

---

PTF

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

# POSTĘPY FIZYKI

TOM 30  
ZESZYT 3  
1979

---

**ZARZĄD**

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezes

Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ

Sekretarz Generalny

Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik

Doc. dr ADAM KUJAWSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr AUGUST CHEŁKOWSKI

Prof. dr JERZY CZERWONKO

Prof. dr JAN STANKOWSKI

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — „Postępy Fizyki”

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — „Acta Physica Polonica”

Doc. dr MICHAŁ ŚWIECKI — „Delta”

Prof. dr ROMAN INGARDEN — „Reports on Mathematical Physics”

**PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA**

Prof. dr hab. EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)

Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (*Bydgoszcz*)

Doc. dr STEFAN SZYMURA (*Częstochowa*)

Doc. dr BRONISŁAW JACHYM (*Gdańsk*)

Dr ANDRZEJ SYCZ (*Gliwice*)

Dr JÓZEF KUŻMIŃSKI (*Katowice*)

Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (*Koszalin*)

Doc. dr KAROL KROP (*Kraków*)

Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)

Doc. dr JERZY JATCZAK (*Łódź*)

Prof. dr hab. APOLONIA WRZESIŃSKA (*Opole*)

Doc. dr hab. JERZY PIETRZAK (*Poznań*)

Doc. dr hab. ALEKSANDER SZYMAŃSKI (*Rzeszów*)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Szczecin*)

Prof. dr hab. STANISŁAW ŁĘGOWSKI (*Toruń*)

Prof. dr MACIEJ SUFFCZYŃSKI (*Warszawa*)

Prof. dr hab. KAZIMIERZ WOJCIECHOWSKI (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

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

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 30, ZESZYT 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1979

## RADA REDAKCYJNA

Władysław Kapuściński, Ludwik Natanson,  
Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN, Przemysław Zieliński

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Adam Sobiczewski  
*Członkowie Redakcji* — Barbara Wojtowicz, Marek Szczekowski

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

## Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Irena Lasocka* (Białystok)  
doc. dr hab. *Witold Waclawek* (Częstochowa)  
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)  
doc. dr hab. *Józef Szpilecki* (Gliwice)  
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)  
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)  
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)  
doc. dr hab. *Leszek Wojtczak* (Łódź)  
doc. dr *Mieczysław Piróg* (Opole)  
doc. dr hab. *Andrzej Graja* (Poznań)  
mgr *Alina Lakner-Malowicz* (Szczecin)  
dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)  
doc. dr hab. *Aniela Wolska* (Warszawa)  
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

*Państwowe Wydawnictwo Naukowe — Oddział w Krakowie, ul. Smoleńsk 14*

Nakład 3007+113 egz. Ark. wyd. 7,0. Ark. druk. 5<sup>12</sup>/<sub>16</sub>+4 wkl. Papier druk. sat. kl. III.  
70×100, 80 g. Oddano do składania w lutym 1979. Podpisano do druku w czerwcu 1979.

Druk ukończono w czerwcu 1979. Zam. 175/79. Cena zł 15.—

*Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13*

*Dennis W. Sciama*

Department of Astrophysics  
Oxford University

## Czarne dziury i ich termodynamika<sup>1</sup>

### Black Holes and their Thermodynamics

„Myślę, że prawo, iż entropia zawsze wzrasta — druga zasada termodynamiki — zajmuje najwyższą pozycję wśród praw przyrody. Jeśli ktoś wykazuje ci, że twoja ulubiona teoria Wszechświata nie zgadza się z równaniami Maxwella — to tym gorzej dla równań Maxwella. Jeśli stwierdzono, iż przeczy ona obserwacjom — no cóż, obserwatorzy czasem partaczą swoją robotę. Jeżeli jednak twoja teoria przeczy drugiej zasadzie termodynamiki, pozbawiam cię wszelkiej nadziei; nie pozostaje jej nic innego jak runąć w najgłębszym upokorzeniu”.

(A. S. Eddington, *The Nature of the Physical World*, Cambridge University Press 1928, str. 74)

### 1. Wstęp

Ostatnich kilka lat było świadkiem dramatycznego wzrostu zarówno teoretycznego zrozumienia czarnych dziur, jak i możliwości obserwacyjnego ich wykrycia. Zasadniczą część postępu w dziedzinie teorii nastąpiła w obrębie samej teorii grawitacji, którą jest tu ogólna teoria względności Einsteina. Jednakże wśród wszystkich wyników pewna część wyróżnia się szczególnie dzięki swym ścisłym powiązaniom z resztą fizyki. Są to wyniki dotyczące termodynamicznych właściwości czarnych dziur. Ponieważ termodynamika jest teorią podstawową i ma charakter uniwersalny w obrębie całej fizyki, nie uwzględniającej zjawisk grawitacyjnych, nabiera wielkiej wagi fakt, że jej zasięg jest na tyle szeroki, aby zastosować ją także do zjawisk obejmujących czarne dziury. Z tego właśnie powodu oraz ze względu na astronomiczne znaczenie czarnych dziur, poświęcaffi ten artykuł elementarnemu wprowadzeniu do ich termodynamiki. Artykuł jest przeznaczony dla czy-

<sup>1</sup> Artykuł, opublikowany w *Vistas in Astronomy* 19, 385 (1976), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy [Translated with permission. Copyright © 1976 by Pergamon Press] (Przyp. Red.).

telników nie znających ogólnej teorii względności. [Nieliczne uwagi techniczne będą umieszczone w nawiasach kwadratowych.]

Tym niemniej, mam nadzieję, że czytelnicy tacy przynajmniej przewertują oryginalne prace, na których artykuł ten jest oparty. Zauważą wówczas, z jaką ostrożnością wprowadzono pojęcia termodynamiczne do fizyki czarnych dziur. W 1973 roku stwierdzono, że pod pewnym względem czarne dziury zachowują się tak, jak gdyby posiadały temperaturę i entropię, **jednakże z początku uważano, że ta analogia z termodynamiką jest ściśle ograniczona.** W szczególności, zdawano sobie sprawę z tego, że jeśli czarna dziura jest rzeczywiście czarna, **tak że nie może emitować żadnego promieniowania, to wówczas jedyną wartością jej temperatury radiacyjnej może być zero absolutne, a wtedy nie ma mowy o znajdowaniu się jej w stanie równowagi, np. z polem promieniowania ciała doskonale czarnego.** Z dużym opóźnieniem możemy dziś powiedzieć, że gdyby dostatecznie zaufano termodynamice, jej mocy i uniwersalności, to można byłoby wcześniej przewidzieć, że „czarna dziura” winna promieniować. W rzeczywistości Stephen Hawking podał w 1974 roku wzór opisujący kwantowe promieniowanie czarnych dziur opierając swe rachunki na podstawowych zasadach fizyki. Według Hawkinga promieniowanie to ma charakter termiczny; temperatura radiacyjna czarnej dziury jest tu dokładnie równa wielkości, którą uprzednio nazwano „analogiczną” do temperatury czarnej dziury. Jeżeli odkrycie to zostanie potwierdzone przez pełniejsze rachunki, to będzie to jednym z najważniejszych osiągnięć teoretycznych dokonanych kiedykolwiek w fizyce. W szczególności, pozwoliłoby nam to uzupełnić łańcuch rozumowań określających termodynamiczne zachowanie się stacjonarnych czarnych dziur, dołączając je w ten sposób do reszty fizyki. Ten łańcuch rozumowań jest zawarty w następujących kluczowych pracach (zawierających odnośniki do prac wcześniejszych, w których dostrzeżono pierwsze przebliski efektów termodynamicznych):

J. D. Bekenstein, *Black holes and entropy*, Phys. Rev. **D7**, 2333 (1973).

J. D. Bekenstein, *Generalised second law of thermodynamics in black-hole physics*, Phys. Rev. **D9**, 3292 (1974).

J. M. Bardeen, B. Carter, S. W. Hawking, *The four laws of black hole mechanics*, Commun. Math. Phys. **31**, 161 (1973).

S. W. Hawking, *Black hole explosions*, Nature **248**, 30 (1974).

S. W. Hawking, *Particle creation by black holes*, Commun. Math. Phys. **43**, 199 (1975), patrz także *Quantum Gravity — an Oxford Symposium*, ed. C. J. Isham, R. Penrose i W. D. Sciama, Oxford 1975, str. 219.

S. W. Hawking, *Black Holes and Thermodynamics*, ma być opublikowane (Phys. Rev. **D13**, 191 (1976) — przyp. tłum.).

Jak wybitne jest to osiągnięcie, można ocenić biorąc pod uwagę znany od dawna fakt, że rozważania termodynamiczne nie mogą być bezpośrednio stosowane do opisu zjawisk z udziałem newtonowskiego pola grawitacyjnego. Na przykład samograwitujący układ może mieć ujemne ciepło właściwe. Znany przykładem jest tu sztuczny satelita poruszający się w atmosferze ziemskiej. Wynikający stąd opór zmusza satelitę do ruchu po spirali w kierunku Ziemi ze wzrastającą prędkością. Innymi słowy, dyspacja wskutek tarcia może prowadzić do **wzrostu energii kinetycznej ciała.** Innym przykładem, znanym

astronomom, jest układ fizyczny zapadający się pod wpływem własnego ciężenia. W miarę jak promieniuje swoją energię wiązania do nieskończoności, kurczy się dalej, a przez to staje się *bardziej gorący*. Ponadto w pewnych okolicznościach takie zapadanie może trwać aż do osiągnięcia osobliwości i wówczas nie będzie końcowego stanu równowagi, scharakteryzowanego albo przez minimum odpowiednio zdefiniowanej energii swobodnej albo przez maksimum odpowiednio zdefiniowanej entropii (patrz Lynden-Bell i Wood [30] i literatura tam podana). Jednakże, jak zobaczymy, jeśli utworzy się czarna dziura, to entropia zapadającego się układu zmierza do skończonej wartości maksymalnej.

Plan artykułu jest następujący. W następnym rozdziale przypomnimy krótko własności czarnych dziur potrzebne do rozważań termodynamicznych. W szczególności podkreślimy nieodwracalny charakter zmian pola powierzchni klasycznej czarnej dziury, które w wielu procesach dynamicznych jest monotonicznie rosnącą funkcją czasu. Termodynamika zaczyna się na serio w rozdziale 3. Stosując metodę Bekensteina [3] wprowadzimy termodynamiczne definicje temperatury i entropii dla niewirującej czarnej dziury rozpatrując wydajność maszyny cieplnej, w której czarna dziura działa jako chłodnica. Zobaczymy, że kwantowa natura materii i promieniowania odgrywa kluczową rolę w całym rozumowaniu. Przyjęte tam definicje zapewniają, że taka maszyna cieplna podlega drugiej zasadzie termodynamiki. W rozdziale 4 rozważamy czarne dziury wirujące ze stałą prędkością. Pojawiają się tu nowe możliwości termodynamiczne, bowiem możemy zamienić rotacyjną energię kinetyczną czarnych dziur w użyteczną pracę na zewnątrz horyzontu. Tu właśnie ważną rolę zaczyna grać zasada wzrostu pola powierzchni czarnych dziur. Rozdział ten kończy się dyskusją samorzutnej emisji energii i momentu pędu przez wirującą czarną dziurę. To *nie* jest zjawisko Hawkinga; w szczególności stosunek energii do momentu pędu w emitowanym promieniowaniu jest taki, że spełniona jest zasada wzrostu pola powierzchni. Po raz pierwszy zjawisko Hawkinga spotykamy w rozdziale 5. Aby wyliczyć tempo emisji należy zastosować dość techniczne (i nadal trochę kontrowersyjne) rozumowanie, oparte na formalizmie kwantowej teorii pola, w zakrzywionej (ale niekwantowanej) czasoprzestrzeni. Nie będziemy wchodzić w te rozważania zadowalając się jedynie heurystyczną dyskusją przy założeniu, że wynik Hawkinga jest poprawny. Wreszcie, w rozdziale 6 podsumujemy wszystkie drogi rozumowań formułując cztery prawa termodynamiki czarnych dziur w oparciu o wyniki Bekensteina [3, 4] oraz Bardeena i współautorów [1].

## 2. Podstawowe informacje o czarnych dziurach

Zakładamy, że czytelnik jest zaznajomiony z astronomicznymi podstawami wiodącymi do koncepcji czarnych dziur. Kluczowymi faktami są tu:

- a) istnienie górnej granicy mas białych karłów i gwiazd neutronowych;
- b) wiele gwiazd w naszej Galaktyce ma masy znacznie większe od tych wartości granicznych;
- c) czas, w którym gwiazdy te wypalą całe paliwo jądrowe, a następnie ulegną katastrofalnemu zapadnięciu grawitacyjnemu, jest krótki wobec wieku Galaktyki.

Jeżeli gwiazdy takie nie będą potrafiły pozbyć się niemal całej swojej materii, to ich prze-

znaczeniem będzie zakończyć życie jako czarne dziury (lub też ewentualnie jako gołe<sup>2</sup> a więc widzialne, osobliwości).

Pożytecznym jest od samego początku rozróżnić dwie właściwości czarnych dziur, które są czasem mylone, mianowicie istnienie

- a) powierzchni nieskończonego poczerwienienia światła (*red shift*),
- b) horyzontu zdarzeń.

Pomieszczenie tych pojęć bierze się stąd, że dla niewirującej [schwarzschildowskiej] czarnej dziury zarówno powierzchnia nieskończonego poczerwienienia jak i horyzont zdarzeń znajdują się w tym samym miejscu, mianowicie na powierzchni Schwarzschilda kuli o promieniu  $R_s = 2 GM/c^2$ . Nieskończone poczerwienienie światła zachodzi dla źródła spoczywającego na powierzchni Schwarzschilda. [Pojęcie „spoczynku” ma inwariantny sens w czasoprzestrzeni statycznej. Czasoprzestrzeń jest statyczna jeśli dopuszcza istnienie pola wektorowego Killinga, które jest typu czasowego w nieskończoności i jest ortogonalne do pewnej rodziny hiperpowierzchni. Częstka próbna w takiej czasoprzestrzeni znajduje się w spoczynku, jeżeli jej wektor cztero-prędkości jest równoległy do wektora Killinga w punkcie, w którym znajduje się cząstka. Powierzchnia nieskończonego poczerwienienia występuje tam, gdzie wektor Killinga staje się wektorem zerowym.]

Horyzont zdarzeń jest zewnętrznym brzegiem obszaru, z którego promienie świetlne nie są w stanie uciec do nieskończoności. W *stacyjnej* czasoprzestrzeni niewirującej czarnej dziury horyzont zdarzeń pokrywa się z powierzchnią nieskończonego poczerwienienia. Nie zachodzi to jednak w *niestatycznej* lecz *stacjonarnej* czasoprzestrzeni jednostajnie wirującej czarnej dziury. W tym przypadku bowiem horyzont zdarzeń leży wewnątrz powierzchni nieskończonego poczerwienienia, z wyjątkiem punktów wspólnych, gdzie obie powierzchnie przecinają oś obrotu. [W statycznej czasoprzestrzeni pole wektorowe Killinga, typu czasowego w nieskończoności, jest ortogonalne do pewnych hiperpowierzchni, natomiast w niestatycznej lecz stacjonarnej (rotującej) czasoprzestrzeni tak nie jest. W tym ostatnim przypadku powierzchnia nieskończonego poczerwienienia nie jest hiperpowierzchnią zerową, a tym samym nie może być horyzontem zdarzeń [43].]

Przypuszczalnie lepszą nazwą dla powierzchni nieskończonego poczerwienienia jest „granica stacjonarności” (*stationary limit surface*), bowiem niezależnie od tego jak potężnego silnika raketowego używa dana cząstka, tylko na zewnątrz tej powierzchni może ona utrzymać się w stanie spoczynku względem obserwatora znajdującego się w nieskończoności. Wewnątrz tej powierzchni wszystkie cząstki są wleczone dookoła przez wirującą czarną dziurę.

Obszar pomiędzy horyzontem zdarzeń a granicą stacjonarności wirującej czarnej dziury zwany jest *ergosferą*. Nazwa ta wywodzi się stąd, iż zjawiska zachodzące w ergosferze mogą prowadzić do przekazu rotacyjnej energii kinetycznej czarnej dziury do układów fizycznych znajdujących się dowolnie daleko. Fakt ten został odkryty przez Penrose'a

<sup>2</sup> Grawitacyjne zapadanie niemal sferycznych, powoli obracających się gwiazd o odpowiednio dużej masie, prowadzi do powstania czarnej dziury. W takich sytuacjach obszar osobliwy, tam gdzie gęstość materii jest nieskończona, jest otoczony horyzontem i żadne informacje z tego obszaru nie mogą przeniknąć do obserwatora znajdującego się na zewnątrz horyzontu. Obszary osobliwe, które nie są otoczone horyzontem, mogą być obserwowane przez dowolnie dalekich obserwatorów. Takie obszary osobliwe nazywamy gołymi osobliwościami. (Przyp. tłum.).



[34], zaś opisany przez niego proces nosi obecnie nazwę zjawiska Penrose'a. Wykorzystuje się tu fakt, że cząstka w spoczynku na granicy stacjonarności miałaby *energię wiązania równą jej masie spoczynkowej*. Heurystycznie można to zrozumieć biorąc pod uwagę, że energia ciała jest czasową składową jego czteropędu. Składowa ta ulega całkowitemu „wyczerwieniu” wskutek nieskończonej dylatacji czasu związanej z nieskończonym przesunięciem ku czerwieni. [Ścisłej, całkowita energia  $E$  ciała (kinetyczna minus energia wiązania) dana jest przez  $p_i \zeta^i$ , gdzie  $p_i$  jest jego czteropędem, zaś  $\zeta^i$  jest wektorem Killinga, czasowym w nieskończoności. Wielkość  $E$  jest stała wzdłuż czasowej geodetyki. Ciało w spoczynku ma  $p_i \propto \zeta_i$ , a na powierzchni nieskończonego poczerwienienia  $\zeta_i$  jest wektorem zerowym. Zatem  $E$  znika na tej powierzchni.]

Rozważmy teraz możliwe typy ruchów cząstki próbnej, która początkowo znajduje się w ergosferze. (Wkład do pola grawitacyjnego pochodzący od cząstki próbnej możemy zaniedbać z definicji). Niektóre z tych ruchów prowadzą do ucieczki cząstki z ergosfery w świat zewnętrzny. Energia wiązania dla tych ruchów musi być *mniejsza* od masy; oczywiście jest to konieczne dla cząstki, która ma się poruszać w znajomym nam świecie na zewnątrz ergosfery. Ponieważ całkowita energia jest stałą ruchu, więc nierówność ta zachodzi także dla powyższych cząstek również wtedy, gdy znajdują się one *wewnątrz* ergosfery, pomimo tego, że energia wiązania może być równa masie na zewnętrznym brzegu ergosfery. Wytlumaczeniem tego jest fakt, że ta ostatnia własność zachodzi wyłącznie dla cząstek w spoczynku, podczas gdy cząstki poruszające się w ergosferze ruchem zgodnym z kierunkiem wirowania czarnej dziury mogą mieć dostatecznie dużą energię aby uciec do nieskończoności.

Przypuszczalnie fakt ten nie będzie aż tak zaskakujący, jeżeli weźmiemy pod uwagę, że „wirowanie czasoprzestrzeni” pomaga cząstce uciec. Bardziej zadziwiające jest to, że dla pewnych orbit w ergosferze *energia wiązania jest większa od masy*. [Jest to możliwe, bowiem w ergosferze wektor Killinga  $\zeta^i$  staje się przestrzennym, tak że  $p_i \zeta^i$  może być ujemne.] Cząstka znajdująca się na takiej orbicie nie może, oczywiście, uciec z ergosfery na zewnątrz, winna natomiast w końcu przekroczyć horyzont zdarzeń. Istnienie właśnie takich orbit umożliwia zachodzenie procesu Penrose'a. Aby proces ten zaszedł, należy wrzucić cząstkę z zewnątrz do ergosfery. W momencie, kiedy już się tam znajdzie, trzeba spowodować, by rozpadła się na dwie, przy czym jedna z nich winna wejść na orbitę o „ujemnej energii”. Uwolniona energia wiązania jest przekazywana do drugiej cząstki, która dzięki temu wyłania się z ergosfery z energią *większą* niż energia, którą posiadała cząstka wpadająca. W ten sposób energia jest wydobywana z czarnej dziury, i, jak zobaczymy dalej, może się to odbywać wyłącznie na koszt rotacyjnej energii kinetycznej dziury.

W przyszłości będą nam potrzebne dwa dalsze procesy, które mogą prowadzić do wydobywania rotacyjnej energii kinetycznej z czarnej dziury. Pierwszym z nich jest proces Penrose'a, w którym padająca cząstka zostaje zastąpiona falą (Zeldowicz [45]). Załóżmy, że czasoprzestrzeń jest zarówno osiowosymetryczna jak i stacjonarna. W rzeczywistości nie jest to żadnym ograniczeniem, bowiem zgodnie z twierdzeniem Hawkinga ([18, 19]; zob. także Hawking i Ellis [23]), stacjonarna czarna dziura musi być albo osiowosymetryczna albo statyczna. W tym ostatnim przypadku, oczywiście, nie ma rotacyjnej energii kinetycznej, którą można by wydobyć. Założymy również, że padająca fala jest zbyt słaba, by mieć zauważalny wpływ na czasoprzestrzeń.

Wybieramy prostą falę padającą, której zależność od czasu  $t$  i kąta azymutalnego  $\varphi$  dana jest przez  $e^{ivt}e^{im\varphi}$ . Ponieważ czasoprzestrzeń jest stacjonarna i osiowosymetryczna, więc wielkości  $v$  i  $m$  są stałymi ruchu. Jeżeli zachowanie się fali jest opisywane standardową teorią pola, to ich stosunek równy jest stosunkowi energii i składowej azymutalnej momentu pędu fali padającej. To samo stosuje się do fali rozproszonej, a ponieważ energia i składowa azymutalna momentu pędu są zachowywane, zatem mamy również i dla czarnej dziury

$$\frac{\delta M_{BH}}{\delta J_{BH}} = \frac{v}{m}.$$

Następnie, pewna zasadnicza przyczyna, którą wyjaśnimy później, wymaga by

$$\delta M_{BH} \geq \alpha \delta J_{BH},$$

gdzie  $\alpha$  jest stałą, którą później utożsamimy z prędkością kątową czarnej dziury. Wynika stąd, że jeśli

$$v \leq \alpha m, \quad (1)$$

to będziemy mieć

$$\delta M_{BH} \leq 0.$$

Jeżeli czarna dziura traci masę, to fala rozproszona musi nieść więcej energii niż fala padająca. Jeżeli więc częstość fali padającej spełnia (1), to fala jest wzmacniana przez czarną dziurę; zjawisko, które Misner [31] nazwał „superpromieniowaniem” (*superradiance*) i które oczywiście jest falowym analogiem procesu Penrose’a<sup>3</sup>.

Drugi proces pozwalający uzyskiwać rotacyjną energię kinetyczną z czarnej dziury uwzględnia jej oddziaływanie grawitacyjne z układem materialnym znajdującym się na zewnątrz ergosfery. Rozpatrzmy dwa skrajne przypadki. W pierwszym otaczamy czarną dziurę sztywnym, lecz pozbawionym symetrii osiowej, rozkładem materii, leżącym w dużej od niej odległości. Prostym przykładem byłoby tu wielkie, sztywne, sześcienne pudło, zawierające w centrum czarną dziurę. Ponieważ czarna dziura obraca się, jej pole grawitacyjne wywiera parę sił na pudło, które wskutek tego zostaje wprowadzone w ruch wirowy wokół osi czarnej dziury i w tym samym kierunku. Pudło nie ma jednak symetrii osiowej, zatem jego ruch obrotowy powoduje emisję fal grawitacyjnych. Fale te unoszą rotacyjną energię kinetyczną pudła; część tej energii wpada do czarnej dziury, reszta zaś może być zużyta do wykonania użytecznej pracy w zewnętrznych obszarach czasoprzestrzeni. Pierwotnym źródłem tej pracy jest, oczywiście, rotacyjna energia kinetyczna czarnej dziury. Proces ten trwa zatem, dopóki cała ta energia nie ulegnie wyczerpaniu. Czarna dziura staje się wówczas niewirująca, w zgodzie z twierdzeniem Hawkinga, iż stacjonarna czarna dziura jest albo statyczna albo osiowosymetryczna.

