

Nr indeksu 369721

PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 46
ZESZYT 3
1995

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes:	Prof. dr HENRYK SZYMCZAK
Wiceprezesa:	Prof. dr STANISŁAW K. HOFFMANN Prof. dr JERZY NIEWODNICZAŃSKI
Sekretarz Generalny:	Prof. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI
Skarbnik:	Dr LUCJAN ZEMŁO
Członkowie Zarządu:	Prof. dr EWA DOBIERZEWSKA-MOZRZYMAS Dr ZOFIA GOŁĄB-MEYER Prof. dr STEFAN POKORSKI Dr EDMUND ŚNIADEK Doc. dr ANDRZEJ WIĘCKOWSKI Mgr MARIA ZABOROWSKA-KUŚMIEREK

Redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI – <i>Postępy Fizyki</i>
Prof. dr JERZY PROCHOROW – <i>Acta Physica Polonica A</i>
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ – <i>Acta Physica Polonica B</i>
Prof. dr JAN KALINOWSKI – <i>Delta</i>
Prof. dr ANDRZEJ JAMIOŁKOWSKI – <i>Reports on Mathematical Physics</i>

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Prof. dr ANDRZEJ MAZIEWSKI (Białystok)	Prof. dr MARIA GILLER (Łódź)
Dr ALEKSANDRA WRONKOWSKA (Bydgoszcz)	Prof. dr TADEUSZ GÓRECKI (Opole)
Dr JERZY J. WYSŁOCKI (Częstochowa)	Prof. dr ANDRZEJ WIĘCKOWSKI (Poznań)
Dr KRYSZTYN KOZŁOWSKI (Gdańsk)	Prof. dr RYSZARD KĘPA (Rzeszów)
Prof. dr ZYGMUNT KLESZCZEWSKI (Gliwice)	Prof. dr HENRYK WREMBEL (Stupsk)
Prof. dr JERZY WARCZEWSKI (Katowice)	Prof. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)
Dr MAREK PAJEK (Kielce)	Prof. dr ANDRZEJ BIELSKI (Toruń)
Prof. dr ANDRZEJ SZYTUŁA (Kraków)	Prof. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI (Warszawa)
Prof. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)	Prof. dr ZYGMUNT GALASIEWICZ (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 Warszawa, ul. Hoża 69
tel./fax 621 26 68
adres elektroniczny: ptf@fuw.edu.pl

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 46, ZESZYT 3
1995

Zeszyt dofinansowany
przez Komitet Badań Naukowych

Wydano pod patronatem
Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Warszawa 1995

RADA REDAKCYJNA

Iwo Białynicki-Birula, Jerzy Czerwonko, Marek Demiański,
Adam Kujawski, Tadeusz Skaliński, Maciej Suffczyński, Józef Szudy

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny: Adam Sobiczewski
Członkowie Redakcji: Krzysztof Burzyński, Tomasz Dietl, Mirosław Łukaszewski,
Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa
adres elektroniczny: postepy@fuw.edu.pl

Korespondenci Oddziałów PTF:

Mgr Piotr Malinowski (Białystok)
Dr Wanda Ciużyńska (Częstochowa)
Dr Stanisław Zachara (Gdańsk)
Dr Roman Bukowski (Gliwice)
Dr Janusz Frąckowiak (Katowice)
Dr Małgorzata Suchańska (Kielce)
Dr Anna Kapuścik (Kraków)
Mgr Tomasz Durakiewicz (Lublin)
Prof. dr Leszek Wojtczak (Łódź)
Dr hab. Bożena Pędzisz (Opole)
Prof. dr Andrzej Graja (Poznań)
Mgr Danuta Ficek (Słupsk)
Dr Ewa Weinert-Rączka (Szczecin)
Dr Józefina Turło (Toruń)
Dr Ewa Jędryka (Warszawa)
Dr hab. Bernard Jancewicz (Wrocław)

Leszek M. Sokołowski

*Obserwatorium Astronomiczne
Uniwersytet Jagielloński
Kraków*

Dlaczego nie ma nic, skoro powinno coś być czyli centralny problem fizyki teoretycznej*

**Why there is nothing rather than something:
the central problem of theoretical physics**

Abstract: Indirect astronomical observations limit the cosmological constant to be at least 120 orders of magnitude below its Planckian value. Yet we know no symmetry principle to make it precisely zero. On the other hand the vacuum quantum fluctuations and the various symmetry breaking phase transitions that we believe occurred in the early Universe would have given an effective cosmological constant many orders of magnitude above the observational limit. This discrepancy causes a crisis in theoretical physics showing that the standard model of elementary particles needs a substantial modification.

Tytuł pochodzi od znanego fizyka teoretyka z Uniwersytetu Harvarda, Sidneya Colemana. Dodałem mu podtytuł, aby nie kojarzył się z przeraźliwą mizериą finansową trapiącą polską naukę. Coleman również uznał za stosowne dookreślić swój artykuł w *Nuclear Physics* [1] podtytułem „Teoria stałej kosmologicznej”. Mowa będzie właśnie o tej stałej.

Stała kosmologiczna zalicza się do zjawiska zwanego folklorem fizyki. Każdy bowiem fizyk, niezależnie od specjalizacji, czytał kiedyś jakąś popularną książkę o teorii względności i wie, że Einstein najpierw wymyślił dziwoląg o tej nazwie, a

*Rozszerzona wersja referatu wygłoszonego 19 maja 1994 r. na Konwersatorium Krakowskiego Oddziału PTF.

potem go wyrzucił jako bezwartościowy. Nowsze książki cytują też Gamowa [2], według którego Einstein miał określić swój wytwór jako „największy błąd mojego życia”. Jeżeli Einstein rzeczywiście wypowiedział te słowa (nie cytuje ich najpełniejsza biografia naukowa pióra Abrahama Paisa [3]), to mylił się gruntownie co do siebie i stałej kosmologicznej.

1. Historia: Einstein i stała kosmologiczna

Folklorystyczna wiedza o stałej kosmologicznej zawiera ziarno prawdy, jednak prawdziwa historia jest dużo bardziej złożona i znacznie ciekawsza. Wprawdzie powody, dla których Einstein wymyślił tę stałą, są całkowicie przebrzmiałe, niemniej warto się z nimi zapoznać.

Podstawy ogólnej teorii względności zostały sformułowane przez Einsteina w latach 1915–16. W równaniach pola grawitacyjnego występują dwie stałe uniwersalne: prędkość światła c i newtonowska stała ciężenia G . Równania te z miejsca odniosły sukces w opisie zjawisk grawitacyjnych w układzie planetarnym. W 1917 r. Einstein zastosował swoją teorię do Wszechświata jako całości – podał pierwszy relatywistyczny model zakrzywionej czasoprzestrzeni. Uznał w tym celu za konieczne zmodyfikować swoje równania pola. Chyba czuł, że modyfikacja jest mniej przekonująca niż pierwotna wersja teorii, bowiem na kilka dni przed przedstawieniem Pruskiej Akademii Nauk swej pracy napisał w liście do Paula Ehrenfesta, że „co do teorii ciężenia znowu popełniłem coś, co mi grozi, że mnie za to zamkną w domu wariatów”, zaś w samym artykule [4] przyznaje, że wiedzie do niej „droga kręta i wyboista”. Przez analogię z newtonowską teorią grawitacji dochodzi do wniosku, że dynamika pola grawitacyjnego (którego potencjałami są składowe $g_{\mu\nu}$ tensora metrycznego) opisana jest nie tylko tensorem Einsteina $G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R$, czyli krzywizną, lecz ponadto tzw. członem kosmologicznym, proporcjonalnym do samej metryki. Stała proporcjonalności, tradycyjnie oznaczana Λ , nosi nazwę stałej kosmologicznej. „Poprawione” równania Einsteina mają zatem postać

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R - \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}, \quad (1)$$

gdzie $T_{\mu\nu}$ jest tensorem energii-pędu wszelkiej materii będącej źródłem grawitacji. Powody tej modyfikacji były dwojakie.

Po pierwsze: W latach dziesiątych i dwudziestych Einstein był pod silnym wpływem idei Ernsta Macha, według którego bezwładność (masa inercjalna) ciała nie jest jego cechą wewnętrzną, lecz wynikiem oddziaływania z resztą ciał we

Wszechświecie. Według mechaniki klasycznej ruch jednostajny jest względny, natomiast masa jest miarą bezwładności przy przyspieszaniu ciała względem absolutnej przestrzeni. Zdaniem Macha, przyjętym przez Einsteina, jest to twierdzenie nieempiryczne. Rozważmy bowiem pustą przestrzeń, w której jest tylko jedno ciało. Jakkolwiek by się ono poruszało względem przestrzeni jako takiej, ruch ten byłby niewykrywalny doświadczalnie, zatem ciało to nie powinno mieć żadnej bezwładności. Einstein nazwał to względnością inercji: z punktu widzenia teorii względności nie ma sensu mówić o bezwładności względem absolutnego przyspieszenia. Przeciwnie, bezwładność ciała powinna być jednoznacznie określona przez otaczające je masy, bliskie i dalekie.

Einstein tak bardzo przejął się tą ideą, że w rok później, w krótkim artykule „Zasadnicza treść ogólnej teorii względności” [5] uznał ją za jeden z trzech filarów teorii grawitacji, na równi z zasadą równoważności i zasadą ogólnej niezmienniczości. W artykule tym nadał jej nazwę z a s a d y M a c h a i sformułował matematycznie: pole metryczne $g_{\mu\nu}$ jest całkowicie i jednoznacznie wyznaczone przez masę ciała, czyli przez tensor $T_{\mu\nu}$.

W 1917 r. Einstein był przekonany, że zrobił dobry początek na drodze ku realizacji zasady Macha. Skonstruował statyczny model wszechświata, w którym materia ma stałą gęstość, a czasoprzestrzeń ma topologicznie strukturę iloczynu prostej (czas jest nieograniczony w obu kierunkach) i trójwymiarowej sfery [4]. Fakt, że przestrzeń jest zamknięta (i przez to ma skończoną objętość) wydawał się szczególnie obiecujący: unikało się dzięki temu konieczności nakładania warunków brzegowych na układ współrzędnych w nieskończoności przestrzennej, bowiem nieskończoności tej nie ma. Zadanie gęstości ρ_s , która musi być skorelowana ze stałą kosmologiczną, $\rho_s = (c^2/4\pi G)\Lambda$, całkowicie wyznacza rozwiązanie. Inna sprawa, że statyczny wszechświat Einsteina nie realizuje tego, co stanowi istotę zasady Macha – nadal masa pojedynczej cząstki nie jest uwarunkowana istnieniem jednorodnego, wypełniającego całą przestrzeń ośrodka.

Zmodyfikowane równania Einsteina (1) spełniają nie tyle samą zasadę Macha w powyższym sformułowaniu, co pewną jej konsekwencję. Mianowicie, w nieobecności materii, $T_{\mu\nu} = 0$, przestrzeń Minkowskiego, $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$, nie jest ich rozwiązaniem. Podobnie statyczny wszechświat Einsteina bez materii, $\rho = 0$, i z niezerową stałą Λ nie spełnia tych równań. Ta cecha jest dla dzisiejszego fizyka zdumiewająca. Dysponujemy pokaźną liczbą rozmaitych teorii grawitacji, które bez wyjątku wywodzą się z ogólnej teorii względności drogą przeróżnego komplikowania i uogólniania prostych koncepcji teorii Einsteina. Podstawowym, trywialnym testem sensowności każdej z nich jest, czy dopuszcza przestrzeń Minkowskiego jako rozwiązanie. To, co dziś uważamy za konieczną i oczywistą cechę teorii, dla Einsteina siedemdziesiąt lat temu było jej poważną wadą.

W oparciu o powyższe dwa fakty Einstein wierzył, że równania pola w próżni nie mają żadnych rozwiązań. W 1918 r. pisał: „...moim zdaniem ogólna teoria względności tylko wówczas jest zadowalająca, jeżeli na jej podstawie fizyczne własności przestrzeni są całkowicie określone przez samą materię. Tym samym żadne pole $g_{\mu\nu}$, tzn. żadne kontinuum czasoprzestrzenne, nie może istnieć bez generującej je materii” [6]. Obrazowo i dobitnie wyraził to w 1921 r., na początku swej pierwszej podróży do Ameryki. Witano go tam entuzjastycznie, niczym narodowego bohatera i ludowego idola. Zaraz w nowojorskim porcie obskoczyli go dziennikarze z propozycją, by w dwu zdaniach streścił teorię względności. Einstein bez wahania odpowiedział: „Dotąd uważano, że gdyby wszystkie ciała materialne znikły z Wszechświata, to czas i przestrzeń pozostałyby. Natomiast zgodnie z teorią względności, czas i przestrzeń znikłyby wraz z ciałami” [7].

Dziś trudno zrozumieć, jak można było przypuszczać, że równanie hiperboliczne o gładkich współczynnikach może w ogóle nie mieć żadnych rozwiązań w klasie funkcji gładkich. W owym czasie fizycy inaczej patrzyli na równania różniczkowe.

Po drugie: Einstein uważał, że relatywistyczny model Wszechświata musi być jednorodny i statyczny. Jednorodność, w owym czasie słabo uzasadniona obserwacyjnie, była raczej upraszczającym założeniem praktycznym, bowiem znajdowanie rozwiązań niejednorodnych jest trudne. Natomiast statyczność była założeniem fundamentalnym. Einstein był przekonany, że Wszechświat jako całość jest niezmienny. Wynikało to z całej tradycji myśli naukowej i filozoficznej. Od samego początku racjonalnego myślenia o przyrodzie, od Talesa i greckich filozofów przyrody, po Newtona i fizyków dziewiętnastowiecznych, stale wyrażano pogląd, rozmaicie go formułując, że wprawdzie lokalnie zmiany są duże (herakliotejskie „wszystko płynie”), to jednak całość jest niezmienna. Einstein bez wahania wpisał się w tę tradycję.

Nie tu miejsce, by omawiać historię tego poglądu. Wystarczy powiedzieć, że u samych podstaw każdej z przeróżnych doktryn filozoficznych musiało tkwić przekonanie, iż bez tego założenia nic sensownego i interesującego o świecie powiedzieć się nie da. Dzisiaj uważamy, że niezmiennie są prawa fizyki (ściślej mówiąc, one rządzą czasem i przestrzenią, a nie podlegają im), zaś kwestia, czy Wszechświat jako całość ewoluuje musi z nich wynikać, a nie być rozstrzygana *a priori*.

Oba powody, dla których Einstein wprowadził człon kosmologiczny, wkrótce okazały się fałszywe.

Stacyjny wszechświat Einsteina był pierwszym i zarazem ostatnim sukcesem starań o realizację zasady Macha. Już w tym samym 1917 roku holenderski astronom Willem de Sitter (1872–1934) znalazł rozwiązanie równań Einsteina w próżni

($T_{\mu\nu} = 0$) i z dodatnią stałą kosmologiczną, tzw. Wszechświat de Sittera [8]. Einstein odpowiedział [6], że rozwiązanie de Sittera nie jest ściśle próżniowe, bowiem przestrzeń ta zawiera nieskończenie cienką warstwę materii. Co ciekawe, do tego samego wniosku doszedł też wybitny matematyk Hermann Weyl [9]. Obaj szybko zorientowali się, że są w błędzie. Einstein w swej polemice przyznał, że „gdyby rozwiązanie de Sittera było wszędzie słuszne, to wynikałoby stąd, że wprowadzenie członu Λ nie prowadzi do zamierzonego przeze mnie celu”. Rozwiązanie de Sittera należy do klasy czasoprzestrzeni o najwyższej możliwej, 10-parametrowej grupie symetrii, tzw. przestrzeni o stałej krzywiznie. Są 3 takie przestrzenie (jednoznaczne): oprócz przestrzeni płaskiej czyli Minkowskiego jest to przestrzeń de Sittera ($\Lambda > 0$ czyli krzywizna dodatnia) oraz anty-de Sittera ($\Lambda < 0$ czyli krzywizna ujemna). Wszystkie łamią zasadę Macha.

W ciągu niewielu lat entuzjazm Einsteina dla zasady Macha wygasł i w 1954 r. napisał do Felixa Piraniego: „W gruncie rzeczy nie należy już więcej wspominać o zasadzie Macha”. Tym niemniej ziarno raz zasiane nie dało się całkiem unicestwić. Idea względności inercji jest tak sugestywna, że przez kilkadziesiąt lat podejmowano rozmaite próby sformułowania na jej gruncie spójnej fizyki. Wszystko nadaremnie. Jest niezwykle trudno powiązać własności ciała tutaj z istnieniem i własnościami dalekich galaktyk; jest to właściwie wbrew całej fizyce. Idee Macha są więc raczej pożywką dla wszelkiego autoramentu maniaków niż inspiracją poważnych badaczy.

W latach dwudziestych XX w. załamała się, po dwu i pół tysiącleciach, tradycja postrzegania Wszechświata jako globalnie niezmiennego. Cios zadały obserwacje i teoria. Od 1915 r. astronom V.M. Slipher ogłaszał wyniki obserwacji odległych obiektów, tzw. mgławic spiralnych (galaktycznych). Ich widma optyczne wykazywały na ogół przesunięcie ku czerwieni, co wówczas interpretowano – jak i obecnie – jako efekt Dopplera. W 1923 r. Weyl wykazał, że chociaż wszechświat de Sittera jest statyczny, to linie geodezyjne, po których poruszają się cząstki próbne, w tej przestrzeni rozbiegają się [10]. Astronom Arthur Eddington zinterpretował zatem obserwacje Sliphera jako oddalanie się ciał w świecie de Sittera, który uważał za model realnego świata [11]. Wkrótce nadeszły mocniejsze argumenty. W 1925 r. Edwin Hubble posługując się wielkim teleskopem na Mount Palomar stwierdził, że mgławice spiralne są galaktykami, czyli obiektami położonymi daleko poza granicami Drogi Mlecznej i podobnymi do niej [12]. Wreszcie w 1929 r. Hubble podał, opierając się na obserwacjach galaktyk dalszych niż te, które badał Slipher, że przesunięcie ku czerwieni ich widm rośnie liniowo z odległością [13]. Odwołując się do efektu Dopplera otrzymał stąd słynne prawo Hubble’a: galaktyki oddalają się od nas z prędkościami wprost proporcjonalnymi do ich odległości, $v = Hr$. Wszechświat definitywnie okazał się zmienny w czasie.

Jeszcze przed ogłoszeniem odkryć Hubble'a Aleksander Friedmann w St. Petersburgu znalazł zależne od czasu jednorodne rozwiązania równań Einsteina [14]. Rozwiązania te istnieją zarówno dla $\Lambda \neq 0$ jak i dla $\Lambda = 0$. Einstein tak był zaskoczony, że w kilkudzaniowej notce zakwestionował poprawność obliczeń Friedmanna [15], lecz w pół roku później, w równie krótkiej notce [16] przyznał, że sam pomylił się w rachunkach. Mimo że Einstein zmuszony był uznać, iż ogólna teoria względności dopuszcza ewolucję Wszechświata jako całości, odkrycie Friedmanna nie przyciągnęło uwagi. Jego rozwiązania zostały ponownie odkryte w kilka lat później przez George'a Lemaître'a [17]. Wykazał on, że statyczny model Einsteina jest niewiele wart, jest bowiem niestabilny: niewielka fluktuacja gęstości łamiąca związek $\rho_s = (c^2/4\pi G)\Lambda$ sprawia, że świat zaczyna się rozszerzać zgodnie z rozwiązaniem Friedmanna. Powiązał też ten wynik z najnowszymi obserwacjami ruchów odległych galaktyk.

Sprawę podsumował Einstein w 1931 r. [18]. Skoro jego statyczny model wszechświata jest niestabilny, skoro istnieje dynamiczne rozwiązanie Friedmanna (Einstein nadal rozważał tylko model przestrzennie zamknięty) i skoro wyniki obserwacji Hubble'a najlepiej wyjaśnić powszechną ucieczką galaktyk, to Wszechświat rzeczywiście rozszerza się i człon kosmologiczny jest bezzasadny. Nigdy więcej nie użył go. W drugim wydaniu *Istoty teorii względności* stwierdził: „Człon kosmologiczny nie zostałby nigdy wprowadzony, gdyby rozszerzanie się Wszechświata odkryto w tym czasie, kiedy powstawała ogólna teoria względności. Wprowadzenie tego członu wydaje się zupełnie nieuzasadnione, skoro odpadł jedyny powód, dla którego ten człon był brany pod uwagę: trudność uzyskania naturalnego rozwiązania zagadnienia kosmologicznego.” [19]. Wydaje się, że pisząc te słowa Einstein zapomniał o swym dawnym przywiązaniu do idei Macha.

2. Stała kosmologiczna w kosmologii

Odrzucona przez Einsteina, stała kosmologiczna nie zniknęła całkowicie z fizyki, lecz została wypchnięta na jej dalekie peryferie. Przez kilkadziesiąt lat pojawiała się w kosmologii matematycznej – w ścisłych rozwiązaniach równań Einsteina oraz sporadycznie w astronomii pozagalaktycznej. W kosmologii fizycznej, powstałej po odkryciu w 1965 r. kosmicznego promieniowania relikowego, nie odegrała żadnej roli. Tak zwany model standardowy wczesnego Wszechświata, opisujący ewolucję kosmiczną i zachodzące w nim procesy fizyczne od Wielkiego Wybuchu aż do rekombinacji wodoru, zakłada $\Lambda = 0$. Jedną z przyczyn były trudności z interpretacją fizyczną tej stałej.

Wielkości pojawiające się w ogólnej teorii względności najłatwiej jest inter-

pretować przechodząc do granicy nierelatywistycznej. Jeżeli założyć, że pole grawitacyjne jest statyczne i słabe, jego źródłem są wolno poruszające się cząstki tworzące pył lub ciecz o małym ciśnieniu i wypełniająca skończony obszar przestrzeni, to równania Einsteina (1) bez stałej kosmologicznej redukują się do równań dynamiki teorii Newtona:

$$\nabla^2 \varphi = 4\pi G\rho \quad (2)$$

oraz

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -\text{grad } \varphi. \quad (3)$$

Dla $\Lambda \neq 0$ równania pola nie mają granicy nierelatywistycznej. Bierze się to stąd, że dla małej gęstości i powolnych ruchów cząstek rozwiązania tych równań przedstawiają małe zaburzenia wszechświatów de Sittera lub anty-de Sittera, a te są z natury relatywistyczne i nie stają się asymptotycznie płaskie w nieskończoności przestrzennej.

Formalnie możemy zmodyfikować równanie Poissona (2) do postaci

$$\nabla^2 \varphi = 4\pi G\rho + \lambda, \quad (4)$$

gdzie $\lambda = \text{const}$ jest analogonem stałej kosmologicznej. Rozwiązanie jest sumą $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$, gdzie

$$\Delta \varphi_1 \equiv \nabla^2 \varphi_1 = 4\pi G\rho \quad \text{oraz} \quad \Delta \varphi_2 = \lambda. \quad (5)$$

Potencjał φ_1 dany jest całką $\varphi_1 = -G \int (\rho/r) dV$, która jest zbieżna, jeśli ρ zanika w nieskończoności szybciej niż $1/r^2$. Równanie dla φ_2 opisuje wszechświat wypełniony jednorodną materią. Występuje tu poważna trudność, znana już Newtonowi, tzw. paradoks grawitacyjny Seeliger'a [20]. Jeżeli poszczególne cząstki ośrodka przyciągają się zgodnie z prawem Newtona, to elementarny rachunek wykazuje, że siły te równoważą się dokładnie i na daną cząstkę nie działają żadne siły ze strony otoczenia. Jest to fizycznie sensowne: w nieskończonym jednorodnym ośrodku żaden kierunek i żaden punkt nie może być wyróżniony, zatem przyspieszenie grawitacyjne musi znikać, $\text{grad } \varphi_2 = 0$. Wówczas $\varphi_2 = \text{const}$, co jest sprzeczne z równaniem $\Delta \varphi_2 = \lambda \neq 0$.

Równanie to posiada regularne sferycznie symetryczne rozwiązanie $\varphi_2 = (1/6)\lambda r^2 + \text{const}$. W polu takiego potencjału cząstka ma równanie $d^2 \mathbf{r}/dt^2 = -(1/3)\lambda \mathbf{r}$, czyli dla $\lambda > 0$ mamy przyciąganie (do centrum) i odpychanie dla $\lambda < 0$. Jest to rozwiązanie jawnie niefizyczne: siła działa w kierunku arbitralnie wybranego początku układu współrzędnych i daleko od centrum dąży do nieskończoności. (Kosmologia relatywistyczna usuwa tę trudność opisując oddziaływanie

nie wektorem siły, lecz tensorem metrycznym, który w tym przypadku redukuje się do skalaru – kosmicznego czynnika skali.)

Przejdźmy zatem do kosmologii relatywistycznej. We wszechświecie Friedmanna-Lemaître'a z kosmicznym czynnikiem skali $R(t)$, wypełnionym jednorodną cieczą o gęstości ρ i ciśnieniu p , równania pola (1) generują równanie Friedmanna

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho + \frac{1}{3}\Lambda - \frac{k}{R^2}, \quad (6)$$

gdzie $k = 0, -1$ lub $+1$ określa wszechświat przestrzennie płaski, otwarty lub zamknięty, równanie Raychaudhuri

$$\frac{\ddot{R}}{R} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{1}{3}\Lambda \quad (7)$$

oraz równanie ruchu materii

$$\dot{\rho} = -3(\rho + p)\frac{\dot{R}}{R}. \quad (8)$$

(Przyjmuję, że $c = 1$.) Ponieważ równanie (7) wynika z dwu pozostałych, aby rozwiązać ten układ trzeba mieć dodatkową informację o równaniu stanu cieczy; najczęściej zakłada się barotropowe równanie stanu $p = p(\rho)$. Do dyskusji jakościowej rozwiązań wystarczy założyć tzw. silny warunek energetyczny

$$\rho + p \geq 0 \quad \text{oraz} \quad \rho + 3p \geq 0. \quad (9)$$

Jest to bardzo rozsądne założenie, spełnione przez wszystkie znane ciecze makroskopowe (może natomiast być łamane w niektórych stanach kwantowych, w których lokalnie gęstość energii jest ujemna).

Obserwacje wskazują, że obecnie ($t = t_0$) stała Hubble'a jest dodatnia, $H_0 \equiv \dot{R}_0/R_0 > 0$, czyli Wszechświat rozszerza się i czynił tak przynajmniej w niedalekiej przeszłości. Wartości \ddot{R}_0 (tzw. parametru deceleracji) nie potrafimy wyznaczyć obserwacyjnie, do tego bowiem trzeba obserwować bardzo dalekie galaktyki, a dla nich efekty kosmologiczne są przytłumione efektami ewolucji samych galaktyk.

Założmy, że $\Lambda \leq 0$. Wówczas prawa strona (7) jest zawsze ujemna, czyli $\ddot{R} < 0$. Zatem $R(t)$ rośnie wolniej niż t i cofając się w czasie w skończonej przeszłości dochodzimy do chwili, w której $R = 0$. Chwilę tę wybieramy za początek rachuby czasu, $t = 0$. Z (8) widzimy, że gęstość maleje w miarę rozszerzania się Wszechświata i na odwrót, gęstość rośnie nieograniczenie przy cofaniu się do chwili początkowej. Chwila ta jest osobliwym stanem Wszechświata: $R(0) = 0$,

więc wszystkie odległości przestrzenne są równe zero, czyli cała przestrzeń jest skurczona do punktu i w konsekwencji gęstość materii jest nieskończona. Stan ten nazywamy pierwotną osobliwością lub Wielkim Wybuchem, bowiem cała trójwymiarowa przestrzeń rozszerza się z niego. Mamy więc wniosek: dla $\Lambda \leq 0$ Wszechświat musiał wyłonić się z pierwotnej osobliwości, a następnie przejść etap „młodości”, kiedy był mały, gęsty i gorący. Jest to szczególny przypadek sławnego twierdzenia Hawkinga-Penrose’a o istnieniu osobliwości w czasoprzestrzeni. Zauważmy, że do jego udowodnienia potrzebowaliśmy jedynie równań Einsteina, silnego warunku energetycznego i warunku $\Lambda \leq 0$.

Założmy, że Λ jest dodatnia, lecz mniejsza od $4\pi G\rho_0$, gdzie $\rho_0 = \rho(t_0)$ jest obecną gęstością materii. Wówczas prawa strona równania Raychaudhuri jest obecnie ujemna (obecnie ciśnienie jest zaniedbywalne). Gdy cofamy się w czasie, to gęstość i ciśnienie rosną, zatem prawa strona (7) pozostaje ujemna, czyli $\ddot{R} < 0$ w przeszłości. Identyczne rozumowanie jak wyżej prowadzi do wniosku, że dla $\Lambda < 4\pi G\rho_0$ wszechświat Friedmanna-Lemaître’a narodził się w Wielkim Wybuchu. Jest to najbardziej charakterystyczna cecha tego wszechświata.

Wartość $\Lambda = 4\pi G\rho_0$ nie jest w żaden sposób wyróżniona. Aby ją odcisnąć zbadając przeszłość wszechświatów Friedmanna-Lemaître’a, założmy dla uproszczenia, że materia jest pyłem, $p = 0$ (założenie to jest niesłuszne dla ultrarelatywistycznego gazu wypełniającego cały świat tuż po Wielkim Wybuchu). Całkując równania ruchu materii (8) dostajemy $\rho R^3 = \text{const}$. Wprowadzamy dalej znormalizowany kosmiczny czynnik skali $a(t) \equiv R(t)/R(t_0)$, zatem obecnie ten czynnik skali ma wartość $a(t_0) = 1$, zaś czas mierzymy w jednostkach aktualnej wartości stałej Hubble’a, $\tau \equiv H_0 t$. Wygodnie też będzie posługiwać się wielkością często używaną przez kosmologów, tzw. bezwymiarowym parametrem gęstości materii

$$\Omega_0 \equiv \frac{8\pi G}{3H_0^2} \rho_0.$$

Dla gęstości materii mamy wówczas $\rho a^3 = \text{const} = \rho_0 a^3(t_0) = \rho_0$. To prawo ewolucji pozwala nam przepisać równania (6) i (7) w postaci

$$\left(\frac{da}{d\tau}\right)^2 = 1 + \Omega_0\left(\frac{1}{a} - 1\right) + \frac{\Lambda}{3H_0^2}(a^2 - 1), \quad (11)$$

$$\frac{d^2 a}{d\tau^2} = -\frac{\Omega_0}{2a^2} + \frac{\Lambda a}{3H_0^2}. \quad (12)$$

Zauważmy, że zachodzi tożsamość

$$\Omega_0 + \frac{\Lambda}{3H_0^2} - \frac{k}{H_0^2 R_0^2} \equiv 1$$

(wynikająca z równania Friedmanna (6) dla $t = t_0$), pozwalająca wyeliminować człon krzywiznowy kR^{-2} przy przejściu od (6) do (11). Ponieważ w chwili obecnej $a = 1$ i $(da/d\tau)^2 = 1$, więc rozwiązania równania (11) są jednoznacznie określone przez dwa parametry, Ω_0 i Λ/H_0^2 .

Jeżeli Λ jest dodatnia i dostatecznie duża, to dla $\tau \rightarrow -\infty$ wszechświat nie wraca do pierwotnej osobliwości, lecz zmierza do statycznego wszechświata Einsteina. Ustalmy parametry tego ostatniego. Jeżeli przestrzeń jest zamknięta tworząc trójsferę ($k = +1$), to człon krzywiznowy w równaniu (6) może zrównoważyć pozostałe dwa człony i dostajemy $H = 0$. Ponieważ jest to rozwiązanie statyczne, więc $\ddot{R} = 0$, co zachodzi dla $\Lambda = \Lambda_s = 4\pi G\rho_s$. Czynniki skali jest wyznaczony przez znikanie \dot{R} : $R = R_s = \Lambda_s^{-1/2}$. Jak wspomniałem, jest to rozwiązanie niestabilne względem zaburzeń gęstości materii lub czynnika skali.

Nasz Wszechświat, z określoną wartością Ω_0 i różną od zera stałą Hubble'a H_0 oczywiście nie jest statyczny. Zakładając, że H_0 i Ω_0 są dowolnymi parametrami (wyznaczanymi z obserwacji), ustalimy dla jakiej wartości Λ kosmiczny czynnik skali $a(\tau)$ zmierza w dalekiej przeszłości do statycznego wszechświata Einsteina. Dla $\tau \rightarrow -\infty$ mamy $\dot{a} = \ddot{a} = 0$ oraz $a \rightarrow a_s$. Równanie (12) daje

$$\frac{\Lambda}{3H_0^2} = \frac{\Omega_0}{2a_s^3},$$

skąd wynika $\Lambda > 0$ oraz

$$a_s = \left(\frac{3\Omega_0 H_0^2}{2\Lambda} \right)^{1/3}.$$

Powyższa tożsamość daje $k = +1$, czyli tylko zamknięty przestrzennie (trójsfera) wszechświat unika pierwotnej osobliwości. Przystawiając prawą stronę (11) do zera i podstawiając wartość a_s dostajemy równanie trzeciego stopnia na stałą kosmologiczną,

$$x^3 - \frac{3}{4}x + \frac{\Omega_0 - 1}{4\Omega_0} = 0,$$

gdzie

$$x \equiv \left(\frac{\Lambda}{12\Omega_0 H_0^2} \right)^{1/3}.$$

Pełna dyskusja tego i podobnych zagadnień zawarta jest w artykule przeglądowym [21], tutaj ograniczymy się do przypadku $0 < \Omega_0 \leq 1/2$, bowiem obserwacje wskazują, że biorąc pod uwagę materię świecącą oraz niekwestionowaną materię ciemną zgromadzoną w otoczkach („halo”) galaktyk, mamy $\Omega_0 \approx 0.1$. Wtedy dodatni pierwiastek tego równania określa krytyczną wartość stałej kosmologicznej,

$$\Lambda_s = \frac{3}{2}\Omega_0 H_0^2 (y + y^{-1} + 3y^{1/3} + 3y^{-1/3}), \quad (13)$$

gdzie $y \equiv \Omega_0^{-1}(1 - \Omega_0 + \sqrt{1 - 2\Omega_0})$. Dla $\Omega_0 = 0.1$ daje to $\Lambda_s/H_0^2 = 4.0500$. Asymptotyczna wartość $a(-\infty)$ wynosi

$$a_s = (y^{1/3} + y^{-1/3})^{-1}, \quad (14)$$

czyli $a_s = 1/3$ dla $\Omega_0 = 0.1$.

Jeżeli $\Lambda > \Lambda_s$ (i przestrzeń jest zamknięta), to istnieje chwila t_m w przeszłości, w której wszechświat osiąga minimalny rozmiar $a(t_m) = a_s$. Jest to moment „odbicia” – wcześniej czynnik skali był większy i malał. Zatem taki wszechświat unika Wielkiego Wybuchu i istnieje nieskończenie długo w przeszłości. Jego ewolucja przypomina ewolucję pustego świata de Sittera. W odległej przeszłości jego rozmiary są dowolnie duże i materia jest tak rozcieńczona, że tempo kurczenia się jest sterowane wyłącznie przez stałą kosmologiczną. Jedynie w pobliżu minimum gęstość materii jest porównywalna z wartością Λ i odgrywa rolę dynamiczną. Gdyby realny Wszechświat był taki, to obecnie byłibyśmy niedaleko minimum a_s . Byłoby to ewidentnie sprzeczne z obserwacjami: największe przesunięcie widm ku czerwieni miałyby obiekty, których światło zostało wyemitowane w momencie odbicia (zob. też rozdz. 5) i dla nich długość fal wzrosłaby najwyżej kilkukrotnie. Istnienie odległych kwazarów, a przede wszystkim kosmicznego promieniowania relikтового, jest sprzeczne z tym modelem.

Popatrzmy teraz w przyszłość. Skoro obecnie ciśnienie materii (i promieniowania relikowego) jest zaniedbywalne, to będziemy mieć $p = 0$ przynajmniej tak długo, jak długo Wszechświat będzie się rozszerzać. W tym okresie $\rho a^3 = \rho_0$, tzn. materia jest nierelatywistyczna i gęstość jej energii (zdominowanej przez masę spoczynkową cząstek elementarnych) spada odwrotnie proporcjonalnie do wzrostu objętości każdej współporuszającej się z nią komórki przestrzeni.

Jeżeli $\Lambda < 0$, to po jakimś czasie ekspansja zostanie zahamowana i wszechświat zacznie się kurczyć aż do zapadnięcia się w końcowej osobliwości ($a = 0$). Rzeczywiście, gdyby rozszerzanie się było nieograniczone, to dla $a \rightarrow \infty$ otrzymalibyśmy z (11) sprzeczność:

$$\left(\frac{da}{d\tau}\right)^2 \rightarrow \frac{\Lambda a^2}{3H_0^2} < 0.$$

Istnieje zatem chwila $t_M > t_0$, w której wszechświat osiąga maksymalny rozmiar i $H(t_M) = 0$, a dalej zapada się. Zatem dla $\Lambda < 0$ wszechświat wyłania się z jednej i ginie w drugiej osobliwości czasoprzestrzeni.

Dla $\Lambda > 0$ sytuacja jest bardziej złożona. Jeżeli $\Omega_0 \leq 1$, to $1 + \Omega_0((1/a) - 1) > 0$ i prawa strona (11) jest zawsze dodatnia, czyli ekspansja nie może być zatrzymana. W dalekiej przyszłości wszechświat ewoluuje jak świat de Sittera,

$R = \text{const} \cdot \exp(Ht)$, $H = \sqrt{\Lambda/3}$. Jeżeli $\Omega_0 > 1$, to wieczna ekspansja nie jest nieunikniona. Jak widać z podanej wyżej tożsamości, $\Omega_0 > 1$ i $\Lambda > 0$ jest możliwe tylko we wszechświecie zamkniętym. Jeżeli Λ jest niezbyt duże, to ujemny człon krzywiznowy w (6) może zrównoważyć sumę członu z materią i kosmologicznego, przez co ekspansja zostanie zatrzymana zanim wszechświat rozszerzy się na tyle, by człon kosmologiczny stał się dominujący i wymusił wykładniczy wzrost w stylu de Sittera. Zatem dla $\Omega_0 > 1$ istnieje krytyczna wartość $\Lambda_{kr} > 0$ taka, że dla $0 < \Lambda < \Lambda_{kr}$ wszechświat osiągnie maksymalny rozmiar, a następnie zapadnie się do końcowej osobliwości. Dla $\Lambda > \Lambda_{kr}$ wszechświat rozszerza się bez ograniczeń niezależnie od znaku krzywizny przestrzennej (zob. [21]).

W modelu standardowym Wszechświat zawsze powstaje w Wielkim Wybuchu; rozszerzanie się będzie trwać wiecznie jeżeli przestrzeń jest płaska lub otwarta, natomiast świat zamknięty skazany jest na zagładę w końcowej osobliwości. Obecność stałej kosmologicznej istotnie zmienia i komplikuje ten prosty obraz. Zmienia się również wiek Wszechświata (rośnie ze wzrostem Λ), odległości do dalekich galaktyk, liczba galaktyk w danym kącie bryłowym i w danym przedziale przesunąć ku czerwieni, tempo wzrostu małych zaburzeń gęstości materii oraz statystyka ogniskowania światła kwazarów przez soczewki grawitacyjne, jakimi są bliżej położone galaktyki [22].

