r = 2m$  wymaga nieskończonego „czasu”  $t$ . (Jego inne uwagi pokazują jednak, że nie wiedział, iż ten nieskończony „czas” jest tylko wartością dowolnie wybranej współrzędnej czasowej).

Porównanie wyników Schwarzschilda i Drosteego zmusza do zastanowienia, dlaczego ta pierwsza jest dziś tak sławna, a praca Drosteego mało komu znana. Tony Rothman, autor noty edytorskiej do przedruku pracy Drosteego, zasugerował, że odegrały tu rolę pozanaukowe czynniki socjologiczne i psychologiczne. Schwarzschild był w roku 1916 dyrektorem Obserwatorium Astronomicznego w Poczdamie, zaś jego wynik został przedstawiony na zebraniu Pruskiej Akademii Nauk w Berlinie przez samego Einsteina. Droste był wtedy młodym doktorantem, jego promotor był mniej prominentną osobistością (choć też znakomitym fizykiem), a miejsce prezentacji (Amsterdam) nie było centrum światowej nauki. Jak widać, uznanie i sława zależą nie tylko od jakości pracy i wagi wyniku. . .

### 3. Modele Wszechświata

Historia modeli Wszechświata wyprowadzonych z teorii względności jest jeszcze bardziej skomplikowana i pełna zaskakujących epizodów niż opisana wyżej.

Jak wiadomo, pierwszą próbę stworzenia takiego modelu podjął sam Einstein w roku 1917. Jego rozwiązanie (patrz p. 6) jest dziś już tylko historyczną ciekawostką. Jest ono statyczne, więc nie może opisywać rzeczywistego Wszechświata, o którym od roku 1929 wiadomo, że się rozszerza<sup>2</sup>.

Pierwsze fizycznie sensowne modele Wszechświata stworzył Aleksander Friedman w roku 1922 (dla dodat-

niej krzywizny przestrzennej) i 1924 (dla ujemnej krzywizny przestrzennej) [4]. Zostały one prawidłowo zinterpretowane i docenione dopiero po ok. 10 latach, już po śmierci autora. Nie będziemy tu zajmować się historią ich odbioru przez społeczność fizyków i astronomów, choć i ta jest pełna długotrwałych nieporozumień (patrz nota edytorska do przedruku [4]). Rozwiązania Friedmana, pierwotnie znalezione dla pyłu ze stałą kosmologiczną, zostały później uogólnione na niezerowe ciśnienie i uzupełnione o przypadek przestrzennie płaski przez Lemaître’a w roku 1927 [5], Robertsona w roku 1929 [6] i Walkera w roku 1935 [7]. Robertson i Walker wyprowadzili formę metryczną, znaną dziś pod ich nazwiskiem, w sposób ścisły z założeń jednorodności i izotropii czasoprzestrzeni. Można ją przedstawić na różne sposoby, w różnych układach współrzędnych. Jedno z najpopularniejszych przedstawień ma postać

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2) \right], \quad (2)$$

gdzie  $R(t)$  jest funkcją do wyznaczenia z równań Einsteina, zaś  $k$  – stałą dowolną. Te modele są do dziś powszechnie używane przez astronomów, choć nie do wszystkich celów nadają się jednakowo dobrze (patrz dalej).

Pierwsze nietrywialne, choć nadal całkiem proste uogólnienie modeli Friedmana znalazł Lemaître w roku 1933 [8]<sup>3</sup>. Założył, że czasoprzestrzeń jest sferycznie symetryczna wokół jednej linii świata obserwatora, ale nie jest jednorodna. Źródłem w równaniach Einsteina, podobnie jak w rozwiązaniu Friedmana, był pył – ciecz doskonała o znikającym ciśnieniu. Forma metryczna Lemaître’a ma postać

$$ds^2 = dt^2 - \frac{R_r{}^2 dr^2}{1 + 2E(r)} - R^2(t, r) (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2), \quad (3)$$

gdzie funkcja  $R(t, r)$  spełnia równanie

$$R_{,t}{}^2 = 2E(r) + \frac{2M(r)}{R} + \frac{1}{3}\Lambda R^2, \quad (4)$$

$M(r)$  oraz  $E(r)$  są dowolnymi funkcjami, a  $\Lambda$  – stałą kosmologiczną. Gęstość materii jest dana równaniem

$$\frac{8\pi G}{c^2} \rho = \frac{2M_{,r}}{R^2 R_{,r}}.$$

Model ten zawiera już pewne elementy prawdziwej dynamiki relatywistycznej, w odróżnieniu od modeli Robertsona–Walkera (RW), w których ewolucja jest opisywana równaniem różniczkowym zwyczajnym. W modelu Lemaître’a–Tolmana (LT) można założyć dowolny (sferycznie symetryczny) początkowy rozkład gęstości mate-

<sup>2</sup>Edwin Hubble, powszechnie uznawany za odkrywcę ekspansji Wszechświata, do końca życia nie wierzył, że fizyczny Wszechświat naprawdę się rozszerza. Uważał on, że odkrył tylko, iż przesunięcie ku czerwieni w widmach dalekich galaktyk jest proporcjonalne do ich odległości od nas. Przeliczanie przesunięcia ku czerwieni na prędkość ucieczki uważał tylko za wygodny sposób przedstawiania wyników, za którym niekoniecznie kryje się rzeczywisty efekt fizyczny (patrz nota edytorska do pracy [4]).

<sup>3</sup>Model ten był do niedawna nazywany modelem Tolmana albo Tolmana–Bondiego. Jest to jeszcze drastyczniejsza niesprawiedliwość niż w przypadku Drosteego – Lemaître nie tylko pierwszy znalazł to rozwiązanie, ale też przeprowadził bardzo elegancką dyskusję jego własności geometrycznych, fizycznych i astrofizycznych. Obecnie jest dla tego modelu lansowana nazwa „model Lemaître’a–Tolmana”, ale nazwisko Tolmana jest tu dodane wyłącznie dla odróżnienia tego przypadku od modeli Friedmana–Lemaître’a. Pierwszeństwo Lemaître’a nie podlega żadnej dyskusji, zaś Tolman cytował pracę Lemaître’a w swojej.

rii i prędkości, a następnie badać jego ewolucję. Z równania (4) wynika też, że  $R$  zależy od  $t$  poprzez kombinację  $(t - t_B)$ , gdzie  $t_B$  nie jest stałą, jak w modelach RW, ale dowolną funkcją zmiennej  $r$ . Oznacza to, że w kosmologicznej synchronizacji wybuch początkowy w modelu LT nie jest jednoczesny – zachodzi w różnych chwilach  $t$  dla różnych obserwatorów. Modele Friedmana mieszczą się tu jako przypadek szczególny, odpowiadający  $E = -\frac{1}{2}kr^2$ ,  $M/r^3 = \text{const}$ ,  $R = rS(t)$  oraz  $t_B = \text{const}$ . Również rozwiązanie Schwarzschilda jest przypadkiem szczególnym tego modelu; wynika ono z niego (w zupełnie innych współrzędnych niż w (1), patrz dalej) gdy  $M = m = \text{const}$ .

Lemaître użył tego modelu do pierwszej próby opisanego powstawania zagęszczeń („mgławic”) we Wszechświecie. Zaproponowany przez niego mechanizm nie jest dziś uważany za rzeczywistą przyczynę powstawania galaktyk<sup>4</sup>. Na podkreślenie zasługuje jednak nowatorska pomysłowość i odwaga Lemaître’a: próbował on opisać powstawanie struktur w ramach ścisłej teorii grawitacji kilkadziesiąt lat wcześniej niż inni podjęli ten program przy użyciu metod przybliżonych.

Lemaître wykazał też jako pierwszy, używając tego samego rozwiązania, że pozorna osobliwość rozwiązania Schwarzschilda przy  $r = 2m$  nie jest osobliwością geometryczną, lecz tylko skutkiem wyboru układu współrzędnych. Próżniowa granica ( $M = \text{const}$ ) rozwiązania (3–4) jest rozwiązaniem Schwarzschilda we współrzędnych, w których ta osobliwość znika. Był to pierwszy krok na drodze do pełnego rozszyfrowania struktury geometrycznej rozmaitości Schwarzschilda<sup>5</sup> i do definicji pojęcia czarnej dziury.

Innym ciekawym i zaskakująco dojrzałym, wyprzedzającym swój czas wynikiem tej pracy jest dowód, przy użyciu równań Einsteina bez znajdowania ich ścisłego rozwiązania, że kosmologiczna osobliwość modeli Friedmana przy  $R = 0$  nie znika w ogólniejszym przypadku, gdy rozpatrujemy metrykę z niższą symetrią i niezerowym ciśnieniem. (Według dzisiejszej terminologii, równania badane przez Lemaître’a opisują model cieczy doskonałej z 3-wymiarową grupą symetrii typu Bianchiego I).

Praca Lemaître’a została początkowo zauważona i doceniona tylko przez jednego człowieka – Richarda Tolmana [12], który w rok później użył modelu Lemaître’a do zbadania stabilności rozwiązań Friedmana ze względu na

zaburzenia jednorodnego rozkładu gęstości materii. Podkreślmy, że Tolman pracował, tak samo jak Lemaître, w ramach ścisłej teorii Einsteina (stabilność rozwiązań jest często badana metodami perturbacyjnymi). Tolman wykazał, że rozwiązania Friedmana są niestabilne względem powstawania lokalnych zagęszczeń i rozrzedzeń. Amplituda każdego lokalnego maksimum lub minimum gęstości będzie wzrastać z czasem. Z dzisiejszego punktu widzenia można powiedzieć, że Tolman wskazał sposób opisywania powstawania struktur w ścisłej teorii Einsteina i równocześnie przewidział konieczność powstawania kondensacji oraz pustek. Niestety, jego praca pozostawała przez długie lata niezauważona, a kiedy wreszcie zaczęła być cytowana, to tylko jako źródło wiadomości o modelu Lemaître’a, nazywanym oczywiście modelem Tolmana. Obserwacyjne odkrycie pustek w roku 1978 zostało ogłoszone jako nowe, wielkie i niespodziewane odkrycie astronomii. Sam Tolman był w pełni świadomy implikacji swojego wyniku – jego praca zawiera czytelne ostrzeżenie, że stosowanie modeli Friedmana do dużych obszarów przestrzeni i długich przedziałów czasu jest ryzykowne.

Tolman rozważał takie zaburzenia modelu Lemaître’a, w których początkowy rozkład prędkości jest taki sam jak w modelach Friedmana, natomiast zaburzony jest rozkład gęstości. W tym samym roku 1934 Sen [13] zbadał problem dualny: zaburzenie początkowego rozkładu prędkości przy początkowym rozkładzie gęstości takim, jak u Friedmana<sup>6</sup>. Wynik był podobny jak u Tolmana: amplituda początkowego zaburzenia prędkości będzie rosła z czasem<sup>7</sup>. Sen zrobił jeszcze jedno ważne odkrycie, potwierdzone w znacznie późniejszych pracach Sato i współpracowników [16]: zaburzony obszar o mniejszej gęstości rozszerza się szybciej niż niezaburzony model Friedmana o tej samej gęstości. Zatem podczas ewolucji pustka powiększa nie tylko swoją amplitudę gęstości, ale też rozmiar względem ekspandującego tła. Niestety, praca Sena, zawierająca jeszcze wyraźniejszą przepowiednię powstawania pustek niż praca Tolmana, jest do dziś zupełnie nieznaną i niecytowaną.

Bondi w pracy z roku 1947 [17] przeprowadził pierwszą systematyczną dyskusję fizycznych i astrofizycznych własności modelu Lemaître’a–Tolmana. Ta praca jest dość często cytowana, ale głównie jako źródło do wyprowadzenia modelu LT z równań Einsteina. Niestety, nie jest ona powszechnie czytana, czego dowodzi fakt, że niektóre

<sup>4</sup>Lemaître założył, że galaktyka powstaje wewnątrz sfery, na której odpychanie związane ze stałą kosmologiczną równoważy się z grawitacyjnym przyciąganiem. Dla mniejszych odległości grawitacja przeważa nad odpychaniem i powoduje zagęszczanie materii, dla większych odległości przeważa ekspansja. Promień tej sfery jest jednak wielokrotnie większy niż typowy promień galaktyki.

<sup>5</sup>Ostatni krok na tej drodze wykonali niezależnie Kruskal [9] i Szekeres [10], którzy skonstruowali maksymalne rozszerzenie analityczne tej rozmaitości. Interpretację współrzędnych rozwiązania Schwarzschilda, które wynikają z (3) w granicy  $M = \text{const}$ , podał 30 lat później Nowikow [11]. Są to współrzędne spoczynkowe obserwatorów swobodnie spadających w czasoprzestrzeni Schwarzschilda, w kierunkach radialnych, z zerową prędkością w nieskończoności.

<sup>6</sup>Użyliśmy tu dzisiejszej terminologii, sam Sen wysłowił to w nie całkiem jasny sposób.

<sup>7</sup>Rola rozkładu prędkości w powstawaniu struktur do dziś nie jest prawidłowo rozumiana przez astronomów. Według powszechnego przekonania za powstawanie struktur są odpowiedzialne jedynie zaburzenia gęstości. Tymczasem niejednorodny rozkład prędkości generuje struktury znacznie skuteczniej niż zaburzenia gęstości [14] i może też przekształcić początkowe zagęszczenie w pustkę [15].

wyniki Bondiego zostały pracowicie „odkryte” ponownie w późniejszych pracach. Ważniejsze wyniki Bondiego były następujące<sup>8</sup>.

1) Możliwość wystąpienia przecięć powłok. W niejednorodnym sferycznie symetrycznym modelu powierzchni stałej początkowej gęstości są współśrodkowymi sferami. Każda z tych sfer ma swoją własną, niezależną od innych prędkość początkową. Może się więc zdarzyć, że sfera o mniejszym promieniu początkowym wskutek dużej prędkości początkowej dogoni sferę, która początkowo miała większy promień, ale małą prędkość. Takie przecięcie jest osobliwością, poza którą model staje się nieprzewidywalny. Można tę osobliwość wyeliminować przez nałożenie pewnych nierówności na funkcje definiujące model. Problem ten został w pełni rozwiązany w roku 1985 [18].

2) Możliwość istnienia tzw. gardeł, które są uogólnieniem na przypadek niepróżniowy znanego „mostu Einsteina–Rosena” w rozwiązaniu Schwarzschilda. Własności gardeł zostały potem dokładnie zbadane przez Charlesa Hellaby’ego [19].

3) Odróżnienie grawitacyjnego przesunięcia ku czerwieni od efektu Dopplera.

4) Możliwość powstawania czarnych dziur. Pojęcie i termin „czarna dziura” są o ok. 20 lat późniejsze od pracy Bondiego. Bondi wykazał, że wewnątrz szybko zapadającego się obłoku materii światło może zostać „porwane” przez materię i zmuszone do zawrócenia w kierunku centrum. Była to równocześnie demonstracja faktu, że model LT nadaje się do opisu powstawania i ewolucji dynamicznych czarnych dziur<sup>9</sup>. Równanie granicy tego obszaru (powierzchni czarnej dziury wewnątrz materii),  $R = 2M$ , jako pierwszy podał w roku 1970 Barnes [20], zaś przykład procesu powstawania i ewolucji czarnej dziury wewnątrz galaktyki został przedyskutowany przez autora niniejszego tekstu wspólnie z Hellabym [21].

5) Możliwość powstawania centralnych osobliwości. Ten aspekt modelu LT był bardzo intensywnie badany w latach 1970–90 w związku z hipotezą cenzury kosmicznej<sup>10</sup>. Istnienie centralnej osobliwości wykryli, przy okazji rachunków numerycznych, Eardley i Smarr w roku 1979 [22].

6) Interpretacja funkcji  $R$  jako odległości jasnościowej.

7) Odróżnienie aktywnej masy grawitacyjnej od masy spoczynkowej.

Ostatnią klasyczną pracą o modelu LT, którą w wspomnimy, jest praca Bonnora z roku 1956 [23]. Bonnor poszedł o krok dalej niż Lemaître i zastosował model LT do opisu powstawania „mgławic” (czyli galaktyk) inną metodą. Założył on, że początkowe zaburzenie gęstości jest

statystyczną fluktuacją w jednorodnym ośrodku, i zbadał ewolucję takiego zaburzenia. Do opisu kosmicznego tła i samej galaktyki Bonnor używał modeli Friedmana o różnych parametrach, a model LT posłużył mu do interpolacji między tymi dwoma regionami. Natrafił on przy tym na problem, który do dziś nie został rozwiązany. Okazało się mianowicie, że jeśli początkowe zagęszczenie materii ma masę galaktyki (zawiera  $10^{67}$  nukleonów) i jest statystyczną fluktuacją gęstości w chwili 1000 lat po Wielkim Wybuchu, to musi mieć amplitudę gęstości wynoszącą  $10^{-34}$  gęstości tła. Aby jednak takie zaburzenie mogło osiągnąć w chwili obecnej gęstość obserwowaną w galaktykach, jego początkowa amplituda musiałaby wynosić  $10^{-5}$ . Zatem Wszechświat istnieje zbyt krótko, aby galaktyki mogły powstać w ten sposób. Początkowe zaburzenia gęstości muszą być generowane w inny sposób.

Obecnie uważa się, że początkowe fluktuacje gęstości powstały jako kwantowe fluktuacje wartości pola skalarnego odpowiedzialnego za inflację, ale jest to tylko hipoteza, niepotwierdzona żadnymi ścisłymi rachunkami. Nie istnieje teoria kwantowej grawitacji, ani też nie wiadomo, w jaki sposób pole skalarnie inflacji przekształca się w znaną dziś materię. Problem Bonnora nadal pozostaje nierozwiązany, mimo niezliczonych prac opublikowanych na ten temat.

Fluktuacje gęstości mogły wyłonić się z wybuchu początkowego, który wcale nie musiał być jednorodny i równoczesny, jak w modelach Friedmana. Istnienie tych fluktuacji nie jest problemem dla teorii względności, ale to wyjaśnienie nie stało się przedmiotem systematycznych badań.

#### 4. Kosmologia newtonowska

Milne i McCrea w roku 1934 [24] dokonali dość zadziwiającego odkrycia: modele rozszerzającego się, jednorodnego i izotropowego Wszechświata można wyprowadzić z teorii Newtona, zaś równanie opisujące proces ekspansji jest takie samo, jak w modelach Friedmana; inna jest tylko interpretacja jednej ze stałych ruchu. To, co w modelach Friedmana nazywało się „indeksem krzywizny”  $k$ , w modelach newtonowskich jest całkowitą energią jednostki masy cieczy, pomnożoną przez  $-2$ :  $k = -2E$ .

Warto tu przypomnieć w skrócie, jaką ewolucję przeszła kosmologia między rokiem 1915 a 1934. Do roku 1915 wszyscy astronomowie byli przekonani, że nasz Wszechświat jest statyczny. Ta wiara była tak silna, że zmusiła Einsteina do zmodyfikowania jego dopiero co sformułowanych równań pola grawitacyjnego. Oryginalne równania, jak się okazało, nie dopuszczały statycznych rozwiązań kosmologicznych. Einstein dopisał do swoich równań „człon kosmologiczny”, aby dopuścić statyczny model

<sup>8</sup>Wyniki te są tu opisane przy użyciu dzisiejszej terminologii, która w przeważającej części została wprowadzona po 1947 r.

<sup>9</sup>Znane powszechnie czarne dziury Schwarzschilda i Kerra są stacjonarne – opisują niezmiennie w czasie stany asymptotyczne czarnych dziur.

<sup>10</sup>Hipoteza ta mówi, że każda osobliwość musi być ukryta wewnątrz horyzontu zdarzeń. Jej zwolennicy twierdzą, że jest ona prawdziwa w odniesieniu do „generycznych” modeli czasoprzestrzeni. Modele LT, „niegeneryczne” z powodu sferycznej symetrii, dostarczyły wielu kontrprzykładów dla różnych wcześniejszych sformułowań tej hipotezy.

– i znalazł taki model w roku 1917. Kilka lat później, w pracach z 1922 i 1924 roku, Friedman znalazł rozwiązania równań Einsteina, w których materia (pył) poruszała się radialnie, powodując zmiany gęstości w czasie, ale gęstość pozostawała stała w przestrzeni. Einstein wyraził się o tych rozwiązaniach, że są „podejrzane” (podejrzał mianowicie błąd w rachunkach Friedmana) i dał się przekonać o ich poprawności dopiero po przeczytaniu listu z wyjaśnieniami od Friedmana (patrz komentarz do przedruku [4]). W roku 1929 Hubble opublikował wyniki swoich obserwacji, które pokazały, że Wszechświat się rozszerza, i dopiero w tym momencie społeczność astronomów i fizyków przyjęła do wiadomości, że Wszechświat nie jest statyczny.

W międzyczasie prace Friedmana zostały zapomniane i musiało minąć jeszcze parę lat, zanim informacja o jego modelach (odkrytych powtórnie i wzbogaconych o nowe elementy przez Lemaître’a [5]) przedostała się do publicznej świadomości. Dopiero wtedy, gdy było już wiadomo, że nasz rzeczywisty Wszechświat nie jest statyczny, Milne i McCrea zadali sobie pytanie: czy można taki Wszechświat opisać w teorii Newtona?

Ich metoda opiera się na jednym małym oszustwie. Rozpatrzmy kulę materii o promieniu  $R$  i powierzchnię  $S$  kuli o promieniu  $r < R$  i środkiem pokrywającą się ze środkiem większej kuli. Jak wiadomo, dla każdego punktu  $P$  na  $S$  całkowita siła grawitacyjna wywierana w  $P$  przez masę położoną na zewnątrz  $S$  jest równa zero – punkt  $P$  odczuwa grawitację tylko tej masy, która jest zawarta wewnątrz  $S$ . To jest ścisły wniosek rachunkowy – ale tylko wtedy, gdy całkowita masa układu (wnętrza kuli o promieniu  $R$ ) jest skończona. Dla jednorodnego układu nieskończonego wartość potencjału w punkcie  $P$  pochodzącego od masy położonej na zewnątrz  $S$  jest nieskończona, więc pytanie, czy ten potencjał zależy od  $r$ , jest nierozstrzygalne (dla układów skończonych nie zależy). Stwierdzenie, że siła działająca na  $P$  pochodząca od obszaru na zewnątrz  $S$  jest równa zero, nie daje się w tym przypadku ściśle udowodnić. Ponieważ jednak siła ta jest równa zero przy każdym skończonym  $R$ , można założyć, że jest ona też równa zero w granicy  $R \rightarrow \infty$ .

Przy tym założeniu można rozwiązać równanie Poissona i równania ruchu. Najbardziej zadziwiający jest następujący wniosek z pracy Milne’a i McCrea: ten rachunek jest tak prosty, że mógł być bez przeszkód wykonany już w XVIII w., po opracowaniu matematycznych podstaw teorii Newtona. Wystarczyło tylko zadać sobie pytanie, czy Wszechświat musi być statyczny. Wszyscy byli jednak tak bardzo pewni, że znają odpowiedź i że jest ona oczywista, iż nikomu to pytanie nie przyszło do głowy...

## 5. Klasyfikacja rzeczywistych trójwymiarowych algebr Liego

Ten temat pojawił się w teorii względności z dużym opóźnieniem. Matematyczny problem klasyfikacji

3-wymiarowych rzeczywistych algebr Liego został rozwiązany już w roku 1898 przez Luigi Bianchiego [25]. Okazało się, że istnieje 9 niezomorficznych klas takich algebr, przy czym dwie klasy są ciągłymi rodzinami algebr, numerowanymi jednym parametrem każda. Bianchi nazwał te klasy typami. Metoda, której użył, okazała się dość skomplikowana: jego klasyfikacja opierała się na badaniu wymiaru i struktury algebr pochodnych. Oryginalna praca ma prawie 100 stron i zawiera kilkaset wzorów.

Pierwsze zastosowanie tej klasyfikacji w teorii względności pojawiło się ponad 50 lat później, w pracy Tauba z roku 1951 [26]. Taub rozważał próżniowe równania Einsteina dla metryk z grupami symetrii różnych typów Bianchiego, działającymi na 3-wymiarowych orbitach przestrzennych<sup>11</sup>. Praca Tauba, z pewnym dalszym opóźnieniem, stała się z kolei inspiracją dla kosmologów. Modele Friedmana–Robertsona–Walkera (FRW) mają grupy symetrii należące do typów rozważanych przez Bianchiego, ale mają oprócz tego symetrię sferyczną. Czasoprzestrzenie typu Bianchiego bez sferycznej symetrii są więc naturalnymi uogólnieniami modeli FRW: są one jednorodne, ale na ogół nieizotropowe.

Jednym z relatywistów zainteresowanych kosmologią był Engelbert Schücking. Wynałazł on inną, znacznie prostszą metodę wyprowadzenia klasyfikacji Bianchiego – za pomocą algebraicznej klasyfikacji macierzy zbudowanej ze stałych strukturalnych 3-wymiarowej algebry Liego. Mianowicie, dla 3-wymiarowej algebry zbiorów stałych strukturalnych  $C^i_{jk} = -C^i_{kj}$  spełniających równania  $[J_j, J_k] = C^i_{jk} J_i$  zawiera 9 elementów – tyle samo, ile ogólna macierz  $3 \times 3$ . Odwzorowanie zbioru  $C^i_{jk}$  w zbiór macierzy  $H^{ij}$  dokonuje się za pomocą wzoru

$$C^i_{jk} = \epsilon_{sjk} H^{si},$$

gdzie  $\epsilon_{sjk}$  jest symbolem Levi-Civity. Macierz  $H^{ij}$  rozkłada się następnie na część symetryczną i część antysymetryczną, tę drugą reprezentuje się przez wektor  $a_i$  za pomocą wzoru  $a_i = -\frac{1}{2} \epsilon_{ijk} H^{[jk]}$  i bada się różne możliwe relacje między wektorem  $a_i$  a kierunkami własnymi części symetrycznej  $H^{(ij)}$ . Wszystkie typy Bianchiego pojawiają się wtedy jako nierównoważne przypadki. Rachunek jest tak prosty, że daje się przedstawić na 6 stronach druku. Niestety, Schücking nigdy nie opublikował tego wyniku – przedostał się on do publicznej wiadomości przez przypadek. Autor wygłosił w roku 1957 referat na seminarium z teorii względności w Hamburgu, w którym przedstawił swoje podejście. Siedzący wśród słuchaczy Wolfgang Kundt zanotował treść referatu, a potem odstepnił swoje notatki kilku znajomym. Pierwsze zastosowania metody Schückinga, oparte na notatkach Kundta, zostały opisane w pracach Ellisa i MacCalluma [29,30] oraz Estabrooka, Wahlquista i Behra [31]. Metoda Schückinga stała się w ten sposób znana, ale nikt nie znał ani nazwiska jej odkrywcy, ani oryginalnego źródła. Christoph Behr, w latach 60. magistrant Schückinga, dostał za za-

<sup>11</sup>Inspiracją dla Tauba miały być nieco wcześniejsze prace Gödla [27,28], w których autor rozważał dwa wybrane typy Bianchiego, nie wspominając jednak o pełnej klasyfikacji.

danie opracowanie i opublikowanie tej metody, ale nigdy swojej pracy nie ukończył. Mimo to, na podstawie zapowiedzi w pracy [31], nazywano czasem to podejście „klastyfikacją Bianchiego–Behra”.

Taka sytuacja trwała do roku 2000. Wtedy to autor niniejszego tekstu, będąc redaktorem serii „Golden Oldies”, zainteresował się tą sprawą i przeprowadził systematyczne „śledztwo”. W jego wyniku wszyscy uczestnicy procesu rozpowszechniania metody Schückinga spisali swoje wspomnienia [32], zaś Kundt przetłumaczył swoje notatki na angielski i opracował je redakcyjnie, po czym zostały one opublikowane jako osobna praca [33].

## 6. Modele wirującej materii

Wokół tego tematu urosła legenda. W roku 1949 ukazał się artykuł Kurta Gödla [27], zaczynający się od następującego stwierdzenia:

Wszystkie znane obecnie modele kosmologiczne z nieznikającą gęstością materii mają tę wspólną własność, że w pewnym sensie zawierają „absolutną” współrzędną czasową. Dzieje się tak, ponieważ istnieje w nich jednoparametrowy układ trójprzestrzeni wszędzie ortogonalnych do linii świata materii. Można łatwo zauważyć, że nieistnienie takiego układu trójprzestrzeni jest równoważne rotacji materii względem układu inercjalnego<sup>12</sup>.

Gödel był już wtedy sławnym matematykiem o wielkim autorytecie, więc stwierdzenie to zostało zauważone i utrwaliło się w publicznej pamięci. Niestety, było ono od początku nieprawdziwe. Pierwsze rozwiązanie równań Einsteina opisujące czasoprzestrzeń wewnątrz wirującej materii zostało opublikowane w roku 1924 przez Kornela Lanczosa [34]. Rozwiązanie Gödla było inne, nierównoważne rozwiązaniu Lanczosa, i w tym sensie było nowe w roku 1949. Odegrało ono ważną rolę w późniejszym rozwoju teorii względności, ponieważ jego niezwykle własności (np. istnienie zamkniętych linii czasowych) zainspirowały kilka kierunków badań – m.in. badanie osobliwości (patrz nota edytorska do przedruku [27]). Inspiracja polegała m.in. na tym, że Gödel podał większość swoich stwierdzeń bez dowodu; późniejsi badacze usiłowali te dowody odtworzyć.

Gödel mylił się w jeszcze jednym punkcie: jego rozwiązanie nie jest w żadnym sensie „kosmologiczne” – nie może ono być modelem rzeczywistego Wszechświata, chociaż do dziś bywa określane nazwą „Gödel Universe”. Model Wszechświata nie może być stacjonarny; materia w takim modelu musi ekspandować.

<sup>12</sup>W oryginale: All cosmological solutions with non-vanishing density of matter known at present have the common property that, in a certain sense, they contain an ‘absolute’ time coordinate, owing to the fact that there exists a one-parametric system of three-spaces everywhere orthogonal on the world lines of matter. It is easily seen that the non-existence of such a system of three-spaces is equivalent with a rotation of matter relative to the compass of inertia.

<sup>13</sup>Do dziś nie jest znane żadne ścisłe rozwiązanie równań Einsteina z fizycznie sensownym źródłem, w którym ekspansja i rotacja byłyby równocześnie różne od zera. Znane są „rozwiązania” z ekspansją i rotacją, w których źródłami są różne skomplikowane układy, np. ciecz anizotropowa o niezerowej lepkości i niezerowym przewodnictwie cieplnym. Tego rodzaju modele są mało przydatne. Każdy tensor metryczny jest rozwiązaniem równań Einsteina, jeśli dopuścimy wystarczająco skomplikowane źródło. Nieznikające składowe tensora energii–pędu interpretuje się wtedy jako strumienie ciepła albo anizotropię ciśnienia. Porównywanie takich modeli z wynikami obserwacji jest niemożliwe wskutek zbyt dużej liczby wielkości wymagających równoczesnego wyznaczenia obserwacyjnego.