W drugim skrajnym przypadku rozpatrujemy pudło, któremu uniemożliwiono obracanie się przez przyłożenie (z zewnątrz) odpowiedniej pary sił. Para ta nie wykonuje pracy, więc pudło nie promieniuje fal grawitacyjnych do nieskończoności. Jak zatem układ ten może spełniać twierdzenie Hawkinga? Odpowiedź jest bardzo subtelna. Pole grawitacyjne

<sup>3</sup> Misner odkrył to zjawisko badając równanie falowe w czasoprzestrzeni zawierającej czarną dziurę. Przedstawiona tu prosta metoda pochodzi od Bekensteina [2].

pułda zniekształca horyzont. Zniekształcenie to nie wiruje względem nieskończoności, ale wiruje *względem horyzontu*. Pod wieloma względami horyzont ma właściwości zbliżone do własności nieskończoności [zerowej, w przyszłości], w szczególności tę, że promieniowanie propaguje się tylko w jedną stronę [pod warunkiem, że nie ma promieniowania przedwczesnego]. W rezultacie, zniekształcenie emituje fale grawitacyjne rozchodzące się po horyzoncie, które hamują jego wirowanie. Ten właśnie proces trwa, dopóki czarna dziura nie przestanie się obracać. W tym przypadku żadna ilość energii nie ulegnie wyemitowaniu i zużyciu na zewnątrz czarnej dziury, dzięki czemu masa dziury pozostanie niezmienną. Jedyne co zachodzi, to zamiana rotacyjnej energii kinetycznej na nieodzyskiwalną masę wewnątrz dziury (Hartle [16]).

Powyższą dyskusję różnych procesów energetycznych można uściślić, jeżeli wprowadzimy dwie nowe właściwości czarnych dziur, obie będące uogólnieniami znanych newtonowskich własności materii, mianowicie prędkość kątową i przyspieszenie grawitacyjne na powierzchni (*surface gravity*) czarnej dziury. Prędkość kątową definiujemy następująco. W jednym z poprzednich przykładów widzieliśmy, że pułdo otaczające wirującą czarną dziurę samo zostaje wprowadzone w ruch obrotowy. Innymi słowy, pułdo podlega działaniu sił grawitacyjnych. Wielkość tej pary zależy od prędkości kątowej  $\omega$  pułda i powinna równać się zeru dla odpowiedniej wartości  $\omega_0$  prędkości  $\omega$ . Ta prędkość kątowa  $\omega_0$  związana jest z „wleczeniem układów inercjalnych” [zjawisko Lense’a-Thirringa]. Jej wielkość wzrasta przy zbliżaniu się do dziury, a wartość jej na horyzoncie zwana jest prędkością kątową  $\Omega$  czarnej dziury. Definicja ta ma szczególnie duże znaczenie, bowiem jak wykazał Carter [8], prędkość kątowa stacjonarnej czarnej dziury jest taka sama we wszystkich punktach horyzontu — innymi słowy stacjonarna czarna dziura wiruje *szywno*.

Przyspieszenie grawitacyjne na powierzchni czarnej dziury jest ściśle związane z przyspieszeniem cząstki próbnej współwirującej tuż przy horyzoncie (tj. mającej tę samą prędkość kątową co czarna dziura). Jeśli cztero-wektor przyspieszenia zdefiniujemy za pomocą czasu własnego, to wówczas jego długość jest rozbieżna dla cząstek poruszających się coraz bliżej horyzontu. Jeżeli jednak w definicji użyjemy czasu współrzędnościowego [przy czym czas ten określamy korzystając ze stacjonarnego charakteru czarnej dziury], wówczas otrzymamy wielkość skończoną, której wartość na horyzoncie nosi nazwę przyspieszenia grawitacyjnego  $\kappa$  na powierzchni czarnej dziury. Wielkość ta wyróżnia się tą samą cechą co prędkość kątowa, mianowicie jest stała na horyzoncie stacjonarnej czarnej dziury (Bardeen i współautorzy [1]).

Korzyścią, jaką daje wprowadzenie prędkości kątowej i przyspieszenia grawitacyjnego na powierzchni czarnej dziury, jest elegancki sposób, w jaki wchodzi one w formułę na różnicę mas  $\delta M$  dwu stacjonarnych osiowosymetrycznych czarnych dziur, których pola horyzontów różnią się o  $\delta A$ , a momenty pędów różnią się o  $\delta J$ . Formuła ta, wyprowadzona przez Bardeena i współautorów [1], ma postać

$$\delta M = \frac{\kappa}{8\pi} \delta A + \Omega \delta J. \quad (2)$$

Drugi człon możemy tu interpretować jako pracę wykonaną na czarnej dziurze, gdy jej moment pędu ulega zmianie o  $\delta J$ . Człon ten ma taką samą postać jak odpowiadająca wielkość w mechanice newtonowskiej bryły sztywnej [29]. Natomiast pierwszy człon ma

przypuszczalnie inny sens; w szczególności zapewne nie można go interpretować jako pracę. Jest to związane z tym, że podczas gdy  $\delta J$  może być zarówno dodatnie, jak i ujemne, tzn. że możemy zarówno zwiększać, jak i zmniejszać moment pędu czarnej dziury, to istnieją pewne powody, by przypuszczać, że przy oddziaływaniach wywołanych z zewnątrz,  $\delta A$  może być tylko dodatnie (lub zero).

Powyższe „prawo” wzrostu powierzchni ma zasadnicze znaczenie w fizyce czarnych dziur. Po raz pierwszy hipotezę tę wysunęli Penrose i Floyd [35], zauważywszy, że w procesie Penrose’a pole czarnej dziury [Kerra] wzrasta, lub w granicznych przypadkach pozostaje niezmienione. Nigdy natomiast nie maleje. Podobnie, Christodoulou [12] stwierdził, że gdy czarna dziura [Kerra] pochwyli cząstkę, pewna wielkość, którą nazwał masą nieredukowalną (*irreducible mass*) czarnej dziury, nigdy nie maleje. Wielkość ta jest proporcjonalna do pierwiastka kwadratowego z pola powierzchni czarnej dziury.

Hawkingowi [18] zawdzięczamy bardzo ogólne i mocne uzasadnienie „prawa wzrostu pola”. Nie można nazwać tego dowodem, bowiem uzasadnienie Hawkinga w istotny sposób opiera się na nieudowodnionej hipotezie, na znaczenie której po raz pierwszy wskazał Penrose [34]. Jest to hipoteza kosmicznego cenzora, stwierdzająca z grubsza mówiąc, iż kiedykolwiek gwiazda ulega zapadaniu grawitacyjnemu aż do osobliwości, to osobliwość ta jest zawsze ukryta przed światem zewnętrznym pod horyzontem zdarzeń. Obecnie wiadomo, że zapadanie grawitacyjne prowadzi zawsze do utworzenia osobliwości, pod warunkiem, że energia materii spełnia pewne założenia o dodatniości (Hawking i Penrose [24])<sup>4</sup>. Wydaje się, że to założenie o dodatniości jest spełnione przez wszystkie realistyczne formy klasycznej (tj. nie kwantowej) materii. Zgodnie z tym, zapadanie grawitacyjne (nie zatrzymane dostatecznie wcześniej) klasycznej gwiazdy zawsze prowadzi do powstania osobliwości, oraz, jeżeli słuszna jest hipoteza kosmicznego cenzora, do powstania czarnej dziury. Hawking wykazał, że jeśli słuszna jest hipoteza kosmicznego cenzora jak i założenie o dodatniości energii, to wówczas pole powierzchni czarnej dziury musi wzrastać podczas dowolnego procesu niestacjonarnego.

Ale czy hipoteza kosmicznego cenzora jest rzeczywiście słuszna? Jest to najważniejszy nierozwiązany problem klasycznej ogólnej teorii względności. Jak już wspomnieliśmy, istnieją pewne przesłanki za jej przyjęciem. Rzeczywiście, w każdym szczególnym przypadku, który został przebadany, stwierdzano, iż hipoteza ta jest prawdziwa, pod warunkiem, że robi się realistyczne założenia odnośnie równania stanu dla materii w zapadającej się gwiazdzie; podobny wynik otrzymuje się przy badaniu zderzających się czarnych dziur w nieobecności wszelkich form materii na zewnątrz. Nie jest to jednak zbyt dobry argument, mogłoby się bowiem okazać, że goła osobliwość pojawia się tylko w skomplikowanych procesach, które będą zbyt trudne aby je badać szczegółowo. Pozostaje zatem istotnym zadaniem klasycznej teorii względności udowodnienie lub obalenie hipotezy kosmicznego cenzora, a wraz z nią prawa wzrostu pola. To zaś właśnie prawo dostarcza nam „zasadniczej przyczyny” wymagającej, by  $\delta M_{BH} \geq \Omega \delta J_{BH}$  w rozumowaniu prowadzącym do zjawiska superpromieniowania.

<sup>4</sup> Ścisłej mówiąc, twierdzenie o osobliwościach jest prawdziwe dopiero przy zachodzeniu dalszych jeszcze warunków. W praktyce wydaje się jednak, że są one zawsze spełnione, tak że krytycznym punktem jest poprawność warunku energetycznego.

Kilka końcowych uwag o czarnych dziurach wydaje się bardzo na miejscu zanim przystąpimy do rozważania ich termodynamiki; w szczególności pozwolą one nadać wcześniejszym uwagom bardziej konkretną postać. Podkreślaliśmy mianowicie, jak ważną rolę odgrywają *stacjonarne* czarne dziury, jednak nie zastanawialiśmy się dotąd, ilu parametrów potrzeba, aby w pełni opisać takie dziury. Okazuje się, że wszelkie rozważania mogą być znacznie bardziej konkretne dzięki pewnym silnym twierdzeniom o jednoznaczności, zachodzącym wówczas, gdy można zaniedbać pole grawitacyjne materii rozłożonej na zewnątrz horyzontu zdarzeń. Przez kilka lat twierdzenia te nosiły w literaturze nazwę hipotezy Israela-Cartera, udowodnione bowiem zostały dopiero w ostatnim czasie (Carter [9, 10]; Hawking [18]; Robinson [39]). W rzeczywistości pierwsze takie twierdzenie zostało dowiedzione już w 1967 roku w pracy Israela [26]. Twierdzenie to głosi, że statyczna, pusta czasoprzestrzeń z regularnym horyzontem zdarzeń musi być przestrzenią Schwarzschilda (a stąd, w szczególności sferycznie symetryczną i zależeć jedynie od masy czarnej dziury)<sup>5</sup>. W następnej ważnej pracy Israel [27] wykazał, że jeśli czasoprzestrzeń nie zawiera żadnej innej materii oprócz statycznego pola elektromagnetycznego, to wówczas statyczna czarna dziura musi być naładowanym elektrycznie odpowiednikiem dziury Schwarzschilda [tj. czarną dziurą Reissnera — Nordströma], lub też dziurą Schwarzschilda naładowaną ładunkami elektrycznymi i monopólami magnetycznymi, jeśli dopuścimy istnienie monopoli.

Później, szereg osób wysunęło przypuszczenie, iż pusta *stacjonarna* czasoprzestrzeń z regularnym horyzontem zdarzeń musi być szczególnym rozwiązaniem równań Einsteina, odkrytym przez Roya Kerra w 1963 r. Rozwiązanie to przedstawia czasoprzestrzeń *obracającą się* czarnej dziury. Czasoprzestrzeń ta jest osiowosymetryczna i zależy tylko od dwóch charakterystyk czarnej dziury, mianowicie jej masy  $M$  oraz jej momentu pędu  $J$ . Tę hipotezę udowodnił Carter [9, 10] dla pustej (bez materii nad horyzontem) stacjonarnej czarnej dziury, która ma symetrię osiową i którą można w sposób ciągły zdeformować w niewirującą dziurę. Potem przyszło omówione już poprzednio twierdzenie Hawkinga (stacjonarna czarna dziura jest albo statyczna albo osiowosymetryczna), które usunęło potrzebę zakładania symetrii osiowej. Ostatnio Robinson [39] wykazał, że nie ma potrzeby zakładać oddzielnie, iż wirująca czarna dziura może być w sposób ciągły zdeformowana w dziurę, która się nie obraca. Ponadto Robinson [38] oraz Bose i Wang [5] dowiedli, że jeśli dopuścić pole elektromagnetyczne, to jedynym możliwym rozwiązaniem jest naładowany elektrycznie odpowiednik pola Kerra (mianowicie, znane już wcześniej pole Kerra-Newmana [33]).

Możemy uzyskać pewien intuicyjny wgląd w pochodzenie twierdzeń o jednoznaczności rozpatrując związane z tym zagadnienie rozwiązywanie równania falowego dla niegrawitacyjnego zaburzenia, rozchodzącego się w czasoprzestrzeni czarnej dziury. W granicy, kiedy zaburzenie to jest statyczne, nie jest możliwe żadne nietrywialne i nieosobliwe rozwiązanie, jeżeli źródło tego zaburzenia nie spełnia prawa zachowania. Jeżeli takie prawo zachowania istnieje, to zaburzenie na zewnątrz horyzontu jest polem pochodzącym od zachowywanej części źródła. Na przykład, pole skalarne, które nie posiada zachowywanego

<sup>5</sup> Dowód Israela zależał od pewnego technicznego założenia, którego potrzebę usunął później Muller zum Hagen i współautorzy [32].

źródła, nie może być jednocześnie statyczne i spełniać regularne warunki brzegowe w nieskończoności i na horyzoncie (Chase [11]; Price [36]), chyba że, trywalnie, jest polem statycznym. W przeciwieństwie do tego, pole wektorowe o zerowej masie spoczynkowej (takie jak pole elektromagnetyczne) może mieć zachowywane źródło (takie jak ładunek elektryczny). W tym przypadku nieznikające zachowywane źródło pod horyzontem wytwarzałoby regularne pole statyczne na zewnątrz. W szczególności pole Coulomba ładunku elektrycznego może przenikać przez horyzont, natomiast pole statyczne pochodzące od dipola elektrycznego (który, oczywiście, nie podlega zachowaniu) nie jest w stanie przeniknąć przez horyzont.

Fizyczną przyczyną tej różnicy jest fakt, że pole statyczne pochodzące od zachowywanego źródła rozchodzi się w przestrzeni *natychmiastowo*, podczas gdy pozostałe pole propaguje się z prędkością, występującą w równaniu falowym dla tego pola. Używając języka matematycznego jest to równoważne stwierdzeniu, że równanie pola związane z zachowywanym źródłem jest eliptyczne (np.  $\text{div} E = \rho$ ,  $\text{div} H = 0$ ), podczas gdy pozostałe równania pola są hiperboliczne (np. reszta równań Maxwella). Z tym rozróżnieniem stowarzyszone jest istnienie twierdzenia typu Gaussa, przyrównującego całkę powierzchniową z pola w jednej chwili czasu do całkowitego zachowywanego źródła znajdującego się wewnątrz tej powierzchni i wyliczonego w tej samej chwili czasu (np.  $\int E \cdot dS = \int \rho dV$ ). Dlatego też możemy uważać horyzont czarnej dziury za rodzaj filtra zabraniającego rozchodzenia się *fali* z wnętrza dziury na zewnątrz, ale nie mającego wpływu na *propagujące* się natychmiastowo statyczne pole od zachowywanej części źródła. To ostatnie pole musi być różne od zera na zewnątrz horyzontu, gdyż w przeciwnym razie twierdzenie Gaussa nie byłoby spełnione.

Powyższe idee przenoszą się na samo pole grawitacyjne. W tym przypadku występuje dodatkowa komplikacja, mianowicie równania Einsteina mogą być uważane za równanie falowe dla potencjału  $g_{ij}$ , który jest tensorem drugiego rzędu, propagującego się w zakrzywionej czasoprzestrzeni, której geometria jest również określona przez  $g_{ij}$ , tutaj działające jako metryka. Pomimo tej komplikacji, horyzont czarnej dziury nadal może być traktowany jak filtr, usuwający propagującą się (tj. falową) część pola grawitacyjnego. Wielkościami zachowywanymi są teraz energia i moment pędu, tak, że nie powinno wzbudzać zdziwienia, że czasoprzestrzeń na zewnątrz stacjonarnej czarnej dziury jest w pełni określona przez masę i moment pędu czarnej dziury — informacja o wyższych momentach multipolowych rozkładu energii i pędu pod horyzontem została bowiem całkowicie odfiltrowana.

Znajomość tych jedynych możliwych rozwiązań dla stacjonarnych czarnych dziur okazuje się bardzo użyteczna, umożliwia bowiem *szczegółowe* studiowanie ich własności. Rozwiązania te są również ważne z punktu widzenia fizyki, bowiem należy się spodziewać, że czasoprzestrzeń wokół *zapadającej* się gwiazdy aż do utworzenia czarnej dziury winna dość szybko osiągnąć stan stacjonarny. Przewidywanie to jest oparte na nielicznych obliczeniach przebiegu zapadania, które zostały dotychczas wykonane (takiego jak zapadanie się gwiazdy, dla której początkowa metryka różni się nieznacznie od rozwiązania Schwarzschilda [36, 37]).

Dla rozważań termodynamicznych użytecznym będzie przedstawić jawne wyrażenia dla prędkości kątowej  $\Omega$ , przyspieszenia grawitacyjnego  $\kappa$  na powierzchni oraz pola po-

wierzchni  $A$  czarnej dziury Kerr'a jako funkcji masy i momentu pędu. W jednostkach, w których  $G = c = 1$ , wyrażenia te mają postać

$$\Omega = \frac{J}{2M(M^2 + \sqrt{M^4 - J^2})}, \quad (3)$$

$$\kappa = \frac{\sqrt{M^4 - J^2}}{2M(M^2 + \sqrt{M^4 - J^2})}, \quad (4)$$

$$A = 8\pi(M^2 + \sqrt{M^4 - J^2}).$$

Dla dalszych rozważań szczególnie ważnym faktem jest, że  $\kappa \rightarrow 0$  gdy  $J \rightarrow M^2$ . Jeżeli natomiast  $J > M^2$ , to wówczas metryka Kerr'a jest nadal rozwiązaniem równań Einsteina w pustej przestrzeni, jednakże rozwiązanie to nie posiada już horyzontu zdarzeń — jego wewnętrzna osobliwość jest „goła”, nie przedstawia więc czarnej dziury. Tak więc, jeżeli hipoteza kosmicznego cenzora jest prawdziwa, nie powinno być można „rozkrećić” czarną dziurę Kerr'a tak, aby jej moment pędu przewyższył kwadrat masy<sup>6</sup>. Jak dotąd, wszelkie wysiłki, aby skonstruować teoretycznie takie „rozkrećenie” nie powiodły się, wygląda bowiem na to, że czarna dziura Kerr'a po prostu nie pochłania materii lub promieniowania elektromagnetycznego, których moment pędu na jednostkę masy jest zbyt duży. Od rozstrzygnięcia tego problemu zależy, jak zobaczymy później, jedno z czterech praw termodynamiki czarnych dziur.

### 3. Termodynamika nie obracających się czarnych dziur

Idee termodynamiczne mogą być wprowadzone do fizyki czarnych dziur na szereg różnych sposobów i wnikliwy czytelnik zapewne już dostrzegł kilka wskazówek w tym kierunku w rozważaniach poprzedniego rozdziału. Przypuszczalnie najprostsza metoda polega na rozpatrzeniu wydajności maszyny cieplnej, w której chłodnicą jest niewirująca czarna dziura. Zgodnie z pomysłem Bekensteina ([2, 3]), źródłem ciepła może być tu pudło zawierające promieniowanie ciała doskonale czarnego o temperaturze  $T$ . Maszynę tę uruchamiamy opuszczając powoli pudło, dopóki nie zbliży się do horyzontu, uzyskując w ten sposób pewną ilość pracy. Następnie otwieramy pudło, pozwalając by część promieniowania ciała czarnego wpadła do czarnej dziury. Teraz pudło zamykamy i powoli podnosimy z powrotem do położenia początkowego. Ponieważ pudło jest teraz lżejsze, zużywamy na to mniej pracy, aniżeli uzyskaliśmy przy opuszczaniu pudła. Końcowym rezultatem tego cyklu jest uzyskanie pewnej ilości pracy za cenę przekazu pewnej ilości ciepła do chłodnicy.

Spróbujmy obecnie wyznaczyć wydajność takiej maszyny cieplnej. Pudło opada powoli, możemy więc zaniedbać emitowane przezeń fale grawitacyjne i przyjąć, że cała uwolniona energia wiązania ulega przemianie na pracę w pobliżu punktu zaczepienia liny.

<sup>6</sup> Jest rzeczą zabawną zauważyć, że dla Słońca  $J \sim M^2$ . Na pytanie, co się dzieje, gdy takie ciało zapada się do stadium ogólnirelatywistycznego, nie potrafimy obecnie odpowiedzieć, nawet jakościowo.

Gdyby pudło rzeczywiście osiągnęło horyzont, to wówczas, jak widzieliśmy w poprzednim rozdziale, uwolniona energia wiązania byłaby równa jego masie spoczynkowej. Jednakże chcemy móc odzyskać pudło, musimy więc zabezpieczyć je tak, by nie przekroczyło horyzontu, w przeciwnym bowiem razie pudło zostałoby wessane do czarnej dziury. W tym celu zatrzymujemy środek pudła na wysokości  $\sim d$  nad horyzontem, gdzie  $d$  jest rozmiarem pudła<sup>7</sup>. Energia wiązania pudła jest zatem mniejsza od masy spoczynkowej o wielkość  $m\kappa d$  (jeśli  $\kappa d \ll c^2$ ), gdzie  $m$  jest masą pudła, a  $\kappa$  jest grawitacją powierzchniową czarnej dziury, wyliczoną na jej horyzoncie. Zatem praca wykonana na mechanizmie podtrzymującym linę wynosi  $m(1-\kappa d)$ . Dla niewirującej czarnej dziury możemy w przybliżeniu oszacować wartość  $\kappa$  stosując teorię newtonowską, dostajemy w ten sposób wartość  $GM/R^2$ , gdzie  $M$  jest masą czarnej dziury, a  $R$  jest promieniem horyzontu. Kładąc  $R = 2GM/c^2$ , otrzymujemy

$$\kappa = \frac{c^4}{4GM} = \frac{1}{4M}$$

w jednostkach grawitacyjnych ( $G = c = 1$ ), dokładnie ten sam wynik dostaje się w ogólnej teorii względności (por. wzór (4) z  $J = 0$ ).

Niech teraz pudło wyemituje niewielką ilość zawartego w nim promieniowania do czarnej dziury, po czym podciągnijmy je powoli do góry aż do osiągnięcia punktu wyjściowego. Jeżeli wyemitowana energia jest równa  $\delta m$ , to mechanizm podtrzymujący linę wykonuje przy podciąganiu pracę  $(m - \delta m)(1 - \kappa d)$ . Wypadkowa praca uzyskana przez ten mechanizm w całym procesie wynosi zatem  $\delta m(1 - \kappa d)$ . Pracę tę uzyskuje się za cenę przekazania ciepła  $\delta m$  do chłodnicy. Tak więc wydajność  $\eta$  naszej maszyny cieplnej (praca uzyskana/ciepło przekazane) dana jest przez

$$\eta = 1 - \kappa d.$$

Aby osiągnąć dużą wydajność, musimy możliwie jak najbardziej zmniejszyć rozmiar  $d$  pudła. W tym właśnie momencie osiągamy kluczowy etap rozumowania, po raz pierwszy przeprowadzonego przez Bekensteina [3]. Jeżeli pudło ma zawierać promieniowanie ciała doskonale czarnego w równowagowej temperaturze  $T$ , to istnieje kwantowomechaniczne ograniczenie na minimalny rozmiar pudła. Jeżeli bowiem chcemy uniknąć dużych fluktuacji uniemożliwiających stosowanie termodynamiki bezpośrednio, to pudło musi być na tyle duże, aby pomieścić te fale, które przy danej temperaturze promieniowania unoszą maksimum energii. Prawo przesunięć Wiena określa nam częstotliwość fali, dla której gęstość energii jest największa

$$\lambda_{\max} \sim \frac{\hbar}{kT}.$$

<sup>7</sup> Jeżeli założyć, że materiał liny spełnia warunek energetyczny, a poza tym jest substancją idealną, to wówczas musimy mieć  $d > (e^3 \sim 1)^{-1}$  promieni Schwarzschilda, bowiem w przeciwnym razie lina zerwałaby się [15].



Gdyby pudło rzeczywiście osiągnęło horyzont, to wówczas, jak widzieliśmy w poprzednim rozdziale, uwolniona energia wiązania byłaby równa jego masie spoczynkowej. Jednakże chcemy móc odzyskać pudło, musimy więc zabezpieczyć je tak, by nie przekroczyło horyzontu, w przeciwnym bowiem razie pudło zostałoby wessane do czarnej dziury. W tym celu zatrzymujemy środek pudła na wysokości  $\sim d$  nad horyzontem, gdzie  $d$  jest rozmiarem pudła<sup>7</sup>. Energia wiązania pudła jest zatem mniejsza od masy spoczynkowej o wielkość  $m\kappa d$  (jeśli  $\kappa d \ll c^2$ ), gdzie  $m$  jest masą pudła, a  $\kappa$  jest grawitacją powierzchniową czarnej dziury, wyliczoną na jej horyzoncie. Zatem praca wykonana na mechanizmie podtrzymującym linę wynosi  $m(1-\kappa d)$ . Dla niewirującej czarnej dziury możemy w przybliżeniu oszacować wartość  $\kappa$  stosując teorię newtonowską, dostajemy w ten sposób wartość  $GM/R^2$ , gdzie  $M$  jest masą czarnej dziury, a  $R$  jest promieniem horyzontu. Kładąc  $R = 2GM/c^2$ , otrzymujemy

$$\kappa = \frac{c^4}{4GM} = \frac{1}{4M}$$

w jednostkach grawitacyjnych ( $G = c = 1$ ), dokładnie ten sam wynik dostaje się w ogólnej teorii względności (por. wzór (4) z  $J = 0$ ).