Jaką wartość stałej kosmologicznej sugerują obserwacje? Grubego oszacowania możemy dokonać za pomocą równania Friedmanna zapisanego w chwili obecnej,

$$H_0^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_0 + \frac{1}{3}\Lambda - \frac{k}{R_0^2}.$$

Żaden z parametrów w tym równaniu nie jest znany dokładnie. Dla aktualnej gęstości materii znamy jedynie górną i dolną granicę; dość powszechnie przyjmuje się, że parametr gęstości $\Omega_0 \geq 0.1$ czyli człon materialny jest nie mniejszy niż $0.1H_0^2$. Jeszcze mniej wiadomo o członie krzywiznowym, przypuszcza się, że $R_0^{-2} < H_0^2$. Daje to górną granicę dla obserwowanej wartości stałej kosmologicznej: $|\Lambda_{\text{obs}}| \leq H_0^2$. (Ten sam wynik daje równanie Raychaudhuri: jego lewa strona równa jest $-q_0H_0^2$, a parametr deceleracji $q \equiv -R\ddot{R}(\dot{R})^{-2}$ ma obecnie wartość $|q_0| \approx 1$.) Tutaj $H_0 = 100 h_0 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, gdzie $0.4 < h_0 < 1$. Spór na temat wartości stałej Hubble'a trwa od wielu lat; większość obserwatorów skłania się ku podawanej przez Sandage'a i Tammana wartości $h_0 = 0.5$, lecz są też zwolennicy ogłoszonych przed kilku laty wyników szeregu niezależnych pomiarów dających $h_0 \approx 0.8$. Niepewność stałej Hubble'a silnie odbija się na pomiarach i ocenach wartości Λ_{obs} . Powyższe oszacowanie daje

$$|\Lambda_{\text{obs}}| \leq 10^{-56} h_0^2 \text{ cm}^{-2}, \quad (15)$$

tę granicę podaje np. „Review of Particle Properties” [23]. Dokładniejsze wyznaczenie Λ za pomocą obserwacji okazuje się zaskakująco trudne i niejednoznaczne [22]. Najpewniejsze są wyniki negatywne: jak mówiłem, zamknięty wszechświat z dużą dodatnią Λ , który unika Wielkiego Wybuchu, jest wykluczony przez istnienie kosmicznego promieniowania relikтового i kwazarów o dużym przesunięciu widma ku czerwieni. Dla mniejszych Λ , próby jej wyznaczenia, w których podstawą była zgodność wieku Wszechświata z wiekiem najstarszych gromad kulistych gwiazd, lub zliczanie galaktyk w funkcji ich jasności, czy też ewolucja chmur gazowych (obserwowanych za pomocą linii absorpcyjnych w widmach kwazarów) nie dają jednoznacznych wyników. Najbardziej obiecujące wydaje się badanie statystyki przesunięć ku czerwieni soczewek grawitacyjnych.

Zdaniem autorów przeglądu [22], w astronomii pozagalaktycznej pojawia się nowa sytuacja. W przeszłości astronomowie parokrotnie przeczucali się od dużego zainteresowania stałą kosmologiczną (która rozwiązywała rozmaite problemy, jak wiek Wszechświata czy kwestię tzw. brakującej masy) do całkowitego jej lekceważenia, za każdym razem bez przekonujących danych obserwacyjnych. Teraz jest nadzieja, że statystyka soczewek grawitacyjnych doprowadzi do wiarygodnych wniosków. Autorzy ci podają też obserwacyjne granice wartości Λ . Jeżeli Λ jest ujemna, to jej kres dolny jest określony przez minimalny wiek Wszechświata.

$$\text{dla } \Omega_0 < 1 \text{ i } H_0 > 40 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \quad (16a)$$

$$\text{dostajemy } \Lambda_{\text{obs}} > -4 \times 10^{-56} \text{ cm}^{-2}.$$

Dla $\Lambda > 0$ oszacowanie od góry wynika ze statystyki soczewek grawitacyjnych:

$$\text{przy } \Omega_0 < 1 \text{ i } H_0 < 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \quad (16b)$$

$$\text{dostajemy } \Lambda_{\text{obs}} < 2 \times 10^{-56} \text{ cm}^{-2}.$$

Obserwacyjne granice dla stałej kosmologicznej niewiele się różnią od grubego oszacowania (15), co wskazuje, że poza zgodnością ocen, niewiele wiemy.

3. Stała kosmologiczna w fizyce

Czy wartość 10^{-56} cm^{-2} to dużo czy mało? Fizyka zjawisk grawitacyjnych nie wyznacza żadnej uniwersalnej skali wielkości; w szczególności odnosi się to do kosmologii. Jedynej skali dostarczają jednostki planckowskie czyli naturalne. Jak wiadomo, trzy stałe fundamentalne fizyki, \hbar , c i G , wystarczają do zbudowania

każdej wielkości mianowanej, a tym samym określają naturalną skalę w przyrodzie. Budujemy z nich planckowską stałą kosmologiczną $\Lambda_{\text{Pl}} \equiv c^3/\hbar G \approx 10^{66} \text{ cm}^{-2}$, a stąd

$$|\Lambda_{\text{obs}}| \leq 10^{-122} \Lambda_{\text{Pl}} . \quad (17)$$

Patrząc na tę liczbę niektórzy twierdzą, że stała kosmologiczna jest najdokładniej zmierzoną wielkością w fizyce. To nadal niewiele nam mówi: nie znamy zjawisk, dla których jednostki naturalne byłyby faktycznie naturalne. W znanym nam świecie jednostki planckowskie są albo bardzo małe, np. $l_{\text{Pl}} \equiv (\hbar G c^{-3})^{1/2} \approx 10^{-33} \text{ cm}$, $t_{\text{Pl}} \equiv (\hbar G c^{-5})^{1/2} \approx 10^{-43} \text{ s}$ albo bardzo wielkie: $m_{\text{Pl}} \equiv (\hbar c G^{-1})^{1/2} \approx 10^{-5} \text{ g}$, $\rho_{\text{Pl}} \equiv m_{\text{Pl}}/l_{\text{Pl}}^3 \approx 10^{94} \text{ g cm}^{-3}$. Wszechświat opisany parametrami planckowskimi osiąga po czasie t_{Pl} od Wielkiego Wybuchu gęstość planckowską i promień planckowski i po następnych 10^{-43} s zapada się do końcowej osobliwości. Oczywiście nie ma on nic wspólnego ze światem, w którym żyjemy. Dla obecnego stanu Wszechświata mamy

$$\rho_0 \approx 10^{-124} \rho_{\text{Pl}} \quad \text{oraz} \quad t_0 \approx 10^{60} t_{\text{Pl}} . \quad (18)$$

(Równość współczynników w (17) i pierwszym wzorze (18) bierze się naturalnie stąd, że $|\Lambda_{\text{obs}}| \leq H_0^2$.)

Czy ograniczenie (17) można interpretować jako eksperymentalny znak, że $\Lambda_{\text{obs}} = 0$? Dla porównania, eksperymentalne ograniczenie na masę fotonu [23],

$$m_\gamma < 10^{-60} \text{ g} \approx 10^{-55} m_{\text{Pl}} , \quad (19)$$

traktujemy jako doświadczalny dowód, że w rzeczywistości $m_\gamma = 0$ i nie podejrzewamy, że foton ma masę spoczynkową, chociaż dużo mniejszą niż inne cząstki elementarne. Z drugiej strony, równość (18) wydaje się temu przeczyć – nikt nie ma wątpliwości, że aktualna średnia gęstość materii w kosmosie, choć tak mała, jest różna od zera. Istnieje istotna różnica między masą fotonu i stałą kosmologiczną. Dokładne zerowanie się masy spoczynkowej fotonu nie jest wnioskiem z (19), lecz konsekwencją fundamentalnej zasady fizyki – niezmienniczości cechowania w elektrodynamice. Nie znamy żadnej zasady ani symetrii, która wymagałaby znikania Λ . Wręcz przeciwnie, powszechnie przyjęte teorie cząstek elementarnych wymagają, by stała kosmologiczna miała aktualnie wartość dużo większą niż górna granica w (17). W tym tkwi problem.

Równania Einsteina (1) wynikają z ekstremalności całki działania

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{-1}{16\pi G} (R + 2\Lambda) + \frac{1}{c} L_m \right] \quad (20)$$

względem wariacji metryki i materii będącej źródłem grawitacji; L_m jest lagranżjanem tej materii. Relatywistycznej interpretacji stałej Λ szukamy zakładając, że

człon kosmologiczny nie wchodzi do opisu grawitacji, lecz należy go włączyć do źródeł. Równania pola piszemy w postaci

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = 8\pi GT_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}, \quad (21)$$

wówczas człon ten działa efektywnie jak gęstość energii próżni.

W fizyce przedkwantowej i przedrelatywistycznej próżnia oznaczała pustkę. W fizyce kwantowej próżnia oznacza najniższy (czyli podstawowy) stan energetyczny pola kwantowego, stan, w którym nie ma rzeczywistych cząstek. Stan ten na ogół ma energię różną od zera, bowiem występują w nim fluktuacje kwantowe wynikające z zasady nieoznaczoności Heisenberga. Jeżeli pole kwantowe traktować jak zbiór oscylatorów harmoniczych, to mówimy o energii drgań zerowych tego pola, traktując pole jak zbiór cząstek mówimy o kreacji i anihilacji par wirtualnych. Stan próżni musi wyglądać jednakowo dla wszystkich obserwatorów. W przestrzeni Minkowskiego oznacza to, że tensor energii-pędu dla próżni jest niezmienniczy względem transformacji Lorentza. Jedynym takim tensorem jest metryka Minkowskiego mnożona przez stałą. Podobnie jest w czasoprzestrzeni zakrzywionej: wartość próżniowa $T_{\mu\nu}$ jest $\langle T_{\mu\nu} \rangle = \langle \rho \rangle g_{\mu\nu}$, gdzie $\langle \rho \rangle$ jest stałą gęstością energii. Stała wartość gęstości energii jest naturalna w przestrzeni Minkowskiego, ale co się dzieje w przestrzeni rozszerzającej się? Czy prawo zachowania energii nie wymaga, by $\langle \rho \rangle$ malała w miarę wzrostu objętości? Nie, bowiem w ogólnej teorii względności nie ma uniwersalnego prawa zachowania energii, prawo to daje się sensownie sformułować jedynie wtedy, gdy materia wypełnia skończony obszar przestrzeni i przestrzeń daleko od źródeł asymptotycznie staje się płaska. W kosmologii, gdzie przestrzeń jest jednorodnie wypełniona materią, nie ma globalnych praw zachowania. Weźmy np. kosmiczne promieniowanie reliktowe. Od momentu rekombinacji wodoru (ok. miliona lat po Wielkim Wybuchu), kiedy promieniowanie to po raz ostatni oddziaływało z materią, energia każdego fotonu zmalała tysiąc razy, a liczba fotonów nie zmieniła się. Oznacza to, że 99.9% energii pierwotnie skumulowanej w tym promieniowaniu przepadło i nie ma żadnych podstaw, by sądzić, że jest ona zgromadzona w jakiejś innej postaci (np. w samej rozszerzającej się przestrzeni). Dla próżni, przeciwnie, energia jest podczas ekspansji kreowana znikąd. Próżnię kwantową (również i klasyczną, zob. poniżej) można formalnie potraktować makroskopowo jak ciecz idealną o gęstości $\langle \rho \rangle$ i ciśnieniu $\langle p \rangle$. Rozpatrzmy obszar przestrzeni, który w chwili t ma objętość V i zastosujmy do niego pierwszą zasadę termodynamiki (która oznacza tu lokalne prawo zachowania energii dla tego obszaru jako układu oddziałującego z otoczeniem); jest ona równoważna równaniu ruchu (8) dla cieczy. W czasie dt objętość wzrośnie o dV , czyli energia wewnętrzna obszaru wzrośnie o $\langle \rho \rangle dV$. Rozszerzanie się jest procesem adiabatycznym, bowiem nie ma żadnego przekazu ciepła z

miejsca do miejsca, jedyna praca to praca $-\langle p \rangle dV$ sił ciśnienia. Pierwsza zasada daje nam $\langle \rho \rangle dV = -\langle p \rangle dV$ i dostajemy równanie stanu

$$\langle \rho \rangle + \langle p \rangle = 0. \quad (22)$$

Jak można było się spodziewać, próżnia nie jest cieczą klasyczną i nie spełnia silnego warunku energetycznego (9). To równanie stanu wstawione do (8) daje $(d/dt)\langle \rho \rangle = 0 = (d/dt)\langle p \rangle$. Równanie stanu (22) jest warunkiem koniecznym, by próżnię można było konsystentnie traktować jak ciecz. Jako ciecz doskonała, próżnia winna mieć tensor energii-pędu $T^{\mu\nu} = (\langle \rho \rangle + \langle p \rangle)u^\mu u^\nu - \langle p \rangle g^{\mu\nu}$, gdzie u^μ jest 4-wektorem prędkości makroskopowego ruchu cieczy. Dla (22) tensor ten redukuje się do postaci inwariantnej $T_{\mu\nu} = \langle \rho \rangle g_{\mu\nu}$.

Widzimy, że stan próżni jakiegoś pola kwantowego działa w równaniach Einsteina jak człon kosmologiczny z $\Lambda = 8\pi G\langle \rho \rangle$ i na odwrót, stałą kosmologiczną można utożsamić z niezerową gęstością próżni jednego lub wielu pól fizycznych. Stała kosmologiczna przestaje być uniwersalną stałą przyrody, równorzędną z G , jaką była w równaniach (1); w rzeczywistości możemy mieć wiele różnych Λ dla rozmaitych pól kwantowych.

Ile wynosi $\langle \rho \rangle$? Traktując pole kwantowe jak zbiór oscylatorów harmoniczych o wszystkich możliwych częstościach stwierdzamy, że energia drgań zerowych oscylatora o częstości ω wynosi $\hbar\omega/2$ dla pola bozonowego oraz $-\hbar\omega/2$ dla pola fermionowego. Weźmy pole skalarne o masie m . Dla niego energia próżni jest $\langle E \rangle = (\hbar/2) \sum \omega(\mathbf{k})$, sumujemy tu po wszystkich wektorach falowych \mathbf{k} . W tym celu stosujemy „kwantowanie w pudle”: bierzemy pole w sześcianie o krawędzi L i nakładamy periodyczne warunki brzegowe na wektor falowy, $k_i = (2\pi/L)n_i$, $n_i = 0, 1, 2, \dots$ i -ta składowa wektora falowego ma $dn_i = (L/2\pi)dk_i$ dyskretnych wartości w przedziale $(k_i, k_i + dk_i)$, zatem energia próżni pochodząca od fal o wektorach w tym przedziale wynosi $(\hbar/2)(L/2\pi)^3 d^3k \omega(\mathbf{k})$. W granicy $L \rightarrow \infty$ sumę po pędach zastępujemy całką i dostajemy

$$\langle \rho \rangle = \frac{\langle E \rangle}{L^3} = \frac{\hbar}{2} \int_0^\infty \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\hbar} \left(\hbar^2 \mathbf{k}^2 + m^2 \right)^{1/2}.$$

Główny wkład do całki dają fale ultrarelatywistyczne i nadziewamy się na tzw. katastrofę ultrafioletową – całka jest rozbieżna. Wyjściem jest obcięcie drgań zerowych powyżej pewnego pędu: przypuszczamy, że dla wyższych energii pojawiają się nowe oddziaływania i nowe cząstki, zatem nie ma sensu rozpatrywać fal z $|\mathbf{k}| > \mu$, gdzie $\hbar\mu$ jest graniczną wartością energii. Wówczas

$$\langle \rho \rangle \approx \frac{\hbar}{2} \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \int_0^\mu k k^2 dk = \frac{\hbar}{16\pi^2} \mu^4. \quad (23)$$

Wartość μ jest określona przez granice stosowalności teorii. Powszechnie uważa się, że jednostki naturalne wyznaczają skalę zjawisk kwantowej grawitacji, w których załamują się takie pojęcia jak klasyczna czasoprzestrzeń. Zatem $\mu \leq E_{\text{Pl}}/\hbar = (c^5\hbar^{-1}G^{-1})^{1/2}$, w tej granicy $\langle\rho\rangle \approx (16\pi^2G^2\hbar)^{-1}$, co daje efektywną stałą kosmologiczną

$$\Lambda_{\text{vac}} \approx (2\pi\hbar G)^{-1} = (1/2\pi)\Lambda_{\text{Pl}} \approx 10^{65} \text{ cm}^{-2} \geq 10^{121} \Lambda_{\text{obs}}.$$

Nawet gdyby wartość μ obniżyć do energii jonizacji atomu wodoru, co byłoby nonsensem z punktu widzenia elektrodynamiki kwantowej, to i tak $\Lambda_{\text{vac}} \approx 10^{-108} \Lambda_{\text{Pl}} > 10^{14} \Lambda_{\text{obs}}$. Rozbieżność między teorią i doświadczeniem jest rażąca.

Można by argumentować, że problem jest pozorny. Sens fizyczny ma tylko energia wzbudzeń ponad stan podstawowy, który z definicji ma energię równą zeru. Jeżeli teoria przewiduje niezerową energię stanu podstawowego, nawet nieskończoną, to jest to kwestia kalibracji, ta energia nie może się fizycznie ujawnić. Poprawnej kalibracji dokonujemy odrzucając stałą Λ z lagranżjanu (20). Ten argument jest słuszny w fizyce niekwantowej i nierelatywistycznej, gdzie istnieje jednoznaczny podział na energię kinetyczną i potencjalną, tę ostatnią można przecechować o dowolną stałą addytywną.

Kwantowe fluktuacje próżni są w pełni realne, o czym świadczy słynny efekt Casimira [24], wykryty eksperymentalnie już w latach pięćdziesiątych [25]: drgania zerowe próżni w przestrzeni pomiędzy dwiema równoległymi nieskończonymi płaszczyznami przewodzącymi prowadzą do siły przyciągania między tymi płytami (liczonej na jednostkę powierzchni) proporcjonalnej do a^{-4} , gdzie a jest odległością płyt. Chociaż sama energia próżni jest niemierzalna, to mierzalne są jej zmiany w postaci sił przyciągania, wywołane zmianą warunków brzegowych – obecnością przewodzących płaszczyzn. Zatem przypisanie energii fluktuacjom kwantowym próżni nie jest artefaktem teorii kwantów, lecz ma sens fizyczny.

Dopóki nie bierzemy pod uwagę grawitacji, to energia próżni pola kwantowego, choć w powyższym sensie realna, może być pominięta. Efekt Casimira przez wiele lat traktowano jako ciekawostkę przeczącą intuicji, lecz bez głębszych konsekwencji; dla fizyki cząstek elementarnych drgania zerowe próżni są bez znaczenia.

Sytuacja zmienia się radykalnie, gdy bierzemy pod uwagę oddziaływania grawitacyjne. Według ogólnej teorii względności źródłem grawitacji są wszelkie formy materii niosące niezerową energię i pęd. W szczególności grawitacyjnie oddziałuje próżnia każdego pola kwantowego, dla którego $\langle\rho\rangle \neq 0$. Nie można zatem przecechować hamiltonianu danego układu fizycznego o stałą, bo to oznacza zmianę energii stanu podstawowego, a w rezultacie zmianę krzywizny czasoprzestrzeni. Energia próżni nie może być dobierana arbitralnie, lecz musi być

wyznaczona jednoznacznie z zasad pierwszych fizyki. Nie jest ona bezpośrednio mierzalna – ujawnia się pośrednio poprzez swoje pole grawitacyjne.

Nie potrafimy precyzyjnie określić energii próżni danego pola, tzn. określić wartości stałej granicznej μ we wzorze (23), lecz jak widzieliśmy, w całym bardzo szerokim przedziale dopuszczalnych wartości μ energia ta generuje stałą kosmologiczną Λ_{vac} dla próżni daleko większą niż $|\Lambda_{\text{obs}}|$. Dlaczego więc stała kosmologiczna jest nieobecna? Problem dotyczy nie tylko pola skalarnego czy elektromagnetycznego. Każde fundamentalne pole kwantowe, czyli pole stowarzyszone z cząstkami prawdziwie elementarnymi, generuje swoją własną stałą kosmologiczną. Kwarki i leptony, gluony i bozony pośredniczące, wszystkie razem kreują gigantyczną efektywną stałą kosmologiczną, której wartość wynika z teorii tych cząstek. Oprócz niej możemy spodziewać się istnienia „gołej” czy też „geometrycznej” stałej kosmologicznej Λ_0 , nie związanej z próżnią pól materialnych. Zatem efektywna stała Λ_{eff} , która wchodzi do równań Einsteina, wynosi

$$\Lambda_{\text{eff}} = \Lambda_0 + \Lambda_{\text{vac}} = \Lambda_0 + 8\pi G \sum_i \langle \rho \rangle_i, \quad (24)$$

gdzie suma przebiega po wszystkich cząstkach elementarnych. O Λ_0 nie wiemy nic, można więc przypuścić, że jest przeciwnego znaku i znosi się dokładnie z Λ_{vac} , dając maleńką (nie)obserwowaną wartość wypadkową stałej kosmologicznej. Nawet w przypadku tylko jednego pola kwantowego takie ściśle dopasowanie dwu niezależnych wielkości byłoby podejrzane; biorąc po uwagę dużą liczbę cząstek elementarnych w modelu standardowym jest rzeczą skrajnie trudną uwierzyć w spontaniczne zrównoważenie się Λ_0 i Λ_{vac} .

Jak zauważył Weinberg [26], stała kosmologiczna przez wiele lat straszyla jedynie nielicznych kosmologów i astronomów. Fizycy, mimo znajomości efektu Casimira, całkowicie lekceważyli problem. Jednym z pierwszych, który go dostrzegł, był Feynman [27].

4. Stała kosmologiczna a przejścia fazowe

Problem stałej kosmologicznej, istniejący w każdej kwantowej teorii pola, staje się szczególnie ostry w obecnie przyjętej teorii cząstek elementarnych. Powszechnie uznany model standardowy opiera się na dwu filarach:

- oddziaływania wprowadza się za pomocą symetrii cechowania,
- cząstki przenoszące oddziaływania nabywają masę spoczynkową dzięki spontanicznemu łamaniu symetrii cechowania polem skalarnym Higgsa.

W stanie podstawowym symetria jest złamana i pole Higgsa jest różne od zera, różna od zera jest też energia potencjalna. Energia próżni jest więc sumą dwu

składników: energii fluktuacji kwantowych oraz klasycznej energii samooddziaływania pola Higgsa. Wkład klasyczny zależy ponadto od temperatury.

Pierwotny Wszechświat wypełniony był jednorodną plazmą cząstek elementarnych, która poza krótkimi okresami nierównowagi znajdowała się w stanie równowagi termicznej. Plazma była gorąca, bowiem temperatura Wszechświata spełniała relację $TR = \text{const}$. W tych warunkach należy stosować nie zwyczajną teorię pola, lecz tzw. kwantową teorię pola w skończonej temperaturze.

Właściwości pola Higgsa zależą od konkretnego modelu, tzn. od rodzaju materii, z którą pole to oddziałuje. Rozpatrzmy sytuację najprostszą: skalarnie rzeczywiste kwantowe pole Higgsa w nieobecności materii w temperaturze T (zob. np. artykuł przeglądowy [28]). Cząstki Higgsa nie mają zachowanego ładunku ani zachowanej liczby cząstek. Lagranżjan w przestrzeni płaskiej jest

$$L = \frac{1}{2} \partial_\alpha \Phi \partial^\alpha \Phi + \frac{1}{2} \mu^2 \Phi^2 - \frac{\lambda}{4} \Phi^4, \quad (25)$$

$\mu^2 > 0$ i $\lambda > 0$. Nie wdając się w dyskusję co jest tu otoczeniem dla pola Higgsa i jak pole kwantowe osiąga równowagę termiczną, przyjmujemy formalnie, że równowaga oznacza średniowanie po zespole Gibbsa: wartość średnia wielkości fizycznej opisanej operatorem A wynosi

$$\langle A \rangle = \text{Tr} (e^{-H/T} A) / \text{Tr} (e^{-H/T}),$$

gdzie H jest hamiltonianem pola Higgsa. Klasyczna część pola kwantowego Φ to jego wartość średnia: $\phi(x, T) \equiv \langle \Phi \rangle$. Klasycznemu polu Higgsa przyporządkujemy tzw. potencjał efektywny, będący gęstością jego energii z uwzględnieniem poprawek kwantowych:

$$V(\phi, T) = -\frac{\mu^2}{2} \phi^2 + \frac{\lambda}{4} \phi^4 + \frac{\lambda}{8} T^2 \phi^2 - \frac{\mu^2}{24} T^2 - \frac{\pi^2}{90} T^4. \quad (26)$$

Klasyczne równanie ruchu jest, jak zwykle, $\square \phi = \partial V / \partial \phi$. Stabilny stan podstawowy w temperaturze T jest translacyjnie niezmienniczy i ma najniższą energię, co oznacza, że $\phi = \text{const}$ i że potencjał efektywny ma minimum. Równanie $\partial V / \partial \phi = 0$ ma zawsze pierwiastek $\phi_0 = 0$ oraz, jeżeli temperatura jest niższa od krytycznej wartości $T_c = 2\mu/\sqrt{\lambda}$, dwa dalsze pierwiastki

$$\phi_0 = \sigma_\pm = \pm \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda} - \frac{1}{4} T^2}.$$

W wysokich temperaturach, $T > T_c$, istnieje jeden symetryczny stan podstawowy $\phi = \phi_0 = 0$ z gęstością energii $V(0, T) = -(\mu^2/24)T^2 - (\pi^2/90)T^4$. Dla

temperatur $T < T_c$ symetryczny stan $\phi_0 = 0$ odpowiada maksimum potencjału. Istnieją dwa łamiące symetrię zwierciadlaną $\phi \rightarrow -\phi$ stany podstawowe: $\phi_0 = \sigma_-$ oraz $\phi_0 = \sigma_+$, oba z gęstością energii

$$V(\sigma_{\pm}, T) = -\frac{\mu^4}{4\lambda} + \frac{\mu^2}{12}T^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda}{32} + \frac{\pi^2}{45} \right) T^4. \quad (27)$$

Termiczna historia pola Higgsa we wczesnym Wszechświecie jest następująca. Dla wysokich temperatur potencjał efektywny nie zawiera stałej, zatem stan podstawowy nie generuje klasycznej stałej kosmologicznej, $\Lambda_H = 0$. Masa cząstek Higgsa zależy od temperatury,

$$m_H^2(T) = \frac{\lambda}{4}T^2 - \mu^2 \quad (28)$$

i maleje monotonicznie od nieskończoności. W temperaturze krytycznej następuje przejście fazowe: stan symetryczny (nieuporządkowany) przestaje być stabilny i pojawiają się dwa uporządkowane stany $\phi_0 = \sigma_{\pm}$, które spontanicznie łamią symetrię. Cząstki Higgsa mają wtedy masę spoczynkową zero, $m_H(T_c) = 0$. Dla $T < T_c$ pole znajduje się w jednym z dwu stanów, σ_+ lub σ_- , przy czym wartość $\sigma_{\pm}^2(T)$ narasta od 0 dla T_c do μ^2/λ dla $T = 0$, a masa cząstek Higgsa,

$$m_H(T) = 2\mu^2 - \frac{\lambda}{2}T^2, \quad (29)$$

rośnie od 0 do $2\mu^2$. Stały wyraz w potencjale generuje ujemną stałą kosmologiczną

$$\Lambda_H = 8\pi G V(\sigma_{\pm}, 0) = -2\pi G \frac{\mu^4}{\lambda}. \quad (30)$$

Klasyczna wartość pola Higgsa w stanie podstawowym i masa m_H są ciągłe dla $T = T_c$, ale ich pochodne są nieciągłe. W temperaturze krytycznej zachodzi przejście fazowe drugiego rodzaju.

W bardziej realistycznych modelach komplikuje się kinetyka przejścia fazowego (m.in. może to w ogóle nie być przejście fazowe, gdyż wszystkie funkcje są gładkie w T_c – tak zapewne jest w chromodynamice kwantowej), komplikuje się potencjał efektywny, ale interesujące nas aspekty ewolucji pól fizycznych pozostają jakościowo te same. Istnieje jedna lub parę temperatur krytycznych, powyżej których stan podstawowy zachowuje symetrię cechowania i część klasyczna pola nie generuje efektywnej stałej kosmologicznej. Dla niskich temperatur, po zajściu złożonego przejścia fazowego, symetria cechowania ulega spontanicznemu złamaniu i każdy ze stanów podstawowych ma stałą klasyczną energię, dodatnią lub

ujemną, rzędu $|V(\sigma, 0)| \approx \mu^4/\lambda$, gdzie μ jest energią (dla $T = 0$), przy której następuje łamanie symetrii, a λ jest stałą sprzężenia. W połowie lat siedemdziesiątych, gdy model standardowy zdobył powszechne uznanie, fizycy nagle uświadomili sobie powagę sytuacji. Stała kosmologiczna, strasząca dotąd nielicznych na dalekich peryferiach fizyki, awansowała i poczęła straszyć w samym centrum fizyki teoretycznej.

Problem jest rzeczywiście bardzo poważny. Jesteśmy przekonani, że w swej historii Wszechświat przeszedł dwa, a najprawdopodobniej trzy (być może więcej) przejścia fazowe związane z łamaniem różnych symetrii. Konsekwencją złamania każdej kolejnej symetrii było generowanie olbrzymiej stałej kosmologicznej przez klasyczną energię stanu podstawowego. Wkłady te sumują się w efektywnej stałej kosmologicznej. Użyjmy dla prostoty jednostek planckowskich, wówczas $\Lambda_{\text{Pl}} = 1$ oraz $|\Lambda_{\text{obs}}| < 10^{-122}$. Załóżmy też, że stała sprzężenia λ jest dla wszystkich pól cechowania rzędu 1, wtedy $|\Lambda_{\text{H}}| \approx G\mu^4$. Rozszerzając się i ochładzając po Wielkim Wybuchu Wszechświat przeszedł kolejno:

- łamanie hipotetycznej symetrii wielkiej unifikacji (GUT) przy energii $\mu \approx 10^{15}$ GeV, czyli temperaturze 10^{28} K, czemu towarzyszyło wytworzenie stałej kosmologicznej $\Lambda_{\text{H}} \approx 10^{-16}$;
- łamanie symetrii oddziaływań elektroślabych przy $\mu \approx 1000$ GeV (tj. 10^{16} K), $\Lambda_{\text{H}} \approx 10^{-64}$;
- łamanie symetrii chiralnej w chromodynamice kwantowej przy $\mu \approx 100$ MeV (przy tej temperaturze zaszło też przejście fazowe od plazmy kwarkowo-gluonowej do plazmy hadronowej), $\Lambda_{\text{H}} \approx 10^{-80}$.

Efektywna stała kosmologiczna, której należy używać w równaniach Einsteina¹ od około 10^{-3} s po Wielkim Wybuchu, jest sumą niezależnych wkładów fluktuacji kwantowych fundamentalnych pól, klasycznych energii próżni generowanych przez łamanie symetrii oraz gołej stałej kosmologicznej, czyli zamiast (24) mamy

$$\Lambda_{\text{eff}} = \Lambda_0 + 8\pi G \left(\sum_i \langle \rho \rangle_i + \sum_a V_a(\sigma) \right). \quad (31)$$

Suma po i oznacza sumę po cząstkach elementarnych – kwarkach, leptonach, gluonach, bozonach pośredniczących i fotonie. $V_a(\sigma)$ jest wartością potencjału efektywnego w stanie podstawowym ze złamaną symetrią, sumujemy po wszystkich przejściach fazowych łamania symetrii cechowania, które zdarzyły się w historii Wszechświata. Tak rozumiana stała efektywna jest faktycznie nieciągłą funkcją czasu. Tuż po Wielkim Wybuchu, w wysokich temperaturach, wszystkie symetrie są zachowane, toteż Λ_{eff} jest sumą gołej stałej kosmologicznej oraz energii

¹ Oznacza to, że $T_{\mu\nu}$ w równaniach (1) i (21) opisuje energię i pęd wzbudzeń pól fizycznych ponad stan podstawowy.

drgań zerowych poszczególnych pól kwantowych. W miarę ochładzania się plazmy symetrie są łamane i kolejne wkłady dodają się do wartości Λ_{eff} . Taki bieg rzeczy jest pożądanym przez modele inflacyjne wczesnego Wszechświata. Zgodnie z ideą ewolucji inflacyjnej pierwotny Wszechświat przeżył erę inflacyjną – krótki okres wykładniczego rozszerzania się (ewolucja jak we wszechświecie de Sittera), $R \propto \exp(Ht)$, które było napędzane stałą gęstością materii, czyli stałą kosmologiczną. Ponieważ chcemy, by istniała w przeszłości era inflacyjna, bowiem rozwiązuje ona szereg problemów standardowego modelu kosmologicznego, przynajmniej w zasadzie pożądanym jest, by pierwotna stała kosmologiczna była duża. Trudne natomiast jest wyjaśnienie obecnej małej wartości Λ_{eff} .

Obserwowana wartość stałej kosmologicznej jest jej wartością efektywną, $|\Lambda_{\text{eff}}| < 10^{-122}$, a jednocześnie każdy ze składników w (31) jest o dziesiątki rzędów wielkości większy od całej sumy. Wypiszmy to jawnie. Jeżeli pominąć trudne do oszacowania wkłady fluktuacji kwantowych próżni, to potencjały efektywne Higgsa dla trzech przejść fazowych dają

$$\Lambda_{\text{H}}(\text{GUT}) + \Lambda_{\text{H}}(\text{W} - \text{S}) + \Lambda_{\text{H}}(\text{QCD}) = c_1 10^{-16} + c_2 10^{-64} + c_3 10^{-80} ,$$

gdzie współczynniki c_1, c_2 i c_3 (rzędu jednośc) określają d o k ł a d n e wartości minimalne tych potencjałów. Goła stała kosmologiczna musi mieć wartość idealnie dopasowaną

$$\Lambda_0 = -c_1 10^{-16} - c_2 10^{-64} - c_3 10^{-80} + \mathcal{O}(10^{-122}) , \quad (32)$$

innymi słowy Λ_0 może się różnić od sumy wszystkich Λ_{H} o wielkość, która jest o czterdzieści rzędów wielkości mniejsza od najmniejszego składnika tej sumy. Tak idealna zgodność nie może być przypadkowa.

5. Dlaczego nie ma nic, skoro powinno być bardzo dużo?

Nie ma odpowiedzi na to pytanie. Weinberg [26] uważa problem stałej kosmologicznej za kluczowy dla fizyki. Podobnego zdania są inni wybitni fizycy, np. Hawking, Linde i Coleman. Model standardowy cząstek elementarnych jest dobrze potwierdzony doświadczalnie, co więcej, nie ma w nim nic, co byłoby sprzeczne z obserwacjami, pozornie więc nie wymaga żadnych ulepszeń. Zarazem jest to model luźny, zawierający dowolne parametry, które trzeba ustalać doświadczalnie. Nie tłumaczy wielu zasadniczych faktów, np. dlaczego istnieją trzy pokolenia kwarków i leptonów, dlaczego występuje hierarchia mas tych pokoleń cząstek. Tam, gdzie model ten daje przewidywania ilościowe, zgadza się z doświadczeniem, lecz jednocześnie mamy dużo ważnych danych doświadczalnych, których

za jego pomocą wyjaśnić nie potrafimy. Chociaż nic mu nie przeczy, a wiele faktów go popiera, dość powszechne jest przekonanie, że jest niewystarczający. Od szeregu lat fizycy usiłują wyjść poza model standardowy. Takimi próbami były np. wielowymiarowe teorie Kaluzy-Kleina oraz superstruny. Jak dotąd, wszystko bez rezultatu.

Fizyka, w odróżnieniu od gospodarki, rozwija się dzięki kryzysom. Nowych idei należy szukać tam, gdzie dotychczasowe przeczą rzeczywistości. Weinberg przypomina minione kryzysy: niemożność wykrycia ruchu Ziemi względem eteru, niestabilność klasycznego modelu atomu wodoru, ciągłe widmo energii w rozpadzie beta. Kryzysu, koniecznego by wyjść poza model standardowy, dostarcza stała kosmologiczna. Od kilkunastu lat, odkąd fizycy nie na żarty zaniepokoiili się zagadką stałej kosmologicznej, wykonano olbrzymią pracę, by znaleźć mechanizm dynamiczny dający Λ niemal równą zero. Istnieje kilka kierunków poszukiwań. Ich wspólną cechą jest to, że ich implikacje sięgają dużo dalej niż wyjaśnienie zagadki stałej kosmologicznej. Oto niektóre z nich.

Supersymetria

Wkrótce po wprowadzeniu idei supersymetrii Bruno Zumino udowodnił, że w teorii pola, która jest globalnie supersymetryczna, gęstość energii próżni jest równa zero (wkłady pól bozonowych i fermionowych znoszą się). Niestety, nie rozwiązuje to problemu stałej kosmologicznej. W rzeczywistym świecie supersymetria jest złamana (dotąd nie wykryto najmniejszych śladów istnienia tej symetrii) i twierdzenie Zumina nie obowiązuje. Ponadto, w obecności sił ciężenia teoria globalnie supersymetryczna musi być zastąpiona teorią z lokalną supersymetrią, czyli supergrawitacją. A w supergrawitacji problem stałej Λ przedstawia się podobnie jak w teoriach bez supersymetrii. Podobnie jest w teorii superstrun. Nie widać, by którakolwiek cecha tych teorii powodowała znikanie tej stałej. Jak już mówiłem, brakuje jakiejś symetrii istniejącej w otaczającym nas świecie, która wymuszałaby $\Lambda = 0$. Supergrawitacja i superstruny nic tu nie pomogą.

Modyfikacje teorii grawitacji

Skoro problem bierze się z równań Einsteina, to można je zmodyfikować. Pomysłów takich wysuwano wiele, pierwsze pochodzą od samego Einsteina. Tu przedstawię pomysł Stevena Weinberga z 1983 r. [26]: załóżmy, że nie wszystkie składowe tensora metrycznego są wielkościami dynamicznymi. Pewne kombinacje składowych metryki nie będą wówczas wielkościami dynamicznymi, tak jak nie jest zmienną dynamiczną kwadrat czteropędu cząstki. Najprostszą taką kombinacją jest $g = \det(g_{\mu\nu})$. Warunek ten jest równoważny ograniczeniu na wariacje

metryki: $g_{\mu\nu}\delta g^{\mu\nu} = 0$. Wówczas wariacja działania (20) daje nowe równania pola:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{4}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4} \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{4}g_{\mu\nu}T^\alpha{}_\alpha \right). \quad (33)$$

Równania te nie zawierają gołej stałej kosmologicznej, obecnej w działaniu. Również efektywna stała Λ_{eff} , generowana przez gęstość energii próżni, nie pojawia się po prawej stronie równań (33), czyli nie jest źródłem pola grawitacyjnego.

Ślad równań (33) znika tożsamościowo, czyli jest 9, a nie 10 równań algebraicznie niezależnych. Skoro materia spełnia prawa zachowania $\nabla_\nu T^{\mu\nu} = 0$ (wynikające z niezmienniczości działania (20) względem infinityzmalnych translacji czasoprzestrzennych), to tożsamość Bianchi $\nabla_\nu G^{\mu\nu} \equiv 0$ narzuca dodatkowy warunek na metrykę, $\partial_\mu (R + (8\pi G/c^4)T) = 0$, gdzie $T = T^\alpha{}_\alpha$. Daje to

$$R + \frac{8\pi G}{c^4}T = \text{const} \equiv -4\lambda. \quad (34)$$

Z jego pomocą przekształcamy równania pola do postaci

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R - \lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}. \quad (35)$$

Formalnie równania (35) wyglądają teraz jak równania Einsteina (1), lecz stała λ ma zupełnie inny sens fizyczny. Nie jest to efektywna stała kosmologiczna, którą należy obliczać ze wzoru (31), ale stała całkowania w równaniu (34), której można nadać dowolną wartość. Jej wartość dobieramy dla każdego rozwiązania oddzielnie, w szczególności w jednorodnym świecie Friedmanna za jej pomocą kasujemy olbrzymią gęstość energii próżni, by otrzymać zgodność z obserwacjami. Pozostaje jednak problem, dlaczego przyroda realizuje tę, a nie inną wartość stałej całkowania.