Metryka Gödla może być przedstawiona następująco:

$$ds^2 = dt^2 + 2e^{r/a} dt d\varphi + \frac{1}{2} e^{2r/a} d\varphi^2 - dr^2 - dz^2,$$

gdzie  $a$  jest stałą, której wartość wyznacza gęstość materii  $\rho$ , stałą kosmologiczną  $\lambda$  i skalar rotacji  $\omega$ :

$$\kappa\rho = 1/a^2, \quad \omega^2 = 1/(2a^2) = -\lambda.$$

Rozwiązanie Lanczosa ma tensor metryczny

$$ds^2 = dt^2 - 2Cr^2 dt d\varphi + [C^2(r^4 - r^2) - \lambda(1 - e^{-r^2})] d\varphi^2 - \frac{e^{-r^2} r^2 dr^2}{C^2 r^2 + \lambda(1 - e^{-r^2})} - e^{-r^2} dz^2,$$

zaś gęstość materii i skalar rotacji są równe odpowiednio

$$\kappa\rho = 2\lambda + 4C^2 e^{r^2} \quad \text{oraz} \quad \omega = 2Ce^{r^2/2}.$$

Jak widać, rozwiązanie to ma bogatszą strukturę niż model Gödla – gęstość materii nie jest w nim stała i nie jest sztywno związana z wartością  $\lambda$ . Rozwiązanie Lanczosa w odróżnieniu od rozwiązania Gödla ma nietrywialne granice  $\omega = 0$  (odtworza ono wtedy „Wszechświat” Einsteina) oraz  $\lambda = 0$ . Jest ono stacjonarne i cylindrycznie symetryczne. Lanczos dokładnie przedyskutował jego własności geometryczne i fizyczne, m.in. zbadał zerowe geodezyjne, czyli tory promieni świetlnych. Ale paradoksalnie nie zauważył, że materia w tym modelu porusza się ruchem wirowym. Słowo „rotacja” nie pojawia się w tej pracy. Z treści artykułu Lanczosa można się domyślić, że próbował on zinterpretować swoje rozwiązanie jako model Galaktyki. Rozwiązanie to znalazł powtórnie van Stockum w roku 1937 [35] w trakcie badania czasoprzestrzeni stacjonarnych i osiowo symetrycznych.

W nieco późniejszej pracy Gödel przedyskutował różne własności modeli Wszechświata z rotacją i ekspansją, ale na podstawie samych równań Einsteina, bez przykładów ścisłych rozwiązań<sup>13</sup>. Według dzisiejszej terminologii rozważał on modele typu Bianchi IX. Wszystkie stwierdzenia z tamtej pracy są podane bez dowodu.

★ ★ ★

Seria „Golden Oldies” jest kontynuowana. Dotychczas ukazały się 33 prace [1], następnych 20 jest na różnych etapach przygotowań do druku. Autorzy wielu z nich doszli do wniosków, na których przyjęcie współczesna im publiczność naukowa nie była przygotowana. Od nas, pracowników nauki, społeczeństwo oczekuje, że

będziemy umieli docenić każdy nowy genialny pomysł, gdy się pojawi. Historia pokazuje niestety raz po raz, że nie potrafimy tego oczekiwania spełnić. Nie wystarczy wpaść na dobry pomysł i przedstawić go na seminarium, konferencji czy w publikacji<sup>14</sup>. Doświadczenie uczy, że od rzeczywistej wagi wyniku większy wpływ na rozpowszechnienie wiedzy o nim miewa umiejętnie podsunięcie odpowiednio spreparowanej informacji zaprzyjaźnionemu dziennikarzowi... Ale to już temat na osobną historię.

## Literatura

- [1] [www.mth.uct.ac.za/~cwh/goldies.html](http://www.mth.uct.ac.za/~cwh/goldies.html).
- [2] K. Schwarzschild, *Sitzungsber. Kön. Preuss. Akad. Wiss. Berlin, Phys.-Math. Kl.*, 189 (1916); przekład ang.: *Gen. Relat. Gravit.* **35**, 951 (2003).
- [3] J. Droste, *Konin. Nederl. Akad. Weten. Proc.* **19**, 197 (1917); przedruk: *Gen. Relat. Gravit.* **34**, 1545 (2002).
- [4] A.A. Friedmann, *Z. Physik* **10**, 377 (1922); **21**, 326 (1924); przekład ang. obu prac: *Gen. Relat. Gravit.* **31**, 1985 (1999); **32**, 1937 (2000).
- [5] G. Lemaître, *Ann. Soc. Sci. Bruxelles* **A47**, 49 (1927); przekład ang.: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **91**, 483 (1931).
- [6] H.P. Robertson, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **15**, 822 (1929).
- [7] A.G. Walker, *Quart. J. Math. Oxford* **6**, 81 (1935).
- [8] G. Lemaître, *Ann. Soc. Sci. Bruxelles* **A53**, 51 (1933); przekład ang.: *Gen. Relat. Gravit.* **29**, 637 (1997).
- [9] M. Kruskal, *Phys. Rev.* **119**, 1743 (1960).
- [10] G. Szekeres, *Publ. Math. Debrecen* **7**, 285 (1960); przedruk: *Gen. Relat. Gravit.* **34**, 1995 (2002).
- [11] I.D. Nowikow, *Soobshchenija GAISz* **132**, 3 (1964); przekład ang.: *Gen. Relat. Gravit.* **33**, 2259 (2001).
- [12] R.C. Tolman, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **20**, 169 (1934); przedruk: *Gen. Relat. Gravit.* **29**, 931 (1997).
- [13] N.R. Sen, *Z. Astrophys.* **9**, 215 (1934); przedruk: *Gen. Relat. Gravit.* **29**, 1473 (1997).
- [14] A. Krasieński, C. Hellaby, *Phys. Rev. D* **69**, 023502 (2004).
- [15] N. Mustapha, C. Hellaby, *Gen. Relat. Gravit.* **33**, 455 (2001).
- [16] H. Sato, w: *General Relativity and Gravitation*, red. B. Bertotti, F. de Felice, A. Pascolini (D. Reidel, Dordrecht 1984), s. 289.
- [17] H. Bondi, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **107**, 410 (1947); przedruk: *Gen. Relat. Gravit.* **31**, 1777 (1999).
- [18] C. Hellaby, K. Lake, *Astrophys. J.* **290**, 381 (1985); **300**, 461 (1985).
- [19] C. Hellaby, *Classical Quant. Grav.* **4**, 635 (1987).
- [20] A. Barnes, *J. Phys. A* **3**, 653 (1970).
- [21] A. Krasieński, C. Hellaby, *Phys. Rev. D* **69**, 043502 (2004).
- [22] D.M. Eardley, L. Smarr, *Phys. Rev. D* **19**, 2239 (1979).
- [23] W.B. Bonnor, *Z. Astrophys.* **39**, 143 (1956); przedruk: *Gen. Relat. Gravit.* **30**, 1111 (1998).
- [24] E.A. Milne, *Quart. J. Math. Oxford* **5**, 64 (1934); W.H. McCrea, E.A. Milne, *Quart. J. Math. Oxford* **5**, 73 (1934); przedruk obu prac: *Gen. Relat. Gravit.* **32**, 1933 (2000).
- [25] L. Bianchi, *Memorie Matemat. Fisica Soc. Italiana Scienze* **11**, 267 (1898); przekład ang.: *Gen. Relat. Gravit.* **33**, 2171 (2002).
- [26] A.H. Taub, *Ann. Math.* **53**, 472 (1951); przedruk: *Gen. Relat. Gravit.* **36**, 2689 (2004).
- [27] K. Gödel, *Rev. Mod. Phys.* **21**, 447 (1949); przedruk: *Gen. Relat. Gravit.* **32**, 1409 (2000).
- [28] K. Gödel, w: *Proc. Int. Congress of Mathematicians*, red. L.M. Graves i in. (Cambridge, Mass. 1952), t. 1, s. 175; przedruk: *Gen. Relat. Gravit.* **32**, 1419 (2000).
- [29] G.F.R. Ellis, M.A.H. MacCallum, *Commun. Math. Phys.* **12**, 108 (1969).
- [30] M.A.H. MacCallum, G.F.R. Ellis, *Commun. Math. Phys.* **19**, 31 (1970).
- [31] F.B. Estabrook, H.D. Wahlquist, C.G. Behr, *J. Math. Phys.* **9**, 497 (1968).
- [32] A. Krasieński i in., *Gen. Relat. Gravit.* **35**, 475 (2003).
- [33] W. Kundt, *Gen. Relat. Gravit.* **35**, 491 (2003).
- [34] K. Lanczos, *Z. Physik* **21**, 73 (1924); przekład ang.: *Gen. Relat. Gravit.* **29**, 359 (1997).
- [35] W.J. Van Stockum, *Proc. Roy. Soc. Edinburgh* **57**, 135 (1937).
- [36] R.P. Kerr, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 237 (1963).
- [37] B. Woods, <http://ifs.massey.ac.nz/mathnews/centrefolds/58/Aug1993.shtml>.



Dr hab. ANDRZEJ KRASIEŃSKI jest zatrudniony w Centrum Astronomicznym im. Mikołaja Kopernika (PAN, Warszawa) na stanowisku docenta. Zajmuje się fizyczną interpretacją oraz astrofizycznymi zastosowaniami ścisłych rozwiązań równań Einsteina. Od kilku lat, we współpracy z Charlesem Hellaby z Uniwersytetu w Cape Town i z doktorantem Krzysztofem Bolejko, zajmuje się zastosowaniem modeli kosmologicznych Lemaître'a–Tolmana i Szekeresa do opisu powstawania i ewolucji struktur we Wszechświecie (gromad galaktyk, pustek, galaktyk zawierających centralne czarne dziury) w ramach ścisłej teorii Einsteina. Jest autorem monografii o niejednorodnych modelach kosmologicznych (1997) i podręcznika teorii względności (2006, wspólnie z Jerzym Plebańskim), wydanych przez Cambridge University Press. Jest też członkiem komitetu redakcyjnego miesięcznika *General Relativity and Gravitation* i redaktorem serii „Golden Oldies” – przedruków klasycznych starych prac w *GRG*, opatrzonych współczesnymi komentarzami.

<sup>14</sup>Jaskrawym przykładem jest tu sławne rozwiązanie Kerra [36], które zostało po raz pierwszy przedstawione na I Teksaskim Sympozjum Astrofizyki Relatywistycznej. Według autora notatki biograficznej Kerra [37] nie wzbudziło ono u tamtej publiczności żadnego zainteresowania. Uznanie i sława przyszły stopniowo potem – na szczęście dla Kerra nie było innych pretendentów do tytułu odkrywcy.



# Umilowanie dokładności\*

Theodor W. Hänsch

Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching  
oraz Wydział Fizyki, Ludwig-Maximilians-Universität München, Niemcy

---

Passion for precision

---

*Nobel Lecture, 8 December 2005, Stockholm*

## Wstęp

W naszym świecie, tak złożonym i ulegającym ciągłym zmianom, miło jest wiedzieć, że są wielkości fizyczne, których wartości daje się mierzyć i przewidywać z bardzo dużą dokładnością. Dokładne pomiary zawsze mnie pociągały jako jedno z najpiękniejszych aspektów fizyki. Mając lepsze narzędzia pomiarowe, można sięgnąć tam, gdzie jeszcze nikt nie mógł dotrzeć. Nieraz już się zdarzyło, że pozornie nieistotne różnice wartości zmierzonych i wyznaczonych teoretycznie doprowadziły do znacznego rozwoju podstaw wiedzy. Narodziny współczesnych nauk przyrodniczych są nierozdzielnie związane ze sztuką dokładnych pomiarów.

Odkąd Galileo Galilei i Christiaan Huygens zbudowali zegar wahadłowy, czas i częstość są wielkościami, które potrafimy mierzyć najdokładniej. Dobrą taktyką pomiarową, umożliwiającą uzyskanie dużej dokładności, jest dziś często zastąpienie pomiaru jakiejś wielkości fizycznej, np. długości czy napięcia, pomiarem częstości. To właśnie miał na myśli mój przyjaciel i mistrz, Arthur Schawlow, gdy radził swym studentom z Uniwersytetu Stanforda: „Mierzcie zawsze tylko częstość!”. Pomiar częstości, polegający na zliczaniu drgań w pewnym przedziale czasu, jest w swej istocie cyfrowy, co mu zapewnia niezależność od wielu źródeł szumu. Od dawna istnieją liczniki elektroniczne działające nawet w zakresie częstości mikrofalowych. XIII Generalna Konferencja Miar zdefiniowała w 1967 r. sekundę, naszą jednostkę czasu, jako czas, w którym w cezowym zegarze atomowym zachodzi 9 192 631 770 drgań związanych z przejściem nadsubtelnym w stanie podstawowym atomu  $^{133}\text{Cs}$ . Dziś, po 50 latach nieustannych ulepszeń, cezowe zegary atomowe, w których wykorzystuje się to przejście mikrofalowe, mają dokładność sięgającą piętnastej cyfry znaczącej [1].

Jeszcze większej dokładności spodziewamy się po przyszłych zegarach atomowych, w których rolę waha-  
dła przejmą przejścia optyczne, tzn. przejścia atomowe

lub jonowe o częstości światła. Dzięki dzieleniu mierzonego odstępu czasu na odcinki około stu tysięcy razy krótsze niż dotychczas, zegary takie mają znacznie ulepszyć pomiary czasu i częstości. Niezbędny do tego „mechanizm zegarowy”, którego od dawna poszukiwano, można już dziś uzyskać dzięki wykorzystaniu grzebienia częstości laserów femtosekundowych – superdokładnego narzędzia pomiarowego, które umożliwia bezpośrednio, spójne powiązanie oraz porównanie ze sobą częstości optycznych i mikrofalowych. Laserowe grzebienie częstości mogą być niezwykle użyteczne w nowych sprawdzianach podstawowych praw fizyki. Dokładne porównanie optycznych częstości rezonansowych w atomie wodoru i innych atomach z mikrofalową częstością cezowego zegara atomowego już pozwoliło wyznaczyć nowe granice możliwych dowolnych zmian podstawowych stałych fizycznych. Wytwarzanie wysokich harmonicznych promieniowania optycznego umożliwia zastosowanie metody grzebienia częstości w skrajnym (próżniowym) nadfiolecie, a więc wykorzystanie w tym zakresie metod dokładnej spektroskopii laserowej. Metoda grzebienia częstości jest też kluczem do badań w zakresie attosekundowym, gdyż pozwala sterować polem elektrycznym ultrakrótkich impulsów laserowych.

Grzebienie częstości laserów femtosekundowych wyróżniono w uzasadnieniu przyznania Nagrody Nobla z fizyki za 2005 r. Choć powstały zaledwie ok. 7 lat temu, są już dziś standardowym narzędziem w dokładnej spektroskopii i pomiarach częstości optycznych, stosowanym w laboratoriach na całym świecie. Bardzo szybko na rynku pojawiły się komercyjne przyrządy pomiarowe, a metoda grzebienia częstości została obszernie opisana w artykułach przeglądowych i monografiach [2–4]. W tym wykładzie przedstawię rozwój tych fascynujących metod pomiaru czasu i częstości tak, jak sam go widziałem. Nie będzie to oczywiście przegląd wyczerpujący – skupię się na wybranych pracach, które wyznaczały moją własną krętą ścieżkę do zrozumienia badanych zjawisk.

---

\*Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 2005 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. [Translated with permission. Copyright © 2005 by the Nobel Foundation]

## Narodziny bezdopplerowskiej spektroskopii laserowej

Spektroskopia laserowa o dużej zdolności rozdzielczej i w ogóle dokładne pomiary spektroskopowe pociągały mnie od czasu studiów na Uniwersytecie w Heidelbergu. Wykonując pracę dyplomową, a potem doktorską, pracowałem z laserami helowo-neonowymi w zespole Petera Toschka w Instytucie Fizyki Stosowanej kierowanym przez Christoph'a Schmelzera. Moją uwagę przyciągnęło wąskie, centralne minimum Lamba, zaobserwowane po raz pierwszy przez Abrahama Szöke i Ali Javana podczas przestrajania jednomodowego lasera gazowego w zakresie dopplerowskiego profilu wzmocnienia [5]. Istnienie takiego minimum przewidywała półklasyczna teoria lasera, dzieło Willisa Lamba [6]. Pierwsze proste wyjaśnienie tego zjawiska, wykorzystujące pojęcia nasycenia oraz „wypalania dziur” w widmie fali stojącej w rezonatorze lasera, podał Bill Bennett [7]. Inni badacze, m.in. John Hall, Wieniamin Czebotajew i Christian Bordé, wykryli wkrótce potem „odwrócone minima Lamba”, umieszczając w rezonatorze lasera gaz, którego cząsteczki pochłaniały promieniowanie [8]. Patrząc na tak niespotykane wąskie linie w widmie, można było niemal fizycznie „wyczuć nosem” rewolucję w spektroskopii laserowej, jaka miała zajść w ciągu kilku kolejnych lat. Jednak w owym czasie bezdopplerowskie metody spektroskopowe można było wykorzystać do badania zaledwie kilku przejść w laserach gazowych oraz cząsteczkowych linii absorpcyjnych o akurat takiej samej długości fali. W moich pracach z Peterem Toschkiem badałem interferencję kwantową przejść sprzężonych w trójpoziomowych układach atomowych [9,10], stwierdzając istnienie zjawisk uznanych ostatnio za ważne, takich jak akcja laserowa bez inwersji obsadzeń i indukowana elektromagnetycznie przezroczystość. One też są istotne dla zrozumienia spowalniania światła.

W roku 1970 rozpocząłem staż podoktorski u Arthura L. Schawlowa na Uniwersytecie Stanforda. Współpracując z jednej strony z Peterem Smithem, wówczas z Berkeley [11], z drugiej z Markiem Levensonem ze Stanforda [12], udoskonaliłem nową metodę bezdopplerowskiej spektroskopii nasyceniowej, która nie wymaga umieszczenia próbki w rezonatorze lasera. Wkrótce potem udało mi się zbudować szeroko przestrajalny impulsowy laser barwnikowy pompowany laserem azotowym, który był tak monochromatyczny, że pozwalał na zastosowanie metody bezdopplerowskiej spektroskopii nasyceniowej do badania dowolnej atomowej linii rezonansowej [13,14]. Szeroko przestrajalną akcję laserową w ciekłych roztworach barwników organicznych odkryli w 1966 r. niezależnie Fritz Schäfer [15] i Peter Sorokin [16].

## Spektroskopia laserowa atomu wodoru

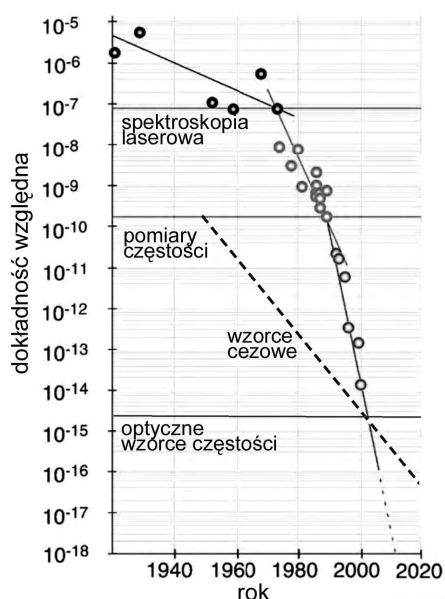
Arthur Schawlow zaproponował, abyśmy w Stanfordinie wykorzystali naszą metodę do badania czerwonej linii  $\alpha$  serii Balmera w widmie atomu wodoru, która była głównym obiektem zainteresowania spektroskopii atomowej w latach trzydziestych XX w. ze względu na podejrze-

nia o niezgodność obserwowanego kształtu linii z przewidywaniami relatywistycznej teorii kwantowej Diraca [17]. W owych czasach można było zarejestrować jedynie szeroką linię o nierozdzielonych składowych struktury subtelnej, gdyż rozszerzenie dopplerowskie jest szczególnie duże dla lekkich atomów wodoru. Spektroskopia najprostszego z atomów – wodoru – od dawna odgrywa kluczową rolę w historii fizyki atomowej. Seria Balmera w zakresie widzialnym, umożliwiając rozszyfrowanie praw fizyki kwantowej, stała się odpowiednikiem kamienia z Rosetty. Wyniki jej badań były inspiracją dla przełomowych odkryć Nielsa Bohra, Arnolda Sommerfelda, Louis de Broglie'a, Erwina Schrödingera, Paula Diraca czy nawet prac Willisa Lamba, które dały podstawy współczesnej elektrodynamiki kwantowej.

W roku 1972 doktorant Issa Shahin i ja przedstawiliśmy z dumą Arthurowi Schawlowowi bezdopplerowskie widmo nasyceniowe czerwonej linii  $\alpha$  serii Balmera, zarejestrowane przy użyciu naszego przestrajalnego impulsowego lasera barwnikowego [18]. W tym wysokorozdzielczym widmie optycznym ujawniło się wyraźnie przesunięcie Lamba poziomów  $2S$ , tzn. rozszczepienie poziomów  $2S_{1/2}$  i  $2P_{1/2}$ , które według teorii Diraca powinny być zdegenerowane. Był to początek długiej historii dokładnych badań spektroskopowych widma atomu wodoru, które umożliwiły niezwykle wzrost jakości porównania doświadczenia z teorią. Badania te trwają do dziś. Były one inspiracją wielu ulepszeń metod spektroskopowych, w tym pierwszej koncepcji laserowego chłodzenia gazów atomowych [19], a ostatnio – grzebienia częstości laserów femtosekundowych.

Na rysunku 1 pokazano, jak z upływem czasu polepszała się dokładność pomiarów spektroskopowych dla atomu wodoru [20]. Klasyczne metody spektroskopowe charakteryzowały się dokładnością względną rzędu  $10^{-6}$ – $10^{-7}$ , ograniczoną przez dużą szerokość dopplerowską linii widmowych wodoru. Granicę tę pokonaliśmy w 1971 r. w Stanfordinie, wykorzystując metody nieliniowe i przestrajalne lasery barwnikowe. Niebawem dołączyły do nas inne zespoły badawcze, przede wszystkim z New Haven, Oksfordu i Paryża, co doprowadziło w ciągu następnych 20 lat do zwiększenia dokładności o trzy rzędy wielkości. Około roku 1990 dotarliśmy do nowej granicy, związanej z niemożnością polepszenia pomiaru długości fali światła ze względu na nieuniknione geometryczne zniekształcenia czoła fali. Zejście do dokładności rzędu  $10^{-10}$  stało się możliwe, gdy zorientowaliśmy się, że należy mierzyć częstość, a nie długość fali światła, i nauczyliśmy się robić to coraz lepiej. W roku 2003 osiągnęliśmy dokładność względną  $1,4 \cdot 10^{-14}$  [21]. Dalszy postęp okazał się jednak trudny, gdyż napotkaliśmy kolejną granicę, wynikającą z dokładności, z jaką znamy jednostkę czasu – sekundę. Cezowe zegary atomowe ulepszano stale przez ostatnie 50 lat [1], jak pokazuje linia przerywana na rys. 1, lecz dalszy rozwój ich konstrukcji jest już mało prawdopodobny. Współczesne metody pomiaru częstości światła dają jednak nadzieję na skonstruowanie optycznych zegarów atomowych, wykorzystujących ostre linie atomowe

w widmach chłodzonych i pułapkowanych jonów, atomów oraz cząsteczek. Tego rodzaju zegary mogą umożliwić pomiary spektroskopowe z dokładnością względną  $10^{-18}$  lub nawet lepszą.



Rys. 1. Dokładność względną optycznych pomiarów spektroskopowych dla atomu wodoru w ciągu ostatnich 80 lat. Przełomowe zmiany zaszły we wczesnych latach 70., gdy powstała bezdopplerowska spektroskopia laserowa, i we wczesnych latach 90., gdy rozwinięto pomiary częstotliwości optycznych. Dokładność tych ostatnich dotrze wkrótce do granic czułości cezowych wzorców atomowych. Rozwój optycznych wzorców częstotliwości powinien doprowadzić w przyszłości do gwałtownych postępów w tej dziedzinie.

Dla atomu wodoru najlepszą rozdzielczość można uzyskać, badając w nadfiolecie przejście dwufotonowe  $1S-2S$ , dla którego naturalna szerokość linii wynosi zaledwie 1 Hz. Jeśli przejście to wzbudzamy przy użyciu dwóch przeciwbieżnych wiązek laserowych, to przesunięcia dopplerowskie pierwszego rzędu się znoszą, co pierwszy zauważył Wieniamin Czebotajew [22]. Takie bezdopplerowskie widma zarejestrowaliśmy po raz pierwszy w Stanfordzie w 1975 r. [23]. W Garching badamy to przejście w wiązce zimnych atomów wodoru, kierując wzbudzającą wiązkę laserową wzdłuż wiązki atomowej [21]. Od roku 1986 wielu doktorantów i młodych badaczy przyczyniło się w istotny sposób do postępu w tej dziedzinie.

Atomy wodoru wytwarza się dziś przez dysocjacje mikrofalową cząsteczek, a następnie ochładza do temperatury ok. 6 K w zderzeniach ze ściankami dyszy połączonej z kriostatem helowym. Bezdopplerowskie wzbudzenie dwufotonowe uzyskuje się wzdłuż wiązki atomowej w fali stojącej o długości fali 243 nm, wprowadzając promieniowanie drugiej harmonicznej światła z lasera barwnikowego do rezonatora umieszczonego w komorze próżniowej. Atomy wzbudzone do stanu metatrwałego  $2S$  przebywają drogę ok. 10 cm, po czym poddaje się je działaniu

pola elektrycznego, które powoduje ich powrót do stanu podstawowego, i rejestruje fotony linii  $\alpha$  serii Lymana, leżącej w nadfiolecie próżniowym. Wiązkę światła z lasera przesłania się okresowo za pomocą przerywacza i mierzy liczby fotonów odpowiadające różnym czasom opóźnienia. Wybierając atomy powolne, dla których opóźnienie wynosi 1,3 ms, otrzymuje się szerokość linii o długości fali 243 nm równą ok. 530 Hz, co odpowiada rozdzielczości  $4,3 \cdot 10^{-13}$ . Do pomiaru położenia linii z dokładnością do 1% podanej szerokości potrzebna byłaby rozdzielczość  $5 \cdot 10^{-15}$ .

## Pomiar częstotliwości w zakresie optycznym

Obserwacja wąskich linii rezonansowych metodami nieliniowej spektroskopii laserowej z rozdzielczością znacznie lepszą od rozdzielczości granicznej metod interferometrycznych już dość dawno wskazała na konieczność rozwoju metod pomiaru częstotliwości, a nie długości fali światła. Poszukiwanie takich metod ma historię niemal tak długą, jak sam laser. Ali Javan, jeden z konstruktorów lasera helowo-neonowego, jako pierwszy przy użyciu płytki światłodzielną nałożył na siebie wiązki z dwóch laserów i za pomocą detektora zarejestrował dudnienia, podobne jak w przypadku interferencji fal dźwiękowych wysyłanych przez dwa kamertony [24]. Był to wynik zupełnie nieoczekiwany, wykazujący, że światło z lasera ma właściwości podobne do klasycznej fali radiowej. Fala z lasera musi więc być spójna, tzn. mieć dobrze określoną fazę i amplitudę, tak że powinno być możliwe zliczanie jej maksimów. Problem w tym, że w fali świetlnej zachodzi ok.  $5 \cdot 10^{14}$  drgań na sekundę, a nie mamy aż tak szybkich detektorów i układów elektronicznych, nie da się zatem zbudować częstotściomierza w zakresie optycznym.

We wczesnych latach sześćdziesiątych Ali Javan rozpoczął w MIT badania mające na celu przeniesienie metod pomiaru częstotliwości mikrofal do optycznego zakresu widma. Próbował wykorzystywać włosowe kontakty punktowe metal–izolator–metal jako nadajniki, detektory i mieszacze dla fal z lasera wysyłającego promieniowanie podczerwone. Elementy takie zastosowali potem John Hall i Ken Evenson w National Bureau of Standards (NBS, obecnie NIST) w Boulder w pierwszym łańcuchu harmonicznych częstotliwości laserowych użytym do wyznaczenia prędkości światła drogą pomiaru zarówno długości fali, jak i częstotliwości stabilizowanych względem linii metanu laserów helowo-neonowych o długości fali 3,39  $\mu\text{m}$  [25]. Ów łańcuch był bardzo złożoną aparaturą, skonstruowaną do pomiaru tylko jednej częstotliwości optycznej, w związku z czym zbudowano zaledwie kilka takich układów pomiarowych – w najlepiej wyposażonych laboratoriach metrologicznych. Łańcuch z NBS w Boulder tak udoskonalono we wczesnych latach osiemdziesiątych, że częstotliwości pewnych widzialnych linii lasera helowo-neonowego stabilizowanego względem linii jodu można było wyznaczać z dokładnością względną  $10^{-10}$ . Te osiągnięcia sprawiły, że na XVII Generalnej Konferencji Miar w 1983 r. zmieniono definicję metra, przyjmując, że prędkość światła w próżni c

wynosi dokładnie 299 792 458 m/s. Metr jest więc teraz drogą przebywaną przez światło w czasie 1/299 792 458 sekundy. Długość fali  $\lambda$  światła (np. z lasera) w próżni można zatem obecnie wyznaczyć, mierząc jego częstość  $\nu$  i korzystając z zależności  $\nu\lambda = c$ .

Skomplikowany łańcuch częstości z NBS przestał niestety działać wkrótce po przyjęciu tej definicji i przez następnych 10 lat nie było w Stanach Zjednoczonych ani jednego laboratorium, w którym można byłoby z niej skorzystać. W Europie istniało kilka takich laboratoriów, przede wszystkim w Obserwatorium Paryskim (obecnie w LNE-SYRTE) oraz w PTB (niemieckim urzędzie miar) w Brunshwiku. W artykule opublikowanym na początku 1996 r. [26] zespół z PTB doniósł o pierwszym spójnym fazowo pomiarze częstości promieniowania widzialnego. Aby porównać częstość czerwonej linii interkombinacyjnej wapnia z częstością mikrofalową cezowego zegara atomowego, zbudowano niezwykle skomplikowany łańcuch częstości zajmujący trzy wielkie laboratoria w dwóch osobnych budynkach. W celu uzyskania dostatecznej stałości fazy częstość zegara powiązano najpierw z częstością 100 MHz stabilnego generatora kwarcowego. Następnie zbudowano łańcuch obejmujący całe widmo promieniowania elektromagnetycznego. W każdym kroku wytwarzano pewną harmoniczną w odpowiednim układzie nieliniowym, dbając o to, by utrzymać moc wystarczającą do wykonania kolejnego kroku (korzystano przy tym z generatorów fazoczułych). Aby osiągnąć wymaganą częstość końcową przy użyciu pewnej liczby generatorów częstości pośrednich, trzeba było rozwiązać trudną łami-główkę.

