
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 38
ZESZYT 6
1987

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ
Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr STANISŁAW G. ROHOZIŃSKI

Skarbnik

Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI

Członkowie Zarządu

Dr TERESA BIAŁECKA
Doc. dr JERZY DEMBCZYŃSKI
Doc. dr STANISŁAW HAŁAS
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI
Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK
Prof. dr JÓZEF TERLECKI
Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*
Mgr MACIEJ JĘDRZEJCZAK — *Delta*
Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)
Dr BRONISŁAW GRZEGORZEWSKI (Bydgoszcz)
Dr MARTA DUŚ-SITEK (Częstochowa)
Doc. dr JERZY GRZYWACZ (Gdańsk)
Dr hab. MIECZYŚLAW F. PAZDUR (Gliwice)
Doc. dr WIESŁAWA ZAREK (Katowice)
Doc. dr KRYSTYNA MAŁUSZYŃSKA (Kielce)
Prof. dr LUCJAN JARCZYK (Kraków)
Doc. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK (Łódź)
Dr ANTONI GOLY (Opole)
Doc. dr JADWIGA STANKOWSKA (Poznań)
Prof. dr ALEKSANDER SZYMAŃSKI (Rzeszów)
Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)
Doc. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)
Prof. dr ROMAN S. INGARDEN (Toruń)
Prof. dr MARIAN GRYNBERG (Warszawa)
Prof. dr EUGENIUSZ JAGOSZEWSKI (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

P O L S K I E T O W A R Z Y S T W O F I Z Y C Z N E

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 38, ZESZYT 6

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1987

RADA REDAKCYJNA

Iwo Białynicki—Birula, Jerzy Czerwonko, Marek Demiański, Adam Kujawski,
Marian Mięśowicz, Ludwik Natanson, Tadeusz Skaliński, Maciej Suffczyński, Józef Szudy,
Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Adam Sobiczewski
Członkowie Redakcji — Tomasz Dietl, Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Piotr Malinowski* (Białystok)
dr *Romualda Pfranger* (Częstochowa)
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)
doc. dr *Eugeniusz Soczkiewicz* (Gliwice)
doc. dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)
dr *Małgorzata Suchańska* (Kielce)
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)
prof. dr *Tomasz Goworek* (Lublin)
prof. dr *Leszek Wojtczak* (Łódź)
dr *Wojciech Wojtanowski* (Opole)
prof. dr *Andrzej Graja* (Poznań)
mgr *Ewa Weinert-Rączka* (Szczecin)
doc. dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)
dr *Wanda Ejchart* (Warszawa)
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

Państwowe Wydawnictwo Naukowe — Oddział w Krakowie, ul. Sławkowska 14

Nakład 2132 + 98 egz. Ark. wyd. 9,25. Ark. druk. 7²/₁₆ + 6 wkł. Papier druk. kl. III, 80 g.
Oddano do składania w sierpniu 1987. Podpisano do druku w styczniu 1988. Druk
ukończono w styczniu 1988.

Zam. 402/87.

Cena zł 110.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, ul. Manifestu Lipcowego 13

Gerd Binnig
Heinrich Rohrer

IBM Research Division, Zürich Research Laboratory
 Rüschlikon, Szwajcaria

Skaningowa mikroskopia tunelowa — od narodzin do wieku dojrzewania *

Scanning Tunneling Microscopy — from Birth to Adolescence

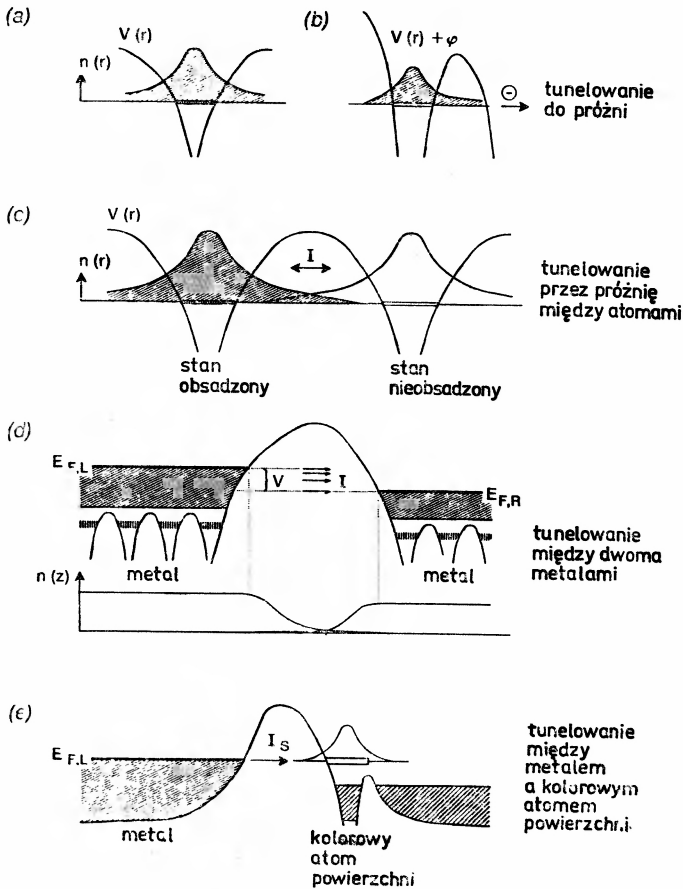
Nobel Lecture, 8 December 1986, Stockholm

Przedstawiamy tutaj rozwój historyczny skaningowej mikroskopii tunelowej, której fizyczne i techniczne aspekty zostały zreferowane uprzednio w kilku niedawnych artykułach przeglądowych i dwóch zbiorach materiałów z konferencji [1], a wielu innych podobnych opracowań należy oczekiwać w bliskiej przyszłości. Podsumowanie strony technicznej podano w postaci ciągu ilustracji stanowiących odrębną całość. Nasza narracja nie jest w żadnym wypadku zaleceniem sposobu, w jaki powinno się prowadzić badania naukowe, jest po prostu odbiciem tego co myśleliśmy, jak działaliśmy i co odczuwaliśmy. Jednakże, z pewnością sprawiłoby nam przyjemność, gdyby zachęciła do bardziej zrełaksowanego podejścia do uprawiania nauki.

Być może mieliśmy szczęście, że obaj przeszliśmy przeszkolenie w dziedzinie nadprzewodnictwa, dziedzinie, która promieniuje pięknem i elegancją. Do skaningowej mikroskopii tunelowej przynieśliśmy ze sobą pewne doświadczenie dotyczące tunelowania [2] i świata angstromów [3], ale żaden z nas nie miał doświadczenia w mikroskopii lub fizyce powierzchni. To prawdopodobnie pozwoliło nam odważnie i niefrasobliwie zacząć coś, co „w zasadzie nie powinno działać”, jak nam często mówiono.

„Po przepracowaniu paru lat w dziedzinie przejść fazowych i zjawisk krytycznych, i wielu, wielu lat z polami magnetycznymi, dojrzałem do zmiany. Tunelowanie, w takiej czy innej formie, intrygowało mnie od pewnego czasu. Przed laty, zainteresowałem się pomysłem Johna Slonczewskiego, aby badać przy pomocy tunelowania pęcherzyki magnetyczne; przy innej okazji przez pewien czas byłem zaangażowany w badania nad tunelowaniem pomiędzy bardzo małymi ziarenkami metalicznymi w bistabilnych opornikach, a później obserwowałem zmagania moich kolegów z problemami tolerancji przy wytwarzaniu złączy Josephsona. Tak więc lokalne badania wzrostu i własności elektrycznych cienkich warstw izolatora, wydawały mi się interesującym problemem. Ponadto dano mi możliwość zatrudnienia nowego pracownika badawczego, Gerda Binniga, którego to

* Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1986 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autorów i Fundacji Nobla. [Translated with permission. Copyright © 1987 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).



Rys. 1. Tunelowanie. (a) Funkcja falowa elektronu walencyjnego w kulombowskiej studni potencjału wytworzonej przez rdzeń atomowy i pozostałe elektrony walencyjne rozciąga się w próżni; „tuneluje” ona do próżni. (b) Poddany działaniu pola elektrycznego, elektron może tunelować przez barierę potencjału i opuścić atom. (c) Jeżeli dwa atomy znajdują się dostatecznie blisko, wtedy elektron może tunelować tam i z powrotem przez próżnię, czyli przez barierę potencjalną pomiędzy nimi. (d) We wnętrzu metalu bariery potencjalne pomiędzy atomami są przytłumione i elektrony poruszają się swobodnie w pasmach energetycznych, w pasmie przewodnictwa. Jednakże na powierzchni po stronie próżni potencjał wzrasta tworząc barierę tunelową, przez którą elektron może tunelować do atomu powierzchniowego drugiego metalu znajdującego się w niewielkiej odległości. Przyłożenie napięcia V pomiędzy dwoma metalami powoduje powstanie różnicy pomiędzy poziomami Fermiego $E_{F,L}$ i $E_{F,R}$ dostarczając w ten sposób nieobsadzonych stanów po prawej stronie dla elektronów tunelujących z lewej strony na prawą. Powstający prąd tunelowania jest w przybliżeniu opisany zależnością $I = f(V) \cdot \exp(-\sqrt{\Phi} \cdot s)$. Funkcja $f(V)$ zawiera w sobie ważoną łączną lokalną gęstość stanów ostrza i próbki. Funkcja wykładnicza przedstawia przepuszczalność bariery, gdzie Φ jest średnią wysokością bariery tunelowej w eV, natomiast s jest odległością pomiędzy metalami w Å. Zarówno $f(V)$, jak i $\sqrt{\Phi}$ są tu własnościami charakteryzującymi materiał, a ich wartości uzyskuje się mierząc $d \ln I / dV$ i $d \ln I / ds$. (e) Prosty przypadek spektroskopii lokalnej. Charakterystyczny stan, „kolor”, gatunku atomów znajdującego się na powierzchni jest obserwowany przez pomiar sygnału składowej I_s prądu tunelowania (porównaj N. D. Lang, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 45 (1987), i odsyłacze podane w tej pracy).

również zainteresowało i przyjął ofertę. Nawiasem mówiąc, Gerd i ja nie spotkalibyśmy się, gdyby nie K. Alex Müller, ówczesny szef wydziału fizyki, który doprowadził do naszych pierwszych kontaktów [1].

Początkowym zamysłem nie było zbudowanie mikroskopu, ale przeprowadzanie lokalnych badań spektroskopowych na powierzchni o średnicy mniejszej od 100 Å.

„W czasie wyprawy w poszukiwaniu domu, trzy miesiące przed rozpoczęciem mojej pracy w IBM, Heini Rohrer dyskutował ze mną bardziej szczegółowo swoje przemyślenia dotyczące niejednorodności na powierzchni, w szczególności związanych z cienkimi warstwami tlenków, wzrastających na powierzchni metali. Nasza dyskusja obracająca się wokół pytania, jak badać takie warstwy lokalnie, uświadomiła nam, że brakuje nam odpowiedniego narzędzia. Łamaliśmy sobie również głowy nad tym, czy przygotowanie w szczególny sposób kontaktów tunelowych mogłoby dać lepszy wgląd w zagadnienie. W wyniku tej dyskusji, całkiem niespodziewanie na konferencji LT 15 w Grenoble — jeszcze na kilka tygodni, zanim naprawdę rozpocząłem pracę w IBM — w mojej głowie odżyło dawne marzenie o tunelowaniu próżniowym. Dopiero w kilka lat później dowiedziałem się, że dzieliłem to marzenie z wieloma naukowcami, którzy podobnie jak ja pracowali nad spektroskopią tunelową. Wydaje się dość dziwne to, że żaden z nas nigdy o tym nie mówił, chociaż sam pomysł był w zasadzie stary”. Rzeczywiście liczył on sobie 20 lat i pochodził z wczesnego okresu spektroskopii tunelowej [4]. Najwidoczniej pozostawał on głównie ideą i dopiero wkrótce po rozpoczęciu naszych prac, Seymour Keller, w owym czasie członek Komisji Analiz Technicznych Wydziału Badań Naukowych IBM i jeden z pierwszych orędowników tunelowania jako nowej dziedziny badań w naszym Laboratorium, zwrócił naszą uwagę na próby W. A. Thompsona z tunelowaniem próżniowym przy użyciu przesuwanego ostrza [5].

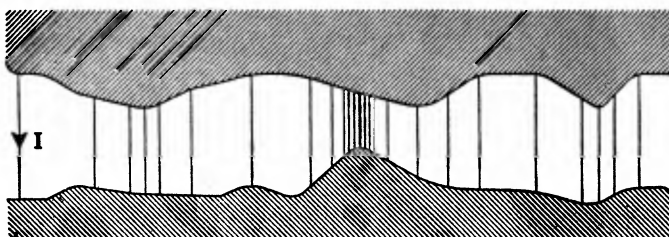
Byliśmy bardzo podnieceni tym wyzwaniem rzuconym przez eksperyment i nowymi możliwościami, które się otwierały. Zadziwiające, ale zajęło nam parę tygodni, aby uświadomić sobie, że możemy mieć nie tylko lokalną sondę spektroskopową, ale skanowanie mogłoby dostarczać również spektroskopowych, a nawet topograficznych obrazów, czyli że uzyskamy nowy typ mikroskopu. Zasada działania przypominała najbardziej profilometrię realizowaną przy pomocy ostrego ryłka w kształcie igły [6], lecz zamiast skanującego ostrza będącego w kontakcie mechanicznym, pomiędzy ostrzem i próbką utrzymywana jest niewielka, kilkuangstremowa przerwa kontrolowana przez prąd tunelowania pomiędzy nimi. Mniej więcej dwa lata później, na krótko przed otrzymaniem przez nas pierwszych obrazów, dowiedzieliśmy się o pracy R. Younga i współpracowników [7], w której opisali pewien typ mikroskopu połowego nazwanego przez nich „topografiner”. Miał on wiele wspólnego z podstawową zasadą działania naszego skaningowego mikroskopu tunelowego (SMT), z wyjątkiem tego, że w opisanym przez nich urządzeniu ostrze znajdowało się raczej dość daleko od powierzchni, a więc pod wysokim napięciem dającym raczej prąd emisji połowej niż prąd tunelowania, osiągając przy tym zdolność rozdzielczą w kierunku równoległym do powierzchni, porównywalną z mikroskopem optycznym. Sugerowali oni poprawę zdolności rozdzielczej poprzez użycie ostrzy używanych w mikroskopie połowym. Próbowali oni nawet tunelowania próżniowego i przedyskutowali niektóre z podniecających perspektyw, jakie niesło ono dla spektroskopii. Gdyby byli doko-

nali, nawet jeśli tylko w myślach, połączenia tunelowania próżniowego ze skanowaniem i oszacowali jego zdolność rozdzielczą, w końcu doszliby prawdopodobnie do nowej idei — skaningowej mikroskopii tunelowej. Nikt nie był tak blisko tego pomysłu jak oni.

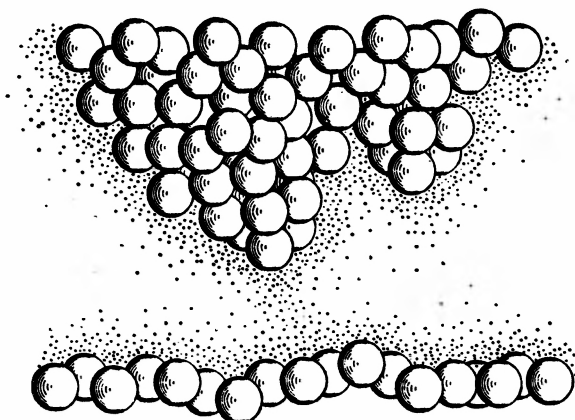
W połowie stycznia 1979 r. zgłosiliśmy nasz pierwszy wniosek patentowy dotyczący SMT. Eric Courtens, ówczesny zastępca kierownika działu fizyki w Laboratorium IBM w Rüschlikon, skierował zgłoszenie patentowe do wdrożenia, przewidując „tysiące przyszłych SMT-ów”. Był on pierwszym, który uwierzył w naszą sprawę. Wkrótce potem, po naszym wewnętrznym seminarium na temat pomysłów dotyczących SMT, trzecim który uwierzył, został Hans-Jörg Scheel.

W realizacji technicznej strony naszego projektu mieliśmy szczęście skorzystać z mistrzowskich umiejętności Christopha Gerbera. „Od rozpoczęcia swej pracy w IBM w 1966 r.,

tlenkowe złącze tunelowe



ostrze tunelowe



Rys. 2. Zasada działania. Przepuszczalność tunelowania maleje wykładniczo z odległością tunelowania, w próżni o czynnik 10 na każdy Å. W tlenkowym złączu tunelowym, większość prądu płynie przez wąskie kanały odpowiadające małym odległościom pomiędzy elektrodami. W wypadku, gdy jedna z elektrod ma kształt ostrza, prąd płynie praktycznie tylko z atomów znajdujących się na czubku ostrza, w wypadku najlepszym z możliwych — z jednego z orbitali atomu znajdującego się na wierzchołku ostrza. Daje to szerokość włókna prądu tunelowego, a co za tym idzie, zdolność rozdzielczą w kierunku równoległym do powierzchni rzędu rozmiarów atomu. Drugie z pokazanych ostrzy znajduje się o mniej więcej dwa atomy dalej od powierzchni i daje prąd o ok. milion razy mniejszy.

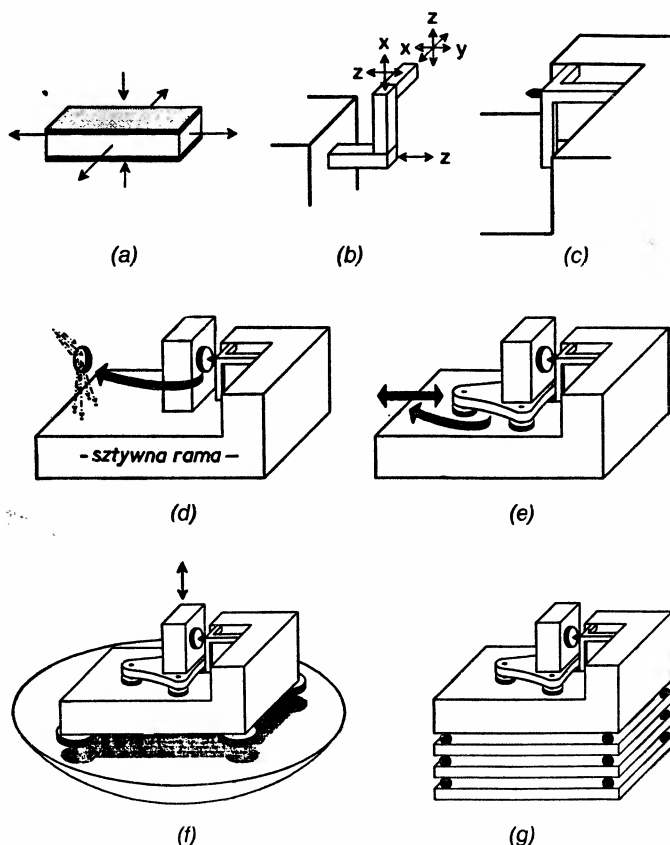
Christoph pracował ze mną (HR) nad impulsowymi silnymi polami magnetycznymi, nad diagramami fazowymi oraz zjawiskami krytycznymi. Pod koniec 1978 r. byliśmy dość podnieceni naszymi pierwszymi wynikami doświadczalnymi dotyczącymi problemu przypadkowych pól, ale zapytany o chęć uczestnictwa w nowym przedsięwzięciu, Christoph nie wahał się ani chwili. Zawsze lubił rzeczy, które wykraczały poza zwyczajne badania i nawiasem mówiąc, był drugim, który uwierzył w naszą ideę. To przejście pozbawiło i mnie, i zagadnienie przypadkowych pól jego przykładowej opieki technicznej. Mniej więcej w rok później, następnym który dołączył, został Edi Weibel, który pozostawił bez opieki technicznej inny projekt. W końcu udało mi się skompletować zespół, pozostawiając zagadnienie przypadkowych pól innym”.

Podczas pierwszych miesięcy naszej pracy nad SMT skoncentrowaliśmy się nad głównymi problemami instrumentalnymi i ich rozwiązaniem [8]. Jak uniknąć drgań mechanicznych, które powodują ruch ostrza i próbki względem siebie? Zabezpieczając przed drganiami i szumem akustycznym poprzez miękkie zawieszenie mikroskopu wewnątrz komory próżniowej. Jak duże są siły działające pomiędzy ostrzem a próbką? To wydawało się nie przedstawiać problemu w większości przypadków. Jak poruszać ostrzem na tak niewielkich odległościach? Używając materiałów piezoelektrycznych, łączących elektronikę z mechaniką, eliminując w ten sposób tarcie. Ciągła deformacja materiału piezoelektrycznego w skali angstromów i ułamków angstroma została stwierdzona dopiero później właśnie w eksperymentach nad tunelowaniem. Jak przesunąć próbkę na duże odległości w niewielkiej skali, z położenia, gdzie powierzchnia próbki była przygotowywana do pomiarów, do położenia będącego w zasięgu ostrza? Rozwiązaniem była „wesz”. Jak ominąć silne fluktuacje długości próbki, a zwłaszcza ostrza, wywołane zmianami termicznymi? Unikać wiskerów o niewielkich stałych sprężystości. Prowadziło to do bardziej ogólnego i najważniejszego pytania: jaki powinien być kształt ostrza i jak go uzyskać? Na samym początku wyobrażaliśmy sobie ostrze jako rodzaj ciągłego materiału o pewnym promieniu krzywizny. Jednakże bardzo szybko uświadomiliśmy sobie, że ostrze nigdy nie jest gładkie ze względu na skończone rozmiary atomów, a także ponieważ ostrza są dość szorstkie, jeżeli nie są przygotowane w specjalny sposób. Szorstkość ostrza nasuwa wniosek o istnieniu czegoś, co nazwaliśmy miniostrzami. Niezwykła czułość prądu tunelowania na zmiany odległości ostrze-próbka powoduje wybór miniostrza znajdującego się w najbliższej odległości od próbki.

Bezpośrednio po uzyskaniu przez nas pierwszych trwałych obrazów ze SMT pokazujących nadzwyczaj ostro stopnie o jednoatomowej wysokości, skupiliśmy naszą uwagę na zdolności rozdzielczej w skali atomowej. Nasze nadzieje na osiągnięcie tego celu wiązały się z faktem, iż tunelowanie próżniowe jako takie stanowi nowy sposób wytwarzania nadzwyczaj ostrych ostrzy. Prawdziwie lokalne, silne pola uzyskiwane w tunelowaniu próżniowym przy napięciu zaledwie kilku woltów, mogą być użyte do kształtowania ostrza poprzez migrację połową lub parowanie połowe. Inną z możliwości jest delikatne dotknięcie ostrzem do powierzchni. Wszystko to nie jest tak dobrze kontrolowaną procedurą jak ostrzenie ostrza w mikroskopii połowo-jonowej, ale połączenie SMT z mikroskopią połowo-jonową wydawało się nam na tym etapie zbyt skomplikowane. Zaledwie wiedzieliśmy co to takiego mikroskopia połowo-jonowa, coż więc mówić o zastosowaniu jej w naszej pracy. Nie mieliśmy sposobu dokładnego kontrolowania szczegółów kształtu ostrza.

Powtarzaliśmy naszą metodę prób i błędów aż do momentu, kiedy obserwowane przez nas struktury stawały się coraz bardziej ostre. Czasami to działało, innym razem nie.

Ale najpierw musieliśmy zademonstrować tunelowanie próżniowe. W tych usiłowaniach najpoważniejszym problemem, poza istnieniem wiskerów, były drgania budynku. Aby zabezpieczyć SMT również przed szumem akustycznym, układ izolujący od wibracji zainstalowaliśmy w komorze próżniowej. Nasze pierwsze urządzenie było zaprojektowane do pracy w niskich temperaturach i w ultrawysokiej próżni. Niskie temperatury zapewniały nieduże dryfty termiczne i niewielkie fluktuacje termiczne długości, lecz wybraliśmy je



Rys. 3. Przyrząd. (a) Napięcie przyłożone do dwóch elektrod skracza lub wydłuża materiał piezoelektryczny umieszczony pomiędzy nimi. W praktyce zmiana długości piezo-materiału zawiera się w zakresie mikrometrów. (b) Beztarciowy piezo-napęd x - y - z , który jest dość czuły na drgania. (c) Sztywny trójkąt jest obecnie najczęściej używanym piezo-napędem obok napędu zbudowanego z pojedynczej piezo-rurki. (d) Trójkąt i uchwyt próbki są zainstalowane na sztywnej ramie. W celu przygotowania lub wymiany próbki musi być ona odsunięta od ostrza. (e) Ustawianie próbki tak, aby znalazła się ona w zasięgu piezo-napędu, rozwiązano początkowo przy pomocy piezo-elektrycznej „wszy” o elektrostatycznie przysawalnych stopkach. Obecnie stosuje się również manipulatory o napędzie magnetycznym oraz śruby z mechanizmem różnicowym. (f) W pierwszej wersji układu izolującego od drgań, zespół tunelowy wraz z trwałymi magnesami lewitował w naczyniu z nadprzewodzącego ołowiu. (g) Proste i obecnie szeroko stosowane zabezpieczenie przed drganiami, z metalowymi płytami ułożonymi jedna nad drugą i rozdzielonymi vitonem — rodzajem gumowych przekładek, które mogą być stosowane w ultrawysokiej próżni.

głównie dlatego, że nasze myśli były skierowane ku spektroskopii. A dla nas obu, którzy uzyskaliśmy doktorat w dziedzinie nadprzewodnictwa, spektroskopia tunelowa była domeną niskich temperatur. Ultrawysoka próżnia pozwalałaby na przygotowanie i utrzymanie dobrze zdefiniowanej powierzchni. Przyrząd został pięknie zaprojektowany z dostępem do próbki i ostrza umożliwiającym przygotowanie powierzchni. W celu izolacji elementu tunelowego od drgań, zastosowano pole unoszące nadprzewodnika. Skonstruowanie oraz pierwsze próby w niskiej temperaturze i ultrawysokiej próżni zajęły rok, ale przyrząd był tak skomplikowany, że nigdy go nie używaliśmy do badań. Byliśmy zbyt ambitni, a rozwiązanie zasadniczych problemów związanych z niską temperaturą i ultrawysokopróżniowym przyrządem okazało się możliwe dopiero w siedem lat później [9]. Zamiast tego, używaliśmy eksykatora jako komory próżniowej, mnóstwo taśmy przylepnej i prymitywnej wersji nadprzewodnikowej lewitacji zużywającej 20 l ciekłego helu na godzinę. Emil Haupt, nasz doświadczony dmuchacz szkła, pomógł w wytworzeniu wielu szklanych elementów i w swym zapale zrobił nawet ołowiane naczynie do lewitacji. Wykonując pomiary w nocy i zaledwie ośmielając się oddychać — z podniecenia, głównie jednak aby uniknąć drgań — uzyskaliśmy naszą pierwszą wyraźną, charakterystyczną dla tunelowania zależność wykładniczą prądu tunelowania I od odległości ostrze-próbka s . Była to cudowna noc 16 marca 1981 r.

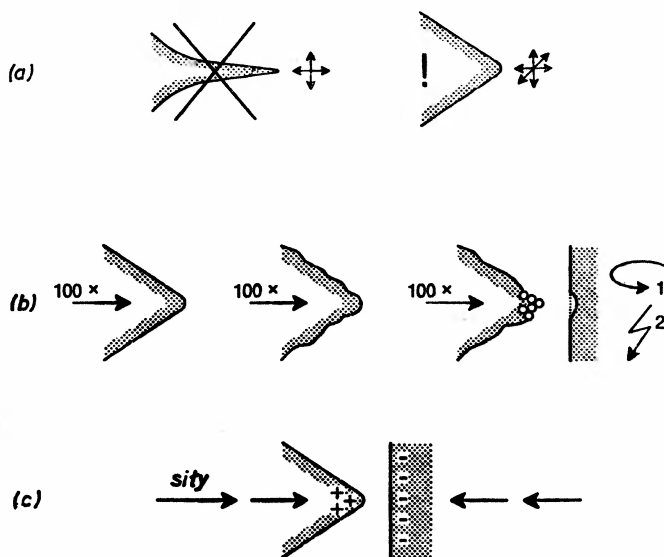
Tak więc w 27 miesięcy od momentu poczęcia narodził się skaningowy mikroskop tunelowy. W czasie tego okresu rozwoju, przyznano nam prawo do stworzenia sobie niezbędnego marginesu dla marzeń, poszukiwań, robienia błędów i ich poprawiania. Nie żądaliśmy dodatkowych ludzi do pomocy ani funduszy, a nasza uboczna działalność dawała wyniki, które były przyjmowane i publikowane. Pierwsze doniesienie o SMT ukazało się na przełomie marca i kwietnia 1981 r. w wewnętrznym sprawozdaniu z działalności IBM.

Sama zależność logarytmiczna prądu tunelowania I od odległości ostrze-próbka s , nie była jeszcze dowodem tunelowania próżniowego. Nachylenie $\ln I$ względem s powinno odpowiadać wysokości bariery tunelowej $\Phi \approx 5$ eV, charakterystycznej dla średniej wartości prac wyjścia ostrza i próbki. Z trudem osiągnęliśmy 1 eV, co wskazywało na tunelowanie raczej przez materiał izolujący niż przez próżnię. Na szczęście kalibrowanie czułości piezokryształów dla małych i szybkich zmian napięcia dało wartości równe zaledwie połowie wartości podawanych przez producentów. Dawało to wysokość bariery tunelowej większą niż 4 eV i potwierdzało, że zachodzi tunelowanie próżniowe. Ta obniżona piezoczułość była później potwierdzona dokładnym kalibrowaniem wykonanym wspólnie z H. R. Ottem z Politechniki Federalnej (ETH) w Zurychu oraz przez S. Vieirę z Universidad Autónoma w Madrycie [10].

O tunelowaniu próżniowym doniósł kilka miesięcy wcześniej U. Poppe [11], ale był on zainteresowany spektroskopią tunelową egzotycznych nadprzewodników. Jego próby były całkiem udane, nie zmierzył on jednak zależności $I(s)$. Osiemnaście miesięcy później poinformowano nas, że E. C. Teague obserwował już podobne krzywe $I(s)$, o czym doniósł w swojej dysertacji, która w owym czasie nie była ogólnie dostępna w literaturze [12].

Po tej marcowej nocy nasze podniecenie było znaczne. Hirsch Cohen, ówczesny zastępca dyrektora naszego Laboratorium, spytał nas natychmiast, czego potrzebujemy; jest to proste i oczywiste pytanie, które ludzie z rzadka ośmielają się zadawać. „Gerd

pragnął przygotować natychmiast pracę [13] i zgłosić ją po terminie na konferencję LT 16, która miała się odbyć we wrześniu w Los Angeles. Wybierał się na tę konferencję niezależnie od tego ze swą pracą dotyczącą nadprzewodzącego tytanianu strontu, a ja byłem pewien, że do tego czasu uda nam się przy pomocy SMT uzyskać obrazy topograficzne. I w istocie tak się stało. Przygotowałem dla Gerda podróż z wykładami przez USA, ale na trzy tygodnie przed odjazdem, przyjaciel ostrzegł go, że od momentu, kiedy rzecz stanie na forum publicznym, setki naukowców wskoczą natychmiast do wagonu z napisem SMT.



Rys. 4. Ostrza. (a) Długie i wąskie ostrza, lub wiskery, są czułe na drgania i łatwo ulegają wzbudzeniu termicznym. (b) Na szlifowanym mechanicznie lub trawionym ostrzu istnieją miniostrza, z których na ogół tylko jedno jest przenośnikiem prądu tunelowego. Dalsze ostrzenie osiągano początkowo przez delikatny kontakt (1), a później stosując parowanie polowe (2). (c) Siły elektrostatyczne i międzyatomowe działające pomiędzy ostrzem i próbką nie deformują ani nie stępują ostrza ani próbki, lecz powodują niestabilność mechaniczną przerwy tunelowej, kiedy na ostrzu jest wisker. Jednakże w przypadku próbek zbudowanych z miękkich materiałów, takich jak grafit czy materiały organiczne, ich reakcja na te siły może być znaczna i musi być brana pod uwagę.

Nastąpiło to — ale dopiero w kilka lat później. Po dwóch obszernych dyskusjach odbytych w czasie weekendowej pieszej wycieczki, doszliśmy do przekonania, że niezależnie od wszystkiego nadszedł czas, by pokazać SMT światu”. Pierwsza próba opublikowania listu nie powiodła się. „To dobry znak”, pocieszał nas Nico Garcia z Uniwersytetu Autonomicznego w Madrycie przebywający w IBM jako wizytujący profesor.

Po tym pierwszym ważnym kroku z kompletnym zestawem SMT, zaledwie trzy miesiące, spędzone częściowo na oczekiwaniu na wysokonapięciowe zasilacze prądu dla piezokryształów, zajęło nam otrzymanie pierwszych obrazów monoatomowych stopni [14] na monokryształach CaIrSn_4 wyhodowanym przez R. Gambino. W tym wypadku głównym problemem było pozbycie się wiskerów, które ciągle wytwarzaliśmy uderzając ostrzem o powierzchnię. Teraz byliśmy już gotowi do zajęcia się fizyką powierzchni, najpierw

rozwikłaniem problemu rekonstrukcji powierzchni. Zbudowaliśmy SMT dający się pogodzić z ultrawysoką próżnią (już bez taśmy samoprzylepnej!) i dla szybkiej próby sprawdziliśmy jego działanie w próżni po zawieszeniu go na gumowych paskach. Wyniki wskazywały, że nadprzewodnikowa lewitacja może nie być konieczna.

Taki był stan rzeczy podczas reklamującego SMT objazdu USA we wrześniu 1981 r. Większość reakcji była życzliwa, niektóre entuzjastyczne, a dwie przewidywały nawet Nagrodę Nobla, ale dla kogoś z zewnątrz SMT był wciąż jeszcze zbyt egzotyczny, by zaangażować się aktywnie w pracę nad nim.

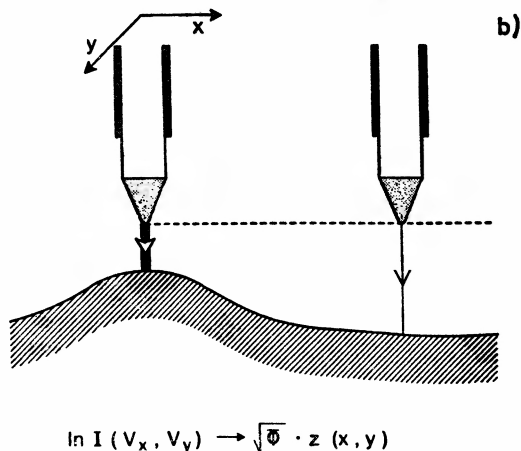
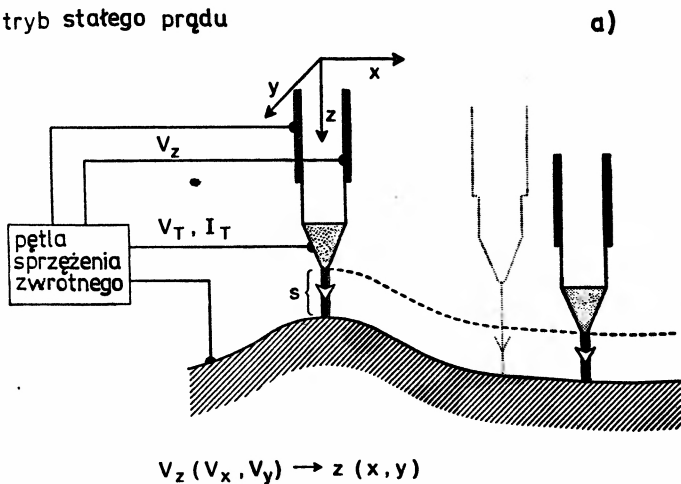
Następnie zabezpieczyliśmy SMT przed drganiem stosując dwustopniowy układ sprężyn oraz tłumienie przy pomocy prądów wirowych [8], i umieściliśmy całość w komorze próżniowej, której nikt wtedy nie używał. Dodaliśmy do tego możliwość rozpylania jonowego oraz wygrzewania próbki, ale nie było jeszcze możliwe połączenie SMT z żadną inną techniką powierzchniową umożliwiającą charakteryzowanie i kontrolowanie stanu próbki i ostrza. Chociaż nadprzewodnikowa lewitacja służyła nam tylko przez trzy miesiące, była cytowana przez lata. Mogłoby się wydawać, że łatwiej jest zapamiętać coś skomplikowanego!

Najbardziej intrygującym i rzucającym wyzwanie problemem w fizyce powierzchni, była rekonstrukcja 7×7 powierzchni Si(111). Pewna klasa istniejących modnych modeli zawierała raczej zgrubne cechy tego zjawiska, które powinny dać się rozwiązać przez SMT. Zaczęliśmy więc polować na strukturę 7×7 i ulegliśmy jej czarowi. Z początku bez powodzenia. SMT mógł działać dobrze czasami ze zdolnością rozdzielczą wyraźnie około 5 \AA , lecz sposób przygotowywania przez nas powierzchni pozostawiał wiele do życzenia. Od czasu do czasu otrzymywaliśmy obrazy linii odpowiadających jednowarstwowym stopniom [8], ale zazwyczaj powierzchnia wyglądała na szorstką i nieuporządkowaną w skali atomowej. Jeden z obrazów zapowiadał nawet strukturę 7×7 w postaci regularnego wzoru złożonego z wgłębień, zwiastunów charakterystycznych dziur w narożach. Jednakże wyciąganie wniosków z pojedynczego przypadku jest zbyt ryzykowne, zwłaszcza jeżeli dotyczy to nowej struktury badanej przy pomocy nowej metody. Przyczyniło się to jednak do wzrostu naszego zaufania.

Przed upływem wiosny 1982 r. SMT był już tematem, o którym się mówiło. Przyuszczalnie obraz umiejętnie spreparowanej powierzchni sąsiadującej przedstawiający regularną sekwencję stopni mógłby rozluźnić stanowisko środowiska fizyków powierzchni, w którym dawało się wyczuć nieco rezerwy. Myśleliśmy jednak, że pojedyncze, podwójne i potrójne stopnie na powierzchni CaIrSn_4 z atomowo gładkimi tarasami [14] oraz linie stopni na powierzchni Si(111) [8] były zarówno wystarczająco przekonywujące, jak i obiecujące. I zamiast dalej tracić czas na nieinteresujące linie stopni, woleliśmy zaatakować rekonstrukcje powierzchniowe o znanej okresowości oraz takie, które dawały rozsądną szansę dowiedzenia się i przyczynienia się do odkrycia czegoś nowego.

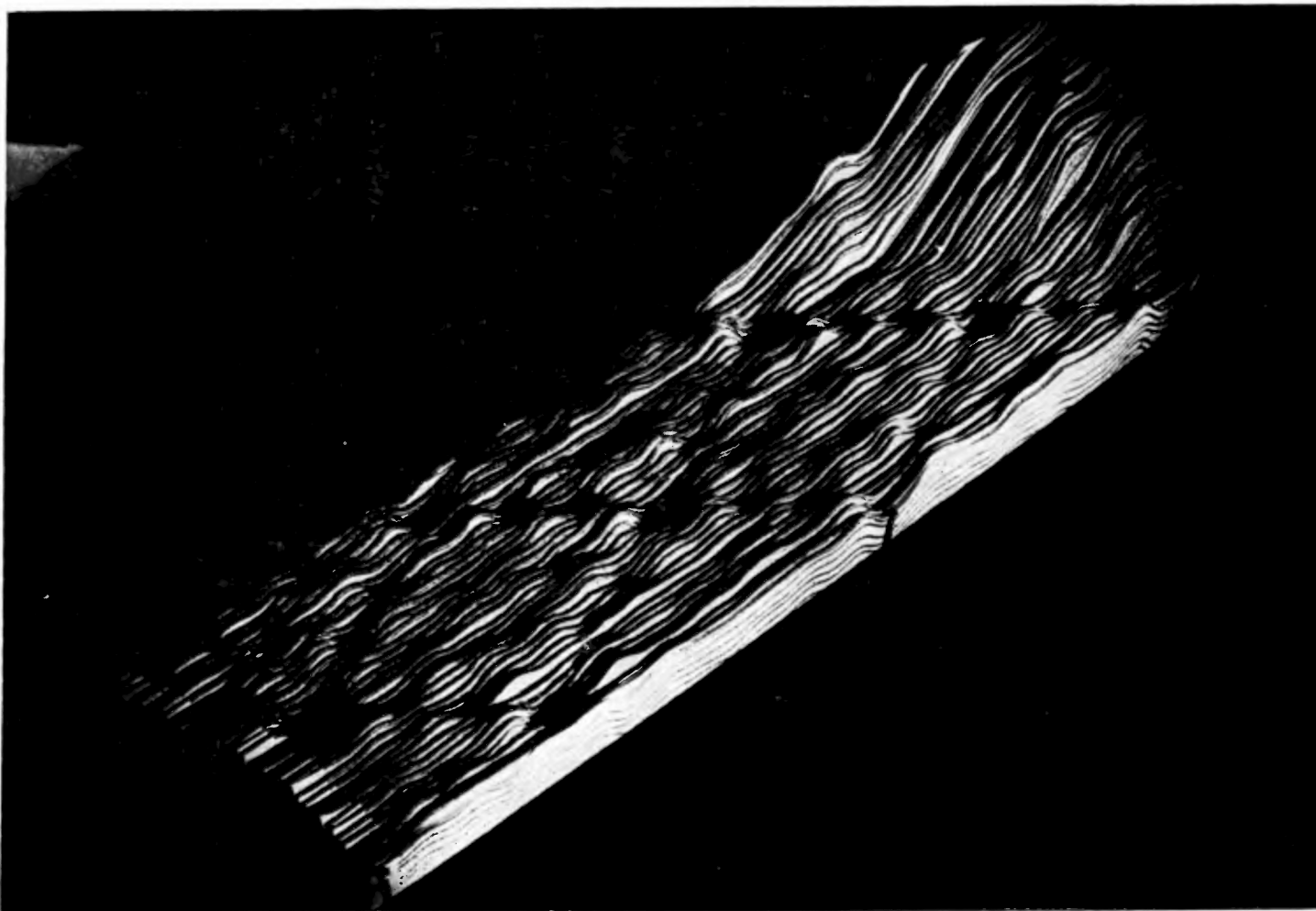
Z powodu możliwości łatwiejszego przygotowania próbki oraz ze względu na zdolność rozdzielczą wymagającą zaledwie 8 \AA , zajęliśmy się monokryształem złota, mianowicie ścianką (110), na której jak wiadomo powstają rekonstrukcje 1×2 . Wydawało się to mieścić doskonale w granicach zdolności rozdzielczej SMT — co wynikało z otrzymanych przez nas linii stopni dla krzemu. Chociaż nieco wcześniej zwróciliśmy Karl-Heinzowi Riederowi, ekspertowi od fizyki powierzchni w naszym Laboratorium, jego monokryształ Si

tryb stałego prądu

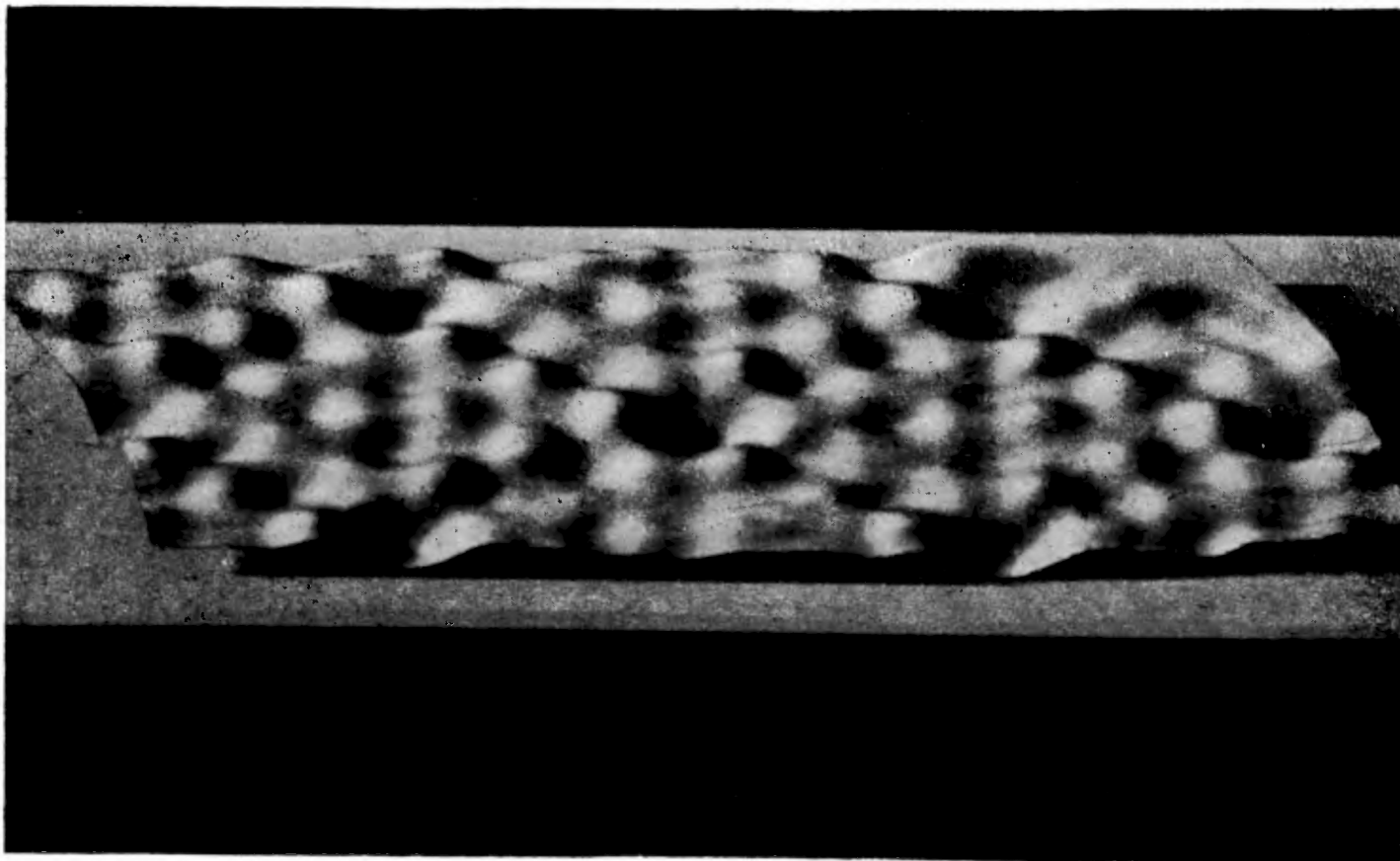


Rys. 5. Obrazowanie. (a) W przyrządzie pracującym w trybie stałego prądu, ostrze skanuje powierzchnię przy stałym prądzie tunelowania, którego ustaloną wartość utrzymuje się przez ciągle dostosowywanie pionowego położenia ostrza napięciem sprzężenia zwrotnego V_z . W przypadku powierzchni elektronowo jednorodnych, stały prąd oznacza w zasadzie stałe s . (b) Na tych częściach powierzchni, na których nierówności są mniejsze od kilku angströmów — co odpowiada dynamicznemu zakresowi pomiaru prądu — ostrze może szybko skanować przy ustalonej średniej odległości w kierunku z . Takie „obrazy prądowe” pozwalają na znacznie szybsze skanowanie niż w (a), ale wymagają osobnego wyznaczenia $\sqrt{\Phi}$ w celu kalibrowania z . W obu wypadkach napięcie tunelowania i/lub położenie w kierunku z mogą być modulowane w celu dodatkowego uzyskania odpowiednio $d \ln I / dV$ i/lub $d \ln I / ds$.