W przestrzeni pustej ($T_{\mu\nu} = 0$) rozwiązania dla stałej całkowania $\lambda = 0$ są takie same jak w ogólnej teorii względności, zatem doświadczalne odróżnienie tej teorii od teorii Einsteina jest trudne. Nie muszę chyba uzasadniać, że teoria ta, oparta na arbitralnym, fizycznie bezzasadnym postulacie, nie ma szans na zdobycie uznania i zajęcie miejsca ogólnej teorii względności.

Zasada Antropiczna

Gdy zawodzi standardowa fizyka, zawsze można uciec się do Zasady Antropicznej, nakazującej, by przy rozważaniu właściwości Wszechświata pamiętać o naszym istnieniu [29]. „Wszechświat jest jaki jest, bo inaczej nie byłoby komu pytać o jego naturę”. Jak każdej doktrynie filozoficznej, można jej nadać różną treść, od sformułowań banalnie prawdziwych aż po wersje radykalne, trudne do

zaakceptowania („warunki początkowe w Wielkim Wybuchu zostały specjalnie dobrane tak, by powstały istoty rozumne”).

Tutaj odwołam się do umiarkowanej wersji tej zasady. Głosi ona, że fundamentalne stałe fizyki oraz stała kosmologiczna są zmienne w czasie i przestrzeni. W rezultacie możliwości powstania poszczególnych pierwiastków chemicznych, stabilnie świecących gwiazd oraz układów planetarnych są całkowicie odmienne w różnych obszarach Wszechświata i w różnych epokach jego historii. Jeżeli przyjąć – jak się to powszechnie czyni – że koniecznym warunkiem wstępnym powstania życia (zwłaszcza rozumnego) jest istnienie pewnych ciężkich pierwiastków chemicznych w stabilnym układzie planetarnym z jednostajnie świecącą gwiazdą, to Zasada Antropiczna pozwala wyliczyć, które obszary i epoki Wszechświata są możliwe do zamieszkania. (Nie chodzi tu o trywialne stwierdzenie, że życie nie mogło powstać w erze hadronowej ani też w pustych przestrzeniach z dala od galaktyk; chodzi o samą możliwość powstania pierwiastków cięższych od wodoru oraz powoli płonących gwiazd). Załóżmy dla prostoty, że stałe \hbar , c i G są rzeczywiście stałe, zaś zmienna w czasie i przestrzeni jest tylko stała Λ – istnieje kilka takich modeli kosmologicznych, zaproponowanych przez A. Lindego i in.

Z rozważań rozdz. 2 wnioskujemy, że stała Λ_{eff} nie może być zbyt duża. Jeżeli bowiem jest dodatnia i duża, to bardzo wcześnie w historii Wszechświata zacznie dominować nad gęstością materii i równania Einsteina (21) sprawią, że Wszechświat wejdzie w fazę rozszerzania się de Sittera (R narasta wykładniczo) i nigdy z niej nie wyjdzie. Szybkie rozszerzanie się przestrzeni utrudnia powstawanie obiektów złożonych, te bowiem formują się w procesie grawitacyjnej kondensacji początkowo niemal jednorodnego ośrodka gazowego. Jest to podstawowy problem współczesnej kosmologii: w świecie statycznym (np. w newtonowskim – pomijamy tu problemy z istnieniem takiego świata nieskończonego) obszary, które wskutek drobnych fluktuacji lub innych zaburzeń mają gęstość nieco wyższą niż otoczenie, szybko zapadają się pod wpływem własnego ciężenia i w ten sposób mogą powstać gwiazdy i galaktyki; natomiast kosmiczna ekspansja znacznie spowalnia ten proces. Gdy pewien obszar ośrodka zagęści się dostatecznie, jego własne pole grawitacyjne staje się dominujące i kosmiczna ekspansja przestaje grać rolę, tak jak nie ma ona wpływu na ewolucję Układu Słonecznego i powstawanie gwiazd w Galaktyce. Kłopot w tym, że gdy wykładnicza ekspansja zacznie się zbyt wcześnie, to żadne kondensacje nie zdążą się uformować i Wszechświat na zawsze pozostanie niezróżnicowaną chmurą gazową.

Najdalsze kwazary, uważane za najstarsze obiekty we Wszechświecie, wykazują przesunięcie widm ku czerwieni $z \geq 4$. (Przypomnijmy tu, że przesunięcie ku czerwieni fali świetlnej wyemitowanej z częstością ω_1 w chwili t_1 i obserwowanej na Ziemi z częstością ω_0 w chwili $t_0 > t_1$ definiujemy jako $z \equiv \omega_1/\omega_0 - 1$.

Ponieważ fala świetlna wydłuża się w miarę ekspansji Wszechświata jak wszystkie inne długości, bezpośrednio mierzalna wielkość z wyraża się przez kosmiczny czynnik skali R w chwilach t_1 i t_0 następująco: $z + 1 = R(t_0)/R(t_1)$. Zatem każda „komórka” przestrzeni miała w chwili t_1 objętość $(1 + z)^3$ razy mniejszą niż w obecnej chwili t_0 .) Oznacza to, że w epoce kiedy powstawały, gęstość materii była $\rho = (1 + z)^3 \rho_0 \geq 125 \rho_0$. Wówczas stała Λ_{eff} nie mogła jeszcze dominować, zatem (przyjmując krzywiznę przestrzeni $k = 0$) otrzymujemy wynikające z Zasady Antropicznej ograniczenie na Λ_{eff} :

$$\Lambda_{\text{eff}} < 8\pi G\rho \approx 10^3 G\rho_0 . \quad (36)$$

Dane obserwacyjne (15) i (16) dają górną granicę $|\Lambda_{\text{obs}}|$ ok. 100 razy mniejszą. Zasada Antropiczna mówi nam więc, że w rzeczywistym świecie stała kosmologiczna jest bliska dopuszczalnej granicy. Podkreślmy jednak, że zasada ta tłumaczy nam cokolwiek pod warunkiem, iż założymy, że w „wielkim Wszechświecie” stała Λ może przyjmować w różnych obszarach różne wartości i że zmienność ta nie ma nic wspólnego z przejściami fazowymi opisanymi w poprzednim rozdziale.

Kwantowa grawitacja

Połączenie teorii kwantów z ogólną teorią względności jest najambitniejszym celem współczesnej fizyki, bez przesady można powiedzieć, że jest to najambitniejsze zadanie intelektualne w całej historii ludzkości. Wielu fizyków uważa bowiem, że w ten sposób powstanie nie „tylko” kwantowa teoria pola grawitacyjnego, lecz że będzie to „ogólna teoria wszystkiego” – kwantowa grawitacja zunifikuje prawdziwie, a nie fenomenologicznie (tzn. bez wprowadzania mnóstwa swobodnych parametrów, których wartości trzeba ustalić eksperymentalnie) wszystkie cząstki i ich oddziaływania. Będzie to coś analogicznego do „jednolitej teorii pola”, której na gruncie pojęć klasycznych przez trzydzieści lat bezskutecznie poszukiwał Einstein. Próby skwantowania grawitacji trwają od wczesnych lat pięćdziesiątych i od wielu lat angażują większość najwybitniejszych fizyków teoretyków. Mimo że ukazało się mnóstwo prac, cel wydaje się bardziej odległy niż przed czterdziestu laty, gdy pierwsi badacze z optymizmem brali się do dzieła. Rozwiązano wprawdzie wiele problemów technicznych i wiele kwestii wyjaśniono, wyniki mają jednak częściej charakter negatywny – dowiadujemy się czego nie należy czynić.

Skoro spójna i zadowalająca teoria kwantowej grawitacji pozostaje poza naszym zasięgiem, większość wysiłków skierowana jest na rozwiązywanie konkretnych problemów metodami przybliżonymi, nie wymagającymi znajomości pełnej teorii. Oprócz kwantowych modeli czarnych dziur rozpatruje się kwantową kosmologię, czyli kwantowy opis układu jakim jest cały Wszechświat. Trudności

pojęciowe są tu ogromne. Od razu widać, że niemal cała standardowa interpretacja kopenhaska mechaniki kwantowej załamuje się. Na przykład jaki sens ma tu zespół statystyczny układów? Jak oddzielić kwantowy układ od klasycznego otoczenia (i obserwatora)? Te i inne problemy pojęciowe usiłuje się obejść, rezygnując z interpretacji fizycznej ogólnych założeń na początku, wykonując formalne rachunki i usiłując interpretować fizycznie jedynie konkretne wyniki tych rachunków. Rachunki wykonuje się przy użyciu odpowiednio zmodyfikowanego feynmanowskiego sformułowania mechaniki kwantowej za pomocą całek po trajektoriach (zob. podręcznik [27]). Już w zwykłej mechanice kwantowej całki po trajektoriach są źródłem nie pokonanych dotąd trudności matematycznych. W kwantowej grawitacji trudności te są znacznie większe. Jest to jednym z powodów, dlaczego każdy właściwie wynik w tej dziedzinie jest mało wiarygodny i wzbudza falę krytyki. Szczególnego rozgłosu nabrały prace Stephena Hawkinga, spopularyzowane w rozmaitych tekstach popularnonaukowych i hagiograficznych, lecz i tu poważni badacze nie kryją wątpliwości.

Wróćmy do stałej kosmologicznej. W feynmanowskim sformułowaniu mechaniki kwantowej dowodzi się, że spośród wszystkich trajektorii dostępnych cząstce kwantowej, orbita klasyczna jest najbardziej prawdopodobna. W kosmologii kwantowej wysunięto argumenty (nie podejmuję się ich tu przedstawić), że wszechświaty z $\Lambda = 0$ są zdecydowanie najbardziej prawdopodobne. Jeśli to prawda, to problem byłby rozwiązany. Najbardziej pomysłowy argument podał S. Coleman w artykule [1], z którego zaczerpnąłem tytuł. Fala krytyki szybko zmiotła większość konkretnych rachunków Colemana, jednak podstawowa idea wydaje się nadal obiecująca.

W tym miejscu należy zakończyć. Nieobecność stałej kosmologicznej jest wielkim wyzwaniem dla fizyków teoretyków. Jeżeli Zasada Antropiczna jest słuszna, to rzeczywista wartość Λ_{eff} nie powinna znacznie odbiegać od jej obserwacyjnie wyznaczonej górnej granicy, a w takim razie możliwe jest jej zmierzenie w niedalekiej przyszłości. Wykonanie takiego pomiaru jest wyzwaniem dla obserwatorów zajmujących się astronomią pozagalaktyczną.

Literatura

- [1] S. Coleman, *Nucl. Phys. B* **310**, 643 (1988).
- [2] G. Gamow, *My World Line* (Viking, New York 1970), s. 44.
- [3] A. Pais, *Subtle is the Lord... , The Science and the World of Albert Einstein* (Oxford Univ Press, New York 1982).
- [4] A. Einstein, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.*, 142 (1917).

- [5] A. Einstein, *Ann. Phys.* **55**, 241 (1918).
- [6] A. Einstein, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.*, 270 (1918).
- [7] P. Frank, *Albert Einstein, His Life and Time* (Knopf, New York 1947), s. 179.
- [8] W. de Sitter, *Proc. Acad. Sci. Amsterdam* **19**, 1217 (1917) oraz **20**, 229 (1917).
- [9] H. Weyl, *Phys. Zts.* **20**, 31 (1919).
- [10] H. Lorentz, A. Einstein, H. Minkowski, H. Weyl, *The Principle of Relativity: A Collection of Original Memoirs* (Methuen, London 1923).
- [11] A. Eddington, *The Mathematical Theory of Relativity* (Cambridge Univ. Press, London 1924).
- [12] E.P. Hubble, *Astrophys. J.* **62**, 409 (1925).
- [13] E.P. Hubble, *Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.* **15**, 169 (1929).
- [14] A.A. Friedmann, *Z. Phys.* **10**, 377 (1922) oraz **21**, 326 (1924).
- [15] A. Einstein, *Z. Phys.* **11**, 326 (1922).
- [16] A. Einstein, *Z. Phys.* **16**, 228 (1923).
- [17] G. Lemaître, *Ann. Soc. Sci. Bruxelles A* **47**, 49 (1927).
- [18] A. Einstein, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., Phys.-math. Kl.*, 235 (1931).
- [19] A. Einstein, *Istota teorii względności*, tłum. z piątego wydania A. Trautman (PWN, Warszawa 1962), s. 147.
- [20] C. Neumann, *Abhandl. Sächs. Ges. Wiss.* **26**, 97 (1874); H. von Seeliger, *Astron. Nachr.* **137**, 129 (1895).
- [21] J.E. Felten, R. Isaacman, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 689 (1986).
- [22] S.M. Carroll, W.H. Press, E. Turner, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **30**, 499 (1992).
- [23] „Review of Particle Properties”, *Phys. Rev. D* **45**, 1 June 1992, Part II, S1.
- [24] H.B.G. Casimir, *Proc. Kon. Ned. Akad. Wetenschap. ser. B* **51**, 793 (1948).
- [25] M. Sparnaay, *Nature* **180**, 334 (1957).
- [26] S. Weinberg, *Rev. Mod. Phys.* **61**, 1 (1989).
- [27] R.P. Feynman, A. Hibbs, *Quantum Mechanics and Path Integrals* (McGraw-Hill, New York 1965), rozdz. 9.
- [28] A.D. Linde, *Rep. Prog. Phys.* **42**, 389 (1979).
- [29] J.D. Barrow, F.J. Tipler, *The Anthropic Cosmological Principle* (Oxford Univ. Press, Oxford 1986); także P.C.W. Davies, *Postępy Fizyki* **37**, 213 (1986).

Włodzimierz Stępniewski, Marek Scholz, Andrzej Gałkowski

*Institut Fizyki Plazmy
i Laserowej Mikrosyntezy
Warszawa*

Radiacyjna kompresja plazmy

Radiative collapse of a Z-pinch

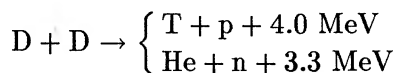
Abstract: The possibility of plasma compression to extremely high density ($\sim 10^{28} \text{ cm}^{-3}$) in quasistationary Z-pinch with radiation losses exceeding ohmic heating is reviewed.

1. Wstęp

Zjawisko „pinch” (ang. *pinch* – zaciskać) polega na zaciskaniu się (kompresji) plazmy wyładowania elektrycznego pod wpływem szybko narastającego własnego pola magnetycznego, wytwarzanego przez prąd płynący w plazmie wyładowania. Efekt ten został opisany w 1934 r. przez Bennetta [1].

Zależnie od kierunku i sposobu wytwarzania impulsów prądowych wyróżnia się różne typy urządzeń wykorzystujących procesy niestacjonarne. W urządzeniu typu *Z-pinch* pole magnetyczne jest wytwarzane przez prąd płynący w kierunku osi wyładowania. Do urządzeń impulsowych należą też układy typu *plasma focus*, w których występuje zjawisko formowania ogniska plazmowego.

Układy typu *Z-pinch* są badane już prawie 40 lat. Wiązano z nimi spore nadzieje we wczesnych latach pięćdziesiątych, w pionierskim okresie badań nad syntezą termojądrową. Pierwsze neutrony w wyładowaniach tego typu, pochodzące z reakcji



zarejestrowano niezależnie w ZSRR [2] i w USA [3].

Badania nad syntezą termojądrową były początkowo głęboko utajnione. Zdjęcie zasłony tajemnicy z tych badań stało się możliwe po słynnym wystąpieniu twórcy radzieckiej bomby atomowej Igora Kurczatowa w brytyjskim laboratorium w Harwell, w którym przedstawił on stan radzieckich badań nad kontrolowaną syntezą termojądrową i omówił wyniki uzyskane w układach typu *Z-pinch*. Wynikało z nich, że neutrony uzyskane w tych układach nie pochodzą z reakcji zachodzących w plazmie termicznej, lecz ich źródłem są oddziaływania typu wiązka-tarcza, w których bierze udział niewielka część jonów deuteru przyspieszonych do dużych prędkości. Neutronom rejestrowanym w tych eksperymentach towarzyszyła emisja twardego promieniowania X. Reakcje tego typu nie dają nadziei na dodatni bilans energetyczny. Okazało się również, że kolumna plazmowa powstająca w układzie *Z-pinch* jest niestabilna, co znacznie skraca czas życia plazmy. Mechanizm akceleracji prowadzący do pojawienia się w tych wyładowaniach niewielkiej grupy szybkich jonów jest do dziś przedmiotem rozważań i kontrowersji. Okres euforii, między zarejestrowaniem pierwszych neutronów a ustaleniem ich nietermicznego pochodzenia, stał się kanwą głośnego filmu radzieckiego „Dziewięć dni jednego roku”. Entuzjazm zamienił się w głębokie rozczarowanie. Układy typu *Z-pinch* ustąpiły miejsca innym urządzeniom, bardziej złożonym ale rokującym większe nadzieje, takim jak tokamaki, stellaratory, otwarte pułapki magnetyczne czy też układy wykorzystujące promieniowanie laserowe lub wiązki cząstek naładowanych do grzania i kompresji plazmy.

Jednakże nie przzerwano całkowicie badań nad układami *Z-pinch* ze względu na towarzyszące im interesujące i nie w pełni wyjaśnione zjawiska. Powstały inne, bardziej efektywne ich odmiany, szukano również nowych obszarów zastosowań dla tych urządzeń – jako silnego źródła neutronów do badań materiałowych lub jako źródła promieniowania X.

Jedną z odmian układu *Z-pinch* jest układ typu *plasma-focus*, który był do niedawna najsilniejszym źródłem neutronów z reakcji D–D. Rozważa się możliwość wykorzystania tych układów w tzw. reaktorach hybrydowych, w których neutrony z reakcji syntezy służyłyby do powielania paliwa rozszczepialnego, np. przez konwersję ^{232}Th w ^{233}U . Układy *plasma-focus* są badane od wielu lat w Instytucie Problemów Jądrowych w Świerku oraz w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy, gdzie uruchomiono jeden z największych na świecie układów tego typu, urządzenie PF-1000 wyposażone w baterię kondensatorów pozwalającą na zmagazynowanie energii 1 MJ.

Do rodziny urządzeń wykorzystujących efekt *Z-pinch* zalicza się obecnie klasyczne, liniowe układy *Z-pinch*, układy typu *plasma-focus*, układy z impulsowym napełnianiem gazem, tzw. *gas-puff*, eksplodujące druty, wyładowania próżniowe (*micropinch*, iskra próżniowa) oraz wyładowania z wykorzystaniem cienkich nici

dielektrycznych.

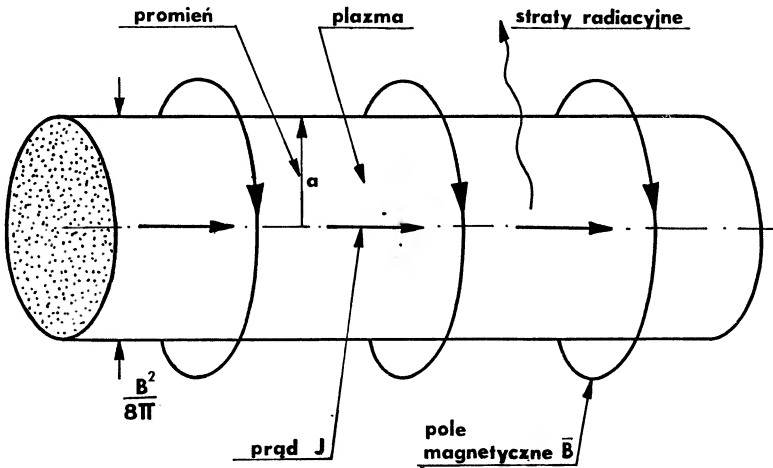
Ostatnie lata przyniosły ponowny wzrost zainteresowania układami typu *Z-pinch* i zaczęto nawet mówić o renesansie tej tematyki [4,5]. Powrócono do idei wykorzystania układu *Z-pinch* w układach termojądrowych: z jednej strony dąży się do uzyskania stabilnego, długożyciowego *pinchu* o parametrach termojądrowych (temperatura jonowa $T_i > 1$ keV), z drugiej – planuje się wykorzystanie niestabilności przewężeniowej do stworzenia lokalnie warunków umożliwiających zainicjowanie fali detonacji termojądrowej [6].

Wzrost zainteresowania układami typu *Z-pinch* został spowodowany postępem w technice generatorów prądowych wielkiej mocy. Dzięki uzyskiwanym w tych generatorach impulsom prądowym o szybkości narastania rzędu 10^{12} – 10^{13} A/s i czasie trwania około 100 ns, możliwe stało się przeprowadzenie bardzo interesujących eksperymentów, w których *pinch* był inicjowany na powierzchni cienkich nici z zamrożonego deuteru. Powstawanie kolumny plazmowej (*pinchu*) w tego rodzaju niciach odbywa się przy zachowaniu równowagi mechanicznej (promień *pinchu* przez dłuższy czas zmienia się niewiele), a wytworzona plazma okazuje się nadspodziewanie długo stabilna. Pojawiła się w związku z tym realna nadzieja na zrealizowanie interesującej koncepcji tzw. kompresji radiacyjnej, która daje szansę na uzyskanie w warunkach laboratoryjnych plazmy o ekstremalnych parametrach (koncentracja elektronów $n \approx 10^{28}$ cm⁻³). Przeszkodą w realizacji są trudności z osiągnięciem stanu równowagi *pinchu*. Dopiero w stanie równowagi mechanicznej możliwy jest rozwój kompresji radiacyjnej.

Idea kompresji radiacyjnej związana jest z interesującą cechą *pinchu* będącego w równowadze termodynamicznej, a mianowicie z istnieniem jednoznacznie określonej wartości prądu elektrycznego, tzw. prądu Pease'a-Braginskiego I_{P-B} , który jest niezbędny do tego, aby chłodzenie radiacyjne zostało zrównoważone przez grzanie opornościowe (ciepło Joule'a). Jeśli prąd wzrośnie powyżej prądu I_{P-B} , straty radiacyjne przewyższą ciepło Joule'a, co spowoduje ochłodzenie plazmy. Aby podtrzymać równowagę mechaniczną *pinchu*, zewnętrzny układ zasilania (obwód elektryczny) musi wykonać dodatkową pracę, co prowadzi do dalszego zaciskania się kolumny plazmowej. Zaciskanie się plazmy, przy prądzie większym od prądu Pease'a-Braginskiego, trwa aż do momentu wzrostu ciśnienia plazmy na skutek degeneracji elektronów w obszarze dużych gęstości lub osłabienia strat radiacyjnych spowodowanych samopochłanianiem promieniowania (gdy plazma stanie się optycznie gęsta). W dalszej części artykułu przedstawiono przegląd najważniejszych wyników związanych z rozwojem idei kompresji radiacyjnej w układzie *Z-pinch*.

2. *Pinch* quasistacjonarny

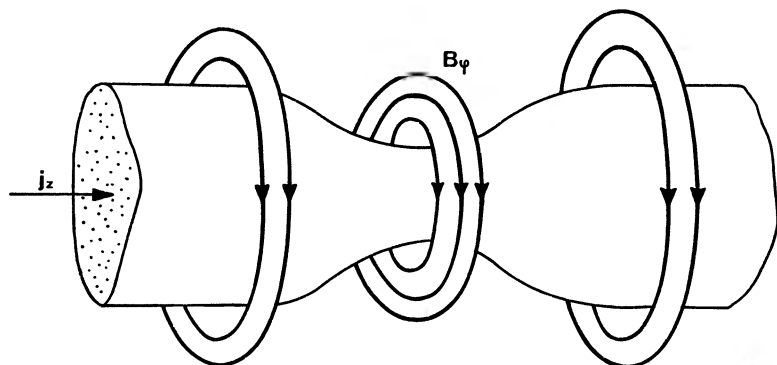
W wyładowaniu typu *Z-pinch* plazma jest zaciskana polem magnetycznym o indukcji B_φ wytworzonym przez płynący w niej, w kierunku osi z , prąd o gęstości j_z .



Rys. 1. Schemat układu typu *Z-pinch*

Wyładowanie elektryczne inicjowane jest po przyłożeniu impulsowego napięcia o wartości od kilkunastu do kilkuset kV do elektrod umieszczonych w komorze eksperymentalnej. W wyniku przyłożenia napięcia następuje przebicie elektryczne i tworzy się cienka, przewodząca warstwa plazmy, tzw. warstwa prądowa. W zależności od typu układu warstwa ta tworzy się na powierzchni izolatora oddzielającego elektrody (klasyczny układ liniowy *Z-pinch*, układ *plasma-focus*), w ognisku na osi (iskra plazmowa, *pinch* inicjowany laserem) lub na powierzchni nici czy drutu. Pod wpływem siły elektrodynamicznej $c^{-1}(\mathbf{j} \times \mathbf{B})$ następuje, w większości układów, zbieganie warstwy prądowej do osi geometrycznej układu; jest to tzw. *pinch* dynamiczny. Poruszająca się warstwa prądowa zgarnia i jonizuje znajdujący się przed nią gaz. W końcowej fazie wyładowania na osi układu tworzy się kolumna plazmowa. Energia kinetyczna ruchu ukierunkowanego przekształca się w ciepło, powodując wzrost temperatury plazmy. Ciśnienie plazmy w kolumnie jest równoważone przez ciśnienie pola magnetycznego. Przy wyładowaniach z wykorzystaniem nici dielektrycznych udało się uzyskać stabilny *pinch* bez fazy zbiegania. W tym przypadku plazma jest grzana głównie dzięki ciepłu Joule'a (grzanie opornościowe).

Charakterystyczny dla wszystkich wyładowań typu *Z-pinch* jest rozwój niestabilności magnetohydrodynamicznych (MHD) typu przewężki (mod $m = 0$, por. rys. 2). Niestabilność ta prowadzi do szybkiego rozlotu plazmy i jej ochłodzenia na skutek kontaktu ze ścianką.



Rys. 2. Niestabilność przewężeniowa *Z-pinchu*

Problem opisu ewolucji *Z-pinchu* nie jest jeszcze całkowicie rozwiązany. Najprostszym podejściem jest rozważenie *pinchu* równowagowego, dla którego pomija się wszystkie efekty związane z dynamiką plazmy. W układzie takim ustala się równowaga mechaniczna określona przez bilans sił pochodzących od ciśnienia magnetycznego i ciśnienia plazmy:

$$\nabla p = \frac{1}{c}(\mathbf{j} \times \mathbf{B}). \quad (1)$$

Całkując w granicach *pinchu* radialną składową tej zależności przedstawioną w postaci

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\frac{1}{8\pi r^2} \frac{\partial (r B_\varphi)^2}{\partial r} \quad (2)$$

uzyskuje się warunek równowagi Bennetta [1]. Na granicy *pinchu* ($r = a$) zakłada się $p = 0$, tak więc warunek Bennetta ma postać:

$$\bar{p} = \frac{B_\varphi^2(a)}{8\pi}, \quad (3)$$

gdzie $\bar{p} = \int_0^a p r dr / \int_0^a r dr$ – średnie ciśnienie w kolumnie plazmowej, a wielkość $B_\varphi^2/8\pi$ nazywana jest ciśnieniem magnetycznym.

W plazmie zawierającej wielokrotnie zjonizowane atomy ciśnienie całkowite jest równe sumie ciśnień poszczególnych składników plazmy i wynosi:

$$p = p_e + p_i = n_i k(T_i + Z T_e),$$

gdzie n_i – koncentracja jonów, $T_{e(i)}$ – temperatura elektronów (jonów), Z – stopień jonizacji (liczba elektronów na jeden jon), k – stała Boltzmann. W fizyce plazmy przyjęło się określać temperaturę w jednostkach energetycznych (elektro-nowoltach).

Przyjmując $B_\varphi(a) = 2I/ca$ (gdzie I – prąd całkowity) i $T_i = T_e = T$, otrzymuje się bardziej znaną postać zależności Bennetta, pozwalającą na określenie warunków równowagi mechanicznej dla uśrednionych parametrów *pinchu*:

$$I^2 = 2c^2 Nk\bar{T}(1 + Z), \quad (4)$$

gdzie N – koncentracja liniowa (liczba cząstek na jednostkę długości *pinchu*), $N = \int_0^a 2\pi r n dr$, \bar{T} – średnia temperatura, $\bar{T} = \int_0^a T r dr / \int_0^a r dr$.

Warunek ten nie podaje pełnej informacji o wszystkich wielkościach charakteryzujących *pinch*; parametrem swobodnym jest promień *pinchu*. Charakterystyki przestrzenne dla *pinchu* stacjonarnego można wyznaczyć analitycznie przy dodatkowych założeniach, np. przyjęciu stałej gęstości prądu $j_z(r) = \text{const}$ lub stałej prędkości elektronów względem jonów czyli tzw. prędkości dryfu $v_a(r) = j_z(r)n(r) = \text{const}$ (są to tzw. profile Bennetta). Przyjmując stałą gęstość prądu, $j_z = \text{const}$, oraz jednorodny rozkład temperatury (który występuje dzięki dużej przewodności cieplnej), otrzymujemy następujące rozkłady pola magnetycznego $B_\varphi(r)$ i gęstości $n(r)$ w *pinchu*:

$$B_\varphi(r) = \begin{cases} B_0 r, & \text{dla } r \leq a, \\ B_0 a/r, & \text{dla } a < r, \end{cases} \quad (5)$$

gdzie $B_0 = 2I/ca$ – pole magnetyczne na brzegu *pinchu*;

$$n(r) = n_0 \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right), \quad (6)$$

natomiast $n_0 = 2N/\pi a^2$.

W przypadku *pinchu* quasistacjonarnego, gdzie charakterystyczna prędkość V jest dużo mniejsza od prędkości dźwięku V_s ($V \ll V_s$), profil prędkości $V(r, t)$ zachowujący rozkłady pola i gęstości odpowiada profilowi dla jednorodnej kompresji lub ekspansji

$$V(r, t) = V_b \frac{r}{a(t)}, \quad (7)$$

gdzie $V_b = da/dt$ – prędkość brzegu *pinchu*.

Dalsza ewolucja *pinchu*, po ustaleniu się równowagi mechanicznej, określona jest przez procesy transportu energii. Warunki pełnej równowagi mechanicznej i termodynamicznej *pinchu* zostały po raz pierwszy rozważone w pracach [7,8].

Równowaga termodynamiczna była określona z warunku globalnego bilansu mocy w układzie.

Głównym mechanizmem strat energii *pinchu* jest promieniowanie, którego intensywność silnie rośnie ze wzrostem kompresji. Inne mechanizmy strat energii to unoszenie ciepła z układu przez elektrony uderzające w zimne elektrody i generacja strumieni cząstek naładowanych. Energia wewnętrzna plazmy wzrasta głównie dzięki grzaniu opornościowemu (ciepłu Joule'a). W przypadku *pinchu* w deuterze należy uwzględnić grzanie produktami syntezy termojądrowej.

Do opisu ewolucji quasistacjonarnego *Z-pinchu* wygodnie jest zastosować model zerowymiarowy. W modelach zerowymiarowych, dzięki odpowiedniemu uśrednieniu, wyeliminowana zostaje zależność od zmiennych przestrzennych. Uśredniając równanie zachowania energii, przy odpowiednich założeniach o profilach przestrzennych, można otrzymać równanie opisujące zmianę promienia *pinchu* w czasie. Przeprowadźmy odpowiednie rozważania. Przyjmijmy, że ciepło wydziela się tylko na skutek grzania opornościowego a tracone jest przez promieniowanie.

Z bilansu mocy mamy:

$$\frac{dE}{dt} = p \frac{dV}{dt} + \frac{dU}{dt} = P_{\Omega} - P_r, \quad (8)$$

gdzie $p dV/dt = 2\pi a(B_0^2/8\pi)(da/dt)$ – szybkość z jaką wykonywana jest przez plazmę praca przeciwko ciśnieniu magnetycznemu ($B_0 = 2I/ca$ – pole magnetyczne na brzegu *pinchu*), $dU/dt = (d/dt)[(3/2)(1+Z)NkT]$ – szybkość zmian energii wewnętrznej, $P_{\Omega} = \int_0^a \eta j_z^2 2\pi r dr = \eta I^2/\pi a^2$ – moc grzania opornościowego jednostki długości *pinchu*, $\eta = \eta_{\perp} Z \ln \Lambda / (kT)^{3/2}$ – oporność elektryczna plazmy (η_{\perp} – stała), $\ln \Lambda$ – logarytm kulombowski, $P_r = \pi a^2 \bar{n}^2 Z^3 R_b (kT)^{1/2}$ – moc promieniowania hamowania (R_b – stała).

Wykorzystując relację Bennetta (4) do wyeliminowania temperatury otrzymujemy

$$\frac{P_r}{P_{\Omega}} = \frac{\bar{n}^2 Z^2 I^2}{6.23 \times 10^8 \bar{n}^2 (1+Z)^2 \ln \Lambda}. \quad (9)$$

Z zależności tej widać, że istnieje ściśle określona wartość natężenia prądu, dla której energia tracona z *pinchu* na skutek promieniowania jest równoważona przez grzanie omowe i *pinch* znajduje się w równowadze. Wielkość natężenia tego prądu, tzw. prądu Pease'a-Bragińskiego I_{P-B} , została wyznaczona niezależnie w pracach [7,8]. Wynosi ona

$$I_{P-B} [\text{MA}] = 0.499 \frac{1+Z}{2Z} \alpha^{-1/2} (\ln \Lambda)^{1/2}, \quad (10)$$

gdzie $\alpha = \bar{n}^2/\bar{n}^2$ – bezwymiarowy współczynnik kształtu, zależny od profilu gęstości.

Wielkość natężenia prądu Pease'a-Braginskiego I_{P-B} można w pierwszym przybliżeniu uważać za stałą, przyjmując konkretną wartość logarytmu kulombowskiego, który dość słabo zależy od parametrów plazmy, $\ln \Lambda \approx 10$. Wielkość natężenia prądu I_{P-B} dla wodoru, w zależności od przyjętych wartości parametru α i logarytmu kulombowskiego, waha się od 1.2 MA do 1.9 MA. Zależność I_{P-B} od stopnia jonizacji Z ma charakter przybliżony. Przy dużych wartościach Z dominującą rolę odgrywają straty związane z promieniowaniem liniowym i rekombinacyjnym, których uwzględnienie nie jest proste i wymaga zazwyczaj stosowania obliczeń komputerowych. W tym wypadku natężenie prądu I_{P-B} , przy którym grzanie omowe równoważy straty radiacyjne, zależy od gęstości i temperatury. Promieniujący *pinch* jest stacjonarny ($a = \text{const}$) tylko przy natężeniu równym natężeniu prądu Pease'a-Braginskiego I_{P-B} oraz dla czasów krótszych od czasu ochłodzenia radiacyjnego $\tau_R = E/P_r$.

3. Radiacyjna kompresja plazmy

W pracy [9] Shearer przeprowadził prostą analizę ewolucji równowagowego *pinchu* w przypadku, gdy natężenie prądu jest większe od natężenia prądu Pease'a-Braginskiego I_{P-B} i straty radiacyjne przewyższają grzanie opornościowe plazmy. Na podstawie tej analizy sformułowana została koncepcja tzw. kompresji radiacyjnej. Shearer prowadził swoje rozważania dla *pinchu* w równowadze mechanicznej, przy założeniu stałej wartości natężenia prądu i przy stałej liczbie cząstek. Do podtrzymania równowagi mechanicznej (warunek Bennetta) potrzeba aby układ zewnętrzny wykonał pracę $p dV$ nad *pinchem* w celu zrównoważenia strat radiacyjnych. Z uśrednionego równania bilansu mocy (8) otrzymuje się następujące równanie ewolucji promienia *pinchu*

$$\frac{1}{a} \frac{da}{dt} = \frac{P_r c^2}{I^2} \left(\frac{P_\Omega}{P_r} - 1 \right). \quad (11)$$

Można je przedstawić w postaci wygodnej do dalszych analiz:

$$\frac{1}{a} \frac{da}{dt} = \frac{3}{4\tau_r} \left(\frac{I_{P-B}^2}{I^2} - 1 \right), \quad (12)$$

gdzie $\tau_r = 3NkT/P_r$, a natężenie prądu wyrażone jest w jednostkach natężenia prądu Pease'a-Braginskiego I_{P-B} .

Gdy natężenie prądu $I < I_{P-B}$, to z równania (12) wynika, iż *pinch* rozpada się. Całkując to równanie, przy założeniu że I i I_{P-B} są stałe, otrzymujemy zależność $a(t)$

$$a(t) = a_0 \sqrt{1 - \frac{t}{t_c}}, \quad (13)$$

gdzie

$$t_c = \frac{1.42 \times 10^{13} T^{1/2}}{(1 - I_{P-B}^2/I^2) \bar{n}_0},$$

a \bar{n}_0 jest średnią gęstością w chwili początkowej.

Z zależności (13) widać, iż dla dużych natężeń, $I > I_{P-B}$, promień *pinchu* dąży do zera a gęstość do nieskończoności w skończonym czasie t_c . Zjawisko to nazwane zostało kompresją radiacyjną. Osobliwość pojawiająca się przy $t \rightarrow t_c$ jest wynikiem założenia o tym, że natężenia I i I_{P-B} są stałe w trakcie kompresji, co wymagałoby przyłożenia narastającego do nieskończoności napięcia zasilającego. Kompresja może zostać zatrzymana przez efekt samoabsorpcji promieniowania lub przez wzrost ciśnienia w wyniku degeneracji elektronów. Elementarna analiza Shearera pozwoliła na określenie warunków, przy których wystąpiłaby kompresja radiacyjna. Pierwszy został już przedstawiony – jest to żądanie, aby natężenie prądu I było większe od natężenia prądu Pease'a-Bragińskiego I_{P-B} . Drugi warunek to wymaganie, aby czas charakterystyczny t_c był krótszy od czasu rozwoju niestabilności MHD najbardziej niebezpiecznej dla istnienia *pinchu*, tzw. niestabilności przewężeniowej $m = 0$:

$$t_c \leq \tau_{MHD} = S\tau_A, \quad (14)$$

gdzie $\tau_A = a/V_A$, $V_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$ – prędkość Alfvena, S – empiryczny parametr stabilności, dla różnych układów S wynosi od 10 do 50.

Kompresja radiacyjna daje możliwość osiągnięcia bardzo dużych gęstości plazmy w stosunkowo prosty sposób, jej wystąpienie stwarza też nadzieje na zmniejszenie energii układu zasilającego przyszłego reaktora termojądrowego opartego na efekcie *Z-pinchu* [10]. Przez wiele lat spełnienie warunku (14) dla czystej plazmy deuterowej wydawało się jednak nierealne. Obserwowany szybki rozwój niestabilności MHD był główną przyczyną sceptycyzmu co do możliwości osiągnięcia kompresji radiacyjnej w czystej plazmie wodorowej lub deuterowej. Bardziej realne warunki wystąpienia kompresji otrzymuje się dla plazmy zawierającej domieszki jonów o dużym Z , powodujących zwiększenie strat radiacyjnych. Przy uproszczonym oszacowaniu strat radiacyjnych spowodowanych obecnością domieszek (promieniowanie liniowe i rekombinacyjne) okazuje się, że czas kompresji staje się porównywalny z obserwowanymi czasami rozwoju niestabilności MHD. Maleje też wielkość natężenia prądu Pease'a-Bragińskiego I_{P-B} , np. dla 1% domieszki węgla Shearer oszacował to natężenie na 600 kA. Możliwość wystąpienia kompresji radiacyjnej jest najbardziej realna w eksperymentach z tzw. *micropinchami* (iskrami próżniowymi), w których plazma o wysokim stopniu jonizacji Z wytworzona jest na skutek erozji materiału z elektrod [11]. Plazma taka

bardzo silnie emituje promieniowanie liniowe jonów helo- i wodoropodobnych (np. żelaza lub wolframu) [11,12]. Zakładając, że całkowita moc promieniowania takiej plazmy K razy przewyższa moc promieniowania z czystej plazmy wodorowej, $P_r^Z = K P_r^H$, otrzymuje się, że natężenie prądu I_{P-B} jest \sqrt{K} razy mniejsze od natężenia I_{P-B}^H dla czystego wodoru.