Było rzeczą jasną, że nie stać nas na zbudowanie takiego łańcucha harmonicznymi częstościami lasera na potrzeby doświadczeń z wodorem w Garching. W roku 1988 wymyśliłem prostsze rozwiązanie w postaci łańcucha przedziałów częstości, w którym operuje się różnicami częstości, a nie samymi częstościami, tak że cały czas pozostaje się w wygodnym zakresie widma, np. w bliskiej podczerwieni, gdzie można stosować niewielkie lasery diodowe [27]. Podstawowym elementem takiego łańcucha jest dzielnik przedziału częstości, który stanowi laser w pętli sprzężenia zwrotnego wymuszającej jego działanie z częstością równą średniej arytmetycznej dwóch częstości wejściowych. W tym celu porównuje się drugą harmoniczną lasera głównego z sumą dwóch częstości wejściowych. Wytworzoną w nieliniowym kryształce optycznym. Łańcuch  $n$  takich dzielników dzieli duży przedział częstości przez  $2^n$ . Aby zmierzyć bezwzględną częstość lasera  $\nu$ , można zacząć od przedziału wyznaczonego przez  $\nu$  oraz drugą harmoniczną  $2\nu$ , o rozpiętości równej właśnie częstości  $\nu$ . Po podziale tego przedziału na pół np. 15 razy dostajemy przedział częstości tak mały, że za pomocą szybkiego fotodetektora można już zaobserwować dudnienia fal o częstościach skrajnych i zmierzyć ich częstość przy użyciu częstościomierza z zakresu mikrofal. Działanie takiego dzielnika zademonstrowałem po raz pierwszy w 1990 r. [28] wraz z Haraldem Telle, który przeszedł do nas z PTB, oraz Dieterem Meschede.

Nie zbudowaliśmy nigdy pełnego częstościomierza optycznego, lecz tylko łańcuch czterech dzielników do pomiaru częstości z przedziału 1 THz, który był nam potrzebny do porównania częstości przejścia 1S–2S w wodrze z częstością (z zakresu podczerwieni) stabilizowanego względem linii metanu lasera helowo-neonowego o długości fali 3,39  $\mu\text{m}$ , co miało być punktem wyjściowym naszego krótkiego łańcucha częstości harmonicznymi lasera [29]. Ta pośrednia częstość odniesienia musiała być wielokrotnie porównywana z częstością zegara cezowego w Brunshwiku przy użyciu łańcucha z PTB. W roku 1997 ustanowiliśmy nowy rekord dokładności pomiaru częstości optycznej, wyznaczając częstość przejścia 1S–2S w nadfiolecie z dokładnością względną  $3,7 \cdot 10^{-13}$  [29]. Korzystając z tej wartości oraz z innych pomiarów spektroskopowych dla wodoru, wyznaczyliśmy nową wartość stałej Rydberga, która pozwala porównywać częstości wszystkich przejść spektroskopowych i jest najdokładniej znaną podstawową stałą fizyczną. Potrafilismy też wyznaczyć przesunięcie Lamba dla stanu podstawowego 1S tak dokładnie, by stworzyć nowy, rygorystyczny sprawdzian elektrodynamiki kwantowej stanów związanych. Ponadto, zakładając poprawność elektrodynamiki kwantowej, wyznaczyliśmy nową wartość średniego kwadratowego promienia ładunku protonu i promienia struktury deuteronu [29,30]. Byliśmy bardzo dumni z tego, że w doświadczeniu wykonanym w zwykłym laboratorium uzyskaliśmy dokładność o rząd wielkości lepszą niż w doświadczeniach z rozpraszaniem elektronów wykonywanych przy dużych akceleratorach.

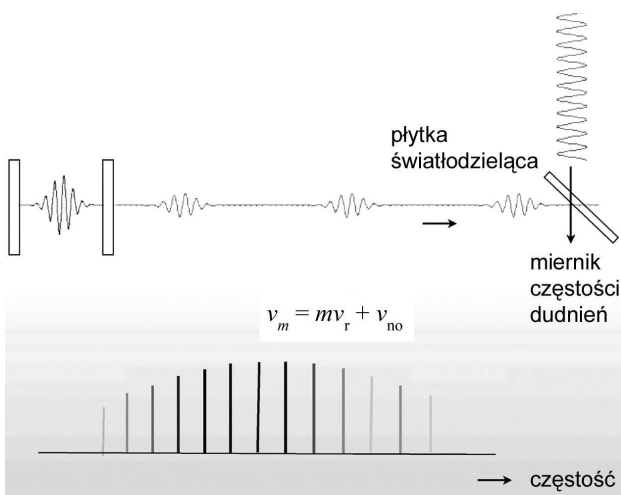
Wkrótce wiele laboratoriów metrologicznych podjęło budowę częstościomierzy optycznych wykorzystujących optyczne dzielniki przedziałów częstości. W Garching zajmowaliśmy się też elektrooptycznymi generatorami grzebieni częstości, udostępnionymi nam uprzejmie przez Motonobu Kourogię. Układy takie wytwarzają grzebień równoodległych modulacyjnych pasm bocznych obejmujący zakres kilku teraherców [31]. Wykorzystanie takiego grzebienia elektrooptycznego w ostatnim kroku łańcucha mogłoby umożliwić zbudowanie częstościomierza zawierającego tylko sześć lub siedem dzielników przedziałów częstości. Podczas długiego pobytu w Garching Motonobu Kourogi nauczył nas, jak rejestrować nawet bardzo słabe linie grzebienia, korzystając z detekcji heterodynowej, co pozwala zwiększyć stosunek sygnału do szumu dzięki kompensacji detektorów optycznych i użyciu regulowanych dzielników wiązki. Wkrótce udało nam się bezpośrednio porównać dokładność tego generatora grzebienia częstości i naszego łańcucha dzielników przedziałów częstości [32].

Poszukując najlepszego sposobu dokładnego pomiaru częstości w zakresie optycznym, próbowano wielu różnych metod, m.in. interferometrii modulowanych fal laserowych [33,34] i podziału częstości za pomocą fazoczułych optycznych generatorów parametrycznych [35]. David Wineland proponował synchronizację ruchu cyklotronowego pojedynczego elektronu za pomocą fali z lasera [36]. Wkrótce jednak wszystkie te pomysły przeszły do lamusa.

Od roku 1998 pomiary częstości optycznych stały się znacznie prostsze dzięki użyciu grzebieni częstości optycznych wykorzystujących lasery femtosekundowe [2,3].

## Grzebienie częstości optycznych z laserów femtosekundowych

Układ do pomiarów przy użyciu grzebienia częstości jest dość prosty, jak pokazano na rys. 2. Jego sercem jest laser femtosekundowy z synchronizacją modów, w którym krótki impuls podobny do solitonu obiega rezonator optyczny. Przypomina to eksperyment myślowy Einsteina z zegarem świetlnym. Po każdym obiegu rezonatora część impulsu (jego osłabiona kopia) opuszcza rezonator, tak że laser wysyła regularny ciąg bardzo krótkich impulsów. Aby zmierzyć nieznaną częstość fali z jakiegoś lasera, wiązkę z tego lasera i ciąg impulsów nakłada się na siebie na płytce światłodzielącej i za pomocą detektora rejestruje sygnał interferencyjny. Zakładając w pewnym uproszczeniu, że ciąg impulsów jest idealnie okresowy, otrzymujemy sygnał dudnień o małej częstości za każdym razem, gdy częstość fali z lasera jest taka, że w przedziale czasu między dwoma impulsami zachodzi całkowita liczba drgań. Na przykład, jeśli laser wysyła dokładnie miliard impulsów na sekundę, a wiemy, że w fali z lasera zachodzi 500 000 drgań w czasie między dwoma impulsami, to częstość optyczna musi być równa 500 000 miliardów cykli na sekundę, czyli herców.



Rys. 2. Schemat grzebieniowego syntetyzatora częstości lasera femtosekundowego

Prowadząc rozważania w przestrzeni częstości powiemy, że sprzężone mody podłużne lasera impulsowego tworzą grzebień jednakowo od siebie odległych linii widmowych. Dudnień o małej częstości należy się spodziewać za każdym razem, gdy nieznaną częstość lasera jest bliska częstości jednej z linii grzebienia. Powstawanie widma grzebieniowego jest dobrze wyjaśnione w klasycznym podręczniku Anthony'ego E. Siegmana [37]. Rozważmy impuls dowolnego kształtu obiegający rezonator

optyczny. Po każdym obiegu część impulsu wychodzi z rezonatora przez częściowo przepuszczalne zwierciadło. Jej widmo może być szerokie i skomplikowane, lecz dwa identyczne impulsy wyjściowe mogą wytworzyć obraz interferencyjny, przypominający wynik doświadczenia Younga z dwiema szczelinami. Trzy impulsy dadzą widmo podobne do obrazu interferencyjnego z trzech szczelin, a nieskończenie wiele impulsów – szereg ostrych linii, odpowiadających modom rezonatora. Matematycznie rzecz biorąc, idealnie okresowy ciąg impulsów można opisać za pomocą szeregu Fouriera, przy czym linie grzebienia odpowiadają wyrazom tego szeregu.

Odstęp sąsiednich modów, czyli linii grzebienia, jest równy częstości repetycji lasera  $\nu_r$ . Jest tak nawet wtedy, gdy kolejne impulsy nie są identyczne, lecz występują powtarzalne przesunięcia fazowe elektromagnetycznej „fali nośnej” względem obwiedni następujących po sobie impulsów [38,2,3]. Takie przesunięcia są nieuniknione w każdym laserze ze względu na dyspersję w rezonatorze. Cały grzebień jest zatem przesunięty względem harmonicznym o całkowitych wielokrotnościach  $m$  częstości repetycji  $\nu_r$  o wielkość  $\nu_{no}$ , wyznaczoną przez łączne przesunięcie fazy (modulo  $2\pi$ ) względem fali nośnej w przedziale czasu między dwoma impulsami. Częstość  $m$ -tej linii grzebienia wyraża się więc wzorem

$$\nu_m = m\nu_r + \nu_{no}.$$

Taki grzebień działa jak linijka w przestrzeni częstości i umożliwia pomiar nawet dużej różnicy częstości optycznych w jednostkach częstości repetycji impulsów  $\nu_r$ . Jeśli obie te częstości są znanymi wielokrotnościami lub ułamekami tej samej częstości lasera  $\nu$ , to pomiar umożliwia wyznaczenie częstości  $\nu$ . Jeśli znamy częstość repetycji  $\nu_r$ , to częstość dudnień fali o znanej częstości optycznej  $\nu$  oraz najbliższej niej leżącej linii grzebienia daje informację o nieznanym przesunięciu częstości  $\nu_{no}$ . Znając dwie częstości z zakresu radiowego  $\nu_r$  oraz  $\nu_{no}$  i numer modu  $m$ , można obliczyć częstość każdej linii grzebienia.

Bogactwo zastosowań metody grzebieniowej było dla wielu specjalistów zaskoczeniem. Widmo częstości lasera femtosekundowego można bez zaburzenia sekwencji linii grzebienia rozszerzyć przy użyciu nieliniowego ośrodka optycznego, tak by obejmowało ponad oktawę w zakresie optycznym. Najczęściej stosuje się dziś układ, w którym ciąg impulsów z lasera tytanowo-szafirowego, z synchronizacją modów za pomocą soczewki kerrowskiej, kieruje się do falowodu optycznego o cienkim rdzeniu z litego szkła kwarcowego, otoczonym szkłem zawierającym pęcherzyki powietrza [39,40]. Dzięki dużej zmianie współczynnika załamania na granicy szkła i powietrza całkowite wewnętrzne odbicie zachodzi wydajnie nawet dla silnie zogniskowanej wiązki o dużym natężeniu. Część światła rozchodzi się w tym falowodzie jako fala zanikająca w powietrzu, w związku z czym można dodatkowo zmniejszyć straty impulsu wejściowego związane z dyspersją prędkości grupowej. Widmo impulsu ulega w falowodzie rozszerzeniu w wyniku modulacji fazy wywołanej zależnością współczynnika załamania od natężenia światła, wskutek

rozszczerzenia solitonowego, tworzenia się fali uderzeniowej i innych zjawisk nieliniowych. Z falowodu wychodzi światło białe, które można rozszczepić na całą tęczę barw za pomocą siatki dyfrakcyjnej. Nie jest to jednak zwykłe światło białe. Procesy rozszerzania widma są w tym przypadku tak powtarzalne, że kolejne impulsy mają skorelowane fazy i mogą ze sobą interferować, tak że powstaje grzebień złożony z setek tysięcy ostrych linii widmowych.

Bardzo dokładną równość odstępów linii i częstości repetycji  $\nu_r$  potwierdzono już w wielu doświadczeniach. Pomiar przesunięcia częstości  $\nu_{no}$  jest szczególnie łatwy dla grzebieni pokrywających więcej niż oktawę. Wystarczy wybrać kilka tysięcy linii grzebienia z czerwonego końca jego widma i skierować je na kryształ podwajający częstość, by uzyskać grzebień, w którym przesunięcie częstości jest równe  $2\nu_{no}$ . Zdudnienie linii tego grzebienia z liniami grzebienia pierwotnego z niebieskiego końca jego widma daje bezpośrednio przesunięcie  $\nu_{no}$ . Gdy już znamy tę częstość, możemy ją regulować, np. dobierając dyspersję w rezonatorze lub zmieniając moc pompowania. Można nawet w ten sposób sprowadzić  $\nu_{no}$  do zera, tak by częstości linii grzebienia były dokładnymi wielokrotnościami częstości repetycji lasera  $\nu_r$ .

Wszystkie fale świetlne traktowaliśmy dotąd jak klasyczne fale elektromagnetyczne. Cechy kwantowe grzebieni częstości – spodziewane korelacje szumu związane z fotonami i ich splątaniem – nie były dotychczas badane. Ich analiza może stać się źródłem nowej, bogatej dziedziny badań.

Laserowe grzebień częstości umożliwiają bezpośrednio powiązanie częstości światła i mikrofal. Można z tego korzystać w obie strony. Jeśli wykorzystamy cezowy zegar atomowy do pomiaru częstości repetycji  $\nu_r$  lub do sterowania nią, to otrzymamy kilkaset tysięcy ostrych linii widmowych o częstościach określonych przez pierwotny wzorec czasu. Mogą one służyć jako częstości odniesienia. Możemy wówczas wyznaczyć częstość dowolnej linii, mierząc najpierw jej długość fali w tradycyjnym doświadczeniu, dostatecznie dokładnie na to, by znaleźć liczbę  $m$  odpowiadającą najbliższej linii grzebienia. Odstęp szukanej częstości od częstości tej linii odniesienia można wyznaczyć, mierząc częstość dudnień częstościomierzem mikrofalowym. Z drugiej strony jako linię odniesienia można wybrać wąską linię optyczną, np. zimnego jonu w pułapce, zimnego atomu lub spowolnionej cząsteczki, i dopasować do niej najbliższą linię grzebienia. Częstości wszystkich pozostałych linii są wówczas wymiernymi krotnościami optycznej częstości odniesienia, a częstość repetycji – jej dokładnie znanym ułamkiem.

Grzebień częstości są syntetyzatorami równoważnymi setkom tysięcy działających jednocześnie superstabilnych i dokładnie zestrojonych laserów. W połączeniu z nieliniowymi generatorami częstości sumacyjnych i różnicowych mogą być użyte do dokładnych pomiarów dowolnej częstości z zakresu od fal radiowych do bliskiego nadfioletu. Stanowią dzięki temu od dawna poszukiwany element budowy optycznych zegarów atomowych. Mogą być nawet wykorzystane do wytwarzania mikrofal o nie-

zwykłej stałości fazy [41]. Jako źródła stabilnych fazowo impulsów femtosekundowych otwierają fascynujące pole badań zjawisk w zakresie attosekundowym [42]. Wraz z towarzyszącą im elektroniką syntetyzatory z grzebieniem częstości są przyrządami pomiarowymi względnie prostymi, trwałymi i coraz łatwiejszymi w użyciu.

## Taki prosty pomysł! Dlaczego tyle to trwało?

Z perspektywy czasu idea grzebienia częstości optycznych wydaje się bardzo prosta, niemal oczywista. Dlaczego więc wszyscy specjaliści, także w naszym laboratorium, przez tyle czasu zmagali się ze znacznie bardziej kłopotliwymi w użyciu łańcuchami częstości harmonicznych lasera?

Główną przyczyną było chyba to, że w gruncie rzeczy nikt nie wierzył, iż takie układy mogą naprawdę działać. Tyle było argumentów za tym, że bezpośrednio – w jednym kroku – powiązanie częstości radiowych i optycznych jest niemożliwe. Szum fazowy nawet najlepszych generatorów kwarcowych jest tak duży, że powinien całkowicie zniszczyć strukturę grzebienia, gdyby jakoś udało się przez mnożenie jego częstości dotrzeć do widzialnego zakresu widma. Łańcuch częstości harmonicznych działa, gdyż generatory pośrednie pełnią funkcję filtrów szumu fazowego i elektromagnetycznych „kół zamachowych”, dzięki którym „zapaść spójności” nie zachodzi [43].

Innej przyczyny można upatrywać w tym, że już na początku badań laserowych powstały dwie oddzielne społeczności badaczy. Jedni, zainteresowani dokładną spektroskopią o dużej zdolności rozdzielczej, skupili się na doskonaleniu stabilizacji częstości laserów pracy ciągłej. Drudzy zajmowali się wymyślaniem finezyjnych metod wytwarzania coraz krótszych impulsów przy użyciu laserów z synchronizacją modów. Te szerokie widmowo impulsy wykorzystywali do badania superszybkich zjawisk w półprzewodnikach i cieczach oraz dynamiki reakcji chemicznych czy wytwarzania bardzo silnych impulsów z myślą o badaniu plazmy. Obie społeczności jeździły na własne, odrębne konferencje i żadna z nich nie odczuwała większej potrzeby interesowania się postęпами drugiej.

Jeśli chodzi o mnie, nie mogę tak się tłumaczyć. Już od czasu pierwszych doświadczeń z wielomodowymi laserami helowo-neonowymi [44] wiedziałem, że mody podłużne lasera są dobrze określone i że ich fazy można ze sobą sprząć w celu wytworzenia krótkiego impulsu obiegającego rezonator [45,46]. Kilka lat później znacznie krótsze impulsy uzyskano przy użyciu szerokopasmowych laserów barwnikowych, sprzęgając ich mody osiowe za pomocą nasycalnego pochłaniacza lub przez synchroniczne pompowanie modulowanym laserem argonowym [47]. W połowie lat siedemdziesiątych, w Stanfordzie, zaciekał mnie pomysł zastosowania wzbudzenia ramsayowskiego za pomocą spójnego ciągu impulsów świetlnych do wysokorozdzielczych pomiarów spektroskopowych dla atomowych linii rezonansowych [48]. Rezonansowym wzbudzeniem impulsowym zajmował się wtedy także Michael Salour w MIT [49] i Wieniamin Czebotajew w Nowosybirsku [50]. Zachęcające wyniki wstępnych

doświadczeń z impulsami lasera barwnikowego wprowadzonymi do rezonatora biernego [48] doprowadziły naszą grupę do wykazania – wraz z doktorantem Jimem Ecksteinem i stypendystą Fundacji Lindemanna Allisterem Fergusonem – że synchronicznie pompowany pikosekundowy laser barwnikowy może wytwarzać stabilny, spójny fazowo ciąg impulsów, który wykorzystaliśmy następnie do bezdopplerowskiego dwufotonowego wzbudzenia atomów sodu [51]. Grzebień linii służył nam za linijkę częstości do pomiaru odstępów struktury subtelnej w atomach. Aby zwiększyć dokładność pomiarów, do modulacji naszego argonowego lasera pompującego zastosowaliśmy nie standardowy generator częstości radiowej, lecz wysokiej jakości syntetyzator częstości i stwierdziliśmy z satysfakcją, że działanie naszego lasera barwnikowego polepszyło się tak znacznie, że udało nam się jako pierwszym wytworzyć impulsy subpikosekundowe wprost z synchronicznie pompowanego lasera barwnikowego [52]. Powinniśmy byli wtedy sobie uprzytomnić, że układ o dużej stabilizacji częstości nadaje się też doskonale do wytwarzania ultrakrótkich impulsów świetlnych! Nasz grzebień częstości wykorzystaliśmy potem do bezdopplerowskiej spektroskopii polaryzacyjnej [53] oraz spektroskopii dwufotonowej [54]. W tym przypadku częstość lasera z synchronizacją modów była modulowana, przy czym relacje między fazami modów są takie, że natężenie jest stałe, a częstość lasera okresowo rośnie i maleje w sposób ciągły.

Wykonując te doświadczenia w Stanfordzie, byłem w pełni świadomy bolesnego faktu, że nie znamy dokładnych położenia linii naszego grzebienia, ponieważ dyspersja w rezonatorze lasera powoduje nieznaną przesunięcie fazy fali nośnej względem obwiedni impulsu. Takie przesunięcie fazy sprawia, że całe widmo grzebienia jest przesunięte o nieznaną wartość  $\nu_{no}$ , co jest szczegółowo opisane w rozprawie doktorskiej Jima Ecksteina z 1978 r. [38]. Widmo naszego grzebienia obejmowało zakres zaledwie 800 GHz, tak że nie byliśmy w stanie zmierzyć przesunięcia częstości  $\nu_{no}$ . Z tego względu pod koniec lat siedemdziesiątych nie potrafiliśmy za pomocą naszego laserowego grzebienia mierzyć częstości optycznych w sposób bezwzględny.

Potrzebę wytworzenia jakimś sposobem znacznie szerszego grzebienia częstości uprzytomniłem sobie ponownie po moim powrocie do Niemiec w 1986 r. W roku 1990 opublikowałem projekt syntetyzatora impulsów subfemtosekundowych, w którym bardzo szeroki grzebień uzyskany byłby przez nałożenie na siebie częstości dwóch oddzielnych laserów pracy ciągłej z synchronizacją modów [55]. Na początku lat dziewięćdziesiątych technologia ultraszybkich laserów gwałtownie się rozwinęła po odkryciu przez Wilsona Sibbetta ze szkockiego Uniwersytetu w St Andrews synchronizacji modów przy użyciu soczewki kerrowskiej [56]. Wkrótce pojawiły się też na rynku femtosekundowe lasery tytanowo-szafirowe, dzięki którym wytwarzanie ultrakrótkich impulsów laserowych stało się znacznie prostsze niż poprzednio. Zafrapowany tymi nowymi źródłami, dyskutowałem w Garching z Peterem Lambropoulossem możliwość znalezienia jakiegoś bardzo nieliniowego zjawiska, jak jonizacja ponadprogowa

(ang. above threshold ionization, ATI), które byłoby zależne od fazy pola elektrycznego względem obwiedni impulsu, a zatem dawałoby się wykorzystać do pomiaru przesunięcia częstości linii grzebienia laserowego  $\nu_{no}$ . Wykonane wkrótce potem obliczenia wykazały, że takie zjawiska mogą być obserwowane tylko dla impulsów trwających najwyżej kilka okresów fali świetlnej [57]. Dziś takie źródła już istnieją, a charakterystyka fazowa ATI została zmierzona przez Gerharda Paulusa i Herberta Walthera [58]. W roku 1994 o przesunięciu fazy między falą nośną a obwiednią dyskutowałem też z Ferencem Krauszem z Politechniki Wiedeńskiej. Zespół Krausza zaobserwował jako pierwszy takie przesunięcia fazy impulsów w korelacyjnym doświadczeniu interferometrycznym w 1996 r. [59].

Przypominam sobie wystawę handlową w 1994 r., na której moją uwagę przykuł prezentowany tam femtosekundowy laser tytanowo-szafirowy z synchronizacją modów i wzmacniaczem regeneracyjnym (model Mira firmy Coherent). Jego wiązkę ogniskowano na szklanej płycie, a powstające widmo ciągle rozszczepiano za pomocą pryzmatu w całą tęczę barw. Takie impulsy światła białego, wytwarzane w wyniku samoogniskowania, automodulacji fazowej i innych zjawisk nieliniowych, od dawna wykorzystywano w superszybkich doświadczeniach pompa-sonda [60]. Zwróciło moją uwagę, że wiązka o barwnym widmie miała – jak wiązka lasera – strukturę plamkową, co wskazywało na dużą spójność przestrzenną światła. Przyszło mi do głowy, że przy użyciu takiego układu można byłoby wytworzyć grzebień częstości rozciągający się na więcej niż oktawę, o ile tylko udałoby się zapewnić dostatecznie dużą korelację kolejnych impulsów. Ten szeroki grzebień można byłoby następnie zastosować jako linijkę do pomiaru dużego odstepu między częstością lasera a jej drugą harmoniczną, równego samej częstości laserowej. Choć częstość repetycji lasera – kilkaset kiloherców – była zbyt mała z punktu widzenia doświadczeń z grzebieniem częstości, przyrząd tak mi się spodobał, że jeszcze w tym samym roku postanowiłem kupić go jako element wyposażenia naszego laboratorium metrologii częstości w Garching. Miałem cień nadziei, że może jakoś uda się wytworzyć światło białe wprost z impulsów lasera, bez użycia wzmacniacza regeneracyjnego, który znacznie zmniejsza częstość repetycji układu. Myślałem o wprowadzeniu ciągu impulsów do niewielkiego falowodu, wykonanego z silnie nieliniowego materiału optycznego, dzięki czemu uzyskanie mocy powyżej progu samoogniskowania nie byłoby konieczne.

Nie zajęliśmy się laserem femtosekundowym od razu, gdyż prace nad naszym alternatywnym podejściem opartym na podziale przedziału optycznego były już bardzo zaawansowane i dokładny pomiar częstości przejścia 1S–2S wydawał się bliski realizacji. Sądziliśmy też, że jeśli nie będziemy dysponować niezależną metodą potwierdzenia wyników uzyskanych za pomocą grzebienia częstości z lasera femtosekundowego, to rezultaty te mogą być uznane przez metrologów za niewiarygodne. Pomiaru dla wodoru ukończyliśmy ostatecznie w 1997 r. [29,30].

W lutym 1997 r. odwiedziłem LENS (Europejskie Laboratorium Spektroskopii Nieliniowej) we Florencji. Marco Bellini używał tam wzmocnionej wiązki femtosekundowego lasera tytanowo-szafirowego do wytwarzania impulsów o energii 1 mJ i częstotliwości repetycji 1 kHz. Jak to się zwykle robi w superszybkiej spektroskopii pompa–sonda, białe widmo ciągle uzyskiwał, ogniskując część wiązki lasera na cienkiej płytce z  $\text{CaF}_2$ . Zapytałem go, co by się stało, gdybyśmy rozdzielili wiązkę na dwie i zogniskowali je w dwóch przestrzennie rozdzielonych miejscach. Czy te dwa impulsy światła białego interferowałyby ze sobą?

Nieco wcześniej braliśmy obaj udział w doświadczeniu w Centrum Laserowym w Lund, w którym szukaliśmy odpowiedzi na to samo pytanie w badaniach nad wytwarzaniem wysokich harmonicznych światła w strumieniu gazu [61]. Marco miał ciągle na półce interferometr Michelsona z tamtego układu. Umieściliśmy go szybko w wiązce laserowej, nieco go rozjustowując, tak by dwie wiązki wychodziły z niego w nieco różnych kierunkach. Długość jednego z ramion interferometru dobraliśmy tak, by dwa zogniskowane impulsy docierały do płytki z  $\text{CaF}_2$  w dokładnie tej samej chwili. Widok stabilnych, niezwykle ostrych prążków interferencyjnych dla wszystkich barw widma wprost mnie zelektryzował. Zarejestrowałem je [62] podręcznym camcorderem, w który wyposażony był mój notebook [patrz okładka]. Impulsy światła białego musiały więc być zgodne fazowo z polem laserowym! Niezależnie od stopnia złożoności procesu wytwarzania światła o białym widmie ciągłym, musiał on być powtarzalny. Rozdzielenie takich impulsów w czasie, a nie w przestrzeni musiało prowadzić do interferencji w widmie, a zatem dawać bardzo szeroki grzebień częstotliwości.

30 marca 1997 r. skończyłem pisanie poufnego, 6-stronicowego projektu uniwersalnego grzebieniowego syntetyzatora częstotliwości optycznych, „który wytwarza szeroki grzebień ustalonych bezwzględnie, równoodległych znaczników częstotliwości obejmujących podczerwoną, widzialną i nadfioletowy zakres widma. W tym celu wytwarza się impulsy światła białego o częstotliwości repetycji  $\nu_r$ , ogniskując wiązkę lasera femtosekundowego z synchronizacją modów w falowodzie optycznym lub innym ośrodku o nieliniowej podatności trzeciego rzędu. Przesunięcie częstotliwości fali nośnej lasera względem obwodni impulsu  $\nu_{no}$  jest rejestrowane w wyniku pomiaru częstotliwości dudnień impulsów światła białego i drugiej harmonicznej lasera”. Dzięki projektowanemu układowi samoreferencyjnemu przesunięcie częstotliwości  $\nu_{no}$  miało być wyznaczane bez dodatkowego lasera odniesienia. Poprosiłem moich współpracowników Thomasa Udem i Martina Weitzta, aby 4 kwietnia 1997 r. jako świadkowie podpisali każdą stronę projektu, co mogło być wymagane przy późniejszym wniosku patentowym.

Wkrótce podjęliśmy w Garching intensywną pracę nad pomiarami częstotliwości optycznych przy użyciu grzebienia częstotliwości z lasera femtosekundowego. Początkowo nie wiedzieliśmy, jak rozszerzyć widmo naszego lasera Mira na ponad oktawę, ale mogliśmy zawsze wykorzystać rozwią-

zanie z 1988 r. [27], tzn. mierzyć częstotliwość lasera barwnikowego, używanego do spektroskopii wodoru, stosując krótki, 2- lub 3-stopniowy łańcuch dzielników częstotliwości. Korzystając z niewielkich laserów półprzewodnikowych, moglibyśmy w ten sposób zmniejszyć przedział częstotliwości, tak by dało się go pokryć liniami naszego grzebienia. Z myślą o tym wszystkim Thomas Udem i Jörg Reichert badali widmo grzebienia z femtosekundowego lasera Mira. Nieco później dołączył do nich Ronald Holzwarth. W tym czasie w wielu laboratoriach na całym świecie pracowały już setki takich laserów, lecz były one używane głównie do badania zjawisk superszybkich. O ile nam wiadomo, nikt nie interesował się grzebieniem linii. Widmo grzebienia z naszego lasera femtosekundowego o częstotliwości repetycji 76,5 MHz było tak gęste, że nie mieliśmy w laboratorium spektrometru, w którym można byłoby rozdzielić jego linie składowe. Musieliśmy wobec tego skorzystać z detekcji heterodynowej, używając laserów diodowych pracy ciągłej w charakterze generatorów lokalnych. Wiazkę lasera diodowego i ciąg impulsów nakładaliśmy na siebie w płytce światłodzielnącej, po czym rejestrowaliśmy dudnienia za pomocą fotodiody lawinowej wyposażonej w filtry widmowe. Po zapewnieniu dostatecznej stabilności mechanicznej lasera femtosekundowego obserwowaliśmy stabilny grzebień linii. Następnie zmierzaliśmy ich odstęp. W tym celu sprzęgliśmy dwa lasery diodowe z dwiema dowolnie wybranymi liniami grzebienia i przy użyciu dzielnika częstotliwości optycznych wytwarzaliśmy dodatkową linię dokładnie w środku przedziału częstotliwości. Pomiar częstotliwości dudnień tej linii z najbliższą niej linią grzebienia wykazał – ku naszej radości – że linie grzebienia są idealnie równoodległe, z dokładnością względną rzędu  $10^{-17}$  nawet na skrzydłach widma emisyjnego [63].