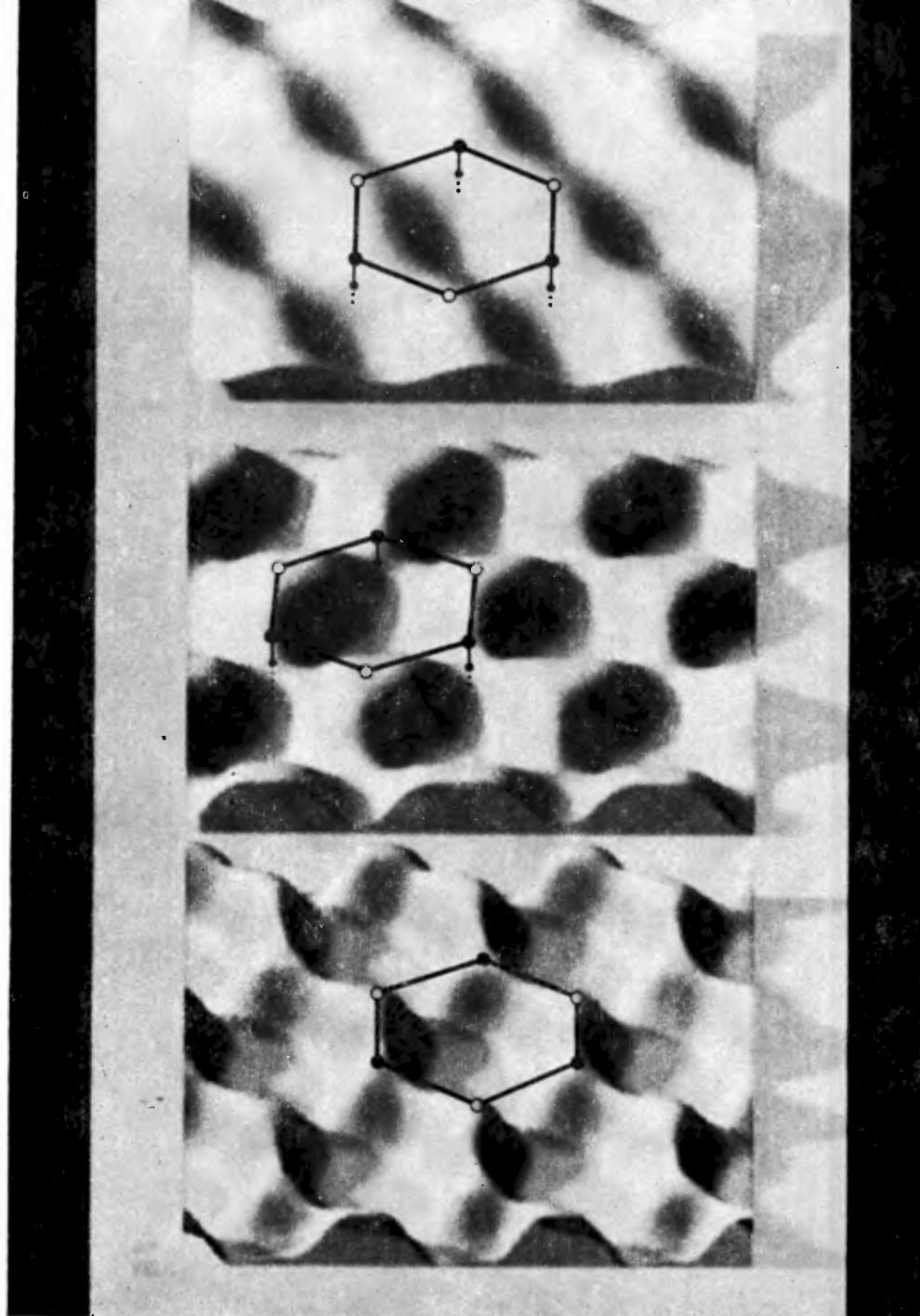
w postaci kropelki, nie odstraszyło go to od zaproponowania tego eksperymentu ze zło-
tem, co oznaczało pożyczanie nam swego kryształu Au i w kilka tygodni później dodaliśmy
nową kropelkę do jego kolekcji! Ale tymczasem korzystając z jego rad dotyczących
przygotowania powierzchni, udało nam się rozdzielić strukturę 1×2 [15]. W przeciwień-



Rys. 6a. Rekonstrukcja 7×7 powierzchni Si (111). Relief złożony z oryginalnych zapisów z rejestratora, z pracy [19], © 1983 The American Physical Society.



Rys. 6b. Przetworzony obraz rekonstrukcji 7×7 na Si (111). Cechą charakterystyczną powierzchniowej komórki elementarnej są dziury w narożnikach i dwanaście maksimów odpowiadających adatomom. Na przetworzonym obrazie, sześć adatomów w prawej połowie rombu wydaje się być wyżej. Jest to nierównowaga elektronowa, wywołana nierównoważnością strukturalną lewy-prawy w warstwach podłoża. Rekonstrukcja rozciąga się w sposób niezaburzony do bezpośredniego sąsiedztwa dużego „wzgórza atomowego”, znajdującego się po prawej stronie.



Rys. 7. Obraz powierzchni rozłupanego grafitu uzyskany z SMT. Górny obraz otrzymano przy stałym prądzie tunelowania równym 1 nA i przy 50 mV. Pofalowania śledzone przez ostrze są odbiciem lokalnej gęstości stanów na poziomie Fermiego, a *nie* położenia atomów, które jak pokazano tworzą płaską sieć w kształcie plastra miodu. Lokalna gęstość stanów dla atomów związanych z sąsiadami w drugiej warstwie (otwarte kółka) jest mniejsza niż w przypadku „swobodnych” atomów. Obraz ma więc charakter bardziej spektroskopowy niż topograficzny. Obraz środkowy jest „obrazem prądowym” pokazującym zasadniczo ten sam wzór powierzchni. Na dolnym obrazie prądowym, wykonanym bliżej powierzchni, dwa nierównoważne atomy wyglądają praktycznie identycznie. To dziwne zachowanie daje się wytłumaczyć tym, że różnica w lokalnej odpowiedzi sprężystej atomów węgla na siły międzyatomowe wywierane przez ostrze kompensuje różnicę ich lokalnych gęstości stanów. Ważne może być również zaburzenie lokalnej struktury elektronowej.



Rys. 8. Kule widziane oczami artysty. Zarówno Sztuka, jak i Nauka są wynikiem twórczej działalności Człowieka i w obu odbija się piękno przyrody. Rzeźbiarz Ruedi Rempfler znalazł swoją interpretację w deformacji powierzchni. Tym, co zafascynowało go bardziej niż samo sportretowanie kształtu kuli, było wywołane przez nią napięcie w otaczającym środowisku. To niezależne dzieło przejawia zdumiewające podobieństwo wizualne i pojęciowe z rys. 6. Zdjęcie oryginalnej rzeźby Ruediego Rempflera zawdzięczamy uprzejmości Thomasa P. Freya.

stwie do oczekiwania, musieliśmy borykać się ze zdolnością rozdzielczą, ponieważ Au było porywane z powierzchni, nawet jeśli tylko dotykaliśmy jej delikatnie naszym ostrzem. Ruchliwość Au w temperaturze pokojowej jest tak duża, że szorstka powierzchnia po pewnej chwili ulega wygładzeniu, tzn. naprawdę ostre ostrza pokryte Au przestają istnieć. Powinniśmy tu wspomnieć, że później przy pomiarach na Au(100), ostre ostrza z Au formowaliśmy metodą parowania polowego atomów Au z próbki na ostrze, a następnie mogliśmy je stabilizować przy pomocy stosunkowo wysokiego pola będącego wynikiem przyłożonego napięcia tunelowania o wartości 0,8 V.

W wypadku powierzchni Au(110), atomowa zdolność rozdzielcza była raczej sprawą szczęścia i wytrwałości. Zmieniała się skokowo w nieprzewidywalny sposób z wysokiej na niską, co prawdopodobnie było spowodowane migracją adatomów na ostżu, znajdujących chwilowe, stabilne położenie na wierzchołku ostrza. Obserwowaliśmy również znaczny nieporządek prowadzący do długich, lecz wąskich wstążek rekonstrukcji 1×2 przemieszanych ze wstążkami rekonstrukcji 1×3 i 1×4 oraz liniami stopni. Tym niemniej, doświadczenia te przyniosły pierwsze obrazy uzyskane przy pomocy SMT pokazujące rzędy atomów z atomową zdolnością rozdzielczą w kierunku prostopadłym do rzędów. Nieporządek, tkwiący w istocie tej powierzchni, ale ze względu na swój rozmiar krytykowany z punktu widzenia fizyki powierzchni, zademonstrował bardzo ładnie moc SMT jako metody badań lokalnych, a mniej więcej w rok później odegrał ważną rolę w sprawdzaniu pierwszych mikroskopowych teorii skaningowej mikroskopii tunelowej.

Pierwszy spektroskopowy eksperyment z SMT przeprowadziliśmy również dla złota. Chcieliśmy sprawdzić przewidywania dotyczące prostowniczych charakterystyk $I-V$ złącza tunelowego próbka-ostrze wywołanych asymetrią geometryczną [16]. Niestety, przy ok. 5 V powierzchnia próbki będąca na potencjale dodatnim stawała się niestabilna, a obserwowana niewielka w tym zakresie napięć asymetria mogła być wywołana również innymi przyczynami. Ale przy odwróconej biegunowości, napięcie mogło być podniesione do 20 V wytwarzając cały szereg wyraźnie zaznaczonych rezonansowych stanów powierzchniowych [8]. Doświadczenie ze złotem podczas wiosny i początków lata 1982 uważamy za najważniejszy krok dokonany w rozwoju metody i już wtedy SMT przeszedł nasze początkowe oczekiwania. Pozyskaliśmy również dla naszej sprawy pierwsze osoby spoza naszego Laboratorium, Cala Quate'a z Uniwersytetu Stanforda [17] i Paula Hansmę z Uniwersytetu Kalifornijskiego w Santa Barbara [18]. Mieliśmy szereg wystąpień na temat naszej pracy z Au, co przyciągnęło pewną uwagę, ale wzięwszy to wszystko razem, było w tym mało działania. Szkoda nam było nawet czasu, by napisać pracę na ten temat — struktura 7×7 czekała na nas!

W tym czasie podjęliśmy również pierwsze próby obrazowania struktury chemicznej: małych wysp Au na krzemie. Wyspy były widoczne jako gładkie, płaskie wzgórza na topograficznie szorstkiej powierzchni, ale były one również dobrze rozpoznawalne jako obszary o podwyższonej wysokości bariery tunelowej [8]. W ten sposób wyspy Au były widoczne dzięki ich odmiennej elektronowej strukturze powierzchniowej. Byłoby z pewnością interesujące podążać dalej tym tropem, ale wystarczyło nam iż wiemy, że w zasadzie to działa — a rekonstrukcja 7×7 wciąż czekała!

Drugi zamach na 7×7 rozpoczęliśmy jesienią 1982 uwzględniając radę Franza Himpfela, aby nie poddawać powierzchni rozpyłaniu jonowemu. Dało to natychmiastowy efekt

i zaobserwowaliśmy strukturę 7×7 wszędzie tam, gdzie powierzchnia była płaska. Byliśmy absolutnie oczarowani pięknem obserwowanego wzoru.

„Nie mogłem przestać patrzeć na obrazy. To było jak wejście do nowego świata. Ukażało mi się to jako nieprześcignione osiągnięcie w mojej karierze naukowej i dlatego w pewnym sensie również jako jej koniec. Heini zdawał sobie sprawę z mojego nastroju i błyskawicznie porwał mnie na kilka dni do St. Antönien, uroczej wioski położonej wysoko w górach Szwajcarii, gdzie napisaliśmy pracę o 7×7 .”

Wróciliśmy przekonani, że to powinno przyciągać uwagę naszych kolegów, nawet tych nie związanych z fizyką powierzchni. Pomogliśmy w tym prezentując zarówno nieprzetworzony model rzeźby z oryginalnych zapisów z rejestratora złożony przy pomocy nożyczek, pleksiglasu i gwoździ, jak i przetworzony widok z góry; pierwszy dla wiarygodności, drugi w celu analizy i dyskusji [19]. To z pewnością pomogło — tak skutecznie, że praktycznie na pewien czas musieliśmy zaprzestać pracy badawczej. Byliśmy zalewani prośbami o referaty, a niezliczeni goście odwiedzający nasze Laboratorium chcieli wiedzieć, jak zbudować SMT. Jednakże liczba grup, które poważnie rozpoczęły pracę, nadal pozostawała niewielka. Wydawało się, że wciąż istnieje konflikt pomiędzy bardzo pociągającą łatwością pojęciową przedstawiania pojedynczych atomów w rzeczywistej przestrzeni trójwymiarowej, bezpośrednio przy pomocy śladów z rejestratora, a intuicyjnym zastrzeżeniem, że pomimo wszystko to nie może być takie proste.

Nasze wyniki wykluczyły wszystkie z licznych istniejących modeli, i co dziwniejsze niektóre z tych, które powstały później. Tylko jeden z modeli był bliski rzeczywistości: model adatomowy W. Harrisona [20], w którym nie zgadzała się jedynie liczba adatomów. Obecnie, odmiana modelu adatomowego, w którym oprócz charakterystycznego wzoru 7×7 utworzonego z adatomów również głębsze warstwy są przebudowane [21], jest ogólnie przyjęta i daje się pogodzić z większością wyników uzyskanych różnymi metodami doświadczalnymi, takimi jak kanalikowanie jonowe [22], dyfrakcja elektronów przechodzących [23] oraz z bardziej szczegółowymi wynikami z SMT uzyskanymi przez inne grupy [24].

Doświadczenia dotyczące 7×7 przyspieszyły również pierwsze prace nad teoretycznymi podstawami SMT na poziomie mikroskopowym. Tersoff i Hamman, a także Baratoff [25], zastosowali podany przez Bardeena formalizm hamiltonianu przejścia do małych geometrii ostrza i atomowo pofałdowanej powierzchni. Garcia, Ocal i Flores oraz Baratoff, Seloni i Carnevali wykorzystali podejście teorii rozprożeń [26]. Oba podejścia były zbieżne: udzieliły nam one poparcia potwierdzając z grubsza nasz intuicyjny pogląd na tunelowanie przy małych geometriach jako odpowiadające tunelowaniu w płaskiej geometrii w zmniejszonej skali, i z pewnością przyczyniły się do zwiększonej akceptacji SMT w kręgach fizyków. Teoretyczne podejścia koncentrowały się na aspektach tunelowania swobodnych elektronów związanych z nie-płaską geometrią, a wciąż nie opublikowane wyniki z SMT dotyczące Au(110), służyły jako podstawa do ich weryfikacji. Pozostały one nie opublikowane jeszcze przez dość długi czas, ponieważ błyskotliwe obrazy zrekonstruowanej 7×7 powierzchni krzemu w jakiś sposób przyćmiły wcześniejsze doświadczenia z Au(110). Jedną z reakcji na pierwszą próbę ich opublikowania była następująca: „... Praca jest właściwie pozbawiona dyskusji pojęciowej, nie mówiąc już o oryginalności koncepcji... Interesuje mnie przedstawienie w pracy zachowania się struktury powierzchniowej złota

w stosunku do innych metali. Dlaczego powinienem być podniecony wynikami tej pracy?...”. Był to z pewnością wynik naszego nieumiejętnego postępowania z publikacją, ale nie byliśmy dostatecznie zaznajomieni z takim rodzajem recenzowania, w którym szuka się słabych punktów, ignorując niewinnie istotę rzeczy.

Doświadczenia ze złotem i srebrem pokazały, że wielką korzyścią dla SMT stosowanego w fizyce powierzchni byłaby możliwość wykonywania *in situ* dodatkowej charakteryzacji powierzchni, w szczególności dyfrakcji powolnych elektronów (LEED)¹. Przekonaliśmy się już, że powierzchnie — nawet te przygotowywane w sposób bardzo staranny — często nie były tak jednolite i płaskie, jak się ogólnie przypuszcza. Kombinacja LEED-u z SMT *in situ* okazała się niezwykle pomocna, pozwoliła uniknąć poszukiwań, tam gdzie nie było nic do szukania, i dała nam możliwość zaznajomienia się oraz pracy z LEED-em i spektroskopią elektronów Augera (AES). Połączenie SMT z innymi uznanymi technikami badań powierzchniowych rozproszyło często wspomnianą troskę: jak wiele wspólnego mają nasze obrazy uzyskane przy pomocy SMT z powierzchniami charakteryzowanymi w inny sposób? Nie podzielialiśmy zbyt tej troski, ponieważ dowiedzieliśmy się, że rekonstrukcje rozciągają się niezmiernie aż do bezpośredniej bliskości obszarów zdeformowanych, a także dlatego że większość zanieczyszczeń lub defektów mogliśmy wykryć osobno. Tak więc, dla nas, posługiwanie się kombinacją technik pomiarowych było bardziej zagadnieniem praktycznym niż naukowym.

Po krótkim, ale interesującym wypadku z nową kombinacją SMT/LEED/AES odbyłym w celu rozdzielania i zrozumienia struktury powierzchni Au(100) [27], wkroczyliśmy do królestwa chemii. Wspólnie z A. Baró, wizytującym profesorem z Uniwersytetu Autonomicznego w Madrycie, który także pragnął zaznajomić się z techniką SMT, zaobserwowaliśmy rekonstrukcję 2×1 powierzchni Ni(110) wywołaną tlenem [28], interpretując widziane przez nas wyraźne i regularnie ułożone uwypuklenia jako pojedyncze atomy tlenu. Cechy charakterystyczne dla skali atomowej, które mogły być interpretowane jako adsorbaty lub klastry adsorbatów, dostrzegaliśmy już przedtem, lecz wtedy stanowiły one dla nas raczej dokuczliwą niedogodność niż przedmiot zainteresowania. Doświadczenia z tlenem na Ni pokazały, że pokrywająca warstwa tlenu nie podlegała nieodwracalnej zmianie podczas obrazowania ostrzem tunelowym. Był to bardzo znaczący wynik ze względu na możliwości obserwacji, badania i wykonywania zadań chemii powierzchni przy pomocy ostrza SMT. Około roku później, podczas badania rekonstrukcji 2×2 wzbudzonej tlenem na powierzchni Ni(100), zaobserwowaliśmy charakterystyczne maksima prądu, które mogliśmy przypisać atomom tlenu dyfundującym poniżej ostrza wzdłuż powierzchni [29]. Zauważyliśmy, że maksima tego samego typu obserwowaliśmy już na naszych wcześniejszych obrazach Ni(110) pokrytego tlenem, ale wtedy odrzuciliśmy je jako coś zbyt czonego. Możliwa była nie tylko obserwacja pojedynczych dyfundujących atomów, lecz ich migracja mogła być skorelowana z cechami charakterystycznymi powierzchni, takimi jak linie stopni lub związane atomy tlenu, które mogły być obrazowane jednocześnie. Pod koniec 1983 r. wspólnie z H. Grossem z Politechniki Federalnej (ETH) w Zurychu zaczęliśmy badać również możliwości stosowania SMT w biologii. Mogliśmy śledzić łańcuchy DNA leżące na cienkiej warstwie węgla napyłonej na pokryty Ag płatek Si [30].

¹ W tłumaczeniu zachowano angielskie akronimy znanych technik doświadczalnych, poza SMT (angielskie STM) oraz SST (angielskie STS) (przyp. tłum.).

Tamten rok kończył się bardzo przyjemną niespodzianką: w piątek 9 grudnia otrzymaliśmy telegram od sekretarza Fundacji Króla Faisala, a w poniedziałek telefon od sekretarza Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, oznajmiające przyznanie odpowiednio Nagrody Króla Faisala w dziedzinie nauk przyrodniczych i Nagrody Hewletta-Packarda Europejskiego Towarzystwa Fizycznego. „Tego dnia w którym nadszedł telegram, Gerd był w Berlinie, gdzie wygłaszał wykład jako laureat Nagrody Otto Klunga. Była to również dwudziesta rocznica mej pracy w IBM”. Był to zachęcający znak, że skaningowej mikroskopii tunelowej powiedzie się. Przyniosło to również nowy zalew próśb o referaty.

Latem 1984 r. byliśmy w końcu gotowi do podjęcia pracy nad tym, nad czym mieliśmy początkowo pracować jesienią 1978 r., mianowicie nad prowadzeniem lokalnej spektroskopii. Wspólnie z H. Fuchsem i F. Salvanem badaliśmy czystą rekonstrukcję 7×7 [1, 31] i rekonstrukcję $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ Au na Si(111) [31], oraz — wracając do istoty problemu — cienką warstwę tlenku na Ni [1, 32]. Mogliśmy zobaczyć, że powierzchnie posiadają strukturę elektronową, co wiadomo na przykład z doświadczeń fotoemisyjnych, i że struktury te możemy odwzorowywać przestrzennie z rozdzielczością atomową. Nazywaliśmy je (i wciąż nazywamy) kolorem atomów. Istotnie, warstwy tlenku były niejednorodne i najwyraźniej widoczne na obrazach skaningowej spektroskopii tunelowej (SST). Na powierzchni zrekonstruowanej 7×7 mogliśmy przy pomocy SST widzieć strukturę do dwóch warstw w głąb, i obserwować pojedyncze częściowo niewysyczone wiązania pomiędzy adatomami [1]. W tym czasie, C. Quate wraz ze swą grupą posiadał już działający SMT i przeprowadził lokalne badania spektroskopowe; jeszcze nie z atomową zdolnością rozdzielczą, ale za to w niskiej temperaturze [33]. Zmierzyli oni przerwę energetyczną nadprzewodnika, a później nawet wykreślili jej zależność przestrzenną. Uzyskanie obrazów spektroskopowych nie było niczym zaskakującym, było jednak ważnym osiągnięciem na drodze rozwoju. Posiadaliśmy teraz narzędzia umożliwiające pełne scharakteryzowanie powierzchni zarówno pod względem struktury topograficznej jak i elektronowej. I chociaż zazwyczaj oddzielenie interesującej nas własności od zbioru informacji uzyskanych z pomiarów SMT i SST jest złożonym problemem, nasza wizja skaningowego mikroskopu tunelowego stała się rzeczywistością. Niemniej jednak słyszeliśmy, że pogląd ten nie był ogólnie podzielany. Doszły nas pogłoski, że naukowcy chcieli zakładać się o skrzynki szampana, że nasze rezultaty są jedynie symulacjami komputerowymi! Te zakłady wynikały prawdopodobnie z faktu, że SMT miał już trzy lata, a atomowa zdolność rozdzielcza była wciąż naszą wyłączną własnością. Podzielaliśmy tę troskę, ale w inny sposób. Pod koniec lata w 1983 r. Herb Budd, założyciel Europejskiego Instytutu IBM i entuzjasta SMT, poprosił nas o poprowadzenie latem 1984 seminarium o SMT w ramach Instytutu. Oznaczało to tydzień z 23 wykładami przed audytorium wybranym spośród europejskiej społeczności akademickiej. W owym czasie nie było żadnej możliwości wypełnienia 23 godzin, nie mówiąc już o znalezieniu 23 mówców. W rok później, pełni optymizmu, wyraziliśmy zgodę na lato 1985 r. W grudniu 1984 z inicjatywy Cala Quate'a, dziewięciu przedstawicieli grup najbardziej zaawansowanych w badaniach SMT zebrało się na miniposiedzeniu roboczym w pokoju hotelowym w Cancun. Była to jak najbardziej odświeżająca wymiana idei, ale wciąż nikt poza nami nie osiągnął atomowej zdolności rozdzielczej, a co się z tym wiązało, wciąż nie było wystarczającej liczby wykładów na planowane Seminarium.

W ciągu kilku następnych miesięcy sytuacja uległa zasadniczej zmianie. Najpierw do

równał nam R. Feenstra ze współpracownikami badając rozłupany kryształ GaAs [34], następnie grupa C. F. Quate'a ze strukturą 1×1 na Pt(100) [35], oraz J. Behm, W. Hoesler i E. Ritter z heksagonalną fazą na Pt(100) [36]. Na marcowym zjeździe Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego w 1985 r., P. Hansma przedstawił obrazy struktur grafitu o rozmiarach atomowych uzyskane z SMT [37], a kiedy J. Golovchenko pokazywał piękne wyniki dotyczące różnych rekonstrukcji cienkich warstw Ge napyłonych na Si(111) [38], na widowni można byłoby usłyszeć upadek szpilki. Atomowa zdolność rozdzielcza była oficjalnie potwierdzona, a skaningowy mikroskop tunelowy uznany. Lipcowe Seminarium Europejskiego Instytutu IBM zmieniło się w spotkanie robocze przeznaczone wyłącznie dla SMT-owców. Złożyło się na nie 35 prac oryginalnych, z których nie wszystkie dotyczyły atomowej zdolności rozdzielczej, ale było ich już znacznie więcej niż w marcu [39]. „Zlewisko idei”, jak wyraził się o tym Cal Quate.

Jak do tej pory nasza opowieść dotyczyła głównie starań o możliwość strukturalnego i elektronowego obrazowania z atomową zdolnością rozdzielczą w otoczeniu powierzchni. Pojedyncze atomy można było widzieć już przedtem przy pomocy mikroskopu polowojonowego, i zajmowano się nimi stosując technikę próbnika atomowego [40]. Piękno tych technik jest nieco względne, biorąc pod uwagę ograniczenia tylko do wyróżnionych położeni atomów na cienkich ostrzach wykonanych z raczej ograniczonej klasy materiałów. Podobnie mikroskopia elektronowa, główne źródło współczesnej wiedzy o strukturach posiadających wymiary ułamków mikrona we wszystkich praktycznie dziedzinach nauki, technologii i przemysłu, dokonała postępu w dziedzinie badań na poziomie atomu. Jednakże obrazowanie pojedynczych atomów czy struktur atomowych wymaga wciąż specyficznych problemów, fachowości i nadzwyczajnego wyposażenia. Urok i siła SMT tkwią nie tylko w obserwacjach powierzchni atom po atomie, lecz również w jego szerokich możliwościach zastosowań, jego prostocie koncepcyjnej i instrumentalnej oraz dostępności finansowej, przy czym każda z tych cech jest wynikiem naszej swobodnej i prawie przypadkowej pracy nad postrzeganiem atomów i struktur atomowych.

Ale jest również wiele innych aspektów, może nie tak spektakularnych, lecz nie mniej ważnych, które uczyniły z SMT metodę akceptowalną i zdolną do życia, stosowaną obecnie w wielu dziedzinach nauki i technologii.

Same przyrządy stały się prostsze i mniejsze. Ich znacznie zredukowane rozmiary pozwalają na łatwe wykorzystanie w innych układach, na przykład w skaningowym mikroskopie elektronowym [41]. Jeden z typów przyrządu zapewnia dokładne umiejscowienie próbki będąc przy tym wystarczająco niewrażliwym, by umożliwić wymianę próbki i ostrza *in situ*. Inne przyrządy są na tyle sztywne, że nie są czułe na drgania nawet po zanurzeniu w ciekłym azocie [42], a ich rozmiary są na tyle małe, że przechodzą przez szyjkę zbiornika do przechowywania ciekłego helu [43]. Te odpowiedniki kolibrów, których pewne koncepcje sięgają wstecz do ściskalnych złącz tunelowych [18], mogą działać z szybkością telewizyjną na stosunkowo płaskich powierzchniach skanując w określonym kierunku przy użyciu ostrza zamontowanego na pojedynczej piezo-rurce [43, 44]. Dokonano również postępu w dziedzinie przygotowania ostrza osiągając taki poziom, że dobrze określone ostrze w kształcie piramidy zakończonej jednym [45] lub większą liczbą [46] atomów może być wytworzone w środowisku ultrawysokopróżniowym. Takie ostrza są szczególnie ważne w badaniach struktur nieperiodycznych, układów nieupo-

rządkowanych i szorstkich powierzchni. Są one również interesujące same w sobie, na przykład jako źródła niskoenergetycznych elektronów i punktowe źródła jonów.

Dla kręgu osób nie należących do społeczności fizyków ani nie związanych z nauką o powierzchni możliwości różnych rodzajów obrazowania i w różnych środowiskach, wydają się być równie pociągające jak atomowa zdolność rozdzielcza. W 1984 r. pokazano po raz pierwszy obrazy uzyskane w atmosferze otaczającego powietrza [47], po których nastąpiły obrazy uzyskane w cieczach kriogenicznych [42], w wodzie destylowanej [48], roztworach soli [48] i w elektrolitach [49]. Skaningowa potencjometria tunelowa stała się interesującą techniką wykorzystywaną do badania w skali atomowej rozkładu potencjału w mikrostrukturach przenoszących prąd [50]. Do najnowszych osiągnięć należy zaliczyć możliwość obrazowania sił działających pomiędzy atomami przy pomocy mikroskopu sił atomowych [51], uzyskując przy jego pomocy strukturę i własności sprężyste przewodników i izolatorów, oraz możliwość jednoczesnego obrazowania własności elektronowych i sprężystych miękkich materiałów [52]. Badana jest również możliwość wykorzystania tunelowania elektronów o spolaryzowanych spinach do badania magnetycznej struktury powierzchni.

Na koniec wróćmy do punktu wyjścia idei SMT: przeprowadzenie lokalnego eksperymentu, dla wybranego położenia i w bardzo małej skali przestrzennej odpowiadającej wymiarom atomowym. Poza obrazowaniem, otwiera on dość ogólnie nowe możliwości eksperymentowania zarówno dla badań nieniszczących jak też dla lokalnych modyfikacji: lokalnie silnych pól elektrycznych, ekstremalnych gęstości prądu, lokalnych deformacji, pomiarów małych sił na poziomie wielkości sił działających pomiędzy poszczególnymi atomami, żeby wymienić tylko kilka z nich, w końcu dla posługiwania się atomami [53] i modyfikowania pojedynczych cząsteczek, krótko mówiąc, dla użycia SMT jako maszyny Feynmana [54]. Ta dziedzina nie osiągnęła jeszcze wieku dojrzenia.

„Lata terminowania” dla SMT dobiegły końca, podwaliny zostały położone i zaczynają się „lata wędrówki”. Nie chcielibyśmy tu spekulować, dokąd ona w końcu doprowadzi, ale szczerze ufamy, że piękno struktur atomowych może stanowić bodziec do stosowania tej techniki do problemów, które będą najlepiej służyć wyłącznie pożytkowi rodzaju ludzkiego. Zgodnie z nadzieją Alfreda Nobla, naszą nadzieją i nadzieją wszystkich ludzi.

Chcielibyśmy podziękować tym wszystkim, którzy udzielili nam poparcia w ten czy inny sposób, i tym którzy przyczynili się do rozwoju skaningowej spektroskopii tunelowej, oraz wyrazić naszą wdzięczność za przyjemną i koleżeńską atmosferę istniejącą w społeczności SMT-owców. Podziękowania należą się również Dilys Brüllman za jej pilne od samego początku zajmowanie się naszymi rękopisami i za uważne przeczytanie tego manuskryptu, jak również Erichowi Stollowi za przygotowanie rys. 6 i 7 według pomysłu R. Vossa.

Tłumaczył *Adam Kiejna*

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Wrocławski
Wrocław

Literatura

- [1] Patrz artykuły przeglądowe: G. Binnig, H. Rohrer, *IBM J. Res. Develop.* **30**, 355 (1986); J. A. Golovchenko, *Science* **232**, 48 (1986); R. J. Behm, W. Hoesler, *Physics and Chemistry of Solid Surfaces*, t. 6, Springer Verlag, Berlin 1986, str. 361; P. K. Hansma, J. Tersoff, *J. Appl. Phys.* **61**, R1; Proc. of the STM Workshop in Oberlech, Austria, 1—5 lipiec, 1985, *IBM J. Res. Develop.* **30**, Nos 4 i 5 (1986); Proc. of STM '86, Santiago de Compostela, Spain, 14—18 lipiec, 1986, *Surface Sci.*, No 1—2 (1987). Szczegóły techniczne i biograficzne przedstawione są w artykule: Rowan L. Dordick, *IBM Research Magazine* **24**, 2 (1986).
- [2] G. K. Binnig, H. E. Hoening, *Z. Phys.* **B 32**, 23 (1978).
- [3] H. Rohrer, *Helv. Phys. Acta* **33**, 675 (1960).
- [4] I. Giaever, *Rev. Mod. Phys.* **46**, 245 (1974).
- [5] W. A. Thompson, S. F. Hanrahan, *Rev. Sci. Instrum.* **47**, 1303 (1976).
- [6] B. P. Williamson, *Proc. Inst. Mech. Eng.* **182**, 21 (1967); K. H. Guenther, P. G. Wierer, J. M. Bennett, *Appl. Optics* **23**, 3820 (1986).
- [7] R. Young, J. Ward, F. Scire, *Rev. Sci. Instrum.* **43**, 999 (1972).
- [8] Szczegóły techniczne patrz: G. Binnig, H. Rohrer, *Helv. Phys. Acta* **55**, 726 (1982); *Surface Sci.* **126**, 236 (1983); *Sci. Am.* **253**, 50 (1985).
- [9] O. Marti, Praca doktorska Nr. 8095, ETH Zürich, Szwajcaria 1986; O. Marti, G. Binnig, H. Rohrer, H. Rohrer, H. Salemink, *Surface Sci.* **181**, 2301 (1987).
- [10] H. R. Ott, H. Rohrer (1981), niepublikowane; S. Vieira, *IBM J. Res. Develop.* **30**, 553 (1986).
- [11] U. Poppe, *Verhandl. DPG (VI)* **16**, 476 (1981).
- [12] E. C. Teague, Dysertacja, North Texas State Univ., Univ. Microfilms International, Ann Arbor, Mich. (1978), str. 141; *Bull. Amer. Phys. Soc.* **23**, 290 (1978); *J. Res. Natl. Bur. Stand.* **91**, 171 (1986).
- [13] G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, E. Weibel, *Physica B* **109**, **110**, 2075 (1982).
- [14] G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, E. Weibel, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 57 (1982).
- [15] G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, E. Weibel, *Surface Sci.* **131**, L379 (1983).
- [16] N. M. Miskowsky, P. H. Cutler, T. E. Feuchtwang, S. J. Shepherd, A. A. Lucas, T. E. Sullivan, *Appl. Phys. Lett.* **37**, 189 (1980).
- [17] C. F. Quate, *Phys. Today* **39** (Aug.), 26 (1986).
- [18] J. Moreland, S. Alexander, M. Cox, R. Sonnenfeld, P. K. Hansma, *Appl. Phys. Lett.* **43**, 387 (1983).
W rzeczywistości Paul Hansma był niedysponowany i nie mógł uczestniczyć w pierwszym seminarium poświęconemu SMT, które odbyło się w USA. Jednakże uczestniczyli w nim jego studenci i wspólnie z nimi Paul skonstruował ściskalne złącze tunelowe.
- [19] G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, E. Weibel, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 120 (1983).
- [20] W. A. Harrison, *Surface Sci.* **55**, 1 (1976).
- [21] K. Takayanagi, Y. Tanishiro, M. Takahashi, S. Takahashi, *J. Vac. Sci. Tech. A* **3**, 1502 (1985).
- [22] R. M. Tromp, E. J. van Loenen, *Surface Sci.* **155**, 441 (1985).
- [23] R. M. Tromp, *Surface Sci.* **155**, 432 (1982) i odsyłacze podane w tej pracy.
- [24] R. S. Becker, J. A. Golovchenko, E. G. McRae, B. Swartzentruber, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2028 (1985); R. M. Tromp, R. J. Hamers, J. E. Demuth, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1972 (1986).
- [25] J. Tersoff, D. R. Hamann, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1998 (1983); A. Baratoff, *Physica* **127B**, 143 (1984).
- [26] N. Garcia, C. Ocal, F. Flores, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 2002 (1983); E. Stoll, A. Baratoff, A. Selloni, P. Carnevali, *J. Phys. C* **17**, 3073 (1984).
- [27] G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, E. Stoll, *Surface Sci.* **144**, 321 (1984).
- [28] A. M. Baró, G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, E. Stoll, A. Baratoff, F. Salvan, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1304 (1984).
- [29] G. Binnig, H. Fuchs, E. Stoll, *Surface Sci.* **169**, L295 (1986).
- [30] G. Binnig, H. Rohrer, *Trends in Physics*, Vol. 38, red. J. Janta i J. Pantoficek (European Physical Society), str. 38 (1984).
- [31] A. Baratoff, G. Binnig, H. Fuchs, F. Salvan, E. Stoll, *Surface Sci.* **168**, 734 (1986).
- [32] G. Binnig, K. H. Frank, H. Fuchs, N. Garcia, B. Reihl, H. Rohrer, F. Salvan, A. R. Williams, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 991 (1985); R. Garcia, J. J. Saenz, N. Garcia, *Phys. Rev. B* **33**, 4439 (1986).

- [33] A. L. de Lozanne, A. A. Elrod, C. F. Quate, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2433 (1985).
- [34] R. M. Feenstra, A. P. Fein, *Phys. Rev. B* **32**, 1394 (1985).
- [35] S. A. Elrod, A. Bryant, A. L. de Lozanne, S. Park, D. Smith, C. F. Quate, *IBM J. Res. Develop.* **30**, 387 (1986).
- [36] R. J. Behm, W. Hoesler, E. Ritter, G. Binnig, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 228 (1986).
- [37] P. K. Hansma, *Bull. Am. Phys. Soc.* **30**, 251 (1985).
- [38] R. S. Becker, J. A. Golovchenko, B. S. Swartzentruber, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2678 (1985).
- [39] Materiały opublikowane w *IBM J. Res. Develop.* **30**, 4/5 (1986).
- [40] Artykuły przeglądowe, patrz N. Ernst, G. Ehrlich, *Topics in Current Physics*, Vol. 40, red. U. Gonser, Springer Verlag, Berlin 1986, str. 75.
- [41] Ch. Gerber, G. Binnig, H. Fuchs, O. Marti, H. Rohrer, *Rev. Sci. Instrum.* **57**, 221 (1986).
- [42] R. V. Coleman, B. Drake, P. K. Hansma, G. Slough, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 394 (1985).
- [43] D. P. E. Smith, G. Binnig, *Rev. Sci. Instrum.* **57**, 2630 (1986).
- [44] A. Bryant, D. P. E. Smith, C. F. Quate, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 832 (1986).
- [45] H.-W. Fink, *IBM J. Res. Develop.* **30**, 460 (1986).
- [46] Y. Kuk, P. J. Silverman, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 1597 (1986).
- [47] A. M. Baró, R. Miranda, J. Alaman, N. Garcia, G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, J. L. Carrascosa, *Nature* **315**, 253 (1985).
- [48] R. Sonnenfeld, P. K. Hansma, *Science* **232**, 211 (1986).
- [49] R. Sonnenfeld, B. C. Schardt, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 1172 (1986).
- [50] P. Muralt, D. W. Pohl, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 514 (1986).
- [51] G. Binnig, C. F. Quate, Ch. Gerber, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 930 (1986).
- [52] J. M. Soler, A. M. Baró, N. Garcia, H. Rohrer, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 444 (1986); U. Dürig, J. K. Gimzewski, D. W. Pohl, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2403 (1986).
- [53] R. S. Becker, J. A. Golovchenko, B. S. Swartzentruber, *Nature* **325**, 419 (1987).
- [54] R. P. Feynman, *Engr. and Sci.* **22**, Luty (1960); S. Hameroff, C. Schneiker, A. Scott, P. Jablonka, T. Hensen, D. Sarid, S. Bell, praca niepublikowana (1987).

Tony Rothman i George F. R. Ellis

Department of Applied Mathematics
University of Cape Town
Cape Town, Republika Południowej Afryki

Metaflacja? *

Metaflation?

Abstract. ** The difficulties in reconciling the inflationary model of the Universe with astronomical evidence are discussed. These are e. g.: observed energy density (being only about 10% of the critical density), the age of the Universe (being equal to the age of some globular clusters, if the missing 90% of density is made up for by relativistic GUT particles — so far unobserved), and the „cosmological constant conundrum” which arises if this constant is invoked to solve the aforementioned „age problem” (why is it so close to zero?). The conclusion is that the arguments for inflation are based on theoretical prejudice rather than on observation, and so the theory should be part of metaphysics rather than of physics.

1. Etymologia podsumowuje ontologię

Fizyka i metafizyka. Natura i poza naturą. W takim znaczeniu terminy te są zwykle używane. Fizyka jest nauką; zajmuje się ona kwestiami, które mogą być rozstrzygnięte przez obserwację i eksperyment. Metafizyka zajmuje się zagadnieniami, w których przyznanie się do porażki nie następuje tak łatwo: istnieniem Boga, treścią duszy. W dwudziestym wieku uczeni szczytą się utrzymywaniem rozróżnienia między nimi. Jak przebiegał Wielki Wybuch jest pytaniem, na które próbują odpowiedzieć kosmologowie, *dlaczego* Wielki Wybuch nastąpił, nie jest takim pytaniem.

Terminy fizyka i metafizyka, tak jak ich przed chwilą użyliśmy, mogłyby sugerować zestawienie nauki z religią. Nie chcemy wywoływać takiego wrażenia. Słowo „fizyka” pochodzi od greckiego *physika*, co dosłownie znaczy „rzeczy natury”. „Metafizyka” pochodzi od *meta ta physika*, dosłownie „po rzeczach natury”. O ile nam wiadomo, termin ten został po raz pierwszy użyty przez helleńskich wydawców Arystotelesa dla określenia

* Artykuł, opublikowany w *Astronomy* 15, no. 2, 6 (1987), został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy [Translated with permission]. Tłumaczenia dokonano z Preprintu AM 85/18 Uniwersytetu w Cape Town.

Staramy się zamieszczać od czasu do czasu (bez przesady jednak) w *Postęпах Fizyki* artykuły dyskusyjne. Niniejszy wydaje się do nich należeć może w większym stopniu niż zwykle. Swoim sposobem krytyki popularnego obecnie modelu inflacyjnego ewolucji Wszechświata zdaje się nawet prowokować do dyskusji. Przedstawiamy go więc razem z uwagami dra Leszka M. Sokołowskiego, autora artykułu o modelu inflacyjnym (*PF* 36, 195 (1985)), oraz komentarzem do tych uwag napisanym przez dra Andrzeja Krasieńskiego, tłumacza niniejszego artykułu (przyp. Red.).

** Streszczenie dodane przez tłumacza.

tekstów, które napisał on po swych książkach o fizyce. Średniowieczni teologowie nabrali przekonania, że teksty te następowały „po rzeczach natury”, ponieważ omawiane w nich tematy były bardziej oddalone od bezpośredniego postrzegania niż tematy z *fizyki*. Od tamtego czasu „metafizyka” oznaczała zawsze coś, co wychodzi poza fizykę i, od czasów Kanta, przybrała swoje zwykłe znaczenie — rozważanie pytań, na które nie można odpowiedzieć twierdząco lub przecząco za pomocą eksperymentów naukowych. Będziemy używali tego terminu w takim znaczeniu, chociaż Czytelnicy mogą woleć złośliwą charakterystykę daną przez H. L. Menckena: „Metafizyka jest prawie zawsze próbą udowodnienia niewiarygodnego przez odwołanie się do niezrozumiałego”.

W przeszłości uczeni nie zgodziliby się z Menckenem. Newton nie czuł żadnych oporów postulując z jednej strony, że siła grawitacji spełnia prawo $1/r^2$, a z drugiej strony stwierdzając, że Bóg był potrzebny, aby uchronić Wszechświat przed zapadnięciem się wskutek działania tego samego prawa. Pierwsze stwierdzenie jest testowalną hipotezą, drugie nie jest. Wielu uczonych siedemnastego i osiemnastego wieku, łącznie z wielkim Christiaanem Huygensem, wierzyło, że kosmos jest wypełniony zamieszkałymi światami, ponieważ takie wyobrażenie o Wszechświecie było bardziej godne nieskończonego Stwórcy niż Wszechświat, który wypełnia samotna Ziemia.

Niemniej jednak, mechanika Newtona i jej następczyni odniosły taki sukces w eliminowaniu Boga i podobnych nietestowalnych hipotez z objaśnienia naukowego, że trzysta lat później nauka mówi zupełnie innym głosem. Steven Weinberg w *Pierwszych trzech minutach* mówi: „Im bardziej Wszechświat wydaje się zrozumiały, tym bardziej wydaje się także bezcelowy”.

W tym eseju mamy zamiar przedyskutować teorię kosmologiczną, o której Czytelnicy prawdopodobnie już słyszeli — inflację — lecz przedyskutujemy ją mając na myśli następujące pytania: Czy dwudziestowieczne rozróżnienie między fizyką i metafizyką jest nadal słuszne? Czy kosmologia powróciła do stadium teologicznego, w którym czyni nietestowalne przewidywania? Czy założenia, na których opiera się kosmologia, są sprawdzalne? Czy dzisiejsza kosmologia powinna być nazywana kosmologią czy metakosmologią?

2. Zagadki

W tej serii artykułów¹ dyskutowaliśmy często standardowy model Wielkiego Wybuchu i jego sukcesy. Do naszych obecnych celów potrzebujemy jedynie kilku szczegółów. Standardowy model Wielkiego Wybuchu (albo model FLRW, na cześć Friedmana, Lemaitre’a, Robertsona i Walkera) zakłada, że Wszechświat zaczął rozszerzać się w pewnej skończonej chwili w przeszłości. Uważa się, że nastąpiło to między dziesięcioma a dwudziestoma miliardami lat temu. Świat FLRW jest także *jednorodny* i *izotropowy*. *Izotropowy* znaczy, że Wszechświat wydaje się nam taki sam we wszystkich kierunkach. *Jednorodny* znaczy, że gdybyśmy odbyli podróż daleko od Ziemi do jakiegokolwiek punktu w przestrzeni, to Wszechświat wyglądałby tam tak samo, jak wygląda w naszym sąsiedztwie. *Jednorodny*

¹ Mowa o serii preprintów wydawanej przez Uniwersytet w Cape Town, w której ukazał się oryginalny niniejszego artykułu (przyp. tłum.).

izotropowy Wszechświat nie zawiera żadnych nieregularności, które mogłyby odróżnić jedno położenie od drugiego. Zakłada się, że materia jest rozłożona wszędzie w absolutnie jednostajny sposób. Z tego powodu trudno jest wyobrazić sobie prostszy Wszechświat niż w standardowym modelu Wielkiego Wybuchu. Jest ważne, aby pamiętać, że obserwacje wskazują na tak dokładną izotropię rzeczywistego Wszechświata, gdy patrzymy nań w dostatecznie dużej skali. Nie możemy jednak sprawdzić, że Wszechświat jest jednorodny, ponieważ nie możemy podróżować bardzo daleko od Ziemi w skali odległości kosmologicznych.

Jeśli gęstość materii w modelu FLRW przekracza tzw. „gęstość krytyczną” równą ok. $2 \cdot 10^{-29} \text{ g/cm}^3$, to Wszechświat przestanie się w końcu rozszerzać i zapadnie się z powrotem. W tym przypadku model nazywa się zwykle „zamkniętym”. Jeśli gęstość materii jest mniejsza od wartości krytycznej, to Wszechświat będzie rozszerzał się już zawsze. Taki model określa się zwykle jako „otwarty”. Jeśli gęstość materii jest dokładnie krytyczna, to Wszechświat jest nazywany „marginalnie związanym” albo „płaskim”. Dwoma najslawniejszymi triumfami standardowego modelu Wielkiego Wybuchu są jego przewidywanie obserwowanych zawartości helu i deuteru w kosmicznym ośrodku i istnienia kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła.

W naszych przeglądach kosmologii wspomnieliśmy także o kilku niepowodzeniach modelu standardowego. Najpoważniejszą trudnością fizyczną jest istnienie osobliwości w momencie Wielkiego Wybuchu, to znaczy chwili, w której ciśnienie, gęstość i temperatura stają się jednocześnie nieskończone i znane prawa fizyki załamują się zupełnie. Czasoprzestrzeń, a właściwie sama fizyka, rozpoczynają istnienie w tej chwili. Poważną trudnością filozoficzną jest zrozumienie, dlaczego Wszechświat miałby zacząć się jako dokładnie izotropowy wszędzie, a zatem dokładnie jednostajny, co zakłada model standardowy. (Więcej szczegółów o modelach kosmologicznych — patrz „Ogród rozkoszy kosmologicznych” w czasopiśmie *Analog*, numer z maja 1985).

Jak się okazuje, model standardowy ma inne problemy, które trzymaliśmy dotąd w ukryciu przed naszymi Czytelnikami. Rozwiązania tych właśnie zagadek podjął się Alan Guth za pomocą swojego scenariusza „Wszechświata inflacyjnego” w swojej sławnej pracy z *Physical Review* z r. 1981. Robiąc to, Guth stworzył sam nieco inflacji — przemysł, który wyprodukował setki prac i nie przerwał produkcji do chwili obecnej.

Pierwsza zagadka, ku której zwrócił się Guth, została wskazana w ciągu poprzedniej dekady przez Roberta Dicke’a i Jima Peeblesa z Uniwersytetu w Princeton i jest teraz znana jako „problem płaskości”. Źródłem problemu płaskości jest fakt, że gęstość materii mierzona przez astronomów w rzeczywistym Wszechświecie różni się od gęstości krytycznej o czynnik ok. 10. Możemy wypowiedzieć nawet mocniejsze stwierdzenie: większość badań obserwacyjnych i teoretycznych, jeśli nie wszystkie, wskazują, że gęstość materii barionowej (gęstość neutronów i protonów) jest zawarta pomiędzy ok. czterema a dziesięcioma procentami wartości krytycznej. W zasadzie gęstość materii mogłaby być miliard razy mniejsza albo miliard razy większa niż krytyczna. Nie istnieje zasadniczy powód inny niż zasada antropiczna², dla którego nie powinno tak być. A jednak tak się składa, że według obserwacji rzeczywisty Wszechświat różni się od płaskiego o czynnik 10.