Dokładne określenie wielkości strat radiacyjnych możliwe jest tylko przy użyciu obliczeń komputerowych. Wynika z nich, iż moc promieniowania P_r dla plazmy jonów o dużym Z może stukrotnie przewyższać moc strat radiacyjnych z plazmy wodorowej. Wartość I_{P-B} jest wówczas rzędu 100 kA. Takie natężenia uzyskuje się w układach typu *micropinch*, gdzie obserwuje się [13] bardzo jasno świecące punkty o małych rozmiarach, $\Delta r \leq 2 \times 10^{-4}$ cm, $\Delta z \approx 4 \times 10^{-3}$ cm; punkty te interpretowane są jako wynik kompresji radiacyjnej.

Idea kompresji radiacyjnej, ze względu na swoją prostotę i fantastyczne możliwości osiągnięcia w warunkach laboratoryjnych plazmy o ekstremalnych parametrach, wymagała bardziej szczegółowego rozwinięcia. Model przyjęty przez Shearera opisuje bardzo trudny do zrealizowania stabilny *pinch* równowagowy. Do uzyskania zgodności z eksperymentem, w przypadku większości układów typu *Z-pinch*, konieczne jest zastosowanie modeli dynamicznych [14]. Meierovich w serii prac [15-17] rozważał kompresję radiacyjną przy założeniu, iż natężenie I jest dużo większe od natężenia Pease'a-Braginskiego I_{P-B} . Znalazł on między innymi rozwiązanie samopodobne, opisujące dynamikę kompresji i warunki równowagi końcowego stadium ewolucji silnie zdegenerowanej plazmy, utrzymywanej przez pole elektromagnetyczne kolektywnego oddziaływania ładunków. Późniejsze prace podważyły jednak wyniki Meierovicha, krytykując zasadność przyjęcia podstawowego w jego rozważaniach założenia iż $I \gg I_{P-B}$.

Analiza ewolucji promieniującego *pinchu* w ramach pełniejszych modeli fizycznych wymaga już użycia komputerów. Modele te oparte są na równaniach magnetohydrodynamiki (MHD) i sprzężonych z nimi równaniach opisujących procesy atomowe i transport promieniowania. Różnią się one między sobą głównie liczbą wymiarów przestrzennych modelu oraz przybliżeniem stosowanym w opisie transportu promieniowania. Modele dwuwymiarowe umożliwiają symulację rozwoju niestabilności *Z-pinchu*, lecz z liczbą wymiarów wzrasta też niestety komplikacja obliczeń numerycznych. Uwzględnienie nierównowagowej jonizacji i transportu promieniowania nastęrcza również wiele trudności, szczególnie dla plazmy o dużym Z .

Przyjmowane w związku z tym różne uproszczenia powodują, iż do wyników symulacji trzeba podchodzić z pewną ostrożnością. Vikhrev opracował proste modele komputerowe, zero- i jednowymiarowe [18-20], pozwalające na efektywną symulację rozwoju kompresji radiacyjnej w dynamicznym *Z-pinchu* w wodorze.

Uwzględniono w nich: zmniejszanie się natężenia prądu na skutek wzrostu indukcyjności i oporu sznura plazmowego, anomalne grzanie omowe spowodowane rozwojem mikroniestabilności, grzanie plazmy produktami syntezy termojądrowej, ciśnienie zdegenerowanego gazu elektronowego oraz transport promieniowania w przybliżeniu ciała „szarego”, w którym wszystkie współczynniki, kinetyczne i transportu, nie zależą od częstości promieniowania (przybliżenie to dobrze opisuje przejście od objętościowej do powierzchniowej emisji promieniowania). Niestabilność przewężeniową typu $m = 0$, odgrywającą dużą rolę w dynamice klasycznego *Z-pinchu*, oraz związany z nią wypływ plazmy powodujący zmniejszanie się liczby cząstek i energii w *pinchu*, uwzględniono w sposób przybliżony przez modyfikację modelu jednowymiarowego [21]. Wraz ze spadkiem liczby cząstek (na skutek wypływu) pojawiają się warunki sprzyjające rozwojowi różnego rodzaju mikroniestabilności kinetycznych związanych z przepływem prądu, których wzbudzenie spowodowane jest przekroczeniem krytycznej prędkości dryfu elektronów. Wiąże się z nimi, obserwowany w wielu eksperymentach plazmowych, gwałtowny wzrost temperatury, niezgodny z przewidywaniami opartymi na teorii zderzeń kulombowskich. Kulombowska oporność plazmy szybko maleje ze wzrostem temperatury ($\eta \propto T_e^{-3/2}$), co czyni nieefektywnym grzanie omowe plazmy. Wprowadzenie anomalnej częstości zderzeń (anomalnej oporności), związanej z przejściem plazmy w stan turbulencji, pozwoliło na wyjaśnienie obserwowanego wzrostu temperatury plazmy; jest to tzw. grzanie turbulentne. Hipoteza o występowaniu anomalnej oporności jest obecnie dość dobrze ugruntowana [22]. Mechanizm fizyczny tego zjawiska polega na tym, iż przy rozwiniętej niestabilności prądowej (turbulencji) elektrony przenoszące prąd w plazmie mogą przekazywać część swojego pędu wysokoczęstotliwościowym oscylacjom plazmy (kolektywnym stopniom swobody) na drodze oddziaływań nieliniowych. Oddziaływanie elektronów i jonów w plazmie określone jest przez długozasięgowe siły elektryczne, co przy sprzężeniu ruchu cząstek naładowanych z polem elektromagnetycznym prowadzi do rozwoju kolektywnych ruchów plazmy. Wobec braku dysypacji, związanej ze zderzeniami kulombowskimi, małe zaburzenie może się rozwinąć do złożonego, chaotycznego ruchu plazmy czyli turbulencji. Szумы spowodowane przez turbulencję plazmową grają rolę pośrednika przy przekazie pędu od elektronów do jonów. Energia oscylacji pola elektrycznego i magnetycznego wraca z powrotem do cząstek jako energia termiczna. Vikhrev uwzględnił w swoim modelu oporność anomalną, związaną z niestabilnościami o najniższym progu wzbudzenia: dolno-hybridową, elektronowo-dźwiękową i modyfikowaną Bunemana. Uwzględnienie anomalnej oporności spowodowało modyfikację rozkładu pola magnetycznego, którego ewolucja w modelu MHD opisywana jest za pomocą równania dyfuzji ze współczynnikiem dyfuzji $D \propto \eta$. W obliczeniach była przyjmowana wysoka

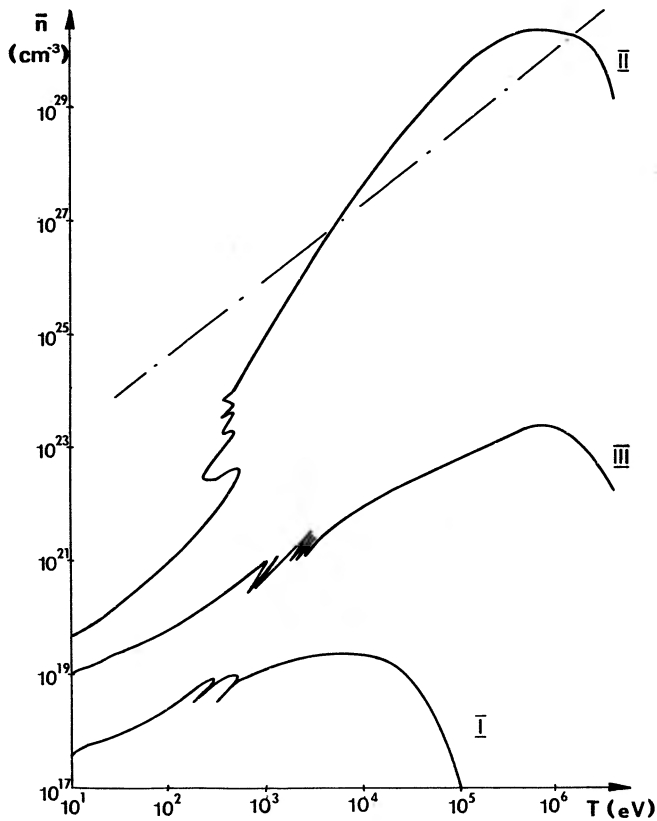
wartość natężenia prądu początkowego, $I_0 = 10$ MA, dużo większa od natężenia prądu I_{P-B} (dla wodoru $I_{P-B} \approx 1.6$ MA). Założono, że na skutek obecności domieszek (1% ksenonu) moc promieniowania jest 30 razy większa od mocy promieniowania dla czystej plazmy deuterowej. Z obliczeń Vikhreva wynikały następujące wnioski:

- kompresja radiacyjna rozwija się jedynie w dostatecznie gęstym *pinchu*, gdy początkowa koncentracja liniowa (liczba cząstek na jednostkę długości) jest większa od 10^{21} cm⁻¹,
- znaczący wzrost gęstości na skutek strat radiacyjnych ma miejsce wtedy, gdy moc strat promienistych przewyższy szybkość zmniejszania się energii na skutek wypływu: $P_r > 5NkT/\tau$, gdzie τ – charakterystyczny czas wypływu,
- przyczynami zatrzymania kompresji radiacyjnej mogą być: osiągnięcie przez plazmę stanu degeneracji, zmniejszenie strat radiacyjnych na skutek wzrostu gęstości optycznej lub wzrost oporności anomalnej spowodowanej rozwojem mikro-niestabilności,
- kompresja radiacyjna zwiększa wydatek neutronowy o 2 rzędy wielkości.

W warunkach kompresji radiacyjnej, gdy promień zmniejsza się o kilka rzędów wielkości, dynamikę *pinchu* wygodnie jest śledzić na wykresach $n-T$, przedstawiających zależność średniej gęstości plazmy od średniej temperatury. Rysunek 3 pokazuje wykres $n-T$ zaczerpnięty z pracy [20].

Kompresja radiacyjna odpowiada wariantowi II. W momencie maksymalnej kompresji gęstość plazmy osiąga wartość $n \approx 10^{30}$ cm⁻³, a temperatura 10^5 eV. Plazma o takich ekstremalnych parametrach występuje tylko we wnętrzach białych karłów i hipotetyczna nawet możliwość uzyskania takiej plazmy w warunkach ziemskich jest bardzo atrakcyjna.

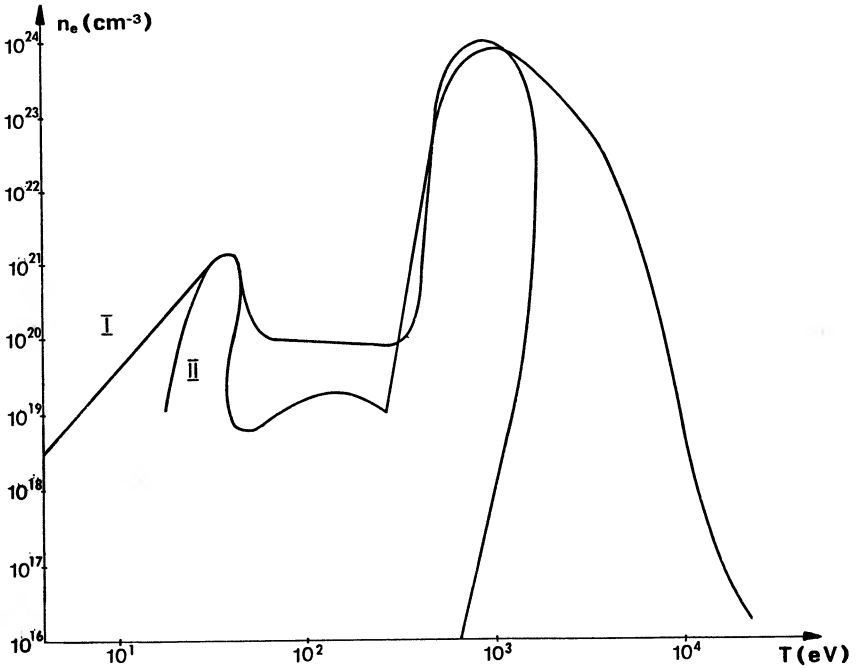
Wiele prac poświęcono symulacji komputerowej ewolucji wysoko zjonizowanej plazmy w różnych odmianach układu *Z-pinch*, takich jak *micropinch*, *gas-puff* i eksplodujące druty. Urządzenia te są bardzo silnymi źródłami promieniowania rentgenowskiego i mogą być wykorzystane do różnych celów, np. w laserach rentgenowskich, litografii, mikroskopii rentgenowskiej itp. Spośród tych układów najbardziej interesujący, z punktu widzenia warunków wystąpienia kompresji radiacyjnej, jest tzw. *micropinch* (iskra plazmowa). Modelowanie komputerowe zjawisk w takiej plazmie jest znacznie trudniejsze niż w przypadku czystego wodoru. Szczegółowe wyznaczenie strat radiacyjnych oraz widma promieniowania emitowanego z plazmy – z uwzględnieniem maksymalnej liczby możliwych przejść oraz efektów samopochłaniania promieniowania w plazmie – jest zagadnieniem bardzo złożonym, będącym przedmiotem intensywnych badań związanych również z pracami nad inercyjną syntezą laserową oraz laserem rentgenowskim. Modyfikując swój wcześniejszy model Vikhrev przeprowadził symulację dynamiki plazmy w



Rys. 3. Dynamika zmian gęstości i temperatury w *Z-pinchu* (wykres n - T). Wariant I - $I_0 = 800$ kA, $N_0 = 2 \times 10^{21}$ cm^{-1} , II - $I_0 = 10$ MA, $N_0 = 2 \times 10^{21}$ cm^{-1} , III - $I_0 = 10$ MA, $N_0 = 5 \times 10^{20}$ cm^{-1} . Linia przerywaną zaznaczono temperaturę degeneracji

micropincheru [23]. Straty spowodowane promieniowaniem liniowym jonów żelaza liczone były z wykorzystaniem znanych, integralnych formuł dla tzw. równowagi koronowej, charakterystycznej dla rzadkiej plazmy, z poprawkami uwzględniającymi osłabienie strat radiacyjnych na skutek procesów zachodzących w gęstej plazmie. Obliczenia przeprowadzono dla realnych, uzyskiwanych w eksperymentach wartości natężenia prądu $I_0 = 70$ – 150 kA. Oszacowania natężenia prądu Pease'a-Braginskiego dają wartość około 100 kA, tak więc powinna wystąpić kompresja radiacyjna. Z obliczeń wynika, że promień *pincheru* osiąga swoją wartość równowagową w momencie przejścia promieniowania objętościowego w powierzchniowe (rys. 4). Promień ten odpowiada rozmiarom świecących „punktów”, obserwowanych w eksperymencie. Z wykresu n - T widać, iż w tym wypadku nie

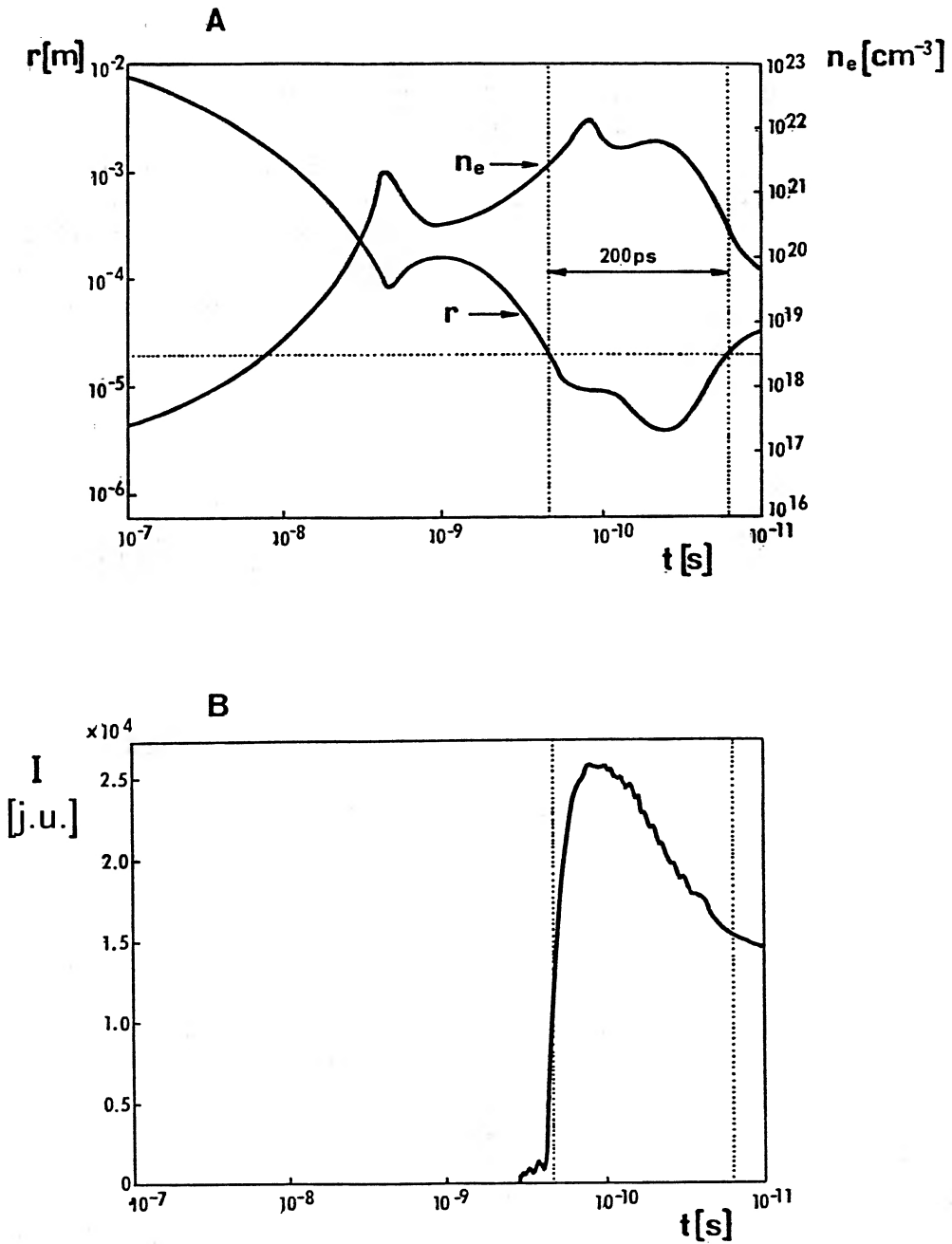
uzyskuje się aż tak ekstremalnych parametrów plazmy jak dla czystego wodoru, choć uzyskanie wysoko zjonizowanej plazmy jest bardzo interesujące z punktu widzenia spektroskopii.



Rys. 4. Dynamika zmian gęstości i temperatury w iskrze plazmowej $a_0 = 0.2$ cm, $I_0 = 150$ kA

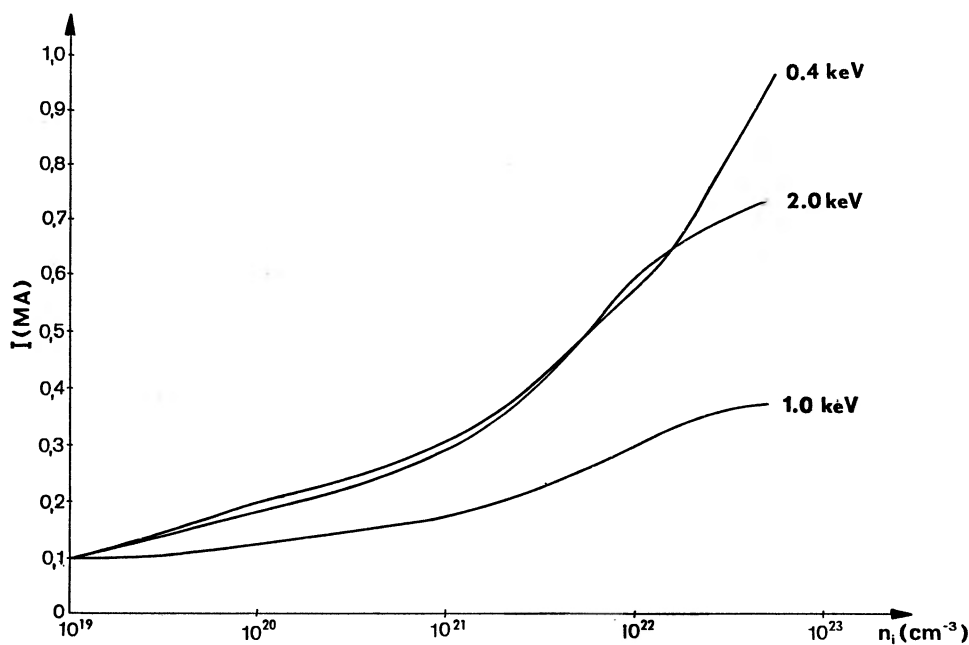
Pięknym potwierdzeniem modelu kompresji radiacyjnej są wyniki przedstawione w pracy [24]. Porównano w niej świecenie helopodobnych jonów Mg, zarejestrowane za pomocą szybkiej kamery w układzie *micropinch*, z obliczeniami komputerowymi opartymi na prostym modelu Vikhрева. Czas trwania emisji linii rezonansowej helopodobnych jonów (200 ps) jest zadziwiająco zgodny z czasem uzyskanym w obliczeniach. W eksperymencie tym typowe rozmiary świecącego punktu są równe ok. 20 μm (rys. 5).

W pracy [25] przedstawione są wyniki symulacji dynamiki *Z-pinchu* w kryptonie ($Z = 36$), przeprowadzone w ramach szczegółowego modelu transportu promieniowania liniowego, uwzględniającego aż 511 oddzielnych linii oraz możliwe samopochłanianie każdej z nich. Foton opuszcza plazmę (plazma promieniuje) gdy jego średnia droga swobodna jest większa niż rozmiary obszaru zajętego przez plazmę. W przeciwnym wypadku foton, przed osiągnięciem granicy *pinchu*, wzbudza



Rys. 5. A. Ewolucja promienia i gęstości *pinchu* uzyskana z obliczeń komputerowych. B. Intensywność świecenia helopodobnych jonów otrzymana doświadczalnie (jednostki umowne)

na swej drodze wiele jonów i jest absorbowany. Na skutek deekscytacji zderzeniowej, charakterystycznej dla gęstej plazmy, jony z pewnym prawdopodobieństwem mogą reemitować foton i przekazać część energii wzbudzenia elektronom. W ten sposób część energii wzbudzenia wraca do plazmy – zamiast być wyemitowana – i straty radiacyjne są mniejsze. Emisja promieniowania z plazmy jest ściśle zależna od obsadzeń poszczególnych poziomów atomowych, stąd konieczność łącznego rozwiązywania równań kinetyki jonizacji i transportu promieniowania, z wykorzystaniem bibliotek danych atomowych. W trakcie obliczeń temperaturę plazmy przyjmowano jako stały parametr. W przypadku *pinchu* w kryptonie uzyskano dla różnych temperatur zależność natężenia prądu I_{P-B} od gęstości (rys. 6).



Rys. 6. Zależność natężenia prądu Pease'a-Braginskiego od gęstości dla *pinchu* w kryptonie przy różnych ustalonych temperaturach

Jak się tego można było spodziewać, dla małych gęstości ($n \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) natężenie prądu $I_{P-B} \approx 100 \text{ kA}$ jest dużo mniejsze niż dla przypadku czystego wodoru ($I_{P-B} \approx 1.6 \text{ MA}$). Ze wzrostem gęstości prąd I_{P-B} wzrasta do około 1 MA (przy $T = 0.4 \text{ keV}$, $N = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$), co spowodowane jest mniejszymi stratami radiacyjnymi przy tej temperaturze. W dwuwymiarowych obliczeniach symulujących wyładowanie typu *gas-puff* w neonie, nie obserwowano wystąpienia kompresji radiacyjnej mimo przekroczenia szacunkowej wartości natężenia

prądu I_{P-B} [26]. W uśrednionym modelu transportu promieniowania plazma dość szybko przechodziła w stan dużej gęstości optycznej, co znacznie zmniejszało straty radiacyjne. Dynamika plazmy była określona przez rozwój niestabilności typu $m = 0$.

Podobnie przedstawia się sprawa w układzie typu *plasma-focus*, który powstał w wyniku modyfikacji klasycznego liniowego *Z-pinchu*: zmieniono geometrię komory i elektrod w celu uniknięcia niekorzystnych powtórnych przebiegów i zwiększenia emisji neutronów. Układ *plasma-focus* składa się z dwóch współosiowych elektrod rozdzielonych izolatorem. Powstająca przy izolatorze warstwa prądowa porusza się początkowo wzdłuż elektrod a następnie po dojściu do ich końca – zapada się do osi układu. Tworzy się kolumna plazmowa (*pinch*, ognisko plazmowe), której towarzyszy silny wypływ plazmy wzdłuż osi. Zaobserwowano, że dodanie do wodoru niewielkiej ilości domieszek, neonu lub kryptonu, bardzo silnie wpływa na dynamikę *pinchu* w układzie *plasma-focus*. Zarejestrowano silnie świecące punkty o rozmiarach 10–100 μm [27], które interpretowane są jako efekt łączny rozwoju niestabilności i kompresji radiacyjnej. Wpływ domieszek na rozwój kompresji radiacyjnej w ognisku plazmowym był badany za pomocą prostego modelu zerowymiarowego kodu [28], uzupełnionego o efekty kinetyczne istotne w końcowej fazie zjawiska *plasma-focus*, związane z brakiem zderzeń jonów (czas zderzeń jon-jon, τ_{i-i} , staje się dłuższy od charakterystycznego czasu zjawiska). Do symulacji tej fazy *pinchu* używane są tzw. modele hybrydowe [29] będące połączeniem opisu hydrodynamicznego dla elektronów i kinetycznego dla jonów. Wykorzystując wyniki obliczeń z modelu hybrydowego [29] oszacowano szybkości, z jakimi uciekają z obszaru *pinchu* deuterony i jony domieszek. Okazało się, że na skutek różnic w tych szybkościach następuje proces wzbogacenia plazmy w jony domieszek. Zaobserwowano wystąpienie kompresji radiacyjnej przy natężeniu prądu $I_0 \approx 1 \text{ MA}$ mniejszym od natężenia prądu I_{P-B} dla czystej plazmy, co potwierdza szacunki Shearera, model jest jednak zbyt prosty by wyciągać na jego podstawie wnioski o możliwości kompresji w realnych układach *plasma-focus*.

4. Kompresja radiacyjna w zestalonym deuterze

Dzięki postępowi w technice generatorów prądowych wielkiej mocy stało się możliwe przeprowadzenie eksperymentów z *Z-pinchem* utworzonym z cienkich nici ($r = 10\text{--}20 \mu\text{m}$, $l = 5 \text{ cm}$) z zestalonego deuteru [30,31]. Zestalony deuter o temperaturze 10 K był wyciskany ze specjalnego urządzenia do wnętrza komory próżniowej i zwierzał dwie elektrody, do których przyłożono napięcie rzędu 1 MV. Eksperymenty te różnią się od klasycznego wyładowania *Z-pinch* w gazie

o niskim ciśnieniu: nie obserwuje się w nich charakterystycznej fazy kompresji i zgniania gazu przez warstwę prądową. Promień *pinchu* w czasie narastania prądu zmieniał się nieznacznie, co świadczy o spełnieniu przybliżonych warunków równowagi Bennetta. W przypadku gdy prąd narasta w czasie jak $t^{1/3}$ (tzw. profil Hainesa-Hammela) [32,33], teoretycznie możliwe jest grzanie *pinchu* pozostającego cały czas w równowadze Bennetta, jednakże uzyskanie takiego impulsu eksperymentalnie jest niemożliwe ($dI/dt|_{t=0} \rightarrow \infty$). Uzyskano w tych eksperymentach bardzo gęstą plazmę, nieoczekiwanie długo stabilną. Okres stabilności odpowiadał czasowi narastania prądu (do 640 kA) i był rzędu 100 czasów Alfvena τ_A . Było to znacznie więcej niż przewidywały obliczenia oparte na idealnej magnetohydrodynamice. Realna stała się więc możliwość osiągnięcia warunków koniecznych do rozwoju kompresji radiacyjnej w czystym wodorze. Pobudziło to ponowne zainteresowanie tym obiecującym – choć, jak się do tej pory wydawało, bardzo trudnym do zrealizowania – efektem. Otwartym pozostawał jednak problem, na ile prąd w quasistacjonarnym *pinchu* może przekroczyć graniczny prąd Pease'a-Braginskiego, przy realnych parametrach zewnętrznego źródła zasilania [34], i jak głęboka w związku z tym może być kompresja. W pracach [35,36] niezależnie przeanalizowano rozwój kompresji radiacyjnej przy liniowo narastającym prądzie (warunek $dI/dt = \text{const}$ jest słuszny dla *pinchu* o dużej indukcyjności). Założenie to odpowiada warunkom eksperymentu z zamrożonymi niciami deuterowymi. Wykorzystując zależność Bennetta, równanie bilansu mocy (8) można przedstawić w postaci

$$\frac{3}{2}I \frac{dI}{dt} + \frac{I^2}{a} \frac{da}{dt} = P_{\Omega} - P_r . \quad (15)$$

Po podstawieniu $x = Ia^{2/3}$ otrzymuje się następujące równanie:

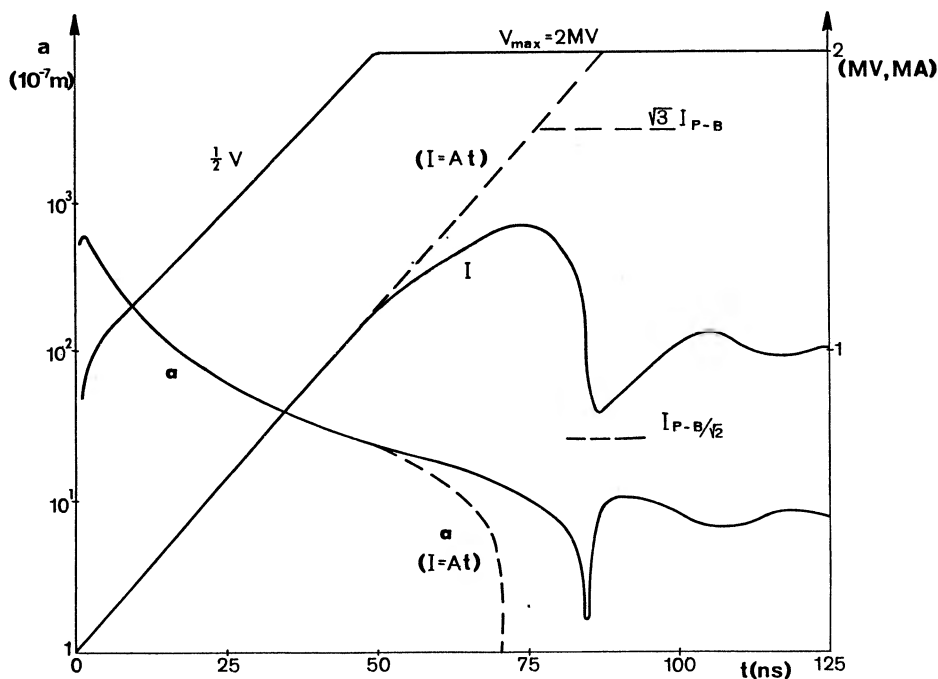
$$\frac{dx}{dt} = \frac{C}{x^2} \left[1 - \frac{I^2(t)}{I_{P-B}^2} \right] , \quad (16)$$

gdzie C – parametr.

Z analizy tego równania wynika, że maksymalne natężenie prądu w równowagowym *pinchu*, przy założeniu liniowego narastania prądu, nie przekracza wartości $\sqrt{3}I_{P-B}$. Wartości tej odpowiada rozwój kompresji radiacyjnej. Jest to wynik uproszczony, gdyż zakłada się iż szybkość narastania prądu jest dla całego procesu stała. Wymagałoby to narastania przyłożonego napięcia do nieskończoności. Konieczne jest więc uwzględnienie w rozważaniach równania obwodu elektrycznego dla układu *pinch* i generator. Równanie to ma postać:

$$U_0 = IR + L \frac{dI}{dt} + I \frac{dL}{dt} . \quad (17)$$

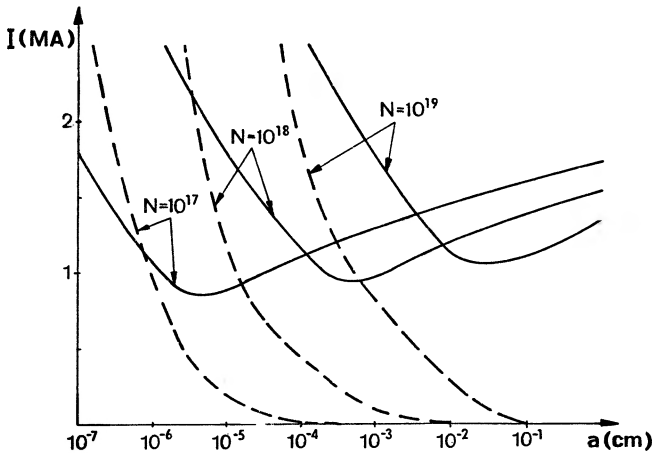
Indukcyjność $L = 2l_p \ln(a_w/a) + L_0$ jest sumą indukcyjności *pinchu* i indukcyjności doprowadzeń L_0 , R jest opornością *pinchu*, l_p – długością *pinchu*, a – promieniem zewnętrznym komory. Układ równania bilansu mocy i równania obwodu elektrycznego był rozwiązywany numerycznie w pracach [36-38], dla parametrów obecnych i planowanych układów eksperymentalnych: maksymalne napięcie zasilające $U = 2$ MV i szybkość narastania prądu $dI/dt|_{t=0} = 5-10$ kA/ns. Na rysunku 7, zaczerpniętym z pracy [36], przedstawiona jest zależność promienia *pinchu* a i natężenia prądu I od czasu.



Rys. 7. Prąd I , napięcie V i promień *pinchu* a w funkcji czasu przy $N = 5.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $V_{max} = 2$ MV, $a_0 = 3$ cm, $z_0 = 5$ cm, $I_{P-B} = 1$ MA

W ramach przyjętego modelu nie udaje się osiągnąć obszaru degeneracji elektronów, choć uzyskana gęstość $n = 5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ i temperatura $T = 25$ keV są interesujące z punktu widzenia syntezy termojądrowej. Dalszym rozwinięciem tego modelu są prace [36] i [37], gdzie dodatkowo uwzględniono zależność natężenia prądu I_{P-B} od temperatury i koncentracji, jak również efekt samopochłaniania promieniowania plazmy [36] oraz degenerację elektronów [37]. Korzystając z warunku Bennetta można wyeliminować temperaturę T i wyznaczyć natężenie prądu I_{P-B} tylko w funkcji promienia a , traktując koncentrację liniową N jako

parametr. Zależność ta przedstawiona jest na rys. 8.



Rys. 8. Zależność natężenia prądu Pease'a-Braginskiego od promienia a dla różnych koncentracji liniowych. Linia przerywaną zaznaczono zależność prądu od promienia dla równowagi ciśnienia w całkowicie zdegenerowanym *pinchu*

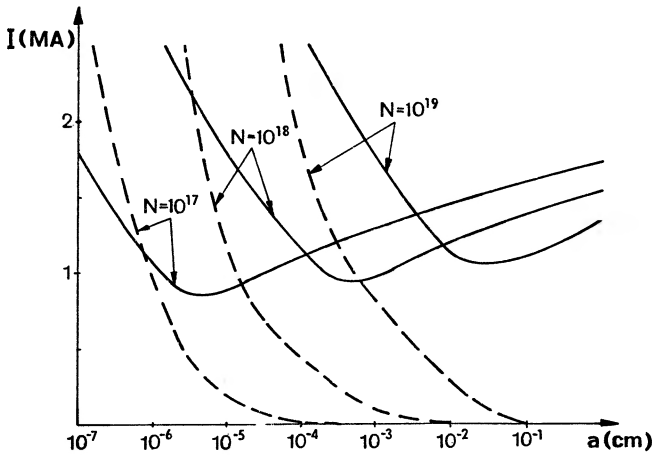
Linia przerywaną zaznaczano na niej natężenie prądu, przy którym równowaga zachodzi dla pełnej degeneracji elektronów (ciśnienie elektronowe zależy tylko od gęstości). Dla wartości natężenia prądu na lewo od tej krzywej rozważany model jest niesłuszny; przecięcie jej krzywą $I_{P-B}(a)$ określa minimalny promień *pinchu*. Przy tych dodatkowych założeniach, dla generatora o parametrach takich jak w pracy [37], uzyskano znacznie głębszą kompresję *pinchu*

$$r_{\min} = 6.5 \times 10^{-7} \text{ cm}, \quad n_{\max} = 7.5 \times 10^{28} \text{ cm}^{-3}, \quad T = 17.1 \text{ keV}$$

przy $dI/dt|_{t=0} = 10 \text{ kA/ns}$, $N = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Ze wzrostem koncentracji liniowej N kompresja jest słabsza. Z drugiej strony, zmniejszenie koncentracji liniowej zwiększa szansę rozwoju niestabilności prądowych prowadzących do wzrostu oporności. Ich rozwój zależy od prędkości dryfu $V_d = j/en$ i jest szczególnie intensywny gdy $V_d \geq V_s$. Przekroczenie warunku $V_d > V_s$ w całym *pinchu* ma miejsce gdy $N < N^* = 4m_i c^2/e^2 = 5.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ [21]. Jednakże warunek $V_d \leq V_s$ jest naruszony znacznie wcześniej na periferiach *pinchu*, gdzie gęstość zmierza do zera, np. dla parabolicznego rozkładu gęstości $n = n_0(1 - r^2/a^2)$. Przy założeniu stałej gęstości prądu, prędkość dryfu V_d zmierza do nieskończoności przy $r = a$. Aby usunąć ten niefizyczny efekt, w pracy [39] przyjęto założenie, iż anomalna oporność powoduje taką modyfikację profili gęstości i prądu, że prędkość dryfu jest wszędzie mniejsza od prędkości

parametr. Zależność ta przedstawiona jest na rys. 8.



Rys. 8. Zależność natężenia prądu Pease'a-Braginskiego od promienia a dla różnych koncentracji liniowych. Linia przerywaną zaznaczono zależność prądu od promienia dla równowagi ciśnienia w całkowicie zdegenerowanym *pinchu*

Linia przerywaną zaznaczano na niej natężenie prądu, przy którym równowaga zachodzi dla pełnej degeneracji elektronów (ciśnienie elektronowe zależy tylko od gęstości). Dla wartości natężenia prądu na lewo od tej krzywej rozważany model jest niesłuszny; przecięcie jej krzywą $I_{P-B}(a)$ określa minimalny promień *pinchu*. Przy tych dodatkowych założeniach, dla generatora o parametrach takich jak w pracy [37], uzyskano znacznie głębszą kompresję *pinchu*

$$r_{\min} = 6.5 \times 10^{-7} \text{ cm}, \quad n_{\max} = 7.5 \times 10^{28} \text{ cm}^{-3}, \quad T = 17.1 \text{ keV}$$

przy $dI/dt|_{t=0} = 10 \text{ kA/ns}$, $N = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Ze wzrostem koncentracji liniowej N kompresja jest słabsza. Z drugiej strony, zmniejszenie koncentracji liniowej zwiększa szansę rozwoju niestabilności prądowych prowadzących do wzrostu oporności. Ich rozwój zależy od prędkości dryfu $V_d = j/en$ i jest szczególnie intensywny gdy $V_d \geq V_s$. Przekroczenie warunku $V_d > V_s$ w całym *pinchu* ma miejsce gdy $N < N^* = 4m_i c^2/e^2 = 5.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ [21]. Jednakże warunek $V_d \leq V_s$ jest naruszony znacznie wcześniej na periferiach *pinchu*, gdzie gęstość zmierza do zera, np. dla parabolicznego rozkładu gęstości $n = n_0(1 - r^2/a^2)$. Przy założeniu stałej gęstości prądu, prędkość dryfu V_d zmierza do nieskończoności przy $r = a$. Aby usunąć ten niefizyczny efekt, w pracy [39] przyjęto założenie, iż anomalna oporność powoduje taką modyfikację profili gęstości i prądu, że prędkość dryfu jest wszędzie mniejsza od prędkości

dźwięku. Przy tych założeniach, na podstawie obliczeń wykonanych za pomocą modelu uśrednionego [39], okazało się, że natężenie prądu I_{P-B} jest większe od wartości klasycznej i zależy od koncentracji liniowej N . Do osiągnięcia kompresji radiacyjnej wymagane jest przekroczenie minimalnej wartości szybkości narastania prądu dI/dt . Wartość ta zwiększa się ze zmniejszaniem koncentracji liniowej. Uwzględnienie zjawiska oporności anomalnej w modelu istotnie zmienia obraz rozwoju kompresji radiacyjnej, co widać przy porównaniu wyników uzyskanych przez Robsona w pracach [37] i [40]. Mało realne jest z tego powodu wystąpienie kompresji przy gęstościach liniowych mniejszych od 10^{17} cm^{-1} , przy których przewidywano [37] osiągnięcie stanu silnej degeneracji elektronów. Jest to również jedna z głównych przyczyn różnic między rezultatami obliczeń Vikhreva a wynikami prac [36,37]. Mimo wielu ograniczeń modele uśrednione są, dzięki swojej prostocie, wygodne do analiz umożliwiając prześledzenie wpływu różnych efektów na badane zjawisko.