Uzyskaliśmy w ten sposób pewność, że w grzebieniu częstotliwości lasera femtosekundowego z synchronizacją modów nie występuje „zapaść spójności”, a więc może on służyć jako linijka do pomiaru dużych przedziałów częstotliwości optycznych. W pierwszym tego typu doświadczeniu wyznaczyliśmy różnicę częstotliwości linii rezonansowej  $D_1$  cezu i czwartej harmonicznej linii o długości fali 3,39  $\mu\text{m}$  lasera He–Ne stabilizowanego względem linii metanu, przy czym do kalibracji wykorzystaliśmy łańcuch harmonicznych częstotliwości laserowych z PTB w Brunshwiku [64]. Częstotliwość linii cezowej potrzebna była do wyznaczenia stałej struktury subtelnej  $\alpha$  na podstawie energii odrzutu zmierzonej metodą interferometrii atomowej w zespole Steve’a Chu w Stanfordzie. Doświadczenia te odbiły się wkrótce szerokim echem w mediach. Dzięki temu badacze zajmujący się pomiarami częstotliwości optycznych dowiedzieli się, że grzebień częstotliwości z laserów femtosekundowych stanowią potężne narzędzia pomiaru częstotliwości światła.

Następnie postawiliśmy sobie ambitniejszy cel bezwzględnego pomiaru częstotliwości lasera barwnikowego o długości fali 486 nm, używanego przez nas do badania przejścia 1S–2S w wodorze. Do tego czasu udało nam się już przy użyciu automodulacji fazowej w krótkim, standardowym falowodzie optycznym rozszerzyć do 60–70 THz



grzebień częstości naszego lasera z synchronizacją modów. Postanowiliśmy nie budować kilku kolejnych dzielników częstości, lecz w tym pierwszym doświadczeniu, mającym na celu ukazanie możliwości metody, zastosować nieco wygodniejsze rozwiązanie. Niewielkie modyfikacje naszego spektrometru do badań wodoru [29] pozwoliły wytworzyć częstości będące ułamkami 4/7 oraz 1/2 częstości lasera barwnikowego, a ich odstęp dało już się pokryć grzebieniem naszego lasera femtosekundowego [65,66]. Laser He-Ne stabilizowany względem linii metanu służył nam teraz jako część dzielnika przedziału częstości, a nie jako pośredni wzorzec częstości. Przy tym naszym pierwszym bezwzględny pomiarze częstości wzorcem pierwotnym był komercyjny cezowy zegar atomowy firmy Hewlett-Packard, służący nam do wyznaczenia częstości repetycji impulsów  $\nu_r$  oraz przesunięcia  $\nu_{no}$  [65]. Pomiar odstępu częstości optycznych pozwalał uzyskać w sposób bezwzględny częstość lasera barwnikowego i częstości wszystkich linii grzebienia. Położeniem linii grzebienia potrafilimy już wtedy sterować, gdyż nauczyliśmy się zmieniać przesunięcie częstości  $\nu_{no}$  w naszym laserze tytanowo-szafirowym Mira, pochylając zwierciadło wyjściowe, przy którym widmo wiązki było nieznacznie rozszczepione za pomocą pary pryzmatów wstawionych do rezonatora. Dzięki temu jako pierwszym udało nam się wytworzyć impulsy lasera femtosekundowego o regulowanym przesunięciu fazy fali nośnej względem obwiedni impulsu.

W październiku 1998 r. z dumą pokazaliśmy nasze doświadczenie Normanowi Ramsayowi, który przyjechał do Instytutu Maksa Plancka jako członek jego rady naukowej. Po raz pierwszy byliśmy w stanie porównać częstość przejścia 1S–2S w wodorze z częstością cezowego zegara atomowego we własnym laboratorium bez olbrzymiego łańcucha częstości harmonicznym lasera. Nieco później pokazaliśmy te wyniki Johnowi Hallowi, który przyjechał do Monachium na konferencję poświęconą pamięci naszego wspólnego przyjaciela Wieniamina Czebotajewa. John szybko stał się żarliwym entuzjastą tego rozwiązania, które nazywał „wariacką metodą, która odesłała do lamusa wszystko, nad czym trudziliśmy się tyle czasu”. Zaczął też budować w Boulder bardzo profesjonalny zespół do badań nad grzebieniami częstości laserów femtosekundowych i namówił swego współpracownika z JILA Steve’a Cundiffa, który zdobył w Laboratoriach Bella wielkie doświadczenie w zakresie laserów femtosekundowych, aby odwiedził nas w Garching wiosną 1999 r. Coraz silniejsza rywalizacja wyraźnie przyczyniła się do gwałtownego rozwoju nowych metod badawczych w najbliższych miesiącach i eksplozji ich nowych zastosowań w kolejnych latach [3].

Aż do lata 1999 r. mieliśmy poczucie, że tylko my się bawimy nowym grzebieniem femtosekundowym. Thomas Udem przedstawił nasze doświadczenia w końcu roku 1998 na konferencji w Perth w Australii [43], lecz z opublikowaniem naszej pierwszej pracy o „pomiarze częstości światła przy użyciu lasera z synchronizacją modów” [67] zwlekaliśmy aż do złożenia naszego pierwszego wniosku

patentowego w marcu 1999 r., gdyż prawo niemieckie wymaga, by patentowany wynalazek nie był uprzednio przedmiotem publikacji.

W czerwcu 1999 r. udało nam się porównać częstości widma wodoru z bardzo dokładnym przenośnym zegarem cezowym z fontanną atomową (PHARAO), zbudowanym w laboratorium metrologicznym LPTF (obecnie LNE-SYRTE) w Paryżu [66]. Pomiar ten dał nową wartość częstości przejścia 1S–2S w wodorze z dokładnością względną  $1,8 \cdot 10^{-14}$ , lepszą od dokładności wszelkich dotychczasowych pomiarów częstości optycznych o ponad rząd wielkości. Tym samym dobitnie wykazaliśmy fascynujące zalety laserowego grzebienia częstości. Wkrótce przedstawiono wiele różnych sposobów sterowania przesunięciem fazy fali nośnej względem obwiedni impulsu [68].

W następnej fazie prac chcieliśmy znacznie uprościć układ doświadczalny. Właśnie w tym czasie na horyzoncie pojawiło się nowe narzędzie, którego użycie mogło usunąć potrzebę stosowania jakichkolwiek dzielników przedziału częstości. Na konferencji CLEO w Baltimore w maju 1999 r. badacze z Bell Labs donieśli o wytworzeniu nowego, mikrostrukturalnego „tęczowego falowodu optycznego”, którego zastosowanie miało rozszerzyć widmo impulsów z tytanowo-szafirowego lasera femtosekundowego bez stosowania wzmacniacza [40]. Po doświadczeniach z Florencji z interferencją impulsów światła białego [62] byłem przekonany, że ten cudowny falowód powinien zachowywać spójność fazową kolejnych impulsów i umożliwiać wytwarzanie linii grzebienia o pożądanym dużym odstępie częstości.

W czerwcu 1999 r. John Hall przyjechał do Niemiec, aby wziąć udział w dorocznym spotkaniu naszego zespołu na zamku Ringberg nad jeziorem Tegern na południe od Monachium. Obdzwoniliśmy wspólnie wielu wspólnych znajomych z Bell Labs, by dostać choć próbkę cudownego włókna. Mieliśmy nadzieję, że uda nam się zbudować pokrywający oktawę grzebień częstości jeszcze przed wyjazdem Johna Halla z Niemiec. Niestety, nie dopuścili do tego prawnicy z Lucent Technologies, którzy nie zezwolili na użycie nowego falowodu poza Laboratorium Bella. Latem 1999 r. Ronald Holzwarth pojechał do Holmdel w stanie New Jersey, gdzie mieszczą się Bell Labs, lecz wrócił stamtąd z pustymi rękami. Zespół Johna Halla z Boulder natknął się początkowo na podobne trudności, lecz w końcu uzyskał nieco włókna z pęcherzykami i wytworzył pierwszy autoreferencyjny grzebień częstości laserowych rozciągający się na całą oktawę [69,70]. W Garching zbudowaliśmy podobny układ kilka tygodni później [71] po otrzymaniu od Philipa Russella z brytyjskiego Uniwersytetu w Bath „włókna z kryształu fotonowego”. Nieco zbyt późno dowiedzieliśmy się, że to właśnie Brytyjczycy wynaleźli mikrostrukturalne włókna kwarcowe kilka lat wcześniej [39]. Pierwsze doniesienia o całooktawowych grzebieniach częstości zbudowanych w Boulder i Garching zostały przedstawione tego samego dnia (12 listopada 1999 r.) na konferencji CLEO/QELS 2000 w San Francisco.

W naszym pierwszym doświadczeniu z całooktawowym grzebieniem częstości wykorzystaliśmy – podobnie jak koledzy z Boulder – mały, komercyjny, pierścieniowy laser tytanowo-szafirowy, wytwarzający impulsy o czasie trwania 25 fs i częstości repetycji 625 MHz. Wprowadzając do falowodu z kryształu fotonowego o długości 30 cm wiązkę o mocy ok. 170 mW, otrzymaliśmy natychmiast grzebień częstości rozciągający się na ponad oktawę. Widmo grzebienia było dość złożone, z licznymi maksimumami i minimumami, lecz w całym zakresie miało użyteczne linie grzebieniowe. Cały układ optyczny, łącznie z interferometrem nieliniowym do regulacji przesunięcia  $\nu_{\text{no}}$ , mógłby się zmieścić na desce do krojenia chleba. Tradycyjne łańcuchy częstości harmoniczych, zajmujące całe pełne lasery hale fabryczne, mogły być użyte do pomiaru jednej tylko częstości optycznej, a nasz nowy układ nadawał się do pomiaru dowolnej częstości z zakresu widzialnego i bliskiej podczerwieni.

Obecnie istnieją już femtosekundowe lasery tytanowo-szafirowe, które umożliwiają otrzymanie widma szerokiego na oktawę bez konieczności rozszerzania widma na zewnątrz rezonatora [72]. Mogą też być do tego celu użyte lasery, w których ośrodkiem czynnym jest włókno optyczne domieszkowane erbem [73], pompowane przez bardzo stabilne i trwałe lasery diodowe produkowane do zastosowań w telekomunikacji. Takie generatory grzebieni z włóknami optycznymi są przyrządami typu „włącz i zapomnij”, gdyż mogą działać całymi miesiącami bez interwencji operatora.

Pierwszym poważnym sprawdzianem naszego całooktawowego syntetyzatora częstości było doświadczenie wykonane przez Ronalda Holzwartha, który porównał ten układ z bardziej złożonym syntetyzatorem używanym przez nas w 1999 r. w pomiarach częstości przejść w wodorze [71]. W tym doświadczeniu, w którym wykorzystano wspólne źródło odniesienia o częstości 10 MHz i porównano częstości linii obu grzebieni w pobliżu 350 THz, stwierdzono ich zgodność z dokładnością względną rzędu  $10^{-16}$ , wynikającą z wywołanych zmianami ciśnienia powietrza przesunięć dopplerowskich i rozszerzalności cieplnej stołów optycznych. W roku 2002 zespół z PTB w Brunshwiku wykazał, że generator grzebienia częstości lasera femtosekundowego może być użyty jako generator pośredni do dokładnych pomiarów stosunku częstości optycznych [74]. W celu zademonstrowania użyteczności metody zmierzono stosunek częstości drugiej harmonicznej i częstości podstawowej lasera Nd:YAG, stwierdzając, że zmierzona wartość jest zgodna z oczekiwaną wartością 2 z dokładnością względną  $7 \cdot 10^{-19}$ . Nieco później Marcus Zimmermann wykonał w naszym laboratorium podobne doświadczenie o dokładności  $6 \cdot 10^{-21}$  [75]. W roku 2004 badacze z Boulder porównali cztery różne grzebienie częstości z różnych laboratoriów i stwierdzili, że częstości pobliskich linii tych grzebieni są ze sobą zgodne z dokładnością względną rzędu  $10^{-19}$  [76]. Nie stwierdzono dotychczas żadnych błędów systematycznych, które mogłyby wpływać na dokładność przyszłych pomiarów spektroskopowych lub optycznych zegarów atomowych.

## Nowy pomiar z roku 2003 częstości przejścia 1S–2S w wodorze, czyli czy stałe podstawowe są stałe

W lutym 2003 r. zastosowaliśmy nasz całooktawowy syntetyzator grzebieniowy do nowego pomiaru częstości przejścia 1S–2S w wodorze [21]. Marc Fischer i Nikolai Kolachevsky ulepszyli pod wieloma względami nasz spektrometr wodorowy. Wiązkę z lasera barwnikowego wysyłano falowodem optycznym do laboratorium metrologii częstości, gdzie za pomocą grzebieniowego syntetyzatora częstości femtosekundowego lasera tytanowo-szafirowego porównywano jego częstość optyczną z częstością radiową przywiezionego znów do Garching paryskiego zegara PHARAO z fontanną atomową.

Dysponując w ten sposób bezpośrednim dostępem do bezwzględnej kalibracji częstości, wykonywaliśmy pomiary spektroskopowe dla wodoru z wielkim zaufaniem do ich jakości. Niepewność statystyczna danych zarejestrowanych w ciągu jednego dnia została znacznie zmniejszona w porównaniu z pomiarami z 1999 r. Niemniej jednak rozrzut danych z różnych dni pozostał tego samego rzędu wielkości co poprzednio, co wskazywało na istnienie niekontrolowanych błędów systematycznych. Staranne doświadczenia badawcze możliwych przyczyn systematycznych przesunięć linii oraz szczegółowa analiza statystyczna wszystkich zarejestrowanych danych doprowadziły do wniosku, że źródłem obserwowanych fluktuacji są małe, szcążkowe przesunięcia dopplerowskie pierwszego rzędu. Takie przesunięcia mogą wystąpić, jeśli dwie przeciwbieżne wiązki promieniowania wzbudzającego o długości fali 243 nm nie są do siebie idealnie dopasowane. Niedopasowanie to może wynikać z niepełnej zgodności modów wiązki lasera o podwojonej częstości i modów wnęki wzmacniającej umieszczonej w układzie wiązki atomowej, do której ta wiązka wchodzi przez zwierciadło o przepuszczalności 2%. Innym źródłem błędów systematycznych może być gromadzenie się zestalonego wodoru cząsteczkowego na ściankach zimnej dyszy miedzianej w układzie wiązki atomowej, mogące prowadzić do deformacji czoła fali w wyniku ograniczania wiązki i dyfrakcji. Jeszcze inną przyczyną systematycznych przesunięć linii przy wzbudzeniu dwufotonowym za pomocą lasera o podwojonej częstości może być niepożądana korelacja szumu amplitudowego i szumu fazowego, pochodząca od niedoskonałości układów sprzężenia zwrotnego wnęk. W związku z tym planujemy zbudowanie wnęk wzmacniających promieniowanie nadfioletowe mających większą wartość finesse, a także lasera półprzewodnikowego o szerokości linii zaledwie kilku herców.

Wynikiem pomiarów z 2003 r. jest częstość składowej nadsubtelnej  $F = 1 \rightarrow F' = 1$  przejścia 1S–2S w wodorze równa  $2\,466\,061\,102\,474\,851 \pm 34$  Hz, której dokładność względna wynosi  $1,4 \cdot 10^{-14}$ . Wartość ta jest zgodna w granicach niepewności z pomiarem z 1999 r., który dał wynik  $2\,466\,061\,102\,474\,880 \pm 46$  Hz. Różnica,  $29 \pm 57$  Hz, odniesiona do 44 miesięcy, daje względny dryf częstości

przejścia 1S–2S równy  $(3,2 \pm 6,3) \cdot 10^{-15}$  na rok, co nie jest sprzeczne z wartością zerową tego dryfu.

Wynik naszego doświadczenia wzbudził pewne zainteresowanie jako test ewentualnej powolnej zmiany elektromagnetycznej stałej struktury subtelnej  $\alpha$ . W czasie trwania doświadczenia z 2003 r. teoretyk Harald Fritzsich telefonował do nas wiele razy, by poznać jego wstępne wyniki, ponieważ z jego obliczeń wynikał mierzalny dryf częstości mikrofalowej wzorca cezowego względem częstości widma wodoru [77]. Punktem wyjścia jego rozważań były obserwacje astronomiczne linii widmowych w świetle docierającym do nas z odległych kwazarów, wykonane w Obserwatorium Kecka [78]. Wartość różnicowego przesunięcia ku czerwieni zdawała się sugerować, że stała struktury subtelnej  $\alpha$  miała we wczesnym Wszechświecie nieco mniejszą wartość niż obecnie. Najprostsze założenie o dryfie liniowym dawało wartość  $(6,4 \pm 1,35) \cdot 10^{-14}$  na rok, zbyt małą, by mogła być wykryta w naszym doświadczeniu laboratoryjnym. Fritzsich dowodził, powołując się na teorię wielkiej unifikacji i chromodynamikę kwantową, że  $\alpha$  nie może być jedyną wielkością, której wartość ulega zmianie. Jeśli wszystkie znane oddziaływania mają zostać zunifikowane przy bardzo wielkiej energii, to inne stałe sprzężenia też się muszą zmieniać. Wskutek tego masy hadronów i ich momenty magnetyczne (wyrażone w jednostkach magnetonu Bohra) powinny ulegać zmianie w stosunku do wartości dla elektronu. Fritzsich wskazał na pewien mechanizm, który mógłby prowadzić do zmiany częstości przejścia nadsubtelnego w cezie ok. 20 razy szybszej niż zmiana częstości optycznych w widmie wodoru. Dotychczas nie stwierdziliśmy istnienia takiego dryfu. Najnowsze obserwacje widm kwazarów [79] także nie wskazują na zmiany wartości stałej struktury subtelnej.

Nie wchodząc w te spekulacje, trzeba przyznać, że wyniki naszych pomiarów dla wodoru z lat 1999 i 2003 nie wykluczają możliwości zmiany stałej struktury subtelnej  $\alpha$ . Można sobie wyobrazić, że moment magnetyczny jądra cezu także się zmienia, i to w taki sposób, że daje zerowy wynik naszego doświadczenia. Na szczęście sprawdzianem teorii nie muszą być konieczne wyniki pomiarów dla wodoru. Mogą nim być także pomiary częstości przejść w cięższych atomach, w których efekty relatywistyczne są silniejsze, co daje inną ich czułość na zmiany wartości  $\alpha$ . Jedną z możliwości jest pomiar częstości przejścia wzorcowego (tzn. przejścia wykorzystywanego w odpowiednim wzorcu częstości) dla pojedynczego zimnego jonu  $\text{Hg}^+$ , której wartość porównał z częstością cezowego zegara atomowego zespół Jima Bergquista z Boulder w 2000 i 2002 r., także przy użyciu grzebienia laserowego [80]. Ponadto zespół Eckharda Peika z PTB wykonał dwa oddzielne pomiary częstości przejścia wzorcowego dla pojedynczego jonu  $\text{Yb}^+$  [81]. Wszystkie te doświadczenia laboratoryjne dają łącznie górne granice możliwych względnych zmian stałej struktury subtelnej  $\alpha$  oraz momentu magnetycznego jądra cezu  $\mu_{\text{Cs}}$  równe odpowiednio  $(-0,3 \pm 2,0) \cdot 10^{-15}$  na rok i  $(2,4 \pm 6,8) \cdot 10^{-15}$  na rok.

W ciągu najbliższych kilku lat możemy spodziewać się uzyskania w podobnych doświadczeniach laboratoryj-

nych jeszcze dokładniejszych wartości granicznych możliwych zmian stałych fizycznych. Nawet jeśli stwierdzimy istnienie takich zmian, nie wpłynie to w żaden sposób na nasze życie codzienne, ale da przesłanki dla pasjonujących rozważań o naturze Wszechświata.

## Optyczne zegary atomowe

Dokładniejsze granice zmian podstawowych stałych fizycznych wynikną z porównania różnych rodzajów optycznych wzorców częstości, które są obecnie konstruowane przez potężne zespoły specjalistów w wielu krajach uprzemysłowionych. Rozwój tych wzorców („optycznych zegarów atomowych”) postępuje znacznie szybciej niż doskonalenie mikrofalowych wzorców cezowych [82]. Mając już grzebienie z laserów femtosekundowych jako podstawowy element tych wzorców, skupiamy dziś wysiłki na jeszcze doskonalszej stabilizacji częstości laserów oraz na analizie systematycznych przesunięć linii, czemu służą badania spektroskopowe wąskich linii optycznych stanowiących „wahadła” zegarów optycznych. Wiele już dokonano w zakresie doświadczeń z zimnymi jonami w pułapkach, zwłaszcza jonami  $\text{Hg}^+$ ,  $\text{Yb}^+$ ,  $\text{In}^+$  oraz  $\text{Sr}^+$ . Znaczne zainteresowanie badaczy budzą również zimne atomy, np. wodoru, wapnia czy strontu, gdyż w ich przypadku oddziaływanie kulombowskie nie utrudnia jednoczesnej obserwacji wielu obiektów, dzięki czemu większy jest stosunek sygnału do szumu, a więc i szybkość wyznaczania częstości rezonansowej. Szczególnie obiecujące rozwiązanie zaproponował Hidetoshi Katori [83]. W jego wzorcu atomowym wiele zimnych atomów  $\text{Sr}$  uwięziono w mikroskopowej studni potencjału dipolowego sieci optycznej. Przesunięcia linii wywołane przez światło są minimalizowane dzięki doborowi odpowiedniej, „magicznej” długości fali pola wytwarzającego sieć. W roku 2005 dokładność najlepszych optycznych wzorców częstości stała się porównywalna z dokładnością najlepszych wzorców cezowych z fontanną atomową. Nawet jeśli optyczne wzorce częstości nie są jeszcze dokładniejsze od cezowych, to mają nad nimi jedną wielką przewagę. Porównanie dwóch wzorców cezowych z dokładnością względną rzędu  $10^{-15}$  wymaga godzin lub nawet dni pracy, podczas gdy dwie częstości optyczne można porównać z podobną dokładnością w kilka sekund.

Warto przyjrzeć się ewolucji dokładności zegarów w wymiarze historycznym. Średniowieczne zegary z wież kościelnych miały dokładność nielepszą niż 20 minut na dobę. Dokładność zegara okrętowego H4, zbudowanego w XVIII w. przez słynnego zegarmistrza Johna Harrisona, wynosiła ok. 100 ms na dobę. Dziś najlepsze pierwotne wzorce cezowe z fontanną atomową osiągają dokładność 100 ps na dobę. Wielu specjalistów jest zdania, że optyczne wzorce częstości osiągną w ciągu dziesięciu lat dokładność od stu do tysiąca razy lepszą.

Dokładniejsze wzorce atomowe znajdują liczne zastosowania w nauce i technice, tak że wysiłek podjęty w celu ich rozwoju z pewnością się opłaci, nawet jeśli nie doprowadzi to do wykrycia zmian stałych podstawowych.

Zwiększy się dzięki nim dokładność pomiarów spektroskopowych oraz metrologicznych pomiarów czasu i częstości. Będzie można dokładnie synchronizować zegary bardzo od siebie odległe. Taka synchronizacja jest potrzebna w astronomii do wykorzystania fal z zakresu widzialnego i podczerwieni w interferometrii o bardzo długiej bazie. Dokładniejsze zegary znajdą też zastosowanie w układach nawigacji satelitarnej oraz systemach śledzenia lotu pojazdów kosmicznych. Dokładne zegary są również niezbędne do synchronizacji optycznych sieci telekomunikacyjnych. W badaniach podstawowych dokładniejsze zegary umożliwią przeprowadzenie ściślejszych sprawdzianów szczególnej i ogólnej teorii względności oraz innych podstawowych praw fizyki.

### Grzebień częstości w skrajnym nadfiolecie?

Nie wykryliśmy dotychczas żadnych fundamentalnych ograniczeń dokładności przyszłych standardów częstości. Być może uda się więc wykorzystać metodę grzebień częstości w zakresie skrajnego nadfioletu i miękkiego promieniowania rentgenowskiego, co pozwoliłoby dzielić interwały czasowe na jeszcze mniejsze przedziały. Do wytworzenia spójnych ciągów impulsów w tych zakresach widma można wykorzystać wysokie harmoniczne promieniowania wytworzone w wyniku zogniskowania silnej wiązki femtosekundowego lasera impulsowego na strumieniu gazu.

Od czasu pionierskich prac Charliego Rhodesa [84] i Anne L'Huillier [85] z końca lat osiemdziesiątych generację wysokich harmonicznych badano w wielu laboratoriach. Pierwszy prosty model Paula Corkuma [86] przewidywał, że atomy są jonizowane w silnym polu fali świetlnej, a elektrony przyspieszane aż do chwili, gdy pole fali zmienia kierunek. Zależnie od momentu uwolnienia, elektrony mogą powrócić do rdzenia jonu z tak znaczną energią kinetyczną, że wywołają emisję fotonów o dużej energii, przy czym emisja takiego impulsu następuje co pół okresu fali z lasera.

Oglądając doświadczenia z generacją wysokich harmonicznych, prowadzone przez Anne L'Huillier i Claesasa-Göрана Wahlströma w Centrum Laserowym w Lund w 1995 r., myślałem nad kwestią wzajemnej zgodności fazowej krótkich impulsów. Zastanawiałem się, czy dwa kolejne impulsy wysokiej harmonicznej będą ze sobą powiązane fazowo. Aby to sprawdzić, zaproponowałem rozdzielnie wiązkę lasera wzbudzającego na dwie wiązki, które należało następnie skupić w różnych miejscach strumienia gazu i podjąć próbę zaobserwowania interferencji wytworzonego promieniowania wysokiej harmonicznej, podobnie jak w późniejszych – wykonanych we Florencji [62] – doświadczeniach ze światłem białym. Początkowo wydawało się, że nie należy oczekiwać interferencji, gdyż faza wytworzonego promieniowania o częstości harmonicznej powinna bardzo silnie zależeć od natężenia światła w impulsie wzbudzającym, które nie jest przecież stałe. Już po moim wyjeździe doktorant Raoul Zerne przeprowadził jednak wstępne doświadczenie i zaobserwował słabe,

nietrawne prążki interferencyjne. Bardzo tym podekscytowani, postanowiliśmy wykonać wspólnie w Lund dokładniejsze doświadczenia. Marco Bellini z laboratorium LENS we Florencji zgodził się wziąć w nich udział oraz zbudować stabilny interferometr Michelsona, który umożliwiłby dokładne sterowanie czasem dotarcia obu impulsów do próbki. Wkrótce udało nam się zarejestrować wyraźne prążki interferencyjne o dużym kontraście nawet dla piętnastej i wyższych harmonicznych [61]. Nieco później stwierdziliśmy też istnienie zakresu parametrów, w którym wiązki harmonicznej towarzyszy jako halo wiązka rozbieżna o bardzo krótkiej drodze spójności. Obserwacje te można wyjaśnić zakładając, że za generację fotonów harmonicznych o danej energii odpowiadają dwie różne trajektorie elektronów [87].

Wyniki tych doświadczeń wykazują, że impulsy wysokiej harmonicznej mogą być zgodne fazowo, a zatem ich regularny ciąg może stanowić grzebień częstości w skrajnym nadfiolecie. Potrzebne do tego szczytowe natężenie w impulsie musi być jednak rzędu  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>, a takie natężenie można uzyskać tylko po wzmocnieniu wiązki lasera femtosekundowego, co oznacza zmniejszenie częstości repetycji. Bardzo niedawno Christoph Gohle i Thomas Udem otrzymali w Garching promieniowanie wysokiej harmonicznej o długości fali zaledwie 60 nm w układzie o częstości repetycji 112 MHz [88]. Aby to osiągnąć, wprowadzali impulsy lasera tytanowo-szafirowego z synchronizacją modów do wzmacniającego rezonatora biernego z kompensacją dyspersji, a wiązkę gazu (ksenonu) umieszczali w ognisku tego rezonatora. Promieniowanie wysokiej harmonicznej wychodzi z rezonatora w wyniku odbicia od ustawionej pod kątem Brewstera cienkiej płytki z szafiru, którego współczynnik załamania dla skrajnego nadfioletu jest mniejszy od 1. Podobne doświadczenia wykonał też Jun Ye w Boulder [89].

Mamy ambitny plan zastosowania grzebień częstości w skrajnym nadfiolecie do spektroskopowych badań wąskich linii jonów chłodzonych laserowo i pułapkowanych. Szczególnie pociągającym obiektem takich badań jest wodoropodobny jon helu, dla którego długość fali przejścia dwufotonowego 1S–2S wynosi ok. 60 nm. W jednym z rozważanych wariantów doświadczenia jony helu mają być chłodzone pośrednio w wyniku zderzeń z chłodzonymi laserowo jonami magnezu we wspólnej pułapce, a sygnał będzie rejestrowany jako wydajność wytwarzania jonów He<sup>2+</sup> w wyniku fotojonizacji.

### Podsumowanie

Badania spektroskopowe tak prostego układu jak atom wodoru dały początek współdziałaniu dwóch pozornie niezwiązanych ze sobą dziedzin – dokładnej spektroskopii optycznej i badań zjawisk ultraszybkich. Femtosekundowe grzebień częstości zrewolucjonizowały dokładne pomiary czasu i częstości. Rozwijane obecnie optyczne wzorce częstości z pewnością znajdą ważne zastosowania w wielu dziedzinach nauki i techniki. Superprecyzyjne pomiary spektroskopowe można wykorzystać

do nowych sprawdzianów podstawowych praw fizyki. Laserowe grzebienie częstości mogą też znaleźć wiele innych zastosowań w spektroskopii, np. do superczułej spektroskopii równoległej impulsów w rezonatorze [90] lub interferometrii szerokopasmowej. Metoda grzebieniowa może też być doskonałym narzędziem do badania superszybkich procesów fizycznych. Możliwość sterowania fazą pola elektrycznego silnych impulsów świetlnych o czasie trwania zaledwie kilku cykli drgań ułatwia badanie superszybkich procesów elektronowych zachodzących przy oddziaływaniu światła z materią, np. wytwarzania pojedynczych subfemtosekundowych impulsów miękkiego promieniowania rentgenowskiego przy generacji wysokich harmoniczych [42]. Przyszłość pokaże, co jeszcze uda nam się odkryć dzięki tym nowym, cudownym narzędziom badawczym.