² Patrz P. C. W. Davies, *Postępy Fizyki* 37, 213 (1986) oraz J. Barrow i F. Tipler, *The anthropic principle in cosmology*, Oxford University Press 1981 (przyp. tłum.).

Mogłaby to być koincydencja, lecz fizycy czują się nieswojo z koincydencjami i szukają przyczyn tkwiących u ich podstaw. Co istotniejsze, nie jest trudno pokazać, że jeśli obecnie Wszechświat różni się od płaskiego o czynnik 10, to w 1 s po Wielkim Wybuchu, na początku tworzenia pierwiastków, musiał być płaski z dokładnością do ok. 1 części na 10^{15} . A w 10^{-35} s, w sławnej epoce wielkiej unifikacji, Wszechświat musiał być płaski z dokładnością do ok. 1 części na 10^{50} . Tak subtelne dostrojenie uderza wielu fizyków jako rzecz wymagająca wyjaśnienia. Inni fizycy wskazują, że w standardowym modelu Wszechświat jest dokładnie płaski w momencie Wielkiego Wybuchu, a więc nie jest dziwne, że jest dostrojony z dokładnością 1 : 10^{50} po 10^{-35} s. Dla sceptyków istnieje szereg alternatywnych sposobów wysłowienia problemu płaskości. Podamy jeden z nich teraz, chociaż Czytelnicy będą musieli uwierzyć nam na słowo, że jest to stwierdzenie tego samego problemu.

Oceniamy, że w obserwowalnym Wszechświecie jest ok. 10^{87} fotonów. Liczba ta mogłaby wydawać się równie rozsądna jak każda inna, lecz ma ona dwa aspekty, które wzięte razem martwią niektórych kosmologów. Po pierwsze, jest to bardzo duża liczba według zwykłych wzorców, a po drugie jest to liczba bez jednostek takich jak centymetry czy gramy. W fizyce większość naturalnie występujących liczb „bezwymiarowych” jest rzędu jedności. Myśląc naiwnie można by oczekiwać jednego fotonu we Wszechświecie zamiast 10^{87} . Przyznajemy, że byłby to bardzo ciemny Wszechświat, ale to inna historia. Czytelnikowi o dobrej pamięci argument ten może przypomnieć argument związany z Wielkimi Liczbami Diraca dyskutowany w „Ogrodzie rozkoszy kosmologicznych”. W tamtym artykule domagaliśmy się wyjaśnienia liczby barionów w obserwowanym Wszechświecie, która wynosi z grubsza 10^{78} . Ta liczba nie jest niezwiązana z 10^{87} ; przeciwnie, związek ten jest wyjaśniony przez nowe teorie wielkiej unifikacji (GUT)³. Zatem, prośba o wyjaśnienie problemu płaskości jest zasadniczo prośbą o wyjaśnienie Wielkich Liczb Diraca. Rozwiązanie Gutha jest z drugiej strony bardzo różne od rozwiązania Diraca. Niemniej jednak, jeśli Czytelnik skłonny jest uważać, że kwestia Wielkich Liczb Diraca jest pseudo-problemem, to jest tymczasowo uprawniony do odrzucenia jednym tchem problemu płaskości. W ramach naszego tematu fizyki i metafizyki, oto pierwsza ważna sprawa: problem płaskości jest dylematem metafizycznym, a nie fizycznym. Powodem istnienia 10^{87} fotonów we Wszechświecie są oczywiście słowa Boga „Niech stanie się światło”.

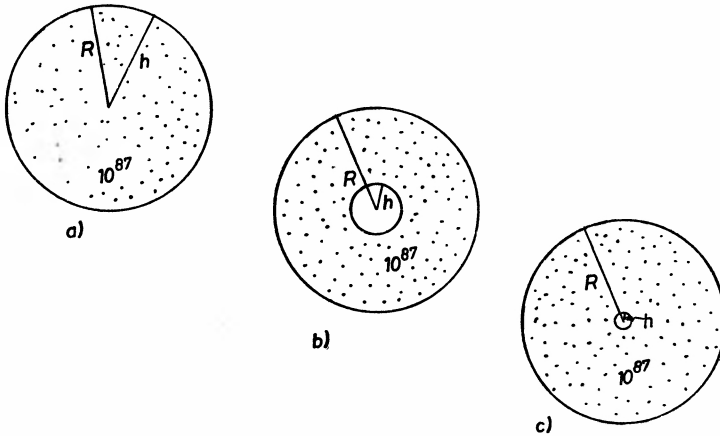
Druga zagadka, wyjaśniona pierwotnie przez Wolfganga Rindlera już w r. 1956, może zaintrygować Czytelnika jako bardziej istotna. Jest ona znana jako „problem horyzontu”. Aby objaśnić problem horyzontu, musimy ostrożnie ujawnić pewien fakt dotyczący modelu standardowego, od którego próbuje trzymać się z daleka większość wykładów popularnych: istnieją dwa rozmiary Wszechświata. Pierwszy z nich to po prostu wiek Wszechświata t pomnożony przez prędkość światła c . Oznaczmy tę odległość przez $h = ct$. Ponieważ żaden sygnał nie może poruszać się prędzej niż światło, nie można w czasie t otrzymać informacji z odległości większej niż h . Lepszym sposobem wyrażenia tego faktu jest: nie możemy wiedzieć niczego o zdarzeniach zachodzących poza naszym horyzontem. Odległość h jest trafnie nazwana odległością horyzontu.

Druga ważna miara odległości w modelu standardowym jest zwykle nazywana kosmicz-

³ Grand Unified Theories (przyj. tłum).

nym czynnikiem skali i jest oznaczana przez R . W przypadku modelu zamkniętego, R można identyfikować z promieniem Wszechświata. W modelu otwartym identyfikacja ta nie jest ściśle poprawna (ponieważ przestrzenne rozmiary modelu otwartego są nieskończone). Dla prostoty pojęciowej ograniczymy więc naszą uwagę do modeli zamkniętych. Model zamknięty można porównać do balonu o promieniu R , który może rozszerzać się lub kurczyć. Jeśli balon rozszerza się, galaktyki czyli cząstki namalowane na powierzchni będą oddalać się jedna od drugiej, lecz całkowita liczba galaktyk lub cząstek nie zmienia się. Przypuśćmy teraz, że w rzeczywistym Wszechświecie o promieniu R znajduje się 10^{87} fotonów. Liczba ta nie zmienia się przy rozszerzaniu lub kurczeniu. Jeśli R zmniejszy się o czynnik dwa, średnia odległość między fotonami zmniejszy się także o czynnik dwa i 10^{87} fotonów zawarte będzie w objętości mniejszej od początkowej o czynnik osiem (ponieważ objętość zmienia się jak R^3).

W związku z problemem horyzontu zbadajmy iloraz h/R . Okazuje się, że w ciągu pierwszych ok. 100 000 lat po Wielkim Wybuchu, R jest proporcjonalne do pierwiastka z wieku Wszechświata, $R \sim t^{1/2}$. Widzieliśmy już, że $h \sim t$. Zatem, w miarę jak t maleje, h maleje szybciej niż R . Innym sposobem wyrażenia tego faktu jest stwierdzenie, że $h/R \sim t^{1/2}$, więc w miarę jak t dąży do zera, h/R dąży też do zera. Objętość zawarta wewnątrz horyzontu w porównaniu z objętością całego Wszechświata, h^3/R^3 , dąży do zera jeszcze szybciej (rys. 1).



Rys. 1. Problem horyzontu. Dana cząstka może obserwować tylko te cząstki i oddziaływać tylko z tymi, które leżą wewnątrz jej horyzontu h . Przypuśćmy, że wewnątrz promienia Wszechświata R znajduje się 10^{87} fotonów. Jeśli dzisiaj $h = R$, to możemy obserwować wszystkie 10^{87} fotonów we Wszechświecie. Ta sytuacja jest pokazana na rysunku (a). Jednakże w ciągu pierwszych 100 000 lat po Wielkim Wybuchu iloraz h/R zmienia się jak $t^{1/2}$. Zatem h zbliża się do zera szybciej niż R . W 1 sekundę po Wielkim Wybuchu (b), h/R wynosiło około 10^{-9} i objętość obserwowalnego Wszechświata była tylko ułamkiem $h^3/R^3 \approx 10^{-27}$ całego Wszechświata. W rezultacie, tylko $10^{-27} \cdot 10^{87} = 10^{60}$ fotonów znajdowało się wewnątrz horyzontu danej cząstki i mogło z nią oddziaływać. W chwili $t = 10^{-36}$ s (c) h/R wynosiło ok. 10^{-27} , objętość horyzontu była znikomym ułamkiem 10^{-81} całości i tylko 10^6 fotonów było w kontakcie przyczynowym. W chwili 10^{-48} s (nie pokazanej) nie było żadnych cząstek wewnątrz horyzontu, ale całe pojęcie czasu może załamać się tutaj — w epoce grawitacji kwantowej. Wiemy, że Wszechświat był gładki w ok. 1 s po Wielkim Wybuchu.

Jak doszło do tego, jeśli tylko nieznaczny ułamek cząstek mógł oddziaływać?

Ten wynik ma prostą, ale zaskakującą interpretację. Mówi on, że w miarę zbliżania się do Wielkiego Wybuchu cały Wszechświat — i wszystkie cząstki w nim — znajdują się w końcu poza odległością horyzontu h . Aby zobaczyć to jaśniej, załóżmy, że możemy obserwować wszystkie 10^{87} fotonów we Wszechświecie. Oznacza to, że cały Wszechświat leży wewnątrz naszego horyzontu, czyli że $h = R$ i $h/R = 1$. W 1 sekundę po Wielkim Wybuchu, h/R było równe ok. 10^{-9} i h^3/R^3 było równe 10^{-27} . Objętość horyzontu wynosiła tylko 10^{-27} całkowitej objętości, więc można było obserwować tylko 10^{60} fotonów, nieznaczny ułamek 10^{87} . W chwili 10^{-35} s, h/R wynosiło około 10^{-27} , objętość horyzontu stanowiła tylko 10^{-81} całkowitej objętości i tylko 10^6 fotonów można było znaleźć wewnątrz horyzontu. W chwili 10^{-43} s, w zasadzie żadne cząstki nie znajdowały się wewnątrz horyzontu.

Ponieważ dana cząstka nie może wymieniać informacji z jakąkolwiek inną cząstką, która leży na zewnątrz jej horyzontu, widzimy, że we wczesnym Wszechświecie właściwie wszystkie cząstki były starannie izolowane. W chwili 10^{-35} s dany foton mógł oddziaływać tylko ze swoimi najbliższymi 10^6 sąsiadami i nie wiedział nic o tym, co robiło pozostałe 10^{87} fotonów we Wszechświecie. Czy powinno to nas martwić?

Tak jak podkreślaliśmy, tu i gdzie indziej, obserwacje pokazują, że Wszechświat jest wysoce izotropowy. Wielu kosmologów uważa to za rzecz nadzwyczaj nieprawdopodobną, że Wszechświat rozpoczął ewolucję w sposób całkowicie izotropowy. Wydaje im się daleko bardziej prawdopodobne, że Wielki Wybuch nastąpił w sposób całkowicie chaotyczny i stopniowo izotropizował się, czyli stawał regularny. Kosmologowie, którzy skłaniają się ku temu punktowi widzenia, mogą być nazwani rzecznikami zasady największego prawdopodobieństwa. Niestety, problem horyzontu wpuszcza każdego członka kultu największego prawdopodobieństwa w niebagatelną ślepą uliczkę, gdyż Wszechświat nie mógłby w tym przypadku stać się izotropowy. Ponieważ cząstki bardziej odległe niż odległość horyzontu h nie mogły oddziaływać po Wielkim Wybuchu, nie istnieje w zasadzie żaden sposób, w który mogłyby one wygładzić nieregularności w skalach większych niż ta odległość. Pytanie stwarzane przez problem horyzontu może być wypowiedziane inaczej: dlaczego nasz obecny Wszechświat nie jest chaotyczny tak jak świat w ogóle, a biurokracje administracyjne w szczególności.

Jednej z odpowiedzi dostarczył radziecki astrofizyk J. B. Zeldowicz, który zakończył podobną dyskusję z T. Rothmanem wykrzykując: „Jestem przekonany, że Wszechświat zaczął się izotropowo!”. Zeldowicz mógłby więc być nazwany wyznawcą zasady prostoty, która utrzymuje, że Wszechświat zaczął się w najprostszy możliwy sposób — od zupełnej izotropii. Jeśli Czytelnik skłania się ku temu punktowi widzenia, to nie ma potrzeby wyjaśniania izotropii Wszechświata — założył on ją od początku. Problem horyzontu staje się nieistotny: to prawda, że w pobliżu Wielkiego Wybuchu cząstki były niezdolne do porozumiewania się i przez to do izotropizacji Wszechświata, ale kontakt taki byłby zbędny, ponieważ Wszechświat już przedtem rozszerzał się izotropowo.

Wnioskujemy, że drugi problem, którego rozwiązanie podejmuje się inflacja, może być także metafizyczny. Bóg rzekł: „Niech Wszechświat będzie izotropowy”. Zarówno G. F. R. Ellis, jak T. Rothman wyznają kult największego prawdopodobieństwa, co oznacza, że problem horyzontu jest poważnym dylematem. Ponadto twierdzimy, że po chwili

namysłu problem płaskości redukuje się do problemu horyzontu⁴. Zatem, jeśli Czytelnik wierzy, że problem horyzontu nie jest pseudoproblemem, to jest zmuszony przyznać, że problem płaskości też nie jest pseudoproblemem. Z drugiej strony, liczba zagadek, które inflacja podjęła się rozwiązać, została zredukowana z dwóch do jednej. Bóg rzekł: „Subtelność lecz nie złośliwość”.

3. Inflacja⁵

Dla tematu tego eseju nie jest konieczne badanie wszystkich bocznych uliczek pierwotnej „starej” inflacji Gutha ani „nowej” inflacji zaproponowanej niezależnie w latach 1982—83 przez A. Lindego z Radzieckiej Akademii Nauk oraz Albrechta i Steinhardta z Uniwersytetu Stanu Pensylwania; ani nawet jeszcze nowszych: inflacji „pierwotnej”, inflacji „supersymetrycznej” i ich niezliczonych odmian. Jednakże zrozumienie podstaw inflacji będzie użyteczne do tego, co mamy do powiedzenia potem.

Niech Czytelnik wyobrazi sobie, że jest mrówką pełzającą po opisanej wcześniej powierzchni balonu. W stanie nienadmuchanym balon może być tak mały, że krzywizna powierzchni będzie wyraźnie widoczna i Czytelnik będzie mógł całkowicie okrążyć jego kulę w krótkim czasie. Przypuśćmy, że balon zostaje nagle nadmuchany o trzydzieści lub czterdzieści rzędów wielkości, tzn. o czynnik 10^{30} albo 10^{40} , albo nawet 10^{100} . Jako skromnej mrówce poruszającej się pieszo, powierzchnia będzie się Czytelnikowi wydawała bardziej płaska niż stopy Azji, zaś horyzont, który przedtem był bardzo blisko, będzie teraz tak daleko, że nie będzie go widać.

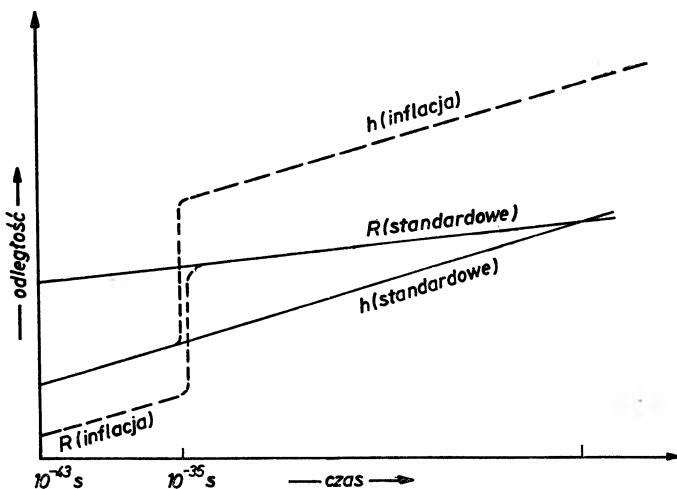
Analogię z balonem wybraliśmy nieprzypadkowo. Scenariusz inflacyjny Gutha sugeruje, że bardzo podobnie działo się w prawdziwym Wszechświecie. W chwili z grubszą 10^{-35} s po Wielkim Wybuchu, Wszechświat przeszedł przez krótki okres wykładniczego rozszerzania się aż do momentu, powiedzmy, 10^{-30} sekund, w ciągu którego pierwotna kula ognista została rozdmuchana o przynajmniej trzydzieści rzędów wielkości. Naszkicujemy przebieg tego procesu za chwilę, lecz na razie ważne jest uświadomienie sobie, że takie nadmuchiwanie uczyniłoby Wszechświat nadzwyczaj płaskim. Powiedzieliśmy, że płaski Wszechświat to ten, który ma gęstość krytyczną. Dla Czytelnika powinno więc być wiarygodnym stwierdzenie, że okres inflacyjny doprowadza gęstość materii Wszechświata do wartości krytycznej. Innymi słowy, niezależnie od wartości gęstości przed inflacją, po inflacji gęstość jest z dobrym przybliżeniem krytyczna. Praktycznie biorąc, Wszechświat jest płaski i problem płaskości znika. Gęstość równa obecnie krytycznej jest najważniejszą przepowiednią scenariusza inflacyjnego i należy o tym koniecznie pamiętać.

Za jednym zamachem znika też problem horyzontu. (Nie jest to niespodzianką, jeśli są one w gruncie rzeczy tym samym problemem). Proszę przypomnieć sobie, że w chwili

⁴ Ta sprawa nie jest chyba jasno przedstawiana ani w literaturze naukowej, ani w popularnej, ale wydaje się nam, że te dwa problemy są tożsame.

⁵ W języku angielskim to samo słowo *inflation* oznacza (nieprzypadkowo) zarówno „inflację” w sensie omawianej tu teorii (i w sensie ekonomicznym), jak i „nadmuchiwanie” czy „nadymanie”. W tłumaczeniu konieczne było używanie polskiej terminologii, która tę tożsamość słów (i pojęć) usuwa (przyp. tłum.)

10^{-35} s rozmiar horyzontu był w przybliżeniu 10^{27} razy mniejszy niż czynnik skali R i cząstki nie mogły oddziaływać. Gdyby horyzont był 10^{27} razy większy, albo odwrotnie, gdyby czynnik skali był 10^{27} razy mniejszy niż myślano przedtem, problem horyzontu zniknąłby. Jak pokazano na rys. 2, inflacja dopuszcza tę możliwość; we wczesnych chwilach czynnik skali R był, wbrew modelowi standardowemu, *mniejszy* niż rozmiar horyzontu, więc cząstki mogły oddziaływać i wygładzić nieregularności.

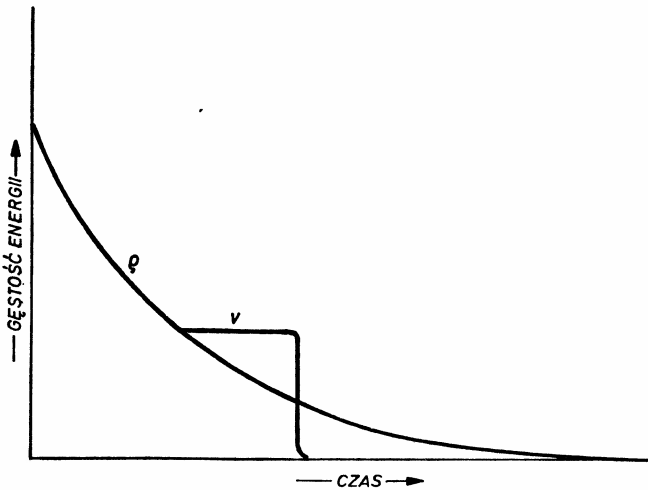


Rys. 2. Rozwiązanie problemu horyzontu przez inflację (wysoce schematyczne). Kosmiczny czynnik skali R i rozmiar horyzontu h w modelu standardowym są narysowane liniami ciągłymi. R i h są przyrównane do siebie w chwili obecnej, tak jak na rys. 1. W chwili 10^{-35} s h/R wynosiło ok. 10^{-27} i tylko 10^6 fotonów mogło oddziaływać. Problem ten znika, jeśli w chwili 10^{-35} s R byłoby mniejsze o czynnik ok. 10^{27} . Inflacja (linie przerywane) pokazuje, jak można by to osiągnąć. W przeciwieństwie do modelu standardowego R jest początkowo mniejsze niż h o potrzebny czynnik, lecz w chwili 10^{-35} s zarówno R , jak h zostały rozdmuchane o przynajmniej 27 rzędów wielkości, jak pokazano na wykresie. Po inflacji, R i h ewoluują dalej jak w modelu standardowym, lecz horyzont jest wypchnięty daleko poza obecnie obserwowany Wszechświat.

Należy podkreślić, że inflacja dostarcza koniecznego, ale niewystarczającego „czynnika izotropizującego”. Cząstki mają teraz okazję do oddziaływania, ale inflacja nie precyzuje, jak one oddziaływały. Trzeba albo przywołać inny mechanizm dla wyjaśnienia, jak Wszechświat stał się izotropowy (taki jak kwantowe tłumienie anizotropii dyskutowane w „Ogrodzie”), albo scenariusz inflacyjny powinien sam pokazać, że niezależnie od stanu początkowego Wszechświata wynik końcowy jest zawsze jednorodny i izotropowy. Powróćmy do tej ważnej sprawy.

Naszkiecowailiśmy tu, co robi inflacja. Spróbujmy teraz dać Czytelnikom wyobrażenie, dlaczego inflacja następuje. Musimy znów odwołać się do analogii. Wiadomo, że jeśli wziąć kolbę z parą o bardzo wysokiej temperaturze i ochładzać ją stopniowo, to można ochłodzić ją daleko poniżej 100°C i nie zaobserwować skraplania. Para, która istnieje poniżej zwykłego punktu kondensacji 100° , jest nazywana przechłodzoną. Stan ten jest bardzo niestabilny i jeśli najmniejsza kropelka wody zostanie wprowadzona do kolby, para będzie szybko skraplała się wokół niej tak długo, aż cała zawartość kolby zmieni się w płynną wodę.

W swoim pierwotnym scenariuszu inflacyjnym Guth wystąpił z wnioskiem, że Wszechświat przeszedł przez podobną zmianę fazy. Wszechświat rozszerzał się, a jego składniki — fotony, elektrony, neutrino i inne cząstki — ochładzały się. Próżniowa energia czasoprzestrzeni ochładzała się także. W nowoczesnej fizyce próżnia czasoprzestrzeni nie jest bynajmniej pusta. Przeciwnie, jest to arena, na której cząstki mogą być tworzone i niszczone i która ma wiele własności możliwych do obliczenia i zmierzenia. Ze „stanem podstawowym” Wszechświata związana jest gęstość energii, która także zmienia się w miarę rozszerzania się Wszechświata. Pod pewnymi względami gęstość energii próżni jest podobna do gęstości energii związanej ze zwykłymi cząstkami. Otóż w chwili ok. 10^{-35} s zwykłe cząstki ochładzały się nadal, lecz energia próżni została „zawieszona” w stanie przechłodzonym, czyli metastabilnym (rys. 3). Według teorii względności prędkość eks-



Rys. 3. Prędkość rozszerzania się Wszechświata zależy od jego gęstości energii (ρ). W modelu standardowym ρ maleje jak pokazano i dlatego prędkość rozszerzania się Wszechświata spada. Inflacja postuluje, że w chwili 10^{-35} s energia próżni (V) osiąga stan metastabilny i nie zmniejsza się dalej. Gęstość energii Wszechświata jest teraz dużo wyższa niż w modelu standardowym i rozszerzanie następuje także szybciej. W pewnej chwili energia próżni spada do obecnej wartości i inflacja kończy się. Jedną z trudności tego scenariusza jest to, że nikt nie wie, jaka powinna być końcowa wartość energii próżni (patrz paragraf 4).

pansji Wszechświata zależy od gęstości energii jego zawartości. W modelu standardowym gęstość energii cząstek maleje w miarę rozszerzania się Wszechświata i prędkość rozszerzania się maleje także. Scenariusz inflacyjny sugeruje jednak, że energia próżni została „zawieszona” na wyższej stałej wartości niż działałoby się to w modelu standardowym. Rozszerzanie odbywa się dalej z większą prędkością niż odbywałoby się w standardowym Wielkim Wybuchu. To właśnie jest inflacja. Jeśli energia próżni pozostaje stała przez długi czas, Wszechświat może rozszerzyć się o wymagany czynnik 10^{30} albo 10^{40} . W pewnej chwili rozpoczyna się kondensacja; „kropelka wody” zostaje wprowadzona do przechłodzonego układu, energia próżni szybko opada do wartości, którą miałyby w zwykłych okolicznościach i inflacja kończy się.

Powinniśmy zaznaczyć, że Guth nie wykonał szczegółowych rachunków, aby udowodnić, że przechłodzony stan Wszechświata *musiał* nastąpić. Zasugerował on, że zdarzenie to było *możliwe* i *jeśli* nastąpiło, to zaszła inflacja.

Powinniśmy także wspomnieć, że pierwotny scenariusz inflacyjny ma poważny problem. Guth uświadomił sobie, że spadek energii próżni nastąpiłby, podobnie jak skraplanie pary, w różnych chwilach dla różnych miejsc. Jednak w odróżnieniu od kolby z parą Wszechświat rozszerza się i tempo rozpadu próżni musi zrównać się z szybkością rozszerzania się Wszechświata, aby kondensacja została wszędzie zakończona. Guth stwierdził, że na ogół tak się nie działo i że wynikający stąd Wszechświat byłby bardzo nieregularny — niektóre jego części znajdowałyby się w jednym stanie, niektóre w drugim. Ponieważ obserwacje pokazują, że Wszechświat jest bardzo regularny, trudność ta wykluczyła „starą pierwotną” inflację.

Wprowadzenie „nowej” inflacji przez Lindego oraz Albrechta i Steinhardta rozwiązało ten problem „wyjścia z wdzięku”. Mechanizm rządzący nową inflacją jest pojęciowo trudniejszy niż stara inflacja i nie będziemy wnikać w szczegóły (Czytelnik może zajrzeć do artykułu Gutha i Steinhardta w *Scientific American* z maja 1984). Wystarczy powiedzieć, że energia próżni istnieje także w tym scenariuszu i zachowuje dostatecznie wysoką wartość przez dostatecznie długi czas, aby napędzać inflację bardzo podobnie jak w pierwotnym modelu. Zasadnicza różnica polega na tym, że w nowej inflacji jeden mały pęcherzyk przestrzeni jest nadmuchiwany tak, że obejmuje cały obserwowalny Wszechświat — a nawet więcej. Nie widzimy nieregularności, ponieważ zostały wypchnięte daleko poza nasz horyzont.

Nowa inflacja ma dodatkową przewagę nad starą inflacją przez to, że rozwiązała trzecią kosmologiczną zagadkę. Jest to problem monopola. Teorie wielkiej unifikacji przewidują, że Wszechświat powinien być wypełniony monopolami magnetycznymi. Monopol magnetyczny można wyobrazić sobie jako izolowany ładunek magnetyczny, jak pojedynczy północny albo południowy biegun magnesu. Nikt nigdy nie widział czegoś takiego. Magnesy zawsze mają obydwa bieguny, północny i południowy. Nowa inflacja rozwiązuje ten dylemat w trywialny sposób. Mówi ona, że duża gęstość monopolów wyprodukowanych we wczesnym Wszechświecie zostaje po prostu rozcieńczona w okresie inflacji. Podczas gdy w standardowym modelu oczekivalibyśmy, że będziemy znajdować monopole wszędzie, inflacja powiększa objętość przestrzeni w takim stopniu, że średnio należałoby oczekiwać jednego monopola w obserwowalnym Wszechświecie. Dotychczas go nie znaleźliśmy⁶.

Niestety, rozpoznano szereg schorzeń nowego scenariusza inflacyjnego, z których wspomniemy dwa. Po pierwsze, Wszechświat najwyraźniej przechodzi w niewłaściwą próżnię. Mówiąc nieścisłe, inflacja umieszcza nas we Wszechświecie, w którym fizyka „stanu podstawowego” nie jest tą fizyką, którą przewiduje obecnie faworyzowana teoria.

Po drugie, inflacja przewiduje, że pewne fluktuacje gęstości materii *będą* istniały po zakończeniu inflacji. Przewiduje też rozmiar tych fluktuacji. Otóż inni teoretycy uważają,

⁶ W r. 1982 doniesiono (patrz *Physics Today*, czerwiec 1982, s. 17), że B. Cabrera zaobserwował w swoim detektorze sygnał zgodny z oczekiwanym dla monopola. Nikt dziś nie wierzy, że mógł to być monopol, ale nie podano dotąd wytłumaczenia tej „obserwacji” (przyp. tłum.).

że wiedzą, jak tworzą się galaktyki. Galaktyki są oczywiście fluktuacjami gęstości materii we Wszechświecie; gęstość materii jest wyższa wewnątrz galaktyk niż poza galaktykami. Teoretycy ci utrzymują, że pewien rozmiar fluktuacji jest potrzebny w chwili 10^{-30} s po Wielkim Wybuchu, aby rozpocząć proces formowania galaktyk. Okazuje się, że inflacja daje fluktuacje ok. 100 000 razy za duże. Z tego powodu większość kosmologów odrzuciła nową inflację i poszukuje jeszcze nowszych, poprawionych wersji.

Jeśli Czytelnik uważa, że jest oznaką najwyższej arogancji ze strony fizyków wiara, iż rozumieją oni powstawanie galaktyk w chwili 10^{-30} s wystarczająco dobrze, aby zaakceptować lub odrzucić teorię taką jak inflacja, to nie jesteśmy niezyczliwi temu pogładowi i będziemy o tym mieli więcej do powiedzenia później.

4. Metaflacja

Scenariusz inflacyjny podjął się rozwiązania dwu problemów, horyzontu i płaskości, i po drodze przypadkiem rozwiązał trzeci, zagadkę monopoli. Lecz w rzeczywistości inflacja usiłuje zrobić znacznie więcej. Pierwotny scenariusz Gutha pokazał, że niezależnie od gęstości początkowej we Wszechświecie gęstość obecna powinna być krytyczna. Każdy model lub teoria, które pokazują, że stan końcowy układu jest niezależny od warunków początkowych, są bardzo potężne. Gdyby można było dowieść, że inflacja rozpoczęła od jakiegokolwiek wszechświata, bardzo chaotycznego, anizotropowego, niejednorodnego, i wyprodukowała izotropowy Wszechświat, który dziś obserwujemy, wówczas scenariusz ten dokonywałby bardzo wiele. Ponieważ to właśnie jest ukrytym programem inflacji, wielu fizyków-teoretyków wykazuje wielką stronnicość na jej korzyść. Niektóre popularne przedstawienia dawały już do zrozumienia, że inflacja jest sprawdzoną teorią. Zadajemy teraz to brzydkie pytanie: czy stronnicość ta jest uzasadniona i czy inflacja została w jakikolwiek sposób sprawdzona? Ostrzega się Czytelnika, że następujące dalej opinie są heretyckie i niewątpliwie ściągną na siebie gniew naszych kolegów.

Po pierwsze, powtarzamy, że problemy, które inflacja zamierzała rozwiązać, są innego rodzaju niż przepowiedzenie ruchu perihelium Merkurego lub linii widmowych helu, dla których możemy doświadczalnie zmierzyć poprawny wynik. Rzecz w tym, że prawie-płaskość Wszechświata robi na nas wrażenie rzeczy podejranej, podobnie jak fakt, że Wszechświat wydaje się izotropowy. Niestety, mamy do dyspozycji tylko jeden Wszechświat. Nie możemy zatem twierdzić, że wiemy z pewnością, jak zachowują się wszechświaty w ogóle, a więc nie możemy twierdzić, że przeciętny wszechświat powinien być płaski albo zakrzywiony, izotropowy albo anizotropowy. Wolno nam założyć, że kosmos zaczął się jako płaski i izotropowy, i w tym przypadku kwestie, ku którym zwraca się inflacja, znikają. Dlatego zagadnienia te są filozoficzne a nie fizyczne.

Po drugie, założmy, że wielkie zamierzenie inflacji jest poprawne: dowolny zbiór warunków początkowych przed inflacją daje w wyniku Wszechświat, w którym żyjemy. Oznacza to, że obserwując obecny Wszechświat nie możemy przewidywać wstecz i opisywać Wszechświata przed okresem inflacyjnym. Każdy wynik jest słuszny, ponieważ wszystkie dają obecny Wszechświat. Znaczy to, że na przykład dziedzina grawitacji kwan-

towej, która próbuje wypowiadać stwierdzenia o epoce przedinflacyjnej, musi z założenia robić niesprawdzalne przepowiednie. Nie jest to oczywiście argument przeciwko inflacji. Stwierdza on jednakże, że *albo* inflacja jest w błędzie, *albo* jakaś inna gałąź kosmologii staje się metafizyczna.

Należy zapytać, czy inflacja wykonuje swoje wielkie zamierzenie. Podczas gdy niektórzy teoretycy twierdzą, że inflacja zachodzi we wszechświatach anizotropowych i niejednorodnych, jedyne szczegółowe *rachunki* zostały dotychczas wykonane we wszechświatach izotropowych. Pokazaliśmy w paragrafie 2, że problem horyzontu nie może zostać rozwiązany we wszechświecie izotropowym, ponieważ nie ma tam problemu. Nie jest więc jasne, czy obecne rachunki logicznie rozwiązały cokolwiek. (Do czasu napisania tego artykułu wykonano kilka wstępnych obliczeń w kosmologiach anizotropowych i niejednorodnych ze sprzecznymi wynikami i jesteśmy zmuszeni uznać je za nieprzekonujące.)

Z komplementarnego punktu widzenia, niektóre spośród argumentów wysuniętych przeciwko inflacji wydają się także niesprawdzalne. Nowa inflacja została odrzucona, ponieważ wytwarzała fluktuacje w chwili 10^{-30} s, które stały w sprzeczności z wymaganiami pewnego modelu powstawania galaktyk. Na temat natury powstawania galaktyk istnieje tyle niezgodnych poglądów, nie wspominając o stanie Wszechświata w chwili 10^{-30} s, że jakikolwiek argument tego rodzaju nie może być uznany za oparty na solidnych zasadach fizycznych. A zatem, jeden niesprawdzony model został odrzucony z powodu innego niesprawdzonego modelu.

Ale czy istnieją jakiegokolwiek eksperymentalne dowody inflacji? Można jedynie odpowiedzieć — nie. Poprawność samego modelu inflacji zależy w pierwszym rzędzie od poprawności teorii wielkiej unifikacji, które dostarczają mu podstaw. Standardowy model GUT uczynił zaskakującą przepowiednię, że proton powinien rozpadać się na lżejsze cząstki w skali czasowej ok. 10^{32} lat. Przeprowadzono zawile eksperymenty w celu zmierzenia tego zjawiska, ale do dziś rozpadu protonu nie zaobserwowano. Jeśli GUT trzeba będzie w końcu odrzucić, także inflacja zostanie odrzucona.

Stwierdzenie, że Wszechświat powinien mieć dokładnie gęstość krytyczną, jest jedyną sprawdzalną przepowiednią, którą czyni inflacja, i przepowiednia ta wydaje się być fałszywa. Metafizyczne aspekty propozycji wysuniętych w celu naprawienia tej sytuacji staną się szczególnie jasne w dalszym ciągu niniejszego tekstu.

Powiedzieliśmy w paragrafie 2, że prawie wszystkie badania wskazują, iż obecna gęstość Wszechświata jest znacznie mniejsza od krytycznej. Mówiąc dokładniej, obserwowana obfitość helu może być wytworzona tylko wtedy, gdy gęstość materii barionowej (neutronów i protonów) wynosi ok. 3—4% wartości krytycznej. Badania ruchów gromad galaktyk mogą podnieść tę liczbę do mniej więcej 10%.

Stajemy już przed dylematem — albo odrzucamy inflację jako sprzeczną z obserwacjami, albo postulujemy jakąś nieobserwowalną formę materii, która musi uzupełnić 90% masy Wszechświata. Kosmologowie-teoretycy wybrali tę drugą drogę. Najoczywistszymi kandydatami są neutrino o niezerowej masie, które uważano za odkryte w r. 1980 (*Analog*, 25 maja 1981). Nawet takie neutrino nie mają bardzo dużej masy. Jest ich za to bardzo dużo — neutrino przewyższają liczebnie protony i neutrony w naszym Wszechświecie w stosunku około miliarda do jednego. Gdyby te neutrino miały masę z grubsza 10 elektronowoltów, czyli 1/50000 masy elektronu, całkowita gęstość masy w postaci neutrin

byłaby wystarczająca do zapełnienia luki między gęstością obserwowaną a krytyczną. Wyniki z r. 1980, w których twierdzono, że neutrino mają masę, nie zostały jednakże odtworzone i jesteśmy zmuszeni wyciągnąć wniosek, że mamy mało dowodów, o ile mamy jakiegokolwiek, istnienia takich cząstek.

Teoretycy nie dają się odstraszyć. Teorie wielkiej unifikacji i ich nowsze odpowiedniczki, SUSY-GUT⁷, przepowiadają, że wiele dotychczas nie wykrytych cząstek istniałoby w chwili 10^{-35} s po Wielkim Wybuchu. Cząstki te mogły rozpaść się na lżejsze cząstki, podobne do masywnych neutrin, które zapełniłyby Wszechświat i wytworzyły brakującą gęstość. Podkreślamy, że nie ma dowodów na istnienie tych cząstek. Czytelnik może przyjąć punkt widzenia teoretyka: cząstki przewidywane przez GUT i SUSY-GUT będą wkrótce odkryte i cały kompleks GUT-inflacyjny zostanie obroniony. Pokażemy zaraz, że taki pogląd pogarsza tylko cały problem z punktu widzenia astronoma.

Teoria Wielkiego Wybuchu przewiduje, że Wszechświat rozpoczął się w skończonej przeszłości. Dokładny wiek zależy od tempa rozszerzania się, które z kolei zależy od gęstości materii i od tego, czy Wszechświat składa się głównie z barionów, czy z promieniowania (cząstek, które zasadniczo zachowują się jak fotony i poruszają się z prędkościami świetlnymi lub prawie świetlnymi). Jeśli model inflacyjny jest słuszny, i jeśli przeważająca część materii Wszechświata zawiera się w barionach, nie jest trudno pokazać, że wiek Wszechświata musi wynosić $t = 2/(3H)$. H jest tutaj sławną stałą Hubble'a, która wiąże odległość galaktyki z prędkością, z jaką galaktyka pozornie oddala się od nas. Konkretnie, „prawo Hubble'a” stwierdza, że $v = Hd$, gdzie d jest odległością galaktyki, a v jest prędkością oddalania się. Gdybyśmy dla przykładu wzięli odległość do najdalszej galaktyki i podzielili ją przez prędkość oddalania się v , otrzymalibyśmy pewien czas, H^{-1} . Ponieważ podzieliliśmy rozmiar obserwowalnego Wszechświata przez prędkość jego rozszerzania się, nie jest niespodzianką, że czas H^{-1} jest przybliżonym wiekiem Wszechświata. Należy pamiętać, że samo H jest *odwrotnością* wieku Wszechświata; im większe H , tym mniejszy wiek Wszechświata i vice versa.

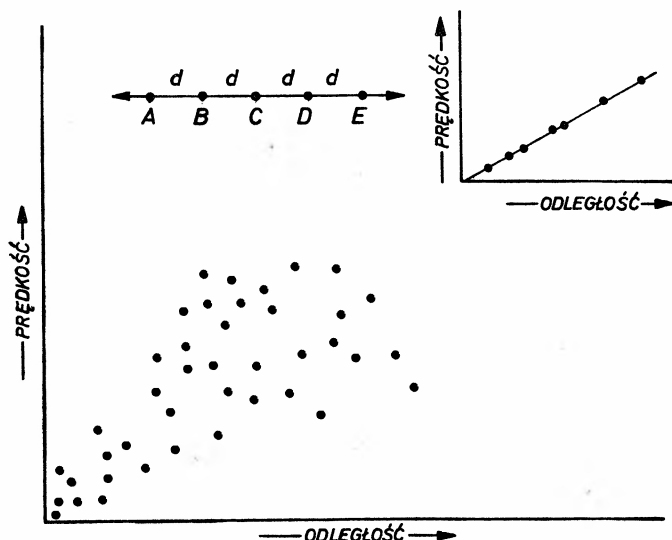
Stała Hubble'a musi być mierzona doświadczalnie. W zasadzie jest to łatwa sprawa: rysujemy po prostu wykres prędkości wielu galaktyk w funkcji ich odległości. Nachylenie takiego wykresu będzie równe H (patrz rys. 4). Niestety, nie jest tak łatwo określić odległości do galaktyk i w rezultacie stała H nie jest znana bardzo dokładnie. H jest zwykle zapisywane w jednostkach kilometr/sekunda/megaparsek. Ponieważ zarówno kilometry, jak i megaparseki reprezentują odległości i skracają się, jest to raczej perwersyjny sposób zapisywania 1/sekunda. De Vaucouleurs systematycznie twierdził, że wartość H jest większa niż 100 km/sek/Mpc, lecz większość badaczy wierzy, że H jest bliższe 50 km/sek/Mpc. Widzieliśmy niewiele przypadków twierdzenia, że H jest mniejsze od 45, a wcale nie było takich ocen w ostatniej dekadzie. Aby dać Czytelnikowi wycucie liczb, $H = 50$ km/sek/Mpc przekłada się na ok. $5 \cdot 10^{-11}$ lat⁻¹. Według scenariusza inflacyjnego wiek Wszechświata wynosi wtedy $t = (2/3)H^{-1} = 14$ miliardów lat.

Dlaczego zrobiliśmy tę dygresję? Z pewnością jest rzeczą rozsądną wierzyć, że wiek gwiazd musi być mniejszy niż wiek Wszechświata. Penny i Dickens otrzymali ostatnio wiek 14-18 miliardów lat dla gromady kulistej znanej pod nie przemawiającą do wyobraźni

⁷ Supersymetryczne teorie wielkiej unifikacji (przyp. tłum.).

nazwą NGC 6752 (NGC jest skrótem od New General Catalogue⁸⁾). Widać, że dolna granica ich pomiaru, 14 miliardów lat, czyni wiek tej gromady dokładnie równym wiekowi Wszechświata! To jest w najlepszym wypadku niewiarygodne, ponieważ utworzenie gwiazd musi zająć *pewien* czas po Wielkim Wybuchu. Allan Sandage sugeruje, że potrzebny jest czas ok. $(1/5)H^{-1}$. Aby objąć gromadę kulistą NGC 6752, która ma przynajmniej 14 miliardów lat, wiek Wszechświata musi wynosić przynajmniej $t = 14 + (1/5)H^{-1}$ lat. Używając wzoru inflacyjnego dla t , otrzymujemy $(2/3)H^{-1} \geq 14 + (1/5)H^{-1}$ lat. Jeśli rozwiążemy to względem H , to odkryjemy, że możemy zmieścić NGC 6752 tylko wtedy, gdy H jest mniejsze niż ok. 33 km/sek/Mpc, co przeczy wszystkim ostatnim pomiarom.

Przeprowadziliśmy to obliczenie dla wszechświata, w którym dominuje materia baryonowa. Teoretycy postulują jednak, że owe oczekujące odkrycia cząstki z teorii GUT i SUSY-



Rys. 4. Prawo Hubble'a. Wstawka (a) pokazuje jednowymiarowy jednorodny rozszerzający się Wszechświat z równoodległymi galaktykami A, B, C, D, E... Załóżmy, że galaktyka A obserwuje galaktykę B, w odległości d , oddalającą się z prędkością v . Z założenia o jednorodności (wszystkie punkty są równoważne), B będzie widziała galaktykę C oddalającą się z prędkością także równą v . Zatem A widzi, że C, odległa o $2d$, oddala się z prędkością $v + v = 2v$. Jakikolwiek rozszerzający się Wszechświat jednorodny powinien ujawniać prawo Hubble'a: prędkość oddalania się galaktyki powinna być wprost proporcjonalna do jej odległości od obserwatora, $v = Hd$.

Gdyby rzeczywisty Wszechświat był doskonale jednorodny i gdybyśmy mogli dokładnie mierzyć odległości do galaktyk, to moglibyśmy narysować v jako funkcję d dla wielu galaktyk i otrzymać wykres taki jak (b). Nachylenie wykresu jest równe H , stałej Hubble'a. Odwrotność stałej Hubble'a, H^{-1} , ma wymiar odległość/prędkość = czas. Czas ten jest przybliżonym wiekiem Wszechświata. Rzeczywisty świat nie jest tak prosty. O prędkości oddalania się galaktyki wnioskujemy z jej przesunięcia ku czerwieni, co wydaje się słusznym założeniem. Odległość do galaktyki nie może jednak być bezpośrednio mierzona. Jednym z podejść pośrednich jest pomiar pozornej jasności pewnych gwiazd w galaktyce. Jeśli założymy, że znamy prawdziwe jasności tych gwiazd z teorii albo z pomiarów gwiazd sąsiednich, to odległość d można obliczyć. Obliczenia takie są nadszanie niepewnościami i typowy wykres v w zależności od d mógłby wyglądać jak (c). Która linia prosta najlepiej pasuje do danych?

* Nowy Katalog Generalny (przyp. tłum.).

-GUT w rzeczywistości dominują w gęstości materii. Te cząstki są relatywistyczne, czyli zachowują się jak promieniowanie. Rozszerzanie się wszechświata odbywa się z większą prędkością pod wpływem cząstek relatywistycznych niż pod wpływem barionów i można łatwo pokazać, że inflacyjny wszechświat „zdominowany przez promieniowanie” ma wiek równy tylko $t = (1/2)H^{-1}$. Jeżeli $H = 50$, to wynika stąd, że wiek Wszechświata wynosi tylko 10 miliardów lat i NGC utworzyła się przynajmniej 4 miliardy lat przed Wielkim Wybuchem! Aby uwzględnić NGC 6752 w taki sposób, jak powyżej, musimy obniżyć H do 21 km/sek/Mpc, wartości gruntownie sprzecznej ze wszystkimi dowodami.

W tym stanie rzeczy jedynym sposobem uratowania inflacji, jeśli nie zamierzamy odrzucić obserwacji astronomii gwiazdowej, jest zmodyfikowanie równań teorii względności. Jedną z obecnych sugestii jest wprowadzenie na powrót niesławnej stałej kosmologicznej do równań pola (patrz „Ogród”). Stała ta jest dowolną liczbą wstawioną do równań, która może zmienić prędkość rozszerzania się, a zatem wiek Wszechświata. Einstein wprowadził stałą kosmologiczną pierwotnie po to, aby uczynić swój model wszechświata statycznym — co, jak wierzył, było własnością rzeczywistego Wszechświata. Po odkryciu rozszerzania się Wszechświata, odrzucił on tę stałą jako „największy błąd” swojego życia. Tym niemniej, jeśli założymy, że stała istnieje i ma małą wartość, jej wpływ na Układ Słoneczny będzie niewykrywalny, lecz może ona wydłużyć życie Wszechświata wystarczająco, aby usunąć sprzeczność wieku we Wszechświecie inflacyjnym.

Okazuje się jednak, że stała kosmologiczna jest efektywnie tym samym, co gęstość energii próżni dyskutowana w paragrafie 3. Założenie, że dzisiejsza wartość gęstości energii próżni jest mała, lecz niezerowa, stwarza dalsze trudne pytania — całkiem niezależnie od faktu, że nie ma na nią żadnych dowodów oprócz potrzeby rozwiązania problemu wieku. Konkretnie, z punktu widzenia GUT, gdy próżnia wyjdzie ze swojego stanu metastabilnego po inflacji, nie istnieje żaden znany powód, dla którego stała kosmologiczna powinna zmaleć dokładnie do zera, do bardzo małej wartości niezerowej, albo do bardzo dużej wartości. Jeśli jej wartość jest niezerowa, to dlaczego jest obecnie tak mała, że aż niewykrywalna? Proszę zauważyć, że jest to nie mniejsza i nie większa zagadka niż **problem płaskości**, którego rozwiązaniem inflacja podjęła się od początku! Jeśli wprowadzimy stałą kosmologiczną dla uniknięcia sprzeczności wieku, to po prostu zamieniamy problem płaskości na problem gęstości energii próżni: dlaczego gęstość energii próżni jest tak bliska zera?