Złożony model opisujący przebieg kompresji radiacyjnej w *Z-pinchu* utworzonym z nici wodorowej przedstawiony został w pracach [41,42]. Numerycznie rozwiązywano układ równań magnetohydrodynamiki i sprzężonego z nimi równania obwodu elektrycznego dla parametrów eksperymentu planowanego w Imperial College w Londynie. Dzięki uwzględnieniu szeregu efektów atomowych i plazmowych model ten pozwala na śledzenie ewolucji *pinchu* od początkowych, kriogenicznych parametrów aż do stanu degeneracji elektronów i silnej nieidealności składowej jonowej. Nie brano jednak niestety pod uwagę możliwości anomalnego grzania plazmy. Wyniki obliczeń wskazują, że wzrost indukcyjności nie wpływa na zahamowanie kompresji. Kompresja jest hamowana równocześnie przez wzrost gęstości optycznej i wzrost ciśnienia na skutek degeneracji elektronów. Przy niskich początkowych koncentracjach liniowych (mniejszy promień nici) proces kompresji jest szybszy, lecz stan maksymalnej kompresji trwa krócej. Zwiększenie długości nici utrudnia osiągnięcie prądu I_{P-B} na skutek zwiększenia indukcyjności *pinchu*, ale prowadzi do głębszej kompresji (większych koncentracji). Końcowe gęstości plazmy w *pinchu* są rzędu 10^{26} – 10^{27} cm^{-3} , zaś promień $r_{\min} \approx 10^{-6} \text{ cm}$.

5. Perspektywy

Wyniki obliczeń przeprowadzonych w oparciu o różne modele sugerują, iż w warunkach kompresji radiacyjnej może zostać spełnione kryterium Lawsona, $n\tau > 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ i $T > 10 \text{ keV}$, określające warunki dodatniego bilansu energii w wyniku reakcji termojądrowych w plazmie D-T. W pracy [43] były badane warunki dla *Z-pinchu* z nici deuterowo-trytowej zapłonu termojądrowego z

uwzględnieniem przekazu części energii od naładowanych produktów reakcji termojądrowych do plazmy. Przedstawiony został wariant reaktora termojądrowego pracującego z wykorzystaniem układu *Z-pinch*. Reaktor taki mógłby dawać około 100 MW mocy przy częstotliwości wyładowań około 40 Hz. Zakłada się, że *pinch* jest stabilny do momentu osiągnięcia maksimum prądu. Stosunkowo duża częstotliwość wyładowań spowodowana jest małym zyskiem energetycznym z jednego strzału, jednakże dzięki temu reaktor mógłby pracować w reżimie quasiciągłym, pozwalającym uniknąć problemów termomechanicznych pojawiających się w innych projektach reaktorów impulsowych.

Uzyskanie wymaganej energii zasilania i częstotliwości wyładowań jest całkowicie realne przy obecnym poziomie technologii. Na najbliższe lata planowana jest budowa dużych urządzeń, w których przeprowadzone zostaną eksperymenty z prądami większymi od prądu Pease'a-Braginskiego i możliwe będzie uzyskanie plazmy o parametrach termojądrowych. Eksperymenty te planuje się przeprowadzić w Wielkiej Brytanii (Imperial College, projekt DZP [44]) oraz w USA (Naval Research Laboratory, układ ZFX [45] i Los Alamos, układ HDZP II [46]).

Artykuł opracowano w ramach grantu KBN nr PB 823/P3/94/07.

Literatura

- [1] W. Bennett, *Phys. Rev.* **45**, 890 (1934).
- [2] L.A. Artsimovich, A. Andrianov, E. Dobrothov, S. Lukjanov, I. Podgornyj, B. Sinitsin, N. Filippov, *At. Energ.* **3**, 76 (1956).
- [3] O. Anderson, W. Baker, S. Colgate, *Phys. Rev.* **109**, 612 (1958).
- [4] W. Kies, w: *BEAMS '90*, Proc. Int. Conf. (Novosibirsk 1989), t. 1, s. 79.
- [5] V. Yankov, *Fiz. Plazmy* **17**, 521 (1991).
- [6] V.V. Yankov, Report IAE-4218/7, Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moskva 1985.
- [7] R. Pease, *Proc. Phys. Soc. B* **70**, 11 (1957).
- [8] S. Braginski, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **33**, 645 (1957).
- [9] J.W. Shearer, *Phys. Fluids* **19**, 1426 (1976).
- [10] F. Winterberg, *Z. Phys. A* **284**, 43 (1978).
- [11] K.N. Koshelev, N.R. Pereira, *J. Appl. Phys.* **69**, R21 (1991).
- [12] N.R. Pereira, J. Davis, *J. Appl. Phys.* **64**, R1 (1988).
- [13] E. Golts, G. Koloshikov, K. Koshelev, A. Kramida, V. Vikhrev, V. Ivanov, A. Palkin, V. Prut, *Phys. Lett. A* **115**, 114 (1986).
- [14] A. Gałkowski, *J. Tech. Phys.* **32**, 33 (1991).
- [15] B. Meierovich, *Phys. Reports* **92**, 256 (1984).
- [16] B. Meierovich, *Fiz. Plazmy* **11**, 1446 (1985).
- [17] B. Meierovich, *Phys. Reports* **104**, 85 (1986).
- [18] V. Vikhrev, *Pisma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **27**, 104 (1978).

- [19] V. Vikhrev, K. Gureev, *Zh. Tech. Fiz.* **48**, 2264 (1978).
- [20] V. Vikhrev, V. Ivanov, V. Prut, *Fiz. Plazmy* **12**, 328 (1986).
- [21] V.V. Vikhrev, S.I. Braginski, „Dinamika z-pincha”, w: *Voprosy teorii plazmy*, red. M.A. Leontovich, t. 10 (Atomizdat, Moskva 1980).
- [22] A.A. Galeev, R.Z. Sagdeev, „Anomalnoe soprotivlene”, w: *Osnovy fiziki plazmy*, t.2 (Energoatomizdat, Moskva 1984), s. 5.
- [23] V. Vikhrev, V. Ivanov, K. Koshelev, *Fiz. Plazmy* **8**, 1211 (1982).
- [24] M. Hebach, A. Engel, A. Schulz, R. Lebert, H.J. Kunze, *Europhys. Lett.* **21**, 311 (1993).
- [25] J.P. Apruzese, P.C. Kepple, w pracy [46], s. 108.
- [26] K. Jach, W. Stepniewski, M. Mroczkowski, *J. Tech. Phys.* **32**, 125 (1991).
- [27] K. Koshelev, W. Krauz, N.G. Reshetniak, R. Salukvadze, Y. Sielnikov, *Fiz. Plazmy* **15**, 1068 (1989).
- [28] S. Blinnikov, V. Imshennik, *Fiz. Plazmy* **8**, 193 (1982).
- [29] N.M. Zueva, U.S. Imshennik, O.B. Lokutsieskii, M.C. Mikhailova, w: *Proceedings of the 10th IAEA Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion* (International Atomic Energy Agency, London 1984), t. 2, s. 561.
- [30] J.D. Sethian, A.E. Robson, K.A. Gerber, A.W. DeSilva, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 892 (1987).
- [31] J. Hammel, w pracy [46], s. 303.
- [32] M. Haines, *Proc. R. Soc. London* **76**, 250 (1960).
- [33] J. Hammel, D.W. Scudder, w: *Proceedings of the 14th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics* (Madrid 1987), red. F. Engelmann J.L. Alvarez Rivas (European Physical Society), t. 2, s. 450.
- [34] T. Miyamoto, *Phys. Lett. A* **125**, 57 (1987).
- [35] A. Robson, *Nucl. Fusion* **28**, 2171 (1988).
- [36] M. Haines, *Plasma Phys. Control. Fusion* **31**, 759 (1989).
- [37] A. Robson, *Phys. Fluids B* **1**, 1834 (1989).
- [38] W. Thornhill, J. Giuliani, J. Davies, *J. Appl. Phys.* **66**, 4154 (1989).
- [39] A. Robson, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 2816 (1989).
- [40] A. Robson, *Phys. Fluids B* **3**, 1461 (1991).
- [41] J. Chittenden, M. Haines, *Phys. Fluids B* **2**, 1889 (1989).
- [42] J. Chittenden, A. Power, M. Haines, *Plasma Phys. Control. Fusion* **31**, 1813 (1989).
- [43] A.E. Robson, w pracy [46], s. 362.
- [44] M. Haines, A. Dangor, P. Choi, I. Mitchell, M. Coppins, J. Chittenden, I. Culverwell, J. Bayley, A. Power, w: *Proceedings of the 17th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Heating* (Amsterdam 1990), red. G. Briffod, A. Nijsen-vis, F.C. Schüller (European Physical Society), s. 663.
- [45] A. Robson, J. Sethian, *J. Fusion Energy* **8**, 23 (1989).
- [46] *Dense Z-Pinches*. Proc. Int. Conf. (Laguna Beach 1989).

RÓŻNE

Andrzej Z. Hrynkiewicz

*Instytut Fizyki Jądrowej
im. H. Niewodniczańskiego
Kraków*

Blaski i cienie Komitetu Badań Naukowych z perspektywy trzech lat pierwszej kadencji

**Remarks on the State Committee for Scientific Research
after the first term of its activity**

Abstract: The activity of the State Committee for Scientific Research in 1991–94 is described. Various streams of funding of the Polish science by the Committee are discussed. In particular, the funds obtained for research in physics are presented in more details.

1. Narodziny Komitetu Badań Naukowych

Można powiedzieć, że jestem naocznym świadkiem narodzin i dojrzwania Komitetu Badań Naukowych. W styczniu 1990 r. zostałem powołany przez Premiera Tadeusza Mazowieckiego do Komitetu ds. Nauki i Postępu Technicznego przy Radzie Ministrów, który był kontynuatorem Komitetu Nauki i Techniki a równocześnie prekursorem Komitetu Badań Naukowych, gdyż przygotowywał ustawę o nowym Komitecie. W 1991 r. zostałem wybrany do KBN i brałem udział w kształtowaniu jego postaci pierwszej kadencji. Narodziny KBN nie były łatwe. Początkowa koncepcja Rady Nauki oraz Urzędu Badań i Technologii została skrytykowana, powstawały kolejne warianty projektu ustawy, które były

żarliwie dyskutowane na posiedzeniach Komitetu ds. Nauki i Postępu Technicznego. Byłem świadkiem powstawania konfliktu z Polską Akademią Nauk, która mając ambicje kierowania polską nauką i roszcząc sobie prawo do jej reprezentowania wysunęła w maju 1990 r. konkurencyjny projekt ustawy o Państwowej Radzie Nauki. Rada miała działać przy Prezesie Rady Ministrów w charakterze organu doradczego oraz częściowo stanowiącego, który miał zajmować się ustalaniem głównych kierunków i zadań polityki naukowej. Rada miała też dzielić środki na naukę z budżetu Państwa. Dobór członków Rady miał być dokonywany przez Komitety Naukowe PAN, Zgromadzenie Ogólne PAN i Radę Główną. Toczył się więc spór o dysponowanie środkami budżetowymi na naukę i rolę PAN w rozdziale tych środków. Ostatecznie projekt lansowany przez PAN upadł i powstał Komitet Badań Naukowych na mocy ustawy uchwalonej przez Sejm w styczniu 1991 r. Zatarg z Polską Akademią Nauk, którego ślady trwają dotychczas, przyniósł szkodę polskiej nauce. Nastąpiła polaryzacja stanowisk, co przeszkadza w utworzeniu parlamentarnego lobby jednomyślnie działającego na rzecz nauki. A przecież przedstawicielstwo PAN w KBN jest duże. W pierwszej kadencji wśród 58 wybranych członków Zespołów KBN było 15 członków PAN. Uważam, że KBN powinien korzystać z Komitetów Naukowych Akademii, które stały się ciałami wybieranymi i stanowią zespoły wybitnych ekspertów reprezentujących PAN, szkoły wyższe i jednostki badawczo-rozwojowe. Wchodzą do nich przedstawiciele różnych ośrodków naukowych w różnym wieku. Mimo że konflikt PAN-KBN nie został dotychczas całkowicie wygaszony, to większość Zespołów KBN powołuje członków sekcji specjalistycznych, które przeprowadzają ocenę projektów badawczych i współpracują w ustalaniu kategorii placówek naukowych, w porozumieniu z Prezydium odpowiedniego Komitetu Naukowego PAN. W taki sposób powstaje np. Sekcja Fizyki w Zespole Nauk Ścisłych.

Sukcesem twórców KBN było uzyskanie zgody Ministerstwa Finansów na to, aby pieniądze wypłacane z budżetu na finansowanie działalności placówek naukowych i prowadzenie projektów badawczych nie przepadały w końcu roku kalendarzowego, ale mogły być wydatkowane w następnym roku. Pomogło to zerwać ze złą tradycją gorączkowego i często bezsensownego wydawania pieniędzy w końcu roku, żeby, broń Boże, nie przepały.

Grzechem pierwotnym Komitetu był podział na dwie Komisje: Badań Podstawowych i Badań Stosowanych. Podział ten okazał się konfliktogenny. Rozróżnienie badań podstawowych i stosowanych jest, w moim przekonaniu, jak najbardziej uzasadnione, czemu dałem wyraz w wielu wystąpieniach i artykułach. Inne są ich cele, z czego wynika inna organizacja prac badawczych, inny sposób finansowania, są też różnice w charakterze współpracy międzynarodowej i różne kryteria oceny wyników. Jednakże rozseparowanie przedstawicieli obu kierunków badań w

dwóch Komisjach nie sprzyjało wzajemnemu zrozumieniu i współpracy, a rodziło rywalizację w ubieganiu się o środki finansowe. Pod koniec pierwszej kadencji Komitet Badań Naukowych znacznie zmniejszył tę separację badań podstawowych i stosowanych w ramach obowiązującej ustawy o KBN, której przygotowana nowelizacja nie nastąpiła z przyczyn od Komitetu niezależnych. Co prawda pozostały nadal dwie Komisje: Badań Podstawowych i Badań Stosowanych, zgodnie z zapisem w ustawie, ale zostały zmienione Zespoły w taki sposób, że podział dziedzin nauki między Komisjami jest tematyczny i nie opiera się już na rozróżnieniu badań podstawowych i stosowanych.

2. Finansowanie nauki w Polsce

W Polsce pieniędzy na naukę jest bardzo mało w stosunku do potrzeb i roli jaką nauka odgrywa w kulturalnym i gospodarczym rozwoju każdego nowoczesnego państwa. W tab. 1 porównane są nakłady finansowe na naukę w kilku krajach świata w procentach produktu krajowego brutto (PKB) i w przeliczeniu na jednego mieszkańca rocznie.

Tabela 1. Finansowanie nauki w różnych krajach (1989 r.)

Kraj	% PKB	USD na jednego mieszkańca
Japonia	2.98	482
Niemcy	2.88	490
USA	2.80	577
Francja	2.34	382
Kanada	1.37	255
POLSKA (1992 r.)	0.66	70 ^a

^a Kwota obliczona na podstawie oceny siły nabywczej dolara. Uwzględnienie kursu wymiany dolara daje 13 USD.

To szokujące porównanie nie wymaga komentarza.

W tab. 2 podane są fundusze¹ przeznaczone na naukę w budżecie Państwa (Dział 77 – Nauka) w latach 1991–94.

¹ Kwoty podane są w starych złotych.

Tabela 2. Finansowanie nauki w Polsce

	1991	1992	1993	1994
Kwota (mld zł)	6239.5	7564.3	8968.3	11 660.5
% PKB	0.76	0.66	0.58	0.57

Nauka została najgorzej potraktowana przez rząd J.K. Bieleckiego. Ratując latem 1991 r. budżet przez nowelizację ustawy budżetowej, rząd obniżył skromne nakłady finansowe na naukę o 37%! Kolejne rządy J. Olszewskiego i H. Suchockiej nieznacznie zwiększyły środki na naukę, lecz ten wzrost był mniejszy niż stopień inflacji. Wydawało się, że rząd W. Pawlaka przejawia większe zrozumienie potrzeb nauki. Takie wrażenie zrobiło m.in. wystąpienie Premiera w czasie wizyty w KBN. Dalsze działania rządu zniweczyły jednak to wrażenie.

Zła kondycja nauki polskiej nie wynika tylko z niskiego jej finansowania z budżetu państwa w dziale 77. Drugim czynnikiem są niskie nakłady na szkolnictwo wyższe, czego oczywiste konsekwencje nauka odczuje za kilka lub kilkanaście lat. Wiążą się z tym skandalicznie niskie uposażenia pracowników naukowych. Mimo że płace pochłaniają 60 do 70% środków otrzymywanych przez placówki naukowe z budżetu, miesięczne wynagrodzenie mieści się w granicach 1.9 mln zł dla stażysty i 8.2 mln zł dla profesora zwyczajnego. W Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie, jednej z największych jednostek badawczo-rozwojowych o kategorii A, uposażenie stażysty wynosi 2.5 mln zł, adiunkta 4.2 mln zł, a profesora 5.8 mln zł. Dopuszczenie do takiej sytuacji finansowej pracowników naukowych jest karygodne. Karygodne dlatego, że zmusza młodych naukowców do rezygnacji z pracy w placówkach badawczych lub do szukania dodatkowych zarobków, co odrywa ich od pracy naukowej i marnuje potencjał intelektualny nauki, a młodzież odstręcza od podejmowania kariery naukowej.

3. Rola Komitetu Badań Naukowych

W sytuacji bardzo skromnego finansowania nauki Komitet Badań Naukowych jest i będzie atakowany z różnych stron – przez likwidowane słabe placówki naukowe i zespoły badawcze, przez przedstawicieli ograniczanych zakresów badań i przez pracowników naukowych, którzy nie otrzymali grantów. Łatwo uzyskać poklask rozdając duże pieniądze. Ale właśnie w tak trudnym czasie centralny organ sterowany przez uczonych, zorientowany w całości problemów polskiej nauki

i sprawiedliwie rozdzielający skromne środki jest szczególnie potrzebny. Jestem zdania, że KBN wypełnia tę rolę na ogół prawidłowo. W złożonej sytuacji polskiej nauki podzielonej na trzy piony (szkoły wyższe, instytuty PAN i jednostki badawczo-rozwojowe) i obciążonej błędami przeszłości, musi istnieć złożone z uczonych ciało, które dążąc do właściwego finansowania dobrych zespołów badawczych, niezależnie od tego w jakim pionie się znajdują, byłoby w stanie ocenić poziom polskich placówek naukowych, zachować właściwe proporcje środków przeznaczonych na finansowanie różnych dyscyplin, zadbać o zachowanie odpowiednich relacji między badaniami podstawowymi i stosowanymi oraz określić kryteria oceny wyników badań. Musi to być ciało niezależne od resortów, którym przyporządkowane są placówki naukowe w Polsce, aby wykluczyć zarzut faworyzowania własnych placówek. Takim ciałem jest Komitet Badań Naukowych.

Moje kontakty z pracownikami naukowymi w różnych ośrodkach w Polsce pozwalają mi stwierdzić, że KBN znajduje coraz większe uznanie i zyskuje opinię, że dobrze służy polskiej nauce. Fakt, że z 58 członków Zespołów KBN pierwszej kadencji 31 zostało wybranych na drugą kadencję świadczy o pozytywnej ocenie działań Komitetu przez środowisko naukowe.

W ciągu trzech lat pierwszej kadencji KBN stopniowo ulepszał sposoby działania, zmieniając m.in. zasady przydzielania środków finansowych. Utworzono szereg stałych lub doraźnych zespołów opiniodawczych w celu usprawnienia funkcjonowania Komitetu. Trzeba nadal zmieniać metody działania, które się nie sprawdziły, powinna być znowelizowana ustawa o KBN, ale nie należy zaskakiwać społeczności naukowej zmianami zasad „w czasie gry”. Przykładem może być niefortunne wprowadzenie w VI konkursie nowego sposobu ocen projektów badawczych, który został powszechnie skrytykowany i jest obecnie zmieniony.

Przez trzy lata pracowałem w tzw. Komitecie ścisłym lub właściwym. W jego comiesięcznych posiedzeniach brało udział 12 wybranych przedstawicieli Komisji Komitetu i pięciu ministrów powołanych przez Premiera, którzy w ciągu pierwszej kadencji zmieniali się kilkakrotnie. *Nota bene* w ciągu trzech lat tylko trzy razy widziałem na tych posiedzeniach kolejnych ministrów finansów.

Komitet właściwy podejmuje uchwały, które są na ogół przygotowywane przez Urząd Komitetu, na podstawie wyników dyskusji na posiedzeniach Zespołów obu Komisji, lub sformułowane przez Zespoły Opiniodawczo-Doradcze. Na drugą kadencję Komitet powołał pięć takich Zespołów do następujących spraw: krajowej polityki w zakresie informacji naukowej, obronności i bezpieczeństwa państwa, polityki wydawniczej, upowszechniania nauki oraz projektów badawczych zamawianych. Oprócz tych stałych zespołów powoływane są *ad hoc* zespoły do przedyskutowania i przygotowania decyzji w różnych sprawach bieżących.

Dobrze się stało, że w drugiej kadencji zastępcami Przewodniczącego Ko-

mitetu Badań Naukowych zostali wybrani przewodniczący Komisji Badań Podstawowych i Stosowanych, a do Komitetu właściwego weszli wybrani poprzednio przewodniczący Zespołów. Dzięki temu będzie znacznie usprawniony tryb przygotowywania i podejmowania decyzji.

4. Uwagi o działalności KBN

Moja dotychczasowa praca w KBN stała się źródłem szeregu przemyśleń, którymi chciałbym się podzielić z Czytelnikami tego artykułu. Niektóre z nich mogą się okazać pomocne w dalszej pracy Komitetu, a w każdym razie zwrócą uwagę nowych członków KBN na sprawy, które należy rozważyć, i na problemy, które czekają na właściwe rozwiązanie.

Moje spostrzeżenia poprzedzę kilkoma danymi statystycznymi. Komitet Badań Naukowych finansuje lub dofinansowuje badania w 450 jednostkach organizacyjnych 98 szkół wyższych, w 83 instytutach i samodzielnych zakładach naukowych Polskiej Akademii Nauk i w 223 jednostkach badawczo-rozwojowych (JBR) przyporządkowanych różnym resortom gospodarczym. Liczby pracowników naukowych w trzech pionach polskiej nauki przedstawiam w tab. 3. W tab. 4 podane są liczby szkół wyższych różnych typów.

Tabela 3. Liczba pracowników naukowych w Polsce (1992 r.)

	Profesorowie		Docenci		Adiunkci st. asystenci asystenci		Ogółem	
		%		%		%		%
Szkoły wyższe	8643	85.7	2291	60.1	39 754	80.8	50 688	80.3
Inst. i zakł. PAN	673	6.7	596	15.6	2751	5.6	4020	6.4
JBR	765	7.6	926	24.3	6705	13.6	8396	13.3
Razem:	10 081	100.0	3813	100.0	49 210	100.0	63 104	100.0

W tab. 5 wymienione są resorty, którym podlega najwięcej jednostek badawczo-rozwojowych finansowanych przez KBN.

Tabela 4. Szkoły wyższe

Typ szkoły	Liczba szkół	Liczba jednostek organizacyjnych
Uniwersytety	12	119
Szkoły Pedagogiczne	10	19
Szkoły Ekonomiczne	5	18
Szkoły Wyznaniowe	1	5
Szkoły Artystyczne	6	11
Szkoły Politechniczne	19	137
Szkoły Morskie	2	8
Szkoły Wojskowe	14	33
Szkoły Rolnicze	10	62
Szkoły Medyczne	12	29
Akademie Wych. Fiz.	7	9
Razem:	98	450

Tabela 5. Przynależność resortowa jednostek badawczo-rozwojowych

Resort	Liczba JBR
Ministerstwo Przemysłu i Handlu	98
Ministerstwo Rolnictwa i Gosp. Żywnościowej	24
Ministerstwo Zdrowia i Opieki Społecznej	19
Ministerstwo Obrony Narodowej	15
Ministerstwo Gospodarki Przestrzennej i Budownictwa	10
Państwowa Agencja Atomistyki	7
Ministerstwo Transportu i Gospodarki Morskiej	7
Inne (7 resortów)	43
Razem:	223

4.1. Strumienie finansowania nauki przez KBN

Główną troską Komitetu Badań Naukowych jest racjonalny podział skromnych środków finansowych. Wbrew znanemu powszechnie powiedzeniu, dzentelmeni w KBN dyskutują niemal wyłącznie o pieniądzach. W ustawie o utworzeniu KBN podany jest katalog sześciu strumieni finansowania nauki z budżetu państwa. Są one wymienione w tab. 6, w której podany jest ich procentowy udział w środkach finansowych na naukę w latach 1991–94.

Tabela 6. Rozdział środków finansowych z budżetu

Strumień finansowania	Udział procentowy			
	1991	1992	1993	1994
Działalność statutowa	48.4	47.7	44.6	50.1
Inwestycje budowlane i aparaturowe	9.7	12.4	11.8	13.3
Projekty badawcze (granty)	7.2	15.8	17.7	15.4
Prace badawczo-rozwojowe (projekty celowe)	19.3	8.5	12.6	12.6
Współpraca z zagranicą (wynikająca z umów międzynarodowych)	2.1	2.2	2.0	2.1
Działalność ogólnotechniczna i wspomagająca badania	13.3	13.4	11.3	6.5

W dalszej części artykułu postaram się scharakteryzować te strumienie finansowania i przedstawić moje uwagi na ich temat.

4.2. Finansowanie i dofinansowanie działalności statutowej (DS)

Jest to zasadniczy strumień finansowania placówek naukowych, w szczególności instytutów Polskiej Akademii Nauk i jednostek badawczo-rozwojowych prowadzących badania podstawowe. Od niego zależy utrzymanie placówki i poziom wynagrodzenia pracowników. Placówki prowadzące badania podstawowe w pionach PAN i JBR zużywają na te wydatki 80 do 90% otrzymywanych pieniędzy.

Podstawowym parametrem decydującym o wysokości finansowania DS jest kategoria placówki naukowej. Na podstawie przeprowadzonej oceny działalności placówki zostały podzielone na kategorie: A, B i C. Placówki bez kategorii przestały być finansowane przez KBN. Wyniki kategoryzacji placówek naukowych są przedstawione w tab. 7.

Tabela 7. Kategoryzacja placówek naukowych^a

Pion nauki	Kategoria								
	A		B		C		bez kat.		Ogółem
		%		%		%		%	
Szkoły Wyższe	211	25.0	254	30.0	211	25.0	169	20.0	845
PAN	65	78.3	14	16.9	3	3.6	1	1.2	83
JBR	66	29.6	85	38.1	62	27.8	10	4.5	223
Razem:	342	29.7	353	30.7	276	24.0	180	15.6	1151

^a Przez placówkę naukową w Szkolnictwie Wyższym rozumie się monokierunkowe wydziały lub instytuty. Jest ich więcej niż jednostek organizacyjnych, którymi są wydziały.

Warto przypomnieć, że wstępna ocena placówek została przeprowadzona przez Komitet ds. Nauki i Postępu Technicznego w końcu 1990 r. Oceny instytutów i zakładów fizyki w Szkolnictwie Wyższym i w Polskiej Akademii Nauk przeprowadziliśmy z prof. K. Grotowskim na podstawie ankiet dostarczonych przez Komitet. Zajęło to nam 2 dni i 1 noc. Nasze oceny zostały zaaprobowane przez Zespół Nauk Ścisłych i nastąpiło zaszeregowanie placówek do odpowiednich kategorii. W ciągu następnych lat ustalone wtedy kategorie uległy aktualizacji, ale zmiany nie były duże.

W latach 1991–93 wysokość finansowania DS placówek tej samej kategorii i o tym samym profilu naukowym była proporcjonalna do liczby pracowników naukowych ze stopniem doktora. Kwoty przyznawane przez KBN były niskie, w wielu przypadkach nie wystarczały na utrzymanie placówek i pokrycie wynagrodzeń pracowników, co wymuszało przeprowadzenie poważnej restrukturyzacji. W najgorszej sytuacji były instytuty PAN i JBR prowadzące badania podstawowe. W przypadku szkół wyższych utrzymanie placówek i wynagrodzenia pracowników były w znacznym stopniu pokrywane przez MEN, a JBR prowadzące badania stosowane miały również dodatkowe źródła finansowania. Z tego powodu w placówkach naukowych Szkolnictwa Wyższego nie przeprowadzono głębokiej restrukturyzacji. Pieniądze otrzymywane z KBN często nie były przeznaczone na finansowanie badań naukowych, ale zużywane na poprawę kondycji placówki. Restrukturyzacja w szkołach wyższych powinna nastąpić, aczkolwiek nie może być przeprowadzona tak drastycznie jak w placówkach innych pionów nauki, żeby nie zakłóciła procesu dydaktycznego.

Dalsza presja na instytuty PAN i JBR została w 1994 r. w znacznym stopniu złagodzona, żeby nie wymuszać zbyt daleko idących ograniczeń o nieodwracal-

nych skutkach. Dofinansowanie działalności statutowej w 1994 r. zostało znacznie zwiększone w porównaniu z 1993 r. Największy wzrost dotyczył placówek Szkolnictwa Wyższego. Fundusz badań własnych wzrósł o 92%. Jest to piękny gest Komitetu Badań Naukowych wyrażający dbałość o kształcenie kadr przyszłych uczonych, ale stało się to kosztem placówek pozostałych pionów nauki, które dotacje z KBN zużywają niemal całkowicie na utrzymanie i niskie wynagrodzenia pracowników naukowych, a badania finansują głównie poprzez granty.

Prosty algorytm stosowany poprzednio do obliczania finansowania poszczególnych placówek został w październiku 1993 r. zastąpiony algorytmem bardziej złożonym, zawierającym trzy człony określające koszty utrzymania, wynagrodzeń i badań. Nowy sposób obliczania środków finansowych na działalność statutową pozwala dzielić je bardziej obiektywnie i umożliwia stopniową likwidację nieuzasadnionych „kominów i dolin”. System finansowania DS powinien być nadal udoskonalany. Należy m.in. wprowadzić większe zróżnicowanie współczynników algorytmu w zależności od dyscyplin naukowych i zakresu działalności placówek oraz zakończyć prace nad przystosowaniem algorytmu do obliczania dofinansowania DS w szkołach wyższych. W związku z tym trzeba zmodyfikować ankietę wypełnianą przez placówki naukowe. Ankietę powinna być uproszczona ale musi zawierać wszystkie informacje, które są potrzebne dla poprawnego obliczenia dofinansowania DS.

W przypadku szkół wyższych dofinansowanie działalności statutowej zawiera wydzieloną część: fundusz badań własnych przewidziany w ustawie o Szkolnictwie Wyższym. Uważam, że nie powinno się traktować funduszu badań własnych w oderwaniu od obliczonego przy pomocy algorytmu dofinansowania działalności statutowej uczelni. Oba składniki powinny stanowić jeden fundusz finansowania badań, z tym że w uzgodnieniu z MEN należy ustalić jaki procent obliczonej kwoty ma być kierowany bezpośrednio do placówek uczelni, a jaki przekazywany rektorom. W ten sposób z jednej strony spełnione będą postulaty placówek szkół wyższych, które słusznie podkreślają konieczność podmiotowego finansowania bezpośrednio przez KBN, z drugiej zaś strony rektorzy, otrzymując odpowiedni procent funduszu, będą mogli prowadzić własną politykę dofinansowania badań. W latach 1991–93 fundusz badań własnych stanowił ok. 37% pełnej kwoty przyznawanej przez KBN na dofinansowanie badań w szkołach wyższych. Przy finansowaniu badań w uczelniach pieniądze powinny trafić do poszczególnych instytutów, dla których przeprowadzono kategoryzację. Tymczasem zgodnie z Ustawą o Szkolnictwie Wyższym podstawową jednostką organizacyjną uczelni jest wydział i wobec tego do wydziałów muszą być kierowane środki finansowe. Ponieważ wydziały wielokierunkowe mogą zawierać instytuty lub zakłady o różnych kategoriach, dofinansowaniu DS kierowanemu do szkoły wyższej powinna towarzyszyć informacja

jaki jest w nim udział poszczególnych placówek.

W 1992 r. w rozdziale finansowania działalności statutowej wprowadzone zostało finansowanie Specjalnych Programów i Urzędzeń Badawczych (SPUB). Są to programy badawcze stanowiące część programu międzynarodowego albo unikalne urządzenia lub laboratoria o znaczeniu ogólnokrajowym. W 1992 r. KBN finansował 23 SPUB-y w wysokości 42.4 mld zł. Należały do nich stacje polarne, statki badawcze, ogród botaniczny PAN itp. W 1993 r. zostały zaakceptowane 54 wnioski na kwotę 112.6 mld zł. W 1994 r. środki wydzielone na dofinansowanie SPUB-ów wynosiły 201 106 mln zł. W dziedzinie fizyki przykładami SPUB-ów są nasze udziały w eksperymentach w CERN-ie i w Hamburgu, a w przyszłości prace z wykorzystaniem cyklotronów warszawskiego i krakowskiego. Innym przykładem jest Laboratorium Fizyki i Technologii Kryształów Niskowymiarowych organizowane przez Instytut Fizyki PAN.

Finansowanie SPUB-ów w dziedzinie fizyki w latach 1992–94 przedstawione jest w tab. 8.

Tabela 8. Finansowanie SPUB-ów „fizycznych” (mln zł)

1992	1993	1994
2690	21 339	22 402

W 1992 r. główną pozycję stanowiło utrzymanie cyklotronu U 200P Środowiskowego Laboratorium Ciężkich Jonów UW (1500 mln zł), w 1993 r. utrzymanie reaktorów EWA i MARIA Instytutu Energii Atomowej (17 242 mln zł), a w 1994 r. finansowanie eksperymentów fizyki wysokich energii w CERN-ie i w DESY. Przeznaczona na te eksperymenty kwota 11 417 mln zł była w 73% wykorzystana przez Warszawę, a w 27% przez Kraków.

4.3. Finansowanie inwestycji

Składane do KBN wnioski opiewają na kwoty wielokrotnie przekraczające fundusze przewidziane na finansowanie inwestycji. Na przykład w 1993 r. wpłynęło 305 wniosków na sfinansowanie inwestycji budowlanych na kwotę 1114 mld zł i 2198 wniosków inwestycji aparaturowych na kwotę 2975 mld zł. Przyjęto do realizacji 86 wniosków budowlanych i 162 wnioski aparaturowe na łączną kwotę 1037 mld zł. W 1994 r. na finansowanie inwestycji budowlanych przeznaczono

300 000 mln zł, na infrastrukturę informatyczną przewidziano również 300 000 mln zł, a na zakupy aparatury i rozbudowę laboratoriów badawczych 621 000 mln zł.

Finansowanie inwestycji w dziedzinie fizyki ilustruje tab. 9.

Tabela 9. Inwestycje aparaturowe i budowlane w zakresie fizyki w latach 1991–94 (mln zł)

Pion nauki	1991		1992		1993		1994	
	apar.	bud.	apar.	bud.	apar.	bud.	apar.	bud.
Jednostki uczelni	—	32 950	—	22 578	6560	14 480	15 890	—
Placówki PAN	—	27 100	12 543	5200	—	2000	21 530	—
JBR (PAA)	—	11 583	10 334	200	290	—	4925	720
Razem	—	71 633	22 877	27 978	6850	16 480	42 345	720
Razem (apar. i bud.)	71 633		50 855		23 330		43 065	

Podział środków na inwestycje w dziedzinie fizyki na poszczególne ośrodki podany jest w tab. 10.

Tabela 10. Finansowanie inwestycji w dziedzinie fizyki w latach 1991–94 wg ośrodków (%)

	Inwestycje aparaturowe	Inwestycje budowlane	Razem
Warszawa	34.0	53.2	45.9
Kraków	17.9	0.4	7.1
Poznań	9.5	0.0	3.6
Wrocław	20.9	29.8	26.4
Inne	17.7	16.6	17.0

Uważam, że mniejsze inwestycje aparaturowe, nie przekraczające 300 lub 500 mln zł, powinny być finansowane w ramach funduszy na działalność statutową,

które należy zwiększyć o odpowiednią kwotę. Powstaje pytanie jak duża ma być ta kwota. Wydaje się, że potrzeby placówki w tym zakresie są proporcjonalne do posiadanego parku aparaturowego, a miarą jego wartości są coroczne odpisy amortyzacyjne. Wobec tego kwota przyznawana na zakup drobnej aparatury może być określana jako, powiedzmy, 40% odpisu amortyzacyjnego z poprzedniego roku.

Placówki naukowe powinny składać zbiorcze wnioski na inwestycje aparaturowe w kolejności określającej priorytet, przy czym wnioski dotyczące komputeryzacji powinny tworzyć oddzielną listę. Niezrealizowane w danym roku wnioski, które placówka nadal podtrzymuje, powinny znaleźć się na liście w następnym roku. Wiele placówek nie powtarzało raz złożonych wniosków, co było błędem, gdyż KBN musi wiedzieć czy dany wniosek jest podtrzymywany.

4.4. Finansowanie projektów badawczych (grantów)

Wprowadzenie systemu grantów jest sukcesem Komitetu Badań Naukowych wysoko ocenianym przez społeczność naukową. Granty wprowadzają element zdrowej rywalizacji między zespołami badawczymi, w wyniku której środki finansowe są przeznaczane na najważniejsze projekty i kierowane do najlepszych zespołów naukowych. Wobec szczupłości dotacji na działalność statutową, która praktycznie nie pozwala na finansowanie badań, granty stały się głównym źródłem funduszy na zakup niezbędnej aparatury i materiałów, współpracy z zagranicą i opłacania pomocy technicznej. Od początku funkcjonowania systemu grantów kontrowersyjną sprawą były honoraria pracowników naukowych. Gdyby udało się podnieść skandalicznie niskie uposażenia pracowników naukowych, to honoraria mogłyby zostać usunięte z kosztorysów grantów. Zniesienie honorariów zmniejszyłoby znacznie liczbę zgłaszanych projektów, gdyż byłyby one wyrazem zainteresowań naukowych, a nie chęci uzyskania dodatkowych zarobków.

W ciągu pierwszej kadencji KBN zostało przeprowadzonych siedem konkursów grantów. Liczby rozpatrywanych i przyjętych do finansowania projektów podane są w tab. 11.

Rozpatrzenie grantów z zakresu fizyki warto poprzedzić danymi o rozkładzie zatrudnienia pracowników naukowych – fizyków w placówkach różnego typu i w różnych ośrodkach naukowych w Polsce.² Ilustrują to tab. 12 i 13.