Niech teraz pudło wyemituje niewielką ilość zawartego w nim promieniowania do czarnej dziury, po czym podciągnijmy je powoli do góry aż do osiągnięcia punktu wyjściowego. Jeżeli wyemitowana energia jest równa  $\delta m$ , to mechanizm podtrzymujący linę wykonuje przy podciąganiu pracę  $(m - \delta m)(1 - \kappa d)$ . Wypadkowa praca uzyskana przez ten mechanizm w całym procesie wynosi zatem  $\delta m(1 - \kappa d)$ . Pracę tę uzyskuje się za cenę przekazania ciepła  $\delta m$  do chłodnicy. Tak więc wydajność  $\eta$  naszej maszyny cieplnej (praca uzyskana/ciepło przekazane) dana jest przez

$$\eta = 1 - \kappa d.$$

Aby osiągnąć dużą wydajność, musimy możliwie jak najbardziej zmniejszyć rozmiar  $d$  pudła. W tym właśnie momencie osiągamy kluczowy etap rozumowania, po raz pierwszy przeprowadzonego przez Bekensteina [3]. Jeżeli pudło ma zawierać promieniowanie ciała doskonale czarnego w równowagowej temperaturze  $T$ , to istnieje kwantowomechaniczne ograniczenie na minimalny rozmiar pudła. Jeżeli bowiem chcemy uniknąć dużych fluktuacji uniemożliwiających stosowanie termodynamiki bezpośrednio, to pudło musi być na tyle duże, aby pomieścić te fale, które przy danej temperaturze promieniowania unoszą maksimum energii. Prawo przesunięć Wiena określa nam częstotliwość fali, dla której gęstość energii jest największa

$$\lambda_{\max} \sim \frac{\hbar}{kT}.$$

<sup>7</sup> Jeżeli założyć, że materiał liny spełnia warunek energetyczny, a poza tym jest substancją idealną, to wówczas musimy mieć  $d > (e^3 \sim 1)^{-1}$  promieni Schwarzschilda, bowiem w przeciwnym razie lina zerwałaby się [15].

A zatem rozmiar pudła musi spełniać nierówność<sup>8</sup>  $d \geq \frac{\beta}{T}$ , gdzie na podstawie prawa przesunięć mamy  $\beta \sim \frac{\hbar}{k}$ . Stąd wynika, że

$$\eta \leq 1 - \frac{\beta \kappa}{T}.$$

Dokonajmy teraz porównania z termodynamiką. Jeśli powyższy cykl można potraktować jako cykl Carnota, to drugie prawo termodynamiki wymaga, by jego wydajność spełniała nierówność

$$\eta \leq 1 - \frac{T_{\text{chłodn}}}{T_{\text{źródło}}},$$

przy czym równość zachodziłaby w granicznym przypadku przemiany odwracalnej. Doprowadziło to nas do przypisania czarnej dziurze termodynamicznej temperatury  $T_{BH}$ , danej wzorem

$$T_{BH} = \beta \kappa = \frac{\beta}{4M}. \quad (5)$$

Powyższe rozumowanie nie może określić dokładnej wartości  $\beta$ . Później podamy (rozd. 5) rozumowanie oparte na mechanice kwantowej, które już ściśle wyznaczy  $\beta$ .

Uderzającą cechą wzoru (5) jest, że w miarę jak zwiększamy masę (energię) czarnej dziury, ochładza się ona zamiast ogrzewać. Nie powinno to jednak wzbudzać zbytniego zdziwienia, bowiem jak widzieliśmy we wstępie, samograwitujący układ newtonowski zachowuje się w ten sam sposób. Powyższe oszacowanie wartości  $\beta$  daje nam

$$T_{BH} \sim 10^{-7} \frac{M_{\odot}}{M} \text{ K}.$$

Tak więc czarna dziura o masie zbliżonej do masy Słońca ma bardzo niską temperaturę, za to dziura o masie, powiedzmy  $10^{15}$  g będzie mieć  $T \sim 10^{12}$  K lub  $kT \sim 100$  MeV. (Ta uwaga będzie istotna później). Nadal jednakże musi zachodzić nierówność  $\kappa d \ll 1$ , o ile chcemy stosować proste przybliżenie pierwszego rzędu. Wymaga to zachodzenia związku

$$T_{BH} \ll T, \text{ który jest zgodny z nierównością } T < \frac{\beta}{4M} (e^2 - 1) \text{ (zob. ostatnia notka).}$$

Temperaturę czarnej dziury zdefiniowaliśmy za pomocą drugiego prawa termodynamiki, teraz chcielibyśmy w podobny sposób określić jej entropię. Jest to rzeczywiście możliwe, bowiem pochłonięcie przez dziurę promieniowania ciała doskonale czarnego jest czystym przekazem ciepła, nie obejmującym żadnej pracy. Możemy więc powiedzieć, że entropia stracona przez pudło wynosi  $\delta m/T$ , podczas gdy entropia dziury wzrasta o  $\frac{\delta M_{BH}}{T_{BH}}$ . Aby

<sup>8</sup> Ten warunek na  $d$  jest silniejszy niż warunek podany w poprzedniej notce, jeżeli  $T < \frac{\beta}{2M} (e^2 - 1)$ ; będziemy zakładać, że nierówność ta zawsze zachodzi.

wyliczyć  $\delta M_{BH}$  zauważmy, że wypadkowa praca uzyskana w całym cyklu wynosi  $\delta m(1 - \kappa d)$ , podczas gdy masa promieniowania utraconego przez źródło jest  $\delta m$ . Zatem efektywna masa stracona przez źródło jest  $\delta m \kappa d$  i ta wielkość musi się równać masie  $\delta M_{BH}$  wprowadzonej do chłodnicy. Tak więc

$$\delta S_{BH} = \frac{\delta m \kappa d}{T_{BH}}.$$

Sprawdźmy, że nasz cykl Carnota prowadzi do ogólnego wzrostu entropii. Mamy

$$\delta S_{BH} = \frac{d}{\beta} \delta m \geq \frac{\delta m}{T} = \delta S_{\text{box}}.$$

A więc rzeczywiście entropia czarnej dziury wzrasta bardziej niż maleje entropia pudła. Okazuje się, że w rzeczywistości  $\delta S_{BH}$  nie zależy od parametrów czarnej dziury. Jednakże przy założeniu, że  $\delta M_{BH} \ll M_{BH}$  oraz zapisując  $\delta S_{BH}$  w postaci  $\frac{4}{\beta} M_{BH} \delta M_{BH}$  możemy wyrazić przyrost entropii czarnej dziury za pomocą pola powierzchni  $A_{BH}$  horyzontu zdarzeń (które dla schwarzschildowskiej czarnej dziury równe jest  $16\pi M_{BH}^2$ )<sup>9</sup>

$$\delta S_{BH} = \frac{1}{8\pi\beta} \delta A_{BH}. \quad (6)$$

To z kolei prowadzi do wzoru na całkowitą entropię  $S_{BH}$  czarnej dziury

$$S_{BH} = \frac{1}{8\pi\beta} A_{BH},$$

(zakładając, że  $S_{BH} = 0$  dla  $A_{BH} = 0$ ).

Innymi słowy, entropia (stacjonarnej) czarnej dziury jest proporcjonalna do pola powierzchni jej horyzontu.

Jakie jest numeryczne znaczenie tego związku? Jeśli podstawimy  $\hbar/k$  za  $\beta$  oraz powrócimy do zwykłych jednostek, to otrzymamy

$$S_{BH} \sim \frac{k}{L_p^2} A_{BH},$$

gdzie  $L_p$  jest długością Plancka równą  $(\hbar G/c^3)^{1/2} \sim 1,6 \times 10^{-33}$  cm. W jednostkach cgs daje to wartość

$$S_{BH} \sim (10^{48} \text{ erg K}^{-1} \text{ cm}^{-2}) A_{BH}.$$

Na przykład, entropia czarnej dziury o masie Słońca wynosiłaby około  $10^{60}$  erg K<sup>-1</sup> (podczas gdy rzeczywista entropia Słońca jest znacznie mniejsza i wynosi tylko około  $10^{42}$  erg K<sup>-1</sup>). Bekenstein wykazał, że różnica ta może być wytłumaczona na gruncie

<sup>9</sup> Wzór (6) wynika również natychmiast z (2), jeżeli  $\kappa = \frac{T_{BH}}{\beta}$  oraz  $\delta J = 0$ .

teoriainformacyjnego podejścia do termodynamiki (Brillouin [6]). Kiedy powstaje niewidująca czarna dziura, tracimy wszelką informację o jej składowych cząstkach, z wyjątkiem tej informacji, która wynika ze znajomości całkowitej masy dziury. Tej utracie informacji odpowiada wzrost entropii aż do osiągnięcia maksymalnej możliwej wartości, bowiem jak widzieliśmy w rozdz. 2, informacja o całkowitej masie jest zawsze dostępna (bowiem całkowita masa jest określona przez twierdzenie typu Gaussa zawierające całą powierzchnię w nieskończoności). Istnienie maksymalnej wartości entropii rozwiązuje paradoks z teorii newtonowskiej, iż zapadający się układ nie posiada końcowego stanu równowagi scharakteryzowanego przez maksimum entropii.

Bekenstein przedstawił szereg interesujących zastosowań idei, że entropia czarnej dziury jest proporcjonalna do jej pola powierzchni. Dwa spośród nich omówimy tutaj. Pierwszym jest alternatywne wyprowadzenie oszacowania dla stałej proporcjonalności  $1/8\pi\beta$  oparte na teorii informacji. W tej metodzie rozważa się ilość informacji traconą wskutek wpadnięcia cząstki elementarnej do czarnej dziury. Dalej musimy określić wynikiły z tego wzrost pola horyzontu. W omówionym powyżej cyklu Carnota pole horyzontu wzrastało o  $8\pi\delta md$  (wzór (2)). Bekenstein przedstawił dwa dalsze rozumowania uzasadniające dość ogólnie tezę, iż wyrażenie to daje nam dolną granicę wzrostu pola horyzontu, wynikającego z absorpcji masy  $\delta m$  o rozmiarze  $d$  przez czarną dziurę. W swoim pierwszym uzasadnieniu wyliczył on minimalną energię dla orbity mającej parametr zderzenia  $d$  względem horyzontu czarnej dziury. Energia ta stanowi minimalny przyrost masy czarnej dziury, będący wynikiem pochłonięcia masy  $\delta m$ . Związany z tym minimalny przyrost pola powierzchni jest ponownie równy  $8\pi\delta md$ . Drugie uzasadnienie podane przez Bekensteina jest całkiem ogólne. Stosując równania Einsteina określił związek geometrycznych własności zerowych generatorów horyzontu i tensora energii — pędu absorbowanej materii; pozwoliło to bezpośrednio obliczyć przyrost pola horyzontu. Tą drogą Bekenstein ponownie otrzymał wartość  $8\pi\delta md$  na dolną granicę wzrostu pola horyzontu.

Dla cząstki elementarnej jest rzeczą naturalną przyjąć, że  $d$  winno być rzędu długości fali Comptona  $\hbar/\delta mc$ . Otrzymujemy w ten sposób dla minimalnego wzrostu pola powierzchni wartość rzędu  $8\pi\hbar$ . Ten przyrost pola (czyli entropii) ma teraz skompensować stratę „jednego bitu” informacji z punktu widzenia świata zewnętrznego, zachodzącą wskutek wpadnięcia cząstki do czarnej dziury. (W momencie przekroczenia horyzontu przez cząstkę, obserwator zewnętrzny traci informację o jej istnieniu). Entropia odpowiadająca jednemu bitowi jest rzędu jedności (w jednostkach stałej Boltzmanna  $k$ ). Zatem

$$\delta S_{BH} \sim \frac{k}{8\pi\hbar} \delta A_{BH}.$$

Jest to wynik identyczny ze wzorem (6).

Drugim zastosowaniem idei proporcjonalności pola horyzontu i entropii jest porównanie obecnej entropii Słońca z entropią, jaką miałyby ono, gdyby zapadało się aż do uformowania czarnej dziury (zaniedbując na razie jego rotację). Jak widzieliśmy, zapadnięcie wywołałoby niezwykle silne procesy dysypacyjne, powodujące wzrost entropii o czynnik  $\sim 10^{18}$ . Wiadomo, że entropia gorącego ciała makroskopowego takiego jak gwiazda, jest z grubsza proporcjonalna do liczby zawartych w nim nukleonów, a tym samym do jego masy. Natomiast entropia czarnej dziury jest proporcjonalna do jej pola powierzchni,

a więc do kwadratu masy. Zatem stosunek entropii czarnej dziury do entropii makroskopowej jest proporcjonalny do masy ciała. Bekenstein postawił wobec tego interesujące pytanie: dla jakiej masy ten stosunek jest równy jedności? Innymi słowy, dla jakiej masy nie zachodzi dysypacja wywołana zapadaniem ze stanu gorącego ciała makroskopowego do stanu czarnej dziury? Z powyższych rozważań otrzymujemy dla tej masy wartość rzędu  $10^{-18} M_{\odot}$  czyli około  $10^{15}$  g.

Jest rzeczą jasną, że musimy zwrócić szczególną uwagę na masy tego rzędu. Po pierwsze, jak wykazał Bekenstein, czarna dziura o masie mniejszej nie mogłaby powstać spontanicznie drogą zapadania się gorącego makroskopowego ciała, bowiem prowadziłyby to do zmniejszenia entropii całego układu. Zapadanie się takiej masy jest możliwe pod warunkiem, że towarzyszy mu jakiś odrębny proces powodujący wzrost całkowitej entropii układu. Po drugie, dla masy  $10^{15}$  g promień Schwarzschilda jest rzędu comptonowskiej długości fali cząstki elementarnej ( $\hbar/mc \sim 10^{-13}$  cm). To ponownie sugeruje, że byłoby rzeczą trudną ścisnąć materię tak, by utworzyła czarną dziurę o masie poniżej  $10^{15}$  g. Po trzecie, liczba nukleonów dla masy  $10^{15}$  g wynosi około  $10^{39}$ , a ta liczba, jak czytelnikom wiadomo, występuje wśród słynnych lecz tajemniczych koincydencji pomiędzy pewnymi bezwymiarowymi stosunkami zbudowanymi ze stałych fundamentalnych mikrofizyki i kosmologii [40]. Dokładniej, liczba ta wyraża stosunek promienia Wszechświata do promienia comptonowskiego cząstki elementarnej, a także stosunek siły elektrostatycznej do grawitacyjnej, działających między elektronem i protonem.

Czarna dziura o masie  $10^{15}$  g ma dalsze jeszcze znaczenie. Gdyby ustawić równolegle spiny wszystkich  $10^{39}$  cząstek elementarnych w niej zawartych, odpowiadałoby to maksymalnemu rozwiązaniu Kerr'a z  $J \sim M^2$ . Dla czarnej dziury o mniejszej masie spiny wszystkich jej cząstek elementarnych nie mogą być ustawione równolegle, bowiem prowadziłyby to do  $J > M^2$ , co jest niemożliwe dla stacjonarnych czarnych dziur. Na zakończenie zauważmy dodatkową koincydencję, mianowicie czas życia czarnej dziury o masie  $10^{15}$  g, parującej termicznie wskutek zjawiska Hawkinga (które opiszemy w rozdz. 5), jest tego samego rzędu co wiek Wszechświata. Czytelników może zabawić wyliczanie, ile niezależnych koincydencji pojawia się we wszystkich aspektach fizyki czarnych dziur o tej wyróżnionej masie.

#### 4. Termodynamika wirujących czarnych dziur

Przy przejściu do obracających się czarnych dziur pojawiają się nowe termodynamiczne możliwości, bowiem jak widzieliśmy, można wydostać część ich rotacyjnej energii kinetycznej. Powstaje zatem problem wydajności takiego procesu. Oczywiście, możliwe jest także zwiększanie energii rotacyjnej tych dziur. Procesy takie polegają na wykonywaniu pracy, czemu towarzyszy zapewne przekazywanie ciepła. Rozróżnieniu pomiędzy pracą a ciepłem, dobrze znanemu ze zwykłej termodynamiki, nadajemy teraz charakter formalny za pomocą wzoru (2), mianowicie

$$\delta M = \frac{\kappa}{8\pi} \delta A + \Omega \delta J.$$

Porównajmy to teraz z newtonowskim wzorem na zmianę energii wewnętrznej układu sztywno obracających się ciał [29]

$$\delta E = T\delta S + \Omega\delta J.$$

We wzorze tym człon  $\Omega\delta J$  przedstawia pracę, podczas gdy  $T\delta S$  przedstawia przekazane ciepło. W powyższym wzorze dla czarnych dziur,  $\Omega\delta J$  zapewne nadal przedstawia wykonaną pracę, jest więc naturalnym uważać  $\kappa/8\pi\delta A$  za przekazane ciepło. Jeżeli interpretacja taka jest poprawna, to możemy pójść dalej i nazwać  $\beta\kappa$  temperaturą wirującej czarnej dziury, natomiast  $A/8\pi\beta$  — jej entropia.

Ta terminologia i związana z nią interpretacja są zgodne z tym co powiedzieliśmy w rozdziale 2 — iż jesteśmy w stanie regulować, jaki ułamek uzyskiwanej rotacyjnej energii kinetycznej może wykonywać pracę na zewnątrz horyzontu, a jaki ułamek wraca z powrotem do czarnej dziury w postaci, z której nie będzie można go ponownie odzyskać. Daliśmy tam przykłady, kiedy zasadniczo cała energia rotacyjna nadaje się do wykonania pracy oraz kiedy żadna jej część nie może pracy wykonać. W języku termodynamiki wszystkie te przypadki można scharakteryzować za pomocą wydajności procesu uzyskiwania energii ze źródła.

Jednakże właściwością czarnych dziur najbardziej istotną dla uzasadnienia naszej terminologii jest prawo wzrostu pola powierzchni horyzontu, związanego z oddziaływaniami zewnętrznymi. Gdyby prawo to dało się ściśle udowodnić, byłby to argument rozstrzygający. To właśnie prawo zmusza nas do uważania wielkości  $\kappa/8\pi\delta A$  za ciepło, nie zaś za pracę, a tym samym za miarę dysypacji. Możemy więc dalej stosować terminologię z termodynamiki i nazwać proces zmiany rotacyjnej energii kinetycznej czarnej dziury *odwracalnym*, natomiast zmianę jej pola powierzchni — procesem *nieodwracalnym*.

Powyższych rozważań nie należy interpretować w tym sensie, iż żadna ilość ciepła zawartego w czarnej dziurze nie może być użyta do wykonania pracy na zewnątrz. Jak wykazał Bekenstein, mamy tu sytuację taką samą jak w zwykłej termodynamice. Tam, pojedynczy układ w równowadze termicznej nie może wykonywać pracy, natomiast dwa układy, z których każdy znajduje się w równowadze w innej temperaturze, mogą oddziaływać tak, aby wykonywać pracę. W przypadku czarnych dziur, nie można otrzymać pracy drogą wydobywania części masy z niewirującej czarnej dziury, natomiast dwie czarne dziury, początkowo odległe od siebie i niemal stacjonarne, mogą oddziaływać grawitacyjnie w taki sposób, ażeby wykonać pracę. W skrajnym przypadku dwie czarne dziury mogą zderzyć się i połączyć, tworząc jedną nową czarną dziurę, o ile tylko hipoteza kosmicznego cenzora jest prawdziwa. W czasie trwania tego procesu obie czarne dziury będą emitować fale grawitacyjne, które mogą być użyte do wykonania jakiejś pracy. Jednakże ilość tej pracy jest ograniczona przez prawo wzrostu pola powierzchni. W prostym przypadku dwu niewirujących czarnych dziur, każdej o masie  $M_i$ , które łączą się dając jedną o masie  $M_f$ , prawo wzrostu pola powierzchni wymaga, aby

$$M_f^2 > 2 M_i^2.$$

A zatem mniej niż  $(2 - \sqrt{2})M_i$  mogłoby być wypromieniowane w falach grawitacyjnych, a następnie zamienione na użyteczną pracę [17].

Musimy teraz zastanowić się jaki wpływ na te rozważania ma dokonane przez Hawkinga odkrycie, iż czarna dziura promieniuje dzięki procesom kwantowym. Odkrycie to omówimy w następnym rozdziale, jednakże nie możemy pominąć go obecnie, bowiem proces Hawkinga może prowadzić do zmniejszenia pola powierzchni czarnej dziury. W jakim stopniu wpływa to na poprzednie rozumowanie, w którym użyliśmy prawa wzrostu pola horyzontu aby uzasadnić interpretację członu  $\frac{\kappa}{8\pi}\delta A$  jako przekazu ciepła?

Należy sądzić, że zjawisko Hawkinga silnie popiera tę interpretację. Rzecz w tym, że w zjawisku Hawkinga promieniowanie pojawiające się na zewnątrz i uciekające do nieskończoności ma widmo *termiczne* o temperaturze proporcjonalnej do przyspieszenia grawitacyjnego  $\kappa$  na powierzchni. Innymi słowy, zmniejszenie pola czarnej dziury jest ściśle związane z wytworzeniem *ciepła*. Tym samym analogia z termodynamiką zwyczajnego gorącego ciała jest całkowita i tym bardziej winniśmy uważać wyrażenie  $\frac{\kappa}{8\pi}\delta A$  za przekaz ciepła.

Jako wprowadzenie do idei stanowiących podstawę zjawiska Hawkinga, rozważmy blisko z nim związany proces, który jest czysto kwantowej natury, ale który jest zgodny z prawem wzrostu pola horyzontu. Zaczynamy od rozpatrzenia omówionego w rozdziale 2 zjawiska superpromieniowania. Z kwantowomechanicznego punktu widzenia możemy uważać fale padające i wychodzące za przedstawiające wiązkę cząstek rozpraszanych przez wirującą czarną dziurę. Kwantowym odpowiednikiem superpromieniowania będzie wówczas emisja wymuszona. Przypomnijmy teraz, że w mechanice kwantowej zespół atomów i fotonów nie może osiągnąć stanu równowagi, jeżeli tylko wzbudzony atom nie będzie mógł wyemitować *spontanicznie* fotonu, przy czym współczynniki emisji spontanicznej i wymuszonej winny być ze sobą związane (Einstein [14], Dirac [13]). Oczywiście nie należy zakładać a priori, że układ zawierający obracającą się czarną dziurę powinien zawsze móc dojść do stanu równowagi z zespołem otaczających ją cząstek. Tym niemniej, jest rzeczą naturalną w tym momencie zapytać się, czy wirująca czarna dziura mogłaby poprzez efekty kwantowe emitować spontanicznie energię pod postacią strumienia cząstek.

Odpowiedzi twierdzącej na to pytanie udzielili Zeldowicz [46], Starobinski [41] oraz Unruh [42] (por. Bekenstein [2]). Przewidywane przez nich zjawisko jest oparte na kwantowych fluktuacjach próżni w ergosferze czarnej dziury. Wskutek tych fluktuacji w każdej chwili pojawiać się będą wirtualne pary złożone z cząstek i antycząstek. Jeżeli cząstki te mają masę spoczynkową  $m_0$ , a zatem energię  $m_0 c^2$ , to wówczas czas życia takich par w próżni będzie ograniczony przez zasadę nieoznaczoności  $\delta E \delta t \gtrsim \hbar$ , dającą maksymalną wartość rzędu  $\hbar/m_0 c^2$  (czas comptonowski). Na ogół jednak pole grawitacyjne czarnej dziury będzie różne w punktach, w których znajdują się cząstka i antycząstka, będzie więc można w pewnych przypadkach rozdzielić siłami grawitacyjnymi wirtualną parę na znaczną odległość (powiedzmy  $\sim \hbar/m_0 c$ ) w ciągu czasu comptonowskiego. Tak rozdzielona para wirtualna może uniknąć reanihilacji i dzięki temu zamienić się w parę realnych cząstek, których energia będzie pochodzić z pola grawitacyjnego czarnej dziury. Jeżeli dalej jedna z cząstek tej pary znajdzie się przypadkowo na orbicie o „ujemnej energii” i wskutek tego zostanie pochłonięta przez czarną dziurę, to druga cząstka nabierze dostatecznie dużej energii, aby wynurzyć się z ergosfery i w końcu uciec do nieskończoności. Taki efekt nie

powodowałyby zmniejszenia pola powierzchni czarnej dziury. Bezpośrednie obliczenia szybkości, z jaką moment pędu i energia byłyby wypromieniowywane przez wirującą czarną dziurę, dają ten sam wynik co oszacowania wynikające ze stanu równowagi [21], mianowicie

$$\frac{dJ}{dt} \sim -\frac{J}{M^3} \hbar,$$

oraz

$$\frac{dM}{dt} \sim -\frac{J^2}{M^6} \hbar.$$

Czas, w którym dziura utraci cały swój moment pędu, wynosi około  $M^3 \hbar$  i jest rzędu wieku Wszechświata dla  $M \sim 10^{15}$  g, pod warunkiem, że emitowane są cząstki tylko jednego rodzaju.