Ze stałą kosmologiczną stowarzyszona jest druga trudność: jest to stała. Poprzez równania Einsteina wpływa ona na zachowanie się czasoprzestrzeni i każdej cząstki we Wszechświecie; mimo to, ponieważ jest to *stała*, nic nie ma na nią wpływu. Takie zachowanie przeczy podstawowemu pojęciu akcji i reakcji, które jest sercem mechaniki Newtona. Einstein wbudował pojęcie akcji i reakcji do teorii względności pokazując, że czasoprzestrzeń nie jest absolutna i niezmienna, ale jest kształtowana przez obiekty znajdujące się w niej. Równocześnie kształt czasoprzestrzeni określa, jak obiekty poruszają się. Równania Einsteina są rzeczywiście dokładnie tymi równaniami, które pokazują, jak materia wpływa na geometrię Wszechświata i vice versa. Z tego punktu widzenia, wprowadzenie stałej kosmologicznej jest zdecydowanym krokiem wstecz. Akcja i reakcja wydaje się rozsądną zasadą, której można wymagać od teorii: dowolny byt, który może wpływać na inny byt, powinien sam być pod wpływem tego oddziaływania. Jeśli stała kosmologiczna jest naprawdę stała, to zasada akcji i reakcji jest złamana.

Pozostawiamy Czytelnika z następującymi myślami. W kosmologii powstała osobliwa sytuacja. W ciągu ostatnich czterech lat⁹ fizycy pracowali ciężko nad teorią, która podjęła się rozwiązania dwóch problemów, być może nie istniejących. Teoria ta nie ma dowodów, które by ją popierały, a jedyna przepowiednia, jaką robi, wydaje się błędna. W celu pogodzenia obserwacji z tą teorią, trzeba wynaleźć nowe cząstki, których nie zaobserwowano. Założenie, że cząstki te istnieją, doprowadza teorię do jeszcze poważniejszej sprzeczności z obserwacjami, chyba, że wprowadzi się następną wielkość, której także nie zaobserwowano. Ta następna wielkość wprowadza ze sobą zagadkę równoważną tej, dla rozwiązania której teoria została pierwotnie wynaleziona. Mimo to, ponieważ teoria ta jest w pewnym sensie ładna, wielu teoretyków było gotowych obyc się bez brzytwy Ockhama i zaakceptować dodatkowe zawilości.

Jest oczywiście za wcześnie, aby wydać ostateczny wyrok w sprawie inflacji, która jest bezsprzecznie przyjemna pod względem estetycznym. Lecz także bezsprzecznie fizyka zaczęła się zbliżać do granicy, przy której nie jest już oparta na dowodach doświadczalnych i nie robi przewidywań możliwych do sprawdzenia. Gdy granica ta zostanie przekroczona, zostawimy poza nami świat fizyki i wkroczymy do królestwa metafizyki. Równocześnie jednak uznajemy, że tylko dwudziestowieczni uczeni rozpoznają różnice między tymi dwiema dziedzinami. Newton zgodziłby się może z Karolem Wojtyłą z Rzymu, który, gdy wyjaśniono mu teorię inflacji, zauważył: „To dobry pomysł, być może użyjemy go następnym razem”.

Tłumaczył *Andrzej Kasiński*

Centrum Astronomiczne PAN
im. M. Kopernika
Warszawa

Uwagi do artykułu T. Rothmana i G. F. R. Ellisa

Koncepcja inflacji wczesnego Wszechświata jest programem badawczym współczesnej fizyki. Realistyczna teoria inflacji, tzn. odpowiedź na pytanie, jak rzeczywiście biegła historia bardzo młodego Wszechświata, wymaga użycia pełnej teorii wszystkich oddziaływań fundamentalnych cząstek elementarnych, jest więc celem odległym. Aktualnie rozważane modele inflacyjne, wskutek swej prymitywności, deformują tę historię i jej skutki w sposób zupełnie niekontrolowany. Fizycy zajmujący się inflacją uwzględniają coraz to nowe czynniki w tym procesie: różne wersje dynamiki przejścia fazowego, większą ilość pól skalarnych, krzywiznę przestrzeni, itp. Okazuje się, że uwzględnienie każdego nowego czynnika wywiera istotny wpływ na ten proces i powstający w ten sposób ciąg poprawek jest słabo, jeśli w ogóle, zbieżny.

Pomimo trudności teoretycznych i braku jakichkolwiek śladów, że inflacja rzeczywiście miała miejsce, wielu jej zwolenników propaguje tę koncepcję jako prawdę dowiedzioną. Przeciwno tym nadgorliwcom skierowany jest polemiczny artykuł Ellisa i Rothmana i tylko

⁹ Artykuł został napisany w r. 1985 (przyp. tłum.).

w sensie polemiki z nimi należy rozumieć intensywnie używany argument o „metafizyczności” koncepcji inflacji i niektórych innych aktualnych teorii (z metafizyką w rozumieniu filozoficznym ma to niewiele wspólnego).

Jako zimny kompres dla zbyt rozgorączkowanych entuzjastów inflacji artykuł ten jest bardzo wskazany, należy jednak powiedzieć, że Autorzy w celach polemicznych wyjmują swe argumenty z szerszego kontekstu współczesnej fizyki i kosmologii, przez co idea inflacji ukazuje się — dla kontrastu — w zbyt niekorzystnym świetle. Wydaje się więc uzasadnione skomentowanie niektórych twierdzeń i argumentów.

1. Przez inflację rozumie się zjawisko wykładniczego wzrostu w czasie kosmicznego czynnika skali, przy czym zjawisko to jest wywołane oddziaływaniem grawitacyjnym materii innej niż relatywistyczne cząstki elementarne. Towarzyszące temu efekty mogą być różne, w szczególności niekoniecznie muszą zachodzić przejścia fazowe. Tymczasem Autorzy mylnie, opierając się na wczesnych pracach, sądzą, że inflacja wymaga przyjęcia teorii wielkich unifikacji (GUT).

2. Autorzy przeciwstawiają koncepcję inflacji koncepcji kwantowej grawitacji, twierdząc, że albo pierwsza jest fałszywa albo druga stanowi „metafizyczną” część kosmologii. Zarzut byłby trafny, gdyby kwantowa grawitacja miała służyć wyłącznie do opisu hipotetycznej ery przed epoką inflacji. Tak jednak nie jest i teoria ta ma być samodzielną, fundamentalną teorią fizyki, przy czym najwcześniejszy Wszechświat był (według powszechnej dziś opinii) naturalnym miejscem jej zastosowania. Kwantowa teoria grawitacji, pomimo ogromnych wysiłków, nadal jest marzeniem fizyków, a nie faktem, zatem nie można mówić o jakichkolwiek jej konkretnych przewidywaniach. W szczególności teza Autorów, że proces inflacji zatrze *wszystkie* ślady ery kwantowej grawitacji, jest nieuzasadniona. Tego po prostu nie wiemy. Autorzy artykułu sądzą tak, bowiem niektórzy zwolennicy inflacji są rzeczywiście przekonani, jakoby *każdy* zbiór danych początkowych, tzn. *każde* rozwiązanie równań Einsteina, prowadził do zjawiska inflacji, a w konsekwencji dawał aktualny Wszechświat. Jest to pogląd ewidentnie fałszywy. Wystarczy wziąć zamknięty model Friedmana o parametrach planckowskich: osiąga on maksymalne rozmiary po czasie nieco większym od czasu Plancka, a następnie zapada się. W takim świecie energia relatywistycznych cząstek zawsze będzie dominować nad energią kwantowej próżni i zjawisko inflacji nie wystąpi. Wbrew bezkrytycznym entuzjastom, modele inflacyjne wcale nie muszą mieć tej własności, aby były wartościowe. Zaletą koncepcji inflacji jest to, że opisuje ona aktualny — bardzo szczególny — Wszechświat jako wynik dość szerokiej klasy warunków początkowych, poza którą pozostaje jednak równie duży zapewne zbiór innych warunków początkowych. Podobnie, dany stan równowagi termodynamicznej zbiornika wody można otrzymać z wielu bardzo różnych początkowych stanów nierównowagowych (woda mogła być wlewana wieloma strumieniami z różnymi prędkościami i temperaturami), ale są też stany pierwotne, które dany końcowy stan równowagowy wyklucza (przejście od nich jest sprzeczne z prawami termodynamiki).

3. Kluczowy zarzut Autorów opiera się na oszacowaniu wieku Wszechświata. Model inflacyjny daje, jak dotąd, jedno tylko konkretne przewidywanie: gęstość materii kosmicznej winna być równa krytycznej, a to z kolei prowadzi do zbyt krótkiego (w porównaniu z wiekiem gromad kulistych) wieku Wszechświata. Przyjrzyjmy się zatem dokładniej tej kwestii.

Według ogólnie przyjętego poglądu Wszechświat aktualnie znajduje się w erze galaktycznej, tzn. że w kosmicznej materii dominują cząstki nierelatywistyczne (bariony lub inne cząstki o niezerowej masie spoczynkowej). Niech era galaktyczna zaczyna się w chwili t_r od Wielkiego Wybuchu, w tym momencie gęstość energii materii wynosiła ϱ_r , a czynnik skali był równy R_r . Przyjmując zgodnie z modelem inflacyjnym, że świat jest niemal płaski, całkujemy równanie Friedmana

$$\dot{R}^2 = \frac{\alpha^2}{R}; \quad \alpha^2 \equiv \frac{8\pi G}{3} \varrho_r R_r^3,$$

i otrzymujemy

$$R = \left[\frac{3}{2} \alpha (t - t_r) + R_r^{3/2} \right]^{2/3}$$

oraz funkcję Hubble'a

$$H \equiv \frac{\dot{R}}{R} = \alpha \left[\frac{3}{2} \alpha (t - t_r) + R_r^{3/2} \right]^{-1}.$$

Dla dużych t , H dąży do zera. Oznaczając chwilę obecną przez t_0 i $H_0 \equiv H(t_0)$, mamy obecny wiek ery galaktycznej

$$t_0 - t_r = \frac{2}{3\alpha} \left(\frac{\alpha}{H_0} - R_r^{3/2} \right).$$

Ponieważ wszyscy są zgodni co do tego, że era galaktyczna trwa już długo, tzn. $t_0 \gg t_r$, dostajemy jej wiek równy

$$t_0 - t_r \approx t_0 \approx \frac{2}{3H_0},$$

Czyli ok. 14 mld lat. Oznacza to, że zbadana przez Penny'ego i Dickensa gromada kulista jest starsza i powstała jeszcze w erze pregalaktycznej, tzn. w czasach, gdy materia była zdominowana przez cząstki relatywistyczne (np. fotony). Era pregalaktyczna (hadronowa, leptonowa i radiacyjna) trwała łącznie nie więcej niż milion lat i nawet gdyby wydłużyć ją stukrotnie (co według standardowego modelu jest nieprawdopodobne), to byłoby to bez znaczenia dla naszej kwestii.

Jako jedyne rozwiązanie sprzeczności, Rothman i Ellis widzą odrzucenie przypuszczenia, że świat jest przestrzennie płaski, a tym samym odrzucenie koncepcji inflacji i przyjęcie, że gęstość kosmicznej materii jest dużo mniejsza od krytycznej. Oznaczałoby to, że żyjemy we Wszechświecie otwartym, w którym wiek ery galaktycznej wynosi

$$t_0 \approx \frac{1}{H_0} = 21 \text{ mld lat.}$$

Liczbę tę otrzymuje się w wyniku dość grubego przybliżenia, toteż prawdziwy wiek leży gdzieś pomiędzy 14 a 21 mld lat.

Wprowadźmy parametr $\Omega(t)$ będący stosunkiem gęstości materii kosmicznej w danym momencie do gęstości krytycznej i przyjmijmy, że ukryta „brakująca masa” nie istnieje,

czyli że obecnie $\Omega_0 \approx 0,1$. Czy wyklucza to jednoznacznie modele inflacyjne? Zdaniem Autorów — tak, ale w rzeczywistości nie jest to takie pewne. Istnieje nieskończenie wiele światów Friedmana i możemy sparametryzować je bezwymiarową wielkością

$$\varepsilon \equiv \frac{c^2 \hbar^2 k}{(k_B T R)^2},$$

która zachowywana jest podczas ewolucji adiabatycznej (T jest najpierw temperaturą kosmicznej plazmy, a w erze galaktycznej — temperaturą promieniowania relikowego). We wszechświecie otwartym $k = -1$, wówczas dla planckowskich wartości: $T = 10^{32}$ K i $R = 10^{-33}$ cm otrzymujemy $\varepsilon \approx -1$, zatem $-1 \lesssim \varepsilon \lesssim 0$. Dla wszechświatów zamkniętych $k = +1$, czyli że $0 \lesssim \varepsilon \lesssim 1$. Punktem granicznym między nimi jest jeden wszechświat — płaski — dla którego $\varepsilon = k = 0$. „Przeciętny” wszechświat winien mieć ε wyraźnie różne od 0, tymczasem naszemu Wszechświatowi przypisana została wartość $|\varepsilon| \approx 10^{-58}$ i zadaniam modeli inflacyjnych jest wyjaśnienie, dlaczego znajdujemy się tak blisko granicy. Zjawisko inflacji nie zmienia geometrii, tzn. nie zamienia świata otwartego w płaski, lecz jedynie przesuwa (dzięki procesom nieadiabatycznym) pierwotną — przeciętną — wartość ε w pobliże zera. Wynika stąd, że Ω_0 winno być bliskie, lecz różne od 1. Dokładną wartość $\varepsilon = 0$ i $\Omega_0 = 1$ możemy mieć tylko w świecie, który zawsze był płaski, lecz prawdopodobieństwo, że trafiliśmy właśnie do niego, jest równe zeru.

Jak bardzo Ω_0 winno być bliskie 1, zależy od modelu inflacyjnego. Zależność Ω od czasu (i temperatury) dana jest wzorem

$$\frac{1-\Omega}{\Omega} = \frac{3}{8\pi G \varrho} \left(\frac{s}{S}\right)^{2/3},$$

gdzie ϱ jest gęstością materii kosmicznej, $s \propto T^3$ jest gęstością entropii tej materii, która jest w równowadze termicznej (obecnie tylko promieniowanie relikowe), a $S = R^3 s$ jest entropią tej materii zawartej w rozszerzającym się sześcianie o krawędzi $R(t)$. Przy tym $S = \text{const}$ dla ewolucji adiabatycznej.

Epoka inflacyjna, kiedy to Wszechświat rozwijał się nieadiabatycznie, trwała od t_1 do t_2 . Temperatura na początku i na końcu była niemal taka sama, $T_1 \approx T_2$, natomiast kosmiczny czynnik skali wzrósł Z razy, $R_2 = ZR_1$, $Z \gg 1$. Wynika stąd, że parametr Ω wzrósł od wartości Ω_1 do Ω_2 według wzoru

$$\frac{1-\Omega_2}{\Omega_2} = \frac{1}{Z^2} \frac{1-\Omega_1}{\Omega_1}.$$

Później, gdy efekty zjawisk nieadiabatycznych można zaniedbać, mamy

$$\frac{1-\Omega}{\Omega} = \text{const} \cdot T^{-2}.$$

Dla sukcesu modeli inflacyjnych, tzn. dla rozwiązania problemów płaskości i horyzontu, decydująca jest wartość Z , czyli ile razy wzrosną rozmiary Wszechświata podczas krótkiej epoki inflacyjnej. W standardowych modelach inflacyjnych, opartych na koncepcji przejść fazowych w teoriach GUT, uważa się, że $T_1 = T_2 \approx 10^{14}$ GeV i wówczas musi być $Z \gtrsim 10^{28}$. Przypuśćmy, że na początku ery inflacyjnej, w chwili t_1 , świat był przeciętnym światem otwartym o gęstości materii wyraźnie różnej od krytycznej, np. $\Omega_1 = 10^{-4}$.

Po zakończeniu inflacji świat jest niemal płaski, $\Omega_2 = 1 - 10^{-52}$, lecz dalsza ewolucja odchyła wartość Ω od 1 tak, że obecnie $\Omega_0 \approx 0,1$.

Większość modeli inflacyjnych jest nadmiernie efektywna, dając $Z \gg 10^{28}$. Na przykład, dla $Z = 10^{100}$ (można otrzymać liczby dużo większe) i $\Omega_1 = 10^{-4}$ dostajemy $\Omega_2 = 1 - 10^{-196}$ oraz $\Omega_0 = 1 - 10^{-143}$, czyli że konieczne jest wprowadzenie ukrytej brakującej masy, dziesięciokrotnie przewyższającej masę materii świecącej. Widzimy zatem, że istnienie tej materii jest dla scenariuszy inflacyjnych pożądane, ale odpowiedź na zasadnicze pytanie — czy $\Omega_0 \approx 0,1$ wyklucza inflację, zależy od modelu.

Na zakończenie powiedzmy to, czego Ellis i Rothman z oczywistych względów nie chcieli przyznać: kwestionowanie jakiegoś modelu kosmologicznego w oparciu o oceny wieku Wszechświata brzmi dla większości kosmologów niezbyt przekonująco. Przecież, gdyby wiek gromady kulistej, podany przez Penny'ego i Dickensa, obniżyć o jedną czwartą, to problem znika. Co istotniejsze, nawet gdyby wszyscy eksperci uznali, że praca ich jest w pełni wiarogodna, nie przesądzałoby to jeszcze sprawy — istnieje bowiem sławny precedens ze stałą Hubble'a.

W 1936 r. Edwin Hubble ocenił wartość H_0 na $526 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, z zaniechwalnie małym błędem. Dawało to wiek Wszechświata poniżej 2 mld lat, dwukrotnie mniejszy od wieku Ziemi czy Słońca. Uznano to powszechnie za argument przeciwko istnieniu Wielkiego Wybuchu; stąd też pojawiła się hipoteza „wszechświata stacjonarnego” Bondiego i Hyle'a. Hubble był pierwszym autorytetem w astronomii pozagalaktycznej i nikomu nie przyszło na myśl, że mógł się pomylić. W ciągu następnych czterdziestu lat kolejno odkrywane błędy systematyczne zredukowały wartość H_0 dziesięciokrotnie i sprzeczność zniknęła.

Dorzućmy jeszcze, gwoli niewypaczania historii, że idea brakującej masy nie jest wcale wytworem modeli inflacyjnych, lecz jest od nich co najmniej dwadzieścia lat starsza. Prowadzone od końca lat pięćdziesiątych pomiary tzw. parametru deceleracji uporczywie wskazują na wszechświat zamknięty z $\Omega_0 > 1$. Od pewnego czasu uważa się, że pomiary te obarczone są znacznymi błędami systematycznymi i wiara w to, że żyjemy w zamkniętym świecie, została nadszarpnięta. Sytuacja obserwacyjna jest bardzo niejasna i rozstrzygnięcie, jaka jest faktyczna gęstość materii nastąpi chyba w odległej przyszłości. W każdym razie argumenty oparte na ocenie wieku różnych układów gwiazdowych mogą mieć jedynie charakter pomocniczy.

Leszek M. Sokołowski

Obserwatorium Astronomiczne UJ
Kraków

Komentarz tłumacza do uwag L. M. Sokołowskiego

Artykuł Rothmana i Ellisa (R+E) jest chyba pierwszą w literaturze światowej próbą zanegowania wartości naukowej dotychczasowych „sukcesów” modeli inflacyjnych. Próba ta jest rzetelna od strony warsztatowej, choć ubarwiona złośliwościami, na które entuzjaści inflacji solidnie zapracowali.

Rozważmy najpierw trzy zarzuty L. M. Sokołowskiego.

1. Autorzy stwierdzają, że poprawność modeli inflacyjnych Gutha i Albrechta-Steinhardta zależy od poprawności wielkich teorii unifikacji (GUT) i jeśli GUT zostaną obalone przez eksperyment, to modele te — najwcześniejsze, ale równocześnie najgłośniejsze i najbardziej zrozumiane przez teoretyków — będą automatycznie obalone także. R+E sygnalizują Czytelnikom istnienie nowszych modeli inflacyjnych (por. pierwszy i przedostatni akapit par. 3) i nie można czynić Autorom zarzutu, że ignorują je przez niewiedzę. Nie jest możliwe dyskutowanie w artykule popularnym wszystkich najnowszych wyników — artykuł rozrósłby się do księgi, ani nie jest to w tym przypadku potrzebne. *Wszystkie* modele inflacyjne są bowiem wyprowadzone ze spekulatywnych, nie potwierdzonych eksperymentalnie teorii fizycznych i wraz z tymi teoriami mogą zostać obalone (np. inflacja supersymetryczna upadnie lub ostanie się tylko wraz z teorią supersymetrii).

2. To nie Autorzy artykułu postawili tezę, że proces inflacji zatrze ślady po erze grawitacji kwantowej. Teza ta jest logicznym wnioskiem z ukrytego programu inflacji: pokazać, że obecny stan Wszechświata nie zależy wcale albo zależy w niewielkim stopniu od danych początkowych z ery przedinflacyjnej. Niezależnie zaś od prawdziwości lub fałszywości tej tezy model inflacyjny jest w kłopotcie, bo *jeśli inflacja wystąpiła*, to:

a) albo istnieje jednoznaczny związek między danymi z okresu przedinflacyjnego a obecnym stanem Wszechświata i inflacja nie rozwiązuje żadnego ze swoich słynnych Problemów,

b) albo inflacja zaciera, mniej lub bardziej skutecznie, informację o tych danych, a wtedy rzeczywiście tracimy możliwość obserwacyjnego testowania przepowiedni kwantowej grawitacji. Kwantowa teoria grawitacji mogłaby mieć bowiem zastosowanie tylko w dwu sytuacjach: we Wszechświecie przedinflacyjnym albo we wnętrzu czarnej dziury. Tylko tam mogą wystąpić dostatecznie duże gęstości materii i dostatecznie silne pola grawitacyjne. Dopóki jednak wierzymy teorii Einsteina, która mówi, że dowolny obserwator dopiero w nieskończonej przyszłości odbierze sygnał z powierzchni czarnej dziury, a nigdy nie odbierze sygnału spod jej powierzchni, dopóty wczesny Wszechświat będzie jedynym teoretycznie dostępnym laboratorium dla kwantowej grawitacji.

Jeśli więc inflacja ma nas odciąć od informacji o wczesnym Wszechświecie, to stajemy przed dylematem: albo nie nastąpiła inflacja, albo kwantowa teoria grawitacji będzie (po jej stworzeniu) czynić przepowiednie niesprawdzalne metodami fizyki. Jest to dylemat o charakterze filozoficznym raczej niż fizycznym, ale, w odróżnieniu od szeroko rozreklamowanych Problemów (też filozoficznych...), które inflacja jakoby rozwiązała, ten problem został przez inflację stworzony, a najelegantsze jego rozwiązanie polega na odrzuceniu modeli inflacyjnych. Jest pożądanym, aby Czytelnicy wiedzieli, że istnieje klasa tego rodzaju problemów. Fakt, że pewne wszechświaty Robertsona-Walkera mogą zapaść się z powrotem bez osiągnięcia początku ery inflacji, nie pozostaje w żadnym związku z dyskutowanymi tu kwestiami.

3. Dla najbardziej znanych modeli inflacyjnych jest sprawą życia i śmierci, aby gęstość materii we Wszechświecie była równa krytycznej. Z postulatem tym wynik Penney'ego i Dickensa jest sprzeczny. Jeśli natomiast nie upieramy się, aby gęstość materii była równa krytycznej, to stosunek gęstości rzeczywistej do gęstości krytycznej, Ω , jest swobodnym

parametrem modelu i zmniejszając go możemy wydłużać wiek Wszechświata dowolnie. Przy $\Omega = 0,1$, co jest największą wartością zgodną z aktualnymi przekonaniem astronomów, wiek gromady NGC 6752 mieści się w wieku Wszechświata z dużym zapasem. Jeśli nawet istnieją takie modele inflacyjne, w których obecna wartość Ω może być mała, to są one nowe i mało znane, natomiast najgłośniejszą reklamę zrobiono tym modelom, w których Ω musi być bardzo bliskie 1. L. M. Sokołowski słusznie zauważa, że nie należy zbyt poważnie traktować wyników pomiarów astronomicznych, gdyż tkwią w nich zwykle błędy systematyczne nieznanego wielkości. Bardzo też słusznie wspomina o pseudoproblemie wieku Wszechświata wynikłym z nadmiaru takiej powagi. Należy jednak być konsekwentnym. Albo uznajemy, że *wszystkie* wyniki obserwacji astronomicznych są w dużym stopniu niepewne i nie należy przejmować się ich sprzecznością z naszymi ulubionymi teoriami, albo traktujemy *wszystkie* jednakowo poważnie. Przy tym pierwszym podejściu nie ma potrzeby martwić się zbyt małą ilością świecącej materii (oczywiście astronomowie znowu źle interpretują obserwacje) ani zbyt dużym wiekiem gromady NGC 6752 (sprawa wyjaśni się z czasem). Przydzielanie różnym wynikom wiarygodności w sposób wybiórczy i faworyzujący inflację jest jednak przykładem stronniczości, która w naukach przyrodniczych nie powinna mieć miejsca. Jeśli wierzymy, że obserwowany Wszechświat jest „za bardzo jednorodny”, co prowadzi do „Problemu horyzontu” wymagającego wyjaśnienia, to musimy również poważnie potraktować problem wieku NGC 6752, aż do czasu rozwiązania go przez lepsze obserwacje albo lepszą teorię ewolucji gromad kulistych. Do tego czasu jest to rzeczywisty problem, którego najprostsze rozwiązanie polega na odrzuceniu modeli inflacyjnych.

To prawda, że pojęcie „brakującej masy” wprowadzono już dawno i w związku z innymi koncepcjami filozoficznymi w kosmologii. Modele inflacyjne nie o to są jednak oskarżane, że pojęcie to wprowadziły, lecz o to, że bez „brakującej masy” stają się sprzeczne z obserwacjami. Autorzy nie mieli więc potrzeby osadzać tego pojęcia w kontekście historycznym i nie dokonali „wypaczenia historii”, lecz koniecznego skrótu, pomijając nieistotne aspekty problemu.

W związku z powyższą uwagą czuję się zmuszony do protestu przeciwko zastosowanej przez mojego przedmówcę metodzie dyskusji. Autorzy dokonali w swoim artykule szeregu skrótów i uproszczeń, aby utrzymać jego objętość w rozsądnych granicach, i powstrzymali się od komentowania niektórych zagadnień, wychodząc z założenia (oczywistego przecież w artykule popularnym), że nie warto rozpraszać uwagi czytelnika dygresjami, które nie będą dla niego automatycznie zrozumiałe, a których nie zamierzają rozbudowywać o obszernie wyjaśnienia. Tymczasem przedmówca konsekwentnie przedstawia takie skróty jako świadectwa niedostatecznej wiedzy Autorów o temacie („... mylnie, opierając się na wczesnych pracach, sądzą...”, „Autorzy artykułu sądzą tak, bowiem... (...) Jest to pogląd ewidentnie fałszywy.”, „Jako jedyne rozwiązanie (...) widzą...”, „Zdaniem Autorów...”). Podważa on więc zaufanie Czytelników do kompetencji Autorów i na takiej okrężnej drodze chce dodatkowo osłabić siłę ich argumentów. Wiarygodność argumentów powinna być oceniana jedynie w oparciu o ich treść fizyczną i logiczną spójność i Autorzy zasługiwali na poważne potraktowanie, nawet gdyby byli zupełnymi nowicjuszami. Tak jednak nie jest. George Ellis jest wśród żyjących obecnie specjalistów od teorii względności

jednym z największych autorytetów. Autorytet jego wynika z dużej ilościowo i nieskazitelnego jakościowo dorobku naukowego. Wszystkie jego dotychczasowe prace cechowały się wielką erudycją w zakresie podejmowanych tematów. Posądzenie go o źle przygotowany atak na modele inflacyjne, oparty na niedostatecznym wyborze literatury, nie znajduje żadnych podstaw w jego dotychczasowych pracach, ani w omawianym tu artykule.

Kpiący ton niektórych fragmentów artykułu jest, moim zdaniem, bardzo właściwą reakcją na przesadną reklamę, jaką zrobiono modelom inflacyjnym — już tym najwcześniejszym, co do których także mój przedmówca wydaje się zgadzać, że były dopiero sformułowaniem, a nie zakończeniem pewnego programu badawczego. Artykuł o modelach inflacyjnych ukazał się nawet (w r. 1982) w czasopiśmie informacyjnym *Newsweek*, gdzie przedstawiono je jako ostateczne rozwiązanie rzekomo zasadniczych trudności nękających kosmologię. Tymczasem, jak widać z „Metaflacji”, wśród znawców kosmologii bynajmniej nie ma zgody ani co do tego, że słynne Problemy były naprawdę problemami, ani co do tego, że inflacja Problemy te rozwiązuje. W tej sytuacji reklamowanie inflacji na forum publicznym jest przedwczesne (przy założeniu, że w przyszłości modele inflacyjne zostaną uznane za teorię fizyczną) lub całkiem niewłaściwe (jeśli zostaną odrzucone jako nieudana próba). We współczesnej fizyce teoretycznej czynione są liczne inne próby stworzenia nowych teorii; jako przykłady można wymienić supersymetrię i supergrawitację, teorie Kaluzy-Kleina w n wymiarach ($n > 5$) czy bardzo ostatnio modną teorię superstrun. Jest to sytuacja normalna, bynajmniej nie nowa w historii fizyki, która świadczy o sile życiowej tej nauki i jej zdolności do dalszego rozwoju. Nawet entuzjaści tych prób zachowują się jednak z powściągliwością wynikającą z poczucia odpowiedzialności wobec laików i z przekonania, że dobrze sformułowana i sprawdzona eksperymentalnie teoria nie potrzebuje reklamy w *Newsweeku* ani w *New York Timesie*, ponieważ w odpowiedniej chwili trafi do podręczników. Modele inflacyjne należą do tej samej kategorii prób, o nie znanym jeszcze wyniku, i od ich autorów oczekuje się takiej samej powściągliwości. Oczekiwanie to nie zostało niestety spełnione. Logiczną konsekwencją nadmiernej autoreklamy musiał być artykuł krytyczny ujawniający słabości modeli inflacyjnych i sprowadzający dyskusję o ich zaletach i wadach do właściwych proporcji.

Zauważmy na zakończenie, że proponowane przez inflację rozwiązanie słynnych Problemów kosmologii jest, z punktu widzenia teorii względności, trywialne. Modele inflacyjne postulują bowiem, że we wczesnym Wszechświecie dominującym oddziaływaniem materii było dalekozasięgowe odpychanie, prowadzące do wykładniczego wzrostu objętości dowolnie wybranej porcji materii. Rozwiązanie równań pola grawitacyjnego opisujące ten efekt i wykorzystane w modelach Gutha i Albrechta-Steinhardta zostało znalezione w r. 1917 przez de Sittera. Pod względem własności geometrycznych jest ono jeszcze prostsze i bardziej nietypowe (w zbiorze rozwiązań równań Einsteina) niż rozwiązania Friedmana-Lemaitre'a używane jako standardowe modele kosmologiczne. Ma ono 10-parametrową grupę symetrii i jest jednorodne oraz izotropowe w 4 wymiarach, podczas gdy rozwiązania Friedmana-Lemaitre'a mają 6-parametrową grupę symetrii i są jednorodne oraz izotropowe w 3 wymiarach przestrzennych. W rozwiązaniu de Sittera dalekozasięgowe odpychanie opisuje stała kosmologiczna o odpowiednio dobranym znaku. Jedynym nowym elementem wprowadzonym przez modele inflacyjne jest mikroskopowy opis od-

działań wewnątrz materii, które makroskopowo dają taki sam efekt jak odpychająca stała kosmologiczna. Jest to więc jedynie nowy opis źródła pola grawitacyjnego w modelu czasoprzestrzeni znanym od dawna.

Andrzej Kasiński

Centrum Astronomiczne **PAN**
im. M. Kopernika
Warszawa

RÓŻNE

Henryk Z. Wrembel

Zakład Fizyki
Wyższa Szkoła Pedagogiczna
Słupsk

Niemieckie Towarzystwo Fizyczne *

German Physical Society

Abstract: A brief description of the history and activity of the German Physical Society is given. The activity of its Center (Physikzentrum Bad Honnef) is also described.

1. Wstęp

W niedużym, uroczym mieście Bad Honnef (ok. 25 tys. mieszkańców), w pobliżu Bonn, znajduje się Centrum Fizyczne Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego. W jego skład wchodzi bardzo popularny w RFN ośrodek konferencyjny oraz Biuro Organizacyjne Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego.

W minionym dziesięcioleciu Centrum Fizyczne w Bad Honnef zdołało ustalić w świecie zachodnioniemieckich fizyków swoją renomę. Działalność tego ośrodka na rzecz rozwoju i popularyzacji fizyki (a także nauk pokrewnych) cieszy się nie tylko w RFN, lecz również w innych krajach zachodniej Europy powszechnym uznaniem. Przepływająca zaś corocznie przez nie spora rzesza uczestników licznie tu organizowanych imprez przyczynia się do dalszego wzrostu jego popularności. Można więc stwierdzić, że Centrum Fizyczne w Bad Honnef spełniło nadzieje osób zabiegających kilkanaście lat temu o utworzenie tego ośrodka.

Zanim nastąpią bardziej szczegółowe informacje dotyczące samego Centrum i jego działalności pozwolę sobie przekazać krótką relację dotyczącą gospodarza Centrum, Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego.

* Zgodnie z sugestią Zarządu Głównego PTF zamierzamy opublikować serię artykułów przedstawiających działalność towarzystw fizycznych różnych krajów. Artykuł niniejszy jest pierwszym z tej serii. Przedstawia on Niemieckie Towarzystwo Fizyczne, z którym zawarta została ostatnio przez Polskie Towarzystwo Fizyczne umowa o współpracy (por. Kronikę w zeszycie 4/87) (przyp. Red.).

2. Niemieckie Towarzystwo Fizyczne

2.1. Z kronik

Niemieckie Towarzystwo Fizyczne (Deutsche Physikalische Gesellschaft — DPG) wywodzi swój rodowód od założonego w r. 1845 (istniejącego obecnie jako stowarzyszenie regionalne DPG) Towarzystwa Fizycznego w Berlinie. Nawiązuje przy tym do tradycji stowarzyszenia o tej samej nazwie: Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego powołanego do życia w r. 1899, jak również do tradycji utworzonego w r. 1919 Niemieckiego Towarzystwa Fizyki Technicznej (Deutsche Gesellschaft für technische Physik — DGtP). Oba te Stowarzyszenia miały ogólnoniemiecki zasięg. W okresie międzywojennym powstały jeszcze co prawda i inne stowarzyszenia fizyków niemieckich. Miały one jednak na ogół ograniczony zasięg terytorialny i posiadały raczej tylko lokalne znaczenie. Wszystkie te stowarzyszenia uległy zresztą (tak jak i inne stowarzyszenia naukowe) mocą decyzji alianców rozwiązaniu w r. 1945.

Powojenne odradzanie się zorganizowanego ruchu niemieckich fizyków nastąpiło bardzo szybko. Odbyło się to poprzez wznowienie działalności właśnie stowarzyszeń regionalnych! W latach 1946—49 wznowiły (bądź też powstały nowe) swą działalność regionalne stowarzyszenia fizyków w niektórych krajach Niemiec. Miało to miejsce w: Wirtembergii-Badenii (w r. 1946), Brytyjskiej Strefie Okupacyjnej (w r. 1946), Hesji (w r. 1947), Bawarii (w r. 1947), Nadrenii-Palatynacie (w r. 1948) i w Berlinie (w r. 1949). Następnym krokiem organizacyjnym było powołanie w r. 1950 nadrzędnego stowarzyszenia: Związku Niemieckich Towarzystw Fizycznych (Verband Deutscher Physikalischer Gesellschaften — VDPG), scalającego ruch niemieckich fizyków. Związek ten przekształcono z kolei w r. 1963, w obecnie działające Niemieckie Towarzystwo Fizyczne [1]. Trzeba jeszcze tu dodać, że kompetencje obecnego stowarzyszenia są daleko szersze od jego historycznego (przynajmniej z nazwy) poprzednika.

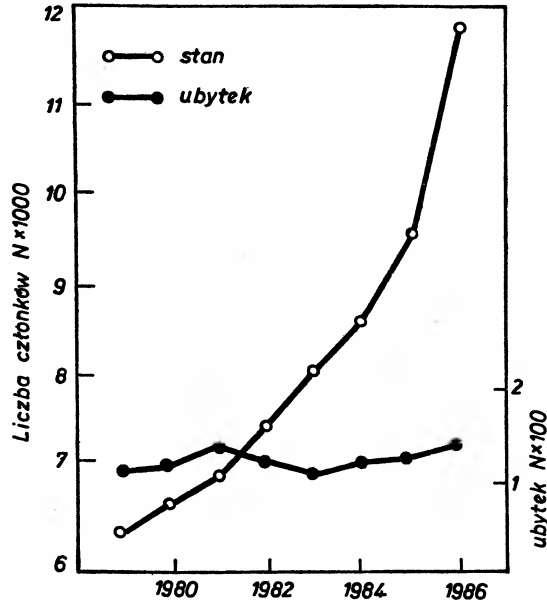
Wspomnijmy tu, że w r. 1952 powstało na terenie NRD odrębne stowarzyszenie, Physikalische Gessellschaft der DDR [1].

Utworzone w r. 1963 nowe Niemieckie Towarzystwo Fizyczne obejmując swym zasięgiem obszar całej RFN (a także Berlina Zachodniego) i stając się jedynym reprezentantem zachodnioniemieckich fizyków podporządkowało sobie istniejące w okresie powojennym, samodzielne dotąd, regionalne stowarzyszenia fizyków. Z sześciu utworzonych w latach 1946-49 stowarzyszeń regionalnych utrzymały się jedynie trzy: w Bawarii (założone w r. 1920, 1700 członków), w Berlinie (założone w r. 1845, 700 członków), oraz w Hesji-Nadrenii-Sarlandii (utworzone w r. 1921, 1750 członków). Stowarzyszenia te działają obecnie jako organa terenowe DPG, posiadając przy tym jednak dość znaczną autonomię. Unikalnym organem terenowym DPG jest jeszcze (jedyne *de facto* okręgowe stowarzyszenie w RFN) istniejące w Oberkochen zrzeszenie fizyków, obejmujące swym zasięgiem miejscowości Aalen, Heidenheim i Oberkochen [1, 2].

2.2. Członkowie

Niemieckie Towarzystwo Fizyczne jest jednym z największych zrzeszeń fizyków na świecie. W październiku 1986 liczyło ok. 11,5 tys. członków zwyczajnych, tj. ok. 25% ogółu fizyków w RFN, oraz ok. 200 członków wspierających. W ostatnich latach rozwija się

szczególnie dynamicznie. W ubiegłych dwóch latach np. powiększyło swój stan o ponad 2,5 tys. członków (rys. 1)! Dość liczną grupę członków DPG stanowią członkowie zagraniczni (ok. 6,5% ogólnego stanu). Ponad 600 członków tego stowarzyszenia należy również do Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS), stanowiąc ok. 15% stanu członków tej organizacji.



Rys. 1. Zmiany stanu liczbowego Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego w ostatnich latach

Przekrój zawodowy członków DPG jest podobny (tab. 1) do przekroju zawodowego innych europejskich zrzeszeń fizyków. Jest on dość dobrym odbiciem struktury zatrudnienia niemieckich fizyków (tab. 2). W odróżnieniu od większości zrzeszeń fizyków, liczną grupę członków DPG stanowią studenci, których udział w stowarzyszeniu wynosi aż 21% ogółu stanu członków. Dzieje się tak m. in. dzięki licznym udogodnieniom, z jakich korzystają oni w tej organizacji. Bierze się to również ze wzrostu zainteresowania fizyką w RFN, a zresztą i na świecie, jak również z faktu istnienia w RFN licznej rzeszy-

Tabela 1. Podział członków DPG wg grup zawodowych

Grupa zawodowa	Udział [%]
wykładowcy wyższych uczelni	21,7
studenci	20,9
asystenci i doktoranci	20,1
pracownicy przemysłowi	16,3
pracownicy wielkich organizacji badawczych	12,7
nauczyciele	3,2
inni	5,1

Tabela 2. Ważniejsze działy gospodarki narodowej zatrudniające fizyków w RFN [5]

Dziedzina	Liczba zatrudnionych
Przemysł i gospodarka	15 000
Oświata	15 000
Instytuty naukowe, laboratoria i administracja	5 000
Uniwersytety	5 000
Inne dziedziny	5 000

Tabela 3. Liczba osób podejmujących studia fizyki w RFN w dziesięcioleciu 1976—85 [5]

Rok	Liczba zapisów na pierwszy rok	Prognoza DPG (z r. 1974)
1976	3990	3280
1977	3520	3530
1978	3720	3700
1979	3550	2580
1980	3930	3560
1981	4760	4260
1982	5670	4480
1983	7280	4620
1984	6610	4650
1985	6030	4760

(ok. 25 tys. osób!) studiujących fizykę (tab. 3). Natomiast dość nieliczną grupę członków (bo zaledwie ok. 4,5% ogólnego stanu) stanowią kobiety, co zresztą jest odbiciem dość nikłego udziału kobiet w tym zawodzie.

2.3. Władze Stowarzyszenia

Najważniejszymi kierowniczymi organami DPG są: Walne Zgromadzenie, Rada Zarządu, Zarząd i Biuro Organizacyjne. Pierwsze dwa są organami uchwałodawczymi, natomiast Zarząd i Biuro Organizacyjne są organami wykonawczymi. Funkcje Walnego Zgromadzenia są oczywiste, warto może jednak omówić pozostałe organa.

Rada Zarządu. Kilkudziesięcioosobowe to ciało, będące organem uchwałodawczym w okresie między dorocznymi Walnymi Zgromadzeniami, składa się z przedstawicieli sekcji specjalnościowych i grup roboczych (po jednym przedstawicielu, łącznie 24 osoby), członków pochodzących z wyboru do Rady Zarządu (również 24 osoby, przy czym wyborów dokonuje się w trybie korespondencyjnym!) i po dwóch przedstawicieli stowarzyszeń regionalnych. Wymienieni są pełnoprawnymi członkami Rady Zarządu, w którym zasiada zatem 54 osób z prawem głosu. Kadencja wybieranych członków Rady wynosi trzy lata, pozostałych osób — w zależności od podstawy udziału w Radzie.

W posiedzeniach Rady Zarządu uczestniczy jeszcze dość liczne grono innych osób (np. byli prezesi DPG, członkowie aktualnego zarządu itd.) jednak wyłącznie z głosem doradczym. Jednym z ważniejszych zadań Rady Zarządu jest wybór w tajnym głosowaniu — członków Zarządu, a także podejmowanie innych uchwał, nie będących w kompetencji Zarządu.

W sytuacji prawie że braku organów terenowych bardzo ważna rola przypada Zarządowi stowarzyszenia, a także Biuru Organizacyjnemu.

Zarząd. Siedmioosobowe to ciało składa się z prezesa, wiceprezesa, skarbnika i czterech członków. Interesujący jest sposób obsadzania tych stanowisk.

Prezesów dobiera się tak, by w kolejnych kadencjach reprezentowane były: wyższe uczelnie, gospodarka i nauka. Obecny prezes reprezentuje naukę. Prezesa wybiera się (jak już wspomniano — w tajnym głosowaniu) na dwuletnią kadencję, rok przed formalnym objęciem obowiązków. Przez ten rok jest on „desygnowanym prezesem” i ma prawo uczestniczyć w posiedzeniach Zarządu — jednakże tylko z głosem doradczym. Po upływie swej dwuletniej kadencji prezes przechodzi automatycznie, w kolejnej dwuletniej kadencji, na stanowisko wiceprezesa. Ponowny wybór na prezesa może nastąpić dopiero po dwuletniej przerwie.

Skarbnika wybiera się na okres trzech lat i dopuszczalne jest pełnienie tej funkcji przez trzy kolejne (trzyletnie) kadencje. Pozostałych członków Zarządu wybiera się na dwuletnie okresy, z możliwością jednak pełnienia tych funkcji przez dwie kolejne kadencje.

Prezesem rezydującym w kadencji 1986-88 jest prof. dr J. Trümper (Instytut Maxa Plancka, Garching), wiceprezesem prof. J. Treutsch (Uniwersytet w Dortmundzie), a skarbnikiem dr W. Schött (Federalne Ministerstwo ds. Badań i Technologii).

Zarówno członkowie Rady Zarządu, jak i członkowie Zarządu pełnią swoje funkcje honorowo.

Biuro Organizacyjne. Biuro Organizacyjne pełni z założenia funkcje usługowe na rzecz Rady Zarządu i Zarządu. Niezależnie jednak od tego, do jego kompetencji należy samodzielna realizacja bardzo wielu zadań. W rzeczywistości przewija się przez nie całość spraw stowarzyszenia. Toteż dyrektor Biura — od r. 1985 jest nim dr R. Poerschke — jest jedną z kluczowych postaci stowarzyszenia i ma odpowiednio szerokie uprawnienia.

Biuro Organizacyjne DPG zajmuje się (szeroko zakrojoną) współpracą z zagranicą, prowadzi sprawy członków — służy temu centralna skomputeryzowana ewidencja członków — ma nadzór nad wydawnictwami stowarzyszenia i ściśle współdziała przy realizacji programu i zadań DPG z Radą Zarządu, Zarządem i innymi organami stowarzyszenia. Stosownie do swych zadań Biuro Organizacyjne jest odpowiednio wyposażone w wysokokwalifikowany personel, pomieszczenia (pięć dużych pokoi i obszerne zaplecze) i nowoczesny sprzęt biurowy. Toteż działalność Biura Organizacyjnego DPG jest nadzwyczaj sprawna i skuteczna, co znakomicie wzmacnia pozycję tego stowarzyszenia w kraju i na arenie międzynarodowej.

2.4. Działalność

Działalność DPG oparta jest w znacznej mierze na licznych specjalistycznych zespołach tematycznych i grupach roboczych działających w sposób ciągły, lub też powoływanych w miarę istniejących potrzeb. Organa te powołuje się niejednokrotnie we współdziałaniu z innymi stowarzyszeniami, organizacjami czy też wręcz instytucjami.

Sekcje i zespoły. Ważnymi, stale działającymi organami stowarzyszenia są następujące sekcje specjalnościowe: fizyki jądrowej i fizyki wysokich energii, fizyki atomowej, fizyki niskich temperatur, fizyki polimerów, fizyki plazmy, teorii grawitacji i teorii względności, fizyki krótkich czasów, fizyki molekularnej, fizyki statystycznej, historii fizyki, oraz dydaktyki fizyki.

Do stale działających organów DPG należą również następujące zespoły robocze: akustyki, półprzewodników, krytalografii, astrofizyki, fizyki metali, magnetyzmu, cybernetyki, spektrometrii mas, fizyki promieniowania, optyki kwantowej oraz fizyki ciała stałego.

W sekcjach tych i zespołach roboczych skupionych jest ok. 10 tys. członków stowarzyszenia (co stanowi ok. 87% ogółu członków). Świadczy to o realnej potrzebie istnienia tych ciał roboczych, a także o trafnym doborze profilu ich działania.

Poza wymienionymi wyżej sekcjami i zespołami roboczymi istnieje jeszcze stała grupa robocza fizyki ciała stałego, zrzeszająca *notabene* osiem spośród owych dwudziestu trzech zespołów i grup roboczych.

Komisje. Inną ważną formę realizacji zadań statutowych DPG są różnego rodzaju stałe komisje. Jest ich łącznie kilkanaście. Ważniejsze spośród nich to komisje do spraw: fizyki przemysłowej, energii, dydaktyki przedmiotów technicznych, kształcenia inżynierów, oraz praw człowieka.

Oddzielną grupę stanowią, również stałe, komisje typujące kandydatów do nadawanych przez stowarzyszenie medali i nagród. Wyróżnień tego rodzaju przyznaje się w DPG łącznie aż dwanaście. Spośród nadawanych przez DPG tego rodzaju uhoonorowań najwyższą rangę ma złoty medal Maxa Plancka, nadawany od r. 1929 za osiągnięcia na gruncie fizyki teoretycznej. Dwa inne medale przyznawane są przez DPG wspólnie z zagranicznymi stowarzyszeniami fizycznymi. Są to mianowicie: srebrny medal Maxa Borna (ustanowiony w r. 1973) nadawany wspólnie z Brytyjskim Towarzystwem Fizycznym oraz medal Gentnera-Kastlera (ustanowiony w r. 1985) nadawany wspólnie z Francuskim Towarzystwem Fizycznym.