Fizycy stanowią 5.3% pracowników naukowych w Polsce, przy czym ich udział procentowy w placówkach PAN jest największy (16.9%), a najmniejszy w Szkołach Wyższych (4.4%). Przeważająca większość fizyków zatrudnionych w jednostkach badawczo-rozwojowych pracuje w placówkach nadzorowanych przez Pań-

² Źródło: Polish Physical Society: *Physics Research in Poland 1992–1993. Directory* (Ośrodek Wydawnictw Naukowych, Poznań 1992).

stwową Agencję Atomistyki (420 osób, 12.6% wszystkich fizyków); 1/3 wszystkich fizyków jest zatrudniona w placówkach warszawskich, a 1/3 w Krakowie, Poznaniu i Wrocławiu.

Tabela 11. Konkursy projektów badawczych (grantów)

Konkurs	Liczba projektów		Współczynnik sukcesu
	rozpatrywanych	przyjętych do finansowania	
I	9704	2674	0.276
II	6384	1392	0.218
III	3816	1209	0.317
IV	4647	1329	0.286
V	3515	861	0.245
VI	4251	1006	0.236
VII	3488	908	0.260
Razem:	35 805	9379	0.254

Tabela 12. Zatrudnienie fizyków w pionach nauki

Pion nauki	Liczba fizyków	%
Szkoły wyższe	2210	65.7
Placówki PAN	680	20.3
JBR	470	14.0
Razem	3360	100.0

W siedmiu dotychczasowych konkursach 669 grantów z fizyki zostało zakwalifikowanych do finansowania. Są one zestawione w tab. 14.

W następujących trzech tabelach wszystkie finansowane granty z fizyki są zgrupowane wg dziedzin badań (tab. 15), wg pionów nauki (tab. 16) i wg ośrodków badawczych (tab. 17).

Tabela 13. Rozmieszczenie fizyków w ośrodkach naukowych

Ośrodek	Liczba fizyków	%
Warszawa	1110	33.0
Kraków	560	16.7
Poznań	330	9.7
Wrocław	250	7.6
Inne	1110	33.0
Razem:	3360	100.0

Tabela 14. Granty z fizyki w konkursach I-VII

Konkurs	Liczba przyznanych grantów L	Liczba wykonawców N	Przyznana kwota F mln zł	F/L mln zł	F/N mln zł	N/L
I	298	1881	159 245	534	85	6.3
II	57	228	20 904	367	92	4.0
III	47	210	21 112	449	101	4.5
IV	100	423	33 350	334	79	4.2
V	50	220	22 475	450	102	4.4
VI	68	299	37 835	556	127	4.4
VII	49	241	35 047	715	145	4.9
Razem:	669	3502	329 968	493	94	5.2

Opiniowaniem projektów badawczych zajmują się sekcje specjalistyczne. Jest ich 71 i liczą łącznie ponad 500 członków. Zasady przeprowadzania oceny i rankingu projektów badawczych mogą być ulepszone, ale nie powinny ulegać radykalnym zmianom. Muszą być sformułowane w sposób przejrzysty i powszechnie zrozumiały. Wyobrażam je sobie następująco. W zasadzie projekt jest wysyłany do trzech recenzentów, którzy wystawiają ocenę. Moim zdaniem najbardziej klarowną skalą ocen jest skala dziesięciostopniowa. Przewodniczący sekcji przyporządkowuje poszczególne projekty członkom sekcji, którzy pełnią rolę prezenterów na posiedzeniach sekcji. Prezenter, po zapoznaniu się z projektem i recenzjami,

Tabela 15. Granty z fizyki w podziale na dziedziny badań^a

	<i>L</i>	<i>N</i>	<i>F</i>	<i>F/L</i>	<i>F/N</i>	<i>N/L</i>
Metody matematyczne, fizyka statystyczna, astrofizyka	110	452	32 703	297	72	4.1
Fizyka wysokich energii	43	379	44 113	1026	116	8.8
Fizyka jądrowa i fizyka plazmy	77	451	48 910	635	108	5.9
Fizyka atomowa i molekularna, optyka, akustyka	100	462	42 016	420	91	4.6
Metale, magnetyki, nadprzewodniki	160	903	77 236	483	86	5.6
Kryształy molekularne i polimery	36	203	18 611	517	92	5.6
Półprzewodniki i izolatory	108	506	48 720	451	96	4.7
Ekologia, biofizyka, fizyka medyczna	20	105	14 977	749	143	5.3
Inne	15	41	2682	179	65	2.7

^a Podział na dziedziny został dokonany przez Redakcję *Postępów Fizyki* w opublikowanych listach grantów: *Postępy Fizyki* **44**, 131 (1993); **45**, 59 (1994); **45**, 365 (1994); **46**, 55 (1995)

Tabela 16. Granty z fizyki w podziale na piony nauki

	<i>L</i>	<i>N</i>	<i>F</i>	<i>F/L</i>	<i>F/N</i>	<i>N/L</i>
Szkoły Wyższe	434	2340	197 404	455	84	5.4
Placówki PAN	154	673	69 705	453	104	4.4
Placówki PAA	79	486	62 474	791	129	6.2
Inne JBR	2	3	385	193	128	1.5

omawia projekt na posiedzeniu sekcji i proponuje własną ocenę. Na wniosek sekcji zespół może odrzucić jedną skrajną ocenę recenzentów i zdecydować czy wobec odrzucenia oceny należy powołać dodatkowego recenzenta. W przypadku gdy sekcja uzna kosztorys projektu za znacznie wygórowany i proponuje jego obniżenie bardziej niż do 1/2, wniosek z uwagami sekcji powinien być odesłany do projektodawcy, który zmienia kosztorys lub wycofuje wniosek. Podstawą ustalania

kolejności projektów są średnie wartości ocen, ważone w taki sposób, żeby oceny członków licznej sekcji nie zdominowały ocen recenzentów i prezentera.

Tabela 17. Granty z fizyki w podziale na ośrodki badawcze

Ośrodek	<i>L</i>	<i>N</i>	<i>F</i>	<i>F/L</i>	<i>F/N</i>	<i>N/L</i>
Warszawa	235	1192	137 118	583	115	5.1
Kraków	133	840	76 075	571	91	6.3
Poznań	83	476	40 829	492	86	5.7
Wrocław	73	315	23 411	321	74	4.3
Inne	145	679	52 535	362	77	4.7

4.5. Finansowanie prac badawczo-rozwojowych

Chociaż Centralne i Resortowe Programy Badań Podstawowych zostały definitywnie zakończone w 1990 r., to Prezydium Komitetu ds. Nauki i Postępu Technicznego podjęło w drugim półroczu 1990 r. decyzję o kontynuacji wybranych zadań Centralnych i Resortowych Programów Badań Rozwojowych i postanowiło przeznaczyć na ten cel 1200 mld zł. Był to balast, którym został obciążony budżet Komitetu Badań Naukowych w 1991 r. Kontynuacja CPBR była tłumaczona koniecznością wywiązania się z zawartych umów wdrożeniowych, gdyż ich zerwanie pociągnęłoby za sobą olbrzymie kary. Obawiam się, że mimo formalnego wykonania umów i rozliczenia wykonawców, gospodarka narodowa dużo nie zyskała z kosztującej ponad bilion zł kontynuacji Centralnych Programów. Znacznie lepszą formą finansowania badań stosowanych było wprowadzenie w 1991 r. umów na projekty celowe, pokrywane w zasadzie w 50% przez jednostkę gospodarczą, której zależy na wdrożeniu rezultatów badań przeprowadzonych przez zespół naukowy. KBN pokrywa drugie 50% kosztów badań. W 1991 r. KBN zawarł 58 takich umów, w 1992 r. 372, a w 1993 r. 390. Dofinansowanie projektów celowych przez KBN wyniosło w 1993 r. 1128.2 mld zł. Do dokumentacji projektów celowych dołączone są karty przedsięwzięcia wdrożeniowego, w których podane są terminy wdrożeń i planowana zdolność produkcyjna. Powstaje pytanie, w którym momencie wykonywania projektu celowego kończy się rola KBN w zakresie dofinansowywania badań. Czy np. dofinansowanie przez KBN w wysokości 16.9 mld zł projektu celowego „Lokomotywa uniwersalna o mocy 5200 kW na prędkość 200 km/h z napędem asynchronicznym” obejmuje budowę prototypu lokomotywy? Byłoby dobrze, aby koniec pierwszej kadencji Komitetu zaowocował opracowaniem, w którym znalazłyby się odpowiedzi na tego typu pytania, a

także podane korzyści jakie gospodarce kraju przyniosły projekty celowe. Należy chyba rozważyć potrzebę utworzenia, poza budżetem nauki, funduszu wdrożeń, aby uniknąć powrotu do czasów kiedy środki na naukę były przeznaczane na finansowanie przedsięwzięć ważnych, ale które z nauką miały niewiele wspólnego. Wydaje się, że krokiem w kierunku uzdrowienia sytuacji jest utworzenie przy Ministerstwie Przemysłu i Handlu Agencji Techniki i Technologii. Mimo wyrażonych zastrzeżeń uważam, że projekty celowe a także projekty zamawiane są najlepszym sposobem dofinansowania badań stosowanych. Granty całkowicie finansowane z budżetu nauki powinny być w dziedzinie badań stosowanych ograniczone do projektów, które proponują rozwiązania problemów stanowiących nowość w skali światowej, a przez to nie będących przedmiotem zamówienia nawet najbardziej przewidujących odbiorców.

Fizycy ciała stałego wykorzystali w 1993 r. możliwość zgłaszania projektów badań zamawianych.³ Organem administracji państwowej zgłaszającym projekt był Komitet Badań Naukowych. Tematem projektu, którego realizację przewidziano na dwa lata, jest fizyka i technologia niskowymiarowych struktur ciała stałego dla technik przyszłej generacji. Głównym realizatorem jest Wydział Fizyki UW. KBN ustanowił ten projekt w marcu 1993 r., przeznaczając na jego wykonanie 39 600 mln zł.

4.6. Finansowanie współpracy z zagranicą

Finansowanie współpracy naukowej i naukowo-technicznej z zagranicą wynikającej z umów międzynarodowych stanowi ok. 2% nakładów na naukę, co w 1993 r. wyrażało się kwotą 178 mld zł. Liczba zgłaszanych wniosków rośnie z roku na rok. Finansowanie w kolejnych latach przedstawia tab. 18. W tab. 19 podane są główne kierunki współpracy.

Tabela 18. Finansowanie współpracy z zagranicą

	1991	1992	1993	1994
Liczba złożonych wniosków	861	1335	2757	3543
Przyznana kwota (mld zł)	124.3	161.2	178.1	238.0
% budżetu na naukę	2.03	2.16	1.99	2.04

³ Por. *Postępy Fizyki* 45, 408 (1994).

Tabela 19. Główne kierunki współpracy (mld zł)

	1993	1994
Organizacje międzynarodowe	75.0	93.8
USA	36.2	49.7
Niemcy	12.5	11.9
Rosja	11.5	12.9
Francja	7.7	10.2
Włochy	5.0	5.4
Wielka Brytania	4.4	5.3
Ukraina	—	5.7

Z 3543 wniosków złożonych na 1994 r. na kwotę 453 366 mln zł, decyzje pozytywne objęły 2368 wniosków (67%). Przyznana została kwota 237 996 mln zł, co stanowi 52% wnioskowanej kwoty. Przyznane środki zostały w 56% zużyte na wymianę osobową, w 37% na składki na rzecz organizacji międzynarodowych, a w 7% na organizację w kraju konferencji międzynarodowych.

Finansowanie współpracy naukowej i naukowo-technicznej z zagranicą w układzie resortowym pokazuje tab. 20.

Tabela 20. Finansowanie współpracy z zagranicą w 1994 r. w układzie resortowym (w mld zł)

	Wymiana	Konferencje	Składki	Razem	%
PAN	38.1	6.6	16.4	61.1	24.0
PAA	12.2	0.3	41.2	53.7	21.1
KBN	41.1	0.1	1.7	42.9	16.8
MEN	25.3	4.6	1.3	31.3	12.3
MOŚZNiL	2.1	0.03	22.9	25.1	9.8
MPiH	10.3	2.4	0.6	13.3	5.2
MZiOS	4.2	2.3	2.0	8.5	3.3
Inne (13)	9.7	1.9	7.7	19.3	7.5
Razem:	143.0	18.2	93.8	255.0	100.0

Duży udział Państwowej Agencji Atomistyki wywołany jest składkami na rzecz CERN-u (17 580 mln zł) i Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej (22 012 mln zł). Wysoki udział Komitetu Badań Naukowych w pozycji „wymiana” wynika z opłacania wkładu Polski do II Funduszu Marii Skłodowskiej-Curie, który w 1994 r. wyniósł 40 304 mln zł. KBN opłaca składkę 1669 mln na rzecz organizacji Cooperation on Science and Technology, do której Polska należy od 1991 r.

Rosnąca liczba wniosków dotyczących wymiany osobowej zmusza do zmiany sposobu postępowania. Dotychczasowe rozpatrywanie ich przez Zespół ds. Współpracy Naukowej i Naukowo-Technicznej z Zagranicą staje się niemożliwe. Podobnie jak w przypadku drobnych inwestycji, decyzje o realizacji indywidualnych wniosków dotyczących wymiany osobowej z zagranicą powinny być w gestii dyrektorów placówek naukowych. W tym celu dotacje na działalność statutową należy zwiększyć o odpowiednią kwotę określaną na podstawie informacji o wydatkach placówki na ten cel w poprzednim roku. Ważne jest żeby kwota ta była w dotacji KBN wyraźnie wydzielona ze względu na właściwe wykorzystanie dotacji w placówce naukowej.

4.7. Finansowanie działalności ogólnotechnicznej (DOT) i wspomagającej badania

W tym rozdziale wydatków budżetowych działu Nauka finansowane są m.in. działalność wydawnicza, działalność bibliotek naukowych, upowszechnianie nowych osiągnięć nauki i techniki oraz rozwój informacji naukowo-technicznej. Finansowanie dotyczy resortów a także podmiotów działających na rzecz nauki. W 1993 r. KBN przeznaczył na te cele ponad 1 bilion zł co jest przedstawione w tab. 21. Kwota 232.8 mld zł na zadania wyodrębnione obejmowała import czasopism zagranicznych (82%), finansowanie Naukowych i Akademickich Sieci Komputerowych – NASK (9%) oraz zakup baz danych i oprogramowania (9%).

Tabela 21. Wydatki na DOT w 1993 r. (mld zł)

Resortowa działalność ogólnotechniczna	702.6
Działalność innych podmiotów	73.3
Zadania wyodrębnione	232.8
Razem:	1008.7

W planie na 1994 r. kwoty przydzielane naczelnym i centralnym organom administracji państwowej zostały zmniejszone o prawie 60%, natomiast zwiększono

kwoty na zadania wyodrębnione. Znaczne zmniejszenie DOT-u resortowego wydaje się w wielu przypadkach uzasadnione. Trudno zrozumieć bowiem dlaczego z budżetu nauki mają być wydzielane znaczne sumy na działalność ogólnotechniczną Urzędu Rady Ministrów, Ministerstwa Finansów lub Ministerstwa Spraw Zagranicznych. Wydaje mi się jednak dyskusyjne drastyczne obniżenie dofinansowania resortów, które mają w swej gestii wiele placówek naukowych.

Dyskusje nad dofinansowaniem podmiotów działających na rzecz nauki zabierają dużo czasu, mimo że chodzi o rozdział niezbyt wysokich kwot. Wydaje się pilną sprawą przeprowadzenie oceny polskich towarzystw naukowych. Wprowadzenie kategorii towarzystw, jak ma to miejsce w przypadku placówek naukowych, ułatwi decyzje o ich finansowaniu przez KBN. Prace nad taką oceną zostały rozpoczęte przez Radę Towarzystw Naukowych. Uważam, że należy je przyspieszyć.

4.8. Koszt działalności Komitetu Badań Naukowych

Koszt działalności Komitetu Badań Naukowych i Urzędu Komitetu jest pokrywany z innego niż nauka działu budżetu państwa, a mianowicie z działu 91 – Administracja Państwowa. W 1993 r. wydatki KBN wynosiły 55.1 mld zł, w tym wynagrodzenia osób pracujących w KBN na podstawie stosunku pracy 19.7 mld zł, a wydatki inwestycyjne 2.7 mld zł. Całkowite wydatki KBN stanowiły 0.6% kwoty, którą KBN dysponuje na finansowanie nauki.

5. Uwagi końcowe

W stosunkowo krótkim artykule zabrakło miejsca na omówienie wszystkich zakresów działalności Komitetu Badań Naukowych.

Nie wspomniałem o rozbudowie sieci komputerowych NASK i MAN (Miejskich Sieci Informatycznych) oraz o utworzeniu nowej jednostki badawczo-rozwojowej NASK. Oprócz krótkiej wzmianki, dotyczącej fizyki, nie omówiłem finansowania projektów badawczych zamawianych, zgłaszanych przez organy administracji państwowej, na których wykonanie ogłaszane są konkursy. Nie poruszyłem sprawy strategicznych programów rządowych (SPR), na sformułowanie których żaden ze zmieniających się rządów nie miał na razie czasu. Tematem, który również warto poruszyć, jest działalność wydawnicza KBN prowadzona przez Ośrodek Przetwarzania Informacji, który oprócz cennych pozycji dotyczących spraw nauki wydaje również materiały, których trafność może być kwestionowana.

Na zakończenie chciałbym wyrazić duże uznanie dla pracy Urzędu Komitetu. Jest to zespół ok. 240 pracowników, którzy mimo niewysokich uposażeń wykonują swe zadania z wielkim zaangażowaniem i nie szcędzą czasu i wysiłku, aby

cała skomplikowana machina Komitetu działała bez tarć i zakłóceń. Stało się to możliwe dzięki opanowaniu na wszystkich szczeblach komputerowej techniki gromadzenia i opracowywania danych. Stosunki między Urzędem a członkami Komisji Komitetu, Sekcji i Zespołów opiniotwórczych są dobre. Rzadko spotykamy się z niechęcią do technicznej realizacji naszych pomysłów. Przejawiające się czasami u pracowników Urzędu objawy zniecierpliwienia a nawet lekceważenia zdania pracowników naukowych są częściowo naszą winą, gdyż wynikają z rozczarowań co do nieomyślności i pełnej obiektywności uczonych.

NOWE URZĄDZENIA I TECHNIKI EKSPERYMENTALNE

Józefina Turło

*Institut Fizyki
Uniwersytet Mikołaja Kopernika
Toruń*

Nowy toruński radioteleskop

A new radiotelescope in Toruń

Abstract: In October 1994 a new radiotelescope with 32 m parabolic antenna was officially opened in Piwnice (near Toruń) at the Institute of Radioastronomy of the Mikołaj Kopernik University. Its high class of precision and a MkIV VLBI terminal will enable to use it in European VLBI programs as well as in other important research projects.

W dniu 22 października 1994 r. odbyła się w Piwnicach pod Toruniem uroczystość oddania do użytku największego w Polsce radioteleskopu. Twórczyni toruńskiej szkoły astronomii, prof. Wilhelmina Iwanowska, nadała mu nazwę „Mikołaj Kopernik”.

Nowy radioteleskop jest wysokiej klasy urządzeniem. Jest wyposażony w zwierciadło paraboliczne o średnicy 32 m, działające w klasycznym układzie Cassegraina, antenę i demontowalne wtórne zwierciadło hiperboliczne o średnicy 3.2 m. Precyzyjnie wykonany montaż anteny w układzie poziomym zapewnia ustawienie azymutu i wysokości z absolutną dokładnością 0.001 stopnia. Bieżącą kontrolę położenia anteny i prędkości jej ruchu zapewniają 19-bitowe przetworniki kąta, umieszczone bezpośrednio na osiach obrotu. Główny reflektor (patrz fotografia) pokryty jest 340 segmentami, z których każdy został wykonany z błędem

mniejszym niż 0.35 mm, natomiast dokładność wykonania powierzchni zwierciadła wtórnego wynosi 0.05 mm. Nowoczesny system automatyki przemysłowej zapewnia sterowanie napędami (8 silników w osi azymutu, 4 silniki w osi wysokości i 5 silników zapewniających ruch zwierciadła Cassegraina). Kontrolę położenia anteny i jej ruchu w każdym momencie zapewniają odpowiednie zespoły napędowe, szereg sterowników i kontrolerów oraz nadzorujący system komputer (HP735rt). Układy odbiorcze radioteleskopu są chłodzone, w celu zmniejszenia szumów, do temperatury 15 K.

Na początek planuje się uruchomienie urządzeń w pasmach L (1420 – 1680 MHz) i C (5 GHz). Będą to dwukanałowe układy mierzące moc całkowitą dwóch ortogonalnych składowych polaryzacji kołowej. Służba czasu i częstości podstawowych wykorzystywać będzie atomowy wzorzec wodorowy EFOS-15 wykonany w Szwajcarii. Układy rejestrujące i analizujące sygnały, jak radiometry, autokorelator, uproszczony komputerowy system do obserwacji pulsarów oraz terminal sieci Interferometrii na Bardzo Długich Bazach – VLBI MkIIc zaadaptowane zostaną z wyposażenia istniejącej już dawniej anteny o średnicy 15 m.

Nowoczesny terminal VLBI MkIV zakupiony zostanie wiosną 1995 r. za sumę ok. 350 tys. ECU przyznaną na ten cel przez komisję Unii Europejskiej ds. współpracy w dziedzinie nauki i techniki z krajami Europy Środkowo-Wschodniej. Planuje się ponadto zbudowanie odpowiednich analizatorów emisji radiowej pulsarów.

Posiadanie 32-metrowego radioteleskopu pozwoli na pełne włączenie się ośrodka toruńskiego do badań na poziomie światowym. Dzięki odpowiednim parametrom i sposobowi sterowania, a także wysokiej klasy urządzeniom odbiorczym, toruńska antena spełnia wszystkie warunki stawiane najnowocześniejszym stacjom VLBI. Dzięki temu przewiduje się, że w najbliższym czasie ok. 1/3 czasu obserwacyjnego anteny przeznaczone będzie dla programów badawczych VLBI w sieci EVN (European Very Long Baseline Interferometry Network). Programy te dotyczą głównie obserwacji aktywnych jąder galaktyk i kwazarów, maserów gwiazdowych i międzygwiazdowych, radiogwiazd, materii międzygwiazdowej i pozostałości po Supernowych.

Około 10% czasu obserwacyjnego przeznaczone być musi na serwis urządzeń, testy i inne prace techniczne, tak więc pozostałe 60% czasu może być wykorzystane na programy własne.

W najbliższym czasie proponuje się m.in. następujące badania:

- Monitorowanie zmian okresu i innych cech pulsarów, poszukiwanie planet wokół pulsarów długookresowych (prof. Aleksander Wolszczan, prof. Marek Demiański);
- Pomiary całkowitego strumienia emisji radiowej, monitorowanie radioźródeł zmiennych, obserwacje radiogwiazd, radiowej emisji termicznej, tła galaktycz-



Antena radioteleskopu RT-4

nego, ciał naszego układu planetarnego;

– Badania spektroskopowe – chemia kosmiczna (obserwowane będą masy OH , SiO , H_2O , linie CO , CS , CH_3OH , HC_3N , H_2CO i inne). Obiektami badań będą przede wszystkim komety i skondensowana materia w gęstych obłokach materii międzygwiazdowej;

– Badania polarymetryczne, badanie pola magnetycznego naszej Galaktyki oraz kilku galaktyk grupy lokalnej (program we współpracy z Instytutem Radioastronomii Maxa Plancka w Bonn i Obserwatorium Astronomicznym Uniwersytetu Jagiellońskiego).

Tak ambitne perspektywy badawcze stały się możliwe dla astronomów toruńskich dzięki ogromnemu zaangażowaniu bardzo wielu osób, poprzednio podczas

prototypowej budowy 15-metrowej anteny toruńskiej i obecnie, podczas ostatnich 7 lat realizacji przedsięwzięcia pod nazwą RT-4. Jak powiedział na uroczystości inauguracyjnej prof. Andrzej Kus, kierownik Katedry Radioastronomii UMK i główny organizator ostatniej inwestycji: „Na szczególne wyróżnienie zasługują działania następujących osób: prof. Wilhelminy Iwanowskiej, prof. Stanisława Gorgolewskiego, prof. Stanisława Łęgowskiego, koordynatora zadania w latach 1986–91, dr Bernarda Krygiera, pełnomocnika Rektora UMK ds. budowy radioteleskopu, inż. Zygmunta Bujakowskiego, projektanta tej i poprzedniej 15-metrowej toruńskiej anteny oraz inż. Stanisława Drwięgi z gliwickiego SIMPEX-u”.

Szczególne podziękowania za finansową pomoc przy budowie radioteleskopu prof. Kus złożył Komitetowi Badań Naukowych, Ministerstwu Edukacji Narodowej oraz władzom i administracji UMK. Wiele słów uznania skierował również do obecnych na uroczystości przedstawicieli zagranicznych ośrodków radioastronomii (m.in. prof. Harveya Butchera, przewodniczącego Rady Dyrektorów EVN/VLBI i prof. Richarda Wielebinskiego, dyrektora Instytutu Radioastronomii Maxa Plancka w Bonn), dzięki którym możliwe było uzyskanie cennej nowoczesnej aparatury oraz środków finansowych z Unii Europejskiej. Jednocześnie, mając na uwadze prawidłowe i efektywne wykorzystanie naukowe tego największego w skali krajowej i jedyne w krajach Europy Środkowo-Wschodniej instrumentu, wskazał na potrzebę stworzenia przy Uniwersytecie Mikołaja Kopernika państwowego instytutu radioastronomii lub narodowego ośrodka radioastronomii (na wzór znanych w innych krajach tego typu instytucji).

Gospodar uroczystości, Rektor UMK prof. Andrzej Jamiołkowski, w swoim krótkim wystąpieniu poparł ideę stworzenia takiego centrum badawczego w ramach struktur organizacyjnych UMK, deklarując jednocześnie wszelką pomoc. Wskazał również potrzebę dalszej współpracy w tym zakresie z KBN oraz działającymi w ramach Unii Europejskiej odpowiednimi instytucjami.

Na szczególne podkreślenie zasługuje fakt, iż toruńską antenę zaprojektowano i wykonano całkowicie w kraju. W przedsięwzięciu udział wzięło łącznie 59 firm. Dla wielu z nich, skutkiem najwyższych wymagań jakościowych i technologicznych, był to doskonały sprawdzian ich możliwości. Sukces polskich projektantów i wykonawców, dzięki uwzględnieniu światowego dorobku myśli technicznej w tym zakresie, został zauważony w środowiskach naukowych za granicą. Na przykład, wykonawca precyzyjnych elementów wykładziny radioteleskopu wygrał kontrakt na budowę nowych paneli dla największej w Europie 100-metrowej anteny w Effelsbergu (Niemcy). Istnieje realna szansa konstrukcji i korzystnej sprzedaży polskich 32-metrowych anten na eksport!

Autorka bardzo dziękuje kierownikowi Katedry Radioastronomii UMK, prof. Andrzejowi Kusowi, za udostępnienie materiałów.

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

XI Międzynarodowa konferencja nt. stałych związków
pierwiastków przejściowych (SCTE-11)

Międzynarodowe konferencje nt. stałych związków pierwiastków przejściowych odbywają się ostatnio co trzy lata w różnych ośrodkach europejskich (Paryż – 1965, Enschede-Twente – 1967, Oslo – 1969, Genewa – 1973, Uppsala – 1976, Stuttgart – 1979, Grenoble – 1982, Wiedeń – 1985, Oxford – 1988 i Münster – 1991). Jedenasta z kolei odbyła się w dniach 5–8 lipca 1994 r., po raz pierwszy w kraju dawnego bloku wschodniego, we Wrocławiu, w Instytucie Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN im. W. Trzebiatowskiego.

Konferencje te są miejscem spotkania badaczy zajmujących się fizyką i chemią ciała stałego, a także specjalistów z dziedziny badań materiałowych. Tematyka konferencji w zasadzie nie obejmuje związków jonowych i tlenków, a więc tak modnych dzisiaj nadprzewodników wysokotemperaturowych.

Obiektem przedstawionych prac były wodorki, borki, węgliki, krzemki, pniknidki, chalkogenidki oraz związki międzymetaliczne pierwiastków d- i f-elektronowych. Materiały te stanowiły ilustrację wielu interesujących zjawisk fizycznych czy fizykochemicznych. Badania wodorków dotyczyły nie tylko ich struktury krystalicznej lub elektronowej, ale również prób poprawy parametrów magnetycznych związków międzymetalicznych jak np. typu $\text{Th}_2\text{Zn}_{17}$ czy RCO_5 przez tworzenie z nich faz śródwęzłowych (Bartashevich, Fujii, Soubeyroux). Bardzo ciekawe zjawiska są obserwowane od lat w interkalatach i związkach typu niedopasowania (*misfit*). Do nich należy tworzenie się fali gęstości ładunku (CDW – *charge density wave*), która może z kolei prowadzić do przejścia typu Peierlsa (przejście metal – izolator) i wytworzenia przerwy typu Haldane'a, i wreszcie do przemiany do stanu nadprzewodzącego (Meerschaut, Prodan, Wiegiers). Bardzo interesujące okazały się badania związków skandu (Kotur). Pierwiastek ten uważany powszechnie za analoga lantanowców (wraz z nimi i z itrem uzyskał wspólną nazwę ziem rzadkich), w swoich związkach potrójnych z krzemem i germanem oraz metalami przejściowymi zachowuje się raczej jak cyrkon lub hafn, a nie jak lantanowiec. Liczne wykłady (np. Kasuya, Smirnow, Wachter) i komunikaty traktujące o lantanowcach i aktynowcach dotyczyły zagadnień oddziaływania elektronów f ze stanami pasmowymi, a więc problemów hybrydyzacji, mieszanej wartościowości, ciężkich fermionów i polaronów magnetycznych w połączeniach z niskim stężeniem nośników ładunku. Bardzo ciekawe doniesienia na temat powłok ochronnych na bazie cienkich warstw TiN (Valvoda), zastosowania krzemków metali przejściowych w elektronice (Madar) czy wykorzystania związków międzymetalicznych jako akumulatorów wodoru (np. TiNiH_x , Ti_3AlH_x) miały wyraźny aspekt praktyczny. Zjawiska nadprzewodnictwa natomiast były omawiane w związku z materiałami nietypowymi dla konferencji, a mianowicie nawodorowanymi nadprzewodnikami czy

stopami Ge-Sn-Te-In (Lütgemeier, Parfieniew).

Jak widać z powyższego krótkiego omówienia, tematyka konferencji była bardzo szeroka. Tematyka rozwijana w INTiBS PAN, który był organizatorem konferencji, była na niej również reprezentowana – w szczególności badania struktury, własności magnetycznych i pokrewnych związków uranu i wodorków metali przejściowych i ziem rzadkich. Prace te zostały przedstawione zarówno przez pracowników Instytutu (Troć, Drulis, Gajek) jak też przez badaczy z innych ośrodków (Noël, Wastin). Osiągnięcia na skalę światową w tematyce uranowej i wodorkowej sprawiły, że właśnie Instytutowi powierzono organizację tej konferencji. Światowy rozwój tych badań został zapoczątkowany odkryciem ponad 40 lat temu przez Trzebiatowskiego, Śliwę i Stalińskiego własności ferromagnetycznych wodorku uranu.

W zamiśle organizatorów konferencja miała być pierwotnie poświęcona 70-tej rocznicy urodzin prof. Bohdana Stalińskiego. Jednak jego przedwczesna i nieoczekiwana śmierć sprawiła, że jego pamięci zostało poświęcone specjalne Sympozjum Wodorkowe zorganizowane w ramach konferencji.

W konferencji wzięło udział 127 osób z 18 krajów, w tym z niektórych nowopowstałych państw jak np. Tadżykistan. Najliczniejszy udział badaczy polskich w liczbie 56 osób jest oczywisty, jak również przyjazd wielu naukowców niemieckich (23 osoby). Stosunkowo licznie były reprezentowane ośrodki ukraińskie (16 osób) oraz francuskie i rosyjskie (po 11 osób).

Referaty plenarne w liczbie 23, 23 komunikaty ustne i 114 komunikatów plakatowych zostało przedstawionych w następujących sekcjach: wodorki (Sympozjum poświęcone pamięci B. Stalińskiego), związki i stopy metali przejściowych (d-elektronowych), związki i stopy lantanowców, związki aktynowców, interkalaty, teoria i inne. Ostatecznie do publikacji w specjalnym tomie *J. Alloys Comp.*, zostało przyjętych ok. 70 prac.

Na zakończenie konferencji odbyła się uroczystość wręczenia Tadao Kasuyi Medalu i Dyplomu pierwszego Honorowego Profesora Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN im. W. Trzebiatowskiego, o czym piszemy w Kronice w zes. 2/95.

Imprezy towarzyskie w trakcie konferencji stały się okazją do umocnienia nawiązanych w jej trakcie kontaktów osobistych, szczególnie istotnych dla uczestników z krajów b. ZSRR, którzy po dłuższym okresie izolacji mogli tak licznie spotkać się z kolegami z Zachodu czy Japonii.

Do udanego przebiegu konferencji w znaczny sposób przyczynili się sponsorzy: Komitet Badań Naukowych, Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN im. W. Trzebiatowskiego (główny organizator), Międzynarodowe Laboratorium Silnych Pól Magnetycznych i Niskich Temperatur we Wrocławiu, Mini-Browar Spiż we Wrocławiu i Uni-Export Instruments, Ltd (Londyn).

Wojciech Suski

Instytut Niskich Temperatur
i Badań Strukturalnych PAN
Wrocław

Spotkanie robocze nt. struktur magnetycznych i przejść fazowych

W dniach od 27 do 29 sierpnia 1994 r. (po Międzynarodowej Konferencji Magnetyzmu ICM'94 w Warszawie) odbyło się w Krakowie spotkanie fizyków zajmujących się badaniem struktur magnetycznych i przejść fazowych. Organizatorami spotkania były: Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej Akademii Górniczo-Hutniczej oraz Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego.

W spotkaniu udział wzięło 81 osób, w tym: 6 fizyków z Austrii, 2 z Brazylii, 4 z Danii, 4 z Wielkiej Brytanii, 5 z Francji, 8 z Niemiec, 1 z Izraela, 13 z Japonii, 5 z Rosji, 1 z Hiszpanii, 1 z Holandii, 1 z Australii, 1 z Jugosławii, 1 z Wietnamu, 3 ze Szwecji, 1 z Kanady oraz 24 z Polski.

W trakcie sympozjum wygłoszono 34 referaty. Pozostałe komunikaty zostały przedstawione w postaci plakatów.

Znacząca liczba prac dotyczyła własności magnetycznych i przemian fazowych w związkach międzymetalicznych ziem rzadkich. Na szczególną uwagę zasługują prace związane z:

- określeniem przemian magnetycznych w fazach Lavesa: NdCu_2 (M. Loewenhaupt – Jülich), $\text{R}_x\text{Y}_{1-x}\text{Al}_2$ (A. del Morel – Saragossa) oraz CeSb (B. Lebech – Risø), UCuSi (A. Zięba – Kraków), RPtSn (J. Leciejewicz – Warszawa);

- wyznaczeniem przemian fazowych indukowanych:

- a) polem magnetycznym: wielostopniowy metamagnetyzm w TbRu_2Si_2 (T. Shigeoka – Hiroshima),

- b) ciśnieniem w SmMn_2Ge_2 (J.S. Lord – St. Andrews, M. Duraj i in. – Kraków);

- badaniem własności nowych materiałów na magnesy trwałe (D. Fruchart i in. – Grenoble);

- określeniem własności związków jonowych R_2BaCuO_5 (I.V. Golosovsky i in. – St. Petersburg).

Bardzo obszernie przedstawione były zagadnienia związane z własnościami magnetycznymi związków międzymetalicznych na bazie pierwiastków d-elektronowych: inwary (M. Friche i J. Hesse – Brunswick), Pd_3MnD (P. Ötnerud i in. – Uppsala), Mn_3MC (T. Harada – Tagajo, T. Kaneko – Sendai), Mn_5Si_3 (L. Vinokurova i in. – Moskwa), MPt_3 (H. Yoshida – Sendai), $\text{MnCo}_{1-x}\text{Ge}$ (T. Kanomata – Tagajo).

Na spotkaniu omawiano również zagadnienia magnetyzmu molekularnego (P. Fleischhauer, K. Griesar, W. Haase – Darmstadt, E. Dormann – Karlsruhe).

Stosunkowo słabo na spotkaniu była reprezentowana teoria. Z jej zakresu pragniemy zwrócić uwagę na prace:

- J. Jansena z Kopenhagi o modulowanych strukturach magnetycznych ziem rzadkich,

- E.M. Feinera z Eindhoven o fluktuacjach kwantowych,

- P.A. Lindgarda z Risø o własnościach magnetycznych klastrów,

- Y. Yeshurum z Ramat-Gan o wysokotemperaturowych nadprzewodnikach,

- S. Kaprzyka i J. Tobiły z Krakowa o obliczeniach struktury elektronowej związków międzymetalicznych,

- W. Sikory z Krakowa na temat algorytmu do analizy symetrycznej struktur magnetycznych.

Spotkanie było bardzo interesujące i umożliwiło polskim naukowcom przedyskutowanie w gronie wybitnych specjalistów własnych problemów naukowych. Dało także możliwość nawiązania kontaktów międzynarodowych.

Program naukowy był uzupełniony wycieczką do Muzeum Uniwersytetu w Collegium Maius, zwiedzaniem zabytków Krakowa, wycieczką do kopalni soli w Wieliczce oraz w Pieniny.

Rozszerzone streszczenia referatów, pod redakcją J. Wolnego, zostały wydane przez firmę wydawniczą SINAX w Krakowie.

Andrzej Oleś, Janusz Wolny

AGH
Kraków

Andrzej Szytuła

Instytut Fizyki UJ
Kraków

Wysokoprzewodzące Materiały Organiczne dla Elektroniki Molekularnej

IV Międzynarodowe Seminarium „Wysokoprzewodzące Materiały Organiczne dla Elektroniki Molekularnej” (Highly Conducting Organic Materials for Molecular Electronics) odbyło się w dniach od 20 do 25 września 1994 r. w Zajączkowie pod Poznaniem. Organizatorem Seminarium był Instytut Fizyki Molekularnej PAN. Obecne Seminarium, dosyć umownie nazwane czwartym, jest kontynuacją i nowym etapem spotkań międzynarodowych nt. niskowymiarowych, wysokoprzewodzących materiałów organicznych, spotkań organizowanych przez ten sam zespół od blisko dziesięciu lat. IV Seminarium poprzedzały trzy seminaria polsko-francuskie (Czerniejewo 1985, Nancy 1987 i Czerniejewo 1989) oraz trzy seminaria polsko-radzieckie lub polsko-rosyjskie (Czerniejewo 1988, Czernogółowka 1990 i Kiekrz 1992). Pomimo zasadniczo dwustronnego charakteru tych naukowych spotkań, brali w nich udział również uczeni z innych krajów zainteresowani problemami organicznego ciała stałego i elektroniki molekularnej. Bogaty dorobek tych Seminarium oraz dobrze rozumiejący się zespół naukowców uczestniczących w nich stanowił kapitał umożliwiający zorganizowanie czwartego, tym razem już rzeczywiście międzynarodowego seminarium w Zajączkowie.

W IV Międzynarodowym Seminarium brało udział 76 osób z 9-ciu krajów. Poza gospodarzami, najliczniej reprezentowani byli naukowcy Rosji (13 osób), Niemiec (12) i Francji (7). Referaty plenarne oraz komunikaty z prac własnych zgrupowane były w 10-ciu tematycznie spójnych sesjach, oprócz tego odbyła się sesja plakatowa i dyskusja ogólna nt. perspektyw elektroniki molekularnej. Podczas trwania konferencji wygłoszono 11 wykładów plenarnych przez zaproszonych referentów oraz 19 komunikatów; w formie plakatowej przedstawiono ponad 40 prac naukowych sygnalizujących najnowsze osiągnięcia z dziedziny elektroniki molekularnej, fizyki przewodników organicznych oraz chemii i fizykochemii tych materiałów.