### 5. Promieniowanie termiczne czarnej dziury

Uważam, że dokonane niedawno przez Hawkinga [20, 21] odkrycie promieniowania termicznego czarnych dziur, jeżeli zostanie potwierdzone przez dokładniejsze obliczenia, może być uznane za jedno z największych osiągnięć w historii fizyki. Pogląd ten uzasadniam tym, iż Hawking odkrył zjawisko, które jest ważne pojęciowo, jest w zasadzie obserwowalne i zapewne ma duże znaczenie astrofizyczne, zjawisko, którego samo istnienie zależy w sposób fundamentalny od połączenia struktury pojęciowej i formalnej kwantowej teorii pola i ogólnej teorii względności. Unifikujące odkrycia o takim zasięgu są w fizyce rzadkie, a kiedy zdarzają się, prowadzą w konsekwencji do olbrzymiej ilości różnorodnych rezultatów. Przykładami są tu unifikacja elektryczności i magnetyzmu dokonana przez Faradaya, unifikacja elektromagnetyzmu i optyki dokonana przez Maxwella, czy też połączenie przez Einsteina grawitacji i bezwładności. W naszym przypadku mamy dodatkowo do czynienia z pojawieniem się głębokiej więzi z termodynamiką, a także z wyjątkowo nieoczekiwanym charakterem odkrycia Hawkinga.

Nadal oczekuje się na ostateczne potwierdzenie tego odkrycia, bowiem rachunki Hawkinga zależą od wciąż nie rozstrzygniętych zagadnień interpretacji. W szczególności potrzebna jest definicja kwantowego pojęcia cząstki w zakrzywionej czasoprzestrzeni związanej z czarną dziurą. Dla ogólnej czasoprzestrzeni jest to problem nie rozwiązany, jednakże Hawking potrafił wykorzystać fakt, iż czasoprzestrzeń czarnej dziury jest asymptotycznie płaska. Nawet w tym przypadku nie wszyscy eksperci są całkowicie przekonani co do poprawności procedury Hawkinga i przypuszczalnie debata nad technicznymi szczegółami trwać będzie jeszcze przez jakiś czas. Byłoby niewłaściwe wchodzić dokładniej w te zagadnienia w tym artykule, zatem dla celów wykładu przyjmę, że Hawking ma całkowicie rację.

Pod koniec rozdziału 4 widzieliśmy, że należy spodziewać się, iż obracająca się czarna dziura będzie emitować strumień cząstek, tracąc wskutek tego moment pędu. Zjawisko to obejmuje efekty kwantowe, jednak jest co najmniej „półklasyczne” w tym sensie, że podlega prawu wzrostu pola horyzontu oraz że jest ściśle związane z klasycznym zjawiskiem.



superpromieniowania. Oczywiście nie występuje ono dla nie obracających się czarnych dziur. To co odkrył Hawking jest *innym* efektem, prowadzącym do promieniowania z nie obracającej się czarnej dziury i przeczącym prawu wzrostu pola horyzontu. Sytuacja jest dość myląca z dwu przyczyn:

a) pomimo, że zjawiska Hawkinga i Starobinskiego-Unruha są różne, można im dać podobne heurystyczne wyjaśnienia, można je również połączyć razem tak, by opisywała je jedna prosta formuła;

b) zjawisko Hawkinga zachodzi wtedy gdy gwiazda zapada się całkowicie i tworzy czarną dziurę, natomiast nie zachodzi dla czarnych dziur, które „zawsze istniały”.

Rozważmy najpierw jedno z podanych przez Hawkinga wyjaśnień heurystycznych jego zjawiska. Zależy ono od istnienia, nawet dla nie obracających się czarnych dziur, obszarów zawierających orbity o „ujemnej energii”. Jednakże w odróżnieniu od sytuacji dla wirujących czarnych dziur, obszary te leżą (klasycznie) całkowicie *pod* horyzontem [a więc tam gdzie wektor Killinga, który jest czasowy nad horyzontem, staje się przestrzenny]. Weźmy teraz pod uwagę fluktuację, w której wirtualna para cząstek tworzy się tuż nad horyzontem nie obracającej się dziury. Możliwa jest sytuacja, w której jedna z cząstek pary znajdzie się w stanie o energii ujemnej, a więc w stanie, który jest klasycznie wzbroniony, ale który za pomocą kwantowego efektu tunelowego może przejść w jeden z dozwolonych stanów o energii ujemnej pod horyzontem. Jeżeli przejście tunelowe rzeczywiście zajdzie, to pojawi się strumień *ujemnej* energii przez horyzont do wnętrza, a zatem nastąpi *zmniejszenie* pola horyzontu. Druga cząstka pary będzie mieć w tej sytuacji energię dodatnią, a więc będzie mogła uciec z pobliża horyzontu do nieskończoności. Jeżeli przejście tunelowe nie zajdzie, wirtualna para ulegnie po prostu rekombinacji.

Zapewne nie jest rzeczą zaskakującą, że prawdopodobieństwo przejścia tunelowego jest określone przez przyspieszenie grawitacyjne na powierzchni. Natomiast szczególnie godnym uwagi jest fakt, że prawdopodobieństwo efektu tunelowego jest wyznaczone w taki sposób, iż *widmo energii emitowanych cząstek jest takie samo jak widmo promieniowania termicznego ciała doskonale czarnego o temperaturze  $\hbar\kappa/2\pi c k$* . Dzięki temu przedstawiona wcześniej interpretacja wielkości  $\kappa$ , jako proporcjonalnej do temperatury czarnej dziury, uzyskuje pełne potwierdzenie w rozstrzygającym dla całej analogii termodynamicznej zjawisku. Efekt Hawkinga bowiem umożliwia czarnej dziurze osiągnięcie stanu równowagi termicznej z polem promieniowania ciała czarnego<sup>10</sup>. Ponadto, w tym zjawisku można wyliczyć dokładną wartość stałej proporcjonalności  $\beta$ .

Powyższego heurystycznego objaśnienia zjawiska Hawkinga nie należy jednak brać zbyt dosłownie, bowiem pasuje ono równie dobrze do „wiecznych” czarnych dziur, jak i do dziur powstałych w wyniku zapadania grawitacyjnego. W pierwszym przypadku jednak czasoprzestrzeń na zewnątrz horyzontu jest wszędzie statyczna lub stacjonarna, co przypuszczalnie powoduje, iż produkcja realnych par cząstek nie zachodzi [w obecności czasowego wektora Killinga stany o częstościach dodatnich i ujemnych nie mieszają się ze sobą]. Z drugiej strony, podczas zapadania się, nawet na etapie końcowym, gdy powierzchnia gwiazdy zbliża się do horyzontu, metryka wewnątrz gwiazdy będzie nadal zależna

<sup>10</sup> Jednakowoż trzeba stwierdzić, że równowaga ta jest nietrwała, bowiem, jak widzieliśmy, im więcej czarna dziura wypromieniowuje energii, tym staje się bardziej gorąca.

od czasu, dzięki czemu pary realnych cząstek będą mogły być produkowane. Z tego punktu widzenia uderzającą cechą zjawiska Hawkinga jest nie to, że otrzymał on różną od zera zdolność emisji, lecz to, że otrzymał emisję promieniowania niezależną od szczegółowej struktury gwiazdy i od przebiegu zapadania. Wynik ten przypomina nam twierdzenie o jednoznaczności dla rozwiązań Schwarzschilda i Kerra jako końcowych metryk zewnętrznych związanych z uformowaniem czarnej dziury. Tutaj również należy spodziewać się skomplikowanych efektów na etapach przejściowych. Natomiast rezultat otrzymany przez Hawkinga odnosi się do asymptotycznej emisji promieniowania, która zaczyna dominować wtedy, gdy emisja przejściowa związana z pośrednimi etapami zapadania już wygaśnie. Właśnie ta asymptotyczna emisja jest zależna wyłącznie od przyspieszenia grawitacyjnego na powierzchni czarnej dziury.

Hawking podał również formułę spektralną dla emisji fotonów przez wirującą czarną dziurę, opisującą połączony efekt dwu zjawisk: emisję termiczną oraz zjawisko Starobinskiego-Unruha. Formuła ta zawiera czynnik

$$\frac{pdp}{\exp\left\{\frac{1}{2\pi\kappa}(p-m\Omega)\right\}-1},$$

gdzie  $p$  jest pędem emitowanych fotonów. Dla dużych mas  $\kappa$  jest małe, więc czynnik ten jest zaniedbywalny dla  $p > m\Omega$ . Z drugiej strony dla  $p < m\Omega$  jest on niemal równy  $-pdp$ , co jest z kolei wynikiem Starobinskiego i Unruha. A zatem dla dużych mas emisja termiczna jest mała i przeważa zjawisko superpromieniowania. Oczywiście emisja fotonów nie jest tu szczególnie wyróżniona i należy się spodziewać kreacji par wszelkich istniejących w przyrodzie rodzajów cząstek elementarnych, aczkolwiek dla cząstek o masie spoczynkowej  $m_0$  tempo produkcji będzie znikome dopóki temperatura nie będzie spełniać nierówności  $kT_{BH} \gtrsim 2m_0 c^2$ . Jest rzeczą jasną, że odkrycie Hawkinga będzie mieć ogromne znaczenie dla zrozumienia, w jaki sposób w przyszłości połączyć mechanikę kwantową z ogólną teorią względności. Zapewne okaże się też równie ważne dla astrofizyki i kosmologii. Hawking zaproponował już dwa możliwe zastosowania. Pierwsze z nich opiera się na fakcie, że czas  $\tau$  potrzebny czarnej dziurze o masie  $M$  na wypromieniowanie połowy masy za pomocą termicznej emisji jest rzędu

$$\tau \sim 10^{10} \left( \frac{M}{10^{15}} \right)^3 \text{ lat}, \quad (7)$$

przy czym masa jest wyrażona w gramach. Tak więc w miarę, jak czarna dziura promieniując traci masę, czas  $\tau$  gwałtownie spada, aż wreszcie w ostatnich dziesiątych częściach sekundy zostaje uwolniona energia rzędu  $10^{30}$  ergów; innymi słowy czarna dziura kończy żywot potężną eksplozją! Na tym końcowym etapie temperatura czarnej dziury będzie tak wysoka, iż wśród kreowanych fotonów dominować będą kwanty gamma.

Jak widać z (7), czarne dziury o masach bliskich masie słońca nie ulegną takiej eksplozji przez czas rzędu  $10^{54}$  razy czas Hubble'a. Jest jednak możliwe, że we wczesnych stadiach ewolucji Wszechświata uformowały się czarne dziury o masach  $10^{15}$  g, takie małe dziury wybuchają właśnie w obecnym czasie. Eksplozje tego typu mogą mieć duże znaczenie w astrofizyce [7].

Drugim, kosmologicznym, zastosowaniem sugerowanym przez Hawkinga jest wzięcie pod uwagę jeszcze mniejszych czarnych dziur, które mogły się wytworzyć, a następnie wyparować we wczesnych etapach ewolucji Wszechświata. Hawking przypuszcza, że wyemitowane przez nie promieniowanie może stanowić określony wkład do obserwowanego obecnie mikrofalowego promieniowania tła o temperaturze 3 K.

## 6. Cztery prawa termodynamiki czarnych dziur

Tytuł tego rozdziału pochodzi z ważnej pracy Bardeena, Cartera i Hawkinga [1]. Ściśle biorąc, zatytułowali oni swą pracę „Cztery prawa mechaniki czarnych dziur”, bowiem napisali ją zanim jeszcze Hawking stwierdził, iż temperatura czarnej dziury zdefiniowana za pomocą zasady wzrostu pola horyzontu oraz wzoru (2) jest także jej temperaturą radiacyjną. W owym czasie uznali więc, że analogia z prawdziwą termodynamiką jest mocno ograniczona. Obecnie jest jasne, że jeśli zjawisko Hawkinga rzeczywiście występuje, to wówczas ograniczenie to znika, na co zwrócił uwagę Hawking w swej następnej pracy [22]. Jak już wspominaliśmy poprzednio, w obliczu złożonych trudności pojęciowych związanych ze sformułowaniem kwantowej teorii pola w zakrzywionej klasycznej czasoprzestrzeni, nadal utrzymują się pewne wątpliwości co do poprawności wyniku Hawkinga. W szczególności pozostaje zawity problem właściwego wyboru warunków brzegowych [dla feynmanowskiej funkcji Greena]. Moim zdaniem najsilniejszym argumentem na rzecz wyniku Hawkinga nie jest pełne zrozumienie wysoce złożonej metody wyprowadzenia, lecz po prostu czysto termodynamiczny charakter samego wyniku końcowego. Wydaje się, że pogląd ten podziela również sam Hawking [22].

### Zerowe prawo

Prawo to stwierdza, że przyspieszenie grawitacyjne na powierzchni czarnej dziury jest stałe na całym horyzoncie. Twierdzenie to zostało udowodnione w pracy [1] i w naturalny sposób odpowiada zerowemu prawu termodynamiki, jeśli tylko przyjąć, że grawitacja powierzchniowa czarnej dziury jest proporcjonalna do jej temperatury.

### Pierwsze prawo

Piszemy je w postaci

$$\delta \dot{M} = \frac{\kappa}{8\pi} \delta A + \Omega \delta J,$$

która również została udowodniona w pracy [1]. Prawo to odpowiada pierwszemu prawu termodynamiki, jeżeli  $\kappa$  jest proporcjonalne do  $T$ , oraz  $\delta A$  do  $\delta S$ .

### Drugie prawo

Jest to po prostu dobrze znane drugie prawo termodynamiki uzupełnione warunkiem, że jeśli układ zawiera czarne dziury, to wówczas do entropii zwykłej materii należy dodać człon proporcjonalny do pola powierzchni horyzontu. Bekenstein [2, 4] sformułował tak

zmodyfikowane drugie prawo i zrobił kilka kroków w kierunku udowodnienia go, jednakże do pełnego dowodu potrzebna była znajomość termicznych własności promieniowania czarnych dziur. Ostateczny dowód został podany przez Hawkinga w 1976 r. [22].

### Trzecie prawo

Konwencjonalne sformułowanie trzeciej zasady termodynamiki brzmi, że nie można obniżyć temperatury układu fizycznego do zera absolutnego za pomocą skończonej ilości operacji. Zastosowana do czarnych dziur wersja tego prawa polega po prostu na zastąpieniu temperatury przez przyspieszenie grawitacyjne na powierzchni. Sens tego sformułowania możemy dostrzec za pomocą wzoru (4), dającego wartość grawitacji powierzchniowej dla czarnej dziury Kerra. Widzimy stamtąd, że zero absolutne odpowiada maksymalnej dziurze Kerra, tzn. maksymalnej wartości momentu pędu przy danej masie ( $J = M^2$ ), która jest do pogodzenia z istnieniem horyzontu zdarzeń. Utworzenie czarnej dziury Kerra, która jest maksymalna, polega na rozkręceniu czarnej dziury do stanu z  $J = M^2$ . Jak wykazali Bardeen, Carter i Hawking, gdyby można było to osiągnąć po wykonaniu skończonej ilości kroków, wówczas stan z  $J > M^2$  byłby do uzyskania już w następnym kroku. Wynikiem byłaby goła osobliwość; tego jednakże zabrania hipoteza kosmicznego cenzora. W ostateczności więc odwołujemy się do nieudowodnionej lecz rozsądnej hipotezy kosmicznego cenzora.

Widzieliśmy poprzednio, że hipoteza cenzora jest słuszna w szeregu szczególnych przypadków. Mechanizm fizyczny, który wykorzystuje czarna dziura, aby nie dać się rozkręcić do zbyt dużych wartości momentu pędu, polega, przynajmniej w liniowym przybliżeniu, na działaniu sił odpychających albo elektrostatycznych albo też typu spin-spin [44]. Niezależnie od tego jak bardzo te rozumowania są wyrafinowane, pozostają jeszcze daleko od ogólnego dowodu w pełnej nieliniowej teorii. Znalezienie takiego dowodu wydaje się bardzo trudne, jest to jednak najważniejszy nie rozwiązany problem klasycznej ogólnej teorii względności.

### 7. Wnioski

Powyższe rozważania wskazują na istnienie istotnych związków pomiędzy astrofizyką, ogólną teorią względności, teorią kwantów i termodynamiką. Wydaje się wysoce prawdopodobne, że dalsze głębokie związki oczekują na swe odkrycie. Jeżeli tak jest w istocie, to rozciąga się przed nami bogate pole badań, które otworzy nam rzeczywiście nowe perspektywy w astronomii.

Autor wyraża swą wdzięczność Rogerowi Penrose'owi za liczne pomocne dyskusje.

Tłumaczył Leszek M. Sokołowski

Obserwatorium Astronomiczne  
Uniwersytet Jagielloński  
Kraków

## Literatura

- [1] J. M. Bardeen, B. Carter, S. W. Hawking, *Commun. Math. Phys.* **31**, 161 (1973).
- [2] J. D. Bekenstein, *Phys. Rev. D* **7**, 949 (1973).
- [3] J. D. Bekenstein, *Phys. Rev. D* **7**, 2333 (1973).
- [4] J. D. Bekenstein, *Phys. Rev. D* **9**, 3292 (1974).
- [5] S. K. Bose, M. Y. Wang, *Phys. Rev. D* **10**, 1675 (1974).
- [6] L. Brillouin, *Science and Information Theory*, Academic Press, New York 1956.
- [7] B. J. Carr, *Astrophys. J.* **201**, 1 (1975).
- [8] B. Carter, *J. Math. Phys.* **10**, 70 (1969).
- [9] B. Carter, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 331 (1971).
- [10] B. Carter, w *Black Holes*, Eds. B. S. DeWitt and C. M. DeWitt, Gordon and Breach, New York 1973.
- [11] J. E. Chase, *Commun. Math. Phys.* **19**, 276 (1970).
- [12] D. Christodoulou, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1596 (1970).
- [13] P. A. M. Dirac, *The Principles of Quantum Mechanics*, Oxford, University Press 1947.
- [14] A. Einstein, *Phys. Z.* **18**, 121 (1917).
- [15] G. W. Gibbons, *Nature Phys. Sci.* **240**, 77 (1972).
- [16] J. B. Hartle, *Phys. Rev. D* **8**, 1010 (1973).
- [17] S. W. Hawking, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 1344 (1971).
- [18] S. W. Hawking, *Commun. Math. Phys.* **25**, 152 (1972).
- [19] S. W. Hawking, w *Black Holes*, Eds. B. S. DeWitt and C. M. DeWitt, Gordon and Breach, New York 1973.
- [20] S. W. Hawking, *Nature* **248**, 30 (1974).
- [21] S. W. Hawking, *Commun. Math. Phys.* **43**, 199 (1975).
- [22] S. W. Hawking, *Phys. Rev. D* **13**, 191 (1976).
- [23] S. W. Hawking, G. F. R. Ellis, *The Large Scale Structure of Spacetime*, Cambridge University Press, Cambridge 1973.
- [24] S. W. Hawking, R. Penrose, *Proc. Roy. Soc.* **A314**, 529 (1970).
- [25] *Quantum Gravity, an Oxford Symposium*, C. J. Isham, R. Penrose and D. W. Sciama, editors, Oxford University Press, Oxford 1975.
- [26] W. Israel, *Phys. Rev.* **164**, 1776 (1967).
- [27] W. Israel, *Commun. Math. Phys.* **8**, 245 (1968).
- [28] R. P. Kerr, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 237 (1963).
- [29] L. Landau, E. M. Lifshitz, *Statistical Physics*, Pergamon Press, London 1958.
- [30] D. Lynden-Bell, R. Wood, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **138**, 495 (1968).
- [31] C. W. Misner, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 994 (1972).
- [32] H. Muller zum Hagen, D. C. Robinson, H. J. Seifert, *Gen. Rel. Grav.* **4**, 53 (1973).
- [33] E. T. Newman, E. Couch, K. Chinnapared, A. Exton, A. Prakesh, R. Torrance, *J. Math. Phys.* **6**, 918 (1965).
- [34] R. Penrose, *Rivista Nuovo Cim.* **1**, 252 (1969).
- [35] R. Penrose, R. M. Floyd, *Nature* **229**, 177 (1971).
- [36] R. H. Price, *Phys. Rev. D* **5**, 2419 (1972).
- [37] R. H. Price, *Phys. Rev. D* **5**, 2439 (1972).
- [38] D. C. Robinson, *Phys. Rev. D* **10**, 458 (1974).
- [39] D. C. Robinson, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 905 (1975).
- [40] D. W. Sciama, *Modern Cosmology*, Cambridge University Press, Cambridge 1971.
- [41] A. A. Starobinsky, *JETP* **64**, 48 (1973).
- [42] W. G. Unruh, *Phys. Rev. D* **10**, 3194 (1974).
- [43] C. V. Vishveshwara, *J. Math. Phys.* **9**, 1319 (1968).
- [44] R. M. Wald, *Ann. Phys.* **82**, 548 (1974).
- [45] Y. B. Zeldovich, *JETP Lett.* **14**, 180 (1971).
- [46] Y. B. Zeldovich, *JETP* **35**, 1085 (1972).

## W S P O M N I E N I A — R O C Z N I C E

*Zbigniew Strugalski*Instytut Fizyki  
Politechniki Warszawskiej**Bronisław Kuchowicz****(1932-1978)**

Odszedł od nas nagle, w dniu 3 czerwca 1978 roku, w pełni sił twórczych, pozostawiając ambitne i oryginalne zamierzenia badań naukowych, działalności popularyzatorskiej, edytorskiej i dydaktycznej. Wiązał je z wymarzonymi przez siebie warunkami pracy w Centrum Astronomicznym im. Mikołaja Kopernika w Warszawie, w jakich znalazł się na kilka miesięcy, zanim nadeszła ta tragiczna chwila.

Był człowiekiem nieprzeciętnym, wyjątkowej pracowitości, wielkiego hartu woli. Wielki indywidualista, kochał ludzi, nie przechodził obojętnie obok czyjejkolwiek sprawy. Miał duszę artysty, wyostrzoną wrażliwość i wyobraźnię. Badania naukowe były jego pasją; popularyzacja najtrudniejszych działów fizyki i astrofizyki, kształcenie młodzieży absorbowowały go zupełnie — tym żył. Był fizykiem, ale, jak mówił mi niejednokrotnie, był fizykiem-przyrodnikiem o szerokim profilu zainteresowań. Nie wyobrażał sobie pracy w wąskiej dziedzinie, jak to w obecnych czasach jest często praktykowane.

Pamiętamy go dobrze jak w wolnych chwilach odwiedzał nas, na krótko, aby dowiedzieć się, co nowego, jakie są nowe rezultaty badań, co dzieje się w różnych laboratoriach. Przychodził to do pracowni fizycznych Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, to znowu Instytutu Fizyki Politechniki Warszawskiej lub do pracowni Obserwatorium Astronomicznego. Dyskutował, cieszył się osiągnięciami innych. Jak każdy, miał swoje sympatie, ale wielką życzliwością darzył wszystkich.

Daleki był od wszelkich intryg, unikał ich, nie miał na to czasu. Za zło odpłacał dobrem; takie postępowanie dostarczało mu wiele satysfakcji. Mógł sobie pozwolić na to — oprócz otaczającego go świata, ludzi i rzeczy miał swój własny świat idei, w którym żył. Tę sferę swojego życia dzielił tylko z nielicznymi. Obojętnie przechodził obok spraw materialnych, nawet o dużej wadze życiowej.

Umiał sobie zjednywać ludzi, znali go i lubili uczeni wielu krajów. Ujmował ich zarówno swą miłą powierzchownością, wielką kulturą osobistą i życzliwą względem każdego postawą, jak i wielką wiedzą encyklopedyczną, umiejętnością mówienia prosto o naj-

bardziej zawiłych problemach. Był doskonałym wykładowcą. Zapraszano go więc chętnie na konferencje międzynarodowe i jako wykładowcę w międzynarodowych szkołach fizyki i astrofizyki.

Urodził się 8 maja 1932 roku w Gnieźnie, w rodzinie byłego uczestnika Powstania Wielkopolskiego. Ojciec zmarł nagle, w roku 1940, poszukiwany uprzednio przez okupantów hitlerowskich. Obowiązki wychowania syna spadły na owdowiałą matkę. Naukę w gimnazjum rozpoczął na tajnych kompletach, ukończył ją w swoim rodzinnym mieście w roku 1950.

Studiował fizykę w Uniwersytecie Poznańskim w latach 1950-53 i fizykę i matematykę w Uniwersytecie Warszawskim w latach 1953-56. Stopień naukowy doktora nauk fizycznych uzyskał na Wydziale Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza w Poznaniu w roku 1967, na podstawie rozprawy *Ruch i statystyka neutrin w materii supergęstej*. Habilitował się w zakresie fizyki teoretycznej w roku 1977 w Uniwersytecie Warszawskim, gdzie w roku 1975 złożył na Wydziale Fizyki rozprawę pt. *Pewne modele kosmologiczne z płynem Weyssenhoffa*.