Konferencja doroczna. Sztandarową imprezą DPG jest doroczna konferencja fizyków pod nazwą „Physikertagung”. Zapoczątkowano ją w r. 1921. Początkowo zamierzano ją zwoływać w cyklu dwuletnim (druga odbyła się w r. 1923). Począwszy jednak od trzeciej, w roku 1925, zaczęto ją organizować corocznie. Kolejne konferencje połączone są z walnym zgromadzeniem stowarzyszenia. Przypadająca w r. 1986 pięćdziesiąta już z kolei konferencja „Physikertagung” została połączona z jubileuszem sześćsetlecia uniwersytetu w Heidelbergu i odbyła się w dniach od 17 do 21 marca 1986 tamże.

W powiązaniu z konferencją „Physikertagung” odbywają się w różnych miejscach inne, na ogół wąsko specjalistyczne, konferencje fizyczne. Mają one charakter konferencji

regionalnych, i stanowią uzupełnienie tej konferencji. W ostatecznym więc efekcie „wiosenne spotkania fizyków” (wszystkie te konferencje odbywają się zwykle w marcu-kwietniu) są imprezami na wielką skalę, w których uczestniczy łącznie 2-3 tys. osób, w tym spore zazwyczaj grono gości zagranicznych. Impreza ta stwarza więc doskonałą okazję do przeglądu stanu fizyki niemieckiej, a także do konfrontacji osiągnięć niemieckich fizyków z osiągnięciami zagranicznymi.

Warto może jeszcze odnotować fakt, że na 36 konferencji „Physikertagung” zorganizowanych w okresie powojennym, aż ośmiokrotnie organizowano ją wspólnie z Austriackim Towarzystwem Fizycznym.

Wydawnictwa. Podobnie jak w każdym innym stowarzyszeniu naukowym ważną formą działalności DPG są wydawnictwa ciągłe. Systematycznie ukazują się pięć czasopism firmowanych przez DPG. Są to: wydawany od roku 1943 miesięcznik *Physikalische Blätter* (od roku 1977 jest to oficjalny organ stowarzyszenia); ukazujące się od r. 1882 *Verhandlungen der DPG*; wydawane od r. 1920 *Physikalische Berichte* (obecnie: *Physics Briefs*, jest to czasopismo typu *Physics Abstracts*); wydawane od r. 1920 *Zeitschrift für Physik*, od r. 1979 *Applied Physics*; oraz publikowany od r. 1970 biuletyn informacyjny *DPG — Informationen*. Trzeba obiektywnie stwierdzić, że jest to całkiem przyzwoita paleta wydawnicza.

Konkluzja. Na podstawie powyższego, siłą rzeczy niepełnego szkicu, można stwierdzić, że DPG prowadzi działalność zakrojoną na szeroką skalę. Godnym podkreślenia jest też fakt dużego społecznego zapotrzebowania na tę działalność. Realizacja stosunkowo obszernego programu jest możliwa dzięki obszernemu gronu osób ściśle współdziałających z organami wykonawczymi DPG. Obowiązkiem tego jest chociażby wykaz osób pełniących jakieś funkcje w DPG obejmujący w sprawozdaniu z działalności w r. 1985 ponad trzyście nazwisk [2]. Przy tak liczonym gronie działaczy realne jest wykonanie nawet nader ambitnych programów.

3. Centrum Fizyczne w Bad Honnef

Do najważniejszych organów Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego należy Centrum Fizyczne w Bad Honnef. Jak wspomniano, działa ono od r. 1976, tj. od chwili umieszczenia go w obecnej siedzibie, aczkolwiek formalnie powołane zostało do życia dopiero 19 października 1979 r. [3].

3.1. Zadania

Centrum Fizyczne w Bad Honnef ma służyć przepływowi myśli twórczej w naukach fizycznych, matematycznych, informatycznych i techniczno-przyrodniczych. Stąd też najważniejszymi zadaniami tego ośrodka są [2]:

- przyczynianie się do rozwoju badań w naukach fizycznych poprzez intensyfikację przepływu myśli naukowej między reprezentantami różnych dziedzin fizyki;
- umacnianie współdziałania naukowego, w szczególności współpracy naukowej o charakterze interdyscyplinarnym, między różnymi dziedzinami współczesnej nauki i techniki;

— działanie na rzecz intensyfikacji kształcenia uzupełniającego w zakresie dyscyplin techniczno-przyrodniczych, zwłaszcza w powiązaniu z naukami fizycznymi.

Zadania te Centrum Fizyczne w Bad Honnef realizuje stosując różne formy pracy i oddziaływania na środowisko naukowe i techniczne. W szczególności służą temu:

— letnie szkoły fizyki DPG, organizowane corocznie (w niektórych latach odbywa się nawet kilka takich szkół), poświęcone najnowszym problemom fizyki, a adresowane do szerokiego ogółu fizyków;

— kursy szkoleniowe i informacyjne poświęcone sprawom postępu i rozwoju w różnych działach fizyki;

— seminaria unifikacyjne, organizowane wspólnie dla fizyków z uczelni wyższych i ośrodków naukowych oraz fizyków zatrudnionych w przemyśle;

— seminaria specjalistyczne, organizowane dla wąskich, ściśle określonych specjalistycznych grup fizyków;

— kursy uzupełniające i informacyjne dla nauczycieli fizyki;

— spotkania interdyscyplinarne z udziałem fizyków i reprezentantów nauk matematycznych i informatycznych, technicznych i przyrodniczych;

— otwarte dyskusje o znaczeniu fizyki i roli fizyków we współczesnym świecie.

Z tak nakreślonych zadań Centrum Fizyczne wywiązuje się w sposób wzorowy.

3.2. Rys historyczny

Prehistoria. Koncepcja utworzenia ośrodka konferencyjno-szkoleniowego fizyków (wzorem stał się wcześniej już istniejący ośrodek konferencyjny matematyków) skryształizowała się w DPG na początku r. 1970 [3]. Pierwotnie zamierzano wybudować w tym celu specjalny obiekt. Realizacja tego zamierzenia wydawała się tym bardziej realna, że jeszcze w r. 1970 uzyskano na ten cel 3,5 mln marek z Fundacji Volkswagena, a także zobowiązanie Federalnego Ministerstwa Kształcenia i Nauki pokrycia kosztów bieżącej działalności Ośrodka i utrzymania obiektu. Jednak perturbacje gospodarcze w latach 1973-74 spowodowały wycofanie się Ministerstwa z podjętych zobowiązań. Skutkiem tego był upadek pierwotnych zamierzeń.

Możliwość powołania Centrum Fizycznego stała się ponownie realna dopiero w roku 1976, gdy Uniwersytet w Bonn zgłosił chęć udostępnienia na ten cel obiektu znajdującego się w Bad Honnef, stanowiącego tzw. Fundację Elly Hölderhoff-Böcking [3]. Fundację tę ustanowił pod koniec ubiegłego stulecia miejscowy kupiec, Otton Hölderhoff, ku uczczeniu pamięci żony Elly Hölderhoff-Böcking, a zarząd nad nią powierzył Uniwersytetowi w Bonn [4]. Udostępnienie tego obiektu dla potrzeb Centrum Fizycznego stworzyło materialne podstawy przyszłego ośrodka. Powstały jednak pewne problemy natury formalno-prawnej co do ewentualnego organu założycielskiego, ponieważ DPG (w obawie przed ewentualnymi konsekwencjami finansowymi tego przedsięwzięcia) bynajmniej nie kwapiło się w owym czasie do podjęcia się tworzenia tego ośrodka! Ostatecznie więc założycielem Centrum Fizycznego w Bad Honnef stało się powołane specjalnie w tym celu w r. 1976 Towarzystwo Badań Fizycznych i Techniczno-Przyrodniczego Kształcenia Uzupełniającego. Członkami tego stowarzyszenia było 71 osób fizycznych, a ponadto DPG,

Towarzystwo Matematyki Stosowanej i Mechaniki oraz Towarzystwo Informatyki. Różne dalsze jeszcze perturbacje spowodowały, że oficjalne otwarcie Centrum Fizycznego w Bad Honnef — mimo *de facto* działalności od r. 1976 — nastąpiło dopiero w r. 1979, po prawie dziesięcioletnich staraniach i zabiegach.

3.3. Baza materialna

Sytuacja formalnoprawna. Sprawy formalno-prawne Centrum Fizycznego w Bad Honnef są dość złożone. Dysponentem obiektu jest Uniwersytet w Bonn. Koszty utrzymania Centrum przejął rząd kraju Północnej Nadrenii i Westfalii. Personel administracyjny i sekretarz naukowy Centrum (łącznie 10 osób) opłacany jest również przez Uniwersytet w Bonn, zaś sam ośrodek jako taki leży w gestii organizacji społecznej. Od 1. 1986 przejęło Centrum jednak DPG, a istniejące dotąd stowarzyszenie założycielskie rozwiązało się. Jest to więc nader skomplikowany układ formalny. Ta złożoność formalnej podstawy istnienia i działania Centrum Fizycznego w Bad Honnef nie wpływa jednak negatywnie na działalność merytoryczną tego ośrodka!

Obiekt. Centrum Fizyczne w Bad Honnef zajmuje piękną posiadłość. W dwóch stylowych, okazałych gmachach położonych na terenie dość rozległego, własnego parku mieści się ponad sto pięćdziesiąt różnych pomieszczeń. Znajduje się tu więc Biuro Organizacyjne DPG, pomieszczenia ośrodka konferencyjno-szkoleniowego, biblioteka podręczna (połączona z czytelnia), część hotelowa (przewidziana dla ok. 70 gości) i zaplecze socjalno-bytowe. Zarówno w części hotelowej, jak i w pozostałych urządzeniach obiekt jest wyposażony komfortowo. Ów komfort, jak i pewna izolacja od otoczenia stwarzają też wyjątkowo sprzyjające warunki do działalności intelektualnej.

3.4. Działalność merytoryczna Centrum

Centrum Fizyczne w Bad Honnef jest centralnym ośrodkiem DPG — wynika to już z samej lokalizacji Biura Organizacyjnego tej organizacji. Stąd też prowadzi się tu bardzo rozległą i ożywioną działalność. W zakresie działalności merytorycznej organizuje się tu rocznie ponad sześćdziesiąt, średnio biorąc trzydniowych, spotkań (tab. 4). Na imprezach tych przewija się przez Centrum w ciągu roku ponad dwa i pół tysiąca osób! Stanowi to nieomal kres fizycznych możliwości tego ośrodka.

Tabela 4. Roczne wykorzystanie Centrum Fizycznego

Rok	Liczba imprez	Liczba uczestników	Liczba osobodni
1984	63	2148	5941
1985	65	2468	6650
1986	66	2559	7341
1987	39 *	1948 *	5527 *

* dane wg niekompletnego planu na r. 1987 (stan w październiku 1986).

Podział imprez. Organizowane w Centrum Fizycznym w Bad Honnef imprezy cieszą się dużą popularnością. Liczba chętnych do udziału w nich przekracza z reguły liczbę miejsc, jakimi dysponują organizatorzy. Popularność tę zawdzięcza Centrum m. in. sprężystej organizacji, trafnie dobieranej problematyce i — co najważniejsze — doskonałemu doborowi kadry wykładowców.

Zgodnie z założeniami statutowymi gros działalności merytorycznej Centrum przypada na imprezy fizyków, matematyków i informatyków. Jednakże w miarę możliwości oferuje ono swoje usługi i na rzecz tzw. „innych” imprez — tj. imprez organizowanych przez wyższe uczelnie — oraz imprez „obcych” (np. kursów językowych dla zagranicznych studentów) organizowanych przez różne stowarzyszenia, organizacje czy instytucje. Odbywają tu również swoje spotkania różne zarządy, komitety, komisje itp.

Spotkania fizyków obejmują 60-70% rocznego obciążenia Centrum Fizycznego. Imprezy matematyków i informatyków stanowią łącznie około 10-20% (podobnie i „inne” imprezy); udział imprez „obcych” nie przekracza 10% tej wielkości, a narady nie zajmują więcej niż 3-5% czasu działania Centrum. W ciągu roku przewijają się zatem przez Centrum Fizyczne około 2 tys. fizyków! Jest to zaiste imponująca liczba.

Letnie szkoły fizyki. Imprezami, którym poświęca się w Centrum Fizycznym szczególnie dużo uwagi, są letnie szkoły fizyki Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego. Poświęcone są najnowszym zagadnieniom współczesnej fizyki, a głównym ich celem jest przybliżenie tych problemów szerszemu ogółowi fizyków, nieprofesjonalistów w danej dziedzinie fizyki. Szkoły te cieszą się znakomitą reputacją. Uczestniczy w nich zwykle dość spora grupa studentów i doktorantów. Odbywają się one według utartego już schematu. Przewiduje się na nie pięć dni (przyjazd w niedzielę, wyjazd w piątek wieczorem) i obejmują one 24 godziny zajęć, na które składa się 16 godzinnych wykładów połączonych z półgodzinną dyskusją. Program ten bywa niekiedy rozszerzony o dodatkowe jeszcze zajęcia. Dość bogato przedstawia się część rekreacyjna: wycieczka w okoliczne góry, jogging, tenis itp. W ramach zaś zacieśniania więzi między DPG a członkami przewidziana jest również uroczysta kolacja, w której uczestniczy któryś z członków Zarządu — zwykle prezes lub wiceprezes

3.5. Organa nadrzędne

Niezależnie od podlegania Niemieckiemu Towarzystwu Fizycznemu, Centrum Fizyczne w Bad Honnef podlega jeszcze dwom radom — Radzie Nadzorczej, w sześcioposobowym składzie, w której jest przedstawiciel rządu Północnej Nadrenii i Westfalii, przedstawiciele Uniwersytetu w Bonn oraz przedstawiciel przemysłu. Drugim ważnym nadrzędnym organem jest dwunastoosobowa Rada Naukowa. Jej przewodniczącym jest od samego początku prof. T. Mayer-Kuckuk z Uniwersytetu w Bonn. Sekretarzem tej Rady, a zarazem sekretarzem naukowym Centrum Fizycznego (i praktycznie biorąc organizatorem całej merytorycznej działalności Centrum) jest dr J. Debrus — pracownik naukowy Uniwersytetu w Bonn. Doktor Debrus jest w gruncie rzeczy *prawdziwym spiritus movens* tego ośrodka, a praca w ośrodku jest jego autentyczną pasją życiową. Jest też głównym „autorem” niepowtarzalnej atmosfery, jaka tu panuje.

4. Zakończenie

Mam nadzieję, że ta z natury swej tylko skrótowo potraktowana relacja, da właściwy obraz działalności zarówno Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego, jak i działalności jednego z jego najważniejszych organów, jakim jest Centrum Fizyczne w Bad Honnef. Obie te instytucje odgrywają bardzo ważną rolę w rozwoju niemieckiej fizyki, a wpływ ich na rozwój fizyki europejskiej jest również niepośledni. Reasumując można więc stwierdzić, że zarówno Niemieckie Towarzystwo Fizyczne, jak i jego organ Centrum Fizyczne w Bad Honnef prowadzą bardzo wszechstronną i intensywną działalność. Zawarte zaś w ostatnim czasie porozumienie o współpracy między Niemieckim Towarzystwem Fizycznym, a Polskim Towarzystwem Fizycznym umożliwi większej grupie polskich fizyków bezpośrednie zapoznanie się z działalnością tych instytucji.

*

* *

Autor pragnie w tym miejscu podziękować panom dr J. Debrus i dr R. Poerschke za udzielenie wyczerpujących, wszechstronnych informacji, jak i za udostępnienie materiałów archiwalnych stanowiących podstawę niniejszej publikacji.

Literatura

- [1] W Heinecke (red.), *Verh. Dtsch. Phys. Ges.* 20, 1 (1985).
- [2] *Phys. Bl.* 42, 261 (1986).
- [3] W. Wahlers, *Dtsch. Universitätsztg.* Nr 21, 690 (1979).
- [4] O. Hölterhoff, *Testament*, 23. 09. 1987 (nie opublikowany, Materiały Archiwalne Centrum Fizycznego w Bad Honnef).
- [5] I. Peschel, *Phys. Bl.* 43, 18 (1987).

WSPOMNIENIA — ROCZNICE

*Paweł Tomaszewski*Instytut Niskich Temperatur
i Badań Strukturalnych PAN
Wrocław**70 lat metody Czochralskiego hodowli kryształów****Seventy Years of the Czochralski Method of Crystal Growing**

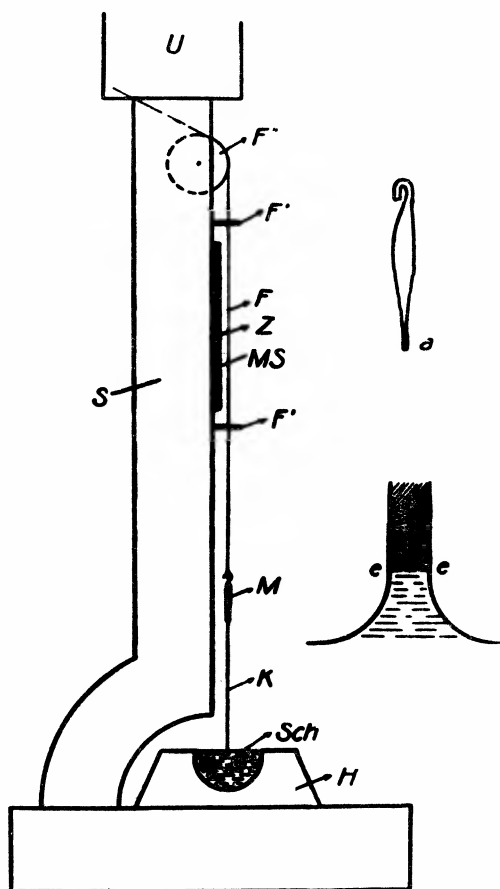
Abstract: The well known method of monocrystal pulling is presented with its history. The short biography of the author of this method, a prominent Polish chemist and metallurgist, Professor Jan Czochralski (1885—1953), is outlined.

Dnia 19 sierpnia 1986 roku minęło 70 lat od otrzymania przez redakcję czasopisma *Zeitschrift für physikalische Chemie* pracy pt. „Ein neues Verfahren zur Messung der Kristallisationsgeschwindigkeit der Metalle” (Nowa metoda pomiaru szybkości krystalizacji metali). Praca ta ukazała się drukiem dopiero w 1918 r. (t. 92, str. 219—221), choć już wcześniej autor omawiał tę metodę w innej swojej publikacji (*Z. d. Ver. d. Ing.* **61**, 345 (1917)). Autor, młody Polak, inż. Jan Czochralski nie przypuszczał zapewne jak rewelacyjne będzie to opracowanie. Znane wówczas metody otrzymywania monokryształów ograniczały się w zasadzie do hodowli z roztworu wodnego. Metoda Czochralskiego jest najstarszą i najpopularniejszą spośród tyglowych metod wytwarzania kryształów (zwłaszcza metali) ze stopu. Nieco wcześniejsze prace G. Tammanna z 1914 r. (o krzepnięciu w kapilarach) opublikowane zostały dopiero w 1921 r.

Czochralskiemu potrzebna była metoda pozwalająca na badanie krystalizacji cyny. Dość przypadkowo odkrył możliwość krystalizacji metalu na wyciąganej ze stopu kapilarze. Bystry obserwator, a takim był Czochralski, nie potrzebował wiele czasu, by zauważone zjawisko wykorzystać do swoich badań nad szybkością krystalizacji metali (patrz oryginalny rys. 1). Naturalną konsekwencją było wykorzystanie tego pomysłu już w 1918 r. (H. v. Wartenberg) do otrzymywania monokryształów. Kolejne modyfikacje pozwoliły na wytwarzanie kryształów różnych innych metali. Ale sam Czochralski stosował tę metodę także w Warszawie w latach trzydziestych tylko do badania krystalizacji metali (z sodem włącznie).

Swą ogromną popularność metoda zawdzięcza dopiero zastosowaniu jej do otrzymywania innych niż metale monokryształów. W r. 1950 G. K. Tsai ze współpracownikami z Bell

Telephone Laboratory wykorzystał pomysł z 1916 r. przy konstrukcji swojej aparatury do otrzymywania kryształów germanu, a później krzemu, o kontrolowanych własnościach półprzewodnikowych. W ten sposób metoda opracowana przez Czochralskiego zawdzięcza swą światową karierę rozwojowi elektroniki. Z prostego wyciągania ze stopu przekształciła się w wyrafinowaną technologię przemysłową. Ciekawe więc, że u podstaw elektroniki półprzewodnikowej znajdują się prace Polaków: L. Sosnowskiego dotyczące złącza p-n i J. Czochralskiego o sposobie otrzymywania monokryształów.



Rys. 1. Schemat układu do pomiaru szybkości krystalizacji metali

Metoda, nazywana dziś powszechnie metodą Czochralskiego, polega na wyciąganiu ze stopu zanurzonego w nim wcześniej zarodka kryształu danej substancji (pierwotnie zanurzano specjalną kapilarę, by wewnątrz niej utworzyć zaszczep drogą samoistnej krystalizacji). Powolne wyciąganie powoduje krystalizację na zarodku kolejnych warstw kryształu. Metoda Czochralskiego, chociaż najstarsza, dzięki swej prostocie pozostała najpopularniejszą z tzw. metod tyglowych. Później opracowane metody (także beztyglowe)



Rys. 2. Jan Czochralski (1885—1953)

otrzymywania kryształów ze stopu (P. W. Bridgman — 1923, S. Kyropoulos — 1926, W. G. Pfann — 1952, P. H. Koch i M. J. Galay — 1953) nie zrobiły tak zawrotnej kariery. Dziś na całym świecie wytwarza się na skalę przemysłową ok. 3000 ton samego tylko germanu, z tego 80% metodą Czochralskiego. Otrzymywane kryształy mogą ważyć kilkanaście kilogramów i mieć kilkadziesiąt centymetrów długości.

Prostota, a więc i przyczyna popularności, metody Czochralskiego zawiera się w czterech podstawowych jej cechach:

- 1) wzrost kryształu następuje w określonym (zadany przez wybór zarodka) kierunku,
- 2) wzrost odbywa się beznapężeniowo (wobec braku kontaktu z tygłem),
- 3) łatwość kontroli jakości i składu chemicznego (domieszek) kryształu już podczas trwania hodowli,
- 4) możliwość ponownego przetopienia kryształu, gdy zaczyna źle rosnąć (co obniża straty materiału i koszty produkcji).

Metoda Czochralskiego okazała się bardzo wygodna także do badań nad wzrostem kryształów, a nie tylko do ich produkcji.

*

Jan Czochralski urodził się w Kcyni (w Wielkopolsce) 23. X. 1885 r. jako ósme dziecko Franciszka i Marty z Suchomskich. Ojciec kontynuował tradycje stolarskie wywodzące się ze Żnina rodziny Czochralskich.

Po ukończeniu keyńskiego seminarium nauczycielskiego zaciękwiony chemią najpierw terminował u aptekarzy w okolicznych miejscowościach, a później w Altglienicke (dzisiejsza dzielnica Berlina). Od wiosny 1906 r. pracował w laboratorium firmy Kunheim & Co., a od lata 1907 r. w laboratoriach różnych fabryk koncernu Allgemeine Elektrizitäts Gesellschaft. Głównym jego zadaniem było wprowadzenie aluminium do elektrotechniki (opanowanie technologii produkcji i obróbki aluminium, opracowanie i badania stopów na bazie aluminium). W 1930 r. zdał eksternistyczne egzaminy na Politechnice w Charlottenburgu i otrzymał dyplom inżyniera chemika. Szybko zdobył popularność jako wybitny metaloznawca i chemik. W 1917 r. Zrzeszenie Niemieckiego Przemysłu Metalowego (Metallurgische Gesellschaft AG, Frankfurt n. Menem) ufundowało młodemu Polakowi laboratorium metaloznawcze we Frankfurcie nad Menem zorganizowane i świetnie wyposażone zgodnie z projektem Czochralskiego. Czochralski należał do grona założycieli Niemieckiego Towarzystwa Metaloznawczego (Deutsche Gesellschaft für Metallkunde), a w końcu 1925 r., na zjeździe we Wrocławiu, został wybrany jego przewodniczącym.

Jan Czochralski utrzymywał kontakty z wieloma uczonymi z Polski i w 1928 r. zdecydował się na powrót do odrodzonego kraju. Zaproszony przez Prezydenta RP, prof. Ignacego Mościckiego, przyjechał do Warszawy i tu zorganizował od podstaw Instytut Metalurgii i Metaloznawstwa przy Politechnice Warszawskiej. Otrzymał najwyższą godność akademicką — doktorat honorowy i został mianowany profesorem Politechniki Warszawskiej. Pracował także w Chemicznym Instytucie Badawczym. Należał do wielu krajowych i zagranicznych towarzystw naukowych (m. in. do Polskiego Towarzystwa Chemicz-

nego) i stowarzyszeń zawodowych (m. in. do Stowarzyszenia Inżynierów Mechaników Polskich). Międzynarodowy Związek Badania Materiałów (z siedzibą w Londynie) i Stowarzyszenie Hutników Polskich nadały mu tytuły członka honorowego. Współorganizował Muzeum Przemysłu i Techniki w Warszawie i był wiceprezesem jego zarządu. Pełnił także funkcje konsultanta wielu wielkich firm metalurgicznych (m. in. Boffors, Škoda, Creusot, Ursus).

Wojna przerwała działalność naukową prof. Czochrańskiego. Kierował tylko, formalnie niezależnym od Politechniki, Zakładem Badań Materiałów. Po wojnie powrócił do rodzinnej Kcyni, by prowadzić tam firmę drogową „Bion”. Zapomniany zmarł 22. IV. 1953 r.

*

Działalność naukowa prof. Czochrańskiego koncentrowała się głównie na opracowywaniu i badaniu stopów metali lekkich (m. in. na bazie aluminium i cynku). Zaowocowało to wieloma patentami, w tym na bezcynowy tzw. stop B do łożysk kolejowych (1924 r.), który stosowany był niemal w całej Europie oraz w USA. Czochrański zajmował się badaniem własności fizycznych stopów i kryształów metali. Opracował m. in. odczynniki do trawienia metali. Szczegółowo przebadał rekrytalizację metali. Wyniki podawał w postaci popularnych później diagramów rekrytalizacji (procent rekrytalizacji w funkcji procentu deformacji w funkcji temperatury). Jako pierwszy wprowadził metody rentgenowskie do badania metali. Opracował też nierentgenowską metodę określania orientacji kryształów metali. Jest autorem pionierskich prac o anizotropii własności mechanicznych kryształów metali. Opracował radiomikroskop metalograficzny. Zajmował się wtrąceniami w metalu i korozją metali. Podstawowe swoje osiągnięcia i prace zawarł w dwóch popularnych na świecie podręcznikach *Metale łożyskowe i ich ocena technologiczna* (wspólnie z G. Welterem, 1920, 1924), *Teoria i praktyka nowoczesnego metaloznawstwa* (1924). Czochrański jest autorem ponad stu publikacji naukowych i popularnonaukowych. Połowę z nich napisał już w Polsce. Jest twórcą lub współautorem kilkudziesięciu patentów. Wszystkiego tego dokonał w ciągu zaledwie 25 lat. Mimo szerokich zainteresowań i dużej liczby ważnych prac i odkryć, nazwisko Jana Czochrańskiego łączy się dziś właściwie tylko z metodą otrzymywania monokryształów. Ale zapewniło to Czochrańskiemu trwałe miejsce w nauce.

Siedemdziesiąta rocznica opracowania metody Czochrańskiego upamiętniona została przez dedykowanie prof. Janowi Czochrańskiemu X Europejskiego Kongresu Krystalograficznego zorganizowanego we Wrocławiu w dniach 5—9 sierpnia 1986 r.

Planowane jest opublikowanie przez autora w *Wiadomościach Chemicznych* (nr 9—10/1987) obszernej biografii prof. Czochrańskiego wraz z pełnym wykazem jego prac, jak również publikacji o nim.

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

*Leonard Tykarski, Piotr Olbrysz
Leszek Widomski, Ludwik Dobrzyński*

Instytut Fizyki
Politechnika Warszawska
Warszawa

Układ sterowania i zbierania danych z mikrokomputerem

Control and Data Acquisition System with Microcomputer

Abstract: A microcomputer system of control and data acquisition in physical experiment is described. The system was designed especially for educational purposes in the university laboratory. A few examples of problems solved with it are presented.

1. Wstęp

Rozwój technologii w ciągu ostatnich kilku lat sprawił, że ceny mikrokomputerów stały się porównywalne z cenami tanich przyrządów pomiarowych stosowanych w laboratoriach fizycznych. To z kolei umożliwiło wprowadzenie mikrokomputera do wyposażenia typowego laboratorium fizycznego i zastosowanie go do celów naukowych i dydaktycznych.

Przedstawiony poniżej układ opracowany został dla potrzeb Pracowni Metod Rezonansowych Instytutu Fizyki Politechniki Warszawskiej oraz dla prowadzonego przez Pracownię Laboratorium Metod Pomiarowych Fizyki na Wydziale Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej Politechniki Warszawskiej.

2. Struktura układu

Opracowując układ przyjęto następujące założenia:

- 1) Układ powinien być tani, gdyż fundusze przeznaczone na cele dydaktyczne są ograniczone.
- 2) Układ powinien być zbudowany z elementów łatwo osiągalnych i w miarę niezawodnych.
- 3) Układ powinien umożliwiać łatwą zmianę funkcji, tzn. przeprogramowanie w celu zastosowania go w innej konfiguracji.

W wyniku realizacji takich założeń powstał układ złożony z trzech części: mikrokomputera, układu pośredniczącego (*interface*), bloku wykonawczego.

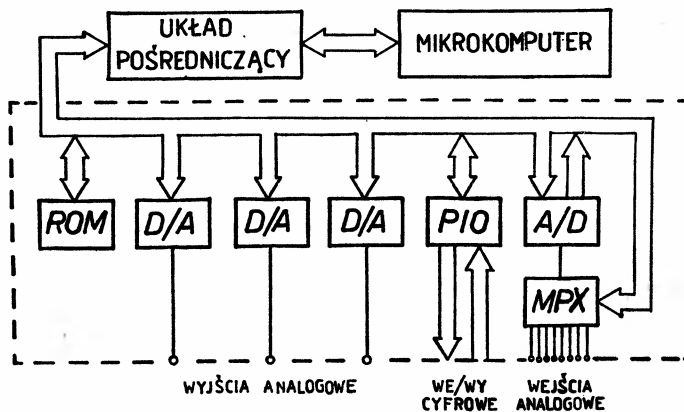
Jako komputer wykorzystano ZX Spectrum 48 kB ze względu na jego bogate oprogramowanie użytkowe, w tym szczególnie przydatne przy pisaniu programów sterujących eksperymentem języki ASSEMBLER, FORTH i C, oraz ze względu na jego popularność w Polsce.

Do połączenia komputera z blokiem wykonawczym niezbędny jest układ pośredniczący. Spełnia on następujące zadania:

— zapewnia komunikację między komputerem a blokiem wykonawczym w obu kierunkach, tzn. umożliwia przesyłanie danych z komputera do odpowiednich elementów bloku wykonawczego i odwrotnie;

— zapewnia poprawną współpracę bloku wykonawczego z pełnym systemem operacyjnym użytego komputera, szybką pamięcią masową, łączem szeregowym RS-232, systemem sieci lokalnej.

Blok wykonawczy zawiera pakiety elektroniczne bezpośrednio współpracujące z układami pomiarowymi oraz może zawierać dodatkowe moduły pamięci stałej typu ROM lub EPROM z typowymi programami użytkowymi. W przedstawionym tu systemie układami współpracującymi z zewnętrznymi przyrządami są: trzy przetworniki cyfrowo-analogowe (D/A), 8-kanałowy multiplekser analogowy (MPX), przetwornik analogowo-cyfrowy (A/D) i układ równoległych wejść i wyjść cyfrowych (PIO). Do mikrokomputera można więc doprowadzić do ośmiu sygnałów analogowych i jeden ośmiobitowy sygnał cyfrowy, zaś układ sterowania wysyła trzy sygnały analogowe i jeden cyfrowy. Taką konfigurację układu przedstawiono na rys. 1.



Rys. 1. Schemat bloku wykonawczego układu sterowania i obróbki danych.

3. Zastosowania

Układ sterowania i obróbki danych wykorzystano w Laboratorium Metod Pomiarowych Fizyki dla studentów szóstego semestru studiów na Wydziale Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej Politechniki Warszawskiej. W laboratorium tym studenci uczą

się pracować ze zautomatyzowanymi systemami pomiarowymi, obsługiwać te systemy i projektować przebieg eksperymentów fizycznych.

W serii sześciu ćwiczeń układ sterowania zastosowano w sześciu różnych eksperymentach fizycznych i w różnych rodzajach pracy, a mianowicie:

- do zbierania (akwizycji) danych,
- do sterowania i akwizycji,
- do sterowania w czasie rzeczywistym na podstawie wyników pomiarów.

Taka kolejność zagadnień zapewniła stopniowanie trudności i złożoności zadań i stworzyła potrzebę coraz głębszego rozumienia zachowania się układu pomiarowego: od ograniczonej znajomości któregośkolwiek z języków wyższego rzędu (BASIC, PASCAL) w pierwszych ćwiczeniach, do analizy dynamiki systemu pomiarowego jako całości — w ostatnich.

Poniżej przedstawiono trzy przykłady zastosowania układu sterowania i opracowania danych, ilustrujące jego działanie kolejno w trzech rodzajach pracy.

3.1. Analiza widma szumów elektrycznych

W ćwiczeniu wykonano serię 15 000 pomiarów chwilowej wartości sygnału stochastycznego, zapamiętano wyniki, a następnie wyznaczono rozkład przejść przez zero oraz obliczono i wykreślono najlepiej dopasowany do wyników rozkład Gaussa. Ostatnim etapem analizy było przeprowadzenie testu chi-kwadrat.

Ze względu na niezbędną szybkość pomiarów program akwizycji danych został napisany w języku ASSEMBLER przez pracowników IF PW (wykonanie 15 000 pomiarów trwało ok. 3 s), zaś program analizujący wyniki pisali studenci.

Aby zilustrować działanie obu programów, na rys. 2 podano przykład uzyskanych wyników¹.

3.2. Badanie rozszczepienia spinowych poziomów energetycznych elektronu w funkcji indukcji magnetycznej

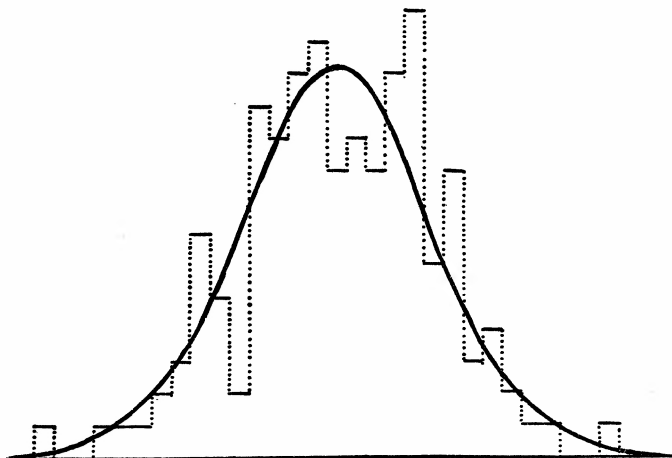
Celem tego ćwiczenia było zbadanie liniowości rozszczepienia poziomów w funkcji indukcji pola magnetycznego (efekt Zeemana). W eksperymencie tym układ sterował wartością indukcji magnetycznej B i częstotścią pracy f spektrometru elektronowego rezonansu paramagnetycznego (EPR), zbierał zaś sygnały pochodnej krzywej absorpcji w funkcji indukcji magnetycznej. Schemat układu pomiarowego przedstawiono na rys. 3.

Pomiar polegał na rejestracji pochodnej widm absorpcji w funkcji indukcji magnetycznej dla 15 różnych częstotści pracy spektrometru. Częstotści te zawierały się w przedziale od 7 do 25 MHz, zaś zakres zmian indukcji magnetycznej wynosił od -1 mT do $+1$ mT. Po zarejestrowaniu 15 widm EPR program analizował odstęp między liniami rezonansowymi i sprawdzał, czy wyniki leżą na prostej.

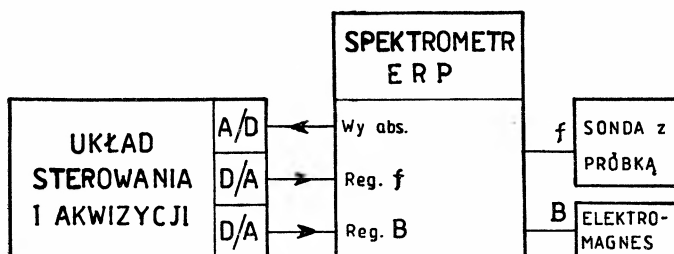
Na rys. 4 przedstawiono przykład zarejestrowanych widm elektronowego rezonansu paramagnetycznego, zaś na rys. 5 wynik analizy liniowości rozszczepienia poziomów².

¹ Same programy autorzy mogą udostępnić osobom zainteresowanym na ich życzenie.

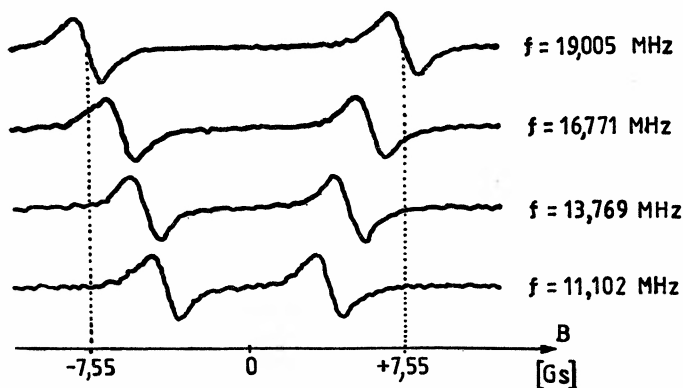
² Patrz przypis 1.



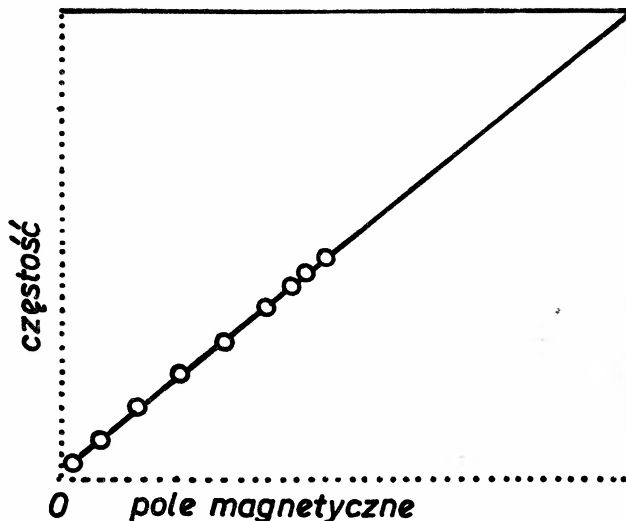
Rys. 2. Czasowy rozkład przejść przez zero sygnału przypadkowego (szumy elektryczne) i wyniki obliczeń: średniego czasu między kolejnymi przejściami przez zero ($s = 522,44927$), czterech momentów centralnych rozkładu ($m_1 = 54,133333$, $m_2 = 24,502222$, $m_3 = -20,709926$, $m_4 = 1806,2314$), testu chi-kwadrat ($\chi = 25,817892$).



Rys. 3. Układ do pomiaru rozszczepienia zeemanowskiego.



Rys. 4. Przykłady zarejestrowanych widm elektronowego rezonansu paramagnetycznego.

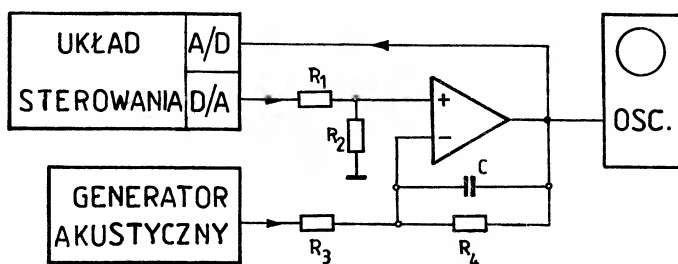


Rys. 5. Wyniki analizy liniowości rozszczepienia zeemanowskiego.

3.3. Stabilizacja napięcia na wyjściu wzmacniacza operacyjnego

Eksperyment miał na celu zapoznanie studentów z pracą układu w zamkniętej pętli sprzężenia zwrotnego, tzn. ze sterowaniem obiektu przez system w czasie rzeczywistym na podstawie wyników pomiarów.

Obiektem eksperymentu był wzmacniacz operacyjny z generatorem dołączonym do jednego z wejść. Sygnał z tego generatora wywoływał zmiany na wyjściu wzmacniacza i dla układu stabilizującego napięcie stanowił zaburzenie. Układ sterowania analizował sygnał wyjściowy wzmacniacza i sterował napięciem na drugim wejściu (rys. 6).



Rys. 6. Układ do sterowania eksperymentem w czasie rzeczywistym.

Wynikiem działania układu sterowania powinno więc być uniezależnienie stałego napięcia wyjściowego wzmacniacza od napięcia zaburzeń wytworzonego przez generator akustyczny. Efekt stabilizacji obserwuje się do pewnej granicznej częstości sygnału zaburzającego. Częstość ta jest tym większa, im szybciej działa układ sterowania.

Wyniki uzyskane przez studentów były następujące. Program napisany w języku ASSEMBLER zapewniał stabilizację napięcia wyjściowego do 50 Hz. Program o tym samym

algorytmie, napisany w języku BASIC, zapewniał stabilizację napięcia wyjściowego dla sygnałów o częstościach nie przekraczających 0,5 Hz ³. Ćwiczenie wymagało od studentów przeanalizowania trzech zagadnień: metody opracowania algorytmów działania, wpływu algorytmu na pracę układu i wpływu języka programowania na pracę układu pomiarowego.

4. Wnioski

W ciągu roku pracy (w tym jeden semestr w Laboratorium Metod Pomiarowych Fizyki) opisany powyżej układ okazał się bardzo użyteczny. W pracy dydaktycznej szczególnie cenną zaletą była łatwość pisania programów sterujących w językach wyższego rzędu z dobrze rozwiązaną grafiką. Skłaniało to studentów do twórczej rywalizacji przy opracowywaniu kolejnych zadań i do przygotowania coraz bardziej efektywnych programów. W ciągu semestru każdy zespół zrealizował trzy eksperymenty, do których opracował 4 do 5 programów. Programy pisano w językach BASIC, PASCAL, FORTH i ASSEMBLER. Przed napisaniem programów studenci musieli zapoznać się z obiektami badań. Były nimi: elektronowy rezonans paramagnetyczny, szumy elektryczne, cyfrowe układy scalone (liczniki, pamięci), liniowe układy wzmacniające, elementy półprzewodnikowe.

Przeprowadzone badania wymagały tak wielkiej liczby pomiarów lub takiej szybkości operacji, że wykonanie ich w rozsądnym czasie było niemożliwe bez użycia zautomatyzowanego systemu pomiarowego.

Zbudowany samodzielnie i przedstawiony tu system pozwala w pełni zrealizować założony cel: nauczyć studentów posługiwania się współczesną techniką pomiaru wielkości fizycznych.

³ Patrz przypis 1.

NOWE URZĄDZENIA I TECHNIKI EKSPERYMENTALNE

Jerzy Bartke

Institut Fizyki Jądrowej
Kraków

Technika przyspieszania ciężkich jonów do energii relatywistycznych

Acceleration of Heavy Ions to Relativistic Energies

Abstract: An overview of techniques used to accelerate heavy ions to energies exceeding 1 GeV/nucleon is given. Both operating and planned accelerating systems are discussed.

1. Wstęp

W r. 1970, po kilkuletnich przygotowaniach, w synchrofazotronie Laboratorium Wysokich Energii Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej przyspieszono deuterony do energii ok. 5 GeV/nukleon. Wkrótce potem przyspieszono także deuterony w synchrotronach w Princeton (USA), Saclay (Francja) i Berkeley (USA) do niższych, ale również „relatywistycznych” energii 1—2 GeV/nukleon. Przyspieszenie deuteronów otworzyło drogę do przyspieszania cięższych jonów, problem sprowadza się tu bowiem do zastosowania odpowiednio wydajnego źródła jonów. Jony o tym samym co deuterony stosunku ładunku do masy $q/A = 0.5$, a więc całkowicie pozbawione elektronów jądra lekkich pierwiastków (aż do ${}^{40}_{20}\text{Ca}$) mogą być przyspieszane dokładnie w ten sam sposób co deuterony, uzyskując tę samą energię na nukleon. I rzeczywiście, już w r. 1971 w Berkeley uzyskano jony azotu ${}^{14}_7\text{N}(7+)$ o energii 2.1 GeV/nukleon. Przyspieszanie jonów nie w pełni zjonizowanych lub też jonów cięższych pierwiastków, dla których nawet przy zupełnej jonizacji stosunek $q/A < 0.5$, wymaga odpowiedniego przeprogramowania procesu przyspieszania. Akceleratory adaptowane do przyspieszania jonów, ale nie projektowane specjalnie dla tego celu, posiadają na ogół niewielki zakres modulacji częstotliwości napięcia zmiennego zasilającego wnętrza przyspieszające, co stwarza pewne ograniczenia przy przyspieszaniu jonów. I tak np. w Europejskim Ośrodku Badań Jądrowych CERN w Genewie możliwe jest przyspieszanie jonów o stosunku $q/A \gtrsim 0.35$, można zatem przyspieszać np. jony ${}^{16}_8\text{O}(6+)$, natomiast dla jonów ${}^{16}_8\text{O}(5+)$ wartość stosunku q/A jest już zbyt niska.

Przyspieszenie jonów różnych pierwiastków do energii powyżej 1 GeV/nukleon stworzyło możliwość rozwoju nowej gałęzi fizyki — tzw. relatywistycznej fizyki jądrowej. Jej przedmiotem jest badanie oddziaływań jądrowych przy wysokich energiach: procesów

fragmentacji i produkcji cząstek wtórnych w zderzeniach jądro-jądro, ewentualnych przejawów tzw. efektów kolektywnych, a ostatnio również pasjonujący problem istnienia nowej fazy materii jądrowej — tzw. plazmy kwarkowo-gluonowej. Temu ostatniemu zagadnieniu poświęciliśmy niedawno odrębny artykuł w *Postęпах Fizyki* [1].

2. Źródła jonów

Otrzymanie wiązki jonów o możliwie wysokim stopniu jonizacji jest bardzo istotne z dwóch powodów: ze względu na sam przebieg procesu przyspieszania i uzyskanie wyższej energii jonów, a także ze względu na zmniejszone prawdopodobieństwo rekombinacji jonu, a zatem i mniejsze straty w procesie przyspieszania. Jon, który zmieni swój ładunek wskutek zderzenia z atomem resztek gazu „wypadnie” z cyklu przyspieszania i zostanie utracony. Przekrój czynny na oddziaływanie niecałkowicie zjonizowanego jonu z atomem gazu jest rzędu megabarnów wobec kilku barnów dla zderzeń dwóch jąder całkowicie pozbawionych elektronów [2]. Przyspieszanie niecałkowicie zjonizowanych jonów wymaga więc bardzo wysokiej próżni w komorze akceleratora celem zmniejszenia strat wiązki, stwarzając dodatkowe trudności techniczne.

Klasyczne źródło cyklotronowe — dwuplazmotron, w którym ekstrakcja jonów odbywa się z plazmy dyfundującej poza obszar wyładowania łukowego, dostarcza jonów o stosunkowo niewysokim stopniu jonizacji, jest zatem stosowane tylko do otrzymywania najlżejszych jonów (np. w Dubnej używane jest jako źródło jonów wodoru, deuteru i helu). Wielokrotnie zjonizowane jony można uzyskać ze źródeł, w których do jonizacji gazu wykorzystuje się elektrony. Źródło z oscylacją elektronów (typu Penninga) było już od dawna stosowane w cyklotronach przyspieszających jony cięższe od wodoru. W Laboratorium Wysokich Energii ZIBJ w Dubnej skonstruowano źródło KRION z jonizacją gazu wiązką elektronów formowaną za pomocą nadprzewodzącego solenoidu [3]. Źródło to pracuje impulsowo: po trwającym kilkaset ms procesie jonizacji otrzymuje się impuls jonów o natężeniu ok. 100 μA i czasie trwania 40 μs . Ze źródła KRION otrzymano m. in. jony Xe (52+); źródło tego typu zamierza się zastosować do otrzymywania jeszcze cięższych jonów (aż do U (82+)) w budowanym obecnie akceleratorze NUKLOTRON [4]. Francuski odpowiednik tego źródła zainstalowany jest przy synchrotronie SATURNE w Saclay i nosi nazwę CRYEBIS [5]. Nowa, udoskonalona wersja tego źródła o nazwie DIONE powinna dostarczać 10^{11} jednostek ładunku w impulsie [6].