M. Kryszewski (Łódź) wygłosił fascynujący wykład o zastosowaniu przewodników organicznych, optycznie nieliniowych układów organicznych i elektroluminoforów do budowy biosensorów. Przedstawiona została szeroka gama materiałów, które mogłyby być stosowane w urządzeniach tego typu. Referent podkreślił, że pomimo stosunkowo prostej koncepcji biosensorów ich realizacja jest zadaniem trudnym, wymagającym współpracy specjalistów z różnych dziedzin. S. Roth (Stuttgart) w swym wykładzie zwrócił uwagę na wielkie zalety, ale również i mankamenty, komercyjnych urządzeń zbudowanych z przewodzących polimerów. Omówił on nie tylko działające już układy tego typu, ale również mówił o bieżących pracach laboratoryjnych, a nawet o niektórych, bardzo obiecujących koncepcjach. P. Cassau (Tuluza) skoncentrował się w swoim wykładzie na serii ligandów ditiolenowych. Omawiane ligandy siarkowe posłużyły do otrzymania kilku nowych, niezwykle interesujących donorów organicznych tworzących układy donorowo-akceptorowe (sole jono-rodnikowe, kompleksy) na drodze elektrochemicznej.

Pozostałe wykłady plenarne dotyczyły niektórych zagadnień fizyki przewodników organicznych. M. Weger (Jerozolima) dokonał porównania mechanizmów nadprzewodnictwa w materiałach organicznych i tlenkowych. Referent przedstawił swoją teorię nadprzewodnictwa zwracając uwagę na rolę sprzężeń elektron-fonon i silne ekranowanie jonowe w układach organicznych. D. Schweitzer (Stuttgart) mówił o badaniach powierzchni Fermiego i cyklotronowej masy efektywnej nośników ładunku metodami oscylacji Szubnikowa-de Haasa i de Haasa-van Alphen, w nadprzewodnikach organicznych, $(\text{BEDO-TTF})_2\text{ReO}_4(\text{H}_2\text{O})$ i $\kappa\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{I}_3$. Została sformułowana hipoteza, że obserwowane zależności masy efektywnej od pola magnetycznego, w temperaturach poniżej 1 K i w polach powyżej 12 T, mogą świadczyć o pojawieniu się anyonów. O oscylacjach kwantowych Szubnikowa-de Haasa oraz o nowym efekcie galwanomagnetycznym (kątowe oscylacje magnetooporu) w fazach α , β i κ substancji z rodziny $(\text{BEDT-TTF})_2\text{X}$ mówił V.N. Laukhin (Czernogołowka). Osobliwości struktury elektronowej fazy κ przewodników o ogólnym wzorze $(\text{BEDT-TTF})\text{Cu}(\text{N}(\text{CN})_2)\text{X}$, gdzie $\text{X} = \text{Cl}, \text{Br}$ lub I , omówił K. Andres (Garching). Wykładowca zauważył m.in., że nieporządek strukturalny w tych materiałach, poddanych działaniu wysokich ciśnień, może prowadzić do współistnienia fazy magnetycznie uporządkowanej i nadprzewodzącej. R.B. Lubowski (Czernogołowka) dał przegląd przemian fazowych w przewodnikach organicznych pod ciśnieniem hydrostatycznym oraz przybliżył słuchaczom trudną technikę badań wysokociśnieniowych. Problemy szerokości linii elektronowego rezonansu spinowego oraz spinowej relaksacji w przewodzących kryształach organicznych (wybrane sole TCNQ i pochodnych TTF) omówił S.K. Hoffmann (Poznań).

Oprócz tych wykładów, które dotyczyły szeroko rozumianych własności elektronowych przewodników organicznych, wygłoszono dwa interesujące wykłady o własnościach optycznych tej klasy materiałów. F. Kajzar (Saclay) zilustrował podstawowe, nieliniowe efekty optyczne przykładami zjawisk występujących w sprzężonych polimerach; referent zwrócił również uwagę na zorientowane cienkie warstwy polimerowe, ich własności optyczne i szanse na zastosowania. A. Girlando (Parma) zreassumował modele proponowane do interpretacji widm wibronowych półprzewodników, przewodzących kryształów organicznych z przeniesieniem ładunku oraz sprzężonych polimerów. Na tym tle referent przedstawił swoją zunifikowaną koncepcję sprzężeń elektron-fonon w układach jednowymiarowych.

Problematyka omawiana w referatach plenarnych była rozwijana i uzupełniana w licznych komunikatach lub plakatach z prac wykonanych ostatnio przez uczestników seminarium. Zarówno referaty plenarne jak i komunikaty omawiano bardzo żywo na posiedzeniach oraz w mniejszych gronach, w czasie wolnym od zajęć programowych. Podkreślić trzeba, że te nieformalne, ale bardzo liczne, niekończące się dyskusje między naukowcami z różnych laboratoriów, stanowią również ważny i charakterystyczny element naszego Seminarium.

Na zakończenie IV Seminarium w Zajączkowie odbyła się ogólna dyskusja nt. perspektyw elektroniki molekularnej, prowadzona niezwykle żywo i interesująco przez S. Rotha. Zastanawiano się, czy rzeczywiście tak, jak to uważano do niedawna, elementy molekularne zastąpią w niedalekiej przyszłości układy wysoce zintegrowane. Dyskutowano również nad tym, jakie materiały organiczne mogą stosunkowo szybko być wykorzystane w urządzeniach elektronicznych wytwarzanych na skalę przemysłową.

Dodać trzeba, że uczestnicy IV Seminarium w Zajączkowie mieli okazję rozmawiać i poznawać się nie tylko podczas sesji naukowych, ale również w czasie licznych imprez zorganizowanych specjalnie dla nich. Szczególnie podobała się wycieczka do Szamotuł połączona ze zwiedzaniem muzeum i wysłuchaniem kameralnego koncertu muzyki polskiej w pięknej sali pałacu Górków. W pamięci uczestników Seminarium pozostanie zapewne zwiedzanie najpiękniejszych zabytków Starego Miasta w Poznaniu oraz koncert francuskiej muzyki rozrywkowej w Domu Bretanii.

Prace przedstawione na Seminarium zostały opublikowane w czasopiśmie *Acta Physica Polonica A* (zesz. 4-5 tomu 87 (1995)). Wydawnictwo to pozwala na szczegółowe zapoznanie się z większością wyników przedstawionych na Seminarium, również tych, o których nie wspomina się w niniejszym sprawozdaniu, z powodu jego ograniczonej objętości. Mamy nadzieję, że materiały opublikowane we wspomnianym czasopiśmie zachęcą wszystkich, którzy zajmują się przewodzącymi materiałami organicznymi, do udziału w kolejnym, piątym seminarium.

Andrzej Graja

Instytut Fizyki Molekularnej PAN
Poznań

RECENZJE

Waldemar Scharf: **Akceleratory biomedyczne**
Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1994, s. 474

Zagadnienia rozwoju konstrukcji i zastosowań akceleratorów cząstek naładowanych były tematem dwu poprzednich monografii W. Scharfa: *Akceleratory cząstek naładowanych i ich zastosowanie* (PWN 1978) i *Akceleratory cząstek naładowanych – Zastosowania w nauce i technice* (PWN 1989). Trzecia książka Autora o tej tematyce jest ukierunkowana na zastosowania akceleratorów w medycynie i biologii – stąd tytuł: *Akceleratory biomedyczne*. Podobnie jak pozycja poprzednia, ukazała się ona równoległe z bardziej rozbudowaną wersją anglojęzyczną pt. *Biomedical Particle Accelerators* (American Institute of Physics, New York 1993).

Zagadnienia związane z konstrukcją i wykorzystaniem akceleratorów biomedycznych przedstawiono w 9 rozdziałach, których treść dobrze koresponduje ze streszczeniem zawartym w przedmowie, cytuję więc ten fragment z małymi skrótami.

W rozdz. 1 przedstawiono pełny wachlarz biomedycznych zastosowań akceleratorów; w rozdz. 2 omówiono podstawowe metody przyspieszania cząstek naładowanych, wykorzystywane w akceleratorach biomedycznych. Rozdział 3 jest poświęcony akceleratorom do terapii rutynowej. W rozdz. 4 przedstawiono aparaturę współpracującą z akceleratorami do napromieniowań rutynowych włączając aspekty aparaturowe dozymetrii akceleratorowej oraz układy do planowania i zarządzania radioterapią. Rozdział 5 poświęcono akceleratorom do terapii niekonwencjonalnej za pomocą wiązek neutronów, protonów, mezonów i ciężkich jonów. Zastosowanie promieniowania synchrotronowego do analiz biomedycznych i do angiografii przedstawiono w rozdz. 6. Produkcję akceleratorową radioizotopów medycznych omówiono w rozdz. 7. Typowe obróbki za pomocą procesów akceleratorowych ze szczególnym uwzględnieniem sterylizacji medycznej i radiacyjnej konserwacji żywności przedstawiono w rozdz. 8. Natomiast rozdz. 9 zawiera omówienie metod analitycznych stosowanych w naukach biomedycznych; wyeksponowano tu metody wzbudzenia promieniowania charakterystycznego, metody rozpraszania sprężystego jonów, metody aktywacyjne oraz akceleratorową spektrometrię mas.

Treść jest bogato zaopatrzona w odnośniki literaturowe (łącznie 737 pozycji), co powinno pozwolić na łatwe dotarcie do pozycji źródłowych. Może się to jednak okazać iluzją, gdyż Autor np. podaje (s. 57), że konferencje podsumowujące osiągnięcia w budowie akceleratorów elektrostatycznych z 1989 i 1992 r. można znaleźć w odnośnikach [2.4] i [2.5], które (wg spisu) ukazały się w 1980 i 1984 roku!

Praca jest typową kompilacją z obszernej literatury bardzo szybko rozwijającej się dziedziny zastosowań akceleratorów. Jest ona znacznie staranniej opracowana niż dwie poprzednie książki z tej serii i w zasadzie pozwala na wyrobienie sobie ogólnego poglądu na przedstawioną tematykę.

W tekście używane jest dużo skrótów, do których rozszyfrowania trzeba sięgać do odnośników literaturowych. Ponieważ wiele z nich ma charakter niemal żargonu, niezrozumiałego dla niespecjalisty, brak ich słownika jest uciążliwy.

Dostrzeżone błędy są głównie błędami korektorskimi, niemniej ponieważ bardzo często wypaczają one sens tekstu wymieniam je w kolejności (liczba oznacza nr strony, a ewentualny wskaźnik góry lub dolny – nr wiersza od góry lub od dołu):

49: we wzorze (2.5) po prawej stronie pominięto ładunek cząstki;

51: trzeci akapit od góry – stwierdzenie: „W metodzie elektrostatycznej natężenie pola wzdłuż toru przyspieszanej cząstki ma wartość stałą . . . , niezależną od współrzędnej toru” dla większości akceleratorów tego typu jest nieprawdziwe. Pole przyspieszające jest stacjonarne, ale na ogół nie jest jednorodne;

74: wzór (2.15) na dobroć rezonatora – niefortunne użycie w mianowniku „energia strat za okres” zamiast „moc strat” spowodowało, że po prawej stronie dobroć przestała być wielkością bezwymiarową;

88⁷⁻⁹: prawdopodobnie w wyniku opuszczenia części zdania powstał tekst, którego pierwotnego znaczenia nie udało mi się dociec;

88: koniec drugiego akapitu – użyto dla jednostki tesla oznaczenia Wb/m^2 zamiast obowiązującego w układzie SI symbolu T;

92₄: podany dla cyklotronu przyrost energii w pojedynczym obiegu 30–40 keV jest najczęściej kilkakrotnie większy;

93: wyjaśniono niefortunnie „stripping” (zdarcie) jako zmianę biegunowości;

93: dyskutowana w akapicie 3 od góry wyższość cyklotronu przyspieszającego jony H^- wyprowadzane metodą zderzenia nad cyklotronem przyspieszającym protony wyprowadzane deflektorem jest poprawna w bardzo ograniczonym zakresie. Nie uwzględniono np. aktywności wzbudzonej we wnętrzu akceleratora jonami przeladowanymi w zderzeniach z gazem resztkowym;

147: w tekście wskazana jest odległość x (rys. 3.24), którą zmieniając można zmieniać energię końcową. Odległość ta na rysunku nie jest zaznaczona;

194: wprowadzone pojęcie fluencji neutronów omawiane także na stronie następnej zdefiniowano dopiero w objaśnieniu wzoru (3.8) na s. 196;

208: zdanie: „Moc dawki promieniowania fotonowego wynosiła najczęściej $6.45\text{--}361.2 \times 10^{-4} \text{ C kg}^{-1} \text{ min}^{-1}$ ($25\text{--}140 \text{ R min}^{-1}$) . . .” jest ilustracją zarówno niezastosowania zaokrąglenia przy przeliczaniu wielkości przybliżonych, jak i błędu w mnożeniu – powinno być $6.5\text{--}36 \times 10^{-3} \text{ C kg}^{-1} \text{ min}^{-1}$;

230: wprowadzono neologizm regulacja drobna zamiast powszechnie używanego dokładna lub precyzyjna;

236: wzór (4.2) jest: $\Delta E/E = R/(S_1 + S_2)$, powinno być: $\Delta E/E = (S_1 + S_2)/R$;

319₁₇: jest „. . .przypadającej na 1 mA wiązki. . .”, powinno być (zgodnie z rys. 5.22): „. . .przypadającej na 1 μA wiązki. . .”. Wzór (5.2) jest poprawny z dokładnością do zaniedbania energii kinetycznej deuteronu. Pominięcie w tekście informacji o zależności energii neutronu od kąta emisji w stosunku do kierunku wiązki jonów i energii tych jonów powoduje, że z rozważań na s. 319–21 mogą być wyciągane błędne wnioski;

330⁵: podano: „. . .wytwarzały tu protony za pomocą reakcji ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ ”, zamiast: „. . .wytwarzały tu neutrony . . .”;

337₂: zamiast 21.2 meV powinno być 21.2 eV;

370₁₅: jest: nCi mg⁻¹, powinno być: mCi mg⁻¹;

373^B: stwierdzenie, że w układzie tarczy wewnętrznej można ją bombardować tylko cząstkami o niezmięnionej energii może być słuszne w jakimś rozwiązaniu konstrukcyjnym. Ogólnie można dość prosto uzyskać zmienność energii przez radialne przemieszczanie tarczy lub dla niektórych akceleratorów przez zmianę innych parametrów;

411_g: podano: „ponadto zasięgi protonów są znacznie większe od zasięgów elektronów” bez dodatkowych założeń (identyczna prędkość?). Dla cząstek o tych samych energiach jest odwrotnie;

421: we wzorze (9.1) drugi znak równości należy zastąpić znakiem mnożenia;

431₄: w zestawieniu wiązek wymieniony jest nieistniejący jon ³H⁺⁺.

Podsumowując: kolejna monografia W. Scharfa jest wartościową pozycją umożliwiającą czytelnikowi poznanie możliwości jakie techniki akceleratorowe dają biologii i medycynie oraz tendencji rozwojowych tych technik.

Lucjan Zemło

Środowiskowe Laboratorium Ciężkich Jonów UW
Warszawa

Marek Siemiński: Fizyka zagrożeń środowiska
Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1994, s. 224

Książka jest monografią na temat fizycznych mechanizmów zagrożeń środowiska naturalnego i fizycznych metod badania tych zagrożeń. W pierwszej wersji, z którą miałem okazję zapoznać się w 1988 r., był to skrypt Marka Siemińskiego i Andrzeja Saganka *Promieniowanie a ochrona środowiska*. Autorzy wydali w postaci skryptu materiały wykładów prowadzonych w Uniwersytecie Warszawskim dla nauczycieli mających przekazywać młodzieży szkolnej wiedzę o ochronie środowiska naturalnego. Na skierowane do mnie w 1988 r. przez Państwowe Wydawnictwo Naukowe pytanie czy celowe jest wydanie tego skryptu w postaci książki, wyraziłem opinię, że wskazane jest wydanie pierwszej części skryptu, która miała tytuł „Promieniotwórczość a skażenie środowiska” pod warunkiem wprowadzenia poprawek i sprawdzenia danych liczbowych. Książka ukazała się w 1994 r. pod zmienionym tytułem, a jej autorem jest sam Marek Siemiński, który był odpowiedzialny za ułożenie programu części fizycznej kursu dla nauczycieli.

Książka oparta jest przede wszystkim na pierwszej części skryptu z 1987 r. Znalazły się w niej również niektóre zagadnienia z drugiej jego części oraz problemy zagrożeń środowiska naturalnego nie związane z promieniotwórczością. Są nimi wybrane metody określania śladowych ilości pierwiastków i związków chemicznych, oddziaływanie pola elektromagnetycznego na organizmy żywe, rola hałasu a także zagadnienia efektu cieplarnianego i dziury ozonowej.

Rozszerzenie i zmiany poprzedniego zakresu skryptu nie wyszły książce na dobre. Problemy dotyczące promieniotwórczości są potraktowane o wiele bardziej szczegółowo od innych i zajmują prawie połowę objętości. Pewne sprawy tam poruszone można by bez szkody pominąć. Rażąca jest pobieżność, z jaką potraktowano inne zagadnienia. W

rozdziale „Instrumentalne metody określania śladowych ilości pierwiastków i związków chemicznych” metody wzbudzania charakterystycznego promieniowania X są skwitowane jednym zdaniem, a metody aktywacyjne zostały w ogóle pominięte. W podrozdziale pt. „Chromatografia i spektrometria masowa” o chromatografii napisano tylko tyle, że jest to metoda fizykochemiczna, która pozwala identyfikować substancje.

Muszę z przykrością stwierdzić, że książka zawiera wiele nieścisłości i błędów, na co zwracałem uwagę w opinii o skrypcie. Przykładem może być kilkakrotnie zawyżone stężenie radonu w Polsce zarówno wewnątrz budynków jak i na zewnątrz. Odnoszę wrażenie, że w szeregu przypadków Autor nie zadał sobie trudu uaktualnienia przedstawionych danych. Przy szczegółowym omawianiu skutków katastrofy w Czarnobylu posłużył się Raportem Komisji Rządowej wicepremiera Z. Szałajdy z 1986 r., a pominął bardziej wnikliwe i bezstronne opracowanie z 1991 r. zespołu dr A. Wierusza powołanego przez Prezesa Państwowej Agencji Atomistyki.

Konkurencja jaka pojawiła się na rynku wydawniczym narzuciła Wydawnictwu Naukowemu PWN nowe wymagania dotyczące atrakcyjności okładki, jakości papieru i starannej redakcji książki. W przypadku omawianej pozycji Wydawnictwo spisało się bardzo dobrze. W szczególności zastosowanie tłustego druku i ramek dla podkreślenia wniosków Autora bardzo pomaga w ich odbiorze. Szkoda, że ten sposób eksponowania wniosków zanika w drugiej części książki.

Podsumowując moje krytyczne uwagi pod adresem Autora chciałbym wyrazić żal, że bardzo potrzebna książka, która mogłaby wypełnić lukę na rynku księgarskim w Polsce i mogłaby być pomocna dla studentów wprowadzanej w wielu uczelniach specjalizacji ochrony środowiska, spełnia tę rolę w sposób wielce niedoskonały.

Andrzej Hrynkiewicz

Instytut Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego
Kraków

LISTY DO REDAKCJI

Staże zagraniczne dla młodych doktorów

W rozwoju naukowym młodych uczonych niezwykle ważnym elementem jest odbycie długoterminowego stażu naukowego. O tym, że staż taki może mieć decydujące znaczenie w dalszym rozwoju naukowym przekonywać chyba nie trzeba już nikogo.

Tematem kontrowersji bywa natomiast problem na jakim etapie rozwoju naukowego staż taki powinien się odbyć. Studenckie staże odbywane w ostatnich latach w wielu zachodnioeuropejskich uniwersytetach w ramach programu TEMPUS mają niewątpliwie pozytywne znaczenie. Studenci słuchają wykładów w innym wydaniu i obcym języku. Porównują tok studiów na własnej uczelni z tym, który realizowany jest na goszczących ich uniwersytetach.

W ramach programu TEMPUS i innych programów („pomocowych” i współpracy) na wielomiesięczne, a często i kilkuletnie staże wyjeżdżają doktoranci. W goszczących ich uniwersytetach zapoznają się oni z warsztatami naukowymi i nowymi metodami. Wykonując prace doktorskie, realizują programy badawcze laboratoriów, które ich goszczą. W naukach doświadczalnych przygotowywanie doktoratu bywa tak czasochłonne, że nie zawsze udaje się doktorantom w pełni korzystać z życia naukowego ośrodka, w którym pracują. Zdarza się również, że doktoranci kierowani są do ośrodków, gdzie poziom badań jest przeciętny i pożytek naukowy poza uzyskaniem stopnia naukowego doktora bywa ograniczony. Mój umiarkowany entuzjazm do odbywania staży studenckich i doktorskich nie wynika z tego, że uważam te staże za niecelowe, wprost przeciwnie, powinny one istnieć i rozwijać się, zbliżając do siebie młodzież naukową i laboratoria. Rola tych staży jest jednak w mojej ocenie nieporównywalna z długotrwałymi podoktorskimi stażami w najlepszych ośrodkach naukowych. Młody doktor jest intelektualnie przygotowany do wchłaniania tego, co znajduje „w powietrzu” wiodących ośrodków. „Przeciągi naukowe”, twórcze dyskusje, seminaria ekspertów z innych ośrodków, to atmosfera, która wzbogaca intelektualnie. Nowe tematyki naukowe, problemy z pogranicza różnych dziedzin naukowych przywożone są właśnie najczęściej z podoktorskich staży odbywanych w renomowanych ośrodkach naukowych. Stwierdzenie to było oczywiste dla wielu światłych ludzi dbających o rozwój nauki od wielu dziesięcioleci. W okresie II Rzeczypospolitej ze skromnych środków Funduszu Kultury Narodowej wyasygnowano fundusze stypendialne, dzięki którym najzdolniejsi młodzi naukowcy wysyłani byli do wiodących zachodnich uniwersytetów. O tym, że były to decyzje słuszne świadczy fakt, iż wielu powojennych luminarzy nauki w Polsce to właśnie stypendyści tego Funduszu. Przez ostatnie półwiecze możliwości takie nie istniały. Od wczesnych lat sześćdziesiątych stypendyści polscy wyjeżdżali korzystając ze środków krajów zapraszających. Stosunkowo liberalne, jak na kraje realnego socjalizmu, przepisy paszportowe pozwalały korzystać z dobrodziejstwa podoktorskich staży naukowych odbywanych w dobrych ośrodkach naukowych znacznej liczbie młodych naukowców. Ten ożywczy, bezpośredni kontakt z nauką światową w ogromnej

mierze przyczynił się do tego, że nauka w naszym kraju w porównaniu z wieloma innymi dziedzinami życia najmniej odbiega od standardów światowych. W ostatnich kilku latach sytuacja uległa niekorzystnym zmianom, którym należy szybko przeciwdziałać. Na uniwersytetach amerykańskich pojawili się bardzo liczni studenci z krajów azjatyckich, głównie z Chin. Najlepsi z nich po doktoratach obejmują stanowiska podoktorskie w najlepszych ośrodkach uniwersyteckich. Ogromna fala fascynacji w Ameryce nauką w krajach posowieckich, połączona ze zrozumiałą chęcią pomocy uczonym tych krajów, których sytuacja bywa katastrofalna, spowodowała znaczny napływ również i młodych doktorów z tych krajów. Możliwość znalezienia stypendium dla takich właśnie ludzi z Polski, szczególnie w najlepszych ośrodkach, uległa znacznemu ograniczeniu.

Podobna sytuacja panuje w Zachodniej Europie, gdzie narodowe środki na międzynarodową wymianę naukową ulegają ograniczeniu, rosną natomiast środki będące w dyspozycji biura Wspólnoty Europejskiej w Brukseli. Programy uruchomione przez biura brukselskie i przeznaczone dla krajów Europy Środkowej i Wschodniej zawierają znacznie więcej propozycji dla studentów i doktorantów niż możliwości długoterminowych staży dla młodych doktorów. W wyniku tych uwarunkowań maleje liczba młodych doktorów odbywających staże w najlepszych uniwersytetach. Opiekunowie naukowcy i promotorzy młodych doktorów, doceniając rolę staży zagranicznych starają się pomagać zainteresowanym w ich uzyskaniu, ale coraz częściej udaje się to załatwić tylko w słabych, bądź wręcz bardzo słabych ośrodkach naukowych.

Wydaje się, że niezależnie od wszystkich istniejących możliwości wykorzystania środków zagranicznych, należałoby starać się stworzyć, przy użyciu środków budżetowych bądź pozabudżetowych, fundusz stypendialny dla najlepszych młodych doktorów na odbycie długoterminowych staży naukowych w wiodących ośrodkach naukowych. Procedura kwalifikacyjna winna uwzględniać dorobek naukowy kandydata oraz poziom naukowy ośrodka, w którym staż miałby się odbyć.

Próbę stworzenia takich stypendiów, w niewielkiej i daleko niewystarczającej skali, podjęła w tym roku Fundacja na Rzecz Nauki Polskiej.¹ Włączenie się możliwych protektorów nauki jest warunkiem sukcesu przedsięwzięcia. Celowość i wstępne wyniki muszą jednak być ocenione przez środowisko naukowe, bo tylko ta weryfikacja jest znacząca.

Marian Grynberg

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa

¹ Patrz np. ogłoszenie w zes. 6/95 *Forum Akademickiego*. Obszerniejszą informację na ten temat podamy w Kronice w następnym zeszycie *Postępów Fizyki* (przypr. Red.).

K R O N I K A

PTF

Oddział Gliwicki

W dniu 20 czerwca 1994 odbyło się Walne Zebranie Sprawozdawczo-Wyborcze członków Oddziału Gliwickiego PTF. Sprawozdania z działalności Oddziału przedstawili członkowie ustępującego Zarządu, którego przewodniczącym był Tomasz Goslar. Łączna liczba członków Oddziału w czasie kadencji zmalała o 2 osoby i w czerwcu 1994 wynosiła 54 osoby. Zorganizowano 8 zebrań naukowych, w tym na czterech prelegentami byli goście zagraniczni. Ponadto Oddział dwukrotnie organizował kurs przygotowawczy dla kandydatów na studia w Politechnice Śląskiej. Na wniosek Komisji Rewizyjnej Walne Zebranie udzieliło ustępującemu Zarządowi absolutorium (jednogłośnie).

W wyniku przeprowadzonych wyborów w skład nowych władz Oddziału weszli: Zygmunt Kleszczewski (przewodniczący), Stanisław Kochowski (wiceprzewodniczący), Tomasz Goslar (skarbnik), Roman Bukowski (sekretarz), Krystyna Skrodzka (członek). Nowy Zarząd rozpoczęła działalność od reaktywowania popularnych wykładów z fizyki dla młodzieży szkół średnich – pierwszy wykład odbył się 15 lutego 1995. Ponadto Zarząd wystąpił z inicjatywą zorganizowania I Krajowej Konferencji „Podstawy Fizyczne Badań Nieniszczących”, która odbędzie się w dniach 6 – 8 września 1995. Udało się również pozyskać nowych członków.

Roman Bukowski

Oddział Lubelski

W 1994 r. Oddział Lubelski PTF był organizatorem (lub współorganizatorem) wielu ciekawych wydarzeń. Wybrałem z nich kilka moim zdaniem najciekawszych, które postaram się pokrótce przedstawić.

Dnia 14 kwietnia 1994 r. odbyło się w Instytucie Fizyki UMCS uroczyste, 543 posiedzenie Oddziału Lubelskiego PTF. Sala posiedzeń w Instytucie Fizyki wypełniona była po brzegi przez ponad 60-ciu członków PTF i zaproszonych gości. Powodem tego zgromadzenia było wydanie tomu *Annales UMCS, Sectio AAA, Physica* za lata 1991/92, poświęconego sześćdziesięcioleciu urodzin i czterdziestoleciu pracy twórczej prof. Bogdana Adamczyka. W rzeczywistości ten jubileusz miał miejsce ok. trzech lat temu, a odbył się dopiero teraz z powodu długiego cyklu wydawniczego *Annales* (który to cykl ma podobno ulec skróceniu). Opóźnienie miało jednak swoje dobre strony, ponieważ na uroczystość mogli przyjść również ci, którzy poznali Profesora w ciągu ostatnich trzech lat.

A było po co przychodzić. Poza doskonałymi ciastami i winem, uczestnicy uroczystości zostali kilkoma przemówieniami wygłoszonymi ku czci dostojnego Jubilata. Zauważyłem, że na początku zebrania Profesor słuchał zarówno przemówień, jak i spontanicznych wypowiedzi na swój temat z przyjemnością. Po jakimś czasie zabrał głos i poprosił, żeby go nie chwalić, bo „tu siedzą ludzie i krzywią się, bo wiedzą, że to co o mnie mówicie to nieprawda”.

W dniach 12 – 21 września 1994 odbyły się pod auspicjami Oddziału Lubelskiego PTF i Instytutu Fizyki UMCS

trzydzieste piąte Pokazy z Fizyki zorganizowane m.in. dla uczczenia jubileuszu 50-lecia UMCS. Przedstawiono cztery pokazy po pół godziny każdy. Tytuły pokazów: elektromagnetyzm (dr B. Jasińska, dr A. Trembaczowski), optyka geometryczna i falowa (dr J.M. Zinkiewicz, dr W. Zarębski), fizyka dla bogaczy (prof. B. Adamczyk, mgr T. Durakiewicz) i zagadki fizyczne (dr M. Trajdos, studenci: A. Litwiński, M. Laszewski, J. Gutek). Na każdy pokaz składało się ok. 10 doświadczeń, z których prawie wszystkie opisane zostały w 11-stronicowym *Programie Pokazów*. Pokazy obejrzało ponad 13 tysięcy uczniów szkół średnich, techników i starszych klas podstawówek. Przeważali uczniowie z Lublina i okolic, ale reprezentowane też były inne regiony (np. Kielce). Sprzedano 12 949 biletów po 30 000 zł, co dało 388 470 000 zł wpływów (wszystko w starych zł). Z tej kwoty w przygotowanie pokazów zainwestowano 36 000 000 zł, zaś wynagrodzenia dla zespołu przygotowującego Pokazy (wykładowcy, pracownicy techniczni, sprzętaczki, obsługa) pochłonęły 311 220 000 zł. Podaję te informacje dla tych z Państwa (a wiem, że jest kilka takich zespołów), którzy myślą o zorganizowaniu pokazów w swoim ośrodku. Dysponujemy również kopiami *Programów* zarówno tegorocznych jak i zeszłorocznych Pokazów.

Kolejnym ważnym wydarzeniem był przyjazd doktorów *honoris causa* UMCS: prof. J. Kistemakera z Instytutu Fizyki Atomowej i Molekularnej FOM w Amsterdamie i prof. K. Dietricha z Politechniki w Monachium. W zorganizowanym przez PTF spotkaniu z nimi w dniu 20 października wzięli udział prawie wszyscy pracownicy IF UMCS (60 osób) oraz tort (dietetyczny). Prof. Kistemaker, który jest wielkim przyjacielem naszego Instytutu, a

w szczególności prof. Adamczyka, opowiedział o swojej drodze naukowej. Szczególnie utkwiło mi w pamięci to, co mówił o stosunku naukowca do odkrycia: jeżeli odkrycie zostanie dokonane, to należy starać się natychmiast je upowszechnić, wdrożyć itp., aby następnie je porzucić, aby móc zająć się innym problemem. Prof. Kistemaker, który jest twórcą metody separacji izotopów za pomocą wirówki, tak właśnie postąpił w czasach gdy badania nad izotopami uranu były ściśle tajne. Ogłaszając swoje wyniki na konferencji w USA uczynił dalsze utajnianie danych bezcelowym i przyczynił się do rozwoju międzynarodowej współpracy w dziedzinie separacji izotopów.

Kolejnym ważnym wydarzeniem była współorganizowana przez Oddział Lubelski PTF Ogólnopolska Sesja Naukowa „Datowanie minerałów i skał w oparciu o rozpad promieniotwórczy potasu-40”, która odbyła się w dniach 27–28 października 1994. Zagadnienia datowania minerałów są wspaniałym przykładem interdyscyplinarnej współpracy fizyków i geologów. Taka też była konferencja, w której udział wzięli geolodzy zainteresowani możliwością datowania minerałów zawierających potas, jak i fizycy zajmujący się spektrometrią mas. Wydany został 40-stronicowy program zawierający streszczenia referatów i informacje o skonstruowanej w Lublinie przez prof. Hałasa linii próżniowej do datowania minerałów metodą K-Ar i $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$.

Powoli staje się już tradycją, że jedno listopadowe spotkanie Oddziału Lubelskiego poświęcone jest zmarłym fizykom lubelskim. Po spotkaniu zebrani udali się do Kościoła Akademickiego na mszę w intencji zmarłych fizyków.

Tomasz Durakiewicz

Nominacje profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych, nadany przez Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej, otrzymali w dn. 20 października 1994: Eugeniusz Czuchaj (UG, Gdańsk), Andrzej Ryszard Ferchmin (IFM PAN, Poznań), Piotr Pierański (IFM PAN, Poznań). W dniu 28 listopada 1994 nominacje otrzymali: Tadeusz Hilczer (UAM, Poznań), Tadeusz Skośkiewicz (IF PAN, Warszawa), Andrzej Ślebarski (UŚI, Katowice).

Sprawy Nauki, nr 6 (1994)

Nowi członkowie PAN

W grudniu 1994 Zebranie Ogólne Polskiej Akademii Nauk wybrało nowych członków. W Wydziale III członkami korespondentami zostali m.in.: Roman Micnas, Andrzej Staruszkiewicz i Aleksander Wolszczan.

Roman Micnas (ur. 1947) studiował fizykę w Poznaniu, od 1990 r. jest profesorem Uniwersytetu Adama Mickiewicza. Prowadzi badania w zakresie teorii magnetyzmu, silnie skorelowanych układów elektronowych i nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego. W 1989 r. otrzymał (wspólnie z S. Robaszkiewiczem) Nagrodę Marii Skłodowskiej-Curie.

Andrzej Staruszkiewicz (ur. 1940) studiował fizykę na Uniwersytecie Jagiellońskim, jest profesorem tego Uniwersytetu. Dziedziną jego badań jest fizyka teoretyczna, w szczególności teoria pola i teoria względności. Jest członkiem Polskiej Akademii Umiejętności oraz członkiem redakcji *Acta Physica Polonica B*.

Aleksander Wolszczan (ur. 1946) studia astronomiczne ukończył na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika, od 1994 r. jest profesorem tego Uniwersytetu. Dziedziną jego badań jest astrofizyka (przede wszystkim badania materii w stanach ekstremal-

nych), testowanie teorii względności w silnym polu grawitacyjnym, badania materii międzygwiazdowej. W 1992 r. na podstawie analizy odkrytego przez siebie milisekundowego pulsara wysunął (potwierdzoną później) hipotezę istnienia planet poza układem słonecznym. Jest laureatem nagrody Fundacji na rzecz Nauki Polskiej (1992) i Fundacji im. Alfreda Jurzykowskiego (1993). Od paru lat jest również profesorem Stanowego Uniwersytetu Pensylwanii, co nie przeszkadza mu w kontynuowaniu prac w Toruniu.

B. W.

Stypendia FNP dla młodych

Fundacja na rzecz Nauki Polskiej pragnąc, choć w pewnym stopniu, zaradzić porzucaniu nauki dla bardziej intratnych zajęć lub traceniu czasu przez dorabianie „chałturami” udziela już od 3 lat rocznych stypendiów dla młodych (do 30 lat) wybitnie dobrze zapowiadających się pracowników nauki. Środki Fundacji pozwalają na przyznawanie ok. 100 stypendiów rocznie. Wysokość w 1995 r. wynosi 10 000 (nowych) złotych płatnych w 4 ratach kwartalnych.

Wśród tegorocznych stypendystów najwięcej jest medyków (14), biologów (11) i fizyków (11). Dorobek kandydata, udokumentowany publikacjami w uznanych czasopismach, ocenia trzech niezależnych recenzentów. Oto młodzi fizycy, którym przyznano w 1995 r. stypendium: Bartłomiej Andrzejewski (IFM PAN, Poznań), Jacek Dziarmaga (UJ, Kraków), Robert Grzywacz (UW, Warszawa), Jan Karbowski (UW, Warszawa), Wojciech Mac (UW, Warszawa), Piotr Magierski (PW, Warszawa), Roman Maszczyk (UW, Warszawa), Adam Miranowicz (UAM, Poznań), Piotr Sitko (PWr, Wrocław), Jakub Tworzydło (UW, Warszawa) i Piotr

Życki (CAMK, Warszawa). Pewnie będziemy jeszcze wiele o nich słyszeć.

Wręczenie dyplomów stypendialnych odbyło się 25 marca 1995 na Zamku Królewskim w Warszawie uroczystie lecz w miłej atmosferze.

Przypomnijmy, że wnioski w sprawie przyznania stypendiów mogą składać rektorzy szkół wyższych oraz dyrektorzy instytutów PAN-owskich i resortowych.

B. W.

CERN

Michał Turała, profesor w Instytucie Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego w Krakowie, został w CERN-ie kierownikiem Oddziału Elektroniki i Obliczeń Komputerowych dla Fizyki.

CERN Courier 35, nr 1 (1995)

Order Świętego Skarbu dla R.S. Ingardena

W dniu 30 stycznia 1995 w rezydencji ambasadora Japonii w Polsce prof. Roman S. Ingarden, twórca toruńskiej szkoły fizyki statystycznej i dawny wieloletni dyrektor Instytutu Fizyki UMK, udekorowany został Orderem Świętego Skarbu, nadanym mu przez Cesarza Japonii w listopadzie 1994 r. w uznaniu jego zasług dla rozwoju naukowych i kulturalnych kontaktów polsko-japońskich.

Już od 20 lat prof. R.S. Ingarden utrzymuje ożywione kontakty naukowe z Japonią. W tym okresie spędził w Japonii łącznie ok. 3 lat współpracując z fizykami japońskimi i wygłaszając wiele referatów z zakresu przedmiotu swoich badań. Fascynacja kulturą i językiem japońskim spowodowała, że zorganizował on na UMK lektorat języka japońskiego, a ostatnio z jego inicjatywy powołana została Pracownia Języka i Kultury Japońskiej.

Józefina Turło

Nagroda Wolfa

Fundacja Wolfa podzieliła swoją nagrodę z fizyki za lata 1994–95 między dwóch uczonych. Otrzymali ją: Witali L. Ginzburg (Instytut Fizyczny Lebediewa, Moskwa) i Yoichiro Nambu (Instytut Enrico Fermiego, Chicago). Obaj dokonali istotnego postępu w badaniach łamania symetrii.

Ginzburg otrzymał nagrodę za „wkład do teorii nadprzewodnictwa i teorii wysokoenergetycznych procesów w astrofizyce”. Wspólnie z Landauem rozwinął fenomenologiczną teorię nadprzewodnictwa, na podstawie której Abrikosow przewidział istnienie dwóch typów nadprzewodnictwa. Wśród osiągnięć Ginzburga w astrofizyce Fundacja Wolfa wymienia jego idee, że galaktyczna emisja radiowa jest pochodzenia synchronotrowego, że promieniowanie kosmiczne pochodzi z halo galaktycznego i że wewnątrz gwiazd neutronowych jest nadciężkość.

Nambu został uhonorowany za wkład do teorii cząstek elementarnych, uwzględniającej rolę spontanicznego łamania symetrii, analogiczną jak w teorii nadprzewodnictwa, oraz za odkrycie symetrii kolorów w oddziaływaniach silnych.