Niemal stu doktorantów oraz młodszych i starszych badaczy z kraju oraz zagranicy wniosło istotny wkład do dokładnych badań spektroskopowych prowadzonych przeze mnie w ciągu ponad 40 lat. Chciałbym podziękować zwłaszcza Thomasowi Udemowi i Ronaldowi Holzwarthowi, którzy odegrali kluczową rolę w budowie grzebieniowego syntetyzatora częstości. Jestem też bardzo wdzięczny Johnowi L. Hallowi, który od dawna dzielił się ze mną swoimi wspaniałymi pomysłami, jak sprawić, by lasery były niebywale wprost stabilne.

Tłumaczył Miroslaw Łukaszewski

Uniwersytet Kardynała Stefana Wyszyńskiego  
Warszawa

## Literatura

- [1] C. Audoin, G. Bernard, *The Measurement of Time: Time, Frequency, and the Atomic Clock* (Cambridge University Press, Cambridge 2001).
- [2] Th. Udem, R. Holzwarth, T.W. Hänsch, *Nature* **416**, 233 (2002).
- [3] *Femtosecond Optical Frequency Comb: Principle, Operation and Applications*, red. Jun Ye, S. Cundiff (Springer Verlag, New York 2005).
- [4] *Femtosecond Laser Spectroscopy*, red. P. Hannaford (Springer Verlag, New York 2005).
- [5] A. Szöke, A. Javan, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 521 (1963).
- [6] W.E. Lamb, Jr., *Phys. Rev.* **134**, A1429 (1964).
- [7] W.R. Bennett, Jr., *Phys. Rev.* **126**, 580 (1962).
- [8] V.S. Letokhov, V.P. Chebotae, *Nonlinear Laser Spectroscopy*, Springer Series in Optical Sciences, t. 4 (Springer Verlag, New York 1977); przekład polski: *Nieliniowa spektroskopia laserowa* (PWN, Warszawa 1982).
- [9] T.W. Hänsch, R. Keil, A. Schabert, Ch. Schmelzer, P. Toschek, *Z. Physik* **226**, 293 (1969).
- [10] T.W. Hänsch, P. Toschek, *Z. Physik* **236**, 213 (1970).
- [11] P.W. Smith, T. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 740 (1971).
- [12] T.W. Hänsch, M.D. Levenson, A.L. Schawlow, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 946 (1971).
- [13] T.W. Hänsch, *Appl. Optics* **11**, 895 (1972).
- [14] T.W. Hänsch, I.S. Shahin, A.L. Schawlow, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 707 (1971).
- [15] P.P. Sorokin, J.R. Lankard, *IBM J. Res. Dev.* **10**, 162 (1966).
- [16] F.P. Schäfer, W. Schmidt, J. Volze, *Appl. Phys. Lett.* **9**, 306 (1966).
- [17] G.W. Series, *Spectrum of Atomic Hydrogen* (Oxford University Press, Oxford 1957).
- [18] T.W. Hänsch, I.S. Shahin, A.L. Schawlow, *Nature* **235**, 127 (1972).
- [19] T.W. Hänsch, A.L. Schawlow, *Opt. Commun.* **13**, 68 (1975).
- [20] *The Hydrogen Atom, Precision Physics of Simple Atomic Systems*, Lecture Notes in Physics, red. S.G. Karshenboim, F.S. Pavone, F. Bassani, M. Inguscio, T.W. Hänsch (Springer Verlag, New York 2001).
- [21] M. Fischer, N. Kolachevsky, M. Zimmermann, R. Holzwarth, Th. Udem, T.W. Hänsch, M. Abgrall, J. Grünert, I. Maksimovic, S. Bize, H. Marion, F. Pereira Dos Santos, P. Lemonde, G. Santarelli, P. Laurent, A. Clairon, C. Salomon, M. Haas, U.D. Jentschura, C.H. Keitel, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 230802 (2004).
- [22] E.V. Baklanov, V.P. Chebotae, *Opt. Commun.* **12**, 312 (1974).
- [23] T.W. Hänsch, S.A. Lee, R. Wallenstein, C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 307 (1975).
- [24] A. Javan, E.A. Ballik, W.L. Bond, *J. Opt. Soc. Am.* **7**, 553 (1962).
- [25] K.M. Evenson, J.S. Wells, F.R. Petersen, B.L. Danielson, G.W. Day, R.L. Barger, J.L. Hall, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 1346 (1972).
- [26] H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle, G. Zinner, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 18 (1996).
- [27] T.W. Hänsch, w: *The Hydrogen Atom*, Proceedings of the Symposium held in Pisa, Italy, June 1988, red. G.F. Bassani, M. Inguscio, T.W. Hänsch (Springer Verlag, New York 1989), s. 93.
- [28] H.R. Telle, D. Meschede, T.W. Hänsch, *Opt. Lett.* **15**, 532 (1990).
- [29] Th. Udem, A. Huber, B. Gross, J. Reichert, M. Prevedelli, M. Weitz, T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2646 (1997).
- [30] A. Huber, Th. Udem, B. Gross, J. Reichert, M. Kourogi, K. Pachucki, M. Weitz, T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 468 (1998).
- [31] M. Kourogi, K. Nakagawa, M. Ohtsu, *IEEE J. Quantum Elect.* **29**, 2693 (1993).
- [32] T. Udem, J. Reichert, M. Kourogi, T.W. Hänsch, *Opt. Lett.* **23**, 1387 (1998).
- [33] Z. Bay, G.G. Luther, J.A. White, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 189 (1972).
- [34] R.G. DeVoe, C. Fabre, K. Jungmann, J. Hoffnagle, R.G. Brewer, *Phys. Rev. A* **37**, 1802 (1988).
- [35] N.C. Wong, *Opt. Lett.* **17**, 13 (1992).
- [36] D.J. Wineland, *J. Appl. Phys.* **50**, 2528 (1979).
- [37] A.E. Siegman, *Lasers* (University Science Books, Mill Valley 1986).
- [38] J.N. Eckstein, rozprawa doktorska, Stanford University 1978.
- [39] T.A. Birks, P.J. Roberts, P.St.J. Russell, D.M. Atkin, T.J. Shepherd, *Electron. Lett.* **31**, 1941 (1995).
- [40] J.K. Ranka, R.S. Windeler, A.J. Stentz, *Opt. Lett.* **25**, 25 (2000).
- [41] J.J. McFerran, E.N. Ivanov, A. Bartels, G. Wilpers, C.W. Oates, S.A. Diddams, L. Hollberg, *Electron. Lett.* **41**, 650 (2005).
- [42] A. Baltuška, Th. Udem, M. Uiberacker, M. Hentschel, E. Goulielmakis, Ch. Gohle, R. Holzwarth, V.S. Yakovlev, A. Scrinzi, T.W. Hänsch, F. Krausz, *Nature* **421**, 611 (2003).

- [43] *Frequency Measurement and Control: Advanced Techniques and Future Trends*, Topics in Applied Physics, t. 79, red. A.N. Luiten (Springer Verlag, New York 2001).
- [44] L.E. Hargrove, R.L. Fork, M.A. Pollack, *Appl. Phys. Lett.* **5**, 4 (1964).
- [45] A. Yariv, *J. Appl. Phys.* **36**, 388 (1965).
- [46] O.P. McDuff, S.E. Harris, *IEEE J. Quant. El.* **3**, 101 (1967).
- [47] C.V. Shank, E.P. Ippen, w: *Dye Lasers*, red. F.P. Schäfer, Topics in Applied Physics, t. 1, wyd. III (Springer Verlag, New York 1990), s. 139.
- [48] R. Teets, J. Eckstein, T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 760 (1977).
- [49] M.M. Salour, C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 757 (1977).
- [50] J.W. Baklanow, W.P. Czebotajew, *Kwant. Elektr.* **4**, 2189 (1977).
- [51] J.N. Eckstein, A.I. Ferguson, T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 847 (1978).
- [52] A.I. Ferguson, J.N. Eckstein, T.W. Hänsch, *J. Appl. Phys.* **49**, 5389 (1978).
- [53] A.I. Ferguson, J.N. Eckstein, T.W. Hänsch, *Appl. Phys.* **18**, 257 (1979).
- [54] T.W. Hänsch, N.C. Wong, *Metrologia* **16**, 101 (1980).
- [55] T.W. Hänsch, *Opt. Commun.* **80**, 71 (1990).
- [56] D.E. Spencer, P.N. Kean, W. Sibbett, *Opt. Lett.* **16**, 42 (1991).
- [57] T. Nakajima, P. Lambropoulos, *Phys. Rev. A* **50**, 595 (1994).
- [58] G.G. Paulus, F. Lindner, H. Walther, A. Baltuška, E. Goulielmakis, M. Lezius, F. Krausz, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 253004 (2003).
- [59] L. Xu, C. Spielmann, A. Poppe, T. Brabec, F. Krausz, T.W. Hänsch, *Opt. Lett.* **21**, 2008 (1996).
- [60] R.L. Fork, C.V. Shank, C. Hirlimann, R. Yen, W.J. Tomlinson, *Opt. Lett.* **8**, 1 (1983).
- [61] R. Zerne, C. Altucci, M. Bellini, M.B. Gaarde, T.W. Hänsch, A. L'Huillier, C. Lynga, C.-G. Wahlström, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1006 (1997).
- [62] M. Bellini, T.W. Hänsch, *Opt. Lett.* **25**, 1049 (2000).
- [63] Th. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, T.W. Hänsch, *Opt. Lett.* **24**, 881 (1999).
- [64] Th. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3568 (1999).
- [65] J. Reichert, M. Niering, R. Holzwarth, M. Weitz, Th. Udem, T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3232 (2000).
- [66] M. Niering, R. Holzwarth, J. Reichert, P. Pokasov, Th. Udem, M. Weitz, T.W. Hänsch, P. Lemonde, G. Santarelli, M. Abgrall, P. Laurent, C. Salomon, A. Clairon, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5496 (2000).
- [67] J. Reichert, R. Holzwarth, Th. Udem, T.W. Hänsch, *Opt. Comm.* **172**, 59 (1999).
- [68] H.R. Telle, G. Steinmeyer, A.E. Dunlop, J. Stenger, D.H. Sutter, U. Keller, *Appl. Phys. B* **69**, 327 (1999).
- [69] S.A. Diddams, D.J. Jones, J. Ye, S.T. Cundiff, J.L. Hall, J.K. Ranka, R.S. Windeler, R. Holzwarth, Th. Udem, T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5102 (2000).
- [70] D.J. Jones, S.A. Diddams, J.K. Ranka, A. Stentz, R.S. Windeler, J.L. Hall, S.T. Cundiff, *Science* **288**, 635 (2000).
- [71] R. Holzwarth, Th. Udem, T.W. Hänsch, J.C. Knight, W.J. Wadsworth, P.St.J. Russell, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2264 (2000).
- [72] L. Matos, D. Kleppner, O. Kuzucu, T.R. Schibli, J. Kim, E.P. Ippen, F.X. Kaertner, *Opt. Lett.* **29**, 1683 (2004).
- [73] B.R. Washburn, S.A. Diddams, N.R. Newbury, J.W. Nicholson, M.F. Yan, C.G. Jorgensen, *Opt. Lett.* **29**, 250 (2004).
- [74] J. Stenger, H. Schnatz, C. Tamm, H.R. Telle, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 073601 (2002).
- [75] M. Zimmermann, Ch. Gohle, R. Holzwarth, Th. Udem, T.W. Hänsch, *Opt. Lett.* **29**, 310 (2004).
- [76] L.-S. Ma, Zhiyi Bi, A. Bartels, L. Robertsson, M. Zucco, R.S. Windeler, G. Wilpers, C. Oates, L. Hollberg, S.A. Diddams, *Science* **303**, 1843 (2004).
- [77] X. Calmet, H. Fritzsche, *Phys. Lett.* **B540**, 173 (2002).
- [78] M.T. Murphy, J.K. Webb, V.V. Flambaum, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **345**, 609 (2003).
- [79] S. Srianand, H. Chand, P. Petitjean, B. Aracil, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 121302 (2004).
- [80] S. Bize, S.A. Diddams, U. Tanaka, C.E. Tanner, W.H. Oskay, R.E. Drullinger, T.E. Parker, T.P. Heavner, S.R. Jefferts, L. Hollberg, W.M. Itano, J.C. Bergquist, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 150802 (2003).
- [81] E. Peik, B. Lipphardt, H. Schnatz, T. Schneider, Chr. Tamm, S.G. Karshenboim, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 170801 (2004).
- [82] L. Hollberg, C.W. Oates, G. Wilpers, C.W. Hoyt, Z.W. Barber, S.A. Diddams, W.H. Oskay, J.C. Bergquist, *J. Phys. B* **38**, S469 (2005).
- [83] M. Takamoto, F.-L. Hong, R. Higashi, H. Katori, *Nature* **435**, 321 (2005).
- [84] A. McPherson, G. Gibson, H. Jara, U. Johann, T.S. Luk, I. McIntyre, K. Boyer, C.H. Rhodes, *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 595 (1987).
- [85] M. Ferray, A. L'Huillier, X.F. Li, A. Lompré, G. Mainfray, C. Manus, *J. Phys. B* **21**, L31 (1988).
- [86] P. Corkum, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1994 (1993).
- [87] M. Bellini, C. Lynga, A. Tozzi, M.B. Gaarde, T.W. Hänsch, A. L'Huillier, C.-G. Wahlström, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 297 (1998).
- [88] Ch. Gohle, Th. Udem, M. Herrmann, J. Rauschenberger, R. Holzwarth, H.A. Schuessler, F. Krausz, T.W. Hänsch, *Nature* **436**, 234 (2005).
- [89] R.J. Jones, K.D. Moll, M.J. Thorpe, J. Ye, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 193201 (2005).
- [90] M.J. Thorpe, K.D. Moll, R.J. Jones, B. Safdi, J. Ye, *Science* **311**, 1595 (2006).

# Granty MNiSzW z fizyki: XXX i XXXI 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) począwszy od stycznia 2006 r. (XXX konkurs) i od czerwca 2006 r. (XXXI konkurs). Informacje o wynikach poprzednich konkursów podawaliśmy w kolejnych rocznikach *Postępów Fizyki* (ostatnio – patrz *PF* **56**, 32 (2005) oraz **57**, 27 (2006)).

Na XXX konkurs wpłynęły 142 projekty, w tym 40 promotorskich (w spisie: P) oraz 1 habilitacyjny. Przyznano finansowanie 51 projektów, w tym 20 promotorskich. Ich oceny dokonał Zespół Specjalistyczny w składzie: prof. Wojciech Nawrociak (UAM, przewodniczący), dr hab. Bogusław Broda (UŁ), prof. Bogdan Bułka (IFM PAN), dr hab. Krzysztof Doroba (UW), prof. Mieczysław Jałochowski (UMCS), prof. Czesław Kapusta (AGH), prof. Grzegorz Karczewski (IF PAN), prof. Andrzej Kowalczyk (UMK), dr hab. Jarosław Koperski (UJ), prof. Reinhard Kulesza (UJ), prof. Wojciech Suski (INTiBS PAN), dr hab. Eugeniusz Szcześniak (UAM) i prof. Tadeusz Wasutyński (IFJ PAN).

Na XXXI konkurs wpłynęło 185 projektów, w tym 45 promotorskich i 7 habilitacyjnych (w spisie: H). Przyznano finansowanie 73 projektów, w tym 33 promotorskich oraz 2 habilitacyjnych. Ich oceny dokonał panel recenzentów w składzie: prof. Wojciech Nawrociak (UAM, przewodniczący), prof. Bogusław Broda (UŁ), prof. Mieczysław Budzyński (UMCS), dr hab. Mariusz Dąbrowski (USz), prof. Jerzy Garbarczyk (PW), prof. Maria Giller (UŁ), prof. Jan Godlewski (PG), prof. Jerzy Górecki (IChF PAN), prof. Andrzej Graja (IFM PAN), prof. Robert Hołyst (IChF PAN), prof. Maciej Kolwas (IF PAN), dr hab. Jarosław Koperski (UJ), prof. Tadeusz Lulek (PRz), dr hab. Krzysztof Rusek (IPJ) i prof. Ryszard Tanaś (UAM).

Łącznie w 31 dotychczasowych konkursach w dziedzinie fizyki zawarto 2249 umów, czyli średnio w każdym konkursie finansowano ponad 72 projekty.

Lista projektów została opracowana we współpracy z p. mgr inż. Martą Minorską (Wydział Nauk Humanistycznych, Społecznych i Ścisłych MNiSzW).

### XXX konkurs

---

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

---

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

dr Tadeusz Kosztołowicz (WMP AŚw)	
Doświadczalne i teoretyczne badania subdyfuzji	5 24 127 275
prof. Krzysztof Wódkiewicz (WF UW)	
Kanały informacji dla splecionych atomów i fotonów	5 24 102 160
dr hab. Jacek Bieroń (WFAiIS UJ)	
Efekty łamania symetrii dyskretnej w ciężkich atomach	5 36 62 500
dr hab. Andrzej Drzewiński (WIMiI PCz)	
Skalowanie skończonych układów typu Isinga (P)	2 18 33 600
mgr Rafał Demkowicz-Dobrzański (CFT PAN)	
Optymalna komunikacja kwantowa w obecności skorelowanych szumów – użyteczność wielocząstkowego splątania	1 12 21 840

### FIZYKA POŚREDNICH I WYSOKICH ENERGII

prof. Jerzy Bartke (IFJ PAN)	
Badanie produkcji cząstek naładowanych i fotonów w zderzeniach ultrarelatywistycznych ciężkich jonów na akceleratorze LHC w CERN-ie	12 36 300 000
prof. Agnieszka Zalewska (IFJ PAN)	
Zastosowanie ciekło-argonowych detektorów do badania rzadkich procesów: rozpraszania neutrin, rozpadu protonu i oddziaływań cząstek ciemnej materii	9 36 250 000
prof. Helena Białkowska (IPJ)	
Fizyka relatywistycznych jonów: od zderzeń elementarnych do jądrowych i od energii SPS (eksperyment NA49) do LHC	8 24 191 300
prof. Jan Kalinowski (WF UW)	
Badanie przewidywań modeli niskoenergetycznej supersymetrii ze szczególnym uwzględnieniem mało zbadanych zakresów parametrów tych modeli	6 30 161 750

### FIZYKA JĄDROWA I FIZYKA PLAZMY

prof. Adam Maj (IFJ PAN)	
Egzotyczne własności jąder atomowych	9 36 280 000

dr hab. Marek Pfützner (WF UW) Badanie promieniotwórczości dwuprotonowej	9	36	235 300	dr hab. Piotr Przysłupski (IF PAN) Fizyka i zastosowanie tlenkowych heterostruktur ferromagnetyk/nadprzewodnik	3	36	172 900
prof. Stanisław Mrówczyński (WMP AŚw) Próg na produkcję plazmy kwarkowo-gluonowej w zderzeniach jądrowych	8	24	200 000	dr hab. Maciej Maśka (WMPiCh UŚI) Rola korelacji elektronowych w układach niejednorodnych	4	36	150 000
dr Piotr Pawłowski (IFJ PAN) Badanie procesów spalacji przy energii 1 AGeV	4	36	184 920	dr inż. Andrzej Żywociński (IChF PAN) Eksperymentalne badania przejść fazowych w dwuwymiarowych układach uporządkowanych	1	36	96 800
prof. Adam Sobiczewski (IPJ) Struktura i własności najcięższych jąder atomowych	5	36	137 250	prof. Tadeusz Kopeć (INTiBS PAN) Wpływ kwantowej krytyczności w układach silnie skorelowanych fermionów na charakterystyki nadprzewodników wysokotemperaturowych	2	36	54 600
<b>FIZYKA ATOMOWA I MOLEKULARNA OPTYKA, AKUSTYKA</b>				prof. Andrzej Ślebarski (WMPiCh UŚI) Struktura elektronowa i własności termodynamiczne $Ce_2Rh_3Al_9$ (P)			
prof. Andrzej Kowalczyk (WFAiS UMK) Opracowanie metody i budowa urządzenia do analizy i obrazowania półprzezroczystych struktur trójwymiarowych z nanometrową rozdzielczością za pomocą światła o częściowej spójności	6	36	305 000	dr hab. Piotr Bojarski (WMPiCh UG) Transfer elektronowej energii wzbudzenia w układach dwuskładnikowych o kontrolowanym stopniu uporządkowania (P)	2	18	33 550
dr hab. Mirosław Brewczyk (WMP UWB) Własności dipolowego kondensatu Bosego–Einsteina	6	24	138 800	dr hab. Arkadiusz Wójs (WPPT PWr) Własności optyczne cieczy elektronowej Laughlina (P)	2	18	33 000
dr Jacek Rzakiewicz (IPJ) Struktura oddziaływania kilkuelektronowych jonów o wysokim Z w zderzeniach atomowych przy relatywistycznych energiach	4	24	88 000	dr hab. Arkadiusz Wójs (WPPT PWr) Wzbudzenia ładunkowe i spinowe w układach złożonych fermionów (P)	2	12	30 000
dr hab. Antoni Wójcik (WF UAM) Splątanie kwantowe w dwuwymiarowych układach magnetycznych	4	24	79 800	prof. Grzegorz Kamieniarz (WF UAM) Analiza numeryczna własności termodynamicznych i przejść fazowych na przykładzie modeli Heisenberga i Ashkina–Teller’a (P)	3	18	27 550
prof. Tadeusz Bancewicz (WF UAM) Nieliniowa Optyczna Spektroskopia Supermolekuł	2	30	50 000	dr hab. Grażyna Chełkowska (WMPiCh UŚI) Wpływ domieszkowania cerem oraz cyną na strukturę elektronową związku $GdIn_3$ i jego własności magnetyczne i elektryczne (P)	2	12	22 800
prof. Andrzej Kowalczyk (WFAiS UMK) Numeryczne metody polepszania jakości obrazów w spektralnej tomografii optycznej z użyciem światła częściowo spójnego (P)	2	24	47 300	dr hab. Piotr Wróbel (INTiBS PAN) Niekonwencjonalne własności nadprzewodzących miedzianów – teoretyczny opis w ramach modelu polaronów spinowych (P)	2	12	16 000
prof. Wojciech Gawlik (WFAiS UJ) Magnetometria oparta na nieliniowym efekcie Faradaya (P)	2	18	45 250	dr hab. Grzegorz Harań (WPPT PWr) Nadprzewodnictwo w obecności anizotropowego – zależnego od pędu – potencjału centrum rozpraszającego (P)	2	9	11 700
prof. Wojciech Gawlik (WFAiS UJ) Diagnostyka ultrazimnych atomów w różnych typach pułapek (P)	2	18	40 000	<b>KRYSTAŁY MOLEKULARNE I POLIMERY CIECZE</b>			
prof. Ryszard Tanaś (WF UAM) Geometria transformacji adiabatycznych w mezoskopowych układach kwantowych (P)	2	24	40 000	prof. Robert Hołyst (IChF PAN) Fizyka inspirowana biologią: ruch nanoobiektów w płynach złożonych	6	36	298 600
prof. Ryszard Parzyński (WF UAM) Ekstremalna optyka nieliniowa w ujęciu równania Riccatiego (P)	2	24	30 000	dr hab. Sławomir Mielcarek (WF UAM) Dynamika oddziaływań podsięci gość–gospodarz w kryształach klatratowych	3	18	95 900
<b>METALE, MAGNETYKI, NADPRZEWODNIKI</b>				dr Jan Martinek (IFM PAN) Spinowo spolaryzowany transport w kropkach kwantowych i układach molekularnych	5	36	50 000
dr hab. inż. Andrzej Kozłowski (WFiS AGH) Badanie przemiany Verweya w związkach magnetytu	8	36	277 090	prof. Włodzimierz Tomin (WMP PAP) Opracowanie metody określania kinetyki momentów dipolowych molekuł (P)	3	24	35 000
dr hab. Andrzej Wiśniewski (IF PAN) Natura przejść fazowych w wybranych grupach manganitów i kobaltytów	10	30	198 000				



prof. Zygmunt Gburski (WMFiCh UŚI) Badanie dynamiki cholesterolu w otoczeniu fosfolipidów – symulacje komputerowe (P)	2	19	29 740
prof. Robert Hołyst (ICHF PAN) Podział przestrzeni w układzie reakcja–dyfuzja (P)	2	12	26 700

### PÓŁPRZEWODNIKI I IZOLATORY

dr hab. Sławomir Biernacki (IF PAN) Nanokrystaliczne i monokrystaliczne granaty itrowo-glinowe domieszkowane manganem dla fotoniki oraz dozymetrii termoluminescencyjnej	6	34	252 800
prof. Marek Godlewski (IF PAN) Nanoproszki domieszkowanych materiałów półprzewodnikowych II–VI i materiałów tlenkowych – mechanizmy rekombinacji promienistej	8	36	240 000
prof. Bogusław Mróz (WF UAM) Unifikacja wyników badania własności sprężystych ciał stałych w szerokim zakresie częstotliwości	5	24	162 450
prof. Jacek Kossut (IF PAN) Wytwarzanie i charakteryzacja warstw ZnO o dziurowym typie przewodnictwa (P)	2	24	57 200
prof. Jan Gaj (WF UW) Wpływ symetrii na własności optyczne pojedynczych półprzewodnikowych kropek kwantowych (P)	1	12	30 000

### BIOFIZYKA

prof. Leszek Michalak (WMFiI UMCS) Masowo-spektrometryczne badania wychwytu elektronu przez molekuly acetaldehydu i akrylonitrylu	4	18	85 200
prof. Ewa Gudowska-Nowak (WFAiIS UJ) Wpływ rodzaju promieniowania na proces klasteryzacji uszkodzeń DNA – badania metodą mikroskopii sił atomowych (P)	2	20	20 000

### XXXI konkurs

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

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

prof. Leszek Sirko (IF PAN) Badanie uniwersalnych fluktuacji w układach chaotycznych z absorpcją	5	36	204 900
dr hab. Vinh Hung Tran (INTiBS PAN) Badanie anomalnych zjawisk fizycznych występujących w pobliżu kwantowego punktu krytycznego	7	36	203 900

dr hab. Jacek Pawełczyk (WF UW) Rola supergrawitacji w unifikacji oddziaływań elementarnych	5	24	121 000
prof. Marek Napiórkowski (WF UW) Fizyka statystyczna stanów stacjonarnych, powierzchni rozdziału faz i membran	6	24	100 000
dr hab. Franco Ferrari (WMF USZ) Zastosowanie supersymetrycznych i topologicznych teorii pola w opisie rzeczywistych układów polimerowych	4	24	84 900
mgr Łukasz Zawitkowski (CFT PAN) Własności temperaturowe i magnetyczne ultrazimnych gazów kwantowych	1	17	46 000
dr hab. Antoni Wójcik (WF UAM) Zastosowanie kwantowych spacerów na grafach w kwantowej teorii informacji (P)	2	24	43 000
prof. Jan Jacek Żebrowski (WF PW) Generacja, kinetyka ruchu i zanik fal spiralnych w niejednorodnych ośrodkach aktywnych (P)	2	16	40 790
dr hab. Jacek Dziarmaga (WFAiIS UJ) Fizyka zimnych gazów kwantowych (P)	2	24	30 000
dr hab. Jacek Pawełczyk (WF UW) Kryształ Calabi–Yau w topologicznej teorii strun (P)	2	15	29 900
prof. Jacek Wosiek (WFAiIS UJ) Supersymetryczna mechanika kwantowa Yanga–Millsa w dwóch wymiarach (P)	2	14	22 500
dr hab. Ryszard Kutner (WF UW) Modelowanie i symulowanie dynamiką molekularną kwazistatycznego obiegu Carnota oraz zjawiska wykładniczej i potęgowej relaksacji temperaturowej gazów (P)	2	12	19 780
prof. Jerzy Krzysztof Lewandowski (WF UW) Badanie czarnych dziur w sytuacjach dynamicznych przy użyciu izolowanych i dynamicznych horyzontów (P)	2	12	17 250