W ostatnich latach rozpowszechniają się nowe, o wysokiej wydajności źródła typu ECR (*Electron Cyclotron Resonance*). Do jonizacji gazu używa się w nich impulsów promieniowania wysokiej częstości (rzędu 10 GHz). Powstająca plazma jest utrzymywana przez pole magnetyczne o odpowiedniej konfiguracji i dodatkowo jonizowana przez uwolnione elektrony rezonujące w tym polu. Źródło MINIMAFIOS typu ECR skonstruowane w Grenoble i zastosowane w CERN-ie dostarcza ponad 100 μA jonów ^{16}O (6+), a jego nowa wersja powinna dać wiązkę jonów ^{32}S (12+) o podobnym natężeniu [7].

Na uwagę zasługuje też źródło laserowe, chociaż początkowe próby jego zastosowania nie były obiecujące. W LWE ZIBJ w Dubnej użycie lasera CO_2 o energii w impulsie 10 J [8] doprowadziło do ok. stukrotnego zwiększenia natężenia wiązki jonów węgla i pozwo-

liło rozszerzyć zakres przyspieszanych jonów do magnezu $^{24}_{12}\text{Mg}$ (12+) i krzemu $^{28}_{14}\text{Si}$ (14+). Źródło tego typu wymaga użycia w charakterze tarczy (na którą pada wiązka laserowa) substancji stałych, co wyklucza jego wykorzystanie do jonizacji gazów szlachetnych.

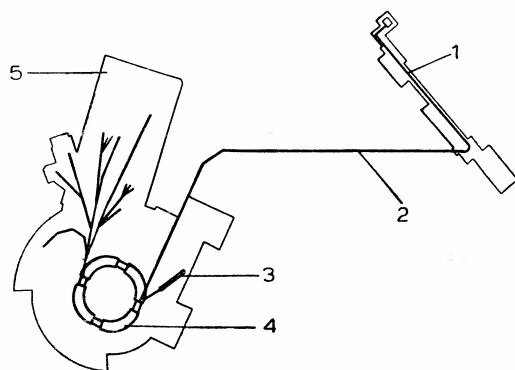
W Brookhaven (USA), gdzie do przyspieszenia wstępnego wykorzystywany jest generator Van de Graaffa typu tandem, używa się źródła wytwarzającego jony ujemne, naładowane pojedynczo, które następnie w procesie przyspieszania poddaje się przeładowaniu przepuszczając je przez folię metalową. Z takiego źródła praktycznie nie można otrzymywać jonów metali alkalicznych i gazów szlachetnych, które nie przyłączają elektronów.

Przeładowanie w folii (*stripping*) stanowi standardową metodę podwyższania ładunku jonów. Wydajność tego procesu wzrasta ze wzrostem energii jonu. Najtrudniejsze do usunięcia są silnie związane elektrony powłok wewnętrznych, a zwłaszcza elektrony powłoki K. Usunięcie wszystkich 79 elektronów złota wymaga energii jonu ok. 500 MeV/nukleon, a wszystkich 92 elektronów uranu — aż 950 MeV/nukleon [2]. W związku z tym dla jonów ciężkich pierwiastków istnieje konieczność przyspieszenia ich do energii 500—1000 MeV/nukleon w stanie niepełnej jonizacji, co nakłada bardzo wysokie wymagania odnośnie do próżni na tym etapie przyspieszania (10^{-10} - 10^{-11} Torr).

Dla kompletności informacji o źródłach jonów wspomnijmy, że skonstruowano źródła spolaryzowanych deuteronów: źródło zbudowane w Dubnej nosi nazwę POLARIS i dostarcza deuteronów o stopniu polaryzacji ok. 40% [9], źródło zbudowane w Saclay nosi nazwę HYPERION [5].

3. Przyspieszanie do energii kilku GeV na nukleon

Przyspieszanie ciężkich jonów do energii kilku GeV na nukleon prowadzone jest zasadniczo w trzech ośrodkach: Laboratorium im. Lawrence'a (LBL) w Berkeley, Laboratorium Wysokich Energii (LWE) ZIBJ w Dubnej i Ośrodku Energii Jądrowej (CEN) w Saclay.



Rys. 1. Zespół akceleracyjny BEVALAC w Berkeley (USA): 1 — akcelerator liniowy SUPERHILAC, 2 — jonowód, 3 — „miejscowy” akcelerator liniowy używany dla najbliższych jonów, 4 — BEVATRON, 5 — hala doświadczalna.

Laboratorium w Berkeley (USA) dysponuje zespołem akceleratorów BEVALAC, składającym się z liniowego akceleratora ciężkich jonów SUPERHILAC i synchrotronu ze słabym ogniskowaniem BEVATRON sprzężonych jonowodem o długości 250 m, z różnicą poziomów 50 m (rys. 1). Źródłem jonów o masie $A \leq 40$ może być też „lokalny” injektor (dawny akcelerator wstępny BEVATRON-u). W komorze próżniowej synchrotronu zbudowano ekran termiczny: dodatkowe ścianki wewnętrzne chłodzone ciekłym helem, co dało polepszenie próżni od 10^{-7} Torr do ok. 10^{-10} Torr i umożliwiło przyspieszenie jonów uranu. Historia rozwoju zespołu akceleracyjnego BEVALAC była następująca:

1971 — przyspieszenie jonów azotu

1974 — przyłączenie SUPERHILAC-a — przyspieszenie jonów żelaza

1982 — polepszenie próżni — przyspieszenie jonów uranu.

Tablica 1 podaje wykaz jonów przyspieszanych w BEVALAC-u oraz ich natężenia wyrażone jako liczba cząstek w impulsie w wyprowadzonej wiązce. Ładunek jonu jest tylko w przypadku niezupełnej jonizacji. Energia jonów wynosi 2.1 GeV/nukleon dla jonów z $q/A = 0.5$ i spada do ok. 1 GeV/nukleon dla uranu, częstość powtarzania impulsów wynosi 10—15/min, zależnie od energii wiązki [10].

Tablica 1. Wiązki jonowe w BEVALAC-u i ich natężenia [10]

Rodzaj jonu	L. jonów w impulsie	Rodzaj jonu	L. jonów w impulsie
p	2×10^9	^{55}Mn	1×10^6
d	1×10^9	$^{56}\text{Fe} (24^+)$	2×10^8
^4He	3×10^9	^{84}Kr	1×10^7
^{12}C	5×10^9	^{93}Nb	2×10^6
^{16}O	6×10^9	^{128}Xe	3×10^6
^{20}Ne	1×10^{10}	$^{139}\text{La} (57^+)$	7×10^5
^{27}Al	5×10^8	$^{139}\text{La} (32^+)$	8×10^7
^{28}Si	6×10^9	$^{197}\text{Au} (62^+)$	1×10^5
^{40}Ar	1×10^9	$^{197}\text{Au} (37^+)$	1×10^7
^{40}Ca	4×10^7	$^{238}\text{U} (68^+)$	1×10^6
^{48}Ca	1×10^7	$^{238}\text{U} (40^+)$	1×10^7

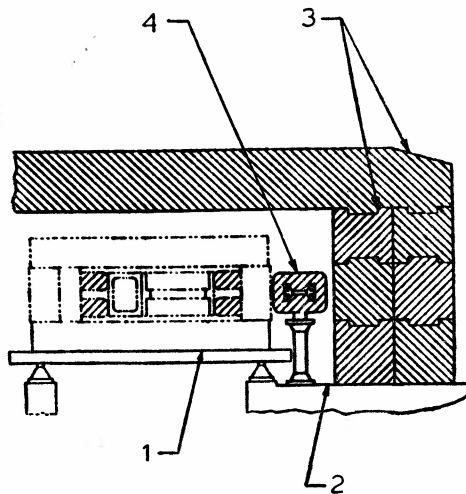
W roku 1986 przedstawiono projekt modernizacji BEVALAC-a poprzez zamianę magnezu BEVATRON-u na nowoczesny układ magnesów silnie ogniskujących o małej aperturze [11]. Wraz z innymi ulepszeniami pozwoli to na zwiększenie natężenia wiązek o kilka rzędów wielkości i na znaczne oszczędności w zużyciu energii. Projekt zakłada zastosowanie magnesów o rozdzielonych funkcjach: wzdłuż orbity o długości 136 m rozmieszczonych ma być 12 grup zawierających po trzy magnesy odchylające (dipolowe) i dwa ogniskujące (kwadropolowe). Tablica 2 podaje parametry tych magnesów. Nowe magnesy mają być ustawione wokół obecnego magnezu BEVATRON-u, wewnątrz istniejącej osłony radiacyjnej (rys. 2). Oczekiwane charakterystyki wiązek jonów w porównaniu z obecnymi zestawione są w tabl. 3. Widać, że chociaż natężenia wiązek z ulepszonego

BEVALAC-a powinny być 100—1000 razy większe niż obecnie, to ich energia nie tylko nie będzie większa, ale nawet nieco zmaleje (o ok. 10%). LBL przedstawiło w ostatnim dziesięcioleciu dwa kolejne bardziej ambitne projekty (VENUS i MINICOLLIDER), które jednak nie zostały zatwierdzone ze względu na ograniczenia budżetowe. Dlatego też obecny projekt jest raczej skromny, jego koszt ma wynieść zaledwie 32.5 mln dol., a czas budowy ok. 3 lata.

Laboratorium Wysokich Energii ZIBJ w Dubnej dysponuje synchrofazotronem (rys. 3). Jest to synchrotron ze słabym ogniskowaniem, konstrukcyjnie podobny do BEVATRON-u i również projektowany do przyspieszania protonów. Iniektorem jest akcelerator liniowy LU-20 zdolny nadać jonom z $q/A = 0.5$ energię 5 MeV/nukleon (protony uzyskują w nim

Tablica 2 Parametry nowych magnesów dla BEVALAC-a [11]

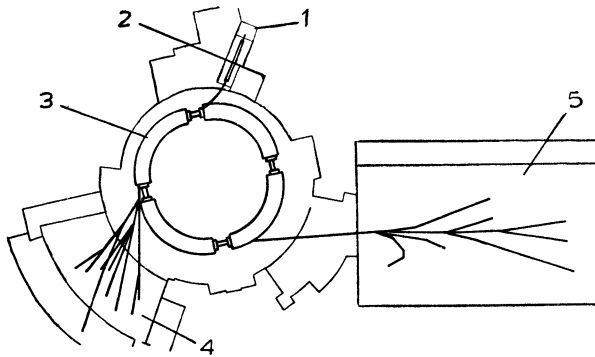
Typ magnesu	Dipolowy	Kwadrupolowy
Maksymalne pole [T] lub gradient pola [T/m]	1.9	6.7
Wymiary zewnętrzne [m]	1.36×1.01	1.35×1.35
Apertura [m]	0.38×0.09	$\varnothing 0.15$
Długość [m]	1.77 i 1.43	0.70
Liczba magnesów	36	24



Rys. 2. Przekrój poprzeczny pierścienia magnetycznego istniejącego BEVALAC-a i jego ulepszonego wariantu [11]: 1 — obecny magnes, 2 — istniejąca podłoga, 3 — istniejąca osłona radiacyjna, 4 — nowy magnes.

Tablica 3. Energia kinetyczna E [MeV/nukleon] i natężenie I [jonów/impuls] wiązek jonowych w BEVA-LAC-u [11]

Rodzaj jonu	Obecnie (1987)		Projekt 1990	
	E	I	E	I
Ne (10+)	2091	1.0×10^9	1923	1.0×10^{11}
U (40+)	412	2.5×10^6	369	3.0×10^9
U (68+)	959	2.5×10^5	870	4.0×10^8



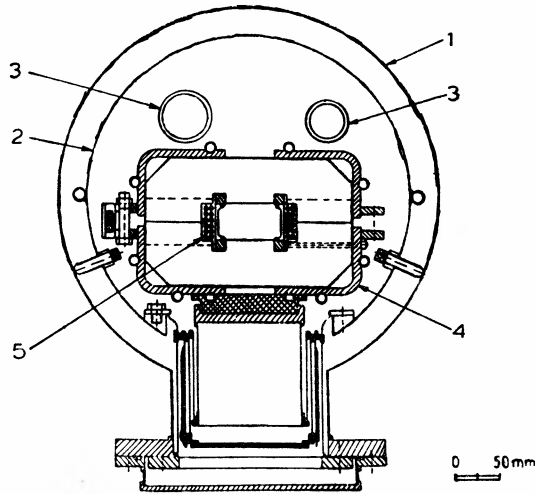
Rys. 3. Zespół akceleracyjny SYNCHROFAZOTRON-u w Dubnej (ZSRR): 1 — pomieszczenie źródeł jonów, 2 — akcelerator liniowy LU-20, 3 — SYNCHROFAZOTRON, 4 — dawna hala doświadczalna, 5 — nowa hala doświadczalna.

energię 20 MeV). Przyspieszanie jonów zrealizowano w ten sposób, że odbywa się ono początkowo na pierwszej harmonicznej napięcia przyspieszającego, a po osiągnięciu przez jony odpowiednio dużej prędkości następuje przejście do przyspieszania na częstotliwości podstawowej generatora (procedura ta została dokładnie opisana w artykule [12]). Zespół synchrofazotronu pozwala obecnie na przyspieszanie całkowicie zjonizowanych jonów aż do magnezu i krzemu (por. tabl. 4). Godnym uwagi pomysłem było przyspieszenie $^{22}_{10}\text{Ne}$ (10+). Dla tego jonu stosunek ładunku do masy $q/A < 0.5$, co zapewnia otrzymanie czystej wiązki, bez domieszek pochodzących z fragmentacji na resztkach gazu lżejszych jonów, dla których z reguły $q/A = 0.5$ (przy przyspieszaniu $^{20}_{10}\text{Ne}$ (10+) domieszki lżejszych jąder wynosiły ponad 90%). Maksymalna energia kinetyczna uzyskiwana w synchrofazotronie dla jonów z $q/A = 0.5$ wynosi 4.2 GeV/nukleon. Celem przechodzenia do coraz cięższych pierwiastków należało, podobnie jak w LBL, polepszyć próżnię w komorze akceleratora. W tym celu umieszczono wewnątrz komory próżniowej synchrotronu ekrany termiczne w postaci 52 płyt (po 13 w każdym kwadrancie pierścieniowego magnesu) chłodzonych ciekłym azotem i helem [13]. Ulepszona próżnia ($3 \cdot 10^{-7}$ Torr) powinna umożliwić przyspieszanie jonów argonu ($Z = 18$).

Obecnie w Dubnej realizowany jest projekt przebudowy synchrofazotronu na wariant z nadprzewodzącymi magnesami — NUKLOTROTON [4]. Projekt przewiduje budowę nowego układu magnetycznego w istniejącym tunelu kablowym biegnącym wokół ławy

Tablica 4. Wiązki jonowe synchrofazotronu

Rodzaj jonu	Energia kinet. [GeV/nukleon]	L. jonów w impulsie	Źródło jonów
P	9.0	4×10^{12}	duoplazmotron
d	4.1	1.5×10^{12}	duoplazmotron
d ↑	4.1	5×10^8	POLARIS
^3He	5.7	2×10^{10}	duoplazmotron
^4He	4.1	5×10^{10}	duoplazmotron
^6Li	4.1	1.5×10^8	laserowe
^7Li	3.4	4×10^9	laserowe
^{12}C	4.1	10^9	laserowe
^{16}O	4.1	5×10^7	laserowe
^{19}F	3.9	1.5×10^7	laserowe
^{22}Ne	3.7	10^4	KRION
^{24}Mg	4.1	3×10^7	laserowe
^{28}Si	4.1	3×10^4	laserowe



Rys. 4. Przekrój magnesu dipolowego dla NUKLOTRON-u [4]: 1 — osłona próżniowa, 2 — ekran azotowy, 3 — przewody dla helu, 4 — jarzmo magnesu, 5 — uzwojenia nadprzewodzące.

fundamentowej synchrofazotronu, poniżej jego osłony radiacyjnej. Na obwodzie 250 m ustawione będą magnesy dipolowe i kwadrupolowe (struktura magnetyczna o rozdzielonych funkcjach). Będą to magnesy z jarzmem żelaznym i uzwojeniami nadprzewodzącymi wykonanymi według opracowanej w LWE oryginalnej technologii (kabel rurkowy: włókna nadprzewodzące nawinięte spiralnie na rurkę miedziowo-niklową o średnicy 5 mm, którą płynie ciekły hel). Przekrój magnesu dipolowego umieszczonego w kriostacie pokazany jest na rys. 4. Parametry obu rodzajów magnesów zestawione są w tablicy 5. Przewiduje się także budowę nowego liniowego akceleratora wstępnego (injektora), który będzie przyspieszał jony do energii 12 MeV/nukleon. Nowy zespół akceleratorów powinien umożli-

liwić przyspieszanie wszelkich jonów (aż do uranu), zapewnić znacznie wyższe natężenia wiązek, a także wyższą energię: do 6 GeV/nukleon. Jego zasadnicze charakterystyki zestawione są w tabl. 6.

Tablica 5. Parametry magnesów dla NUKLOTRON-u [4]

Typ magnesu	Dipolowy	Kwadrupolowy
Maksymalne pole [T] lub gradient pola [T/m]	2.1	37
Wymiary zewnętrzne [m]	0.30×0.20	0.27×0.20
Apertura [m]	0.130×0.056	0.112×0.056
Długość [m]	1.5	0.4
Liczba magnesów	96	64

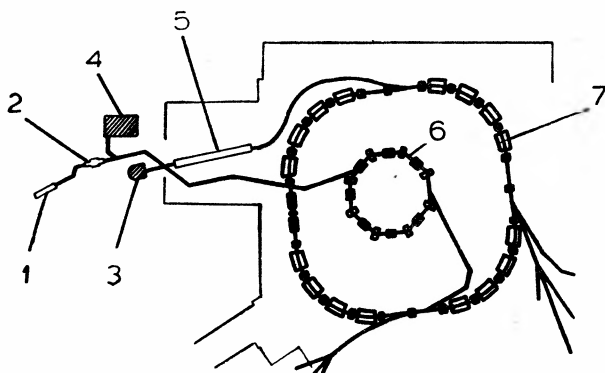
Tablica 6. Porównanie charakterystyk synchrofazotronu i NUKLOTRON-u (projekt [4])

	Synchrofazotron	NUKLOTRON
Maksymalna energia [GeV/nukleon]	4.2	6.0
Częstość cyklu [s^{-1}]	0.1	0.5—1.0
Maks. czas ekstrakcji wiązki [s]	0.5	9
Natężenie wiązki [cząstek/cykl]		
d	10^{12}	3×10^{12}
C (6+)	10^9	10^{11}
Mg (12+)	3×10^7	10^{11}
U (92+)	—	10^9
Masa [ton]	36 000	80
Moc zużywana [MW]	7.5	1.4

Oprócz modelowania poszczególnych elementów struktury magnetycznej NUKLOTRON-u, w Dubnej zbudowano i w październiku 1986 r. uruchomiono modelowy synchrotron „nadprzewodzący” o nazwie SPIN obliczony na energię 1.5 GeV dla protonów [14]. Posłuży on do sprawdzenia różnych rozwiązań technologicznych oraz poznania problemów związanych ze sterowaniem i eksploatacją akceleratorów tego rodzaju.

Synchrotron SATURNE w Ośrodku Energii Jądrowej CEN Saclay (Francja), zaprojektowany do przyspieszania protonów do energii 2.7 GeV, został w r. 1978 przebudowany celem przystosowania go do przyspieszania innych jąder. Dostarcza on obecnie wiązek d, ^3He , ^4He , ^{12}C , ^{14}N i ^{20}Ne o energii 1.1-1.2 GeV/nukleon. Natężenia wiązek wynoszą od 5×10^{11} w impulsie dla deuteronów do $10^8/Z$ jąder w impulsie dla C, N i Ne. Ostatnio instalowano tam synchrotron przyspieszania wstępnego o nazwie MIMAS, umieszczony wewnątrz głównego pierścienia synchrotronu (rys. 5). Ten niewielki synchrotron o promieniu 5.85 m będzie przyspieszać jony do energii od kilku do kilkunastu MeV/nukleon (w zależności od wartości stosunku q/A) i kierować je do głównego synchrotronu celem dalszego przyspieszania. Jony pochodzące z kilku impulsów MIMAS-a mogą być wstępnie zmagazynowane i następnie przyspieszane łącznie. W roku bieżącym (1987) przewiduje

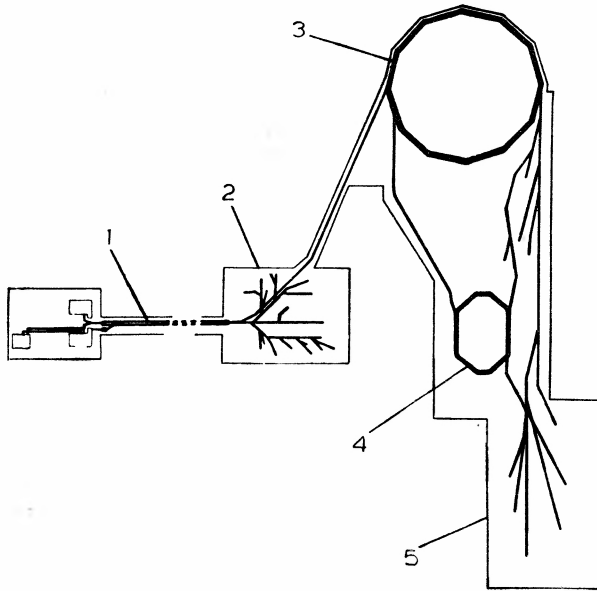
się połączenie obu maszyn. Dołączenie synchrotronu wstępnego przyspieszania powinno zapewnić wzrost natężenia wiązek o czynnik ok. 20 i pozwolić na przyspieszanie jonów cięższych pierwiastków (Kr, Xe), aczkolwiek energia takich jonów będzie już nieco niższa od 1 GeV/nukleon [6].



Rys. 5. Zespół akceleracyjny SATURNE w Saclay (Francja) [6]: 1 — źródło jonów CRYEBIS (w przyszłości DIONE), 2 — akcelerator przedwstępny RFQ, 3 — źródło AMALTHEE używane dla najbliższych jonów, 4 — źródło jonów spolaryzowanych HIPERION, 5 — wstępny akcelerator liniowy, 6 — synchrotron MIMAS, 7 — synchrotron SATURNE.

W Laboratorium Ciężkich Jonów GSI w Darmstadzie (RFN) przystąpiono do budowy nowoczesnego synchrotronu o nazwie SIS-18. Istniejący tam 120-metrowy liniowy akcelerator jonów UNILAC, w którym przyspiesza się jony wszystkich pierwiastków aż do uranu do energii przekraczających jądrową barierę kulombowską, ma być wykorzystany jako akcelerator wstępny dla tego synchrotronu. Zespół UNILAC+SIS będzie przyspieszać wszelkie jony do energii 2 GeV/nukleon dla Ne (10+), zaś 1 GeV/nukleon dla U (78+). Planuje się uzyskanie wiązek o natężeniu 10^{11} - 10^{12} cząstek/s przy częstotliwości powtarzania impulsów 1—3 Hz. Charakterystyki wiązek będą więc podobne do planowanych dla unowocześnionego BEVALAC-a. Synchrotron SIS-18 ma być uzupełniony pierścieniem akumulacyjnym ESR umożliwiającym „magazynowanie” wiązek wtórnych, w szczególności także wiązek krótkożyciowych jąder dalekich od ścieżki stabilności, co otwiera zupełnie nowe możliwości badania własności takich jąder. Schemat całego zespołu akceleracyjnego GSI przedstawiony jest na rys. 6 [15]. Obwód synchrotronu będzie wynosić 216 m, rozmiary pierścienia akumulacyjnego będą dwukrotnie mniejsze. W pierścieniu akumulacyjnym przewiduje się „chłodzenie” wiązki jonowej przy pomocy wiązki elektronów oraz tzw. chłodzenie stochastyczne [16]. Koszt całego kompleksu ma wynieść ok. 300 mln DM. Budowa powinna być zakończona w r. 1989.

Nieco mniejszy synchrotron dla protonów i jonów o nazwie COSY jest projektowany w Ośrodku Badań Jądrowych KFA w Jülich (RFN) [17]. Funkcję injektora lekkich jonów (do ^{20}Ne) pełnić ma istniejący cyklotron izochroniczny JULIC ze źródłem jonów ISIS. Energia jonów powinna nieco przekraczać 1 GeV/nukleon; przewiduje się także „chłodzenie” wiązki jonowej dwiema metodami: wiązką elektronów i stochastyczne.

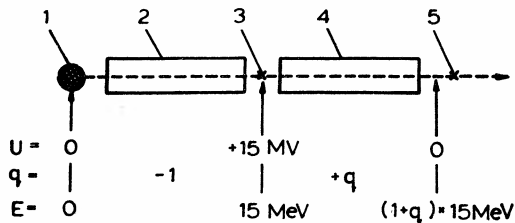


Rys. 6. Zespół akceleracyjny budowany w GSI Darmstadt (RFN) [15]: 1 — akcelerator liniowy UNILAC, 2 — hala doświadczalna UNILAC-a, 3 — synchrotron SIS, 4 — pierścień akumulacyjny ESR, 5 — nowa hala doświadczalna.

4. Przyspieszanie do energii powyżej 10 GeV/nukleon

W dwóch ośrodkach dysponujących dużymi synchrotronami protonowymi: Laboratorium w Brookhaven (BNL) i w CERN-ie przyspieszono ostatnio jony $^{16}_8\text{O}$ (8+), czyli jądra tlenu, do znacznie wyższych energii i rozpoczęto eksperymenty fizyczne.

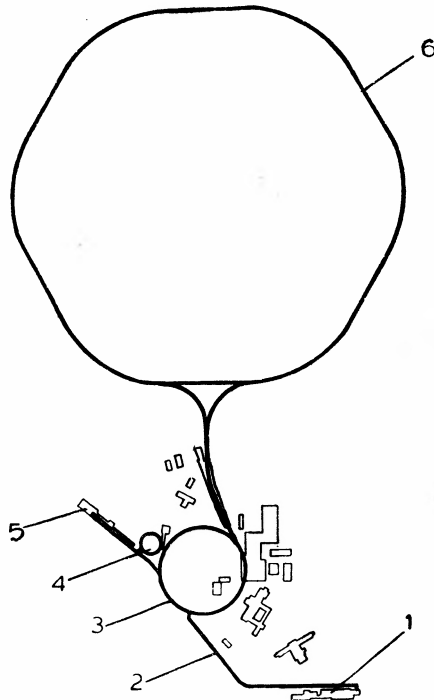
W BNL jony tlenu uzyskane z akceleratora elektrostatycznego Van de Graaffa typu tandem 2×15 MV wprowadzono specjalnie zbudowanym jonowodem o długości ok. 600 m do synchrotronu AGS i przyspieszono do energii 14.6 GeV/nukleon. Według doniesienia [18] odbyło się to w dniu 20 października 1986 r. Natężenie wiązki wynosiło 4×10^8 jonów w impulsie. Schemat wstępnego przyspieszania jest pokazany na rys. 7. Uzyskane ze źródła jony ujemne przyspieszane są w pierwszej sekcji akceleratora tande-



Rys. 7. Schemat wstępnego przyspieszania jonów w akceleratorze elektrostatycznym Van de Graaffa typu tandem w Brookhaven (USA) [25]: 1 — źródło jonów ujemnych, 2 — pierwszy stopień przyspieszania, 3 — pierwsza folia obdzierająca elektrony, 4 — drugi stopień przyspieszania, 5 — druga folia obdzierająca elektrony.

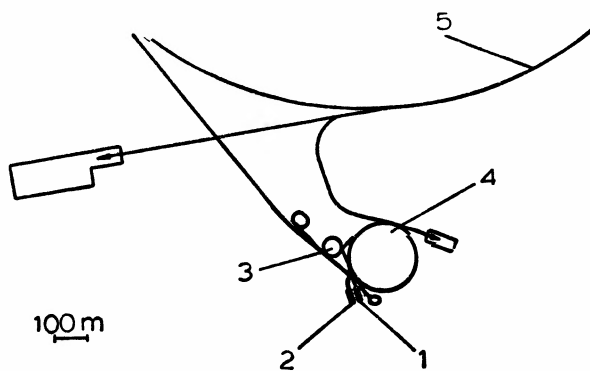
mowego do energii 15 MeV, częściowo obdzierane z elektronów i przyspieszane w drugiej sekcji „tandemu” do energii końcowej $(1+q) \times 15$ MeV, gdzie q oznacza ładunek jonu. Następnie jony obdzierane są w drugiej folii i kierowane do synchrotronu AGS [19]. Akcelerator AGS jest synchrotronem z ogniskowaniem polem o przemiennym gradiencie, bardzo podobnym w konstrukcji do synchrotronu PS w CERN-ie. Obwód orbity wynosi 807 m, częstość powtarzania impulsów 0.8 Hz. W najbliższym czasie zamierza się przystąpić do prób przyspieszania jonów krzemu ($A = 28$) lub siarki ($A = 32$).

Jony cięższych pierwiastków, aż do złota, planuje się przyspieszać po wprowadzeniu do eksploatacji synchrotronu pośredniego (*booster*). Budowa jego została już zatwierdzona i potrwa zapewne kilka lat. Będzie to synchrotron o obwodzie 202 m, z elementami magnetycznymi o funkcjach rozdzielonych (magnesy dipolowe o długości 2.4 m i kwadrupolowe o długości 0.5 m). Bardzo wysoka próżnia rzędu 10^{-10} Torr będzie pozwalać na przyspieszanie jonów o niezupełnej jonizacji — takich, jakie otrzymuje się z największą wydajnością za pomocą drugiej folii obdzierającej. Jony będą uzyskiwać energię kilkuset MeV/nukleon (dla złota 367 MeV/nukleon) i kierowane będą na trzecią folię (obdzierającą pozostałe elektrony), a następnie do synchrotronu AGS. Dzięki stosunkowo wysokiej energii wprowadzanych jonów nie będzie konieczne polepszenie próżni w komorze synchrotronu AGS; przy obecnym poziomie 10^{-7} Torr straty natężenia wiązki nie powinny przekraczać 3%. Zespół akceleratorów w BNL (istniejących i projektowanych) przedstawiony jest na rys. 8.



Rys. 8. Zespół akceleratorów w Brookhaven (USA) [19]: 1 — akcelerator Van de Graaffa, 2 — jonowód, 3 — synchrotron AGS, 4 — synchrotron *booster* (w budowie), 5 — akcelerator liniowy protonów, 6 — synchrotron RHIC (projekt).

W CERN-ie w dniu 7 września 1986 r. przyspieszono jony tlenu do energii 200 GeV/nukleon, czyli do energii całkowitej na jądro wynoszącej 3.2 TeV [20]. Stanowi to absolutny rekord energii wiązki z akceleratora. Proces przyspieszania jest bardzo złożony i odbywa się aż w pięciu etapach [21]. Otrzymane ze źródła typu ECR jony ^{16}O (6+) są wstępnie przyspieszane do energii 140 keV/nukleon przy użyciu niewielkiego (0.86 m długości) akceleratora liniowego z zastosowaniem rezonatora wnekowego o strukturze kwadrupolowej (RFQ *linac*), zaprojektowanego i zbudowanego dla tego celu w Laboratorium im. Lawrence'a w Berkeley. Jony są następnie wprowadzane do akceleratora liniowego LINAC 1, w którym uzyskują energię 12.5 MeV/nukleon, obdzierane z pozostałych elektronów (do stanu ^{16}O (8+)), i przyspieszane kolejno w trzech synchrotronach: *boosterze* do energii 260 MeV/nukleon, PS do energii 10 GeV/nukleon, i SPS do energii 200 GeV/nukleon.



Rys. 9. Zespół akceleratorów w CERN-ie (Szwajcaria, Francja) [21]: 1 — wstępny akcelerator liniowy używany dla jonów, 2 — akcelerator liniowy używany dla protonów, 3 — synchrotron *booster*, 4 — synchrotron PS, 5 — synchrotron SPS.

Pełny cykl przyspieszania trwa 14.4 s, z czego 4.4 s przeznaczone są na wyprowadzenie wiązki. Natężenie wiązki w impulsie wynosi 100 μA na wyjściu źródła, 10 μA po obdarciu z elektronów (na wejściu synchrotronów), 10^8 jąder/cykl przy wyprowadzaniu wiązki z SPS. Schemat zespołu akceleratorów w CERN-ie przedstawiony jest na rys. 9. Dokładniejszy ich opis pomijamy, gdyż powinny być one znane czytelnikom z licznych wcześniejszych publikacji. Przypomnimy tylko, że w synchrotronie SPS zrealizowano zderzenia protonów i antyprotonów i odkryto bozony pośredniczące słabych oddziaływań, za co przyznana została w r. 1984 nagroda Nobla z fizyki [22].

Rys. 10 pokazuje jedno z pierwszych oddziaływań jądra tlenu o energii 200 GeV/nukleon z tarczą ołowianą zarejestrowane w komorze strimerowej eksperymentu NA-35. Liczba naładowanych cząstek wtórnych widocznych na zdjęciu wynosi ponad 250. Takie zdjęcia są obecnie analizowane w wielu laboratoriach, m. in. w Krakowie i Warszawie.

Obecnie myśli się już o możliwości przyspieszania w CERN-ie cięższych jonów. W niedalekiej przyszłości wydaje się realne przyspieszenie siarki lub wapnia: ulepszone źródło MINIMAFIOS powinno dać wystarczająco dużo jonów ^{32}S (12+) i ^{40}Ca (15+), dla których stosunek q/A jest taki sam jak dla tlenu ^{16}O (6+) i przyspieszenie ich nie powinno zatem przedstawiać żadnych nowych problemów technicznych. Przejście do jonów o liczbie masowej $A > 40$, dla których wartości stosunku q/A są niższe, wymagałoby zainstalowa-

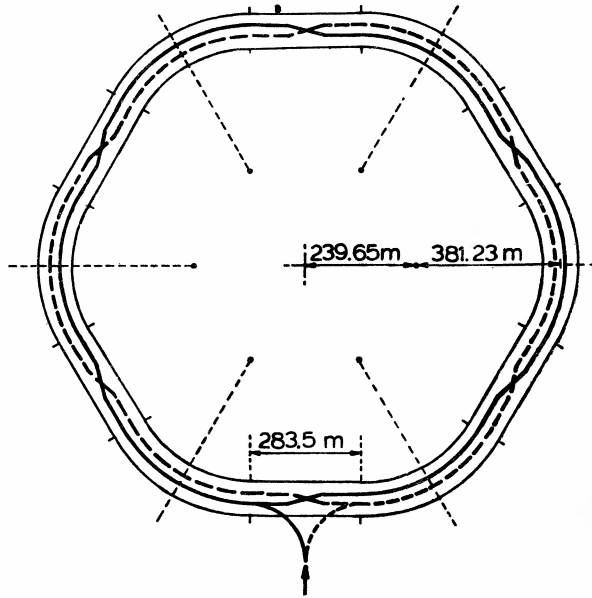
nia nowego akceleratora liniowego. Wstępne oceny pokazują, że kosztem ok. 30 mln franków szwajcarskich, co nie jest bardzo wielką kwotą, można by już w r. 1991 uzyskać możliwość przyspieszania w CERN-ie jonów wszelkich pierwiastków. Energia końcowa dla najcięższych jonów (Pb) wynosiłaby ok. 180 GeV/nukleon, a oczekiwane natężenie wyprowadzonej wiązki ok. 10^7 jonów/s [23]. Rozszerzyłoby to możliwości eksperymentów w tej dziedzinie fizyki, w szczególności w zakresie badania materii jądrowej w stanie o wysokiej temperaturze i gęstości, oraz ewentualnego przejścia fazowego do stanu plazmy kwarkowo-gluonowej.

Śmiałym pomysłem, który pochodzi od laureata Nagrody Nobla 1984 r. Carla Rubbii, byłoby zrealizowanie w synchrotronie SPS zderzeń antyprotonów o energii 315 GeV z jądrami tlenu o energii 157.5 GeV/nukleon [24].

5. Projekty zderzających się wiązek jonowych

Pierwsze eksperymenty z przeciwbieżnymi wiązkami relatywistycznych jąder zrealizowano już w r. 1980 w CERN-ie w przecinających się pierścieniach akumulacyjnych ISR. Badano zderzenia jąder ^4He o energii 15.5 GeV/nukleon, całkowita energia w układzie środka masy pary nukleonów wynosiła zatem $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 31$ GeV, co odpowiada zderzeniu nukleonu o energii 500 GeV z nukleonem spoczywającym. Urządzenie ISR zostało jednak niestety wyłączone z eksploatacji. W ostatnich latach, w związku z ogólnym wzrostem zainteresowania oddziaływaniami jądro-jądro rozważa się projekty nowych urządzeń tego rodzaju. Kilka kolejnych projektów wysuniętych przez LBL (VENUS 1979 r.: 25+25 GeV, MINICOLLIDER 1984 r.: 4+4 GeV) nie uzyskało finansowania, ma być natomiast realizowany w Brookhaven projekt RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) [25]. Urządzenie RHIC składa się z dwóch pierścieni o obwodzie 3833.8 m biegnących obok siebie w odległości 0.3 m i przecinających się w sześciu punktach (rys. 11). Akceleratorem wstępnym dla RHIC ma być istniejący synchrotron AGS — schemat całego zespołu akceleratorów w Brookhaven pokazany jest na rys. 8. Układ magnetyczny RHIC zbudowany będzie z „nadprzewodzących” magnesów o rozdzielonych funkcjach — ich charakterystyki zebrane są w tabl. 7. Projektowane charakterystyki wiązek zestawione są w tablicy 8. Jak widać, przewiduje się uzyskanie energii 100+100 GeV/nukleon dla jonów złota (odpowiada to energii 20 TeV dla nukleonu zderzającego się z nukleonem spoczywającym), a nieco wyższej dla lżejszych pierwiastków. Wartości świetlności podajemy w przybliżeniu, zależą one bowiem od kąta, pod którym następuje przecięcie obu wiązek, a rozważane są tutaj dwa warianty. Przecięcie pod kątem 2 mrad daje niższą świetlność, ale obszar przekrycia wiązek jest wtedy krótszy, co pozwala dokładniej określić położenie punktu oddziaływania. Przecięcie pod kątem 0 daje kilkakrotnie większą świetlność, ale za to obszar przekrycia wiązek wydłuża się.

Akcelerator RHIC ma być zbudowany w istniejącym i częściowo już oprzyrządowanym tunelu przygotowanym dla synchrotronu protonowego ISABELLE, którego realizacja została zaniechana na dość wczesnym etapie. Wpłynie to na znaczną obniżkę kosztów, które nie powinny przekroczyć 200 mln dolarów. Czas budowy szacuje się na ok. cztery lata. Jak widać z danych zawartych w tabl. 8, jest to bardzo ambitny projekt, z którym wiąże się jednak konieczność przygotowania nowego pokolenia detektorów, zdolnych do re-



Rys. 11. Układ pierścieni przyspieszająco-magazynujących projektowanego akceleratora RHIC [25]. Widoczne sześć przecięć na prostoliniowych odcinkach tunelu. Wprowadzenie wiązek z synchrotronu AGS u dołu rysunku (por. rys. 7).

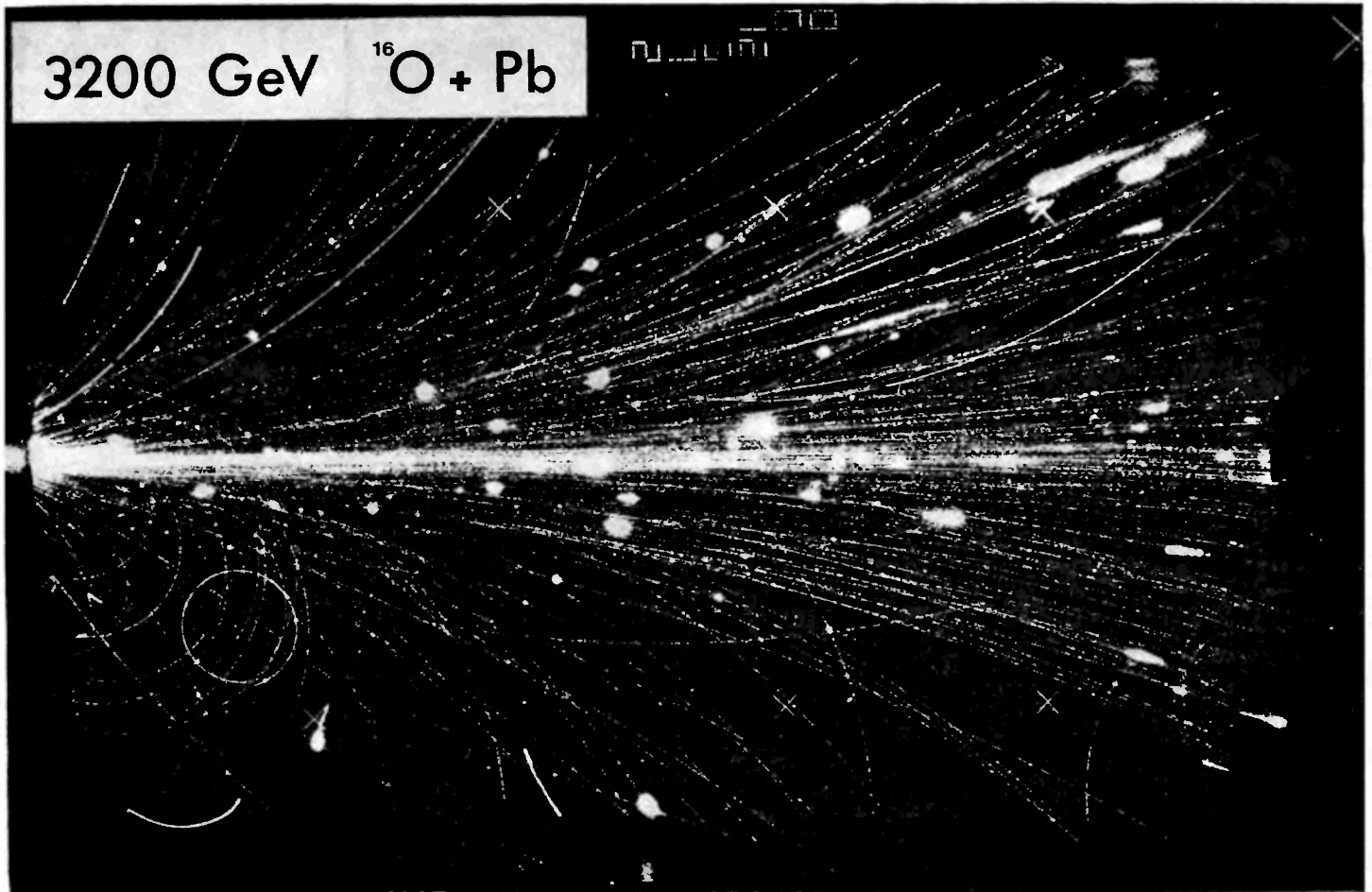
Tablica 7. Charakterystyki magnesów dla akceleratora RHIC (nie są uwzględnione specjalne magnesy dipolowe służące do sterowania wiązkami w rejonach ich przecięcia) [25]

Typ magnesu	Dipolowy	Kwadrupolowy
Maksymalne pole [T] lub gradient pola [T/m]	3.5	76.3
Prześwit [mm]	75.4	∅75.4
Długość [m]	9.3	1.2
Liczba magnesów	195	246

Tablica 8. Projektowe charakterystyki wiązek jonowych RHIC [2,25]

Rodzaj jonu	C	Cu	Au
Energia na nukleon [GeV]	125	115	100
Liczba pakietów jonów w każdym pierścieniu	57	57	57
Liczba jonów w pakiecie $\times 10^9$	22	4.5	1.1
Świetność [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	$\sim 10^{29}$	$\sim 10^{28}$	$\sim 10^{27}$
Półowkowy czas życia wiązek [h]	240	305	40

jestracji i przynajmniej częściowej identyfikacji olbrzymiej liczby cząstek wtórnych (rzędu 10^4) powstających w zderzeniu ciężkich jąder przy tak wysokich energiach. Przyszłym eksperymentom przy RHIC i, w szczególności, problemom detektorów poświęcono specjalne sympozjum zorganizowane w Brookhaven w 1985 r.



Rys. 10. Oddziaływanie jądra tlenu o energii 3.2 TeV w tarczy ołowianej zarejestrowane w komorze strimerowej eksperymentu NA-35 w CERN-ie.

Literatura

- [1] J. Bartke, *Postępy Fizyki* **37**, 465 (1986).
- [2] G. R. Young, w: *Proc. RHIC Workshop*, Raport BNL 51921, Brookhaven 1985, str. 27.
- [3] E. D. Donets, A. I. Pikin, *Zh. Tekh. Fiz.* **45**, 2373 (1975).
- [4] A. M. Baldin, w: *Proc. Particle Accelerator Conference*, Santa Fe 1983; *IEEE Trans. Nucl. Sci* NS—**30**, str. 3247 (1983).
- [5] J. Saudinos, w: *Proc. Internat. Workshop on Nuclear Physics in the GeV Region*, Raport KEK 84—20, 1985, str. 381.
- [6] P. Radvanyi, w: *Proc. 2nd Internat. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions*, Visby 1985; *Nucl. Phys.* **A447**, 435c (1985).
- [7] R. Geller et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A243**, 244 (1986); B. H. Wolf et al., Raport GSI-86-2, Darmstadt 1986.
- [8] Yu. D. Beznogikh et al., Raport ZIBJ P9-84-246, Dubna 1984.
- [9] A. A. Belushkina et al., Raport ZIBJ E13-80-500, Dubna 1980.
- [10] L. S. Schroeder, w: *Proc. VII Internat. Seminar on High Energy Physics Problems*, Dubna 1984, str. 626.
- [11] *BEVALAC Upgrade Proposal*, Raport LBL PUB-5166, Berkeley 1986.
- [12] J. Bartke, *Postępy Fizyki* **24**, 423 (1973).
- [13] N. I. Balandikov et al., Raport ZIBJ P8-80-172, Dubna 1980.
- [14] I. A. Shelayev et al., w: *Proc. Internat. Conf. on High Energy Accelerators*, Fermilab 1983, str. 416.
- [15] P. Kienle, w: *Proc. 2nd Internat. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions*, Visby 1985; *Nucl. Phys.* **A447**, 419c (1985).
- [16] S. van der Meer, *Postępy Fizyki* **37**, 127 (1986).
- [17] U. Bechstedt et al., „Kühler-Synchrotron COSY” — Technische Beschreibung, Jülich 1986.
- [18] *CERN Courier* **26**, Nr. 10, str. 17 (1986).
- [19] T. Ludlam, w: *Proc. 2nd Internat. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions*, Visby 1985; *Nucl. Phys.* **A447**, 349c (1985).
- [20] *CERN Courier* **26**, Nr. 8, str. 39 (1986).
- [21] R. Stock, w: *Proc. 2nd Internat. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions*, Visby 1985; *Nucl. Phys.* **A447**, 371c (1985).
- [22] C. Rubbia, *Postępy Fizyki* **37**, 23 (1986);
K. Rybicki, *Postępy Fizyki* **35**, 305 (1984);
J. Zakrzewski, *Postępy Fizyki* **37**, 311 (1986).
- [23] R. Stock, R. Bock, *Heavy Nuclear Beams at CERN*, Frankfurt a/M 1986.
- [24] W. C. Middelkoop, *Light Ion Program at CERN*, Raport CERN SPS/86—15, Geneve 1986.
- [25] A. G. Ruggiero, *Scenario for the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) for Brookhaven National Laboratory*, Raport BNL—35127, Brookhaven 1984.

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

XXIII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii w Berkeley

Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii, zorganizowana pod auspicjami Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP), odbyła się w dniach od 16 do 23 lipca 1986 r. w Berkeley, USA. Była to już dwudziesta trzecia konferencja z serii zapoczątkowanej przez konferencję w Rochesterze w 1951 r. i po raz drugi (po równo dwudziestu latach) zorganizowana w Berkeley. Konferencje z tej serii, odbywające się co dwa lata, są najpoważniejszym przeglądem wyników osiągniętych w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych. Tym razem padł rekord liczby uczestników: oceniano, że zjechało się ok. 1800 fizyków z całego świata (w tym bezpośrednio z Polski jedynie 3 osoby). Poprzednia konferencja z tego cyklu odbyła się w Lipsku, następna będzie zorganizowana w Monachium. Materiały z konferencji, przygotowane do druku przez S. C. Lokena, ukazały się nakładem World Scientific Publishing Co., Singapur.