Od roku 1955 był pracownikiem Instytutu Badań Jądrowych w Warszawie, w Zakładzie Teorii Jądra Atomowego. W roku 1960 przebywał na dziewięciomiesięcznym stażu naukowym w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej. Począwszy od roku 1962 pracuje w Podyplomowym Studium Radiochemii przy Wydziale Chemii Uniwersytetu Warszawskiego, dokąd przeniósł się dla prowadzenia wykładów z fizyki jądrowej i matematyki stosowanej i uprawiania pracy naukowej w interesującej go dziedzinie. Wykładał przez 16 lat; w ciągu ostatnich 9 lat obowiązki te łączył z obowiązkami kierownika studium. Jednocześnie, w latach 1963-65, zajmuje się organizacją informacji naukowej oraz współpracy z zagranicą w Ośrodku Informacji o Energii Jądrowej Pełnomocnika Rządu d/s Wykorzystania Energii Jądrowej. Jesienią 1977 roku przechodzi do pracy w Centrum Astronomicznym im. Mikołaja Kopernika w Warszawie.

Spuścizna naukowa i popularyzatorska po Bronisławie Kuchowiczu obejmuje ponad 200 pozycji, w tym kilka książek.

Działalność naukową rozpoczął od rachunków dotyczących komory dryfowej akceleratora liniowego protonów. Niebawem zajął się badaniami teoretycznymi przemiany promieniotwórczej beta; rezultaty tych badań opublikował w latach 1958-61. Od roku 1961 zaczął pracować nad zagadnieniami z pogranicza astrofizyki jądrowej i relatywistycznej, w szczególności nad problemami neutrin w materii o wielkiej gęstości. Rezultaty jego badań, opublikowane w czasopismach naukowych, wzbudziły zainteresowanie za granicą, czego wynikiem było zaproszenie go do Włoch w roku 1966 dla wygłoszenia referatów w Uniwersytecie w Bolonii oraz, w roku 1968, do Instytutu Fizyki Akademii Nauk Związku Radzieckiego im. P. Lebediewa w Moskwie w celu wzięcia udziału w obradach Międzynarodowego Seminarium Neutrinowego. W tych latach ukazały się dwie jego książki napisane w języku angielskim: *Nuclear Astrophysics* i *The Bibliography of the Neutrino* stanowiące kompendia ówczesnej wiedzy i informacji naukowej z zakresu fizyki neutrin i astrofizyki. Pozycje te są wysoko cenione przez specjalistów zagranicznych; wielu z nich: J. A. Wheeler, A. G. W. Cameron, W. H. McCrea, G. Koczarow, W. A. Fowler, G. T. Zaccarin, L. Gratton dali temu wyraz w listach skierowanych do polskich fizyków.

W latach następnych Bronisław Kuchowicz zajmuje się stosowaniem wiedzy fizycznej,



*Bronisław Kuchowicz*



zwłaszcza z zakresu teorii grawitacji i fizyki jądrowej, do rozwiązywania zagadnień astrofizycznych. Różne jego prace z tego zakresu można zaliczyć do trzech zasadniczych grup: 1. Astrofizyka i fizyka neutrina — pola neutrinowe w ogólnej teorii względności i teorii grawitacji Einsteina-Cartana, problem neutrin słonecznych, propozycje eksperymentów neutrinowych; 2. Problemy syntezy pierwiastków — pierwiastków ciężkich i superciężkich, możliwość ich obserwacji w gwiazdach osobliwych i w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym; 3. Astrofizyka relatywistyczna i kosmologia — poszukiwanie rozwiązań ścisłych równań teorii grawitacji, które nadawałyby się do użycia jako modele kosmologiczne bądź jako modele relatywistycznych konfiguracji nadgęstych.

Poza pracami oryginalnymi z wymienionych dziedzin zajmował się zestawianiem przeglądów bibliograficznych. W latach 1968-71 wydał cztery tomy książki *Nuclear and Relativistic Astrophysics and Nuclid Cosmochemistry*: 1963-1967 stanowiącej systematyczny przegląd około 6000 pozycji bibliograficznych. W roku 1972 ukazała się jego broszura uzupełniająca bibliografię o neutronach do 1972 roku, przygotowana specjalnie dla uczestników Międzynarodowej Konferencji Neutrinowej w Balátonfüred. Bronisław Kucho wicz był członkiem komitetu organizacyjnego tej konferencji, powołanym przez fizyków ierskich.

W roku 1972, w okresie letnim, przebywa w Uniwersytecie w Cambridge jako *visiting fellow*; powraca tu w roku 1974 jako zaproszony dla wygłoszenia referatów w Advanced Study Institute z zakresu zagadnień powstawania i rozpowszechnienia pierwiastków chemicznych. W roku 1973 zaproszono go jako wykładowcę w Międzynarodowej Szkole Grawitacji i Kosmologii w Erice. W roku 1971 wygłasza referaty na Konferencji Międzynarodowej Ciężkich Jonów w Dubnej. Referuje rezultaty własnych badań i wygłasza obszernie przeglądy na III i IV Radzieckich Konferencjach Grawitacyjnych w Erewaniu, w roku 1971, i w Mińsku, w roku 1976. Występuje z referatami na Leningradzkich Międzynarodowych Seminariach Promieniowania Kosmicznego w latach 1973, 1974, 1976. W roku 1977 wygłasza referat na VIII Międzynarodowej Konferencji Grawitacji i Ogólnej Teorii Względności w Waterloo. Na zaproszenie instytutów w NRF przebywa w latach 1971 i 1974 z krótkimi wizytami w Kilonii, Hamburgu, Bonn i Kolonii, i w Ośrodku Badań Jądrowych w Geesthacht. Wygłasza tam referaty i wykłada z zakresu fizyki neutrin, grawitacji i nukleosyntezy. W roku 1976, na zaproszenie strony amerykańskiej, bierze udział w roboczej konferencji poświęconej powstawaniu pierwiastków, w Aspen; następnie przedstawia wyniki badań własnych w ośrodkach naukowych w Princeton, Chicago, Urbana, Irvine, Brookhaven National Laboratory. Również w Polsce występuje często z referatami naukowymi na konferencjach i seminariach. Miał wygłosić referat przeglądowy na Międzynarodowym Leningradzkim Seminarium Promieniowania Kosmicznego w październiku 1978 roku, jako zaproszony wykładowca. Zebrani na seminarium uczeni z całego świata na wieść o jego odejściu spontanicznie wstali i uczcili pamięć jego chwilą ciszy.

Wiele uwagi poświęcał popularyzacji wiedzy, pisał wiele artykułów przeglądowych dla różnych czasopism: *Fizyka w Szkole*, *Urania*, *Wszechświat*, *Postępy Fizyki*, *Postępy Astronomii*. Już po 3 czerwca ukazała się na półkach księgarskich napisana przez niego wraz z Jadwigą Teresą Szymczak książka popularnonaukowa *Dzieje materii przez fizyków odczytane*. Do Encyklopedii Fizyki Współczesnej, której ukazanie się planowane jest na rok 1980, weszły trzy jego artykuły. W druku w PWN znajduje się jego *Kosmochemia*.

Jego wkład zawierać będzie także redagowana przez R. Teisseyre *Fizyka i ewolucja wnętrza Ziemi*.

Od wielu lat pracował społecznie. W Zarządzie Oddziału Warszawskiego PTF zasiadał przez kilka kadencji; w tym na stanowisku wiceprezesa w latach 1971-75. Aktywną działalność rozwinął w ramach Polskiego Towarzystwa Miłośników Astronomii, za co uchwałą Krajowego Walnego Zjazdu PTMA z dnia 20. 10. 1973 roku odznaczony został Srebrną Honorową Odznaką tego towarzystwa. W grudniu 1974 roku odznaczony został Medalem Kopernikowskim.

Znał doskonale języki angielski, niemiecki i rosyjski. W połączeniu z niespotykaną chłonnością umysłu pomagało mu to w studiowaniu prac z wielu dziedzin, nie tylko z zakresu fizyki i astrofizyki. Interesował się literaturą piękną, filozofią, historią, geografią, botaniką, biologią i chemią. Potrafił rozumieć autora, analizować i akceptować poglądy innych, nawet najbardziej niekonwencjonalne, dziwne.

Wszechstronny dorobek popularyzatorski Kuchowicza i jego walory osobiste zyskały mu szerokie uznanie i wdzięczność ogromnej większości ludzi, z którymi spotykał się. W naszej pamięci pozostaje jako człowiek wielkiej duszy, uczony wielkiej klasy, skromny, bezinteresowny i życzliwy wszystkim ludziom.

*Grzegorz Białkowski*

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski

*Adam Kujawski*

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## Wspomnienie o Bohdanie Karczewskim

### In Memory of Bohdan Karczewski

W dniu 10 grudnia 1978 r. odszedł od nas Bohdan Karczewski. Choć zabiła go ostatecznie choroba, która trawiła go już od kilkunastu lat, nigdy nie przypuszczaliśmy, że może ona mieć tak tragiczne konsekwencje. W chwili śmierci bliskiej nam osoby zawsze odczuwamy, że świat ubożeje. Rzadką jednak uczucie to jest tak przytłaczające jak w momencie zgonu Bohdana Karczewskiego. Chcemy tym wspomnieniem przedłużyć pamięć o nim i jego obecność wśród nas. Bohdan Karczewski był bowiem znakomitym fizykiem, popularyzatorem, wychowawcą i organizatorem życia naukowego, przede wszystkim był on jednak niezwykłym człowiekiem, pełnym dynamizmu i radości życia, źródłem optymizmu dla nas wszystkich.

Bohdan Karczewski urodził się w Grodzisku Mazowieckim 23 września 1930 r. Tam też rozpoczął naukę w szkole powszechnej i ukończył ją w trudnych warunkach okupacyjnych, aby następnie na tajnych kompletach kontynuować naukę na poziomie szkoły średniej. Rodzice Jego zostali aresztowani przez okupanta w roku 1943 za działalność niepodległościową. Matka wprawdzie powróciła do domu po kilku tygodniach, ale ojciec, wywieziony po śledztwie do Oświęcimia i następnie do Mauthausen, zginął tam w r. 1945. Wierny tradycjom swej rodziny Bohdan Karczewski należał w ostatnich latach wojny do Szarych Szeregów. Patriotyczna postawa zawsze go odtąd cechowała. Była ona pogłębiona wyniesioną ze szkoły znakomitą znajomością literatury polskiej, szczególnie zaś literatury polskiego romantyzmu, tak dobrze współbrzmiejącej z wojennym heroizmem.

Po ukończeniu szkoły średniej i uzyskaniu w Grodzisku matury w 1948 r., Bohdan Karczewski rozpoczął jesienią tegoż roku studia w zakresie fizyki na Wydziale Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Warszawskiego. Na jego zapalną wyobraźnię i rwący się do działania temperament działały idee sprawiedliwości społecznej. Jak wielu przedstawicieli

tego pokolenia należał on do OMTUR i potem do ZMP. Narastające stopniowo zainteresowania naukowe i zachodzące równolegle przemiany polityczne i społeczne coraz bardziej zwracały go ku fizyce. Mimo, że do działalności politycznej nigdy potem już nie powrócił, zawsze cechowało go szczere zaangażowanie w sprawę sprawiedliwości społecznej wyrażające się w aktywnym udziale w rozmaitych akcjach dla dobra ogółu i oddawaniu im swego czasu i sił. Nigdy potem nie był uczonym zamkniętym w świecie własnych badań i niewrażliwym na sprawy innych ludzi.

W r. 1952 rozpoczął pracę dydaktyczną w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego jako zastępca asystenta. W tymże roku ożenił się. Jego życie zaczęło więc wkraczać na tory normalnej stabilizacji. Nie były to jednak łatwe lata. Trudna sytuacja finansowa zmuszała go do podejmowania się różnych dodatkowych zajęć, które z pewnością nie przyspieszały jego dalszego rozwoju naukowego. W tym czasie przełożył on także na język polski kilka podręczników ze słynnego cyklu Landaua i Lifszica. Swoją karierę naukową rozpoczął jako uczeń profesora Wojciecha Rubinowicza. W ciągu wielu następujących lat dwóch tych ludzi łączyły, mimo znacznej różnicy wieku, więzy serdecznej przyjaźni. Tej przyjaźni Bohdan Karczewski pozostał zawsze wierny. Jedną z jego ostatnich poważnych prac edytorskich było wydanie obszernego wyboru dorobku naukowego jego mistrza i wychowawcy.

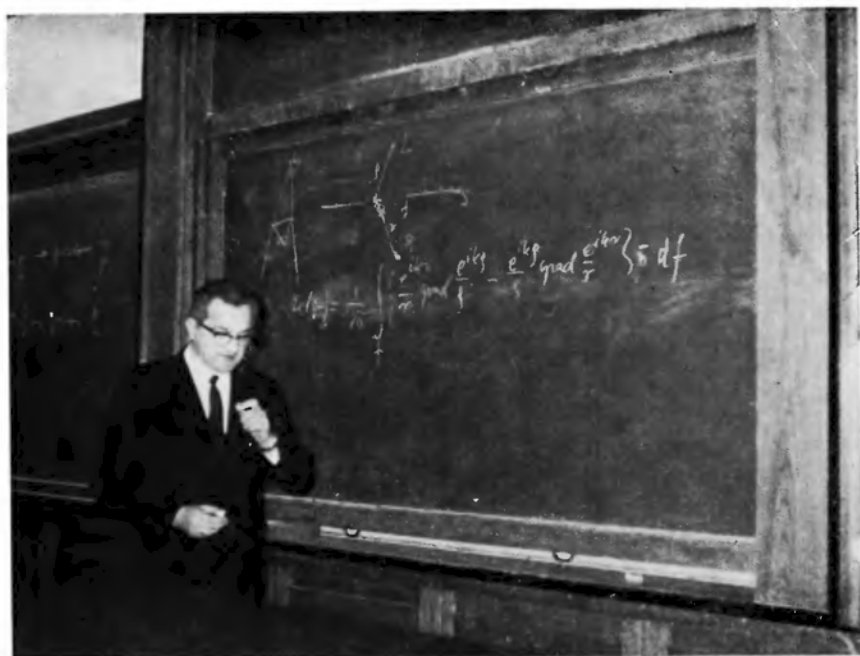
W roku 1954 Karczewski uzyskał tytuł magistra na podstawie pracy pt. *Ugięcie fal Diraca* i rozpoczął studia aspiranckie w Instytucie Fizyki PAN. Studia te zakończył uzyskaniem w roku 1959 stopnia doktora na podstawie rozprawy doktorskiej pod tytułem *Approximate Formulae of Diffracted Electromagnetic Wave*. Promotorem tej rozprawy był Wojciech Rubinowicz. Nastąpiły pierwsze wyjazdy zagraniczne. W roku 1960 przebywał na stypendium w Leningradzie u profesora V. A. Focka, a jesienią 1961 r. wyjechał na dwuletni staż naukowy do Uniwersytetu w Rochester (Stany Zjednoczone), gdzie pracował pod kierunkiem wybitnego optyka prof. E. Wolfa. Wyjazd ten był bardzo owocny pod względem naukowym. Gdy Bohdan Karczewski powrócił do kraju, mógł przedstawić rozprawę habilitacyjną pt. *Coherence Theory of the Electromagnetic Field*. Kolokwium habilitacyjne odbyło się w Instytucie Fizyki PAN w listopadzie 1963 r.

Jesienią tegoż roku rozpoczął się ważny etap w życiu Bohdana Karczewskiego, związany z pracą na Politechnice Warszawskiej. Początkowo prowadził on tam tylko wykłady zlecone, ale wkrótce otrzymał stanowisko docenta, a w r. 1967 został mianowany zastępcą dyrektora d/s naukowych Instytutu Fizyki Politechniki Warszawskiej (dyrektorem był wówczas profesor Szczepan Szczeniowski). W latach tych Karczewski rozwinął niezwykle aktywną działalność naukową, organizacyjną i dydaktyczną. Dzięki jego staraniom zmodernizowane zostały programy nauczania fizyki na wielu wydziałach politechnicznych, unowocześniła się problematyka badawcza, podniósł się poziom nauczania fizyki i ranga fizyki na Politechnice wydatnie wzrosła.

Bohdan Karczewski był zawsze zapalonym i utalentowanym dydaktykiem. Zdarzało się, że jego wykłady, bogato zawsze ilustrowane pokazami, były przerywane oklaskami studentów „przy podniesionej kurtynie”. Nieraz na zakończenie semestru dostawał kwiaty od słuchaczy. Był nauczycielem akademickim najwyższego formatu. Tę swoją właściwość doskonałego nauczyciela i wychowawcy przejawiał też w stosunku do młodych pracowników naukowych. Był promotorem siedmiu zakończonych przewodów doktorskich, a dwa



*Bohdan Karczewski*



**Bohdan Karczewski** wygłasza referat pt. *Dorobek Profesora Wojciecha Rubinowicza w teorii dyfrakcji*, z okazji sesji naukowej dla uczczenia 80 rocznicy urodzin profesora Rubinowicza

dalsze są tak bardzo zaawansowane, że Rada Wydziału Fizyki UW postanowiła, mimo śmierci Bohdana Karczewskiego uznać go za ich promotora. Dwu spośród jego bliskich współpracowników habilitowało się.

Po przejściu na emeryturę prof. Szczeniowskiego nie było wątpliwości, że jedynym kandydatem na stanowisko dyrektora Instytutu Fizyki PW jest Bohdan Karczewski. Pełnił on tę funkcję przez jedną trzyletnią kadencję, kontynuując swoje wysiłki zmierzające do podniesienia poziomu i rangi fizyki na Politechnice. W roku 1970, po powrocie z kolejnego pobytu za granicą (w Uniwersytecie Laval w Kanadzie), został mianowany profesorem nadzwyczajnym. Ta owocna działalność dla dobra fizyki i Politechniki została nagle przerwana odejściem Bohdana Karczewskiego ze stanowiska dyrektora Instytutu i w konsekwencji przeniesieniem się na Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego.

Ostatni etap działalności Bohdana Karczewskiego rozpoczął się jesienią 1973 r. w Instytucie Fizyki Doświadczalnej UW. Karczewski objął kierownictwo Zakładu Optyki, reorganizując go, poszerzając i unowocześniając jego tematykę badawczą. Pełnił zarazem szereg innych poważnych funkcji organizacyjnych. W latach 1973-77 był członkiem kolegium redakcyjnego czasopisma międzynarodowego *Optica Acta*. W latach 1973-76 był członkiem Centralnej Komisji Kwalifikacyjnej przy Prezisie Rady Ministrów. Od 1962 r. do śmierci był członkiem Amerykańskiego Towarzystwa Optycznego, które, dosłownie na miesiąc przed jego śmiercią wybrało go na swojego rzeczywistego członka (fellow of the Society). Od roku 1969 uczestniczył w działalności Komitetu Fizyki PAN, pełniąc od 1975 r. funkcję sekretarza naukowego tego ciała. Od roku 1974 był wiceprzewodniczącym Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego. W czasie II Kongresu Nauki Polskiej był przewodniczącym Podsekcji Fizyki Stosowanej w Sekcji Fizyki. W sierpniu 1975 r. został wybrany na wiceprzewodniczącego International Commission for Optics, a wybór ten ponowiono w r. 1978. Od r. 1976 pełnił faktycznie funkcje koordynatora problemu międzyresortowego MR-I.5, „Procesy oddziaływania promieniowania z materią”, grupującego niemal całość badań w zakresie optyki w skali ogólnopolskiej. W tym ogromnym zespole obowiązków umiał wyszukać jeszcze trochę czasu na pisanie artykułów popularnych, między innymi w miesięczniku matematyczno-fizycznym dla młodzieży *Delta*. Z ramienia Polskiego Towarzystwa Fizycznego zajmował się sprawami nauczania fizyki na każdym szczeblu, włączając w to sprawę przygotowania programu fizyki w nadchodzącej szkole dziesięcioletniej. W ciągu dwu ostatnich lat był zaproszony do wygłoszenia referatów w uniwersytetach w Monachium, Sofii, Rochester, Pizie i Bonn, był też wykładowcą w szkołach międzynarodowych optyki i uczestniczył w licznych konferencjach i kongresach naukowych.

Dorobek naukowy Bohdana Karczewskiego obejmuje 33 publikacje oryginalne. Nie spodziewane odejście nie pozwoliło mu dokończyć dwóch prac przygotowywanych do druku. Publikacje oraz bogata i różnorodna działalność dydaktyczna ukazują nam jego zainteresowania naukowe. Zainteresowania te, najogólniej mówiąc, obejmowały klasyczną i kwantową teorię pola elektromagnetycznego i ich zastosowanie. Praca doktorska wykonana pod kierunkiem profesora Rubinowicza, a następnie prace z okresu bezpośrednio po doktoracie poświęcone są klasycznej teorii dyfrakcji. Staż naukowy na Uniwersytecie w Rochester i współpraca z wybitnym optykiem prof. dr E. Wolfem przyniosły wiele wartościowych prac z zakresu teorii spójności promieniowania elektromagnetycznego.

Ten kierunek zainteresowań wiąże się ściśle z pracami w dziedzinie holografii, podjętymi na przełomie lat sześćdziesiątych i siedemdziesiątych. W latach ostatnich w ramach prac z optyki kwantowej na podkreślenie zasługują prace doświadczalne i teoretyczne na temat absorpcji dwufotonowej i jej zależności od własności statystycznych pochłanianego światła.

Duża część prac Karczewskiego, poświęcona dyfrakcji, dotyczy teorii dyfrakcji pola elektromagnetycznego sformułowanej przez F. Kottlera. Jest to teoria, która w ścisły sposób formułuje zasadę Huygensa dla pola elektromagnetycznego i pozostaje w pełnej analogii do teorii skalarnej wykorzystującej warunki graniczne zaproponowane przez G. Kirchhoffa. Bohdan Karczewski wykazał, że obliczony na podstawie teorii Kottlera rozkład natężenia w pobliżu granicy cienia geometrycznego — dla szerokiej klasy otworów uginających — jest taki sam jak rozkład wynikający z teorii skalarnej Kirchhoffa. Wykazał on także, że wynik ten obowiązuje zarówno w przypadku dyfrakcji Fresnela jak i Fraunhofera. Również dla dyfrakcji Fraunhofera w jednoznaczny sposób wprowadził i obliczył elektromagnetyczną falę ugięcia zgodnie z ideami Younga-Rubinowicza. Karczewski zajmował się również innymi wektorowymi teoriami dyfrakcji zaproponowanymi przez H. Severina, J. P. Vasseura i R. K. Luneburga. W szczególności wspólnie z E. Wolfem posługując się macierzą koherencji zbadał on własności polaryzacyjne pola ugiętego w każdej z powyższych teorii. Okazuje się, że dla dużych kątów ugięcia teorie Severina, Vasseura i Luneburga przewidują, iż całkowicie niespolaryzowana fala płaska ulega na skutek dyfrakcji całkowitemu spolaryzowaniu. Teoria Kottlera takiego efektu nie przewiduje.

Dla wielu zagadnień optyki wystarcza posługiwanie się stopniem spójności zdefiniowanym w ramach skalarnej teorii światła. Tak określony stopień spójności nie może opisywać wszystkich własności koherencyjnych pola elektromagnetycznego.

Karczewski pokazał, jak należy zdefiniować skalarny stopień spójności w ramach teorii koherencji pola elektromagnetycznego i jak jest on związany z wielkościami mierzalnymi. Omówione tutaj w skrócie wyniki badań Bohdana Karczewskiego, dotyczące teorii dyfrakcji i koherencji pola elektromagnetycznego należą do wyników o bardzo dużej wartości poznawczej i są dziś licznie cytowane w artykułach przeglądowych i monografiach a nawet w podręcznikach.

Karczewski zajmował się także problemem tzw. dyfrakcji „odwrotnej”, w którym na podstawie rozkładu pola ugiętego określa się pole fali padającej. Podał on teorię, będącą uogólnieniem teorii skalarnej, w której problem „odwrotny” dotyczy pola elektrycznego i magnetycznego lub ich funkcji korelacyjnych. Z pracami z dziedziny dyfrakcji i spójności wiążą się ściśle prace z holografii. Karczewski szczegółowo zanalizował możliwości zastosowania układu hologramów amplitudowych do zapisu i odtwarzania informacji. Stawiał sobie i swoim współpracownikom za cel skonstruowanie określonych typów pamięci holograficznych.

W pracach z zakresu optyki kwantowej obok badań nad własnościami koherencyjnymi promieniowania elektromagnetycznego emitowanego spontanicznie przez układ dwupoziomowych atomów, znajdujących się w tzw. stanie nadpromienistym, dużą grupę stanowią prace poświęcone badaniom dwufotonowej absorpcji światła. Podjęcie obowiązków kierownika Zakładu Optyki w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego zbliżyło jeszcze bardziej działalność naukową Karczewskiego do fizyki doświadczalnej. Wyrazem tego były prace wykonane pod jego kierunkiem i przy jego udziale,



na temat zależności dwufotonowej absorpcji światła od własności statystycznych światła laserowego. W pracach tych zbadano m. in. zależność dwufotonowej absorpcji od względnych natężeń dwóch jednocześnie generowanych modów laserowych oraz zależność od czasu prawdopodobieństwa absorpcji dwufotonowej dla jednomodowego promieniowania laserowego i promieniowania chaotycznego. Stwierdzono, iż dla czasów długich w porównaniu z czasami koherencji wymienionych rodzajów promieniowań, wydajność procesu dla promieniowania gaussowskiego może być kilkakrotnie większa niż w przypadku jednomodowego promieniowania laserowego.