### FIZYKA POŚREDNICH I WYSOKICH ENERGII

prof. Henryk Wilczyński (IFJ PAN) Skład i widmo promieni kosmicznych skrajnie wysokich energii	6	36	199 600
dr hab. Jan Sobczyk (WFiA UW) r) Modelowanie oddziaływań neutrin z nukleonami i jądrami atomowymi	4	24	147 000
dr Katarzyna Grzelak (WF UW) Badanie oscylacji neutrin w detektorze MINOS	2	24	49 791
dr hab. Krzysztof Golec-Biernat (IFJ PAN) Efekty chromodynamiki kwantowej w granicy wysokich energii w zderzeniach cząstek (P)	2	24	49 600
dr hab. Grzegorz Wrochna (IPJ) Badanie zjawisk astrofizycznych o krótkich skalach czasowych (P)	2	18	40 000
dr Mariusz Witek (IFJ PAN) Badanie procesów z udziałem prądów neutralnych na akceleratorze LEP (H)	1	16	34 300
prof. Elżbieta Richter-Wąs (IFJ PAN) Obserwowalność bozonu Higgsa w rozpadzie na parę leptonów tau w eksperymencie Atlas (P)	2	12	24 500

prof. Kazimierz Bodek (WFAiS UJ) Pomiar polaryzacji poprzecznej elektronów emitowanych w rozpadzie swobodnych neutronów – test symetrii względem odwrócenia czasu (P)	2	12	22 750	prof. Władysław Żakowicz (IF PAN) Wykorzystanie rezonansów „whispering gallery modes” do przyspieszania cząstek naładowanych	2	24	74 280
prof. Michał Prasałowicz (WFAiS UJ) Procesy produkcji z podwójną wymianą pomeronu w modelu efektywnym (P)	2	14	22 500	prof. Maciej Kolwas (IF PAN) Badanie rozpraszania światła przez mikro-krople zawierające inkluzje (P)	2	15	33 350
prof. Henryk Wilczyński (IFJ PAN) Wielokrotne rozpraszanie światła emitowanego przez wielkie pęki atmosferyczne (P)	2	9	17 300	prof. Piotr Kwiek (WMFiI UG) Oddziaływanie światła laserowego z cylindrycznymi falami ultradźwiękowymi we wnętrzu lasera He–Ne i lasera argonowego (P)	3	15	29 700
<b>FIZYKA JĄDROWA I FIZYKA PLAZMY</b>				prof. Józef Eugeniusz Sienkiewicz (WFTiMS PG) Teoretyczne badanie struktury elektronowo-oscylacyjnej i procesu fotodysocjacji cząsteczek litu (P)	2	18	26 520
dr hab. Paweł Moskal (WFAiS UJ) Poszukiwanie jąder mezonowych: próba odkrycia stanów związanych mezonu $\eta$ z jądrem atomu helu poprzez pomiary funkcji wzbudzenia przekrojów czynnych na wytwarzanie mezonów $\eta'$ w reakcjach deuteronu z deuteronom w pobliżu progu na produkcję mezonu $\eta$	14	36	203 000	dr hab. Marek Trippenbach (WF UW) Badania solitonów w nieliniowych ośrodkach optycznych i kondensatach Bosego–Einsteina z periodyczną modulacją (P)	2	12	24 200
prof. Krzysztof Pomorski (WMFiI UMCS) Własności ciężkich i superciężkich jąder atomowych w opisach samozgodnych i w modelach makroskopowo-mikroskopowych	7	28	148 000	mgr Wojciech Wasilewski (WFAiS UMK) Diagnostyka homodynowa wielomodowych kwantowych stanów światła	2	18	19 890
<b>FIZYKA ATOMOWA I MOLEKULARNA</b>				<b>METALE, MAGNETYKI, NADPRZEWODNIKI</b>			
dr hab. Ernest Piasecki (IPJ) Wpływ słabych sprzężeń na strukturę rozkładu barier kulombowskich: stosowalność metody kanałów sprzężonych	7	36	143 500	dr hab. Krzysztof Rogacki (INTiBS PAN) Niekonwencjonalne nadprzewodnictwo w $MgB_2$ : wpływ rozpraszania wewnątrz-pasmowego i międzypasmowego na właściwości nadprzewodnika o podwójnej przerwie energetycznej	5	30	215 000
prof. Jan Pluta (WF PW) Analiza korelacji barion–barion w relatywistycznych zderzeniach jądrowych rejestrowanych w eksperymencie STAR (P)	2	15	30 000	prof. Józef Barnaś (WF UAM) Transport elektronowy i indukowana prądem dynamika spinowa w magnetycznych układach nanoskopowych	8	36	195 500
prof. Adam Sobiczewski (IPJ) Efekty jednocząstkowe we własnościach ciężkich i superciężkich jąder atomowych (P)	2	12	20 400	dr Leszek Bryja (WPPT PWr) Badania magnetoptyczne spinowo-ładunkowych efektów wielociałowych w dwuwymiarowych gazach i cieczach kwantowych	7	24	192 500
<b>OPTYKA, AKUSTYKA</b>				prof. Tomasz Goworek (WMFiI UMCS) Struktura i defekty faz stałych węglowodorów prostych a anihilacja pozytonów (wpływ temperatury, ciśnienia, światła i napromieniowania)	7	24	191 700
prof. Tadeusz Stacewicz (WF UW) Detekcja śladowych ilości materii z wykorzystaniem laserów diodowych	12	36	275 000	prof. Czesław Rudowicz (IF PSz) Modelowanie SPM i NCC oraz korelacja własności strukturalnych, spektroskopowych i magnetycznych jonów przejściowych w materiałach ważnych technologicznie	3	36	175 750
prof. Wojciech Gadomski (WF UW) Właściwości laserów wibronowych i granice ich możliwości; dynamika regularna i chaotyczna, femtosekundowy oscylator szafiry o wysokiej mocy szczytowej	6	36	261 000	dr Krzysztof Głuch (WMFiI UMCS) Masowo spektrometryczne badania fragmentacji jonów	4	18	129 900
prof. Włodzimierz Jastrzębski (IF PAN) Spektroskopowa charakterystyka stanów elektronowych dimerów metali alkalicznych istotnych dla tworzenia i detekcji zimnych cząsteczek	7	36	188 600	dr inż. Piotr Budzyński (WM PL) Właściwości mikrostopów AlCrN i AlTiN otrzymywanych za pomocą implantacji połączonej z rozpylaniem jonowym	3	24	109 384
prof. Marek Pajek (WMP AŚw) Badanie rekombinacji radiacyjnej jonów $U^{92+}$ z elektronami w procesie chłodzenia elektronowego	4	30	161 000	dr hab. Zbigniew Łodziana (IFJ PAN) Termodynamiczne i elektronowe własności defektów punktowych w tlenkach o strukturze spinelu na podstawie obliczeń kwantowych	3	20	89 900
dr hab. Jacek Semaniak (WMP AŚw) Badanie zderzeń jonów molekularnych z elektronami swobodnymi (rekombinacji dysocjatywnej i rezonansowego tworzenia par) w warunkach niskotemperaturowej plazmy	2	31	120 050				

prof. Marta Z. Cieplak (IF PAN) Magnetyczne kotwiczenie wirów w hetero- strukturach ferromagnetyk/nadprzewodnik (P)	2	18	40 880	prof. Ewa Talik (WMFiCh UŚl) Zbadanie oddziaływań magnetycznych w mo- nokryształach związków międzymetalicznych pierwiastków ziem rzadkich z metalami przej- ściowymi. Poszukiwanie nowych materiałów dla chłodziarek magnetycznych	4	36	213 500
prof. Andrzej Ślebarski (WMFiCh UŚl) Badanie wpływu liczby elektronów walen- cyjnych na charakter stanu podstawowego CePdSb (P)	2	24	30 000	dr hab. Bogdan Kowalski (IF PAN) Jony pierwiastków grup przejściowych w pół- przewodnikach półmagnetycznych i ferromag- netycznych typu IV–VI	6	36	174 350
dr hab. Bogdan Idzikowski (IFM PAN) Kinetyka krystalizacji i własności magnetycz- ne amorficznych i nanokrystalicznych stopów Fe–(Ni,Co)–Zr–B (P)	2	15	26 875	dr Ryszard Zdyb (WMFiI UMCS) Struktura elektronowa sieci klastrów i drutów kwantowych Pb i In na powierzchni krzemu	4	30	164 790
prof. Józef Barnaś (WF UAM) Spinowe efekty w transporcie przez kropkę kwantową sprzężoną z magnetycznymi elek- trodami (P)	2	24	26 000	prof. Włodzimierz Nakwaski (WFTIIMS PŁ) Metoda admitancyjna fal płaskich i jej zasto- sowanie w modelowaniu laserów półprzewod- nikowych oraz planarnych struktur kryształów fotonicznych (P)	2	24	50 560
<b>KRYSTAŁY MOLEKULARNE I POLIMERY CIECZE</b>				prof. Jan Gaj (WF UW) Oddziaływanie jon–nośnik w nowych pół- przewodnikach półmagnetycznych z szeroką przerwą energetyczną (P)	2	12	35 880
dr Piotr Garstecki (IChF PAN) Mikroprzepływy kropeł w sieciach mikro- kanałów o nietrywialnej topologii	3	36	247 680	prof. Michał Nawrocki (WF UW) Korelacje między fotonami emitowanymi z pojedynczych kropek kwantowych CdTe/ZnTe (P)	2	12	29 640
prof. Zdzisław T. Lalowicz (IFJ PAN) Badania widm rezonansu magnetycznego i re- laksacji spinowo-sieciowej deuteronów dla cząsteczek w komorach zeolitów w celu okre- ślenia ich dynamiki rotacyjno-translacyjnej	6	36	203 100	prof. Rajmund Bacewicz (WF PW) Lokalne otoczenie manganu w wybranych związkach półprzewodnikowych badane metodą absorpcji promieniowania rentge- nowskiego (P)	2	12	27 365
prof. Lech Longa (WFAiIS UJ) Spontaniczna formacja struktur dwuosiowych, chiralnych i polarnych w nowo odkrytych materiałach ciekłokrystalicznych	13	36	185 125	dr hab. Leszek Adamowicz (WF PW) Charakterystyka nanorurek węglowych przy użyciu spektroskopii ramanowskiej oraz mikroskopii sił atomowych i elektro- statycznych (P)	2	12	27 300
prof. Jan Wąsicki (WF UAM) Opracowanie modelu ferroelektryczności w układach nanoporowatych tiomocznik– sole pirydyniowe	9	30	154 200	dr hab. Antoni C. Mituś (WPPT PWr) Perllokacja lokalnej struktury krystalicznej w dwuwymiarowej cieczy Lennarda–Jonesa i scenariusz KTHNY (P)	2	12	19 120
prof. Danuta Bauman (WFT PP) Oddziaływania molekularne w nanowymia- rowych warstwach barwników organicznych tworzonych techniką Langmuira–Blodgett	8	24	147 900	prof. Ewa Talik (WMFiCh UŚl) Struktura elektronowa wybranych materiałów tlenkowych stosowanych w zaawansowanych technologiach (P)	2	7	14 500
dr hab. Marek Szafranski (WF UAM) Gigantyczna anizotropia dielektryczna w kry- ształach z wiązaniem wodorowym NH–N	4	24	117 300	Mateusz Goryca (WF UW) Relaksacja namagnesowania studni (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te w impulsowym polu magnetycznym	1	12	19 550
dr Małgorzata Makowska-Janusik (WMP AJD) Wpływ matryc polimerowo-tych na makroskopo- we własności nieliniowo-optyczne materiałów kompozytowych (H)	2	24	58 000	<b>BIOFIZYKA</b>			
prof. Małgorzata Śliwińska-Bartkowiak (WF UAM) Wpływ zaadsorbowanych molekuł na struktu- rę i własności elektronowe węglowych matryc porowatych (P)	2	12	25 800	prof. Marek Cieplak (IF PAN) Dynamika rozciągania białek zawartych w bazie danych PDB (P)	2	18	46 500
<b>PÓŁPRZEWODNIKI I IZOLATORY</b>				prof. Bogdan Lesyng (WF UW) Metody klasycznej i kwantowo-klasycznej dynamiki molekularnej i ich zastosowania do układów biomolekularnych (P)	2	10	19 550
dr Piotr Kossacki (WF UW) Sterowanie i śledzenie ewolucji stanów ekscy- tonowych w półprzewodnikowej kropce kwan- towej przy użyciu spektroskopii korelacyjnej	6	36	231 000				

# Jubileusz Władysława Świąteckiego

17 czerwca 2006 r. w Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL) odbyło się uroczyste sympozjum poświęcone 80. rocznicy urodzin znanego polskiego teoretyka jądrowego, Władysława Jerzego Świąteckiego. W sympozjum wzięli udział fizycy z różnych ośrodków fizyki jądrowej Ameryki Płn. i Europy, m.in. Albert Ghiorso (bliski współpracownik Glenna T. Seaborga, współodkrywca 9 pierwiastków transuranowych, wśród nich kiuru, nazwanego tak na cześć Marii i Piotra Curie), Peter Armbruster (współodkrywca 6 pierwiastków superciężkich), Arthur M. Poskanzer, David Ward, William Myers. Z Polski przyjechał na sympozjum jeden z autorów niniejszej notatki (K.G.). Dyskutowano takie zagadnienia, jak rozszczepienie, synteza i kruszenie (spalacja) jąder atomowych (P. Armbruster, GSI, Niemcy), problem syntezy transaktynowców (Charles M. Folden III, Michigan State University), silnie oddziałująca materia w zderzeniach ciężkojonowych (Joseph I. Kapusta, University of Minnesota), przepływ kolektywny (A.M. Poskanzer, LBNL), różne fazy materii jądrowej (Jørgen Randrup, LBNL), ostatnie osiągnięcia w modelowaniu rozszczepienia jądrowego (Peter Möller, Los Alamos National Laboratory), poszukiwanie kształtów Jacobiego w jądrach atomowych (D. Ward, LBNL). Do postępu w różnych fazach badania tych zagadnień Świątecki wniósł istotny wkład, często inicjując nowy kierunek badań.

Było bardzo ujmujące, że niezależnie od Laboratorium także władze miejskie Berkeley uczciły jubileusz, ogłaszając 17 czerwca 2006 r. dniem Władysława Świąteckiego. Uzasadnienie brzmiało: „In recognition of the incredible academic and personal achievements, and the contributions he has made to both the scientific community, as well as the City of Berkeley” (W uznaniu niesłychanych osiągnięć naukowych i osobistych zasług zarówno dla społeczności uczonych, jak i samego miasta Berkeley).

Władek, jak powszechnie się o nim mówi, urodził się 22 kwietnia 1926 r. w Paryżu, gdy jego ojciec kończył studia w Ecole Supérieure d'Aéronautique. Ojciec, Władysław Józef Świątecki (1895–1944), od wczesnej młodości związany był z lotnictwem. W roku 1918 był oficerem w jednostce lotniczej I Korpusu Polskiego gen. Dowbór-Muśnickiego w Bobrujsku; w listopadzie tegoż roku wziął udział w odebraniu Niemcom lotniska na Polu Mokotowskim w Warszawie. W latach 1919–20 walczył jako pilot w wojnie polsko-bolszewickiej i został odznaczony Krzy-

żem Walecznych oraz orderem Virtuti Militari. Po ukończeniu studiów w Paryżu, latem 1926 r. powrócił z całą rodziną do Polski, do Lublina. Tutaj mieszkali do czasu inwazji niemieckiej w 1939 r., kiedy to przedostali się do Francji, skąd w 1940 r. dotarli do Anglii. Szkołę średnią (Grammar School) ukończył Władek w 1943 r. w Blackpool, a studia wyższe w Imperial College w Londynie: w 1945 r. w zakresie fizyki, a w 1946 r. – matematyki. Stopień doktora uzyskał na Uniwersytecie w Birmingham w 1950 r. pod kierunkiem Rudolpha Peierlsa.

Po doktoracie trzy lata (1950–53) spędził w Instytucie Fizyki Teoretycznej (obecnie Instytut Nielsa Bohra) w Kopenhadze, następne trzy na Wydziale Fizyki Matematycznej Uniwersytetu (oraz w Instytucie Gustawa Wernera) w Uppsali i wreszcie od września 1956 r. do maja 1957 r. – na Uniwersytecie w Aarhus. W maju 1957 r. otrzymał stałe zatrudnienie w Radiation Laboratory (obecnie LBNL) w Berkeley, z którym nadal jest związany.

W czasie zatrudnienia w Berkeley kilka rocznych urlopów naukowych (*sabbatical years*) spędził w Danii (w Aarhus i Kopenhadze), do której chętnie wracał i gdzie w 1973 r. został wybrany na członka Duńskiej Królewskiej Akademii Nauk.

W trakcie swej pracy wykształcił wielu młodych pracowników naukowych, wśród nich kilku znanych teoretyków jądrowych.

Władysław Świątecki bardzo blisko współpracuje z polskimi fizykami jądrowymi z Warszawy, Krakowa i Lublina. Jest częstym wykładowcą na szkołach i konferencjach fizyki jądrowej w Zakopanem, na Mazurach i w Kazimierzu. W roku 1990 otrzymał Medal Smoluchowskiego, w 1996 r. został członkiem Polskiej Akademii Umiejętności, a w 2000 r. otrzymał doktorat honorowy Uniwersytetu Jagiellońskiego. Przez tyle już lat przebywania z dala od kraju świetnie zachował swój ojczysty język; wszystkie dyskusje naukowe z rodakami prowadzi po polsku. Interesuje się sprawami fizyki w Polsce; regularnie czyta *Postępy Fizyki*. Gdy przyjeżdża do Polski, chętnie odwiedza miejsca swojego dzieciństwa na Lubelszczyźnie.

Życzymy Jubilatowi wielu lat dalszej aktywności naukowej i cieszymy się z trwającej współpracy, pokonującej barierę oddalenia.

Jan Błocki, Kazimierz Grotowski,

Adam Sobieczewski, Krystyna i Janusz Wilczyński

## ■ Włodzimierz Kluźniak

Fizyką zainteresował się, uczęszczając do szkoły w New Delhi. Studia ukończył na Uniwersytecie Warszawskim. Pracę magisterską z fizyki teoretycznej wykonał pod kierunkiem prof. Wojciecha Królikowskiego. Po studiach zatrudnił go w Centrum Astronomicznym im. Mikołaja Kopernika PAN prof. Bohdan Paczyński, który skutecznie przyciągnął go do astrofizyki.

Po trzech latach, miesiąc po Sierpniu, wyjechał do Kalifornii i od tej pory w kręgach zawodowych znany jest jako Włodek Kluźniak. Na Uniwersytecie Stanforda uzyskał doktorat pod kierunkiem Roberta V. Wagonera. Po doktoracie przeniósł się na cztery lata do Nowego Jorku, gdzie w grupie Malvina Rudermana w Columbia University zajmował się astrofizyką gwiazd neutronowych. W latach 1992–99 wykładał na Uniwersytecie stanu Wisconsin w Madison. Spośród doktorantów z tego okresu William Lee jest profesorem Uniwersytetu Autonomicznego w Meksyku (UNAM), David Kita pracuje w firmie komputerowej na Zachodnim Wybrzeżu USA, a Majid Borumand na Wall Street.

Od siedmiu lat pracuje w kraju, w CAMK PAN i (od roku 2001) na Uniwersytecie Zielonogórskim, z krótkimi przerwami związanymi z wizytami w ośrodkach zagranicznych (np. w roku 2002/2003 w Tuluzie). Publikuje przede wszystkim prace z astrofizyki relatywistycznej, ostatnio o rezonansach nieliniowych w przepływie płynów wokół czarnych dziur. Tytuł profesora nauk fizycznych otrzymał 10 października 2006 r.



Choć spędził pół roku w Kolorado, załączone zdjęcie zostało wykonane przez przyjaciół podczas wypadu narciarskiego w Alpy.

## ■ Grzegorz Gładyszewski

Urodził się w 1959 r. w Lublinie. Po studiach podjął pracę w Instytucie Fizyki UMCS. Promotorem rozprawy doktorskiej „Mixing jonowy w supersieciach metalicznych” (1988) był prof. Paweł Mikołajczak. Od roku 1990 przebywał na stażu naukowym we Francji, w Laboratoire de Métallurgie Physique, Université de Poitiers. Na tamtejszym Wydziale Nauk Podstawowych i Stosowanych uzyskał w 1991 r. *habilitation à diriger les recherches*, odpowiednik polskiego stopnia doktora habilitowanego. Po powrocie do kraju uzyskał w roku 1994 w wyniku nostryfikacji habilitacji francuskiej stopień doktora habilitowanego na Wydziale Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Wrocławskiego. W latach 1994–96 pracował w Laboratorium VSM Katolickiego Uniwersytetu w Leuven (Belgia). Od 1996 do 2004 r. kierował pracami Zakładu Fizyki Doświadczalnej Politechniki Lubelskiej. Tytuł naukowy otrzymał 14 listopada 2006 r.



Obecnie kieruje Zespołem Inżynierii Nowych Materiałów IF PL. Zajmuje się właściwościami fizycznymi układów cienkowarstwowych i wielowarstwowych.

Efektom prowadzonych przez niego badań są m.in. 94 artykuły naukowe, z czego 48 w czasopismach z listy filadelfijskiej. Uzyskane rezultaty prezentował także na kilkudziesięciu międzynarodowych konferencjach naukowych.

Członek Polskiego Towarzystwa Fizycznego, Polskiego Towarzystwa Próżniowego, Polskiego Towarzystwa Wzrostu Kryształów oraz Polskiego Towarzystwa Promieniowania Synchrotronowego.

Posiada patent sternika jachtowego, czynnie uprawia żeglarstwo turystyczne. Jego największą pasją jest strzelectwo sportowe. Jest instruktorem i sędzią klasy państwowej, a także wielokrotnym medalistą mistrzostw Polski w powszechnym strzelectwie sportowym.

Żona Bożena – również fizyk, doktor nauk rolniczych, syn Adam – student III roku iberystyki na UMCS, od 2007 r. członek kadry narodowej w strzelectwie sportowym.

## ■ Krystyna Jabłońska-Ławniczak

Urodziła się w Warszawie w 1950 r. Ukończyła studia na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, specjalizując się w fizyce ciała stałego. Jeszcze w czasie studiów podjęła pracę na stanowisku asystenta w nowo powstałym Środowiskowym Laboratorium Badań Rentgenowskich i Elektronomikroskopowych w Instytucie Fizyki PAN, gdzie pracuje do dzisiaj (będąc obecnie kierownikiem Laboratorium). Doktorat otrzymała w 1980 r. (promotor prof. Julian Auleytner) za pracę „Badanie struktury elektronowej w stopach metodami spektroskopii miękkiego promieniowania rentgenowskiego”. Habilitację uzyskała w roku 1995, a tytuł naukowy otrzymała 24 października 2006 r.

Jej zainteresowania naukowe związane są z metodami wykorzystującymi promieniowanie synchrotronowe. Działa również aktywnie na rzecz budowy w Polsce narodowego źródła promieniowania synchrotronowego oraz dostępu polskich naukowców do europejskiego źródła ESRF w Grenoble. Obecnie zaangażowała się w działalność na rzecz udziału Polski w budowie i eksploatacji dużych urządzeń badawczych, takich jak europejski laser na swobodnych elektronach (XFEL) w DESY. Jest jednym z założycieli Polskiego Towarzystwa Promieniowania Synchrotronowego i aktywnie pracuje w jego władzach. Przez trzy kadencje pełniła funkcję sekretarza, potem wiceprezesa, a obecnie jest prezesem Towarzystwa.

Działa też w Polskim Towarzystwie Fizycznym, gdzie w roku 2005 powierzono jej funkcję sekretarza generalnego. Od kilku lat jest członkiem komitetu redakcyjnego czasopisma dla nauczycieli *Fizyka w Szkole*.



W 1996 r. otrzymała 10-miesięczne stypendium Fulbrighta dla profesora wizytującego, umożliwiające jej pobyt przy jednym z najnowocześniejszych źródeł synchrotronowych – Advanced Light Source w Lawrence National Berkeley Laboratory w Kalifornii.

Wypromowała dwóch doktorów; dwie kolejne prace doktorskie są w toku.

Ma męża Aleksandra, profesora nauk chemicznych. Dwie córki, Urszula i Elżbieta, właśnie wkraczają w samodzielne życie zawodowe. Jej hobby to dom na wsi i ogródek, gdzie aktywnie odpoczywa po pracy zawodowej.

## ■ Marcin Marian Wójcik

Urodził się w 1949 r. w Pilźnie, gdzie w miejscowym LO zetknął się po raz pierwszy z eksperymentem fizycznym. Studia fizyki odbył na Uniwersytecie Jagiellońskim, specjalizując się w fizyce jądrowej. W 1981 r. obronił pracę doktorską (promotor prof. Kazimierz Grotowski). Habilitował się w roku 1997 na podstawie rozprawy „Environmental  $^{222}\text{Rn}$  as a background source in the solar neutrino experiment GALLEX”. Tytuł naukowy otrzymał 22 stycznia 2007 r.



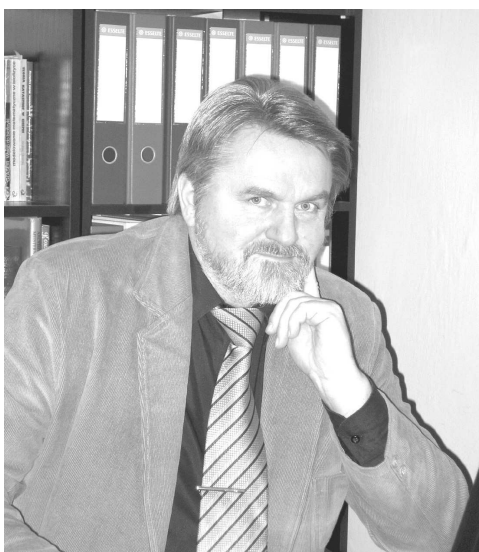
Głównym obszarem jego badań jest fizyka neutrin i astronomia neutrinowa. Od 1994 r. uczestniczy w eksperymencie BOREXINO (pomiar strumienia niskoenergetycznych neutrin słonecznych  $^7\text{Be}$ ), a w roku 2004 został zaproszony do udziału w eksperymencie GERDA (poszukiwanie podwójnego bezneutrinowego rozpadu  $\beta$   $^{76}\text{Ge}$ ). Obydwa eksperymenty są zlokalizowane w podziemnym laboratorium w Gran Sasso, z którym związany jest od początku jego istnienia. Ich powodzenie wymaga ekstremalnego ograniczenia tła pochodzącego zarówno od promieniowania kosmicznego, jak i naturalnych izotopów promieniotwórczych. Ten ostatni problem jest od lat jego specjalnością. Jest członkiem zarządu projektu GERDA oraz współorganizatorem sieci EU ILIASnext.

Jest autorem lub współautorem około 100 publikacji naukowych w czasopismach o międzynarodowym zasięgu, w tym około 40 prac w materiałach międzynarodowych konferencji. Wypromował jednego doktora (dalsze dwa doktoraty w toku), był opiekunem kilkunastu prac magisterskich z fizyki. Współpracuje z czołowymi ośrodkami zajmującymi się fizyką neutrin w Niemczech, Włoszech, Stanach Zjednoczonych i Kanadzie, a także ze środowiskiem uczonych polskich. Kierował kilkunastoma grantami MEN, KBN, EU i MNiSzW.

Ma żonę Krystynę (również fizyk – pracuje w LO) oraz córkę Beatę i syna Krzysztofa. W miarę możliwości spędza czas w letnim domu w Beskidzie Makowskim, gdzie w swojej pasiece obserwuje relacje społeczne w rodzinach pszczelich oraz wędruje w pobliskich lasach. Interesuje się historią II wojny światowej, stosunkami polsko-niemieckimi oraz silnikami Diesla.

## ■ Andrzej Słezak

Urodził się w 1952 r. w Boczkwicach na Kielecczyźnie. W roku 1977 ukończył studia w Wyższej Szkole Pedagogicznej w Kielcach. Stopień doktora nauk przyrodniczych (specjalność biofizyka, promotor prof. Bolesław Turczyński) uzyskał w 1987 r. w Śląskiej Akademii Medycznej, z którą był związany przez 13 lat. Stopień doktora habilitowanego nauk fizycznych (specjalność fizyka molekularna) uzyskał w roku 1996 na Uniwersytecie Śląskim. Przez ostatnich pięć lat jest związany z Politechniką Częstochowską. Tytuł naukowy otrzymał 14 listopada 2006 r.



Jego zainteresowania naukowe dotyczą – nieprzerwanie od 30 lat – badań teoretycznych i doświadczalnych transportu przez membrany syntetyczne przy uwzględnieniu wpływu ziemskiego pola grawitacyjnego. Jego praca habilitacyjna była poświęcona badaniu wpływu niestabilności typu Rayleigha–Taylor na bierny osmotyczny i dyfuzyjny transport membranowy. Obecnie zajmuje się badaniem wpływu tych niestabilności na elektryczne prądy membranowe i ich implikacjami biofizycznymi. Zajmuje się także zastosowaniami optyki nieliniowej do projektowania struktury różnych nanomateriałów, w tym materiałów błonotwórczych i biomateriałów. Współpracuje z różnymi ośrodkami naukowymi krajowymi i zagranicznymi.

Do tej pory wypromował czterech doktorów fizyki i medycyny. Jest autorem ok. 200 prac z fizyki, inżynierii chemicznej, biofizyki, biochemii, ochrony środowiska, inżynierii materiałowej i medycyny fizykalnej. Jego dwaj wieloletni polscy współpracownicy uzyskali stopień doktora habilitowanego w dziedzinie medycyny.

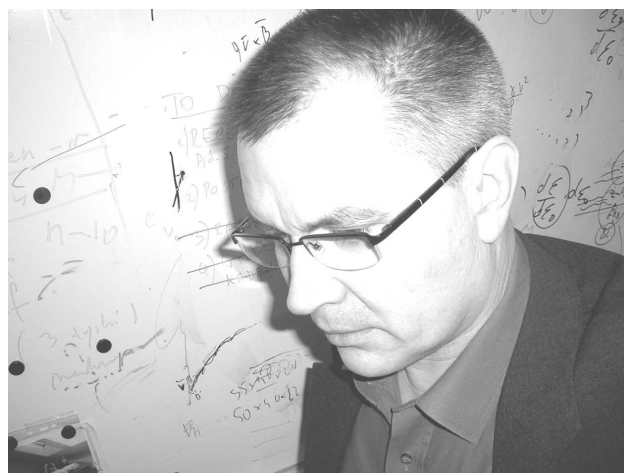
Od 26 lat jest żonaty. Żona Jolanta jest lekarzem (doktor, specjalista pediatra-pulmonolog). Ma dwie córki: Kornelia jest asystentką w Akademii Ekonomicznej w Katowicach, Izabella – studentką IV roku biotechnologii na Uniwersytecie Jagiellońskim. Poza fizyką i biofizyką interesuje go przyroda, słucha muzyki. Najlepiej odpoczywa podczas samotnej jazdy na rowerze.

## ■ Bronisław Rudak

Urodził się w Toruniu w 1953 r. Tytuł zawodowy magistra astronomii uzyskał na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika. Pracę doktorską (promotor doc. Antoni Stawikowski) obronił w 1984 r., habilitował się w roku 1996, a 12 października 2006 r. otrzymał tytuł profesora nauk fizycznych.

Od początku swojej pracy naukowej związany jest Centrum Astronomicznym im. Mikołaja Kopernika PAN w Warszawie. Po doktoracie cztery lata spędził za granicą, odbywając długoterminowe staże naukowe w Pennsylvania State University, Max-Planck-Institut für Astrophysik (Garching) oraz Département d'Astrophysique Relativiste et de Cosmologie CNRS (Paris-Meudon). Obecnie pracuje na stanowisku profesora w filii CAMK PAN w Toruniu. Od kilku lat prowadzi też wykłady dla studentów astronomii i fizyki na UMK.

Jego zainteresowania badawcze koncentrują się na zagadnieniach astrofizyki wysokich energii oraz kosmologii. Do swoich najważniejszych osiągnięć zalicza zainicjowanie w Polsce badań pulsarów w zakresie promieniowania X i  $\gamma$ . Utworzony przez niego zespół zdobył międzynarodową renomę, głównie dzięki wynikom o charakterze teoretycznym. Zespół ściśle współpracuje z kilkoma grupami badawczymi, przede wszystkim w NASA Goddard Space Flight Center (USA) i MPE MPG (Niemcy).

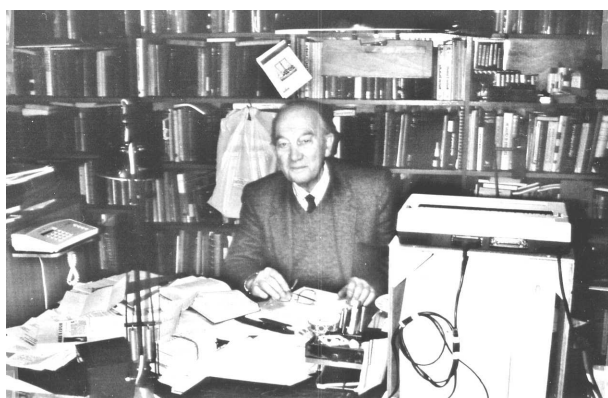


Jest członkiem międzynarodowego zespołu badawczego The H.E.S.S. Project – laureata prestiżowej Nagrody Naukowej Kartezjusza za rok 2006. Swoje plany badawcze wiąże z obecną rozbudową obserwatorium promieniowania  $\gamma$  H.E.S.S. w Namibii (Polska uczestniczy w finansowaniu tej rozbudowy), dzięki czemu możliwe będzie badanie pulsarów w zakresie bardzo wielkich energii (Very High Energy, VHE). Został też zaproszony do udziału w dużym projekcie międzynarodowym Cherenkov Telescope Array, który za kilka lat będzie najważniejszym na świecie narzędziem do badania Wszechświata w zakresie VHE.