Konferencja była podzielona na dwie części — pierwszą zajęły sesje równoległe, ostatnie trzy dni były poświęcone referatom plenarnym. Nie sposób tutaj omówić wszystkich referatów wygłoszonych na sesjach równoległych, gdyż było ich ponad 270 zorganizowanych w 25 sesjach tematycznych. Warto jednak zwrócić uwagę na ciekawsze doniesienia. Największe zainteresowanie wzbudziły referaty na temat „piątej” siły, wąskich rezonansów e^+e^- produkowanych w zderzeniach ciężkich jonów, ograniczeń doświadczalnych dla cząstek supersymetrycznych, mieszania neutrin w materii oraz na temat rozwoju teorii superstrun. Najważniejsze wyniki sesji równoległych były przedstawione na sesjach plenarnych. Poniżej omówimy krótko główne punkty tych wystąpień.

Obecny stan modelu standardowego (MS) omówili G. Altarelli (teoria oddziaływań elektroślabych) i W. Scott (chromodynamika kwantowa), a bardziej szczegółowe testy tego modelu przedstawili M. Gilchriese oraz S. Cooper.

Można mówić już o fizyce bozonów cechowania W/Z , gdyż w zderzeniach $p\bar{p}$ liczba przypadków, w których są one produkowane, wynosi obecnie 595 dla W (rozpadającego się na $e\nu_e, \mu\nu_\mu, \tau\nu_\tau$) oraz 88 dla Z (rozpadającego się na $ee, \mu\mu$). Wszystkie obserwowane właściwości ich rozpadów zgadzają się z uniwersalnością leptonową $e-\mu-\tau$. Za istotny postęp można uznać obserwację przez grupę badawczą UA2 w CERN-ie bozonu W w kanale $W \rightarrow \text{„jet”} + \text{„jet”}$. Zgodność całkowitych przekrojów czynnych na produkcję W i Z oraz rozkładów ich pędów poprzecznych z przewidywaniami chromodynamiki kwantowej (QCD) jest ważnym ilościowym potwierdzeniem modelu standardowego. Dlatego też duże zainteresowanie wzbudziło doniesienie E. Duchovnego z grupy UA1 w CERN-ie o dwóch przypadkach produkcji bozonu W z dużym pędem poprzecznym $p_T^W > 50$ GeV, podczas gdy MS przewiduje liczbę przypadków ≤ 0.1 . Istnieją podobne dwa przypadki z brakującą energią interpretowane jako $Z(\rightarrow\nu\bar{\nu}) + \text{„jet”} + \text{„jet”}$.

Na konferencji omówiono nowe precyzyjne pomiary $\sin^2\theta_W$ w procesach głęboko nieelastycznego rozpraszania $\nu_\mu N$ (doświadczenia CDHSW, CHARM, CCFRR i FMM), elastycznego rozpraszania $\bar{\nu}_\mu p$ (Brookhaven National Lab. (BNL)) i w zderzeniach $p\bar{p}$ (UA1, UA2). Światowa średnia kwadratu sinusa kąta Weinberga, zdefiniowanego jako $\sin^2\theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2$, wynosi $0.227 \pm 0.003 \pm 0.006$ (pierwszy błąd jest statystyczny, drugi — systematyczny) po uwzględnieniu poprawek radiacyjnych oraz przyjęciu $m_{\text{top}} \simeq 40$ GeV i $m_{\text{Higgs}} \simeq M_Z$. Z porównania wartości $\sin^2\theta_W$ mierzonych w procesach νN i $p\bar{p}$ wynika ograniczenie na masę kwarka „top”: $m_{\text{top}} \leq 250$ GeV (poprzednie doniesienia, że $m_{\text{top}} \simeq 30-50$ GeV nie zostały potwierdzone). Dla mas hipotetycznych bozonów pośredniczących W' i Z' uzyskano następujące oszacowania (UA1 i UA2): $M_{W'} \geq 250$ GeV i $M_{Z'} \geq 190$ GeV.

Dużą uwagę skupił na sobie problem mas neutrin i ich oscylacji. Z danych doświadczalnych wynikają następujące uśrednione granice dla mas neutrin: $m_{\nu_e} \leq 30$ eV, $m_{\nu_\mu} \leq 250$ keV, $m_{\nu_\tau} \leq 76$ MeV. Nowe interesujące wyniki uzyskano z rozpadu $H^3 \rightarrow He + e^- + \bar{\nu}$, w którym można w bezpośredni sposób wyznaczyć

masę neutrin. Grupa radziecka z ITEF potwierdziła swe poprzednie wyniki dla masy neutrina elektronowego $17 \text{ eV} < m_{\nu_e} < 40 \text{ eV}$. Z kolei grupa z Zurychu otrzymała: $m_{\nu_e} \leq 18 \text{ eV}$ (z poziomem ufności 95%), grupa z Los Alamos podaje: $m_{\nu_e} \leq 27.2 \text{ eV}$, a japońska grupa INS: $m_{\nu_e} \leq 33 \text{ eV}$. Wyniki ITEF-u nie zostały więc potwierdzone przez niezależne pomiary. Nie zaobserwowano również oscylacji neutrin w próżni, które mogłyby być pośrednim dowodem niezerowej masy neutrin.

Jednym z „przebojów” tej konferencji były oscylacje neutrin w materii, które być może stanowią klucz do rozwiązania starego problemu neutrin słonecznych. Istnieje kilka możliwych wyjaśnień znacznej różnicy między obserwowanym strumieniem neutrin elektronowych ($2.1 \pm 0.35 \text{ SNU}$ (solar neutrino units) w doświadczeniu Davisa) a przewidywaniami standardowej teorii Słońca ($5.9 \pm 2.2 \text{ SNU}$), np. zmniejszenie temperatury w środku Słońca, oscylacje neutrin na drodze Słońce-Ziemia lub oddziaływanie momentu magnetycznego neutrin z polem magnetycznym Słońca. Efekty te prowadzą do zmniejszenia oczekiwanego strumienia neutrin na Ziemi. Duże nadzieje wiąże się z planowanymi doświadczeniami z galem, które dzięki niższemu progowi (233 keV w porównaniu z 814 keV w doświadczeniu Davisa) rejestrować będą mogły neutrina pochodzące z pierwotnych procesów energetycznego łańcucha słonecznego.

Nową, elegancką i bardzo interesującą próbą wyjaśnienia zagadki neutrin słonecznych jest mieszanie neutrin w materii, które może zachodzić dla neutrin o niezerowej masie również przy małych kątach mieszania w próżni. Dodatkowym elementem, który się tutaj uwzględnia, jest oddziaływanie neutrin z materią. Neutrino elektronowe mają szansę oddziaływać elektroslabo przez wymianę zarówno bozonu W jak i Z , podczas gdy neutrina innych typów mogą jedynie uczestniczyć w procesach elektroslabych z wymianą Z z uwagi na brak mionów i taonów w materii słonecznej. Różnica ta prowadzi do rezonansowej zależności kąta mieszania neutrin od gęstości materii. Przy przechodzeniu neutrin przez Słońce może dojść do bardzo silnego mieszania neutrin, w wyniku czego zmniejszy się strumień neutrin elektronowych opuszczających Słońce.

Gilchriese omówił łamanie symetrii CP i oddziaływania słabe leptonów i kwarków. Doświadczenia z mezonami K^0 w CERN-ie i FNAL-u (Fermi National Accelerator Lab. w Batawii) powinny pozwolić zmierzyć ϵ'/ϵ , parametr opisujący łamanie CP, z dokładnością 0.003. Grupy CLEO i HRS przedstawiły nowe wyniki pomiarów czasów życia $\tau_\tau = 2.94 \pm .12$, $\tau_{D^0} = 4.30^{+.20}_{-.19}$, $\tau_{D^+} = 10.31^{+.52}_{-.44}$, i $\tau_{D_S} = 3.5^{+.6}_{-.5}$ (w jednostkach 10^{-12} s). Nie obserwuje się mieszania mezonów $D^0\bar{D}^0$ (zgodnie z przewidywaniami modelu standardowego), natomiast zaobserwowano mieszanie dla B_d (CLEO i ARGUS) oraz B_d i B_S (UA1). Wyniki te powinny być wkrótce sprawdzone w pierścieniu akumulującym e^+e^- PEP w Stanfordzie. Obserwuje się również mniej cząstek powabnych w rozpadach mezonów B , niż to wynika z istniejących modeli ($\leq 0.89 \pm 0.08$ zamiast ≈ 1.15).

W podsumowaniu, Altarelli i Gilchriese stwierdzili, że obecne dane doświadczalne nie kwestionują w istotny sposób modelu standardowego. Podkreślili jednak, że podstawowe założenia teorii oddziaływań elektroslabych, jak struktura nieabelowa i sektor Higgsa, nie są jeszcze sprawdzane doświadczalnie.

Chromodynamika kwantowa dobrze opisuje podstawowe własności oddziaływań silnych. W. Scott przedstawił najnowsze dane doświadczalne dotyczące struktury hadronów. Funkcje struktury dla nukleonów mierzone są obecnie w wielu eksperymentach w rozszerzonym w porównaniu z poprzednimi pomiarami zakresie zmiennej x (od 0.001!) i zmiennej Q^2 (do 200 GeV^2). Z pomiarów tych wynika $M\bar{M}_S = 200 \pm 100 \text{ MeV}$. Obszar małych x to nowy nie w pełni zbadany teoretycznie aspekt struktury hadronów (fizyka małych x). Przedstawiono nowe wyniki dla funkcji struktury pionu i fotonu. Ważnym wynikiem uzyskanym ostatnio są przewidywania kwantowej chromodynamiki dla inkluzywnych procesów hadronowych z udziałem fotonów. W związku z tym pojawił się (czy raczej odżył) problem sumowania i optymalizacji szeregu perturbacyjnego. Podano również przewidywania QCD dla partonowych przekrojów czynnych dla procesów $2 \rightarrow 3$. Wynik ten ma duże znaczenie praktyczne przy opisie inkluzywnych procesów hadronowych przy wysokich energiach $hh \rightarrow h + X$. Fakt, że ten wynik otrzymano dopiero teraz, najlepiej świadczy o złożoności obliczeń dla procesów zachodzących w wyższych rzędach w stałej sprzężenia α_S . Dużo nowych danych doświadczalnych uzyskano ostatnio dla produkcji „jetów” hadronowych w $p\bar{p}$ w znakomitej zgodności z przewidywaniem QCD. Aby docenić ten wynik zauważmy, że przy energii $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$ przekrój czynny $d^2\sigma/dp_T d\eta|_{\eta=0}$ dla procesu $p\bar{p} \rightarrow \text{„jet”} + X$ zmienia się o 10 rzędów wielkości dla pędu poprzecznego

„jetu” zmieniającego się od 5 GeV do 150 GeV. Problem hadronizacji, czyli przekształcenia partonów w hadrony, nie jest ciągle w pełni wyjaśniony. Ostatnie prace grupy fizyków radzieckich wskazują na znaczny postęp w tej dziedzinie. Udało się bowiem w ramach rachunku QCD odtworzyć charakterystyki rozkładów hadronów opisywanych z takim powodzeniem przez fenomenologiczny model strunowy LUND.

S. Cooper podsumowała sesje równoległe poświęcone oddziaływaniom $\gamma\gamma$, stanom związanym ciężkich kwarków i spektroskopii hadronów. Żaden z kandydatów na gluonium: $\eta(1460)(\rightarrow K\bar{K}\pi)$, $f_0(1720)(\rightarrow \eta\eta, K\bar{K})$, $f_0(2050, 2300, 2350)(\rightarrow \Phi\Phi)$ i $f_0(1590)(\rightarrow \eta\eta, \eta\eta')$, nie spełnia standardowych kryteriów stawianych tym cząstką. Obecnie jedno z tych kryteriów — brak ich produkcji w zderzeniach hh — jest kwestionowane. Przedstawiono argumenty za tym, że mogą one być produkowane w zderzeniach hadronów, jeśli stan początkowy odpowiada jednemu z ich dominujących kanałów rozpadu. Grupy WA62 z CERN-u i BIS-2 z Sierpuchowa poinformowały o odkryciu nowego mezonu (o masie 3100 MeV wg WA62 i 3060 MeV wg BIS-2) rozpadającego się na $A\bar{p}$ + piony, co wskazywałoby na to, że jest to układ czterokwarkowy np. $su\bar{d}\bar{d}$. Nie rozstrzygnięto również zagadki mezonów E/ι , rezonansów w kanale $KK\pi$, produkowanych w zderzeniach $hh(E)$ i rozpadach $J/\psi(\iota)$. Przedstawiono wyniki nowych precyzyjnych pomiarów $\Gamma_{\gamma\gamma}$ dla mezonów π^0 i $\eta(548)$. Dla π^0 wyniki zgadzają się z dotychczasowymi pomiarami, dla η różnią się o czynnik $\simeq 2$.

Spektroskopia ciężkich kwarków dobrze jest opisywana modelem potencjalnym ze swobodą asymptotyczną na małych odległościach i uwieżieniem przez efektywną wymianę cząstki skalarniej na dużych odległościach. Potencjał pochodzący od wymiany cząstki wektorowej nie został jednak definitywnie wykluczony.

R. Pececi omówił aspekty fenomenologiczne teorii zunifikowanych. W swoim wystąpieniu skoncentrował się na doniesieniach doświadczalnych nie pasujących do modelu standardowego oraz na fenomenologii teorii wychodzących poza ten model. Dane doświadczalne dla rozpadu $K^+ \rightarrow \pi^+ +$ nic wykluczają interpretację piątej siły jako sprzęgającej się do hiperładunku; dopuszczają sprzężenie do liczby barionowej. Choćby sprawa istnienia piątej siły jest jeszcze kontrowersyjna (25 nowych doświadczeń ma na celu potwierdzenie tej hipotezy), to pojawiły się już pierwsze próby unifikacji tej siły ze znanymi oddziaływaniami.

Interpretacja rezonansu o masie 1.7 MeV produkowanego w zderzeniach ciężkich jonów jest zupełnie niejasna. Wiadomo już, że nie jest to aksjon (również tzw. *variant axion* jest wykluczony). Być może stan ten nie ma nic wspólnego z cząstkami elementarnymi i wyjaśnienia tego efektu należy szukać w fizyce jądrowej.

Nowym zagadnieniem dyskutowanym na konferencji była fenomenologia superstrun. Istnieje wielka różnorodność możliwych schematów łamania symetrii i przewidywań niskoenergetycznych. Typowym przewidywaniem teorii superstrun (choćby zależnym od modelu) jest istnienie dodatkowego neutralnego bozonu Z' . Obecne dane doświadczalne grup UA1 i UA2 dopuszczają istnienie takiego bozonu o masie ≥ 140 GeV.

M. Davier omówił poszukiwania nowych cząstek supersymetrycznych, ciężkich kwarków, leptonów, higgsonów, aksjonu itp. Nowa analiza przypadków z dużym pędem poprzecznym p_T , przedstawiona na sesji równoległej przez Honmę z UA1, pozwoliła oszacować masy supersymetrycznych partnerów kwarków, $m_{\tilde{q}} > 80$ GeV, i gluonów, $m_{\tilde{g}} > 60$ GeV. Dane z grup MAC i ASP (z PEP-u) oraz CELLO (z DESY) wskazują, że $m_{\tilde{e}} \geq 84$ GeV, przy założeniu, że $m_{\tilde{\nu}} \leq 3$ GeV oraz że liczba lekkich neutrin < 5 . Podano również oszacowania masy $m_{\tilde{W}}: \geq 23$ GeV (DESY) i ≥ 40 GeV (UA1). Dane UA1 na temat produkcji wielu „jetów” pozwalają również oczekiwać, że masa nowego ciężkiego leptonu $m_L > 41$ GeV. Ciągłe nie widać higgsonu, jednego z podstawowych elementów modelu standardowego. Na sesji równoległej, J. F. Gunion przedyskutował szczegółowo możliwości odkrycia higgsonu w nowych projektowanych akceleratorach.

J. Schwarz przedstawił aktualny stan badań w teorii superstrun. Nazwał cudem fakt istnienia tylko kilku możliwych sformułowań teorii superstrun, z których każde zawiera grawitację i jest konsyistentne tylko w 10 wymiarach. Nastąpił wyraźny postęp w kowariantnym sformułowaniu kwantowej teorii pola superstrun. Podano kowariantną wersję otwartych i zamkniętych strun bozonowych oraz superstrun. Mnóstwo pytań pozostaje jednak bez odpowiedzi: ile jest konsyistentnych teorii superstrun, jakiego typu symetria leży u podstaw teorii superstrun, jak opracować technikę obliczania poprawek wielopętlowych, czy rachunek perturbacyjny będzie zbliżony i wreszcie czy można podać realistyczny model, który zgadzałby się z doświadczeniem i (jeśli tak) dlaczego ten a nie inny miałby być realizowany w przyrodzie? Prawdopodobnie upłynie dużo czasu, zanim poznamy odpowiedzi na te pytania.

Nieperturbacyjne metody kwantowej teorii pola przedstawił P. Hasenfratz. Mimo zastosowania superkomputerów pozwalających przeprowadzać rachunki dla siatek o wymiarach $16^3 \times 32$, postęp w tej dziedzinie jest wolniejszy niż się spodziewano, głównie z powodu odpływu ludzi pracujących w tej dziedzinie. Chociaż rachunki numeryczne nie mogą niczego udowodnić, to ukazują różne zjawiska z coraz większą dokładnością. W tym sensie widać uwięzienie kwarków, spontaniczne łamanie symetrii chiralnej i przejście fazowe do plazmy kwarkowo-gluonowej przy temperaturze $T_c = \begin{pmatrix} 270 & +20 \\ & -70 \end{pmatrix}$ GeV. Pomimo dużych wysiłków status gluonium jest zupełnie niejasny z powodu kumulowania się błędów systematycznych. W przybliżeniu stłumionych (*quenched*) kwarków uzyskano interesujące wyniki dla masy nukleonu i stałej F_π . Rachunki numeryczne, przeprowadzone w teorii SU(2) z dubletem Higgsa, sugerują, że model standardowy jest też teorią efektywną, i że teoria ta powinna przewidywać skalę, przy której nowa fizyka musi się pojawić.

Oddziaływania jądrowe przy bardzo dużych energiach omówił L. McLerran. Podkreślił, że najbardziej interesującym aspektem tych oddziaływań jest to, że umożliwiają one badanie unikalnych (nieperturbacyjnych) własności QCD, jakimi są uwięzienie kwarków i łamanie symetrii chiralnej. Tak zwany efekt EMC jest miarą różnic między własnościami kwarków w materii jądrowej i w swobodnych nukleonach. Różnice takie muszą wystąpić, pytanie czy już je widać. Wydaje się, że w świetle nowych danych (EMC, BCDMS) efekt ten istnieje nadal, choć jest nieco słabszy. Dane nie wskazują na jakieś radykalnie nowe zjawiska i konwencjonalny model oparty na fizyce jądrowej dobrze radzi sobie z ich opisem. Być może pomiar rozkładów antykwarków pozwoli lepiej uchwycić różnice między tzw. modelem przeskalowania Q^2 a modelami jądrowymi. Plazma kwarkowo-gluonowa może być wytworzona w zderzeniach ultrarelatywistycznych jąder. Rozważa się możliwość badania plazmy w procesach hadronowych z bardzo dużą fluktuacją krotności. Przygotowuje się obecnie kilka doświadczeń w CERN-ie i BNL-u (zderzenia jądrowe) oraz we FNAL-u (zderzenia $p\bar{p}$).

C. Llewellyn Smith przedstawił możliwości badania nowych obszarów fizyki przy pomocy akceleratorów wysokich energii, które są obecnie budowane lub projektowane. Generalnie rzecz biorąc, akceleratory e^+e^- pozwolą zbadać obszar do $\approx E/2$, gdzie E jest energią całkowitą w układzie środka masy. Największe urządzenie tego typu, LEP2, ma osiągnąć ok. 200 GeV, podczas gdy ze strony teorii istnieje „zapotrzebowanie” na akcelerator o energii ok. 1000 GeV. Bardzo dużo nadziei wiąże się z planowanym w USA akceleratorem pp z nadprzewodzącymi magnesami, SSC, mającym osiągnąć energię 40 TeV. Jeżeli uda się osiągnąć jeszcze świetlność 10^{18} /cm²s, to będzie można badać również rzadkie procesy leptonowe. Urządzenia typu ep nie są najlepszym narzędziem do badania standardowych kwarków i leptonów, ale mogą sprawić dużą niespodziankę, jeśli nowa fizyka kryje się w sektorze prądów naładowanych lub jeśli istnieją leptokwarki.

Podsumowanie konferencji S. Weinberg rozpoczął od przypomnienia najważniejszych tematów poruszanych na konferencji w Berkeley 20 lat temu. Królowała wówczas teoria macierzy S, teoria pola była w zastoju. Stwierdził, że obecnie znowu można zaobserwować zwrot od teorii pola do macierzy S. Dobitym tego przykładem jest olbrzymie zainteresowanie teorią superstrun wywodzącą się z modelu dualnych. Omówił krótko nadzieje, jakie wiąże się z tą teorią, ale przestrzegł, że prawdopodobnie potrzeba będzie wielu lat badań, zanim będziemy mogli konfrontować tę teorię z doświadczeniem. Za najciekawszą tematykę obecnej konferencji uznał (oprócz superstrun) oscylacje neutrin w materii. Hipotezę tę omawiał bardzo szczegółowo wraz z planowanymi nowymi doświadczeniami i technikami, które pozwolą, być może w najbliższym czasie, wyjaśnić zagadkę neutrin słonecznych.

Na konferencji wyrażono ubolewanie, że A. Polakov i M. Szuriak, którzy mieli przedstawić referaty plenarne, nie mogli wziąć w niej udziału.

Podsumowując trzeba stwierdzić, że konferencja była bardzo dobrze zorganizowana, z wieloma ciekawymi doniesieniami i dobrze dobranymi i przygotowanymi referatami plenarnymi. Mimo to atmosferę konferencji można by oddać jednym słowem: poczekajmy. Wiadomo było, że żadne istotne odkrycie w teorii czy w doświadczeniu nie będzie przedstawione na konferencji. W dużym stopniu fizyka cząstek elementarnych jest teraz w fazie oczekiwania na nowe akceleratory — TRISTAN, LEP, Tevatron, SLC i być może SSC. Potrzebne są zarówno nowe dane doświadczalne, aby potwierdzić obserwowane efekty anomalne i zagadkowe w ramach MS, jak i przewidywania ilościowe nowych kierunków teoretycznych, które można

by sprawdzać przy użyciu obecnych metod doświadczalnych. Innymi słowy, z nadziejami na istotny przełom w fizyce cząstek elementarnych należy poczekać do następnej konferencji.

M. Krawczyk, J. Kalinowski

Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Warszawa

XXIII Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej

W dniach 16—28 lutego 1987 r. w ośrodku wczasowo-wypoczynkowym Uniwersytetu Wrocławskiego „Krokusy” w Karpaczu odbyła się kolejna, 23 Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej. Poświęcona była ważnej i aktualnej tematyce — fizyce fononów. W Szkole wzięło udział 116 uczestników (w tym 70 z Polski i 46 z zagranicy). Wykładowcy oraz wybrani uczestnicy Szkoły wygłosili ok. 90 godzin wykładów plenarnych i seminaryjnych.

Fonony odgrywają ważną rolę w określeniu własności fazy skondensowanej. Przenoszą one oddziaływanie między kwazicząstkami. Ich nieunikniona obecność jest powodem zmiany własności materii skondensowanej. Przenoszą także energię i pęd oraz oddziałują z polami zewnętrznymi.

Jest kwestią sporną czy fizyka fononów jest odrębną, dobrze ukształtowaną dziedziną fizyki fazy skondensowanej, z wyraźnie określonym obszarem badań i sobie właściwymi metodami badawczymi. Lecz jest jasne, że w tym „miejscu” nastąpiło „pączkowanie”. Wskazują na to osiągnięcia uzyskane w ciągu ostatniej dekady.

W badaniach teoretycznych uzyskano znaczne postępy w opisie własności cieczy, w konstrukcji dynamiki i termodynamiki kryształów w wysokich temperaturach, badaniach drgań powierzchni kryształów i widma wzbudzeń kwazikryształów oraz próbek utworzonych z warstw różnych — materiałów okresowych i nieokresowych. Znalaziono nowe, różne od fononów wzbudzenia w szklach „fraktony”, zbadano ich rolę w przewodnictwie cieplnym oraz oddziaływanie z domieszkami magnetycznymi. Odkryto nowy rodzaj propagacji fononów (quasidyfuzja) i wyjaśniono jego udział w termalizacji silnie wzbudzonych kryształów. Opisano generację, przechodzenie przez granicę rozdziału ośrodków, rozchodzenie się w ośrodkach anizotropowych, jakimi są kryształy, oraz detekcję balistycznych wiązek fononów. Zajęto się zjawiskami lokalizacji fononów.

W badaniach doświadczalnych także zanotowano wiele osiągnięć. Bardzo udoskonalono metody generacji i detekcji wiązek fononów uzyskując nowy rodzaj spektroskopii ciała stałego i jego powierzchni oraz nową, przydatną w niskich temperaturach, metodę defektoskopii. Zjawisko rozpraszania wiązek molekularnych, od dawna służące dla ilustracji kwantowych własności molekuł, uczyniono metodą badania struktury i dynamiki powierzchni. Gra ona rolę podobną do metody rozpraszania neutronów w badaniach struktury i dynamiki materii skondensowanej w trzech wymiarach. Dzięki użyciu domieszek magnetycznych w pomiarach przewodnictwa cieplnego rozwinęto spektroskopię fononów w kryształach.

Duża część wykładów dotyczyła doświadczalnych aspektów fizyki fononów. Jest to w Karpackiej Szkole Fizyki Teoretycznej nowością. Lecz trudno sobie wyobrazić czysto teoretyczną szkołę poświęconą tej dziedzinie fizyki fazy skondensowanej.

W naturalny sposób wykłady wygłoszone w czasie trwania Szkoły dzieli się na trzy grupy. Do pierwszej należą wykłady poświęcone szeroko rozumianej dynamice ośrodków skondensowanych. Wygłoszono m. in. wykłady poświęcone: dynamice i termodynamice sieci w wysokich temperaturach (G. K. Horton, Uniw. Rutgersa), fononom na rzeczywistych (nieidealnych) powierzchniach (A. A. Maradudin, Irvine), lokalizacji fononów (N. M. Plakida, Dubna), fononom w nadpłynnym helu (A. Thellung, Zurych). Wykłady poświęcone kinetyce i spektroskopii fononów tworzyły drugą grupę. Wśród problemów poruszonych były: zjawiska przejściowe ($\sim 10^{-15}$ s) w gazie fononów i elektronów (W. E. Bron, Irvine), rola układów dwustanowych w termalizacji kryształów (J. B. Levinson, Czernogółowka), efekty hydrodynamiczne w gazie fononów (L. P. Mezhov-Deglin). W trzeciej grupie znalazły się wykłady poświęcone oddziaływaniam

fononów z elektronami (np. wpływ tego oddziaływania na anomalie widma wzbudzeń metali (M. I. Kaganow, Moskwa)) oraz oddziaływaniom elektronów z fononami w układach dwuwymiarowych (L. J. Chllis, Nottingham, R. N. Gurzi, Charków).

Rzucającą się w oczy tendencją współczesnej fizyki ciała stałego jest badanie struktur tworzonych w laboratoriach (wykłady L. J. Challisa, A. L. Efrosa i J. M. Worlocka). Uczeni nie ograniczają się już do badania ulepszonych przez różne techniki próbek materiałów „ofiarowanych” nam przez naturę, lecz tworzą je sami. Sytuacje fizyczne stworzone w ten sposób są bardzo interesujące ze względów praktycznych, ale także i poznawczych.

Wykładowcami z Polski byli I. Białynicki-Birula, A. Czachor i K. Parliński.

W Szkole panowała atmosfera życzliwości i przyjaźni. Wykładom i seminariom towarzyszyły ożywione dyskusje. Zapewne po części był to wynik spotkania się doświadczalników i teoretyków.

Jak zawsze od 21 lat Szkole towarzyszyło „Przedszkole Fizyki Teoretycznej”. Wykładowcy Szkoły odbyli wiele spotkań ze studentami z „Przedszkola”¹.

Należy oczekiwać, że XXIII Zimowa Szkoła w Karpaczu wpłynie ożywiająco na rozwój fizyki ciała stałego w Polsce. Fizyka fononów jest dziedziną ważną nie tylko ze względów poznawczych, ale i praktycznych. Wiele jej osiągnięć znalazło już zastosowanie w technologii półprzewodników.

Materiały Szkoły zostały opublikowane przez wydawnictwo Springera (RFN), w serii „Lecture Notes in Physics”. t. 285, pod tytułem *Physics of Phonons*.

Tadeusz Paszkiewicz

Instytut Fizyki Teoretycznej UWr.
Wrocław

XXI Przedszkole Fizyki Teoretycznej

Nie ginie tradycja seminariów organizowanych przez studentów przy dorocznej Zimowej Szkole Fizyki Teoretycznej w Karpaczu pod sympatyczną nazwą Przedszkoli. W dniach 16—28 lutego 1987 odbyło się już XXI Przedszkole Fizyki Teoretycznej, w którym wzięli udział studenci z prawie wszystkich miast uniwersyteckich Polski, a także z trzech zagranicznych (Padwa, Florencja i Exeter (Anglia)).

W programie Przedszkola znalazło się wiele referatów wygłoszonych przez studentów i wykłady przygotowane specjalnie przez uczestników Szkoły Zimowej. Prowadzili je kolejno profesorowie: O. Weis (RFN), A. A. Maradudin (USA), M. I. Kaganow (ZSRR), Z. Galasiewicz (Polska), J. M. Worlock (USA), W. E. Bron (USA), J. B. Lewinson (ZSRR), K. S. Viswanathan (Indie). Na tych wykładach mogliśmy usłyszeć o tym, jak się studiuje fizykę w różnych uczelniach, jak bardzo warto uczyć się fizyki i matematyki, a ponadto o najciekawszych zagadnieniach z zakresu samej fizyki, nad którymi pracowali ci wykładowcy: układy najefektywniej wchłaniające fale elektromagnetyczne, ciekły hel, supersieci — czyli jak otrzymać kryształ o zadanych własnościach, wędrówki fononów. Studenci przychodzili również na wykłady samej Szkoły Zimowej.

Goście z uznaniem wyrażali się o pomysłe łączenia imprezy studenckiej z międzynarodowym spotkaniem fizyków zawodowych.

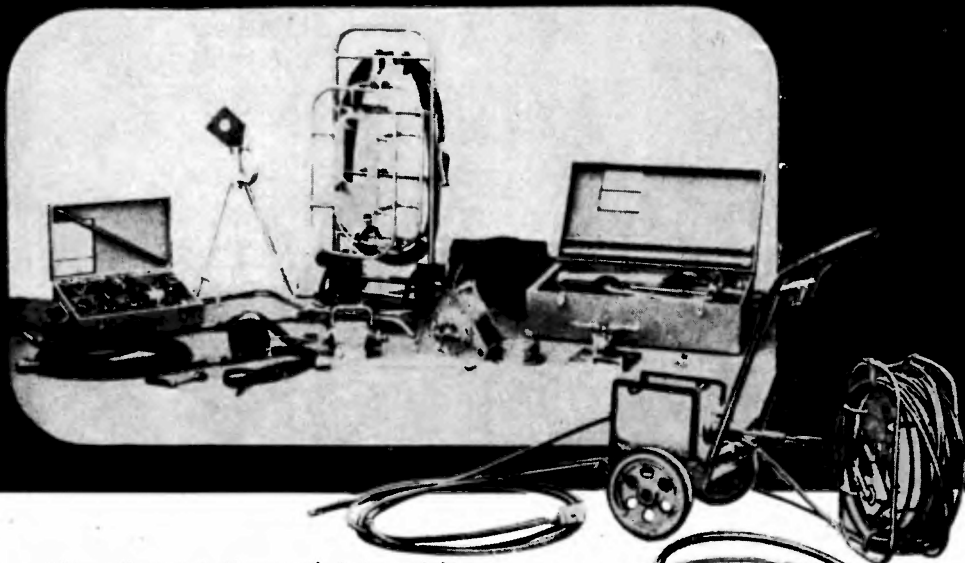
Organizatorami tegorocznego Przedszkola byli studenci Uniwersytetu Wrocławskiego Wojciech Hann, Robert Olkiewicz, Wojciech Mulak pod kierunkiem niżej podpisanego.

Piotr M. Hajac

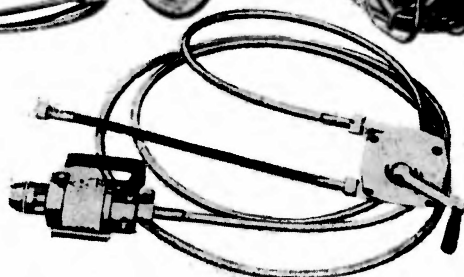
Wydział Fizyki UWr.
Wrocław

¹ Por. sprawozdanie P. M. Hajaca poniżej (przyp. Red.).

UNIWERSALNE PRZEWODOWE DEFEKTO SKOPY GAMMA do nieniszczącej radiologicznej kontroli jakości



- wyrobów odlewanych, tłoczonych, kutych, lutowanych i innych
- połączeń spawanych głównych linii gazociągów i ropociągów
- w trudno dostępnych obiektach budownictwa okrętowego, przemysłu lotniczego i innych gałęzi przemysłu
- konstrukcji budowlanych



Typ defektoskopu Gammarid	192/120	170/400	60/40
grubość prześwietlanych materiałów (w mm):			
• dla stali	do 80	1 - 40	do 200
• dla metali lekkich i stopów	do 250	5 - 100	
źródło promieniowania	iryd-192 cez-137	iryd-192 tul-170 selen-75	kobalt-60

TENEX  TM

Exporter: V/O TECHSNABEXPORT
ZSRR, 121200, Moskwa
Smolenskaja-Siennaja 32/34
Telefon: 244 32 85 Teleks: 411328 TSE SU

Ogólnopolski Zjazd Kół Naukowych Fizyków w Lublinie

W dniach 18—21 marca 1987 r. odbył się w Lublinie Ogólnopolski Zjazd Kół Naukowych Fizyków. Zjazd zorganizowali studenci fizyki z Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie, przy wsparciu finansowym macierzystej uczelni oraz Oddziału Lubelskiego PTF. Uczestnikami Zjazdu byli studenci fizyki wszystkich polskich uniwersytetów (z wyjątkiem Uniwersytetu Szczecińskiego) oraz studenci wydziału Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej Politechniki Warszawskiej. Łącznie na zjazd przybyło ponad 30 studentów spoza Lublina. Zjazd uświetnili swoją obecnością zaproszeni goście, wygłaszając odczyty: I. Białynicki-Birula (Zakład Fizyki Teoretycznej PAN) — „Zasady nieoznaczoności w mechanice kwantowej i teorii informacji”, H. Arodź (IF UJ) — „Wprowadzenie do teorii anomalii”, Z. Ajduk (IFT UW) — „Model standardowy cząstek elementarnych”, R. Mańka (IF UŚ) — „Superstruny”, M. Górski (IFD UW) — „Nowe akceleratory”, J. Kraśkiewicz (IF UMCS) — „Solitony topologiczne”, T. Wyrozumski (IF UJ) — „Próżnia w modelu de Sittera”, M. Tempczyk (Instytut Filozofii i Socjologii PAN) — „Dynamiczny obraz materii”. W obradach brał również udział Prezes ZG PTF, prof. Tadeusz Skaliński. Studenci — uczestnicy zjazdu wygłosili seminaria, poświęcone w głównej mierze zagadnieniom teorii pola, unifikacji i ogólnej teorii względności: A. Czarnecki (UJ) — „Problem masy w modelu standardowym”, A. Kornakiewicz (UŚI.) — „Teoria pola strun”, J. Syska (UŚI.) — „Supersymetryczna teoria strun”, R. Ryłko (UJ) — „Unifikacje typu Kaluzy-Kleina”, D. Chruściński (UMK) — „Kanoniczne sformułowanie elektrodynamiki Maxwella”, R. Owczarek (UW) — „Termodynamika czarnych dziur” oraz A. Bogusz (UMCS) — „Mody quasi-normalne czarnych dziur”.

Jednym z podstawowych celów zjazdu było nawiązanie ściślejszych kontaktów pomiędzy studenckimi kołami naukowymi. W wyniku dyskusji powstał projekt powołania do życia Rady Koordynacyjnej Kół Naukowych Fizyków, składającej się z przedstawicieli poszczególnych kół, stawiającej przed sobą zadania koordynacji pracy kół, wymiany informacji, organizacji kontaktów ze studenckimi kołami w innych krajach. Powołana grupa założycielska pracuje aktualnie pod kierunkiem Piotra Wojcierowskiego z Lublina. Koła Naukowe Fizyków pragną nawiązać współpracę z PTF i na zebraniu założycielskim Rady Koordynacyjnej zwrócono się do prezesa PTF z prośbą o objęcie działalności Rady patronatem Towarzystwa.

W toku dyskusji podjęto problemy kontaktów ze studentami fizyki z innych krajów europejskich, do czego sprowokowała informacja o przygotowywanej ponownie na Węgrzech Międzynarodowej Konferencji Studentów Fizyki. Rozważano także projekt międzynarodowej wymiany studentów fizyki na naukowe praktyki wakacyjne oraz możliwości współpracy w tej dziedzinie z Europejskim Towarzystwem Fizycznym. Sprawą tą również ma się zająć Rada Koordynacyjna KNF.

Na zakończenie jednomyślnie postanowiono organizować ogólnopolskie zjazdy Kół Naukowych Fizyków corocznie w różnych ośrodkach akademickich.

Andrzej Bogusz

Koło Naukowe Fizyków UMCS
Lublin

RECENZJE

F. Kaczmarek, *Wstęp do fizyki laserów*, PWN, Warszawa 1986, s. 292, nakład 5000 egz., cena zł 360.—

Książka *Wstęp do fizyki laserów*, która ukazała się w 1986 r. jest drugim wydaniem pozycji o tym samym tytule wydanej w r. 1978.¹ Jej autor Franciszek Kaczmarek, profesor Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu, jest znanym i cenionym specjalistą w dziedzinie elektroniki kwantowej.

Obecne wydanie zostało rozszerzone o nowe zagadnienia fizyki laserów, które, ze względu na ich rozwój w ostatnim okresie, nie znalazły się w pierwszym wydaniu. Całość obejmuje 43 rozdziały przedstawione na 560 stronach. Pierwsza część książki (do 21 rozdz. włącznie) poświęcona jest omówieniu różnych typów laserów. Mamy więc tutaj przedstawiony opis i zasadę działania lasera rubinowego, lasera He-Ne, lasera neodymowego, laserów: stechiometrycznych, gazowych jonowych, molekularnych (w bliskiej i dalekiej podczerwieni), półprzewodnikowych, cieczowych, barwnikowych, chemicznych, laserów na centrach barwnych, laserów na elektronach swobodnych oraz laserów rentgenowskich i w zakresie promieniowania γ . W opis różnego rodzaju laserów wplecione są również informacje o własnościach emitowanego przez nie promieniowania, a także inne istotne zagadnienia jak np. teoria rezonatorów optycznych. Druga część książki obejmuje wiele zagadnień elektroniki kwantowej, optyki nieliniowej i techniki laserowej. Najlepszym sposobem przedstawienia tej części będzie wymienienie tytułów najważniejszych rozdziałów. Oto one: wytwarzanie wyższych harmonicznych światła, wzmacniacze i generatory parametryczne światła, wymuszone rozpraszanie Ramana, wymuszone rozpraszanie typu Mandelsztama-Brillouina, zjawisko autokolimacji i samoogniskowania światła, synchronizacja modów lasera, otrzymywanie i pomiary ultrakrótkich impulsów światła, przebicie elektryczne gazów w wiązce światła lasera, wytwarzanie plazmy i neutronów zogniskowaną wiązką lasera dużej mocy, laser „księżycowy”, elementy holografii, generacja fali zespolonej sprężonej, spektroskopia laserowa, laserowa separacja izotopów. Na zakończenie w formie uzupełnień znalazły się rozdziały poświęcone kwantowemu opisowi pola elektromagnetycznego, spójności światła oraz gęstości mocy promienistej i natężeniu pól elektrycznego i magnetycznego wiązek światła laserów.

Jak widać z powyższego zestawienia, książka obejmuje bardzo szeroki zakres zagadnień i w zasadzie prawie wszystko co dotyczy fizyki laserów znalazło w niej swój oddźwięk. W warunkach ubogiej oferty wydawniczej w języku polskim w zakresie fizyki laserów, książka taka jest bardzo pożyteczna i potrzebna. Najlepszym tego dowodem jest właśnie jej wznowienie.

Trudno byłoby mi określić charakter recenzowanej pozycji. Tytuł wskazywałby na to, że jest ona podręcznikiem wprowadzającym w zagadnienia fizyki laserów. W rzeczywistości tak nie jest, jako że większość zawartego w książce materiału dostępna jest dla czytelnika o odpowiednim, czasem nie małym, przygotowaniu. Z tego też względu uważam, że tytuł nie jest dobrany szczęśliwie. Książka może natomiast stanowić źródło informacji dla osób posiadających pewien zasób wiadomości ogólnych, a zamierzających je bądź pogłębić, bądź dotrzeć do różnego rodzaju szczegółów. W tym też widzę istotną rolę książki Kaczmarka. Uwaga powyższa świadczy również o tym, że szeroki może być krąg zainteresowanych nią czytelników: począwszy od studentów odpowiednich kierunków studiów zdobywających wiedzę o laserach, poprzez ludzi stosujących je w swej pracy zawodowej, po naukowców różnych szczebli i wtajemniczenia mogących traktować tę książkę jako rodzaj poradnika encyklopedycznego. W moim odczuciu *Wstęp do fizyki laserów* jest bowiem przeznaczony raczej dla tych, którzy chcą się o czymś dowiedzieć niż coś zrozumieć.

Książka jest starannie przygotowana, bogato ilustrowana zdjęciami i rysunkami, co ułatwia i uprzyjemnia śledzenie tekstu. Przedstawienie w niej tak ogromnego materiału ma jednak swoje negatywne konsekwencje. Niejednorodny charakter całości opracowania sprawia, że zróżnicowany jest stopień trudności czy-

¹ Recenzje pierwszego wydania, napisane przez B. Karczewskiego i H. Dymaczeńskiego ukazały się: *Postępy Fizyki* 30, 81 i 84 (1970) (przyp. Red.).

tanego tekstu. Obserwuje się zarówno nadmierne wnikanie w szczegóły jak i pomijanie istotnych wyjaśnień tam, gdzie są one potrzebne. Umieszczenie w książce tak wielkiej liczby informacji sprawia, że niektóre powtarzają się w różnych miejscach. I tak np. parametr nasycenia definiowany jest trzykrotnie na str. 40, 187 i 378—9. Niestety podane definicje są wzajemnie sprzeczne. Niektórych informacji natomiast brak wbrew przeświadczeniu Autora o ich zamieszczeniu. Kilkakrotnie np. jest mowa o poszerzeniu jednorodnym bez wyjaśnienia, co to znaczy. Na str. 39 Autor odwołuje się do § 4 w rozdz. 6, którego w książce brak. Przy omawianiu poszerzenia niejednorodnego na str. 120 Autor odwołuje się do § 4 w rozdz. 5, gdzie też sprawa ta nie jest omówiona.

Zauważyłem w tekście szereg sformułowań błędnych, a także innego rodzaju usterek. Ważniejsze przytoczę poniżej. Jak wynika z zapisu u dołu str. 125 dwa elektrony na powłoce K charakteryzują się liczbami kwantowymi $l = 0$ i $l = 1$. Z tabeli na str. 136 wynika, że lasery jonowe argonowe i kryptonowe mogą emitować linie w obszarze nadfioletu jedynie w reżimie impulsowym, a z tabeli na str. 530, że laser azotowy jest laserem o pracy ciągłej. Obie informacje są nieprawdziwe. Według zasady Francka-Condon konfiguracja jąder, a nie atomów, jest stała w czasie przejścia promienistego (str. 162). Lasera barwnikowego nie pompowano laserem neodymowym na częstości podstawowej jak czytamy na str. 217. „Dziury” wypalane są nie w krzywej absorpcji jak czytamy na str. 497, ale w rozkładzie obsadzeń stanu podstawowego, co zresztą widać na zamieszczonym, choć błędnie opisanym, rysunku. O procesie wypalania dziur mowa również na str. 61, ale zrozumienie o co chodzi przez niewytajemniczonego czytelnika wydaje mi się niemożliwe. Przy opisie absorpcji dwufotonowej na str. 498 chodzi nie o poszerzenie dopplerowskie, ale o przesunięcie częstości widzianej przez poruszający się atom. We wzorze 9.2 występują koncentracje atomów, a nie elektronów, w odpowiednich stanach. Sens fizyczny wektora J^* jest, wbrew temu co czytamy na str. 126, taki sam dla obu sprzężeń, w zależności od podejścia zmienia się natomiast jedynie jego wartość. Na str. 160 Autor pisze o eksperymencie Svedberga i otrzymaniu przez niego akcji laserowej w powietrzu w obszarze próżniowego nadfioletu. Przecież sama obecność powietrza wyklucza nadfiolet próżniowy, a więc pojawia się wewnętrzna sprzeczność. Trudno mi się również zgodzić z komentarzem, że „wykorzystanie powietrza jako ośrodka laserującego jest niewątpliwie jednym z ciekawszych osiągnięć elektroniki kwantowej”. Komentarz do równań na str. 378 jest błędny, a ponadto wprowadza niepotrzebnie pojęcie absorpcji wymuszonej. Przecież określenie „absorpcja” jest jednoznaczne i wystarczające.

Komentarz do tabeli 9.1 sugeruje błędnie, że w atomie neonu mogą występować różne rodzaje sprzężeń i w zależności od tego, które z nich zachodzi możemy mieć różne schematy poziomów. Na str. 186 wprowadzona jest wielkość W_{1s} , ale nigdzie nie jest powiedziane, co ona oznacza. Bloembergen jest znakomitym fizykiem, ale nie jest twórcą metody nasyceniowej, a ponadto nie działa w Stanford, jak czytamy na str. 496.

Chciałbym jeszcze zwrócić uwagę na pewne aspekty ogólne, które obniżają moim zdaniem wartość recenzowanej pozycji. Ośmioletni odstęp czasu, jaki upłynął między dwoma wydaniami książki, przyniósł wiele ważnych osiągnięć w dziedzinie laserów. Niestety trudno je odnaleźć w książce Kaczmarka. Literatura do rozdziałów istniejących już w pierwszym wydaniu, a zatem z pominięciem tych wprowadzonych w nowej wersji, zawiera zaledwie 10 pozycji z r. 1980 lub późniejszych. Jest to o tyle istotne, że niektóre dane, głównie w odniesieniu do parametrów różnego rodzaju laserów, stały się nieaktualne. Na przykład na str. 537 czytamy o możliwości uzyskania w laserach barwnikowych szerokości linii poniżej 1 GHz, podczas gdy dostępne na rynku lasery zapewniają szerokość linii ok. 1 MHz, a odpowiednie zabiegi laboratoryjne są w stanie ją jeszcze obniżyć o conajmniej rząd wielkości. Jak już wspominałem, książka ma w pewnym sensie charakter encyklopedyczny, a tym samym możliwość znalezienia aktualnych pozycji literaturowych istotnie podwyższyłaby jej wartość. Trudno mi ocenić natomiast na ile ich brak jest wynikiem długiego cyklu wydawniczego. Biorąc pod uwagę charakter i przeznaczenie książki uważam również, że zbyt skąpy (niecałe dwie strony) jest indeks rzeczowy, co utrudnia odnalezienie potrzebnych informacji.

Na zakończenie mam jeszcze kilka uwag dotyczących nomenklatury i słownictwa. Przez „pompowanie optyczne” Autor rozumie wszelkie procesy prowadzące do uzyskania inwersji obsadzeń (np. str. 111 i 158), podczas gdy z samej nazwy wynika, że chodzi tu jedynie o procesy optyczne, a więc z udziałem światła. Nie podobają mi się również takie określenia jak „poziom pompujący” (str. 118), „dwupoziomowy stan energetyczny” (str. 18), „laser wzbudza się w modzie podstawowym” (str. 50), „prędkość emisji wymuszonej” (str. 158), „wzbudzenie poziomu zamiast atomu” (str. 158) czy też „więź chemiczna” (str. 162).