Znaczenie osiągnięć i działalności naukowej Karczewskiego nie może być scharakteryzowana tylko publikacjami. Należy podkreślić i docenić głębokie zaangażowanie w kierowaniu pracami doktorskimi oraz organizowanie seminariów i aktywny w nich udział.

Śmierć Bohdana Karczewskiego pogrążyła w żałobie środowisko fizyków w Warszawie, w całej Polsce i na świecie. Na ręce władz Wydziału Fizyki napłynęły liczne depesze kondolencyjne. Jego przyjaciele amerykańscy mają opublikować o nim wspomnienie nekrolog w *Journal of the Optical Society of America*. Bohdan Karczewski był bowiem niezwykle ceniony jako doskonały fachowiec. Ale nie tylko dlatego. Bohdan był także wspaniałym człowiekiem, o szerokich horyzontach myślowych, rozległych zainteresowaniach, wielkim czytaniu. Znał i wysoce sobie cenił klasyczną literaturę światową i polską. Jego rozległa kultura humanistyczna pozwalała Mu na dostrzeganie właściwego sensu jego własnej działalności naukowej i uwarżliwiała go na wiążące się z uprawianiem nauki problemy moralne. Działalność ta angażowała jego najgłębsze pokłady duchowe. Nie pozwalał sobie nigdy zredukować się do poznającego umysłu. Charakterystyczny jest tytuł ostatniego jego referatu, którego z powodu choroby nie zdążył już w pełni przygotować i wygłosić: *O roli intuicji w fizyce*.

Znaliśmy go jako człowieka wielkiej prostoty i bezpośredniości, o ogromnym poczuciu humoru. Był dla wszystkich jeśli nie przyjacielem, to przynajmniej życzliwym kolegą. W stosunku do wszystkich swoich podwładnych i swoich przełożonych umiał być zawsze taki sam. Jako człowiek był dla wszystkich swoich bliskich wiecznym źródłem radości życia, którą potrafił zarażać nawet w trudnych chwilach. Był uosobieniem szlachetności i wspaniałomyślności w darowywaniu uraz, a uczucie zawiści było mu obce. Jego zmysł moralny kazał mu patrzeć na świat bez złudzeń, ale z nieustanną nadzieją. W sprawach, które uważał za ważne, potrafił występować w sposób wprawdzie maksymalnie opanowany i delikatny, ale stanowczy i bezkompromisowy, bez wahania kładąc na szalę swoją własną pozycję. Przysparzało mu to także niechętnych, ale zyskiwało skarb największy — czyste sumienie i szacunek uczciwych ludzi.

Takim go pamiętamy. Pojęcie śmierci szczególnie trudno godzi się z jego osobą.

*Zbigniew Rek*

Uniwersytet Warszawski  
Filia w Białymstoku

*Marek Szczekowski*

Instytut Badań Jądrowych  
Warszawa

## Nowa cząstka elementarna — lepton $\tau$

### The New Elementary Particle — Lepton $\tau$

*Abstract:* A short review of the discovery and properties of the new heavy lepton  $\tau$  is given.

#### 1. Wstęp

„Ponieważ miony istnieją w przyrodzie bez żadnego oczywistego powodu, być może istnieją w niej również inne ciężkie leptony”. Są to pierwsze słowa artykułu Y. S. Tsai [1] opublikowanego w 1971 r. Tsai, a także niezależnie od niego Thacker i Sakurai [2] rozważali możliwość istnienia ciężkich leptonów<sup>1</sup> i opisali kilka ich własności na cztery lata przed pierwszym doświadczalnym potwierdzeniem ich hipotezy [3]. W ich pracach jedynym argumentem przemawiającym za istnieniem ciężkich leptonów był fakt, że nie prowadziło to do sprzeczności z żadnym znanym wynikiem doświadczalnym. Natomiast teoretykom zajmującym się unifikacją oddziaływań elektromagnetycznych i słabych oraz modelami z cechowaniem nieabelowym [4] ciężkie leptony zaczęły być potrzebne do uzyskania pełnej wewnętrznej konsystencji modelu, np. do kasowania pewnych grafów o złym zachowaniu asymptotycznym, do spełnienia warunku symetrii kwarkowo-leptonowej itp. Spowodowało to szybki wzrost liczby modeli i przewidywanych przez nie nowych obiektów: leptonów, bozonów pośrednich, kwarków. Sprawdzając doświadczalnie istnienie lub nieistnienie pewnych leptonów, badając ich sprzężenia z prądami słabymi, możemy nawet przed bez-

<sup>1</sup> Wyrażenie „ciężki lepton” jest typowym oksymoronem, ponieważ słowo lepton pochodzi od greckiego słowa *leptós*, co znaczy drobny, lekki. Ze względów historycznych będziemy je jednak w naszym artykule używali na przemian z lepszymi naszym zdaniem określeniami — lepton  $\tau$  lub taon.

pośrednim odkryciem bozonów pośrednich poznać niektóre ich własności i przeprowadzić wstępną selekcję modeli. Problem ten jest bardzo ważny i rozległy i niewątpliwie przekracza znacznie ramy wstępnego artykułu przeglądowego. Dlatego nie będziemy tu przytaczać szczegółowych argumentów teoretycznych za istnieniem ciężkich leptonów, ani też podawać przeglądu modeli zawierających tego typu obiekty. Zamiast tego skupimy uwagę na doświadczalnej stronie zagadnienia — odkryciu ciężkiego leptonu i aktualnym stanie wiedzy na temat jego własności.

Zacznijmy od podstawowego pytania: Co to jest ciężki lepton? U podstaw definicji leptonów leżą trzy ich cechy: 1) są one fermionami; 2) są cząstkami bez struktury (punktowymi); 3) oddziałują jedynie elektromagnetycznie i słabo<sup>2</sup>. Natomiast w zakresie liczb kwantowych i innych własności mamy dużą swobodę. Mogą one mieć dowolny ładunek, masę, liczbę leptonową, spin i skrętność. Nie ma też żadnych teoretycznych ograniczeń na strukturę oddziaływań słabych, w których mogą uczestniczyć. Jak widać, liczba możliwych a priori obiektów, które zaliczylibyśmy do ciężkich leptonów, jest bardzo duża. Pewne uporządkowanie wprowadziła tutaj zaproponowana przez C. Llewellyna-Smitha [5] klasyfikacja naładowanych ciężkich leptonów oparta na liczbie leptonowej samej cząstki naładowanej i stowarzyszonej z nią cząstki neutralnej. Schemat tej klasyfikacji podany jest w tabeli 1.

Tabela 1

Klasyfikacja naładowanych ciężkich leptonów. Oznaczenia przyjęto wg M. Perla [6]:  $l_e$  i  $l_\mu$  oznaczają liczby leptonowe odpowiednio elektronową i mionową,  $l_\tau$  oznacza nową liczbę leptonową związaną z ciężkim leptonem  $\tau$

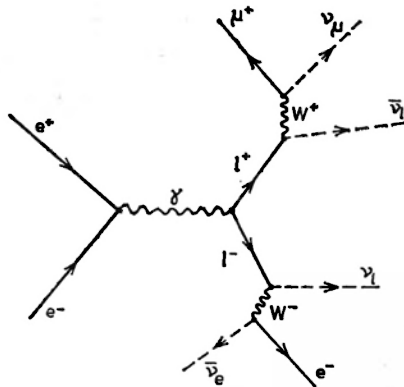
Nazwa	Ładunek elektryczny [e]	Liczba leptonowa			Stowarzyszona cząstka neutralna	Oznaczenie
		$l_e$	$l_\mu$	$l_\tau$		
Lepton sekwencyjny	-1	0	0	1	$\nu_\tau$	$\tau^-$
paramion	+1	0	1	0	$\nu_\mu$	$M^+$
paraelektron	+1	1	0	0	$\nu_e$	$E^+$
ortomion	-1	0	1	0	$\nu_\mu$	$\mu^{*-}$
ortoelektron	-1	1	0	0	$\nu_e$	$e^{*-}$

Podstawowa różnica między różnymi leptonami podanymi w tabeli polega na tym, że paraleptony i ortoleptony mają tę samą liczbę leptonową co znane już leptony, elektron lub mion (paraleptony różnią się od nich ładunkiem), a zatem 1) mogą się rozpadać elektromagnetycznie na elektron lub mion i kwant gamma, 2) mogą być produkowane przez wiązki neutrinowe  $\nu_\mu$  i  $\nu_e$ . W przeciwieństwie do nich leptony sekwencyjne mają własną liczbę leptonową i mogłyby być cząstkami trwałymi, gdyby nie miały neutralnego partnera lub gdyby miał on większą masę. Tendencyjne nieco oznaczenie tego partnera symbolem  $\nu_\tau$  zostało przyjęte przez analogię do neutrin, nie oznacza jednak z góry, że  $\nu_\tau$  ma być cząstką bezmasową o spinie  $\frac{1}{2}$ ; wymaga to sprawdzenia doświadczalnego.

Przejdźmy teraz do kolejnego ważnego problemu. Jak najłatwiej wykryć doświadczal-

<sup>2</sup> Zaniebujemy bardzo słabe oddziaływania grawitacyjne.

nie ciężkie leptony? Bez wątpienia najefektywniejszym narzędziem do produkcji i badania własności ciężkich leptonów są akceleratory wiązek przeciwbieżnych  $e^+e^-$ . W zderzeniu elektron — pozyton w tzw. mechanizmie jednofotonowym (rys. 1) zostaje wyprodukowany



Rys. 1. Diagram przedstawiający produkcję pary naładowanych ciężkich leptonów  $l^+$  i  $l^-$  w zderzeniu  $e^+e^-$  i ich przykładowy rozpad w kanale  $e^-\mu^+$ . Liniami falistymi zaznaczono wirtualne cząstki w stanach pośrednich, a liniami przerywanymi nieobserwowalne doświadczalnie neutrino. Reakcja zachodzi przez pośredni stan jednofotonowy  $\gamma$ . Bozony pośrednie słabych oddziaływań  $W^\pm$  reprezentują oddziaływania słabe

foton wirtualny, który rozpada się następnie na parę ciężkich leptonów  $l^+l^-$  (reakcja taka jest możliwa bez względu na typ i liczby kwantowe  $l$ , o ile tylko energia w układzie środka masy przekracza  $2m_l$ )

$$e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow l^+l^-, \quad (1)$$

po czym ciężkie leptony rozpadają się dalej w jednym z kanałów

$$\begin{aligned} l^- &\rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_l \\ &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_l \\ &\rightarrow h^- \nu_l \quad (\text{gdzie } h^- = \pi^-, \rho^-, A_1^-, K^-, K^{*-}) \\ &\rightarrow X \nu_l, \end{aligned} \quad (2)$$

gdzie  $X$  oznacza dowolny układ kilku hadronów. Nawet pobieżna analiza tej reakcji pozwala stwierdzić, że 1) ze względu na swą egzotykę z punktu widzenia „starej” fizyki kanałem najbardziej dogodnym do poszukiwań sygnału ciężkich leptonów jest reakcja

$$e^+e^- \rightarrow l^+l^- \quad (3)$$

$$\begin{cases} \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_l (\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_l) \\ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_l (e^+ \nu_e \bar{\nu}_l) \end{cases}$$

gdzie oprócz elektronu i mionu nie obserwuje się żadnej cząstki; 2) ogromna większość przypadków zawierać będzie tylko 2 cząstki naładowane; 3) przypadki te będą miały zwykle dużą masę brakującą, ponieważ będzie w nich produkowanych od dwóch do czterech nieobserwowalnych neutrino.

Wychodząc z tych założeń przeprowadzono za pomocą akceleratorów  $e^+e^-$  w Stanford (USA) i w Hamburgu (RFN) eksperymenty, które doprowadziły do odkrycia i zbadania własności nowego naładowanego ciężkiego leptonu. Odkrycie to będzie tematem naszego artykułu. Rozpocznemy od podania krótkiego opisu akceleratora wiązek przeciwbieżnych (rozdz. 2) oraz detektora, który umożliwił odkrycie ciężkiego leptonu (rozdz. 3). Następnie w rozdziale 4 opowiemy o samym odkryciu, a na zakończenie w rozdziale 5 podamy krótki opis własności ciężkiego leptonu, porównując przewidywania teoretyczne z doświadczeniem.

## 2. Wiązki przeciwbieżne elektron-pozyton

Badania anihilacji elektronów i pozytonów przy wysokich energiach byłyby bardzo trudne bez zastosowania stosunkowo młodej, bo liczącej około 15 lat, techniki wiązek przeciwbieżnych (rys. 2) [7]. W akceleratorze konwencjonalnym przyspieszona wiązka cząstek pada na tarczę znajdującą się w spoczynku. Dostępna w układzie środka masy cząstki przyspieszanej i cząstki tarczy (o masie  $m_T$ ) energia —  $E^*$ , stanowi tylko niewielki ułamek <sup>3</sup> energii cząstki padającej  $E_p$ :  $E^* = \sqrt{2m_T E_p}$ . Natomiast przy przyspieszaniu obu cząstek do tej samej energii, zderzenie następuje w układzie środka masy i  $E^* = 2E_p$ .

Ceną, jaką płacimy za to 100% wykorzystanie energii cząstek w akceleratorach wiązek przeciwbieżnych, jest mniejsza liczba oddziaływań na jednostkę czasu —  $\dot{N}$ . Liczba ta proporcjonalna jest do przekroju czynnego  $\sigma$  na wybrane oddziaływanie —  $\dot{N} = L\sigma$ , gdzie współczynnik proporcjonalności  $L$  zwany jest świetnością (*luminosity*) akceleratora. Jeżeli mamy cząstki ułożone w  $n$  grupach po  $N_1$  cząstek w jednej wiązce akceleratora i w  $n$  grupach po  $N_2$  cząstek w wiązce przeciwbieżnej, a obie wiązki o przekroju poprzecznym  $s$  wykonują  $f$  obiegów na sekundę, to łatwo pokazać, że  $L = fnN_1N_2/s$ . Pamiętając, że natężenia prądów elektrycznych są  $I_1 = fnN_1$  i  $I_2 = fnN_2$ , otrzymujemy świetność  $L = I_1 I_2 / fns$ . Otrzymywane obecnie natężenia wiązek w akceleratorach  $e^+e^-$  wynoszą około 50 mA (ok.  $3.3 \cdot 10^{17}$  elektronów/s), co odpowiada liczbie rzędu  $10^{11}$  cząstek w każdej wiązce. Otrzymuje się dość łatwo (zwłaszcza przy dużych energiach) przekroje poprzeczne wiązek elektronowych rzędu kilku milimetrów kwadratowych. Daje to świetność w granicach  $L = 10^{30} - 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  w zależności od energii wiązki. Dla porównania w akceleratorze konwencjonalnym w typowym eksperymencie licznikowym i wiązce  $\sim 10^{12}$  cząstek otrzymuje się  $L$  rzędu  $10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

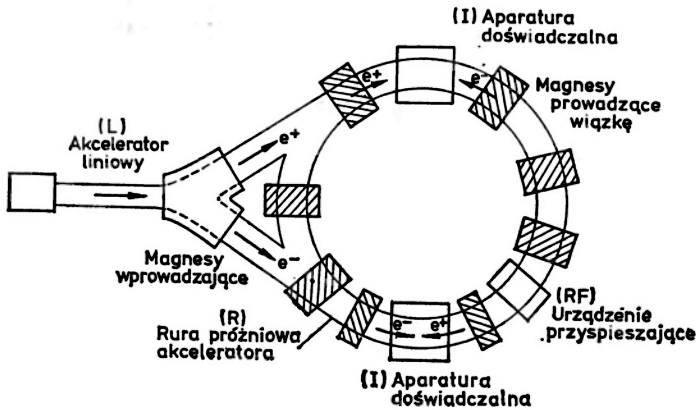
Jakiej liczby przypadków powinniśmy się więc spodziewać w typowym eksperymencie wykonywanym przy użyciu akceleratora  $e^+e^-$ ? Jak wspomnieliśmy w rozdziale 1, w anihilacji  $e^+e^-$ , przy obecnie osiągalnych energiach  $E^* \approx 8 \text{ GeV}$ , mamy do czynienia głównie

<sup>3</sup> Największe obecnie akceleratory konwencjonalne (synchrotrony protonowe w CERNie (Genewa) i FNAL (Batavia, USA)) dla zderzeń proton-proton przy wiązce o energii 400 GeV uzyskują energię w środku masy równą 28 GeV czyli około 7% energii wiązki. Mała masa tarczy w przypadku zderzeń  $e^+e^-$  powoduje, że ułamek wykorzystanej tutaj energii jest jeszcze mniejszy. Przykładowo, energię 10 GeV w środku masy można uzyskać zderzając dwie cząstki o energii 5 GeV każda, lub przyspieszając elektrony do energii 100 000 GeV (100 TeV) w akceleratorze konwencjonalnym!

z elektromagnetycznym procesem jednofotonowym (rys. 1), można więc policzyć przekroje czynne [7]. Na przykład dla reakcji  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{8E^{*2}} \frac{1}{2} \beta(3-\beta^2) \frac{1}{\beta-1} \frac{86.8 \text{ nb}}{E^{*2}}, \quad (4)$$

gdzie  $\alpha$  oznacza stałą sprzężenia elektromagnetycznego (stała struktury subtelnej), a  $\beta = v/c$  jest prędkością leptonu w stanie końcowym w jednostkach prędkości światła<sup>4</sup>. Dla  $E^* = 4 \text{ GeV}$  dostajemy  $\sigma = 5,4 \text{ nb}$ . Przy świetlności  $L = 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sek}^{-1}$  akceleratora SPEAR w Stanford w tym obszarze energii oczekujemy więc około 200 przypadków/godz. Całkowity przekrój czynny na produkcję hadronów jest w tym obszarze



Rys. 2. Schemat akceleratora wiązek przeciwbieżnych  $e^+e^-$ . Pozytony wyprodukowane i przyspieszone w konwencjonalnym akceleratorze liniowym (L) umieszczane są w grupach (*bunches*) na orbicie kołowej (R) akceleratora. Po „wypełnieniu” pierścienia pozytonami rozpoczyna się w podobny sposób wypełnianie orbity elektronowej. Wiązki utrzymywane są na orbitach kołowych przez układ magnesów. Zderzenia  $n$  grup cząstek w każdej wiązce następują w  $2n$  punktach pierścienia (I), gdzie ustawione są detektory. W czasie biegu po orbicie kołowej z częstotliwością rzędu 100 000 razy na sekundę, elektrony i pozytony tracą energię na skutek emisji promieniowania synchrotronowego (w SPEAR ok. 1 MeV/cząstkę przy każdym obiegu). Aby utrzymać stałą energię wiązek konieczne jest więc stale przyspieszanie cząstek w polu elektrycznym w jednym lub kilku punktach pierścienia akceleratora (RF). Aby zmniejszyć liczbę zderzeń elektronów i pozytonów z cząsteczkami powietrza, w rurze akceleratora utrzymywana jest wysoka próżnia ( $\sim 10^{-11} \text{ atm.}$ ). Mimo to głównie na skutek tych zderzeń liczba cząstek w każdej wiązce maleje i po kilku godzinach cykl „wypełniania” pierścienia należy rozpocząć od nowa

energii około 5 razy większy. Ponieważ w dodatku część produktów anihilacji może nie trafić do układu doświadczalnego, zebranie dużej statystyki przypadków dla wybranej reakcji w eksperymentach  $e^+e^-$  nie jest sprawą łatwą (szczególnie, gdy szukamy rozpadów w kanałach o małych względnych częstościach rozpadu). Mała częstość produkcji i izo-

<sup>4</sup> Wzór na całkowity przekrój czynny dla produkcji pary ciężkich leptonów  $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$  jest identyczny. Różne są natomiast względne częstości rozpadów wyprodukowanych cząstek. W przypadku mionu rozpad odbywa się w 100% w kanale leptonowym  $\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}$ . Dla ciężkiego leptonu sekwencyjnego kanały leptonowe stanowią tylko ok. 40% wszystkich rozpadów.

tropowy rozkład przypadków w przestrzeni pędów dla oddziaływań  $e^+e^-$  powodują, że detektory stosowane do badania produktów anihilacji obejmują przeważnie duży kąt bryłowy wokół obszaru oddziaływania.

### 3. Detektor

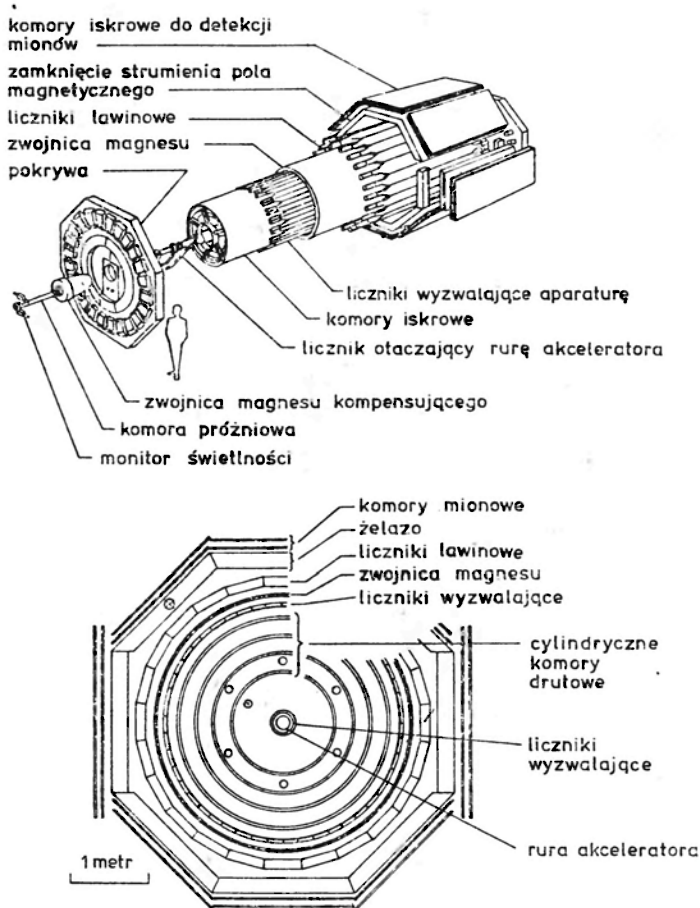
Detektor Mark I [8], w którym po raz pierwszy zaobserwowano przypadki reakcji (1) jest typowym przykładem chyba najbardziej uniwersalnego <sup>5</sup> detektora stosowanego dotychczas w badaniach różnych procesów anihilacji  $e^+e^-$  (rys. 3). Pole magnetyczne wytworzone przez solenoid umieszczony równoległe do wiązek  $e^+e^-$  tak, że obszar oddziaływania położony jest w środku zwojnicy, powoduje zakrzywianie torów cząstek naładowanych w płaszczyźnie prostopadłej do wiązek. Mierząc położenia punktów na torach w komorach proporcjonalnych i iskrowych umieszczonych w polu magnetycznym, otrzymuje się informację o znaku ładunku elektrycznego cząstek i ich pędzie. Bardzo ważna jest identyfikacja cząstek. Elektrony i kwanty gamma identyfikuje się przez tzw. kaskady elektromagnetyczne w licznikach zbudowanych z warstw ołowiu umieszczonych na przemian z warstwami scyntylatora plastikowego. Konwersja kwantów gamma na pary elektron-pozyton w ołowiu wykrywana jest w warstwie scyntylatora. Otrzymuje się w ten sposób jednocześnie pomiar energii elektronu lub kwantu gamma. Miony identyfikuje się jako cząstki przechodzące przez trzy grube warstwy absorbenta żelaznego i dające sygnał w ostatniej, zewnętrznej płaszczyźnie komór iskrowych. Rozróżnienie między hadronami (mezony  $\pi$ ,  $K$  i protony) możliwe jest w tym detektorze metodą czasu przelotu <sup>6</sup> tylko w bardzo ograniczonym obszarze pędów cząstek (separacja  $\pi$  i  $K$  do 600 MeV/c a  $K$  i  $p$  do 900 MeV/c). Cała aparatura obejmuje 65% pełnego kąta bryłowego ( $4\pi$ ). Chociaż na pierwszy rzut oka wydaje się to dużo, brak detekcji w pełnym kącie bryłowym stwarza poważne problemy przy analizie reakcji wielociałowych. Jeśli rozkład  $n$  cząstek w stanie końcowym reakcji jest izotropowy, to prawdopodobieństwo znalezienia wszystkich  $n$  cząstek w kącie bryłowym  $\Delta\Omega$  jest  $P_n = \left(\frac{\Delta\Omega}{4\pi}\right)^n$ . Dla  $n = 4$  prawdopodobieństwo detekcji wszystkich cząstek w detektorze Mark I wynosi już tylko 18%.