Phys. Today 48, nr 1 (1995)

B. W.

Kolokwium Holendersko-Polskie

W dniach 26 – 27 stycznia 1995 w Laboratorium Silnych Pól Magnetycznych Uniwersytetu Katolickiego w Nijmegen odbyło się holendersko-polskie kolokwium poświęcone badaniom ciała stałego w silnych polach magnetycznych. Na zaproszenie Holendrów przybyła grupa 17 fizyków z Warszawy, Wrocławia, Krakowa i Katowic.

Ze strony holenderskiej oprócz gospodarzy z Uniwersytetu w Nijmegen uczest-

niczyli profesorowie z Eindhoven, Amsterdamu, Lejdy, Delftu i Groningen. Otwarcie kolokwium zaszczycił swoją obecnością ambasador Polski w Królestwie Holandii, który „w cywilu” jest doktorem fizyki, absolwentem Hożej. W wyniku dwudniowych dyskusji wyników naukowych grup polskich i holenderskich z dziedziny półprzewodników, magnetyków i wysokotemperaturowych nadprzewodników pojawiły się pomysły nowych, wspólnych eksperymentów.

Istniejąca współpraca naukowa w dziedzinie magnetycznych pomiarów w cieple stałym zyskała nowy impuls. Przewiduje się dalsze coroczne nieformalne kontakty, na przemian w Polsce i w Holandii, dotyczące kolejno półprzewodników, magnetyków i wysokotemperaturowych nadprzewodników.

Marian Grynberg

Studia zarządzania dla fizyków (w Anglii)

Uniwersytety zaczynają zdawać sobie sprawę, że studentów należy lepiej przygotowywać do pracy zarobkowej w instytucjach pozaakademickich. Chodzi tu o pewne odejście od kształcenia czysto naukowego w wąskich specjalnościach i zaznajomienie studentów z zagadnieniami zarządzania, z jakimi mogą się spotkać podejmując pracę w przemyśle, handlu i administracji.

Jedną z uczelni brytyjskich, która wprowadza taką zmianę programów nauczania, jest University College London (UCL). Na różnych kierunkach można studiować według programów uwzględniających takie przygotowanie. Na kursie fizyki w UCL zajęcia z zarządzania zajmują 25% czasu. Wykładane są tam podstawy zarządzania, psychologia społeczna i handlowa, zasady sprzedaży, problemy prawne, techniczne i socjalne dotyczące firm handlo-

wych i przemysłowych, dużą wagę przywiązuje się do wyrobienia umiejętności kontaktowania się ze współpracownikami.

Phys. in Business, nr 7 (1995)

B. W.

150 lat Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego

Przed 150 laty, 14 stycznia 1845, zostało zawiązane Towarzystwo Fizyczne w Berlinie (Physikalische Gesellschaft zu Berlin). Za inicjatora powstania towarzystwa uważa się Gustawa Magnusa, który jako profesor Uniwersytetu Berlińskiego otworzył w swoim domu prywatne laboratorium, gdzie młodzi uczeni mogli pracować nad własnymi tematami i gdzie zaczęto się zbierać na zebrania dyskusyjne. Dom Magnusa, piękna rezydencja mieszczańska z XVIII w., znalazł się po wojnie w Berlinie Wschodnim. Niedawno został odrestaurowany z funduszy Senatu Berlina i firmy Siemens (założyciel tej firmy, Werner Siemens, był członkiem Towarzystwa od początku jego istnienia) i ofiarowany Niemieckiemu Towarzystwu Fizycznemu.

W 1899 r. Towarzystwo objęło swoją działalnością całe Niemcy i przyjęło nazwę Deutsche Physikalische Gesellschaft (DPG). Po II wojnie światowej ogólnoniemieckie towarzystwo fizyczne, podobnie jak inne ogólnoniemieckie organizacje, zostało przez władze okupacyjne rozwiązane, natomiast w poszczególnych strefach (amerykańskiej, brytyjskiej, francuskiej) zaczęły powstawać regionalne towarzystwa fizyczne. W 1950 r. powstał Związek Niemieckich Towarzystw Fizycznych, a w 1963 r. zostało odnowione Niemieckie Towarzystwo Fizyczne. W Niemczech Wschodnich powstało w 1952 r. Niemieckie Towarzystwo w NRD (Physikalische Gesellschaft in DDR), które po zjednoczeniu obu państw niemieckich weszło do DPG. Obecnie DPG liczy ponad 27 000 członków.

Z okazji jubileuszu 150-lecia *Physikalische Blätter* wydało „Festschrift”, w którym na 238 stronach zamieszczono artykuły przedstawiające kolejne stadia historii DPG, artykuł o czasopismach wydawanych przez towarzystwo, a także krótkie wywiady z kilkoma przewodniczącymi DPG z lat 1969-90 o najważniejszych zmianach jakie zachodziły w strukturze i polityce Towarzystwa w czasach ich kadencji.

Phys. Bl. 51, nr 1 (1995)

B. W.

Próba współpracy przemysłu amerykańskiego i rosyjskiego

W lutym 1995 zostało podpisane porozumienie między Sandia National Laboratories (Albuquerque, Nowy Meksyk), Superconducting Core Technologies – SCT (Golden, Kolorado) i ELTECH-em (St. Petersburg). Amerykanie, inicjatorzy tej umowy, mają nadzieję, że stworzą w ten sposób możliwości pracy w dziedzinie cywilnych projektów inżynierskich i dzięki temu odciągną niektórych naukowców i techników z krajów b. ZSRR od kontynuacji prac nad bronią jądrową, względnie od szukania tego typu zajęcia za granicą. Jest to chyba pierwsza taka inicjatywa przemysłu amerykańskiego.

Dwuletni kontrakt z ELTECH-em dotyczy opracowania technologii filtrów mikrofalowych, cienkich warstw nadprzewodzących i materiałów ferroelektrycznych, potrzebnych do ulepszania telefonii komórkowej. ELTECH jest ekspertem w dziedzinie układów mikrofalowych, Sandia – ferroelektryków, a SCT ekspertem handlowym.

Nature 374, nr 6517 (1995)

B. W.

Jerzy Sochański (1931 – 1992)

W 1952 r. na kursie magisterskim fizyki teoretycznej Uniwersytetu Warszaw-

skiego rozpoczął studia świeżo przybyły z Krakowa dyplomant studiów fizyki I stopnia Jerzy Sochański. Był jedynym uczestnikiem kursu, który podjął tematykę z dziedziny teorii ciała stałego (teorii półprzewodników). Ambicją jego było powiązanie obliczeń wchodzących w zakres pracy magisterskiej z badaniami eksperymentalnymi, prowadzonymi wówczas w grupie prof. Leonarda Sosnowskiego. Nieco wcześniej, bo na przełomie lat 1951/52, prof. Sosnowski „przydzielił” Jurka jednemu z nas (J.O.) abyśmy razem wymyślili jakiś model teoretyczno-empiryczny opisujący ciekawe i dziwne wyniki doświadczalne otrzymane przy pomiarach efektów fotoelektrycznych w fotokomórkach Tl_2S . Badania te, od strony teoretycznej, rozwinęły się w pracę magisterską Sochańskiego, której patronował – z dużym zaangażowaniem i wyrazami gorącej zachęty – prof. Leopold Infeld. Patronował, chociaż właściwie nią nie kierował, bowiem nie tylko obliczenia ale i całą koncepcję pracy przygotował Sochański w zasadzie samodzielnie. Była to chyba pierwsza w Polsce praca magisterska z zakresu elektronowej teorii ciała stałego.

Po zakończeniu swej wyróżniającej się jakością wyników i tematyką pracy i uzyskaniu stopnia magistra, a następnie krótkim stażu w Instytucie Chemii Przemysłowej, Sochański rozpoczął pracę badawczą w Instytucie Fizyki PAN, w Zakładzie kierowanym bezpośrednio przez prof. Sosnowskiego. Podjął tu, znów samodzielnie, nowatorską pracę z zakresu elektryzacji substancji sypkich, tym razem głównie w kontekście badań eksperymentalnych. Obok dociekliwości badawczej, pracę Sochańskiego cechowała niezmierna sumienność i wybitny krytycyzm wobec uzyskiwanych wyników własnych. Po doktoracie (1963) i kilkunastu latach pracy, Sochański opuścił Instytut i Polskę przenosząc się do Kanady.

W Kanadzie, pracując na Université du Québec à Trois-Riviers (UQTR) rozegrał bezbłędnie olbrzymie możliwości tkwiące w modelowaniu i symulacjach komputerowych. Razem z jednym z nas (W.B.) zajmował się stanami ciekłym i amorficznym, starając się znaleźć podobieństwa i różnice między nimi, a jednocześnie pomiędzy polimerami i roztworami polimerów.

Pewnego dnia zgłosił się do jednego z nas (W.B.) Julian Gruda, profesor biochemii tegoż UQTR. Badał on rozpraszanie światła przez roztwory biopolimerów i uzyskał wyniki, które zgodnie z istniejącą wiedzą były anomaliami (maksyma na krzywych rozpraszania). Jednocześnie układ równań, który miał symulować układ, okazał się tak skomplikowany, że rozwiązywanie go wydawało się nie mieć sensu. Wówczas Jurek Sochański zaproponował, aby przeprowadzić symulację rozpraszania światła w roztworze przy szczegółowo zdefiniowanej strukturze makrocząsteczek. „Muszę przyznać, że pomimo moich sukcesów w symulacjach, w tym wielu z Jurkiem, byłem sceptyczny. Niczego podobnego nikt nigdy nie symulował, nie było żadnych wzorów, nie było nawet jasne od czego zacząć. Ale udało się! Nasz artykuł opublikowany w 1979 r. w *Journal of Chemical Physics* przedstawia do dzisiaj jedyną metodę takiej symulacji, w dodatku z uwzględnieniem kątów między łańcuchem głównym a gałęziami bocznymi, kątów między tymi pierwotnymi gałęziami a gałęziami dalej od łańcucha, długości i gęstości każdego z tych rodzajów elementów, itd. Udało nam się też powrócić do punktu wyjścia i objaśnić anomalie obserwowane doświadczalnie przez Grudę. W symulacjach zbudowaliśmy m.in. agregaty dwóch równoległych cząsteczek blisko siebie położonych i razem rozpraszających; agregaty takie dawały maksima. Kilka lat później bio-

chemicy z King's College w Londynie jakimiś żmudnymi metodami doświadczalnymi potwierdzili istnienie takich agregatów.” (W.B.)

Obok niezwykłego talentu, ambicji i sumienności w zakresie prowadzonych badań naukowych, cechowały Jerzego wybitne zalety osobiste. Wyrażało się to przede wszystkim w kontaktach międzyludzkich, gdzie jego zainteresowanie drugim człowiekiem nigdy nie było banalne czy zdawkowe. Każdy, kto się z nim zetknął, mógł liczyć na jego całkowicie bezinteresowną, a jednocześnie taktowną i pełną serdecznego koleżeństwa pomoc.

Zmarł nagle 16 lutego 1992.

Witold Brostow
Stanisław Olszewski
Janusz Ostrowski

Bronisław Buras (1915 – 1994)

W dniu 22 listopada 1994 zmarł w Danii prof. Bronisław Buras. Kim był dla nas, społeczności fizyków polskich, kim był dla fizyki?

Był moim nauczycielem, choć wysłuchałem zaledwie jego jednosemestrowego wykładu, znakomitego zresztą, a w pracy zawodowej otrzymywałem od niego „tylko” pewne wskazówki, a nie tematy prac czy pogłębione dyskusje. A jednak właśnie jemu zawdzięczam zainteresowanie fizyką. Na jego podręcznikach wychowałem się, podobnie jak parę wcześniejszych i parę późniejszych ode mnie roczników fizyków polskich. Jemu zawdzięczam start na arenie międzynarodowej. Był rok 1965, miałem wtedy zaledwie 24 lata, a każdy kto pamięta te czasy wie, że wyjazd do krajów Europy Zachodniej nie był rzeczą codzienną. O wykształcenie swojego zespołu w oparciu o ośrodki zachodnie dbał prof. Buras jak to tylko możliwe i my, podlegający mu młodzi, byliśmy w dużym stopniu

szczęśliwcami z powodu stwarzanych nam możliwości. Dziś, gdy zaciągnięte wówczas długi staram się spłacać poprzez kształcenie swoich młodszych współpracowników, korzystam z tego, czego mnie prof. Buras nauczył i wiem jak takie działania są trudne.

Gdy na niespełna dwa tygodnie przed jego śmiercią siedziałem w otwartym zawsze dla mnie i wielu moich kolegów domku w Roskilde w Danii, gdy wspominał swoje burzliwe i jakże dramatyczne koleje losu, trudno było przypuszczać, że widzimy się po raz ostatni. W tym pustym domu, w którym przyszło mu żyć samotnie przez piętnaście lat, które upłynęły od śmierci żony, nie sposób było oprzeć się refleksjom o splocie najnowszej historii Polski z losami jednostek tę historię współtworzących. Gdyż życie i działalność prof. Burasa nastawiona była na Polskę i na jej potrzeby. O tym, że uczucia te mogły nie być odwzajemnione przekonał się w 1968 r.

Urodził się w 1915 r. i szybko stał się największą nadzieją wieloosobowej rodziny. Był najzdolniejszy i sięgał najwyżej, bo po dyplom uniwersytecki. Studiował fizykę na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym Uniwersytetu Warszawskiego. Rok 1939 nie pozwolił na zakończenie studiów dyplomem i stopniem magistra. Uciekając przed Niemcami trafił do Lwowa, gdzie na Uniwersytecie Jana Kazimierza, wówczas już radzieckim, o nazwie Instytut im. Iwana Franko, uzyskał z odznaczeniem dyplom i stopień magistra filozofii w zakresie fizyki. Jako dyplomowany fizyk podjął w roku szkolnym 1940/41 pracę nauczyciela w szkołach w Brodach. Być może wiedziony instynktem wrócił wkrótce do Lwowa, dzięki czemu nie podzielił losu rozstrzelanych nauczycieli szkoły. Przez „zieloną granicę” przedostaje się do Generalnej Guberni i wkrótce po dotarciu do Warszawy dołącza dobro-

wolnie do rodziców w getcie. W sierpniu lub wrześniu 1942 r., po wywózce rodziców na pewną śmierć, ucieka z getta i ukrywa się (pracując w fabryce kompresorów) w Warszawie, a następnie w Milanówku pod Warszawą, gdzie pracuje jako nauczyciel na kompletach tajnego nauczania.

Po zakończeniu wojny, już w 1945 r., wraca na Uniwersytet Warszawski, gdzie wkrótce zostaje asystentem prof. Stefana Pieńkowskiego. Pomaga w odbudowywaniu Instytutu Fizyki Doświadczalnej, zabiega o jego wyposażenie, pomaga w prowadzeniu wykładów, sam prowadzi też wykłady na Politechnice Warszawskiej. W latach 1951–53 jest zastępcą profesora i kierownikiem Katedry Fizyki na SGGW w Warszawie, gdzie organizuje i następnie kieruje Zakładem Fizyki. Pracuje jednocześnie w charakterze samodzielnego pracownika nauki w Instytucie Fizyki PAN (w latach 1953–54). W kolejnych latach pełni funkcję zastępcy profesora w Katedrze Fizyki Ciała Stałego UW, gdzie uzyskuje tytuły docenta (1954) i profesora nadzwyczajnego (1963).

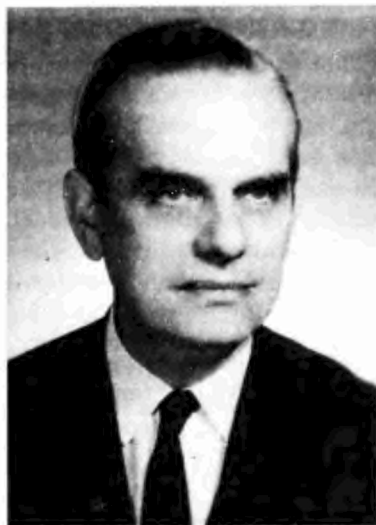
Począwszy od 1954 r. zostaje organizatorem i kierownikiem Zakładu Fizyki Częstek Elementarnych PAN. Nazwa zakładu była przykrywką dla utajnionego wówczas projektu budowy reaktorów. W latach 1955–57 współorganizuje z prof. Andrzejem Sołtanem Instytut Badań Jądrowych, którego jest przez jakiś czas wicedyrektorem. W Instytucie organizuje i następnie kieruje Zakładem II Fizyki Jądrowej. Dla tych, którzy nie wiedzą, warto wspomnieć, że Instytut Badań Jądrowych był największą placówką naukową w Polsce, rozbitą w stanie wojennym w 1982 r.

Gdy podejmowałem pracę w Zakładzie prof. Burasa w 1963 r., zorganizowany przez niego Zakład zatrudnił ponad 100 osób i prowadził intensywną działalność naukową z zakresu fizyki fazy skon-

densowanej uprawianej metodami jądrowymi. Właśnie prof. Burasowi Polska zawdzięcza rozwój neutronografii i badań wpływu defektów radiacyjnych na własności półprzewodników. Choć była to oś działalności Zakładu, ogromnie dużo uwagi i inicjatywy poświęcił też rozwojowi metody spektroskopii mössbauerowskiej, badaniu własności optycznych półprzewodników, wreszcie rozwojowi technologii monokryształów, której to technologii znacznie bardzo wcześnie zrozumiał. W 1965 r. tworzy na Uniwersytecie Warszawskim Zakład Spektroskopii Neutronowej Ciała Stałego, który ulega w 1966 r. przekształceniu w Katedrę Metod Jądrowych Fizyki Ciała Stałego. Na Uniwersytecie prowadzi regularnie wykłady z zakresu fizyki doświadczalnej, fizyki stosowanej, fizyki promieni X, optyki neutronów, metod jądrowych ciała stałego itp. Jest wprost nieustrudzonym dydaktykiem. To jego pasja i posłannictwo. Jego podręczniki z fizyki dla szkół ogólnokształcących mają w latach 1950–68 aż 17 wydań. W latach 1945–50 jest przewodniczącym Komisji Programowej Fizyki przy Ministerstwie Oświaty, w latach 1948–55 redaktorem czasopisma *Fizyka i Chemia*, wydawanego z myślą o propagowaniu tych dziedzin wiedzy wśród nauczycieli. Jego wykłady uniwersyteckie są, cytując opinię prof. Jerzego Pniewskiego, „wybitnie dobre”. Wygłaszane ze swadą, urzekają jednocześnie swą przejrzystością i systematycznością.

Niezwykły talent organizacyjny prof. Burasa zostaje dostrzeżony przez społeczność międzynarodową. W latach 1959–61 zostaje kierownikiem Wydziału Fizyki w Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej (IAEA) w Wiedniu. Piastując to stanowisko organizuje wiele międzynarodowych konferencji, w wielu z nich występuje w roli sekretarza naukowego. Bierze udział w utworzeniu Międzynarodowego Instytutu

Fizyki Teoretycznej w Triescie. Tworzy też Zespół ds. Danych Jądrowych przy IAEA oraz Międzynarodowy Komitet ds. Współpracy nad Stałymi Jądrowymi. Obie grupy są aktywne do dziś.



Bronisław Buras

Po powrocie z Wiednia kontynuuje swoją pracę w IBJ w Świerku oraz na Wydziale Fizyki UW. Zasiada w radach naukowych najważniejszych uczelnianych, resortowych i PAN-owskich instytutów fizyki w kraju oraz w Komitecie Neutronowym Rady Naukowej Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej. Jest promotorem 11 prac doktorskich, jego najbliżsi współpracownicy uzyskują tytuły samodzielnych pracowników naukowych.

W 1962 r. rozpoczyna pracę nad wykorzystaniem tzw. metody czasu przelotu do badań strukturalnych. Metoda, która zyskuje w kraju niewielu zwolenników, ale jest jedyną sensowną metodą, którą można było zastosować przy reaktorze impulsowym w Dubnej. Bardzo szybko orientuje się w wartości tej metody, pomimo stosun-

kowo dużej ilości zniechęcających wyników i oporu znacznej części swoich współpracowników. Paradoksalnie, bodaj najbardziej niechętnie przyjęta przez to środowisko metoda zyskuje w ciągu paru lat, w trakcie których powstają nowe impulsowe źródła neutronów, ogromne uznanie i staje się metodą rutynową, nie tylko porównywalną z konwencjonalną metodą otrzymywania obrazów dyfrakcyjnych, ale niekiedy przewyższającą ją lub niemal jedyną możliwą, jak np. w badaniach strukturalnych przemiań fazowych pod dużym ciśnieniem. Wciąż technicznie możliwy rozwój wysokostremieniowych impulsowych źródeł neutronów zapewnia, że będzie to metoda w ciągłym użyciu. Metoda, z której rozwojem nazwisko prof. Burasa tak ściśle się wiąże.

Naturalnym rozszerzeniem idei czasu przelotu jest wykorzystanie energoczułych detektorów do badań dyfrakcyjnych przy użyciu źródeł ciągłego promieniowania rentgenowskiego. Pierwsze próby, przeprowadzone w Świerku, wypadają pozytywnie, choć wówczas (1968) nie widać jeszcze, że metoda ta zawojuje świat wraz z rozwojem źródeł promieniowania synchrotronowego.

W apogeum aktywności naukowej przychodzi rok 1968, a wraz z nim bolesne przypomnienie, że lata rasowej pogardy, pamiętne sprzed 25 lat, ożyły. Zaczynają się szykany. Profesor Buras musi odejść z Instytutu Badań Jądrowych. Nie tylko odejść: wstęp na teren Instytutu, na teren stworzonego przez niego Zakładu, do stanowiska pomiarowego, które zostało wyposażone ze środków przyznanych prof. Burasowi przez IAEA – ten wstęp jest wzbroniony. Na szczęście może pracować na Uniwersytecie. Środowisko fizyków uniwersyteckich zajmuje jednoznacznie negatywne stanowisko wobec wydarzeń marcowych – tam żadnych represji nie ma. Pomimo przyjacielskiej postawy kolegów fizyków Profe-

sor poddawany jest trudnej próbie odporności psychicznej. Wszczęte postępowanie o tytuł profesora zwyczajnego – bez szans na pozytywne zakończenie. Zapis na nazwisko obejmuje nawet jego podręczniki fizyki dla szkół – odtąd będą się ukazywać jeszcze przez parę lat, ale jedynie pod nazwiskiem współautora. Wreszcie, najlepszy student germanistyki, jego syn Jacek nie zostaje przyjęty w poczet asystentów pomimo wniosku kierownika Katedry w tej sprawie. A oprócz Jacka jest jeszcze dwójka dzieci, o których przyszyłym losie trzeba myśleć. W 1969 r. podejmuje decyzję wyjazdu z kraju, do którego rozwoju tyle wniósł, a który go zmusił do odcięcia się od swoich korzeni naukowych i dydaktycznych. Kto pamięta ten okres, zna treść upokarzającej deklaracji, którą należało złożyć, aby uzyskać pozwolenie na wyjazd. Ale upokorzenie było dla ówczesnych władz zbyt małą karą za „niewłaściwe pochodzenie”. Przez około dwa lata pozwolenia na wyjazd nie było. Nie było również możliwości pracy; za studia synów trzeba było zapłacić, trzeba było też z czegoś żyć. Zaczęło się wyzbywanie majątku. Gdy proces ten sięgnął kresu, władze polskie uznały, że może wyjechać.

Znalazł pracę i osiadł w Danii, gdzie miał od lat życzliwe kontakty. Podjął pracę na Uniwersytecie Ørstedta w Kopenhadze. Kontakt z fizyką neutronową zapewniał mu ośrodek w Risø – jeden z najznakomitszych do dziś. Jego życie musiało zaczynać się od początku.

W wieku 56 lat podjął pracę wymagającą aktywności naukowej asystenta. A jednak zwyciężył w specyficznej walce z czasem. Stopniowo publikuje coraz więcej i jego prace wnoszą ważki wkład w neutronową metodę czasu przelotu, w badania strukturalne przy użyciu promieniowania synchrotronowego i w badania strukturalne pod wysokim ciśnieniem. Wygła-

sza wykłady, opiekuje się studentami, prowadzi prace doktorskie. W niecałe dziesięć lat od przyjazdu do Danii zostaje przedstawiony przez rząd duński jako kandydat na dyrektora Europejskiego Projektu Źródła Promieniowania Synchrotronowego i w dużej konkurencji międzynarodowej ten już mocno starszy Pan wygrywa! Gazety duńskie na pierwszych stronach piszą o ogromnym sukcesie duńskiego (!) fizyka. Gazety polskie, jak zwykle, nie są zainteresowane sprawą.

Przez pięć lat trwa praca w Genewie nad projektem synchrotronu i nad profilem badań naukowych i oprzyrządowaniem przyszłego źródła. W 1984 r. gotowy projekt (zwany „Zieloną Księgą”) zostaje przedłożony Międzynarodowemu Komitetowi ds. Promieniowania Synchrotronowego. Na jego podstawie zostaje podjęta decyzja o historycznym dla nauki znaczeniu: zbudowanie Europejskiego Centrum Promieniowania Synchrotronowego (ESRF) w Grenoble.

Rok 1994, w którym zmarł prof. Buras, jest rokiem szczególnym. W październiku oddano oficjalnie do użytku ESRF – ośrodek, w tworzeniu którego Buras miał wielkie zasługi. Oczywiście był zaproszony

na tę uroczystość i jego zasługi dla stworzenia tego wspaniałego centrum naukowego silnie uwypuklono. Tak się złożyło, że w parę tygodni później została przyznana Nagroda Nobla pionierom badań z zakresu dyfrakcji neutronów – tematyki niezwykle wcześniej dostrzeżonej przez prof. Burasa i rozwijanej z powodzeniem w Polsce. Pozostaje wspaniała spuścizna po nim: dwa światowej klasy ośrodki naukowe, metody badawcze, międzynarodowe zespoły naukowe ds. danych jądrowych. Dorobek obejmujący ponad 100 prac. Zostają też nadzwyczaj utalentowane dzieci: Małgorzata – znana plastyczka, Andrzej – wybitny fizyk wysokich energii i Jacek – jeden z najznamienitszych polskich tłumaczy. W Polsce, oprócz garstki przyjaciół, byłych uczniów i współpracowników, z którymi utrzymywał żywy kontakt do ostatniej chwili, pozostał rozproszony Instytut Badań Jądrowych, a w jednej jego pozostałości zaledwie drobna część Zakładu, który stworzył i widmo ogromnej krzywdy, która spotkała Profesora i jego rodzinę, za którą to krzywdę nikt nie poniósł nawet najmniejszej odpowiedzialności.

Ludwik Dobrzyński

KALENDARZ IMPREZ

Informacje podajemy w następującej kolejności: data i miejsce imprezy, nazwa, instytucje organizujące, nazwisko osoby, która może udzielić bliższych informacji, Z – termin nadsyłania zgłoszeń, A – termin nadsyłania streszczeń, P – przewidziane wydanie materiałów, U – liczba uczestników, O – wysokość opłaty konferencyjnej, język (jeśli inny niż polski).

1995

4 – 14 czerwca 1995, Zakopane

XXXV Krakowska Szkoła Fizyki Teoretycznej: Bosonization and Conformal Symmetry in High Energy Physics and Condensed Matter Physics

Inst. Fizyki UJ i Inst. Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego, sponsorują: UJ i PTF; dr Maciej Nowak i dr Paweł Węgrzyn, IF UJ, Reymonta 4, 30-059 Kraków, tlx: 322723 ifuj pl, fax: 12 337086, adr.el.: zakopane@if.uj.edu.pl.

U: 80, O: 400 USD (wraz z zakwaterowaniem i wyżywieniem), ang.

5 – 6 czerwca 1995, Warszawa

III Krajowe Sympozjum Użytkowników Promieniowania Synchrotronowego, w setną rocznicę odkrycia promieniowania X

Polskie Towarzystwo Promieniowania Synchrotronowego, dr K. Ławniczak-Jabłońska, Inst. Fizyki PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 436034, fax: 430926, adr.el.: jablo@ifpan.edu.pl.

O: 40 zł, P, ang.

8 – 10 czerwca 1995, Kraków

15th Int. Conference on Physics in Collision

Inst. Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego, Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej AGH, Uniwersytet Jagielloński, Grażyna Nowak, Zakład Fizyki Wysokich Energii AGH, Kawiorzy 26A, 30-055 Kraków, tel.: 333366, fax: 333884, adr.el.: physcoll@vsk01.ifj.edu.pl.

U: 150, ang.

26 – 28 czerwca 1995, Warszawa

Plasma '95 – 2nd National Symposium on Plasma Research and Applications

Inst. Fizyki Plazmy i Mikrosyntezy Laserowej, skr. poczt. 49, 00-908 Warszawa 49 (Bemowo), tel/fax: 366272, adr.el.: ifpilm@frodo.nask.org.pl.

Z: 15.5.95, A: 15.2.95, U: 100, O: 46 zł, P, ang.

3 – 6 lipca 1995, Wrocław

Light and Biological Systems

Politechnika Wrocławska, Akademia Medyczna we Wrocławiu, Polish Chapter SPIE, dr hab. H. Podbielska, Pol. Wr.

P.

23 sierpnia – 2 września 1995, Piaski

24th Mazurian Lakes School of Physics (including Workshop in honour of Zdzisław Szymański)

Inst. Problemów Jądrowych i Uniwersytet Warszawski, prof. Z. Sujkowski, IPJ, 05-400

Świerk, tel.: 7798627, adr.el.: sujkow@fuw.edu.pl lub p02zs@cx1.cyf.gov.pl.

P, U: 150, ang.

3 – 6 września 1995, Poznań – Kiekrz

X Ogólnopolska Konferencja Kryształy Molekularne '95

Inst. Fizyki Molekularnej PAN, dr J. Tritt-Goc, IFM PAN, Smoluchowskiego 17, 60-179

Poznań, tel.: (0-61) 612426, fax: (0-61) 684524, adr.el.: jtg@marta.ifmpan.poz.edu.pl.

A: 31.5.95, U: 100, O: 200 zł.

6 – 8 września 1995, Gliwice

I Krajowa Konferencja Podstawy Fizyczne Badań Nieniszczących

Inst. Fizyki Politechniki Śląskiej i Oddział Gliwicki PTF, mgr Jacek Mazur, IF PŚI, Krzywoustego 2, 44-100 Gliwice, tel.: 372932, fax: 372216, adr.el.: mazurj@zeus.polsl.gliwice.pl.

P.

7 – 9 września 1995, Grybów

V Krajowe Sympozjum Przewodniki Szybkich Jonów

Inst. Fizyki Politechniki Warszawskiej, dr hab. Franciszek Krok, IF PW, Zakład Joniki Ciała Stałego, Koszykowa 75, 00-662 Warszawa, tel.: 499831, fax: 6282171, adr. el.:

fkrok@adam.mp.pw.edu.pl.

11 – 15 września 1995, Warszawa

Joint XV AIRAPT and EHPRG Int. Conference – High Pressure Sciences and Technology

UNIPRESS i Inst. Fizyki Doświadczalnej UW, prof. S. Porowski, UNIPRESS, Sokołowska 29/37, 01-142 Warszawa, tel.: 325010, fax: 324218, adr.el.: airapt@iris.unipress.waw.pl.

ang.

11 – 15 września 1995, Kraków

Workshop on crystal-field effects in transition-metal compounds

Inst. Fizyki i Informatyki WSP, Kraków i Inst. Fizyki UJ, prof. R.J. Radwański, CSSP, św. Filipa 5, 31-150 Kraków, adr.el.: sfradwan@cyf-kr.edu.pl.

Z: 1.8.95, A: 15.6.95, P, U: 60, ang.

12 – 14 września 1995, Kraków

Soft Magnetic Materials Conference – SMM 12

Inst. Fizyki PAN i Inst. Elektroniki AGH, dr M. Gutowski, IF PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 435232, fax: 430926, adr.el.: smm12@gamma1.ifpan.edu.pl.

U: 300, P, ang.

12 – 15 września 1995, Kazimierz Dolny

Int. Conf. Gradient-Index Optics in Science and Engineering – GRING'95

Polish Chapter SPIE, Inst. Optyki Stosowanej i Inst. Telekomunikacji, prof. M. Pluta, IOS, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa, tel.: 184497, 184405, 102589, fax: 133265, tlx: 82-5960 ios pl, adr.el.: iosnflab@plearn.bitnet.

P, ang.

17 – 23 września 1995, Jaszowiec

II Int. School and Symposium on Physics in Materials Science

Inst. Energii Atomowej, prof. A. Czachor, IEA, 05-400 Otwock-Świerk, tel.: 7798805, fax: 7793888, tlx: 812225 iea pl, adr.el.: e08cza@cx1.cyf.gov.pl.

Z: 20.5.95, A: 20.5.95, P, O: 220 zł, ang.

18 – 21 września 1995, Wrocław

XXXIII Zjazd Fizyków Polskich

Oddział Wrocławski PTF oraz Inst. Fizyki PWr, Inst. Fizyki Teoretycznej UWr i Inst. Fizyki Doświadczalnej UWr, prof. Ewa Dobierzewska-Mozrzyimas, IF PWr, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, tel.: 229696, fax: 223664.

O: 65 zł, członkowie PTF – 50 zł, nauczyciele, uczniowie i studenci – 15 zł (obejmuje koszty wyżywienia i bankiet).

20 – 22 września 1995, Kraków

Medical Physics – 100 Years After the Discovery of X-Rays

Polskie Tow. Fizyki Medycznej, Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej AGH, doc. dr hab. Marta Wasilewska-Radwańska, Wydz. Fiz. i Techn. Jądrowej AGH, al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków, tel.: 338100 w. 3002, fax: 340010, adr.el.: radwanska@novell.ftj.agh.edu.pl.

U: 200–250, O: 50 zł, dla członków PTFM 30 zł, studenci 15 zł, ang., ros., pol.

28 – 30 września 1995, Zakopane

2nd Seminar on Relaxation Phenomena in Dielectric, Magnetic and Superconducting Systems

Inst. Fizyki UJ, dr Z. Tomkowicz i dr hab. S. Wróbel, IF UJ, Reymonta 4, 30-059 Kraków, tel.: (0-12) 336372 w. 545 lub 550, fax: (0-12) 337086, tlx: 322723 ifuj pl, adr.el.: ufwrobel@cyfr-kr.edu.pl lub uftomkow@cyfr-kr.edu.pl.

Z: 30.5.95, A: 30.6.95, P, U: 45, O: 60 USD, ang.

1996

20 – 24 maja 1996, Warszawa

Polarimetry and Ellipsometry

Polish Chapter SPIE i Inst. Optyki Stosowanej, prof. M. Pluta, IOS, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa, tel.: 184497, fax: 133265, tlx: 825960 ios pl.

P.

25 – 31 lipca 1996, Warszawa

XXVIII International Conference on High Energy Physics

patronat IUPAP, org. prof. A.K. Wróblewski, Inst. Fizyki Doświadczalnej UW, Hoża 69, 00-681 Warszawa.

17 – 20 września 1996, Warszawa

Contact and Confocal Microscopic Techniques

Polish Chapter SPIE i Inst. Optyki Stosowanej, prof. M. Pluta, IOS, Kamionkowska 18, 03-85 Warszawa, tel.: 184497, fax: 133265, tlx: 825960 ios pl.

P.

NOWE KSIĄŻKI

- Marian Nowak (red.), *Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki*, wyd. II rozszerzone, skrypt, Politechnika Śląska, Gliwice 1994, s. 570.
- Ewa Skrzypczak, Zygmunt Szefliński, *Wstęp do fizyki jądra atomowego i cząstek elementarnych*, PWN, Warszawa 1995, s. 184.

Informacje dla autorów

Komitet Redakcyjny 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). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.
- 2) *Postępy Fizyki* są obecnie składane komputerowo. Aby skrócić cykl wydawniczy proponujemy Autorom przygotowującym swe artykuły na komputerach nadsyłać, **wraz z maszynopisami**, tekstów artykułów pocztą elektroniczną (nasz adres: postepy@fuw.edu.pl) lub na dyskietkach. Możemy przyjmować dyskietki 5.25" i 3.5", o dowolnej gęstości zapisu, w standardzie IBM lub Mac. Redakcja gwarantuje zwrot dyskietek natychmiast po skopiowaniu zapisów.
 - Osoby korzystające z $\text{T}_{\text{E}}\text{X}$ -a mogą nadsyłać gotowe składy (zapisane krojem podstawowym, bez wyróżnień strony tytułowej itp.), najlepiej w formacie Plain z polskimi literami kodowanymi zgodnie z systemem MeX.
 - Teksty z ChiWritera (z podaniem klucza stosowanego dla polskich liter) możemy przyjmować w wersji oryginalnej.
 - Przy innych edytorach prosimy o przygotowanie niesformatowanego pliku ASCII i listy kodów, pod którymi ukryte są znaki polskiego alfabetu.
- 3) Maszynopisy 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 dokładny adres (również komputerowy) do dalszej korespondencji.
- 4) 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.
- 5) 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.
- 6) Układ strony tytułowej, tekstu, odnośników literaturowych itd. powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postęпах Fizyki* (patrz artykuły np. w tym numerze).
- 7) Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem Redakcji. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.
- 8) Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy.
- 9) Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 1995 r. wynosi 8 zł 25 gr za pół roku, 16 zł 50 gr za rok. Wpłaty na prenumeratę przyjmują:

- 1) Jednostki kolportażowe „Ruch” właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora. „Ruch” przyjmuje prenumeratę na okresy półroczne, w terminach: do 20 stycznia – na I półrocze, do 20 maja – na II półrocze. Dostawa zamówionej prasy następuje przez jednostki kolportażowe „Ruch” w sposób uzgodniony z zamawiającym.
- 2) Zarząd Główny PTF (wydawca *Postępów Fizyki*). Prenumeratę można opłacić drogą wpłaty na konto ZG PTF, 300009-6695-132, Bank Gdański IV O/Warszawa, lub bezpośrednio w Biurze Zarządu Głównego PTF. Dostawa *Postępów Fizyki* następuje drogą pocztową na wskazany adres.

PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF na cały rok, otrzymują 20% zniżki.

PRENUMERATA ZAGRANICZNA

Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa od krajowej. Wpłaty przyjmuje Zakład Kolportażu Prasy i Wydawnictw, 00-958 Warszawa, konto: PBK, XIII Oddział Warszawa, nr 370044-1195-139-11. Prenumerata jest przyjmowana na okresy półroczne, w terminach: do 20 stycznia – na I półrocze, do 20 maja – na II półrocze. Dostawa zamówionej prasy następuje pocztą zwykłą na wskazany adres. W przypadku zlecenia dostawy za granicę pocztą lotniczą, koszt przesyłki lotniczej w pełni pokrywa prenumerator.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributor or directly to the Zakład Kolportażu Prasy i Wydawnictw, 00-958 Warszawa, Poland. Our banker: Państwowy Bank Kredytowy, XIII Oddział Warszawa, Poland, account no. 370044-1195-139-11.

SPIS TREŚCI

L.M. Sokołowski – Dlaczego nie ma nic, skoro powinno coś być, czyli centralny problem fizyki teoretycznej	207
W. Stępniewski, M. Scholz, A. Gałkowski – Radiacyjna kompresja plazmy ..	235
RÓŻNE	
A.Z. Hrynkiewicz – Blaski i cienie Komitetu Badań Naukowych z perspektywy trzech lat pierwszej kadencji	259
NOWE URZĄDZENIA I TECHNIKI EKSPERYMENTALNE	
J. Turło – Nowy toruński radioteleskop	281
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	285
RECENZJE	291
LISTY DO REDAKCJI	295
KRONIKA	297

CONTENTS

L.M. Sokołowski – Why there is nothing rather than something: the central problem of theoretical physics	207
W. Stępniewski, M. Scholz, A. Gałkowski – Radiative collapse of a Z-pinch ..	235
MISCELLANEA	
A.Z. Hrynkiewicz – Remarks on the State Committee for Scientific Research after the first term of its activity	259
NEW DEVICES AND EXPERIMENTAL TECHNIQUES	
J. Turło – A new radiotelescope in Toruń	281
MEETINGS AND CONFERENCES	285
REVIEWS	291
LETTERS TO THE EDITOR	295
CHRONICLE	297