Jest członkiem Komitetu Astronomii PAN oraz przewodniczącym Jury Nagrody Młodych Polskiego Towarzystwa Astronomicznego.

## John W. Boag (1911–2007)

John Wilson Boag był jednym z najwybitniejszych fizyków radiologów swego pokolenia. Z wykształcenia inżynier elektryk, zaprojektował wiele aparatów używanych do analizy związków w biologii i medycynie. Zarówno w dziedzinie chemii radiacyjnej (zwłaszcza radiolizy impulsowej) jak i fizyki medycznej był uznanym i cenionym autorytetem.



John W. Boag

Jack Boag urodził się w Elgin, małej miejscowości w północno-wschodniej Szkocji. Ukończył wydział inżynierii elektrycznej na Uniwersytecie w Glasgow, po czym przeniósł się do Anglii i podjął staż w firmie British Thomson-Houston w Rugby. Tam szybko poznano się na jego zdolnościach i przyznano mu stypendium w St John's College w Cambridge. Punktem zwrotnym w jego karierze było podjęcie współpracy z prof. Johnem Cockcroftem w Laboratorium im. Cavendisha. W roku 1934 rozpoczął w Niemczech pracę nad nowym typem alternatora prądu. Miała to być jego praca doktorska, lecz rozwój sytuacji politycznej zmusił go do powrotu do Rugby przed ukończeniem tego projektu. W czasie wojny Jacka, który był pacyfistą z przekonania, pozostawiono w rezerwie, zezwalając mu na uboczne zajęcia w Centrum Radonu w Barton-le-Clay w hrabstwie Bedfordshire, gdzie wytwarzały igły radonowe do podskórnych implantów w radioterapii.

W roku 1942 brytyjski Medical Research Council uruchomił Oddział Radioterapii przy Szpitalu Hammersmith Hospital. Jacka Boaga oraz Paula Howard-Flandersa zatrudniono do budowy generatora van de Graaffa na napięcie 2 MV. Akcelerator ten przeznaczono do badań radiobiologicznych stosowanych w radioterapii klinicznej. Boag podjął wraz prof. Louisem H. Grayem analizę statystyczną danych klinicznych pacjentów poddawanych radioterapii. Niestety, Hal Gray, z którym Jacka łączyła bliska przyjaźń, zrezygnował z pracy w Oddziale w 1954 r. ze względu na rozbieżności w ocenie metody badań zastosowanej w radioterapii. W kilka miesięcy później Jack również złożył rezygnację, lecz nie została ona przyjęta.

Jacka zaproszono do pracy w National Bureau of Standards w Waszyngtonie, gdzie podjął współpracę z doktorem Ugo Fano w pracowni radiobiologii. Gdy przyjechał tam Hal Gray, przez wiele wieczorów dyskutowali nad przyszłością badań radiacyjnych w Wielkiej Brytanii.

Po powrocie do Anglii w roku 1955 Boag spędził niezapomniane lata w laboratorium Józefa Rotblata, urodzonego w Polsce uczonego, który w 1955 r. otrzymał pokojową Nagrodę Nobla. Już wtedy John interesował się wykorzystaniem spektroskopii absorpcyjnej do śledzenia krótko żyjących związków chemicznych, przejściowo powstających w trakcie napromieniania – spodziewał się pełnych i ciągłych widm absorpcji, a odkrył, że są one przerywane widmami liniowymi, co wówczas tłumaczył zakłóceniami powstałymi wskutek stosowania metalowych elektrod. Pewnego dnia w rozmowie z Rotblatem powiedział, że przydałyby się elektrody uranowe; wtedy Rotblat wysunął szufladę swego biurka i wyjął kopertę zawierającą dwa kawałki uranu, co Jack uznał za sztuczkę magiczną!

W roku 1958 British Empire Cancer Campaign (obecnie Cancer Research UK) utworzyło Oddział Radiobiologiczny w szpitalu Mount Vernon (Northwood, Middlesex). Jednostce tej dyktował Hal Gray, który zaprosił Boaga do współpracy. Gray zmarł w 1965 r. w wieku 60 lat, a Jack został jego następcą. Hala Graya uhonorowano później, nadając laboratorium w Mount Vernon jego imię – The Gray Laboratory.

Najważniejsze prace Johna Boaga powstały w tym ośrodku. Udoskonalili wówczas dozymetrię promieniowania jonizującego, zaprojektował komory jonizacyjne, opracował metody analizy statystycznej w terapii nowotworów i usprawnił rejestrację widm krótko żyjących związków w radiolizie impulsowej. We współpracy z gościnnie pracującym w jego laboratorium chemikiem amerykańskim, dr. Edwinem Hartem z Argonne National Laboratory, zarejestrowali po raz pierwszy widmo absorpcji „uwodnionego elektronu”.

Zagadnienia radiolizy wody i reaktywności produktów radiolizy znajdowały się w latach sześćdziesiątych w centrum zainteresowania chemików i fizyków. Istnienie bardzo reaktywnego produktu oznaczonego  $e_{aq}^-$ , czyli elektronu pochwyconego w studnię potencjału utworzoną przez cząsteczki wody spolaryzowane pod wpływem ładunku elektronu, przewidział już w 1960 r. Robert L. Platzman. Rejestracja szybko zanikającej absorpcji uwodnionego elektronu dzięki technice opracowanej przez Boaga i współpracowników była bardzo pomocna do określenia własności krótkożyciowych rodników – składników kwasów nukleinowych i związków sulfhydrylowych.

W roku 1964 Boag został kierownikiem Zakładu Fizyki w Royal Marsden Hospital w Sutton, który był wyposażony w akcelerator do napromieniania pacjentów z guzami nowotworowymi. Jack utworzył przy szpitalu Insty-



tut Badań nad Rakiem, jako jednostkę zajmującą się podstawowymi zagadnieniami radiacji. W celu badań szybkich reakcji wolnorodnikowych zainstalował unowocześniony akcelerator liniowy o napięciu przyspieszającym 4,3 MV. W jego zespole pracowali młodzi badacze, m.in. stypendiści z Polski. Następnie jego zainteresowania skierowały się ku kseroradiografii, która w radiologii klinicznej dawała znacznie lepszą rozdzielczość niż błony fotograficzne. W tym okresie współpracował z profesorem Haroldem E. Johnsem z Ontario Cancer Institute w Kanadzie.

John i jego żona Isabel mieszkali w Sutton przez 26 lat, po czym przeprowadzili się do Edynburga. John formalnie odszedł na emeryturę w roku 1976, ale pozostał aktywny aż do końca lat osiemdziesiątych, a jego praca na temat komór jonizacyjnych ukazała się w 1996 r.

Rola Johna W. Boaga w świecie nauki nie zasadza się na jakimś jednym wielkim odkryciu. Był wspianym eksperymentatorem, udoskonalił i zwiększył czułość wielu technik w chemii radiacyjnej. Był postrzegany jako autorytet i wybitna indywidualność: intelektualnie błyskotliwy, skromny, bardzo rozsądny i konsekwentny we wszystkim, czego się podjął; współpracownicy uważali go za miłego i dobrego człowieka.

Miarą jego popularności były stanowiska i odznaczenia przyznane mu przez środowisko naukowców. Był prezesem Międzynarodowego Stowarzyszenia Badań Radiacyjnych (IARC, International Association for Radiation Research) w 1970 r. oraz Brytyjskiego Instytutu Radiologii w 1975 r. Odznaczono go medalami Barclaya i Graya, był zapraszany wykładowcą na wielu sympozjach w latach siedemdziesiątych.

Jednym z najbardziej zaskakujących był jego wykład w Królewskiej Szkole Radiologii w 1984 r. pod tytułem „Imperatyw jądrowy” (The Nuclear Imperative). Poświęcił go broni jądrowej, koncepcjom zapobiegania wojnie nuklearnej, roli tej broni w polityce wojskowej oraz konieczności zrozumienia radzieckiego punktu widzenia.

Bliski sercu Boaga był Pugwash, ruch uczonych na rzecz rozbrojenia i pokoju, powstały w Kanadzie; został wybrany na brytyjskiego sekretarza Pugwash w latach osiemdziesiątych. Na konferencji Pugwash w Cambridge w 2000 r. wygłosił wykład „Eliminacja przyczyn wojny” (Eliminating the Causes of War), a także uczestniczył w forum powołanym w Moskwie przez Michaiła Gorbaczowa (ok. 1988 r.), które w dużej mierze przyczyniło się do zakończenia zimnej wojny.

Profesor Boag miał u nas wielu przyjaciół. Jego wielokrotne pobyty w Warszawie rozpoczęły się w 1964 r., gdy przyjechał na zaproszenie jednego z autorów (D.S.), z którym łączyła go wieloletnia przyjaźń i współpraca naukowa. Pobyt ten sponsorowało Royal Society. W tym okresie John współkierował pracą jednej z doktorantek z Instytutu Biochemii i Biofizyki PAN, czego owocem była publikacja z dziedziny fotochemii analogów zasad nukleinowych.

W tym samym okresie (październik–grudzień 1964 r.) Boag, który był utalentowanym popularyzatorem wiedzy, wygłosił w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

na Hożej czternaście wykładów na temat biofizyki i działania promieniowania jonizującego. Wykładów tych wysłuchało młode pokolenie uczonych (którzy później pracowali w nowo powstałej w 1966 r. Katedrze Biofizyki UW pod kierunkiem jednego z nas (D.S.)) oraz wielu pracowników IBiB, zajmujących się w owym czasie identyfikacją produktów radio- i fotolizy kwasów nukleinowych.

Podczas pobytu w Warszawie prof. Boag z wrodzoną sobie sumiennością uczęszczał na lekcje języka polskiego, aby na urządzonym przez siebie wieczorze pożegnalnym przed wyjazdem wygłosić serdeczne przemówienie... po polsku. Zadzierzgnięte w owym czasie więzy przyjaźni przetrwały do końca jego dni, a pamięć o nim trwa wśród warszawskich przyjaciół.

We wrześniu 1998 r. w ramach Festiwalu Nauki Boag wraz z Rotblatem wygłosili dla 800 uczniów gimnazjum im. Stefana Batorego w Warszawie wykład „Wojna, nauka i społeczeństwo”. Przytaczając przykłady z własnego życia, Boag opowiedział o obowiązkach uczonego, który musi wybierać i ponosić odpowiedzialność za swój wybór, aby jego odkrycia nie zostały wykorzystane przeciwko ludziom. Na zakończenie przedstawił ślubowanie ułożone przez studentów amerykańskich działających w Ruchu Pugwash:

Przysięgam pracować na rzecz lepszego świata, w którym nauka i technika będą wykorzystywane w sposób społecznie odpowiedzialny. Nie użyję mojego wykształcenia do żadnego celu, który mógłby zaszkodzić ludziom lub środowisku. W całym swym życiu zawodowym będę brał pod uwagę etyczne aspekty moich badań, zanim do nich przystąpię. Chociaż może mi to postawić wielkie wymagania, podpisuję tę deklarację, ponieważ uznaję, że pierwszym krokiem na drodze do pokoju jest osobista odpowiedzialność.

Wykład ten spotkał się z żywym oddźwiękiem wśród uczniów, którzy długo dyskutowali z Profesorem. Warto tu także wspomnieć, że Festiwalu Nauki w Polsce zawdzięczają swe powstanie jego inspiracji. Gdy w 1993 r. jeden z nas (D.S.) był gościem państwa Boagów w Edynburgu, akurat odbywał się tam festiwal nauki. Profesor zapytał: „A dlaczego nie mielibyście organizować podobnych festiwali u siebie?”. I dzięki tej zachęcie w 1997 r. odbył się w Warszawie pierwszy Festiwal Nauki. Jego głównymi organizatorami byli fizycy oraz biofizycy i ten prymat utrzymują do dziś podczas kolejnych Festiwali w Warszawie i innych polskich miastach.

W trakcie pobytu w Waszyngtonie John Boag przystąpił do kwaków. Wraz ze swoją żoną Isabel zawsze aktywnie uczestniczył w spotkaniach Przyjaciół w Londynie i Edynburgu. Oboje przez całe swoje życie służyli jak mogli pomocą materialną, serdecznością i gościną tym, którzy tego potrzebowali.

Isabel zmarła w lipcu 2006 r., a wkrótce potem podążył za nią John. Zmarł w Edynburgu, w hospicjum imienia Marii Curie, 2 stycznia 2007 r.

*David Shugar, Zofia Zarębska,  
Daniela Barszcz, Ewa Kulikowska*  
Instytut Biochemii i Biofizyki PAN  
Warszawa

## O próbach stosowania demonologii w nauce

Profesor Łukasz A. Turski wyruszył na wojnę. Na wojnie, jak to na wojnie – najbardziej dostaje się cywilom. Szczególnie gdy żołnierze strzelają na oślep. Prywatna wojna prof. Turskiego z LaRouche'em nie powinna być jednak rozgrywana na łamach *Postępów Fizyki*. To nasze środowiskowe pismo, a nie pole bitwy. Nie mogę się równać z prof. Turskim wiedzą o tym, kto, co, kiedy, komu oraz za ile zrobił na arenie politycznej. Moją tarczą jest jedynie wiedza, która powstała dzięki pracy i wysiłkowi tysięcy uczonych.

Redakcja *Postępów* nie uznała za celowe zaproponować mi możliwości repliki na list prof. Turskiego „O ekonofizycznej angelologii stosowanej” (*PF* 57, 182 (2006)) w tym samym zeszycie. Pozwolę więc sobie przedstawić to sprostowanie teraz, ponieważ wypowiedź prof. Turskiego mogła wprowadzić Czytelników w błąd. Główna teza mojego artykułu – ścisły związek między rozwojem nauki i wzrostem gospodarczym – została bowiem zakwestionowana, a moje argumenty zwulgaryzowane. Profesor Turski uważa, że podane w moim tekście założenia makroekonomiczne rozmijają się z rzeczywistością. Badania scientometryczne, których inicjatorem był de Solla Price (D.J. de Solla Price, *Węzłowe problemy historii nauki* (PWN, Warszawa 1965); także *Science Studies* 1, 85 (1971)), miały na celu analizę rosnącej roli nauki w naszym życiu. W naszej cywilizacji naukowo-technicznej nauka jest częścią gospodarki narodowej. Założenie o wykładniczym rozwoju wiedzy leży u podstaw makroekonomicznych teorii wzrostu gospodarczego.

Profesor Turski sądzi, że przedstawiony przeze mnie model Solowa i jego modyfikacje są modelami fizycznymi. Jest to nieprawda. Ten model został zbudowany przez ekonomistę i dla wyjaśnienia problemu ekonomicznego (D. Romer, *Makroekonomia zaawansowana* (PWN, Warszawa 2000)). W latach osiemdziesiątych XX w. model ten stał się podstawą tzw. nowej teorii wzrostu, która prostej idei wiedzy rozwijającej się w sposób wykładniczy nadała głębszy sens. Różne koncepcje wiedzy i umiejętności, kapitał ludzki, „learning by doing” (wykpiwane przez prof. Turskiego) stały się istotnym elementem modeli wzrostu gospodarczego, które lepiej niż oryginalny model Solowa, powstały w latach pięćdziesiątych XX w., opisują dynamikę wzrostu gospodarczego. Ponieważ model ten nie był w stanie wyjaśnić złożoności procesu wzrostu, wprowadzono doń z powodzeniem kapitał ludzki i inne formy wiedzy, dzięki czemu udało się pokonać pewne trudności w zrozumieniu natury rozwoju gospodarczego.

W moim artykule chciałem pokazać, jak ważna dla gospodarki jest nauka. Wiedza w teorii ekonomii, to osiągnięcia wielu nauk, a przede wszystkim fizyki. Nie dziwi więc, że fizycy interesują się także wpływem swych prac na społeczeństwo. Było to też motywacją mojego zainteresowania naukami społecznymi. Co więcej, fizycy dysponują

metodami, które mogą być użyteczne w badaniach problemów społecznych. W ten sposób zrodziła się ekonofizyka. Podkreślam jednak, że przedmiotem badań ekonofizyki są procesy społeczne, a nie procesy fizyczne!

Profesor Turski za koronny argument przeciw mojemu artykułowi uważa stwierdzenie: „Trudno będzie nam w tym paradygmacie znaleźć odniesienia do fizyki, także i dlatego, że w centrum zainteresowania ekonomii klasycznej znajdowało się badanie modeli statycznych”. Otóż centralnym problemem ekonomii jest kwestia równowagi ekonomicznej w różnych skalach – rynku, sektora gospodarki, gospodarki narodowej. Z punktu widzenia modelu pojęcie czasu nie jest istotne dla gospodarki znajdującej się w stanie stacjonarnym. Podstawowe wielkości, takie jak produkcja, konsumpcja, zasób kapitału, rosną w tym stanie w stałym tempie (wykładniczo). Również teoria Solowa bada gospodarkę w równowadze i jej bliskim otoczeniu.

Podziwiam erudycję prof. Turskiego w kwestiach politycznych, ale nie zamierzam się nimi zajmować. Mimo to podtrzymuję twierdzenie, że jeśli idzie o politykę gospodarczą, administracja Reagana wzmacniała rolę państwa poprzez silną gospodarkę. Znana jest historia krzywej Lafera, która uzasadnia zmniejszenie stopy podatkowej w celu zwiększenia wpływów do budżetu, a to wielkość budżetu decyduje o roli państwa.

Chciałbym również zwrócić uwagę prof. Turskiego na następujący problem, którego chyba zupełnie nie dostrzega. Istnieje podział na ekonomię pozytywną i normatywną. Pierwsza interesuje się poznawaniem mechanizmów procesów ekonomicznych, druga szuka metod i narzędzi pozwalających osiągnąć założone cele polityki ekonomicznej. Mój artykuł był pisany z punktu widzenia ekonomii pozytywnej. Jedynym wnioskiem o naturze normatywnej było to, że wielkość wydatków na naukę ma wpływ na tempo wzrostu gospodarczego. Powodem uprawiania nauki (fizyki czy ekonomii) może być ciekawość świata. W dzisiejszym świecie niewiele odkryć i praktycznych zastosowań jest dziełem pojedynczych osób. Właściciele firm, które łożą na badania, zarabiają na ich wykorzystaniu i może nawet jeżdżą maybachami. Przed instytutami ekonometrii nie ma maybachów, co nie dowodzi jednak nieużyteczności ekonometrów. Zajmują się oni trudnymi problemami naukowymi i należy się im szacunek.

Ponieważ artykuł napisałem do *Postępów Fizyki*, a nie do gazety codziennej, nie zajmowałem się jego implikacjami dla problemów czysto politycznych. Dziwi mnie zatem alergią prof. Turskiego na nazwisko LaRouche'a, który wymyślił nazwę „ekonofizyka”. W nauce spieramy się na argumenty. Można mieć różne poglądy, ale niedopuszczalne jest stosowanie chwytów erystycznych. Nie warto też demonizować nauk ekonomicznych i posługiwać się pozytywnym obrazem fizyki w społeczeństwie dla doraźnych celów politycznych.

Marek Szydłowski  
Uniwersytet Jagielloński  
oraz Katolicki Uniwersytet Lubelski

## Physics at LHC

Konferencja o tej nazwie odbyła się w dniach 3–8 lipca 2006 r. w Krakowie w budynku Polskiej Akademii Umiejętności. Była to trzecia z serii konferencji poświęconych fizyce eksperymentów przy nowo budowanym cernowskim akceleratorze LHC. Poprzednie odbyły się kolejno w Pradze (2003) i Wiedniu (2004).

Kraków został wybrany na miejsce kolejnej Konferencji jeszcze w 2004 r. w dużej mierze z inicjatywy pochodzącego z naszego miasta Pawła de Barbaro, który od ponad 20 lat pracuje na University of Rochester (USA). Wiosną 2005 r. odwiedził Kraków Guenakh Mitselmakher z University of Florida (USA), jeden z głównych inicjatorów tej serii konferencji. Krakowscy fizycy pokazali mu aulę PAU jako miejsce, które wybrali na Konferencję, oraz ogrody Muzeum Archeologicznego, wybrane na miejsce konferencyjnego przyjęcia. Wybór został zaakceptowany bez zastrzeżeń, chociaż była to wczesna wiosna i uroku ogrodów należało się raczej domyślać.

Konferencją kierował triumwirat: Guenakh Mitselmakher, Danuta Kisielewska (WFiiS AGH) i Michał Turata (IFJ PAN); sekretarzem naukowym była dr Agnieszka Obłąkowska-Mucha (WFiiS AGH). Wzięło w niej udział prawie 200 osób z 24 krajów świata. Wśród uczestników byli: Jos Engelen, dyrektor CERN-u ds. naukowych, i szefowie dużych eksperymentów LHC: Peter Jenni (ATLAS), Tejinder Virdee (CMS), Tatsuya Nakada (LHCb).

Celem Konferencji był przegląd wszystkich zagadnień z dziedziny fizyki wysokich energii. Główne tematy to: Model Standardowy, fizyka cząstek Higgsa, supersymetrie, fizyka spoza Modelu Standardowego, mezony B, fizyka ciężkich jonów, fizyka dyfrakcji. Chodziło również o przedstawienie ostatnich wyników z bieżących eksperymentów

w BNL (USA), Fermilabie (USA), KEK (Japonia) i SLAC (USA) oraz prezentację stale rozwijających się teorii, czyli wszystko, co mogłoby stanowić podstawę ewentualnej weryfikacji planów LHC.

Program Konferencji był bardzo starannie przygotowany. W sesjach plenarnych wygłoszono referaty na zaproszenie organizatorów, a w sesjach roboczych – referaty wybrane przez duże współpracę. Prawie wszystkie wykłady odbyły się w dużej auli PAU. Tylko jednego popołudnia uczestnicy podzielili się na dwie równoległe sesje. Plakaty wystawiano przez cały czas trwania Konferencji, a dyskusja z ich autorami była możliwa podczas przerw kawowych i na specjalnej sesji.

Wygłoszono w sumie 34 wykłady plenarne, 47 referatów roboczych i przedstawiono 16 plakatów. Wszystkie one były wcześniej oceniane przez zespoły współpracujące w eksperymentach LHC (ATLAS, ALICE, CMS i LHCb). Wśród zaproszonych wykładowców było dwóch z Polski (Jan Kalinowski i Stefan Pokorski); było też 8 polskich prezentacji roboczych (Adam Falkowski, Anna Kaczmarek, Artur Kalinowski, Henryk Pałka, Anna Staśto, Piotr Traczyk, Barbara Wosiek, Marek Zieliński).

Jedno popołudnie przeznaczono na zwiedzanie Krakowa i okolic. „Garden party” zorganizowane w jeden z wieczorów w ogrodach Muzeum Archeologicznego trwało do późnych godzin przy świetle księżyca i było bardzo udane.

Konferencja dała materiał do nowych przemyśleń i pomysłów. Duże współpracę cernowskie to kilka tysięcy ludzi (np. ATLAS liczy ponad tysiąc osób!) i mało kto wie, co robią inni. Tak więc Konferencja była okazją do spotkania swoich współpracowników i kolegów.

*Małgorzata Nowina Konopka, Michał Turata*  
Instytut Fizyki Jądrowej PAN  
Kraków



Konferencyjne „garden party” w ogrodach Muzeum Archeologicznego

## Nowy podręcznik Huanga

Kerson Huang: *Podstawy fizyki statystycznej*, tłum. Magdalena Załuska-Kotur, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2006, s. 260.

Książka Kersona Huanga *Podstawy fizyki statystycznej*, wydana w 2006 r. przez PWN, jest tłumaczeniem *Introduction to Statistical Physics*, wydanej przez CRC Press w 2001 r. Jest to podręcznik akademicki napisany na podstawie notatek z semestralnego wykładu przez doświadczonego wykładowcę, profesora Massachusetts Institute of Technology. Huang jest również autorem znanego podręcznika *Statistical Mechanics* (John Wiley and Sons, 1963, polski przekład: *Mechanika statystyczna*, PWN, wydanie drugie 1987 r.) oraz jeszcze co najmniej dwóch innych podręczników (podanych w spisie literatury omawianej książki). *Mechanika statystyczna* jest przeznaczona dla studentów starszych lat i doktorantów, natomiast *Podstawy*, zarówno pod względem materiału większości rozdziałów jak i sposobu podejścia do wielu zagadnień, stanowią jej adaptację do potrzeb studentów lat młodszych. Zakres poruszanych zagadnień i poziom wykładu dostosowane są do studentów III roku fizyki uniwersyteckiej.

Podręcznik składa się z 18 rozdziałów, z których każdy podzielony jest na zwarte podrozdziały (w liczbie od 6 do 13), dodatku matematycznego oraz spisu literatury, uzupełnionego przez tłumacza (wydawnictwo?) o spis literatury w języku polskim. Ten dodany do wydania polskiego spis zawiera prawie wszystkie znane mi pozycje – dołączyłbym do niego jeszcze tylko podręcznik Jakowa Terleckiego *Fizyka statystyczna* (PWN, Warszawa 1968).

Materiał zawarty w pierwszych piętnastu rozdziałach jest raczej standardowy. Pierwsze trzy rozdziały poświęcone są termodynamice fenomenologicznej w ujęciu, które nazwałbym różniczkowym (Clausius, Kelvin), podobnie jak w *Mechanice statystycznej* i wielu innych książkach o termodynamice. W taki sposób wyklada się termodynamikę studentom w kursie fizyki ogólnej, gdzie wykład ma charakter indukcyjny. Natomiast na wykładach z fizyki statystycznej w kursie fizyki teoretycznej, gdzie potrzebna jest pewna rekapitulacja termodynamiki fenomenologicznej z uwypukleniem własności potrzebnych w rozważaniach zagadnień termodynamiki statystycznej, zdecydowanie preferuję globalne podejście Gibbsa, z powierzchnią Gibbsa, niezależnymi parametrami zadającymi stany równowagi termodynamicznej, odpowiednimi funkcjami podstawowymi, ich zasadami ekstremum i własnościami wypukłości, równoważnymi opisami termodynamicznymi oraz przekształceniami Legendre'a itp. Z popularnych podręczników takie podejście prezentowane jest np. w podręczniku Herberta Callena *Thermodynamics and an Introduction to Thermostatistics* (John Wiley and Sons, 1985) czy Silvia Salinasa *Introduction to Statistical Physics* (Springer, 2001). Huang zapisuje różniczkę energii wewnętrznej i strumienia ciepła na wiele sposobów. Jest tych wzorów więcej niż potrzeba, np. rozdział drugi zaczyna się od wypisania definicji pierwszych różniczek trzech funkcji (wzór 2.1).

Kolejne rozdziały do trzynastego włącznie zawierają standardowy materiał z równowagowej mechaniki statystycznej, omawiany podobnie jak w wielu innych podręcznikach wprowadzających w ten przedmiot. Wyjątkiem jest rozdz. 7, w którym krótko przedstawiona jest teoria transportu. Cechy oryginalności nadają podręcznikowi rozdziały 14 i dalsze, gdzie Autor krótko i przystępnie omówił kilka interesujących, acz złożonych teorii i metod. W rozdz. 14 czytelnik zapozna się z teorią Ginzburga–Landaua i teorią pola średniego, a w rozdz. 15 z teoretycznym opisem zjawisk nadciekłości i nadprzewodnictwa. Ostatnie trzy rozdziały: „Szum”, „Procesy stochastyczne” oraz „Analiza szeregów czasowych”, wykraczając daleko poza kanon tego rodzaju podręczników, odpowiadają na zapotrzebowanie na nowoczesne metody statystyczne. Czytelnik znajdzie tam rozważania o procesach dyfuzji, jak też coś o całkach po trajektoriach i metodzie Monte Carlo.

Główny tok wykładu uzupełniają podrozdziały o charakterze komentarzy, w których krótko, w sposób jakościowy, omówione są wybrane głębokie zagadnienia, o które „ociera się” wykład, np. hipoteza ergodyczna (p. 5.4), strzałka czasu (6.9), demon Maxwella (7.2), zachowanie liczby cząstek (10.6) czy też kreacja par (13.9).

Podręcznik zawiera wiele rysunków (wykresów różnych zależności – teoretycznych i doświadczalnych – oraz schematów). Każdy rozdział kończy się obszernym zbiorem zadań o bardzo zróżnicowanym stopniu trudności. Zarówno rysunki jak i zadania świetnie uzupełniają tekst.

Dobrym uzupełnieniem i rozszerzeniem materiału prezentowanego w omawianej książce są: cytowany przez Huanga podręcznik Nicolaasa van Kampena *Procesy stochastyczne w fizyce i chemii* (do rozdziałów 1–5, 8 i 10) oraz podręcznik Jamesa Binneya i in. *Zjawiska krytyczne: Wstęp do teorii grupy renormalizacji*, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1998 (do rozdz. 1–4 oraz 6–7).

Język podręcznika niezbyt mi się podoba, jest zbyt swobodny, żeby nie powiedzieć niedbały. Widać, że Huang nie przywiązywał wagi do stylu; jego tekst to rodzaj nieco „wygładzonych” notatek.

Jak zapowiada Autor w Przedmowie: „W książce położono nacisk raczej na fizyczne zrozumienie przedmiotu niż na techniki obliczeniowe”. Toteż znacznie częściej mamy do czynienia z wywodami heurystycznymi niż matematycznymi, a do kwestii natury matematycznej Autor odnosi się z dużą nonszalancją.

Kilka uwag o przekładzie. Język tłumaczenia jest w znacznym stopniu odbiciem języka Autora, jako że tłumacz stara się być wierny tekstowi oryginalnemu. Dość często spotykamy w nim wyrażenia zaczynające się od „We have”, po którym następuje jakiś wzór, co jest tłumaczone jako „Mamy...” itp. Taki styl nie jest zalecany w wydawnictwach naukowych. Tytuł *Podstawy...* nie wydaje mi się odpowiedni do treści. W literaturze naukowej przez „podstawy” rozumie się raczej przedstawienie czy dyskusję pierwszych zasad jakiejś dziedziny naukowej. Tutaj chodzi raczej o wstęp, wprowadzenie czy

też elementy. Wolaliby „wykaż” zamiast „pokaż”, „wskazówka” zamiast „sugestia”, „spinowy model Isinga” zamiast „model spinu Isinga” (rozdz. 14.2), „liczba obsadzeń” zamiast „liczba obsadzenia” oraz „statystyka Fermiego–Diraca (Bosego–Einsteina)” zamiast „statystyka Fermiego (Bosego)”. Ze względu na fakt, że podręczniki upowszechniają i utrwalają terminologię, należy przywiązywać dużą wagę do użytych nazw.

Poniżej podaję krótką listę innych uwag oraz różnego rodzaju dostrzeżonych błędów.