Omówiliśmy tu bardziej szczegółowo detektor, w którym po raz pierwszy zaobserwowano przypadki interpretowane potem jako sygnał produkcji pary ciężkich leptonów. Potwierdzenie występowania takich przypadków przyszło dość szybko z detektora PLUTO (rys. 4) w laboratorium DESY w Hamburgu [9]. Detektor ten jest bardzo podobny w konstrukcji do detektora Mark I, obejmuje jednak znacznie większy kąt bryłowy (85%  $4\pi$ ). Dużo lepsza jest w nim również identyfikacja mionów i elektronów. Do badania własności

<sup>5</sup> W detektorze tym, przy mierzeniu całkowitego przekroju czynnego na reakcję  $e^+e^- \rightarrow$  hadrony, odkryto liczne rezonanse z rodziny  $\eta$ , a w rozkładach mas efektywnych mezonów  $K$  i pionów zaobserwowano cząstki powabne  $D$  i  $\bar{D}$  [7,8].

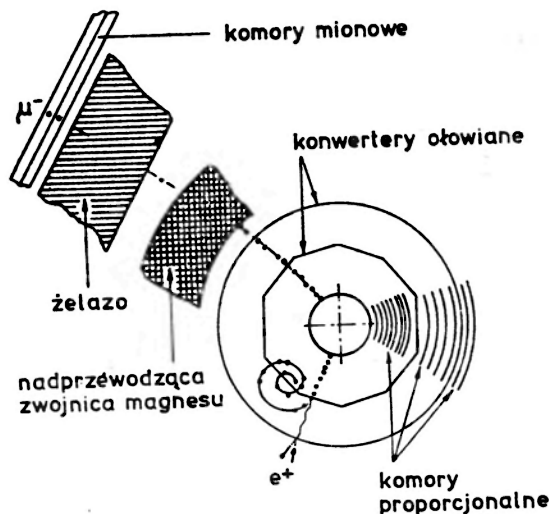
<sup>6</sup> Dokładny pomiar czasu przelotu cząstki naładowanej między układami liczników scyntylacyjnych  $T_1$  i  $T_2$  (rys. 3) pozwala wyznaczyć jej prędkość  $v$ , razem z informacją o pędzie cząstki, umożliwia określenie masy czyli identyfikację cząstki.

ciężkiego leptonu używanych jest obecnie jeszcze kilka innych detektorów, czasami o zupełnie różnej konfiguracji, jak np. detektor DASP w DESY [10], gdzie kosztem znacznego zmniejszenia kąta bryłowego obejmowanego przez aparaturę otrzymano znacznie lepszą identyfikację cząstek oraz doskonałą zdolność rozdzielczą przy pomiarze pędów cząstek naładowanych. Szczegółowe omówienie tych detektorów przekracza jednak ramy tego artykułu.



Rys. 3. Detektor Mark I zbudowany przy współpracy laboratoriów SLAC (Stanford) i LBL (Berkeley) do badania anihilacji  $e^+e^-$  na wiązkiach przeciwbieżnych. Jednorodne pole magnetyczne o natężeniu 4 kilogaussów i kierunku równoległym do wiązki, wytwarzane jest przez solenoid o długości 3 m i promieniu 1,5 m. W środku zwojnicy umieszczono szybkie liczniki scyntylacyjne, które po otrzymaniu odpowiedniej konfiguracji sygnałów wywołujących przez przechodzące cząstki uruchamiają całą resztę aparatury, rejestrującą interesujący przypadek (tzw. liczniki trygerujące) oraz cylindryczne komory drutowe rejestrujące punkty na torach cząstek naładowanych. Rekonstrukcja zakrzywionych w polu magnetycznym torów cząstek naładowanych pozwala wyznaczyć ich pęd i znak ładunku elektrycznego. Na zewnątrz zwojnicy umieszczono liczniki kaskad rejestrujące konwertujące na pary  $e^+e^-$  kwanty gamma. Liczniki te służą także do identyfikacji elektronów. Do identyfikacji mionów służy warstwa absorbenta żelaznego i komory drutowe rejestrujące sygnał przelatującego mionu





Rys. 4. Tak wygląda przypadek reakcji  $e^+e^- \rightarrow \mu^+e^- +$  (neutrino i antyneutrino) w detektorze PLUTO ustawionym na wiązkach przeciwbieżnych akceleratora DORIS w Hamburgu [14]. Zaznaczone są tylko fragmenty detektora. Oddziaływanie zachodzi w środkowej części rury akceleratora i początkowe odcinki torów są niewidoczne. Rejestrowane przez komory punkty na torach cząstek naładowanych zaznaczono kropkami. Pozyton przechodząc przez warstwę ołowiu emituje promieniowanie hamowania (na rysunku widać początek konwersji kwantu gamma na parę  $e^+e^-$ ) i gwałtownie traci swoją energię. Mion przechodzi bez oddziaływania przez grube warstwy absorbenta i powoduje sygnał w zewnętrznych komorach proporcjonalnych. Pozostałe liczniki nie rejestrują żadnych cząstek

#### 4. Odkrycie nowej cząstki

Jak już wspomniano we wstępie, odkrycie ciężkiego leptonu nastąpiło przy badaniu własności reakcji typu

$$e^+e^- \rightarrow e^{(\pm)}\mu^{(\mp)} + \text{„nic”}, \quad (4)$$

gdzie „nic” oznacza, że oprócz elektronu i mionu nie zachodzi produkcja innych cząstek, które przez oddziaływanie mogą się ujawnić w detektorze. Jak wygląda taka reakcja w układzie eksperymentalnym opisanym w poprzednim rozdziale? Komory drutowe zarejestrują punkty na torach dwóch cząstek (rys. 4). Z zakrzywienia torów w polu magnetycznym dostajemy informację, że zachodzi produkcja dwóch cząstek o przeciwnych znakach. Możemy również policzyć ich pędy. Jedna z tych cząstek powoduje następnie ulewę elektromagnetyczną w liczniku kaskad i tam najwyraźniej kończy swój bieg. W ten sposób ujawnia się jako elektron. Druga cząstka przechodzi przez wszystkie liczniki, zwojnicę magnesu i grubą warstwę absorbenta żelaznego prawie bez strat energii, dając sygnał w zewnętrznych komorach drutowych. Jest to prawdopodobnie mion<sup>7</sup>. Wszystkie inne liczniki „milczą”. Z zasady zachowania pędu i energii oraz pomiaru pędów  $e$  i  $\mu$  w obserwowanych przypadkach, wynikało jednak, że musi jeszcze zachodzić produkcja nie rejestrowanych

<sup>7</sup> Istnieje jednak pewne prawdopodobieństwo, że hadron będzie wyglądał w detektorze tak jak mion. W detektorze Mark I prawdopodobieństwo to wynosi 18%.

przez aparaturę cząstek unoszących niezrównoważony pęd i energię<sup>8</sup>. Nie wykluczone jest oczywiście, że wyprodukowane dodatkowo cząstki są niewidoczne, ponieważ uciekają przez tę część kąta bryłowego, w której nie ma żadnych liczników. Obliczenia przeprowadzone techniką Monte Carlo, które pozwalają w tym wypadku oszacować liczbę takich przypadków, wykluczają jednak możliwość wytłumaczenia wszystkich przypadków  $e\mu$  przez gubienie cząstek. Pozostają więc tylko cząstki, które oddziałują tak słabo, że przechodzą przez aparaturę doświadczalną bez żadnych efektów. Ze znanych obecnie cząstek mogą to być tylko neutrino. Reakcję (4) zapiszemy więc teraz w postaci

$$e^+e^- \rightarrow \mu^\mp e^\pm + (\text{neutrino i antyneutrino}). \quad (5)$$

Cała trudność polega teraz na udowodnieniu, że przypadki te pochodzą rzeczywiście z produkcji i rozpadu w kanałach leptonowych pary krótkożyciowych<sup>9</sup> ciężkich leptonów  $l^+$  i  $l^-$ , tzn.

$$e^+e^- \rightarrow l^+l^- \begin{cases} \longrightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_l \\ \quad (\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_l) \\ \longrightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_l \\ \quad (e^+ \nu_e \bar{\nu}_l) \end{cases} \quad (6)$$

Konkurencyjną reakcją, dającą podobną konfigurację cząstek obserwowanych, jest produkcja dwóch mezonów powabnych [8] rozpadających się następnie przez słabe oddziaływania w kanałach leptonowych

$$e^+e^- \rightarrow D^+D^- \begin{cases} \longrightarrow e^-(\mu^-)\bar{\nu} \\ \longrightarrow \mu^+(e^+)v \end{cases} \quad (7)$$

lub analogiczne rozpady półleptonowe typu  $D^\pm \rightarrow K^0 e^\pm \nu$ , gdzie mezon  $K^0$  nie jest obserwowany w aparaturze. Ponieważ masa mezonów  $D$  jest, jak się okaże, bardzo bliska masy ciężkiego leptonu, rozróżnienia między tymi dwoma mechanizmami produkcji par  $e\mu$  można dokonać mierząc dokładnie zachowanie progowe przekrojów czynnych oraz przez szczegółowe badania własności obserwowanych przypadków, takich jak rozkłady pędowe elektronu i mionu, szukanie innych kanałów rozpadu ciężkich leptonów itd.

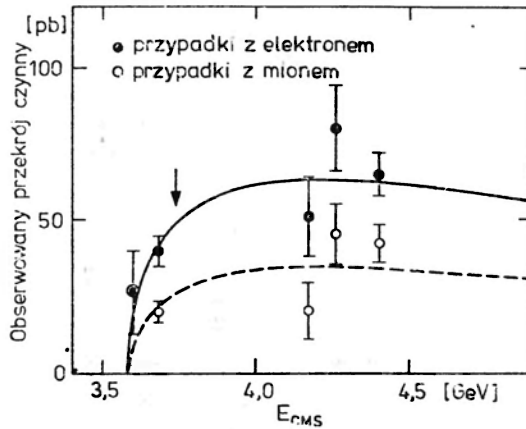
## 5. Własności ciężkiego leptonu

Początkowa analiza kinematyczna dla przypadków  $e\mu$  oraz (na skutek małej statystyki) bardzo niedokładne pomiary przekrojów czynnych w pobliżu progu energetycznego da-

<sup>8</sup> Zauważamy również, że reakcja  $e^+e^- \rightarrow \mu^{(\pm)}e^{(\mp)}$  jest zabroniona przez prawo zachowania liczby leptonowej mionowej i liczby leptonowej elektronowej.

<sup>9</sup> Krótki czas życia ciężkich leptonów powoduje, że drogi, jakie przebiegają te cząstki od punktu produkcji do punktu rozpadu, są niezauważalne w obecnych układach doświadczalnych (patrz dyskusja w rozdziale 5).

wały oszacowania masy nowej cząstki w okolicy  $1.9 \text{ GeV}/c^2$ . Rozróżnienie przypadków produkcji mezonów powabnych (o masie  $1.868 \text{ GeV}/c^2$ ) od przypadków produkcji pary ciężkich leptonów jest wówczas bardzo trudne i wymaga skomplikowanych rozważań modelowych [6]. Decydujących danych dostarczyły eksperymenty wykonane na początku 1978 r. [11]. Zaobserwowano przypadki  $e\mu$  w obszarze cząstki  $\psi'$  ( $3.684$ ), a więc poniżej progu na produkcję pary  $D^+D^-$ . Eksperymenty te pozwoliły bardzo dokładnie wyznaczyć masę nowej cząstki i stanowią obecnie chyba najsilniejszy argument za istnieniem nowej, różnej od mezonów powabnych, cząstki (rys. 5).



Rys. 5. Zależność obserwowanych przekrojów czynnych dla reakcji  $e^+e^- \rightarrow e^\pm + 1$  tor naładowany i  $e^+e^- \rightarrow \mu^\pm + 1$  tor naładowany od energii w układzie środka masy  $e^+e^-$ . Obserwacja przypadków tych reakcji poniżej progu energetycznego na produkcję pary mezonów powabnych  $DD$  (strzałka) jest najlepszym obecnie dowodem, że w zderzeniach  $e^+e^-$  zachodzi również produkcja nowej, różnej od mezonów powabnych, cząstki. Dokładny pomiar przekrojów czynnych w pobliżu progu pozwala na dokładne wyznaczenie masy nowej cząstki

Wiemy już, że istnieje jakaś nieznaną dotychczas cząstka o masie około  $1.8 \text{ GeV}/c^2$ , chętnie rozpadająca się w kanałach leptonowych. Jak pokazać, że cząstka ta jest leptonem? Wzór (4) na przekrój czynny obowiązuje dla cząstek punktowych o spinie  $1/2$ . Jeżeli cząstka nie jest punktowa, wystąpi w nim dodatkowo czynnik opisujący jej strukturę, będący funkcją energii  $F(E^*)$ .  $F(E^*)$  jest wprawdzie nieznaną funkcją, ale można pokazać, że nawet wolnozmienny czynnik postaci typu  $\text{const}/E^{*2}$  prowadzi do wyraźnej sprzeczności z doświadczalnym kształtem przekroju czynnego. Podobnie spiny całkowite  $0$  lub  $1$  wymagają wprowadzenia zamiast czynnika  $\frac{1}{2}\beta(3-\beta^2)$  (gdzie  $\beta = v/c$  dla wyprodukowanej cząstki) innej zależności od energii [12]. Normując przekrój czynny do obserwowanego poprzez dodanie czynnika reprezentującego względną częstość rozpadu w kanale elektronowym  $B_e$  i drugiego, reprezentującego względną częstość rozpadu w dowolnym kanale z udziałem tylko jednej cząstki naładowanej  $B_1$ , otrzymujemy dla różnych spinów wzory

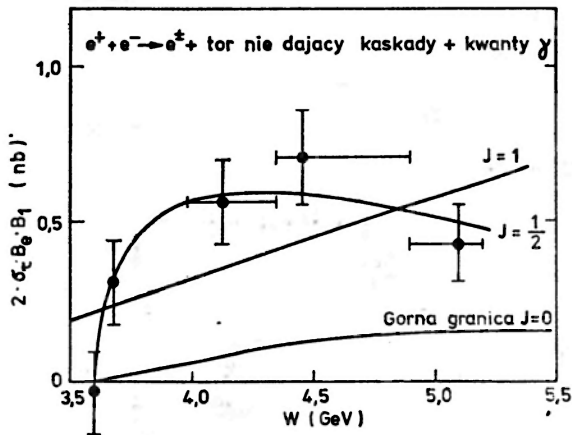
$$\text{spin } 0 \quad \sigma_{\tau\tau}^- = \frac{1}{4} \sigma_{\mu\mu} \beta_\tau^3 |F|^2 B_e B_1,$$

gdzie  $\sigma_{\mu\mu} = \frac{4\pi\alpha}{3E^{*2}}$ , a  $F$  jest czynnikiem postaci dla  $\tau$ ;

$$\text{spin } \frac{1}{2} \sigma_{\tau\tau} = \frac{1}{2} \sigma_{\mu\mu} \beta_{\tau} (3 - \beta_{\tau}^2) B_e B_1,$$

$$\text{spin } 1 \sigma_{\tau\tau} = \sigma_{\mu\mu} \beta_{\tau}^3 \left[ \left( \frac{E^*}{2M_{\tau}} \right)^4 + 5 \left( \frac{E^*}{2M_{\tau}} \right)^2 + \frac{3}{4} \right] B_e B_1.$$

Jak widać z rys. 6, dane doświadczalne zdecydowanie faworyzują hipotezę produkcji cząstki punktowej o spinie  $\frac{1}{2}$ . Za leptonowym charakterem nowej cząstki przemawia dodatkowo jej wyraźny trójciałowy rozpad w kanałach leptonowych,  $l \rightarrow e(\mu) \nu_l \bar{\nu}_{e(\mu)}$  wynikający z zachowania liczby leptonowej. Trójciałowy rozpad jest kinematycznie łatwo odróżnialny od dwuciałowego, pierwszy z nich bowiem daje (dla rozpadów w locie) spadające liniowo z energią widmo elektronów (mionów), a drugi widmo płaskie, niezależne od energii.



Rys. 6. Całkowity przekrój czynny dla przypadków mających zidentyfikowany elektron, jedną cząstkę na pewno nie będącą elektronem oraz dowolną liczbę fotonów w zależności od energii  $e^+e^-$ . Wyniki otrzymano za pomocą akceleratora DORIS przy użyciu dwuramiennego spektrometru magnetycznego DASP. Liniami ciągłymi zaznaczono przewidywania zachowania się przekrojów czynnych dla produkcji pary cząstek punktowych o różnych spinach ( $J$ ). Dane doświadczalne wyraźnie wykluczają możliwość przypisania spinu 0 lub 1 nowo odkrytym cząstkom

Wiedząc już, że nowa cząstka jest leptonem, zastanówmy się, jak go sklasyfikować według podziału z tabeli 1. Obliczenia względnych częstości rozpadów (*branching ratio*) dla różnych kanałów rozpadu ciężkiego leptonu pozwalają wyeliminować hipotezę paraleptonu. Przykładowo, rozpadowi paramionu towarzyszyłaby emisja dwóch neutrin mionowych,  $M^+ \rightarrow \nu_{\mu} \mu^+ \nu_{\mu}$ , amplituda rozpadu byłaby sumą dwóch wyrazów symetrycznych ze względu na zamianę neutrin i dzięki ich interferencji konstruktywnej, względna częstość rozpadu w kanale mionowym byłaby dwukrotnie większa niż w elektronowym,  $B_{\mu}/B_e = 2$ . Ten sam stosunek dla paraelektronu wynosiłby  $B_{\mu}/B_e = 0.5$ . Doświadczalnie  $B_{\mu}/B_e = 0.92 \pm 0.32$ , co zgadza się z hipotezą ortoleptonu lub leptonu sekwencyjnego.

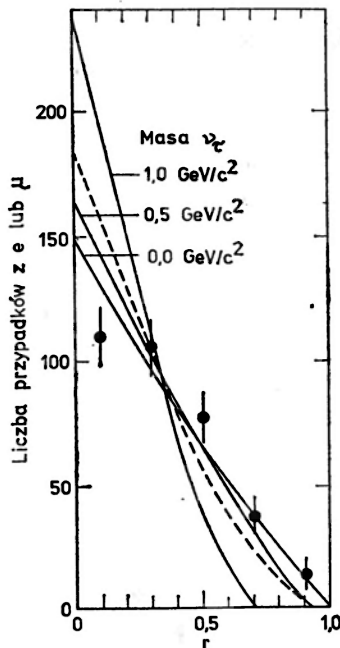
Przy eliminacji hipotezy ortoleptonu przychodzą nam z pomocą doświadczenia neutrinowe. Istnienie ortoleptonu o tak małej masie musiałoby się w wyraźny sposób odbić na wartości mierzonych aktualnie przekrojów czynnych przy rozpraszaniu wiązek neutrinowych. Na podstawie dobrej zgodności wyników doświadczalnych z teoretycznymi, przy założeniu, że  $\mu^-$  i  $\nu_\mu$  są jedynymi cząstkami o  $I_\mu = 1$ , można podać oszacowania dolnej granicy masy ortomionu, o ile cząstka taka istnieje. Aktualne oszacowania wynoszą powyżej  $5 \text{ GeV}/c^2$ . Mimo że wyniki doświadczeń z wiązkami neutrin elektronowych są obarczone większymi błędami, oszacowania wskazują, że również hipotezę ortoelektronu o masie poniżej  $2 \text{ GeV}/c^2$  można uznać za mało prawdopodobną [12]. Pozostaje zatem ostatnia możliwość, że nowo odkryty ciężki lepton posiada własną liczbę leptonową i jest leptonem sekwencyjnym.

Przejdźmy teraz do krótkiego przeglądu własności  $\tau$  i porównania ich z przewidywaniami teoretycznymi.

1) *Masa.* Dzięki odkryciu rozpadu  $\psi'$  na  $\tau^+\tau^-$ , dokładność wyznaczania masy  $\tau$  na podstawie zachowania przekroju czynnego w pobliżu progu uległa znacznej poprawie [12]. Obecnie przyjmuje się

$$M_\tau = 1.807 \pm 0.020 \text{ GeV}/c^2.$$

2) *Spin.* Jak wynika z poprzedniej dyskusji, dane doświadczalne faworyzują zdecydowanie wartość spinu  $1/2$  (patrz rys. 6).



Rys. 7. Liczba elektronów i mionów obserwowana w doświadczeniu SLAC-LBL przy użyciu detektora Mark I w zależności od pędu unoszonego przez elektron lub mion unormowanego do maksymalnego możliwego pędu tych cząstek ( $r$ ). Krzywe ciągłe pokazują przewidywania teorii przy założeniu masy nowego leptonu  $m_\tau = 1.9 \text{ GeV}/c^2$  i sprzężenia  $V-A$  dla różnych mas neutrina stowarzyszonego z nowym leptonem.

Krzywa przerywana odpowiada sprzężeniu  $V+A$  i  $m_{\nu_\tau} = 0$

3) *Masa neutrino  $m_{\nu_e}$* . Fakt, że cząstki  $\tau$  są produkowane parami i rozpadom ich towarzyszy emisja co najmniej dwóch nieobserwowalnych neutrino, uniemożliwia bezpośredni pomiar  $m_{\nu_e}$ . Wartość masy neutrino ma jednak wpływ na kształty widm energetycznych obserwowanych elektronów lub mionów (im większa masa neutrino, tym bardziej „miękkie”, widmo elektronów, tzn. tym większa przewaga elektronów o niskich energiach). Na tej podstawie (por. rys. 7) można podać dość słabe oszacowania górnej granicy dla masy nowych neutrino [12, 16].

$$m_{\nu_e} \leq 0.25 \text{ GeV}/c^2.$$

Jak dotąd wszystkie znane rozkłady doświadczalne są zgodne z hipotezą bezmasowego neutrino.

4) *Sprzężenie*. Rozpady ciężkich leptonów sekwencyjnych zachodzą poprzez sprzężenie z prądem słabym. O prądzie tym a priori nic nie wiemy. Ograniczając się do dwukomponentowej teorii neutrino, a więc odrzucając możliwość sprzężenia skalarnego, pseudo-skalarnego czy tensorowego, dostajemy wciąż jeszcze dowolną mieszaninę sprzężenia wektorowego ( $V$ ) i aksjalnego ( $A$ ). Względny udział sprzężeń  $V$  i  $A$  można wyznaczyć badając rozkłady pędowe elektronów i mionów z rozpadu  $\tau$ . Na przykład sprzężenie  $V-A$  odpowiada różniczkowemu przekrojowi czynnemu

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G^2 M_\tau^5}{96\pi^3} y^2 (3-2y), \quad (8)$$

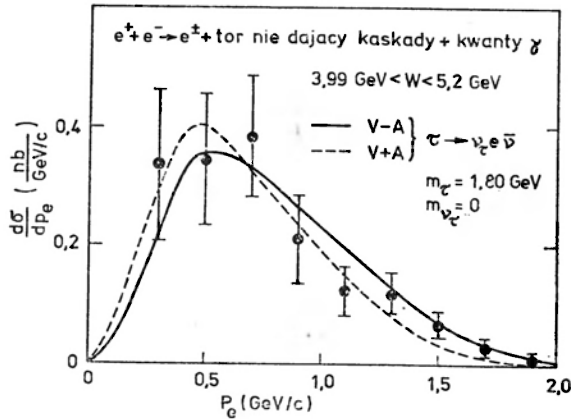
gdzie  $y$  jest stosunkiem energii powstającego w rozpadzie  $e$  lub  $\mu$  do maksymalnej możliwej w tym rozpadzie energii elektronu lub mionu w układzie spoczynkowym  $\tau$ , a  $G$  — stałą sprzężenia słabych oddziaływań. Dla  $V+A$  otrzymujemy natomiast

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G^2 M_\tau^5}{16\pi^3} y^2 (1-y). \quad (9)$$

Porównanie rozkładów (8) i (9) pokazano na rys. 8. Ograniczona akceptacja i konieczność wprowadzenia różnych cięć przy analizie wyników doświadczalnych sprawia, że dokładny pomiar rozkładów pędowych jest bardzo trudny. Wciąż jeszcze duże błędy doświadczalne i niewielka czułość obserwowanych rozkładów na zmianę względnego udziału sprzężenia wektorowego i aksjalnego nie pozwalają wyznaczyć jednoznacznie postać sprzężenia, choć dane faworyzują raczej sprzężenie  $V-A$  [6] (takie jak w rozpadzie  $\mu$ ) (patrz rys. 8).