Także w korekcie przepuszczono wiele usterek, w wyniku czego czytelnik dowiaduje się m. in., że temperatura ciekłego wodoru wynosi 77 K (str. 279), rotacyjna liczba kwantowa dla przejść w cząsteczkach

może zmieniać się o ± 2 , ± 3 (str. 148), całkowite wewnętrzne odbicie następuje dla kąta padania mniejszego niż kąt graniczny (str. 359), pierwiastek lutet charakteryzuje się liczbą porządkową $Z = 21$ (str. 66). Inne zauważone błędy dla ewentualnego wykorzystania przez Autora i Wydawnictwo zamieszczam, ze względu na brak miejsca, w załączniku ².

W podsumowaniu uważam, że książka *Wstęp do fizyki laserów* Kaczmarka, mimo zawartej w recenzji krytyki dotyczącej niektórych jej aspektów, stanowi na naszym rynku wartościową i pożyteczną pozycję. Mam nadzieję, że wytknięcie błędów (Autorowi i korektorom), a także przedstawienie krytycznych uwag i komentarzy może przyczynić się do wprowadzenia korzystnych dla całości poprawek. Życzę tej popularnej już pozycji, a także jej Autorowi, aby następne wydanie spełniło wszystkie wymagania najwybredniejszego czytelnika i recenzenta.

Krzysztof Ernst

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa

² Załącznik przekazujemy Wydawnictwu (przyp. Red.).

LIST DO REDAKCJI

Nauczanie fizyki w Uniwersytecie w Konstantynie

Przez dwa lata, tj. w latach akademickich 1983/4 i 1984/5 pracowałem w Algierii w Instytucie Technologii Uniwersytetu w Konstantynie (Constantine), jednym z większych miast Afryki arabskiej. Uniwersytet ten jest dużą uczelnią, obejmującą różne kierunki, z techniką włącznie. Językiem wykładowym jest francuski. W r. ak. 1982/3 na pierwszy rok studiów przyjęto ogółem ponad 4300 studentów. Przyjmowanie na studia odbywa się na podstawie świadectwa maturalnego, bez egzaminu wstępnego. Natomiast na pierwszym roku studiów jest bardzo ostra selekcja, na drugi rok przechodzi przeciętnie ok. 20% studentów!

Chciałbym podzielić się z Czytelnikami *Postępów Fizyki* kilkoma uwagami na temat nauczania w tym Uniwersytecie, w szczególności na Wydziale Technologii (w Instytucie Technologii wg tamtejszej nomenklatury), gdzie byłem „maître assistant”. W dalszym ciągu zatem opis metod nauczania fizyki będzie dotyczył tego Instytutu.

Instytut Technologii przygotowuje studentów przez okres dwóch lat do dalszych studiów specjalistycznych na różnych kierunkach politechnicznych. Studenci więc studiują przez te dwa lata przedmioty ogólne, takie jak matematyka, fizyka, chemia, rysunek techniczny, ekonomia.

Zajęć z fizyki na pierwszym roku jest tygodniowo: 4 godz. wykładu, 4 godz. ćwiczeń rachunkowych, 2 godz. laboratorium. Przerabiane są następujące działy: w pierwszym semestrze — rachunek wektorowy, kinematyka, dynamika, praca i energia, układ punktów materialnych. W drugim semestrze — pole wektorowe, elektrostatyka, prąd stały, prąd zmienny, elektromagnetyzm. Inne działy fizyki, jak termodynamika, fizyka molekularna, optyka, fizyka atomowa i jądrowa przerabiane są na drugim roku studiów. Zajęcia są dwugodzinne, zaczynają się punktualnie (bez kwadransu akademickiego) i kończą parę minut przed upływem dwóch godzin, żeby studenci mogli przejść na inne zajęcia. Czasami na specjalne życzenie studentów można zrobić 5—10-minutową przerwę.

Laboratorium odrabiają studenci w ten sposób, że cała grupa robi to samo ćwiczenie (jest tyle zestawów do ćwiczeń, ilu studentów w grupie), np. śruba mikrometryczna i noniusz, równia pochyła, wahadło rewersyjne, zestaw do swobodnego spadania ciał, pryzmat, mostek Wheatstone’a, zestaw do pomiaru SEM ogniwa, lampa oscyloskopowa.

Ćwiczenia rachunkowe odbywają się w ten sposób, że przed każdym ćwiczeniem studenci otrzymują powielone kserograficznie tematy zadań (dla wszystkich grup jednakowe), które są rozwiązywane na zajęciach. Raz w tygodniu odbywa się zebranie, na którym prowadzący zajęcia referują przerobiony materiał (liczba rozwiązanych zadań, trudności, różne niejasności itd.). Podawane są też kierownikowi zespołu projekty nowych zadań, które on akceptuje bądź zmienia. Zadania są z zakresu fizyki teoretycznej, ich rozwiązanie opiera się na rachunku wektorowym, różniczkowym i całkowym.

W połowie każdego semestru i przy jego końcu, odbywa się egzamin (*contrôle*) z przerobionego materiału (są to zadania i jedno zagadnienie teoretyczne z wykładu). Każdy student otrzymuje tematy, które rozwiązuje na specjalnych arkuszach, z których potem odcina się górną część z danymi personalnymi studenta, pozostała część jest sprawdzana (anonimowo) przez dwie osoby — niezależnie od siebie, wg ustalonego, dość surowego kryterium 20-punktowego, w którym jest dokładnie ustalona ocena poszczególnych rozwiązań, z dokładnością do 0,25 punktu.

Studenci piszą egzamin samodzielnie, nie istnieje problem „ściągnięcia”, gdyż w takim przypadku grozi studentowi zwolnienie dyscyplinarne z uczelni.

Wyniki dostarcza się kierownikowi zespołu, który je konfrontuje i w razie różnicy w ocenie punktowej większej od dwóch, daną pracę jeszcze raz wspólnie się sprawdza. Przy tak ostrej klasyfikacji niewielu stu-

dentów uzyskuje dziesięć i więcej punktów (10 punktów odpowiada stopniowi dostatecznemu). Na końcu roku akademickiego rozlicza się studenta z odbytych egzaminów i jeżeli uzyska on dziesięć lub więcej punktów, to ma fizykę zaliczoną, jeżeli mniej, to nie. Do egzaminu poprawkowego po wakacjach mogą przystąpić studenci, którym do dziesięciu punktów brakuje niewiele (kilka punktów). Ci, którzy otrzymali bardzo małą liczbę punktów, już nie mają prawa przystępować do egzaminu poprawkowego.

Można więc zauważyć, że system uczenia fizyki w uniwersytecie w Konstantynie, jak i innych miastach Algierii, odbiega od naszego.

Jerzy Meldizon

Zakład Fizyki Technicznej
Politechnika Lubelska
Lublin

Przyrządy dozymetryczne

DKS - 04 DRS - 01

do kontroli indywidualnej podczas prac ze źródłami promieniowania jonizującego

Podstawowe dane techniczne

	DSK-04	DRS-01
Zakres energetyczny MeV	0,05-3,0	0,05 - 3,0
Ilość progów sygnalizacji	9	6
Zasilanie z akumulatorów	7 (D-0,1)	7 (D-0,06)
Czas pracy ciągłej bez ponownego ładowania, godz.	150	200
Ciężar	0,2	0,12

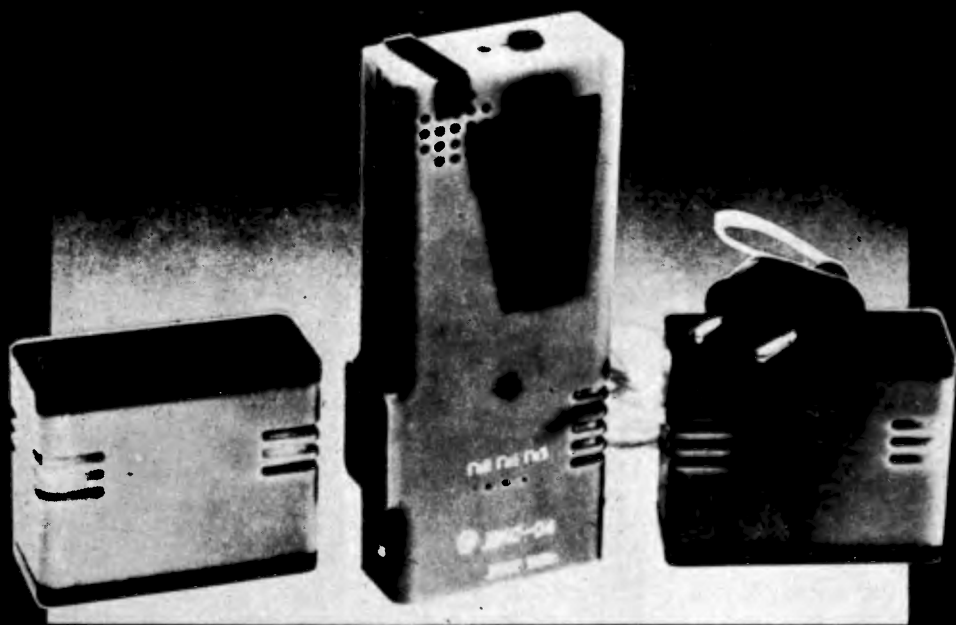
Eksporter:

V/O TECHSNABEXPORT

ZSRR, 121200, Moskwa

Smolenskaja - Siennaja pt. 32/34

Telefon. 244-32-85 Telex: 411328 TSE SU



TENEXTM

KRONIKA

PTF

XXXVI Olimpiada Fizyczna

W r. szkolnym 1986/87 odbywały się zawody XXXVI Olimpiady Fizycznej. Wzięło w nich udział w stopniu

wstępnym	1 653 uczniów z 300 szkół		
I	1 356 " " 350 "		
II część			
teoretyczna	844 " " 250 "		
II " doświadczalna	345 " " 164 "		
III	381 " " 164 "		

Oznacza to, że po raz pierwszy od wielu lat liczba uczniów startujących w zawodach Olimpiady Fizycznej wzrosła w sposób istotny: o ok. 30% w stopniu wstępnym i o ok. 20% w stopniu I.

Podobnie wzrosła liczba szkół, które zgłaszają swoich uczniów do udziału w Olimpiadzie. Największy wzrost liczby uczestników był w okręgach: lubelskim (ponad dwa razy), śląsko-dąbrowskim i warszawskim.

Spośród 81 finalistów Komitet Główny Olimpiady Fizycznej wyłonił 24 laureatów z 18 szkół. Byli to zawodnicy, którzy uzyskali 60 i więcej punktów na 100 możliwych.

Najlepszy zawodnik uzyskał 94 punkty. Zwraca uwagę dojdzie do finału Olimpiady 5 uczniów II klasy, którzy musieli znać praktycznie cały program szkolny, a więc opanowali go w dużym stopniu poza normalnym tokiem lekcji, bądź samodzielnie, bądź przy pomocy swojego nauczyciela. Wśród finalistów niewielu jest uczniów technikum (tylko 5 na 81 finalistów), z czego 2 zostało laureatami.

Podobnie jak w latach ubiegłych najwięcej finalistów było z Warszawy (19), a laureatów z Warszawy (10) i Wrocławia (4). Najwięcej finalistów (po 4) i laureatów (po 2) mieli następujący nauczyciele: mgr Tomasz Gorazdowski z II LO im. Batorego w Warszawie, mgr Jadwiga Holas z XVIII LO im. Zamoyskiego w Warszawie i mgr Hanna Szymburska z I LO im. Kopernika w Łodzi.

Laureaci, zdobywcy pierwszych 5 miejsc, reprezentowali Polskę na międzynarodowej olimpiadzie fizycznej (patrz następna notatka).

W dniu 1 czerwca w IFD UW odbyło się uroczyste zakończenie Olimpiady i wręczenie dyplomów oraz nagród laureatom i ich nauczycielom.

A oto nazwiska pierwszych siedmiu laureatów XXXVI Olimpiady Fizycznej i ich nauczycieli:

- 1) Witold Skiba, kl. IV, LO im. Mikołaja Kopernika w Bielsku-Białej (nauczyciel — mgr Zbigniew Kubica),
- 2) Grzegorz Kondrat, kl. III, XIV LO im. Polonii Belgijskiej we Wrocławiu (naucz. — mgr Marek Łażniak),
- 3) Andrzej Pyka, kl. IV, XIV LO im. Polonii Belgijskiej we Wrocławiu (naucz. — mgr Marian Bąk),
- 4) Piotr Kossacki, kl. II, XLV LO im. Romualda Traugutta w Warszawie (naucz. — mgr Stanisław Lipiński),
- 5) Marcin Konecki, kl. IV, LX LO w Warszawie (naucz. — mgr Lech Nowicki),
- 6) Grzegorz Łabędzki, kl. III, XIV LO im. Polonii Belgijskiej we Wrocławiu (naucz. — mgr Marek Łażniak),
- 7) Paweł Misiurewicz, kl. IV, XVIII LO im. Jana Zamoyskiego w Warszawie (naucz. — mgr Jadwiga Holas).

Warto podkreślić, że Olimpiada Fizyczna jest instytucją działającą praktycznie bez żadnego własnego zaplecza materialnego. Co roku zawody są organizowane w uczelniach, będących siedzibami komitetów okręgowych i Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej. Uczelnie udostępniają nieodpłatnie zarówno sale wykładowe jak i pracownie. Przy ustawianiu zadań doświadczalnych Olimpiada korzysta z aparatury uczelni, często wartości wielu milionów złotych. „Siedzibami” komitetów Olimpiady Fizycznej są podstawowe miejsca pracy działaczy odpowiednich komitetów, zwykle instytuty fizyki uczelni lub PAN. Olimpiada korzysta praktycznie z całego wyposażenia biur, telefonów, kserografów itp., zwykle bezpłatnie. Z jednej strony jest to dość uciążliwe, szczególnie odczuwa się

brak własnych pomieszczeń i telefonu, z drugiej jednak strony jest miarą uznania uczelni i PAN dla działalności Olimpiady Fizycznej, „werbującej” najlepszych uczniów dla fizyki.

Andrzej Kotlicki

XVIII Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna

W dniach 5-13 lipca 1987 w Jenie (NRD) odbyły się zawody XVIII Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej. Uczestniczyła w nich młodzież z rekordowej liczby państw, aż 25! Swoich przedstawicieli przysłały: Australia, Austria, Bułgaria, Chińska Republika Ludowa, Czechosłowacja, Finlandia, Holandia, Islandia, Jugosławia, Kanada, Kuba, Kuwejt, NRD, Norwegia, Polska, RFN, Rumunia, Szwecja, Turcja, USA, Węgry, Wielka Brytania, Wietnam, Włochy i ZSRR. Ponadto obecni byli obserwatorzy z Belgii, Grecji i Kolumbii (kraje te zamierzają przysłać swoje drużyny w roku przyszłym). Obecny też był przedstawiciel UNESCO prof. A. Pokrowsky.

Program siedmiu dni zawodów (poza dniami przyjazdu i odjazdu) był dobrze wypełniony, ale nie przeładowany, pozostawiający trochę czasu na indywidualne zwiedzanie i, co ważniejsze, na rozmowy między opiekunami, a także uczestnikami z różnych krajów.

Organizacja zawodów była bardzo sprawna. Praktycznie biorąc, nie było żadnych „zacięć” organizacyjnych. Wyżywienie było na znakomitym poziomie, a zakwaterowanie bardzo wygodne. Transport na zawody, uroczystości i wycieczki zapewniały autokary. Ponadto uczestnicy mogli bezpłatnie korzystać z bardzo sprawnego transportu miejskiego (za okazaniem plakietki olimpijskiej).

Zawody odbywały się w szkole dla uczniów uzdolnionych dla wszystkich zawodników jednocześnie, tzn. bez podziału na grupy (nawet w przypadku zadania doświadczalnego, bardzo zresztą prostego).

Zadania, o umiarkowanej długości tekstów (rzecz nie bez znaczenia ze względu na konieczność tłumaczenia na języki poszczególnych krajów), były na dość dobrym poziomie. Wydaje się jednak, że w jednym z nich, dotyczącym opadów, przyjęto zbyt grube założenia odnoszące się do zjawisk zachodzących w atmosferze. Inne zaś zadanie, o linii długiej, było naszym zdaniem zbyt matematyczne. Natomiast zadanie doświadczalne (wyznaczenie współczynnika załamania pryzmatu oraz wody) było za proste jak na olimpiadę międzynarodową, mimo że było zadaniem otwartym, nie narzucającym określonej metody pomiaru.

Jeżeli chodzi o kryteria sprawdzania rozwiązań, to sądzimy, że zbyt duży nacisk położono na obliczenia liczbowe.

Ogółem przyznano 3 pierwsze nagrody, 10 drugich, 29 trzecich i 30 wyróżnień oraz 3 nagrody specjalne. Najlepszy wynik uzyskał Catalin Malureanu z Rumunii, który zdobył 49 punktów na 50 możliwych. Nasi zawodnicy zdobyli 3 trzecie nagrody (Piotr Kossacki, Andrzej Pyka i Witold Skiba) oraz 2 wyróżnienia (Marcin Konecki i Grzegorz Kondrat). Warto wspomnieć, że Piotrowi Kossackiemu do drugiej nagrody zabrakło tylko jednego punktu. Najlepiej wypadli zawodnicy rumuńscy, którzy zdobyli dwie pierwsze nagrody, dwie drugie i jedną trzecią oraz dwie nagrody specjalne.

Klasyfikacji drużynowej nie prowadzi się. Jeżeli jednak za wynik drużynowy uznać sumę punktów zdobytych przez wszystkich zawodników danej drużyny, to wypadliśmy nieźle, chociaż nie rewelacyjnie, zajmując siódme miejsce po Rumunii, NRD, Chinach, RFN, Węgrzech i ZSRR, przy czym nasz wynik (159 punktów na 250 możliwych) różnił się od wyniku osiągniętego przez piątą drużynę zaledwie o 2 punkty. Przyjemnym akcentem był fakt, że nasi zawodnicy zdobyli największą sumaryczną liczbę punktów za zadanie doświadczalne (90 na 100 możliwych).

Wydaje się, że można nasze wyniki w przyszłości poprawić skłaniając zawodników do intensywniejszej nauki w czasie obozu treningowego. Można to osiągnąć przez wprowadzenie elementu konkurencji. W związku z tym Komitet Główny Olimpiady postanowił zapraszać w przyszłości 10 zawodników na obóz treningowy i wylaniać pięciosobową drużynę dopiero po obozie. Dotychczas na zawody międzynarodowe kwalifikowano pięciu najlepszych laureatów Olimpiady Fizycznej.

W trakcie uroczystego zakończenia zawodów podano oficjalnie do wiadomości, że zawody następnej, XIX Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej odbędą się w Austrii w miejscowości Bad Ischl w dniach 23 VI—2 VII 1988.

Waldemar Gorzkowski

Andrzej Kotlicki

Nagroda miasta Wrocławia

Jan Rzewuski, profesor w Instytucie Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego, czło-

nek PAN, laureat Medalu Smoluchowskiego, otrzymał Nagrodę miasta Wrocławia za r. 1987.

Odra 27, No 7/8 (1987)

Nagroda Holwecka

Nagrodę i Medal Holwecka za r. 1987 otrzymał Edouard Fabre (Ecole Polytechnique, Palaiseau) za badania nad zastosowaniem laserów do syntezy jądrowej.

Fabre jest kierownikiem grupy w Ecole Polytechnique zajmującej się badaniami plazmy i syntezy jądrowej. W wyniku swoich prac nad oddziaływaniem promieniowania laserowego z ciałem stałym wykazał, że grzanie plazmy przez właściwie dobrane promieniowanie lasera jest procesem wydajnym. Fabre wpadł na pomysł, aby wobec niskiej wartości współczynnika absorpcji promieniowania 1 μm lasera neodymowego (i skutkiem tego niemożności wywołania procesów implozji) zastosować wyższe harmoniczne, które uzyskał przez użycie kryształów nieliniowych. W ten sposób udało się doprowadzić do wzrostu współczynnika absorpcji do 95%. Miało to ogromne znaczenie dla rozwoju prac nad syntezą laserową w wielu laboratoriach świata.

Wyniki grupy Fabre'a są tym bardziej godne szacunku, że jest to nieliczna grupa, a przy tym z niskim budżetem.

Medal i Nagroda Holwecka (wspólna Francuskiego Towarzystwa Fizycznego i brytyjskiego Instytutu Fizyki) przyznawana jest w zasadzie za prace doświadczalne, a za teoretyczne tylko o ile są one ściśle związane z eksperymentem. W latach nieparzystych Medal i Nagrodę otrzymuje fizyk francuski, w latach parzystych — brytyjski.

Phys. Bul. 38, No 6 (1987)

B. W.

Stulecie urodzin Schrödingera

Erwin Schrödinger, jeden z wielkich fizyków bieżącego stulecia, urodził się w 1887 r. w Wiedniu. Studiował na Uniwersytecie Wiedeńskim. Stopień doktora uzyskał w 1910 r., w 1914 r. habilitował się. W pierwszej wojnie światowej wziął udział jako oficer artylerii na froncie włoskim.

Od 1920 r. przez krótkie okresy był profesorem kolejno w Jenie, Stuttgarcie i we Wrocławiu, po czym został powołany na katedrę fizyki teoretycznej Uniwersytetu w Zurychu. W 1927 r. na wniosek Plancka został jego następcą na katedrze fizyki teoretycznej Uniwersytetu Berlińskiego. Schrödinger zrezygnował z tej katedry po przejściu władzy w Niemczech przez Hitlera. Od 1936 do 1938 był profesorem w Grazu, a po przyłączeniu Austrii do Rzeszy Niemieckiej rozpoczął kilka lat trwającą wędrówkę przez Rzym, Genewę, Oxford i Gandawę. Wreszcie w r. 1940 na zaproszenie prezydenta Republiki Irlandzkiej Eamona de Valera przyjął stanowisko w Institute for Advanced Studies w Dublinie. W 1956 r. wrócił do Wiednia, gdzie zmarł na początku 1961 r.

Krąg zainteresowań Schrödingera był bardzo szeroki. Obejmował zagadnienia fizyki statystycznej, zjawisk kwantowych, struktury czasoprzestrzeni oraz związku fizyki z geometrią, a także biologię i filozofię. We wszystkich tych dziedzinach zostawił twórczy oryginalny wkład.

Niewątpliwie najważniejszym osiągnięciem Schrödingera było odkrycie, że stan układu fizycznego określony jest przez „funkcję falową” (poprawniej — funkcję stanu). Funkcja falowa (na ogół zespolona) jest funkcją współrzędnych przestrzennych i czasu i jest rozwiązaniem różniczkowego „równania Schrödingera”, Warunek, że funkcja falowa ma być ciągła, jednoznaczna i skończona w całym obszarze zmienności argumentów narzuca ograniczenia na parametry równania Schrödingera. W szczególności energia układu może mieć tylko wartość będącą wartością własną równania Schrödingera. Jedną z najbardziej doniosłych publikacji Schrödingera w tym cyklu nosi tytuł „Quantisierung als Eigenwertproblem” (kwantowanie jako problem wartości własnych). Dla pewnych układów i przedziałów dopuszczalne wartości energii tworzą zbiór dyskretny, np. stany energetyczne atomu. Schrödinger przedstawił swoją teorię w dziesięciu pracach opublikowanych w latach 1926—27. Pokazał w nich również, że jego „mechanika falowa” jest w istocie równoważna „mechanice macierzowej”, z którą nieco wcześniej wystąpił Heisenberg.

Schrödinger nie przypisał funkcji falowej konkretnego sensu fizycznego. Interpretację funkcji falowej jako amplitudy prawdopodobieństwa zaproponował Max Born.

Równanie Schrödingera jest nierelatywistyczne, a więc traci ważność przy rozważaniu zjawisk, w których występują prędkości rzędu prędkości

świata. Odkryte przez siebie równanie relatywistyczne, znane obecnie jako równanie Kleina-Gordona, uznał Schrödinger za niewłaściwe ze względu na nieliniowość. Podstawowe relatywistyczne równanie falowe opisujące elektrony wyprowadził Dirac.

Metody oparte na mechanice falowej znalazły zastosowanie w rozmaitych dziedzinach fizyki i pozwoliły na rozwiązanie bardzo wielu problemów. To świadczy o wadze stworzonej przez Schrödingera teorii dla postępu nauki.

Schrödinger otrzymał Nagrodę Nobla z fizyki w 1933 r.

Ludwik Natanson

Stulecie doświadczenia Michelsona i Morleya

W 1887 r. Michelson i Morley wykonali swoje słynne doświadczenie w celu stwierdzenia ruchu Ziemi względem „eteru” — hipotetycznego ośrodka, w którym według ówczesnych poglądów, miały się rozchodzić fale elektromagnetyczne. Jak wiadomo, wynik tego doświadczenia był całkowicie negatywny.

Osiemnaście lat później Einstein ogłosił pracę „Über die Elektrodynamik bewegter Körper”, w której przedstawił swoją szczególną teorię względności. Teoria ta oparta jest na założeniu, że prędkość światła (i w ogóle fal elektromagnetycznych) jest stałą uniwersalną niezależną od tego, w jakim inercyjalnym układzie odniesienia jest mierzona.

Wbrew powszechnemu mniemaniu Einstein stworzył szczególną teorię względności zupełnie niezależnie. Jest rzeczą co najmniej wątpliwą, czy wynik doświadczenia Michelsona i Morleya był mu w tym czasie znany.

B. W.

40 lat π i K

W 1987 r. mija 40 lat od odkrycia przez Powella i współpracowników w Bristolu mezonu π oraz cząstki K przez Rochestera i Butlera w Manchester. Może warto dodać, że pierwszą informację o odkryciu mezonu π podał Powell na I Międzynarodowej Konferencji Promieni Kosmicznych w Krakowie w październiku 1947.

Z okazji rocznicy tych odkryć odbyła się w czerwcu 1987 konferencja w H. H. Wills Physics Laboratory w Bristolu. Materiały konferencji zostaną opublikowane przez firmę Adam Hilger.

Phys. Bul. 38, Nr 5 (1987)

B. W.

Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne o SDI

Zespół powołany przez Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne opracował szczegółowy raport (ponad 400 str.) na temat broni o skierowanej energii, stanowiącej część tzw. Inicjatywy Obrony Strategicznej (SDI). Raport ten został rozesłany do wielu instytucji, również poza USA, m. in. do Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Rada ATF wydała oświadczenie stwierdzające, że stworzenie efektywnej obrony przed pociskami balistycznymi za pomocą broni o skierowanej energii przekracza znacznie obecne możliwości; że istnieje zbyt mało informacji, by stwierdzić, czy uda się to w ogóle osiągnąć; że potrzeba co najmniej 10 lat intensywnych badań, by można było odpowiedzialnie rozstrzygnąć kwestię efektywności takiej broni.

Rada ATF jest zdania, że ze względu na ogromną różnicę między obecnym poziomem technologii a poziomem koniecznym do efektywnego stworzenia SDI, rozwijanie prac w tym kierunku byłoby marnowaniem zasobów finansowych i ludzkich.

Phys. Today 40, No 6 (1987)

B. W.

Wiązki jąder rozpedzanych do energii 8 TeV — rekord techniki akceleratorowej czy nowy rozdział fizyki?

Od kilkudziesięciu lat zespoły fizyków i techników, zajmujących się projektowaniem, konstrukcją i wykorzystywaniem akceleratorów, uczestniczą w upartym pochodzie ku coraz wyższym energiom przyspieszonych cząstek. Motywy tych dążeń i argumenty przemawiające za budową tak kosztownych urządzeń są dość dobrze znane. Od wielu lat prowadzone są badania oddziaływań „elementarnych”, tj. między cząstkami umownie dotychczas określanymi jako elementarne (protony, neutrony, piony, elektrony itd.), a także badania zderzeń:

cząstka elementarna-jądro atomowe. W tych ostatnich obserwuje się efekty związane z tym, że „elementarny” pocisk trafia w tarczę, która nie jest swobodnym nukleonem, lecz gęstą materią jądrową, złożoną ze związanych ze sobą nukleonów.

Ostatnio coraz częściej czytamy i słyszymy doniesienia o przyspieszaniu w akceleratorach jąder atomowych wykorzystywanych jako „pociski” w zderzeniach jądro-jądro. W 1986 r. uzyskano w CERN-ie w Genewie wiązki jąder tlenu ^{16}O przyspieszonych do energii 60 oraz 200 GeV na jeden nukleon (całkowita energia „pocisku” wynosi zatem $3.2 \text{ TeV} = 3.2 \times 10^{12} \text{ eV}$); w r. 1987 uzyskane będą wiązki jąder siarki ^{32}S oraz argonu ^{40}Ar o tej samej energii na nukleon (całkowita energia jąder pocisków wyniesie zatem odpowiednio 6.4 TeV i 8 TeV). Stanowi to niewątpliwie rekordowe osiągnięcie w dziedzinie techniki przyspieszania jonów. Przypomnijmy, że w ośrodku Brookhaven przyspiesza się jądra (do nuklidów ^{32}S włącznie) do energii ok. 15 GeV/nukleon; do niedawna najwyższe energie osiągnano w ZIBJ w Dubnej (3.7 GeV/nukleon dla jąder ^{16}O i — ostatnio — również jąder ^{24}Mg), zaś w Laboratorium Lawrence’a w Berkeley przyspiesza się jądra atomowe (^{40}A , ^{98}Nb , ^{139}La) do energii 2 GeV/nukleon.

Postronny obserwator tego pochodzący ku coraz wyższym energiom coraz cięższych jąder atomowych przyspieszanych w akceleratorach, zadaje sobie, oczywiście, pytanie, czego się oczekuje od eksperymentów, wykorzystujących takie wysokoenergetyczne wiązki jądrowe. Koszty budowy i eksploatacji urządzeń niezbędnych do otrzymywania takich wiązek oraz złożonej aparatury detekcyjnej stosowanej w takich eksperymentach są ogromne zarówno w sensie wydatków, jak i wkładu pracy specjalistów. Samo dążenie do osiągnięcia kolejnego „rekordu” technicznego nie stanowi, rzecz jasna, argumentu wystarczającego dla podejmowania prac tego rodzaju.

Zauważmy, że przy zderzeniu (zwłaszcza centralnym) jądro-jądro przy energii relatywistycznej wyzwalana jest wewnątrz materii jądrowej ogromna energia. Proces zderzenia pociąga za sobą znaczny wzrost gęstości materii jądrowej w całym obszarze wzajemnego przenikania się zderzających się jąder, bądź lokalnie — w części tego obszaru. Szacuje się, że gęstość energii osiągnana przy zderzeniach relatywistycznych jąder może przekraczać kilka, a nawet kilkadziesiąt razy gęstość energii w stanie podstawowym jądra, która wynosi ok. 0.17 GeV/fm^3 . W przypadku osiągnięcia stanu zbliżonego do równowagi termo-

dynamicznej (trwającego, oczywiście, bardzo krótko, zanim wyprodukowane w zderzeniu cząstki zostaną wyemitowane) można również oczekiwać znacznych wartości temperatury jądrowej (np. ok. 200 MeV) źródeł, z których emitowane są produkty zderzenia. Wobec braku jednoznacznego opisu teoretycznego tych stanów i prowadzących do nich procesów dysponujemy obecnie tylko podejściami modelowymi, których przewidywania ilościowe znacznie się różnią między sobą. Zgodnie jednak przewiduje się, że materia jądrowa w stanie „ekstremalnym” (w szczególności o bardzo dużej gęstości materii lub/i wysokiej temperaturze jądrowej) może ulec przejściu fazowemu do stanu, w którym nie można już mówić o materii jądrowej jako o zbiorze nukleonów, lecz raczej jako o plazmie kwarkowo-gluonowej (tzw. kwagma). Rozważania i oszacowania, prowadzone w ramach licznych modeli teoretycznych, przewidują cały szereg efektów, których zaobserwowanie stanowiłoby — jeżeli nie dowód — to przynajmniej bardzo silny argument za występowaniem przejść fazowych w ekstremalnych stanach materii jądrowej. Poszukiwanie tych oznak („sygnatur”) oraz — w ramach mniej spektakularnego, lecz również ważnego programu badań — poszukiwanie i analiza procesów kolektywnych w zderzeniach jądrowych stanowi przedmiot badań eksperymentalnych prowadzonych w relatywistycznej fizyce jądrowej. Widać zatem, że niezbędne jest tu wykorzystanie jądrowych „pocisków” i „tarcz” o stosunkowo dużej masie i przyspieszanie „pocisków” do bardzo wysokich energii.

Wobec niepewności przewidywań ilościowych, wynikających z modeli teoretycznych, nie można jednoznacznie określić przy jakiej energii danego jądra-pocisku, zderzającego się centralnie z danym jądrem-tarczą, mogą czy powinny być realizowane przejścia fazowe w materii jądrowej. Optymiści sądzili, że badanie zderzeń jąder tlenu o energii 3.7 GeV/nukleon z podobnymi lub cięższymi jądrami, da szansę zaobserwowania przejawów powstawania „kwagmy”. Obecnie oczekuje się, że szansę tę mają eksperymenty wykorzystujące wiązki jąder o energii kilkudziesięciu i więcej GeV/nukleon. Takie eksperymenty rozpoczęto w 1986 r. w CERN-ie. Warto zauważyć, że nawet gdyby przejścia fazowe w materii jądrowej w ogóle nie występowały lub okazały się nieobserwowalne w tych konkretnych wariantach możliwości eksperymentalnych, to badanie reakcji jądrowych przy tak wysokiej energii niewątpliwie wzbogaci w istotny sposób naszą wiedzę o procesach we-

wnętrządrowych i własnościach materii jądrowej w stanach charakteryzujących się znacznie zwiększoną gęstością materii i energii.

Ewa Skrzypczak

Spóźnione informacje o konferencjach

Zdarza się, że podawane w czasopiśmie informacje o mających się odbyć konferencjach ukazują się zbyt późno, by zdążyć zgłosić pracę czy udział w konferencji. Ostatnio skarżył się na to czytelnik *Physics Bulletin* (38, No 6). Redaktor tego pisma wyjaśnia, że niektórzy organizatorzy nie dosyć wcześnie zawiadamiają redakcję o mającej się odbyć imprezie.

Niestety, i nasza redakcja ma ten sam problem z Kalendarzem Imprez.

B. W.

Kursy szkoleniowe na wideokasetach

Amerykańskie Towarzystwo Próżniowe (American Vacuum Society) przygotowało dwa kursy szkoleniowe utrwalone na wideokasetach. Przeznaczone są dla laboratoriów przemysłowych i państwowych. Jeden kurs dotyczy własności materiałów używanych w układach próżniowych, a drugi — rozpylania jonowego i techniki wiązek jonowych. Inicjatywę taką podjęto już przed kilku laty, ale zrealizowano ją dopiero teraz po dyskusjach z pracownikami badawczymi różnych laboratoriów i wybraniu zasadniczych tematów.

„Własności materiałów używanych w układach próżniowych” składają się z 8 pięćdziesięciminutowych taśm i odpowiednich skryptów. Przedstawiono własności takich materiałów jak metale, szkła, polimery, oleje, smary i rozpuszczalniki. Autorem tego kursu jest William F. Brunner, będący od 30 lat konsultantem w Lawrence Livermore National Laboratory.

Drugi kurs, na temat nanoszenia warstw przez rozpylanie i techniki wiązek jonowych, został przygotowany przez Williama D. Westwooda z Bell-Northern Research Laboratories i obejmuje zagadnienia transportu materiału, nakładania stopów i związków chemicznych, technologii nakładania z wykorzystaniem reakcji chemicznych.

W przygotowaniu są 2 dalsze kursy na temat pomp próżniowych i mierników próżni.

Wydaje się, że może to być bardzo pożyteczna inicjatywa, prowadząca do podnoszenia kwalifikacji pracowników laboratoriów przemysłowych i innych.

Phys. Today 40, No 6 (1987)

B. W.

Principia na znaczkach

Poczta brytyjska wydała serię 4 znaczków dla uczczenia trzechsetnej rocznicy opublikowania *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica* Newtona. Są to: znaczek upamiętniający *Principia* (18 p), reprezentujący prawo grawitacji (22 p), upamiętniający prace optyczne Newtona (31 p), znaczek przedstawiający sztuczne satelity (34 p).

Eur. J. Phys. 8, No 3 (1987)

B. W.

Historia fizyki w Getyndze

Z okazji 250-lecia Uniwersytetu w Getyndze została wydana książka *Die Geschichte der Göttinger Physik* (Vandenhoeck & Ruprecht, Göttingen 1987) pod redakcją Friedricha Hunda.

Rozwój fizyki w Getyndze zaczął się w czasach, gdy doskonałym wykładowcą fizyki doświadczalnej był Georg-Christoph Lichtenberg (1742-1790). W pierwszej połowie XIX w. pracowali w Getyndze Carl Friedrich Gauss (1777-1855) i Wilhelm Eduard Weber (1804-1891) oraz matematycy Bernhard Riemann, Waldemar Voigt i Ernst Wiechert. Nieco później matematyka uprawiana w Getyndze stała się sławna w świecie dzięki pracom Felixa Kleina, Davida Hilberta i Hermanna Minkowskiego. O znaczeniu ich prac dla rozwoju fizyki nie musimy chyba przypominać. W Getyndze działał też Ludwig Prandtl, twórca nowoczesnej hydro- i aerodynamiki.

W pierwszym trzdziestoleciu naszego stulecia Getynga była Mekką fizyki atomowej. Profesorami byli tu: Max Born (1882-1970), James Franck (1882-1964) i świetny dydaktyk Robert Wilhelm Pohl (1884-1976). Przez pewien czas pracował tu Heisenberg, przyjeżdżał na seminarium Niels Bohr. Getynga przyciągała też wielu młodych, utalentowanych fizyków. Wszystko to nagle się skończyło w epoce rządów Hitlera. Musieli wyemigrować m. in. Born, Franck, matematyk Courant.

Phys. Bl. 43, No 7 (1987)

B. W.

KALENDARZ IMPREZ

Informację podajemy w następującej kolejności: data i miejsce imprezy, organizator, adres, pod który należy nadsyłać zgłoszenia i ewentualne streszczenia prac, Z — termin zgłoszeń, A — termin nadsyłania streszczeń, P — przewidywane wydanie materiałów, U — przewidywana liczba uczestników, język (jeżeli inny niż polski), O — wysokość opłaty konferencyjnej.

KONFERENCJE 1988

23—27 maja 1988, Kazimierz Dolny

Nowe Teorie w Fizyce — XI Warszawskie Sympozjum Fizyki Cząstek Elementarnych. Instytut Fizyki Teoretycznej Uniw. Warszawskiego. Dr Z. Ajduk, IFT UW, Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel. 28-30-31 w. 247.

Z: 31.3.88, P, U: 90, ang.

25—29 lipca 1988, Toruń

9th International Conference on Spectral Line Shapes. Uniwersytet Mikołaja Kopernika. Prof. J. Szudy, IF UMK, ul. Grudziądzka 5, 87-100 Toruń, tel. 210-65 i 224-87.

Z: 15.2.88, A: 1.3.88, P, ang.

15—19 sierpnia 1988, Warszawa

19 Międzynarodowa Konferencja Fizyki Półprzewodników. Patronat IUPAP. Inst. Fizyki PAN, Wydział Fizyki UW, Zakł. Wysokich Ciśnień „Unipress”. Dr Jacek Kossut. IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43-70-71 w. 242 lub 43-56-26.

4—10 września 1988, Szczyrk-Biła

4th International Conference on Physics of Magnetic Materials (ICPMM). Instytut Fizyki PAN, Zakład Materiałów Magnetycznych POLFER. Dr Marek Gutowski, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43-70-01 w. 122, tlx 812468 if pan pl.

P, U: 250, ang.

5—9 września 1988, Toruń

VII Polska Konferencja Spektroanalityczna i X CANAS. Komisja Analitycznej Spektrometrii Atomowej Komitetu Chemii Analitycznej PAN i Uniwersytet Mikołaja Kopernika. Dr Jerzy Fijałkowski, Inst. Chemii i Techniki Jądrowej, Dorodna 16, 03-195 Warszawa, tel. 11-30-21 w. 1276.
pol. i ang.

14—16 września 1988, Gliwice

VI Konferencja Fizyka dla Przemysłu. Polskie Towarzystwo Fizyczne i Instytut Fizyki Politechniki Śląskiej.

wrzesień 1988, Warszawa

II Krajowe Seminarium Mössbauerowskie. Instytut Fizyki Politechniki Warszawskiej. Doc. W. Zych, IF PW, Koszykowa 75, 00-662 Warszawa, tel. 210071439.

3—8 października 1988, Wrocław

9th Internat. Symposium on Exoelectron Emission and Applications. Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniw. Wrocławskiego. Dr J. Lesz, IFD UW., Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław.
ang.

SZKOŁY 1988

4—13 maja 1988, Polanica Zdrój

9 Szkoła Biofizyki Transportu przez Błony. Katedra Fizyki i Biofizyki AR Wrocław i Inst. Biochemii i Biofizyki PAN Warszawa. Dr Halina Kleszczyńska, Kat. Fiz. i Biofiz. AR, Norwida 25, 50-375 Wrocław, tel. 22-66-61 w. 167, telex 0715327 arw pl.
A: 31.12.87, P, ang., O: 25 000 zł (zakwaterowanie, wyżywienie, materiały).

22—29 maja 1988, Szczyrk

8th International School on Defects in Crystals. Instytut Fizyki PAN. Mgr Halina Granat, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43-60-34.
A: 15.2.88, P, U: 150, ang., O: dla uczestników z Polski 26 000 zł (zakwaterowanie, wyżywienie, wpisowe).

10—17 września 1988, Sulejów

2nd Internat. School on Electrochemistry of Conductive Polymers (ECP-2). Politechnika Warszawska. Dr J. Płocharski, Inst. Technologii Chemii Nieorganicznej. PW, Noakowskiego 3, 00-664 Warszawa.
ang.

KONFERENCJE 1989

8—12 maja 1989, Warszawa

Interferometry '89 — 100 years Michelson: state of art and applications. Sekcja Optyki SIMP i Ośrodek Doskonalenia Kadr SIMP. Małgorzata Sochacka, Centralne Laboratorium Optyki, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa.
ang.

NOWE KSIĄŻKI

V. Acosta, C. L. Cowan, B. J. Graham, *Podstawy fizyki współczesnej* z serii uzupełniającej „Bibliotekę Fizyki”, z jęz. angielskiego tłum. Halina Hrynkiewicz, wyd. 2, PWN, Warszawa 1987, s. 536, cena zł 610.—

Marian Kielkiewicz, *Teoria reaktorów jądrowych*, wyd. 1, PWN, Warszawa 1987, s. 272, cena zł 350.—

Pavel Chmela, *Wprowadzenie do optyki nieliniowej*, z jęz. czeskiego tłum. Jan Petykiewicz, wyd. 1, PWN, Warszawa 1987, s. 232, cena zł 220.—

Leonard I. Schiff, *Mechanika kwantowa* z serii uzupełniającej „Bibliotekę Fizyki”, z jęz. angielskiego tłum. Zofia Rek i Zbigniew Rek, wyd. 2, PWN, Warszawa 1987, s. 476, cena zł 620.—

Walter Thirring, *Fizyka matematyczna, t. 4, Mechanika kwantowa wielkich układów* z serii uzupełniającej „Bibliotekę Fizyki”, z jęz. niemieckiego tłum. Kazimierz Napiórkowski, wyd. 1, PWN, Warszawa 1987 s. 283, cena zł 350.—

INFORMACJE DLA AUTORÓW

Komitet Redakcyjny w celu skrócenia cyklu wydawniczego prosi autorów o opracowywanie materiałów przeznaczonych do druku w *Postęпах Fizyki* zgodnie z podanymi niżej wytycznymi:

1. Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki*, 24, 701 (1973): 33, 299 (1982).

2. Maszynopis pracy (oryginał i jedną pełną — z rysunkami, tablicami itd. — kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja Postępów Fizyki, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładne adresy, zarówno prywatny jak i instytucji, z zaznaczeniem, na który przesyłać korespondencję, korektę i honorarium autorskie. O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

3. Maszynopis winien być napisany na arkuszach formatu A4 jednostronnie, z podwójną interlinią (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3,5 cm z lewej strony.

4. Pierwsza strona maszynopisu winna zawierać imię i nazwisko autora i miejsce pracy z adresem, tytuł pracy w języku polskim i angielskim oraz streszczenie (do 20 wierszy maszynopisu) w języku angielskim (angielski tytuł i streszczenie nie są potrzebne do recenzji książek, notatek do kroniki i sprawozdań ze zjazdów i konferencji).

5. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury (te ostatnie w nawiasach kwadratowych) należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych (a nie pochyłych kresek), kwadratowych i sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

6. Wzory należy wpisywać czytelnie, a w szczególności bardzo wyraźnie wpisywać wskaźnik i wykładniki potęgi. Symbole wielkości wektorowych należy podkreślić czarnym ołówkiem, gdyż będą wydrukowane tłustym drukiem (nie rysować strzałek).

7. Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach w rozmiarze 2 do 4 razy większym niż mają być w druku. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tablice (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.

8. Wszelkie przypisy i uwagi, numerowane kolejno cyframi arabskimi u góry, winny być zamieszczone nie w spisie literatury, a u dołu strony, na której są odsyłacze.

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

[1] A. Białas, W. Czyż, *Acta Phys. Pol.* B5, 523 (1974).

[2] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, t. I, Benjamin, New York 1969, str. 100.

[3] N. N. Bogolyubov, D. V. Shirkov, *Vvedenie v teoryu kvantovannykh polei*, Nauka, Moskwa 1973, str. 20.

Skróty nazw czasopism i transliteracja z alfabetów nielacińskich, według *Physics Abstracts*. Odsyłacze do literatury w tekście pracy powinny być w nawiasach kwadratowych.

10. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Sławkowska 14, 31-014 Kraków. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamówić odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1—16 s. wynosi zł 24.—

12. Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma na rok 1988:

Cena prenumeraty: półrocznie zł 450.—
rocznie zł 900.—

Prenumeratę krajową i za granicę przyjmuje się:

do dnia 10 listopada na I półrocze roku następnego i cały rok następny.

do dnia 1 czerwca na II półrocze roku bieżącego.

Prenumeratę krajową przyjmują i informacji o cenach udzielają urzędy pocztowe i doręzciele na wsiach oraz Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” w miastach.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę (która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej dla zleceniodawców indywidualnych i o 100% dla instytucji i zakładów pracy) pocztą zwykłą przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto NBP XV OM Warszawa, nr 1153-201045-139-11.

Bieżące numery można nabywać lub zamówić we Wzorcowni Ośrodka Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter), 00-901 Warszawa.

PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF do 15 października każdego roku na cały rok następny, otrzymują 25% zniżki.

Informations for subscribers

A subscription order can be sent through the local press distributors or directly to the Foreign Trade Enterprise ARS POLONA-RUCH, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, Poland.
Our banker: Bank Handlowy S. A., Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.

SPIS TREŚCI

G. Binnig, H. Rohrer — Skaningowa mikroskopia tunelowa — od narodzin do wieku dojrzewania (tłum. <i>Adam Kiejna</i>)	493
T. Rothman, G. F. R. Ellis — Metaflacja? (tłum. <i>Andrzej Krasieński</i>)	511
RÓŻNE	
H. Z. Wrembel — Niemieckie Towarzystwo Fizyczne	535
WSPOMNIENIA — ROCZNICE	
P. Tomaszewski — 70 lat metody Czochralskiego hodowli kryształów	547
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
L. Tykarski, P. Olbrysz, L. Widomski, L. Dobrzyński — Układ sterowania i zbierania danych z mikrokomputerem	551
NOWE URZĄDZENIA I TECHNIKI EKSPERYMENTALNE	
J. Bartke — Technika przyspieszania ciężkich jonów do energii relatywistycznych	557
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
RECENZJE	581
LIST DO REDAKCJI	585
KRONIKA	587

CONTENTS

G. Binnig, H. Rohrer — Scanning Tunneling Microscopy — from Birth to Adolescence	493
T. Rothman, G. F. R. Ellis — Metaflation?	511
MISCELLANEA	
H. Z. Wrembel — German Physical Society	535
RECOLLECTIONS — ANNIVERSARIES	
P. Tomaszewski — Seventy Years of the Czochralski Method of Crystal Growing	547
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
L. Tykarski, P. Olbrysz, L. Widomski, L. Dobrzyński — Control and Data Acquisition with Microcomputer	551
NEW DEVICES AND EXPERIMENTAL TECHNIQUES	
J. Bartke — Acceleration of Heavy Ions to Relativistic Energies	557
MEETING AND CONFERENCES	
REVIEWS	581
LETTER TO THE EDITOR	585
CHRONICLE	587