- Zad. 1.9: „rosnącego Wszechświata” zastąpiłbym przez „rozszerzającego się Wszechświata”;
- wiersz nad wzorem (2.9): „pochodna zwyczajna” zamiast „pochodna całkowita”;
- s. 43: wykres  $P$ – $V$  otrzymujemy nie przez rzutowanie powierzchni równania stanu, ale przez przecięcie tej powierzchni płaszczyzną  $T = \text{const}$ ;
- s. 50: w tłumaczeniu zamieniono symbol  $A$  na  $F$ , ale na osi rzędnych na rys. 4.7 pozostało  $A$ ;
- s. 95: pierwsze zdanie „W mechanice kwantowej atomy są nierozróżnialne, w tym znaczeniu, że hamiltonian jest niezmienniczy ze względu na permutacje ich współrzędnych” nie jest poprawne – hamiltonian jest niezmienniczy ze względu na permutacje cząstek w układach cząstek identycznych, zarówno rozróżnialnych jak i nierozróżnialnych;
- wzór 8.63: pierwsza z pochodnych cząstkowych powinna być przy stałych  $T$  i  $N$ , następna powinna być względem  $N$ ;

- wzór 9.23: brak kreski ułamkowej;
- wiersz powyżej wzoru 12.35: ze wzorów należy usunąć minusy;
- wzór 12.35: w obu równościach powinien być znak minus;
- wzór 13.14: brak kreski ułamkowej.

Oceńm, że w czasie jednego semestru można wyłożyć nieco ponad 2/3 treści tego podręcznika. Książkę przyjemnie bierze się do ręki, zarówno format jak i szata graficzna są odpowiednie.

Jak widać ze spisu literatury polskojęzycznej, jest ona stara i uboga. Oprócz nowego podręcznika Roberta Hołysta, Andrzeja Poniewierskiego i Aliny Ciach *Termodynamika dla chemików, fizyków i inżynierów* (Wydawnictwo Uniwersytetu Kardynała Stefana Wyszyńskiego, Warszawa 2005), ze względu na zakres materiału i poziom wykładu niestanowiącego konkurencji dla podręcznika Huanga, spis ten zawiera pozycje wydane 12–50 lat temu, których od dawna nie ma na rynku księgarskim.

Podsumowując, *Podstawy* są dobrym podręcznikiem, zawierającym oprócz materiału standardowego zwartą i przystępną prezentację współczesnych, niestandardowych zagadnień. Uzupełnia on istotnie niezwykle ubogi polski rynek podręczników akademickich z fizyki. Chętnie będąc polecał ten podręcznik swoim studentom.

Janusz Jędrzejewski  
Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Wrocławski

## KRONIKA

### ■ Nagroda Smoluchowskiego–Warburga

Polskie Towarzystwo Fizyczne na wniosek Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego (DPG) przyznało Nagrodę im. Mariana Smoluchowskiego i Emila Warburga za rok 2007 Andrzejowi Burasowi, profesorowi Politechniki Monachijskiej, w uznaniu jego wybitnego wkładu w wyjaśnienie wpływu oddziaływań silnych na głęboko nieelastyczne rozpraszanie leptonów i procesy słabych rozpadów mezonów.

Andrzej Buras urodził się w 1946 r. w Warszawie. Studia fizyki odbywał na Uniwersytecie Warszawskim (magisterium w 1971 r. z fizyki teoretycznej). W maju 1971 r. został wraz z rodzicami (ojcem jego był prof. Bronisław Buras) zmuszony do opuszczenia PRL. Stopień doktora na podstawie pracy w dziedzinie oddziaływań wysokiej energii uzyskał w 1972 r. w Instytucie Nielsa Bohra w Kopenhadze. Po kilku latach pracy w tymże Instytucie prowadził badania w CERN-ie, a następnie w grupie teorii w Fermilabie. Od 1982 r. pracuje w Monachium, najpierw w Instytucie Maksa Plancka, a od 1988 r. jako profesor na Politechnice Monachijskiej, kierując tam grupą teoretyków.



Andrzej Buras

Laureat jest jednym z czołowych badaczy w dziedzinie kwantowej teorii pola. Szczególnie istotne były jego prace na temat słabych i rzadkich rozpadów mezonów, co doprowadziło do lepszego zrozumienia dynamiki tych procesów, bardzo ważne były też jego badania naruszenia syme-

trii CP. Jest najczęściej cytowanym niemieckim uczonym w dziedzinie teorii cząstek elementarnych. Spośród jego 175 publikacji pięć ma więcej niż 500 cytowań.

Nagroda Smoluchowskiego–Warburga przyznawana jest za wybitne osiągnięcia w fizyce czystej lub stosowanej, wspólnie przez PTF i DPG, co dwa lata na przemian fizykowi niemieckiemu i polskiemu.

*Physik J.* 6, nr 3 (2007)

B. W.

## ■ Profesor honorowy UJ

*Gaude Mater Polonia* zabrzmiało radośnie 17 stycznia 2007 r. w auli Collegium Maius podczas uroczystego posiedzenia Senatu Uniwersytetu Jagiellońskiego, które prowadził rektor UJ, prof. Karol Musioł. Zwołano je, żeby wręczyć prof. Andrzejowi Hrynkiwiczowi dyplom honorowego profesora UJ. Tytuł ten może być przyznany wybitnemu uczonemu spoza Uniwersytetu, a także emerytowanemu profesorowi UJ, który ze względu na doktoryzowanie się na tej uczelni nie może w niej otrzymać tytułu doktora honoris causa. Do niedawna swoim wybitnym doktorom UJ mógł jedynie po 50 latach odnowić doktorat na specjalnej sesji Senatu.



Dziekana Szwed przypina Laureatowi epitage – niebieski pas z wyhaftowanym herbem Uniwersytetu (fot. Piotr Kędzierski, *Dziennik Polski*)

W laudacji wygłoszonej przez prof. Krzysztofa Królasa usłyszeliśmy, że Andrzej Hrynkiwicz jest fizykiem o bardzo szerokich zainteresowaniach. Już 8 lat po odkryciu magnetycznego rezonansu jądrowego zbudował w Krakowie wraz z Jackiem Hennelem aparaturę do badania tego zjawiska. Jeszcze szybciej, bo już 3 lata po odkryciu zjawiska Mössbauera Hrynkiwicz uzyskał sygnał mössbauerowski w aparaturze zbudowanej własnoręcznie w Instytucie Fizyki UJ. Wreszcie jako pierwszy na świecie wraz z prof. Martinem Deutschem w MIT w Stanach Zjednoczonych otrzymał sygnał zaburzonych korelacji kierunkowych promieniowania  $\gamma$ . Przy tej metodzie badawczej pozostał najdłużej.

Nie do przecenienia są zasługi Andrzeja Hrynkiwicza jako nauczyciela akademickiego, mistrza i wychowawcy wielu pokoleń fizyków. Liczba 45 wypromowanych doktorów mówi sama za siebie. Profesor wskazał im nowe

kierunki i metody badawcze, uTORował rozwój prowadzący do kariery naukowej. Jedenastu z nich jest już profesorami, a dalszych kilkunastu zrobiło habilitację.

W laudacji opisano bardzo szerokie pozanaukowe zainteresowania Andrzeja Hrynkiwicza, jego ciekawe poglądy na różne aspekty życia, podróże do wielu krajów świata, przytoczono też zabawne anegdoty. Miło zaznaczyć, że laudator opierał się nie tylko na osobistej znajomości z prof. Hrynkiwiczem, ale też w dużej mierze na jego rozmowie z uczniami, opublikowanej w 2003 r. w *Postęпах Fizyki*, którą obficie cytował (sam zresztą także w niej uczestniczył). Jest to jeszcze jeden argument za potrzebą przeprowadzania i publikacji takich rozmów.

Zwieńczeniem uroczystości było odczytanie i wręczenie przez dziekana Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, prof. Jerzego SzweDA, napisanego po łacinie dyplomu profesora honorowego. Potem były już tylko gratulacje: przede wszystkim od JM Rektora, od członków Senatu UJ oraz bardzo licznie przybyłych gości, uczniów i wychowanków. Honorowy profesor podziękował za zaszczytne wyróżnienie. Dołączamy się do życzeń wyśpiewanych przez chór: *ad multos annos*, Panie Profesorze.

Małgorzata Nowina Konopka

## ■ START

START to doroczny krajowy program stypendialny Fundacji na rzecz Nauki Polskiej dla młodych naukowców (do 30 lat) mających dorobek naukowy udokumentowany publikacjami w uznanych czasopismach naukowych. Jak wszystkie dotacje FNP, stypendia przyznawane są na zasadzie konkursu. W roku 2007 wpłynęło 999 wniosków, przyznano 121 stypendiów, w tym 13 fizykom i 2 biofizykom.

Laureaci fizycy to: Remigiusz Augusiak (PG), Jan Chwedeńczuk (UW), Konrad Działkowski (UW), Andrzej Grabowski (Centralny Instytut Ochrony Pracy, Warszawa), Paweł Jakubczyk (UW), Jan Kotański (UJ), Katarzyna Kowalik (UW), Wojciech Pacuski (UW), Barbara Piętka (UW), Szymon Pustelny (UJ), Marcin Raczkowski (UJ), Krzysztof Roszkowski (UJ) i Marcin Wieśniak (UG).

Spośród biofizyków stypendia uzyskali: Sylwia Lewicka (UŚ) i Piotr Liguziński (UJ).

Uroczystość wręczenia dyplomów odbyła się 21 kwietnia 2007 r. na Zamku Królewskim w Warszawie. Laureatom serdecznie gratulujemy!

[fnp.org.pl](http://fnp.org.pl)

B. W.

## ■ 56. Olimpiada Fizyczna

W dniach od 31 marca do 3 kwietnia 2007 r. odbył się w Warszawie finał 56. Olimpiady Fizycznej. Wzięło w nim udział 58 uczniów wyłonionych przez Komitety Okręgowe w zawodach II etapu. Jak zwykle, zawodnicy mieli do rozwiązania jedno zadanie doświadczalne i trzy zadania rachunkowe.

Zadanie doświadczalne polegało na wyznaczeniu pracy wyjścia elektronów z metalu – wolframu, tworzącego

włókno żarówki samochodowej. Użyto żarówki dwuwłóknowej (od świateł stopu i tylnych świateł pozycyjnych). Żarówka taka może działać jak lampa elektronowa (dioda); jedno włókno pełni wtedy funkcję katody, drugie – anody. Wyznaczenie pracy wyjścia wymagało zmierzenia natężenia prądu płynącego między włóknami przy różnych temperaturach katody, a wyznaczenie temperatury sprowadzało się do zmierzenia charakterystyki prądowo-napięciowej jednego z włókien. Zadanie było więc w pewnym sensie łatwe, polegało na pomiarach napięć i natężeń prądu. Dużą trudnością okazał się jednak pomiar bardzo słabego prądu płynącego między włóknami. Według autorów zadania, najlepsze rozwiązanie wymagało zastosowania woltomierza (o danym – dużym – oporze wewnętrznym) do pomiaru natężenia prądu. Wpadnięcie na ten pomysł wymagało od uczniów odejścia od standardowych procedur, w myśl których nie można używać woltomierza jako amperomierza. W tym przypadku jednak, ze względu na niezwykle małe natężenie prądu, takie użycie woltomierza było w pełni uzasadnione.

Zadania rachunkowe dotyczyły mechaniki, przekazywania ciepła oraz elektrodynamiki. Szczególnie ładne było zadanie z elektrodynamiki. Była to analiza znanego zjawiska, polegającego na wprawieniu w ruch metalowego pierścienia umieszczonego w pobliżu cewki, przez którą płynie krótkotrwały prąd. Rozwiązanie sprowadzało się do analizy sił działających na pierścień metalowy umieszczony w niejednorodnym, zmiennym polu magnetycznym. I właśnie niejednorodność pola magnetycznego stanowiła o trudności zadania.

Zadania mogły wydawać się bardzo trudne, zwłaszcza w porównaniu z zadaniami maturalnymi. Jednak nie było zadań nierozwiązanych – każde poprawnie rozwiązało co najmniej jeden zawodnik.

Komitet Główny przyznał tytuły laureata 17 osobom (liczyła się suma punktów uzyskanych z poszczególnych zadań). Oto ich lista:

1. Tomasz Smoleński (VI LO im. Jana Kochanowskiego, Radom, nauczyciel – mgr Marek Golka),
2. Robert Obryk (V LO im. Augusta Witkowskiego, Kraków, nauczyciel – dr Ryszard Zapała),
3. Paweł Duch (I LO im. Jędrzeja Śniadeckiego, Dzierżonów, nauczyciel – mgr Elżbieta Jach),
4. Adrian Panasiuk (XIV LO im. Stanisława Staszica, Warszawa, nauczyciel – dr Elżbieta Zawistowska),
5. Jakub Sikorowski (III LO, Gdańsk, nauczyciel – mgr Anna Kwela),
6. Marcin Bieda (LO Sióstr Presentek im. Jana Pawła II, Rzeszów, nauczyciel – mgr Katarzyna Szydełko),
7. Paweł Tomasiak (II LO im. Stefana Żeromskiego, Tomaszów Mazowiecki, nauczyciel – mgr Jolanta Jaros),
8. Bartłomiej Kamiński (XIV LO im. Stanisława Staszica, Warszawa, nauczyciel – dr Elżbieta Zawistowska),
9. Paweł Magryta (I LO im. Stefana Czarnieckiego, Chełm, nauczyciel – mgr Anna Legwant),
10. Karol Daszkiewicz (III LO im. Marynarki Wojennej RP, Gdynia, nauczyciel – mgr Ewa Skrzypczak),

11. Michał Gawroński (XIV LO im. Stanisława Staszica, Warszawa, nauczyciel – mgr Stanisław Lipiński),
12. Piotr Zych (I LO im. Mikołaja Kopernika, Krosno, nauczyciel – mgr Grzegorz Depczyński),
13. Piotr Godlewski (VI LO im. Jana Kochanowskiego, Radom, nauczyciel – mgr Marek Golka),
14. Joanna Bogdanowicz (XIII LO, Szczecin, nauczyciel – mgr Krzysztof Łyszczek),
15. Paweł Sznajder (XIV LO im. Stanisława Staszica, Warszawa, nauczyciel – mgr Robert Stasiak),
16. Łukasz Marszałek (I LO im. Mikołaja Kopernika, Krosno, nauczyciel – mgr Grzegorz Depczyński),
17. Wiktor Pilewski (IV LO im. Tadeusza Kościuszki, Toruń, nauczyciel – dr Maciej Wiśniewski).

Tomasz Smoleński, zwycięzca tegorocznej Olimpiady Fizycznej, startował w niej już piąty raz, a w finale uczestniczył po raz czwarty. Ponadto uzyskał czwarte miejsce w tegorocznej Olimpiadzie Astronomicznej.



Obładowany nagrodami zwycięzca 56. Olimpiady Fizycznej Tomasz Smoleński i jego nauczyciel mgr Marek Golka

Wszyscy finaliści uzyskują zwolnienie z egzaminu maturalnego z fizyki, a na świadectwie mają wystawioną ocenę najwyższą. Ponadto wiele wyższych uczelni przyjmuje olimpijczyków na studia w pierwszej kolejności. Laureaci i pozostali finaliści dostali nagrody pieniężne i książkowe (ufundowane przez Wydawnictwo Naukowe PWN, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Wydawnictwa Szkolne i Pedagogiczne oraz Komitet Główny Olimpiady Fizycznej).

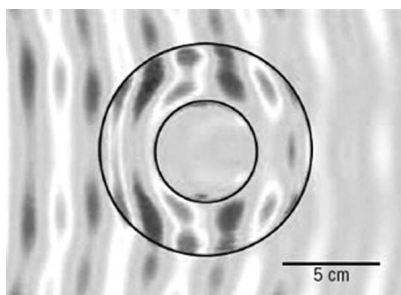
Jan Mostowski

## ■ Czapka niewidka

Bajkowe opowieści o czapce niewidce, sprawiającej, że człowiek, który ją nałoży, staje się niewidzialny, a także pojawiające się w powieściach fantastyczno-„naukowych” zjawisko uniemożliwiające obserwację jakiegoś obiektu, stają się rzeczywistością dzięki użyciu metamateriałów. Są to sztucznie wytworzone struktury okresowe – sieci bardzo małych obiektów, np. metalowych pętli. W oddziaływaniu

z polem elektromagnetycznym wykazują one w pewnych warunkach ujemny współczynnik załamania.

Przedmiot, który chcemy schować, otaczamy pierścieniami z metamateriału. Wartości jego przenikalności magnetycznej i elektrycznej dla zakresu mikrofalowego można tak dobrać, by padające na przedmiot promieniowanie elektromagnetyczne omijało go i biegło dalej tak, jak gdyby przedmiotu w ogóle nie było. Na załączonej ilustracji pokazano działanie takiej czapki niewidki. Ukrywany przedmiot (w tym przypadku – miedziany cylinder) otoczony jest metamateriałem, którego granice zaznaczone są czarnymi okręgami. Rozproszenie promieniowania przez czapkę powoduje, że nie ma odbicia od przedmiotu.



Obecnie prowadzi się próby uzyskania materiałów, które byłyby niewidoczne również dla promieniowania bardziej krótkofalowego niż mikrofałe.

*Science* 314, nr 5801 (2006)

B. W.

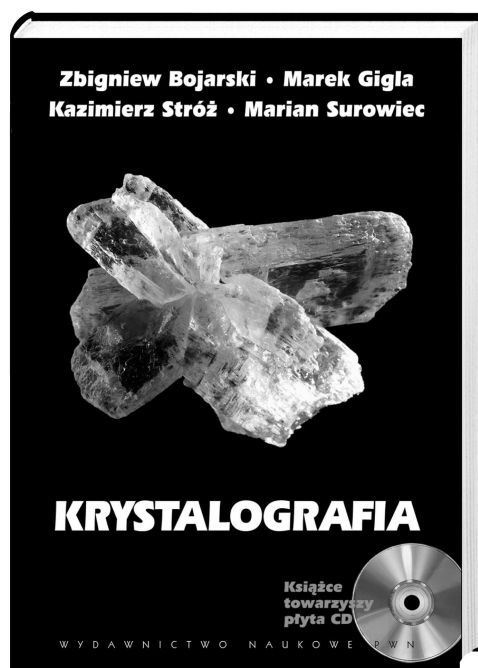
## ■ Model Standardowy uratowany?

Znane są 3 typy neutrin różniące się zapachem: neutrina elektronowe, mionowe i taonowe. Wiele eksperymentów wykazało, że zachodzą tzw. oscylacje neutrin – zmiany jednego typu w inny. Grupa LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) z Los Alamos na podstawie interpretacji własnych doświadczeń doszła do wniosku, że istnieje też czwarty typ – neutrina „sterylne” o własnościach różnych od pozostałych. Gdyby takie stwierdzenie było prawdziwe, podważałoby to słuszność Modelu Standardowego cząstek elementarnych. Ostatnio grupa MiniBooNE w Fermilabie, w której skład wchodzi 77 fizyków z 17 instytucji w Stanach Zjednoczonych i Wlk. Brytanii, na podstawie bardzo starannie wykonanych eksperymentów doszła do wniosku, że interpretacja podana przez LSND nie jest słuszna. Grupa MiniBooNE prowadzi dalsze badania.

[www.fnal.gov/pub/presspass/press\\_releases/BooNE-box.html](http://www.fnal.gov/pub/presspass/press_releases/BooNE-box.html)

B. W.

**PWN WYDAWNICTWO NAUKOWE PWN**



Zbigniew Bojarski, Marek Gigla, Kazimierz Stróż, Marian Surowiec

## KRYSTALOGRAFIA

Nowe wydanie popularnej książki, która zawiera wszystkie niezbędne informacje dotyczące krytalografii: • podstawowe prawa i pojęcia • opis symetrii w morfologii i strukturze wewnętrznej kryształów • klasyfikację ciał kryształicznych • opis rzeczywistej budowy ciał kryształicznych • podstawowe wiadomości z rentgenografii oraz bardzo przydatne wiadomości z zakresu matematyki, potrzebne do właściwego zrozumienia zagadnień krytalografii.

Wydanie to zostało uzupełnione o zagadnienia związane z nanorurkami węglowymi (budowa, otrzymywanie, właściwości i zastosowanie) oraz o fragment uwzględniający postęp w otrzymywaniu struktur kwazikryształicznych i ich zastosowaniu.

Książce towarzyszy płyta CD-ROM zawierająca programy komputerowe, które zmuszają do aktywnego studiowania i ułatwiają przyswojenie trudno niekiedy wyobrażalnych przestrzennych zależności geometrycznych. Programy umożliwiają: prezentację układów krytalograficznych i komórek elementarnych, praktyczne sprawdzenie umiejętności wskaźnikowania, konstrukcję projekcji stereograficznej, prezentację i generowanie grup punktowych, konstrukcję postaci prostych i złożonych kryształów, prezentację struktur kryształicznych, obserwacje ruchu defektów punktowych i dyslokacji.

[www.pwn.pl](http://www.pwn.pl) • infolinia 0 801 33 33 88 (0,35 zł za 3 minuty)



Dyrektor Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk w Warszawie

**OGŁASZA KONKURS  
NA STANOWISKO ADIUNKTA  
W ŚRODOWISKOWYM LABORATORIUM  
FIZYKI I WZROSTU KRYSZTAŁÓW NISKOWYMIAROWYCH (SL-3)  
INSTYTUTU FIZYKI PAN**

I. Badania naukowe, w których będzie uczestniczył kandydat:

- zadania badawcze w zakresie hodowania i charakteryzacji struktur jednowymiarowych związków II–VI, ze szczególnym naciskiem na nanodrutu półprzewodnikowe wytwarzane metodą wzrostu katalitycznego z użyciem technologii epitaksji z wiązek molekularnych (MBE),
- zaawansowane badania własności nanodrutów, kropek i studni półprzewodnikowych,
- uczestnictwo w realizacji innych zadań dotyczących wzrostu metodą MBE oraz charakteryzacji i badania struktur niskowymiarowych II–VI, takich jak np. studnie kwantowe.

II. Warunki, jakie powinien spełniać kandydat:

- ukończone studia wyższe w zakresie fizyki ciała stałego, stopień naukowy doktora nauk fizycznych w dyscyplinie fizyka doświadczalna ciała stałego,
- doświadczenie w prowadzeniu badań naukowych w zakresie niskowymiarowych struktur półprzewodnikowych; wskazane jest, aby kandydat posiadał doświadczenie w technikach spektroskopii półprzewodników, nanostrukturyzacji z użyciem litografii optycznej lub elektronowej oraz wykazywał zainteresowanie technologią MBE,
- udokumentowany dorobek naukowy.

III. Zgłoszenie na konkurs powinno zawierać:

- podanie,
- życiorys,
- autoreferat, zawierający zwięzłą informację o zainteresowaniach naukowych i dotychczasowych osiągnięciach kandydata, a także o ewentualnym udziale w większych projektach badawczych i własnych planach badawczych, w objętości nieprzekraczającej 3500 znaków drukarskich,
- odpis dyplomu ukończenia studiów wyższych, odpis dyplomu stopnia naukowego,
- spis publikacji,
- opinię o kandydacie co najmniej dwóch pracowników naukowych, specjalistów w zakresie doświadczalnej fizyki ciała stałego.

IV. Zgłoszenia na konkurs należy przesłać pod adresem:

Kancelaria Ogólna  
Instytutu Fizyki PAN  
Aleja Lotników 32/46  
02-668 Warszawa

z dopiskiem na kopercie „Konkurs na stanowisko adiunkta – 1”

Termin składania dokumentów upływa w dniu 30 czerwca 2007 r. o godz. 17.00.

Konkurs zostanie rozstrzygnięty w dniu 23 lipca 2007 r.

W trakcie postępowania konkursowego kandydaci mogą być poproszeni o publiczne przedstawienie wyników swych prac naukowych w formie seminarium wygłoszonego w Instytucie Fizyki PAN.

V. Zatrudnienie odbędzie się zgodnie z przepisami Kodeksu Pracy na okres 2 (dwóch) lat z możliwością przedłużenia na okres kolejnych 3 lat.

VI. Instytut nie zapewnia mieszkania.

Warszawa, 16 kwietnia 2007 r.

Dyrektor Instytutu Fizyki PAN w Warszawie

## NOWE KSIĄŻKI

- Donald A. McQuarrie, *Matematyka dla przyrodników i inżynierów*, t. 3, z jęz. angielskiego tłum. Anna Zatorska-Goldstein i Paweł Goldstein; PWN, Warszawa 2006, s. 274, cena 44,90 zł.
- John R. Taylor, *Mechanika klasyczna*, z jęz. angielskiego tłum. Piotr Rączka; PWN, Warszawa 2006, t. 1 s. 486, t. 2 s. 310.
- Zbigniew Bojarski, Marek Gigla, Kazimierz Stróż, Marian Surowiec, *Krystalografia*, wyd. III uaktualnione, PWN, Warszawa 2007, s. 454.
- Cezary Bowszyc, Jerzy Konarski, *Wstęp do geometrii różniczkowej*, Wydawnictwo Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa 2007, s. 126.
- Romuald Jóźwicki, *Podstawy inżynierii fotonicznej*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, Warszawa 2006, s. 234.
- Wiesław Tłaczała, *Wirtualne laboratorium fizyki jądrowej*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, Warszawa 2006, s. 122.
- Agata Fronczak, *Zadania i problemy z rozwiązaniami z termodynamiki i fizyki statystycznej*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, Warszawa 2006, s. 214.

## POSTĘPY FIZYKI W INTERNECIE

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

- ▶ szczegółowe spisy treści wszystkich zeszytów wydanych od 1993 r.
- ▶ archiwum zawierające spisy treści PF z lat 1949–1992
- ▶ 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 2001–05
  - zamieszczone w PF teksty wykładów na XXXVII Zjeździe Fizyków Polskich (Gdańsk, 2003 r.)

## WKRÓTCE W POSTĘPACH

- *Wykład noblowski Johna Halla*
- *Krzysztof Byczuk o nadpłynnych kryształach*
- *Zbigniew Jaworowski o entropii, źródłach energii i Czarnobylu*
- *Moje pierwsze 50 lat na Hożej – rozmowa z Andrzejem Trautmanem*

## WARUNKI PRENUMERATY

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

### I. „RUCH” S.A.

1. Wpłaty na prenumeratę przyjmują jednostki kolportażowe „RUCH” S.A. właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora.
2. Terminy przyjmowania wpłat na prenumeratę krajową: do 5 każdego miesiąca poprzedzającego okres rozpoczęcia prenumeraty.
3. Informacji o prenumeracie ze zleceniem dostawy za granicę udziela Dział 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.

### III. ODDZIAŁY PTF

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

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

## INFORMACJE DLA AUTORÓW

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

## REKLAMA W POSTĘPACH FIZYKI

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

## POSTĘPY FIZYKI (ADVANCEŚ 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>).



# XXXIX ZJAZD FIZYKÓW POLSKICH

Szczecin, 9–14 września 2007 r.



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

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

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

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

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

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

Informacje o Zjeździe będą się ukazywały na stronie internetowej [zjazdptf.ps.pl](http://zjazdptf.ps.pl), dostępnej także bezpośrednio ze strony głównej Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

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

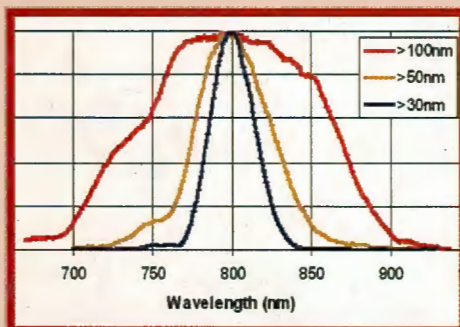
ORGANIZATORZY ZJAZDU	Oddział Szczeciński PTF, Uniwersytet Szczeciński, Politechnika Szczecińska, Akademia Morska w Szczecinie Przewodniczący Komitetu Organizacyjnego: dr hab. Adam Bechler Instytut Fizyki Uniwersytetu Szczecińskiego, Wielkopolska 15, 70-451 Szczecin tel: (91) 444 12 28, 444 12 52, fax: (91) 444 12 26, <a href="mailto:adamb@sus.univ.szczecin.pl">adamb@sus.univ.szczecin.pl</a>
TEMATYKA ZJAZDU	Fizyka atomowa, molekularna i optyczna, fizyka fazy skondensowanej, kosmologia i grawitacja, biofizyka, fizyka jądra i cząstek elementarnych, fizyka środowiska, nauczanie i popularyzacja fizyki
KOSZT UCZESTNICTWA	Przewidywany pełny koszt uczestnictwa wynosi 900 zł. Na koszt ten składa się opłata konferencyjna oraz koszty zakwaterowania i wyżywienia. Wysokość opłaty konferencyjnej: pełna 450 zł, członkowie PTF z opłaconymi składkami 350 zł, nauczyciele i studenci 150 zł. Dla uczestników uprawnionych do jednej z opłat ulgowych całkowity koszt uczestnictwa będzie odpowiednio niższy.
REJESTRACJA	Rejestracja on-line już możliwa na stronie Zjazdu
WAŻNE TERMINY	Streszczenia wykładów – 31 maja 2007 r. Rejestracja i opłata konferencyjna – 30 czerwca 2007 r. Po tym terminie opłata konferencyjna będzie o 150 zł wyższa.
KONTO BANKOWE	ING Bank Śląski S.A. konto nr 46 1050 1559 1000 0022 8790 4474 W tytule zapłaty należy koniecznie podać: subkonto 0024.



## Micra™

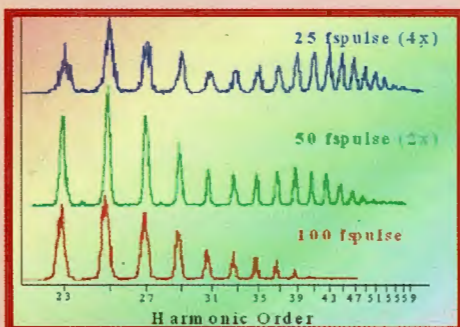
rodzina szerokopasmowych oscylatorów  $Ti:Al_2O_3$

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



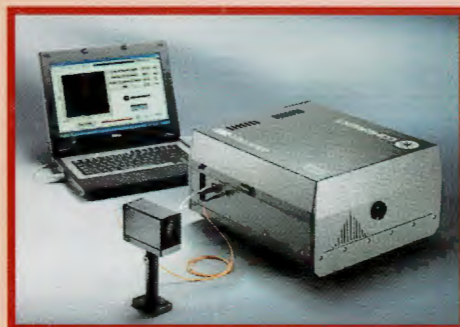
## Cechy wyróżniające

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



## Zastosowania

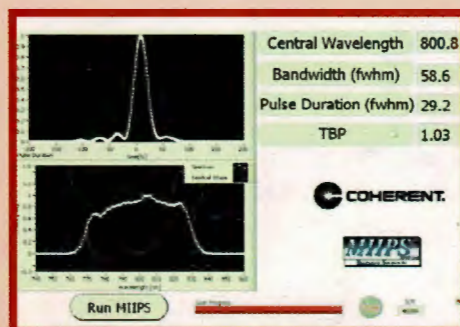
- posiew wzmacniaczy i OPO
- generacja wysokich harmonicznych (patrz rysunek)
- tomografia spójności optycznej
- wizualizacja terahercowa



## Silhouette™

układ formowania ultrakrótkich impulsów światła

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



## Zastosowania

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