5) *Względne częstości rozpadów*. W tabeli 2 podajemy porównanie wartości teoretycznych względnych częstości rozpadów obliczonych dla leptonów sekwencyjnych o masie  $1.8 \text{ GeV}/c^2$  i doświadczalnych dla różnych kanałów rozpadu  $\tau^{10}$  [12]. Wartości teoretyczne policzono przy założeniu, że rozpad  $\tau$  następuje poprzez sprzężenie z ciężkimi bozonami pośrednimi  $W^\pm$  odpowiedzialnymi za wszystkie znane dotychczas słabe rozpady. Me-

<sup>10</sup> Jak wynika z tabeli 2, sygnał produkcji pary leptonów  $\tau$  powinien być widoczny również przy badaniu konfiguracji końcowych cząstek typu  $e$ +hadrony,  $\mu$ +hadrony,  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ . Istniejące obecnie detektory nastawione na badanie tych konfiguracji (np. DELCO w laboratorium SLAC czy DASP w DESY) dostarczyły wielu ciekawych informacji, z których część znajdzie czytelnik na rysunkach 6 i 8. Wyczerpujące omówienie tych danych można znaleźć w artykule przeglądowym [12].



Rys. 8. Rozkład pędu elektronów dla przypadków typu analogicznego jak na rysunku 6 [12]. Duże błędy doświadczalne nie pozwalają jak dotychczas określić typu sprzężenia oddziaływań słabych odpowiedzialnych za rozpad leptonów  $\tau$ . Pokazano przewidywania teorii dla sprzężenia  $V-A$  i  $V+A$  przy ustalonych masach cząstek  $m_\mu = 1.8 \text{ GeV}$  i  $m_{\nu_\tau} = 0$

Tabela 2

Porównanie wartości teoretycznych i doświadczalnych względnych częstości rozpadów dla ciężkiego leptonu [12]

Kanał rozpadu	Wyniki doświadczalne	Wartości teoretyczne	Liczba torów cząstek
$e\bar{\nu}_e\nu_\tau$	$0,15 < B_e < 0,22$	0,18	1
$\mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$	$0,14 < B_\mu < 0,22$	0,18	1
$\pi\nu_\tau$	$0,09 \pm 0,03$	0,10	1
$K\nu_\tau$	$< 0,016$	0,005	1
$\rho\nu_\tau$	$0,24 \pm 0,09$	0,22	2
$\rho^0\pi^\pm\nu_\tau$	$0,050 \pm 0,015$	$\sim 0,1$	3
$e\gamma^*$	$< 0,026$	0	1
$\mu\gamma^*$	$< 0,013$	0	1
3 naładowane leptony *	$< 0,006$	0	3

\* Dla leptonu sekwencyjnego kanały te są zabronione przez zachowanie jego własnej liczby leptonowej.

chanizm rozpadu leptonowego i półleptonowego jest przedstawiony na rys. 9a, b. Wynikają z niego natychmiast (przez analogię do rozpadu  $\mu$ ) wzory na szerokości połówkowe w kanałach leptonowych

$$\Gamma_e \equiv \Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau e \bar{\nu}_e) = \frac{G^2 M_\tau^5}{192\pi^3} \quad (10)$$

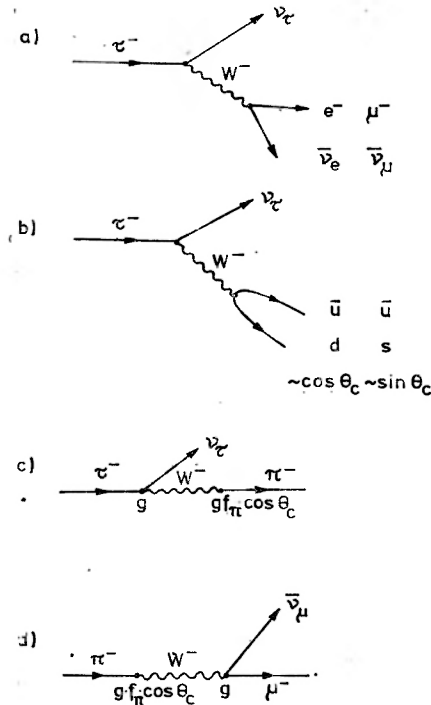
$$\Gamma_\mu \equiv \Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau \mu \bar{\nu}_\mu) = \Gamma_e (1 - 8z + 8z^3 - z^4 - 12z^2 \cdot \ln z), \quad (11)$$

gdzie  $z = m_\mu^2/M_\tau^2$ . Drobną różnicą między  $\Gamma_\mu$  i  $\Gamma_e$  pochodzi z różnicy mas elektronu i mionu.

Szerokość połówkową na rozpad  $\tau \rightarrow \pi \nu_\tau$  można znaleźć przez analogię do rozpadu  $\pi \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu$  (por. rys. 8c, d)

$$\frac{\Gamma(\tau \rightarrow \pi \nu_\tau)}{\Gamma_e} = \frac{12\pi^2 f_\pi^2 \cos^2 \theta_c}{M_\tau^2} = \frac{2,1 m_p^2}{M_\tau^2}, \quad (12)$$

gdzie  $m_p$  jest masą protonu,  $f_\pi = 0,137 m_p$ , a  $\theta_c$  jest kątem Cabibbo pojawiającym się przy sprzężeniach prądów słabych z kwarkami.



Rys. 9. a), b). Diagramy opisujące rozpady leptonowe a) i półleptonowe b) ciężkiego leptonu o nowej liczbie kwantowej. Na rysunku b) litery  $u$ ,  $d$  i  $s$  oznaczają odpowiednio kwark protonowy, neutronowy i dziwny. Rozpady z udziałem cząstek dziwnych ( $\bar{u}s$ ) tłumione są przez małą wartość kąta Cabibbo ( $\sin^2 \theta_c \approx 0,05$ ). c), d). Związek między rozpadami  $\pi^- \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu$  i rozpadem nowego leptonu  $\tau^- \rightarrow \pi \nu_\tau$ . Jak widać, znane stałe sprzężenia opisujące rozpad mezonu  $\pi$  można użyć do obliczenia względnej częstości rozpadu  $\tau^- \rightarrow \pi \nu_\tau$ .

W podobny sposób można wyznaczyć rozpad  $\tau \rightarrow K \nu_\tau$  (przez analogię do rozpadu  $K$ ). Inne kanały rozpadu wymagają skorzystania z dodatkowych założeń, jak np. hipoteza zachowania prądu wektorowego zakładana przy obliczeniach  $\tau \rightarrow \rho \nu_\tau$ .

Na osobną uwagę zasługuje rozpad  $\tau \rightarrow \nu_\tau A_1 \rightarrow \nu_\tau \rho^0 \pi$ . Istnienie mezonu  $A_1$  wciąż jeszcze nie doczekało się jednoznacznego potwierdzenia doświadczalnego, ponieważ przy jego produkcji w reakcji  $\pi p \rightarrow \rho^0 \pi p$  występuje duże tło opisywane zwykle przez tzw. efekt Decka [13]. Efekt Decka prowadzi do występowania maksimum w przekroju czynnym nawet w nieobecności rezonansów. Dopiero bardzo dokładna analiza fazowa fal parcjalnych może pozwolić na jednoznaczną identyfikację rezonansu, a wymaga ona bardzo dużych



statystyk i precyzyjnych pomiarów. Badanie produkcji  $A_1$  w rozpadach  $\tau$  stwarza rzadką możliwość obserwacji tego mezonu bez efektu Decka. Niestety, bardzo niewielkie na razie statystyki nie pozwalają jeszcze na jednoznaczną identyfikację maksimum w rozkładzie mas  $\pi$  i  $\rho$  jako  $A_1$ , chociaż wydaje się, że spin i parzystość układu  $\pi\rho$  jest  $1^+$ , co odpowiada liczbom kwantowym  $A_1$  [15].

6) *Czas życia*. Jeśli  $\tau$  jest leptonem sekwencyjnym o podanej wyżej masie, jego czas życia można ocenić na  $2.7 \cdot 10^{-13}$  s. Przy obecnych energiach odpowiadałoby to średniej drodze rozpadu 0,067 mm. Dokładność pomiarów doświadczalnych nie jest aż tak dobra, toteż poszukiwania punktu rozpadu  $\tau$  przeprowadzone przez grupę PLUTO w DESY pozwoliły jedynie oszacować górną granicę czasu życia [14] (przy poziomie ufności 95%)

$$t \leq 3.5 \cdot 10^{-12} \text{ s.}$$

Jak widać, wszystkie dotychczasowe dane doświadczalne potwierdzają hipotezę istnienia nowej cząstki — ciężkiego leptonu o własnej liczbie leptonowej oraz stowarzyszonego z nim lekkiego (być może bezmasowego) neutrina. Zarówno odkrycie nowego rodzaju leptonu, jak i sukcesy w wyznaczaniu widma cząstek z rodziny  $\psi$  oraz mezonów powabnych  $D$  są dużym osiągnięciem stosunkowo młodej, bo rozpoczętej w drugiej połowie lat sześćdziesiątych, techniki eksperymentów przy użyciu akceleratorów wiązek przeciwbieżnych elektronów i pozytonów. Wiele innych frapujących wyników powinny dostarczyć doświadczenia na dwóch nowych akceleratorach wiązek przeciwbieżnych (PETRA w Hamburgu i PEP w Stanfordzie), które są aktualnie w stadium uruchamiania [7].

#### Literatura

- [1] Y. S. Tsai, *Phys. Rev. D* **4**, 2821 (1971).
- [2] M. B. Thacker, J. J. Sakurai, *Phys. Lett.* **36B**, 103 (1971).
- [3] M. L. Perl et al., *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1489 (1975).
- [4] A. Szymacha, *Postępy Fizyki* **27**, 117 (1976).
- [5] C. Llewellyn-Smith, raport Oxford 33/76 (1976).
- [6] M. L. Perl, materiały z Międzynarodowej Konferencji Oddziaływań Leptonów i Fotonów przy Wysokich Energiach, Hamburg 1977, str. 145.
- [7] J. P. Perez-Y-Jorba, F. M. Renard, *Phys. Rep.* **31C**, 1 (1977); B. Richter, *Postępy Fizyki* **29**, 175 (1978); W. Gajewski, M. Świąćki, *Postępy Fizyki* **30**, 117 (1979).
- [8] R. Schwitters, *Postępy Fizyki* **30**, 23 (1979).
- [9] J. Burmester et al., *Phys. Lett.* **68B**, 297 (1977).
- [10] R. Brandelik et al., *Phys. Lett.* **73B**, 109 (1978).
- [11] R. Brandelik et al., raport DESY 77/81 (1977); W. Bartel et al., raport DESY 78/24 (1978).
- [12] B. H. Wiik, G. Wolf, raport DESY 78/23 (1978).
- [13] R. T. Deck, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 169 (1964).
- [14] U. Timm, raport DESY 78/25 (1978).
- [15] P. Dittman, wykład na XVIII Krakowskiej Letniej Szkole Fizyki Teoretycznej, Zakopane 1978.
- [16] J. Kirkby, raport SLAC-PUB-2127 (1978).

# ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Grzegorz Białkowski

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski

## Przedmiot, zadania i potrzeby dydaktyki fizyki

### The Scope, Tasks and Needs of Didactics of Physics

**Abstract:** Didactics of physics is presented as a new scientific discipline though of an interdisciplinary character. Necessity of intensification of research on teaching physics is stressed. Examples of problems in that new field are given. Conditions under which the new discipline will be able to develop are briefly discussed.

#### 1. Wstęp

Nie pomylę się chyba wiele, jeśli powiem, że nie jest powszechna świadomość tego czym jest oraz czym powinna być dydaktyka fizyki. Często uważa się ją za umiejętność, a więc za dyscyplinę czysto praktyczną, negując — mniej lub bardziej świadomie — jej tylko właściwe zainteresowania teoretyczne i problematykę badawczą. Nic też dziwnego, że nie zawsze daje się odpowiedź twierdzącą na pytanie, czy można pracować naukowo jako dydaktyk fizyki. Nie bardzo też wiadomo, gdzie dydaktykę fizyki umieścić na mapie ludzkiego poznania: czy gdzieś blisko fizyki? czy może psychologii? albo pedagogiki?

Ta nieznamość zagadnień dydaktyki fizyki jest zresztą częściowo usprawiedliwiona. Wprawdzie naucza się fizyki od lat chyba kilkuset, ale procesem nauczania zaczęto się zajmować stosunkowo niedawno. Między tymi dwoma etapami — rozwiązań praktycznych i refleksji teoretycznej — odstęp czasu może być bardzo duży, jak uczy nas historia nauki. Z dydaktyką fizyki kłopot jest taki, że jako dyscyplina *in statu nascendi* dopiero od niedawna zaczyna sobie ona uświadamiać swoją odrębność i specyfikę. Jest to zarazem typowa dyscyplina pogranicza, jak o tym dalej będzie mowa, a więc taka, którą łatwiej pominąć niż zaklasyfikować.

Celem tego artykułu nie jest bynajmniej ani kreślenie dziejów czy też perspektyw dy-

daktyki fizyki ani też — co byłoby uzurpacją — przemawianie w jej imieniu. Artykuł ten jest pewnym podsumowaniem moich własnych przemyśleń i także licznych rozmów z fizykami i dydaktykami fizyki. Po dokonaniu tego podsumowania przekonałem się, jak bardzo ograniczone i często błędne były moje poglądy na ten temat, a to stwierdzenie z kolei podsunęło mi myśl, że a nuż ktoś jeszcze też nie bardzo wie, co sądzić o dydaktyce fizyki i wnioski, do których doszedłem, mogą mu pomóc w wyrobieniu sobie opinii na ten temat. Ponadto warto chyba — choćby tym artykułem — przypomnieć uchwałę ostatniego Zjazdu Fizyków we Wrocławiu, w której przecież znalazła się obszerna wzmianka o potrzebie rozwijania badań w zakresie dydaktyki fizyki. Uchwała ta powinna znaleźć swą kontynuację w poczynaniach praktycznych, do których artykuł ten pragnie się przyczynić.

## 2. Konieczność podjęcia badań nad nauczaniem fizyki

Należy sobie przede wszystkim odpowiedzieć na pytanie, dlaczego warto i trzeba podejmować jakiegokolwiek badania nad nauczaniem fizyki. Odpowiedzi na to pytanie chcę poświęcić trochę miejsca. Jeśli dla któregoś z Czytelników problem ten wydaje się oczywisty, zachęcam go do opuszczenia w lekturze tej części artykułu i przejście od razu do części następczej.

Na postawione tu pytania trudno odpowiedzieć w jednym zdaniu. Powodów do podjęcia badań nad dydaktyką fizyki jest bowiem, jak mi się wydaje, bardzo wiele. Niektóre z nich z całą pewnością dotyczą nie tylko fizyki, ale i innych dyscyplin. Niemniej jednak będe o nich mówić tylko w kontekście fizyki.

Powodem głównym, a co najmniej jednym z głównych, jest przeżywany przez nas obecnie, w różnych krajach w różnym natężeniu, lecz z pewnością ogólnościatowy kryzys tradycyjnego modelu szkoły i nauczania szkolnego. Kryzys ten uwarunkowany jest wieloma przyczynami, do których analizy nie czuję się powołany, i które mogłyby same przez się stać się przedmiotem oddzielnego obszernego opracowania. Kryzys ten ma liczne konsekwencje dla całego modelu oświaty i nawet struktur społecznych. Niech mi tu wolno będzie przytoczyć kilka jego objawów, które mają szczególne znaczenie z przyjętego tu punktu widzenia.

Spółczesność, wprowadzając z najszlachetniejszych i najślusniejszych pobudek przymus nauczania, sprawiło, że szkoła stała się obowiązkiem, a więc w konsekwencji przybrała charakter masowy. Nie są to elementy, które by automatycznie sprzyjały podniesieniu się poziomu nauczania, i to z wielu powodów. Obowiązek uczęszczania do szkoły nie sprzyja powstaniu i utrwalaniu się odpowiedniej motywacji uczenia się: szkołę rozpoczyna nie tylko ten, kto chce, ale w ogóle każdy; szkołę obowiązkową zawsze „jakoś” się kończy. Realizacja nie w sposób pozorny, ale rzeczywisty obowiązku szkolnego musi więc iść w parze z intensywnym poszukiwaniem takich metod nauczania, które by ten narzucony z zewnątrz obowiązek zdołały przekształcić w przymus wewnętrzny, oparty na głębokim zainteresowaniu szkołą i lekcjami.

Masowość nauczania powinna pociągnąć za sobą znaczne powiększenie nakładów na szkolnictwo, co nie zawsze ma miejsce. W rezultacie dochodzi do powstania przeładowa-

nych klas, braku podręczników i pomocy laboratoryjnych, „programów minimum”, realizowanych przez zmęczonych, a może czasem też i nieodpowiednio przygotowanych nauczycieli. Tłok w klasie nie sprzyja indywidualizacji nauczania ani w sensie doboru treści, ani ich poziomu. Nie sprzyja też wyrabianiu się wzorców osobowych w kontakcie z nauczycielem ani jego bezpośredniemu kierowaniu rozwojem umysłowym ucznia. Tego kontaktu niczym zastąpić się nie da; można jednak i trzeba zastanawiać się, jak zmniejszyć szkodliwe konsekwencje jego braku. Jak dopomóc w indywidualizacji nauczania? Jak przeszkodzić temu, by szkoła stała się elementem uniformizacji społecznej?

Należy skądinąd uświadomić sobie fakt, że uczeń obserwujący życie społeczne czy to samodzielnie, czy też oczami rodziców, rodzeństwa i kolegów, dostrzega niewątpliwie, że stopień wykształcenia nie jest w żaden automatyczny sposób powiązany z możliwością zrobienia kariery życiowej. Jest on tylko jednym z elementów owej „competitivity” (zdolności konkurencyjnej), przy czym nieraz większe znaczenie ma formalny „papierek” ukończenia szkoły niż faktyczny poziom wiedzy i umiejętności. Tradycyjna dewiza szkoły „per aspera ad astra” traci nieco na znaczeniu, gdy się widzi, że do gwiazd można się czasem dostać na skróty. Temu zmniejszeniu się motywacji ekonomicznej uczenia się musi ze strony szkoły towarzyszyć wzmoczony wysiłek zwiększenia motywacji wbudowanej w proces uczenia, jako coś, co przynosi nagrodę samo przez się, niezależnie od późniejszej możliwości oparcia kariery życiowej na swoim wykształceniu.

Należy wreszcie pamiętać i o tym, że szkoła dziś bardziej chyba niż kiedykolwiek jest tylko jednym ze składników ogólnego systemu wychowywania i kształcenia. Czynnikiem takim nie przestała być rodzina, a przybyły nowe, związane z masowymi środkami przekazywania — radiem, telewizją, prasą. Ponadto w naszym kraju uczeń bardzo często poddany jest także nauczaniu i wychowaniu religijnemu. W rezultacie szkoła nie stanowi bynajmniej jedynego dostępu do wiedzy — ma poważną konkurencję, co w zasadzie może sprzyjać rozbudzaniu krytycyzmu i samodzielności myślenia ucznia przy próbach — choćby — konfrontacji i uzgadniania informacji docierających do niego z rozmaitych źródeł. Styl autorytarny nauczania szkolnego, który tak bardzo dominował w szkole dawniejszej, najbardziej na tym ucierpiał. Uczeń chce i powinien wiedzieć, czego się i po co uczy; motywacja musi być w nim nieustannie rozbudzana i podsycana. Poza tym uczeń chce i powinien samodzielnie ustosunkowywać się do wykładanych treści nauczania a nie przyjmować je jako wyraz wszechwiedzy nauczyciela. Jest chyba widoczne, jakie konsekwencje mają te czynniki dla nauczania poszczególnych przedmiotów, a wśród nich i fizyki.

Mówiłem tu o kryzysie dotychczasowego modelu szkoły jako o jednym z zasadniczych powodów skłaniających do podjęcia badań nad nauczaniem fizyki. Innym takim powodem jest szybki, szybszy niż kiedykolwiek dotąd, rozwój techniki i coraz ściślejsze powiązanie techniki z naukami przyrodniczymi, a w tym przede wszystkim z fizyką. Nauka ta, stanowiąca podstawę zastosowań technicznych, musi i powinna przygotowywać społeczeństwo do rozumienia — od strony podstawowych zasad — działania urządzeń i przyrządów, które nam służą. Rolę tę powinna ona pełnić niezależnie od istniejącego w programie szkolnym przedmiotu czysto technicznego (który obecnie nosi nazwę „technika i praca”). Urządzenia te nie mogą być „czarnymi skrzynkami” ani w procesie ich wytwarzania ani

używania. W skrajnym wypadku mogłoby to doprowadzić do pogłębienia się alienacji intelektualnej robotnika a nawet technika w stosunku do wytwarzanego przedmiotu, a poza tym utrudniłoby kontynuację procesu usprawniania i wynalazczości. Społeczeństwo musi łatwiej przeżywać spotykający je niemal codziennie szok wcielającej się przyszłości. Lepsze nauczanie fizyki zapewne utrudniłoby też szkodliwą fetyszyczację techniki, czy to w sensie dodatnim czy ujemnym.

Innym ważnym motywem podjęcia prac w zakresie dydaktyki fizyki jest burzliwy rozwój samej fizyki. W rozwoju tym fizyka wytworzyła takie pojęcia i koncepcje, które są bardzo odległe od świata pojęć codziennych. Są one mało dostępne intuicyjnie. Na tę małą dostępność intuicyjną być może niewiele można poradzić, ale w każdym razie trzeba się o to starać przez budowanie i wczesne rozwijanie „nowej” intuicji. Starania te zaś będą chybione, jeśli się co najmniej nie wskaże uczniowi konieczności rezygnacji z powszechnej ważności pewnych pojęć fizyki klasycznej. Opracowanie systemu nauczania nowej fizyki jest zadaniem trudnym ale pilnym i niezbędnym.

W ciągu ostatnich lat i dziesięcioleci obserwuje się coraz dalej posuwający się proces rozszczepienia jednolitego obrazu świata. Ulega on powoli parcelacji między poszczególne nauki, które obejmując swym zasięgiem te czy inne klasy zjawisk wytworzyły autonomiczne systemy pojęć i metod badawczych. Ten proces dezintegracji intelektualnej świata także domaga się przeciwdziałania, m. in. w procesie nauczania. Należy ukazywać rolę, którą poszczególne nauki pełnią w systemie wszystkich nauk i to ukazywać ją na co dzień a nie tylko we wstępie do podręcznika. Między innymi fizyka właśnie powinna być ukazywana jako element ogólnego nurtu przemian cywilizacyjnych i kulturowych całego społeczeństwa. Domaga się to spojrzenia na nią pod nowym kątem, dostrzeżenia w niej nowych elementów, uświadomienia sobie, że nauczanie fizyki pełni rolę służebną w stosunku do podstawowego celu, którym jest wychowanie i wykształcenie młodego człowieka. Nasuwa się więc konieczność głębszego i doskonalszego skorelowania fizyki z przedmiotami pokrewnymi ale też i uchwycenia związków ogólnokulturowych fizyki ze stanem świadomości społecznej, z filozofią a nawet literaturą i sztuką włącznie. Jest to chyba najbardziej zaniedbany odcinek pracy w procesie nauczania fizyki. Oczekuję tu też najsilniejszych sprzeciwów. Jednakże trzeba sobie uświadomić, że realizacja programu zbudowanego tak, aby uwzględniał on ogólnokulturową rolę fizyki, byłaby dla uczniów jedną z podstawowych motywacji do zainteresowania się tym przedmiotem.

Wreszcie warto sobie chyba uprzytomnić, że ścisła więź fizyki z techniką jest powodem także pewnych zniekształceń obrazu społecznego fizyki. Bezmyślne stosowanie odkryć i wynalazków technicznych przynosi znaczne szkody nam i naszemu otoczeniu. Niekiedy część odpowiedzialności za te szkodliwe efekty przypisuje się fizyce. W rezultacie fizyka bywa oceniana w sposób ambiwalentny podobnie jak technika. Poprawa obrazu fizyki w odczuciu społecznym jest sprawą niezbędną dla jej dalszego rozwoju, a o to należy walczyć już na etapie nauczania szkolnego. I to także wymaga spojrzenia na fizykę niejako z zewnątrz, a m. in. ukazania nie tylko związków jej z techniką ale i różnic, które dzielą obie te dziedziny.

W sumie wydaje się, że jest aż nadto powodów do znacznej intensyfikacji badań nad nauczaniem fizyki. W dalszej części tych rozważań będę się starał pokazać, na czym polega ich specyfika.

### 3. Podstawowe pytania dydaktyki fizyki

Rozumie się, że podstawowym pytaniem, na które dydaktyka fizyki ma udzielić odpowiedzi, jest „jak najlepiej uczyć fizyki?”. W pytaniu tym ukryte są jednak pewne wieloznaczności, które bym chciał tu wyeksponować.

Otóż oczywiście proces nauczania fizyki musi być zrelatywizowany w stosunku zarówno do celów, które chcemy osiągnąć, jak i do osób, które uczymy, jak wreszcie do warunków, w których odbywa się nauczanie. Jest więc rzeczą niezbędną bliższe sprecyzowanie celów, których realizacji ma służyć nauczanie fizyki a także zróżnicowanie tych celów w zależności od ucznia i dalszych jego przewidywanych losów. Jest to tym ważniejsze, że mimo jednolitości przyszłej szkoły dziesięcioletniej nie wszyscy uczniowie przejdą rzeczywiście jednakowy cykl nauczania, a różnice te będą pogłębione przez dodatkowe dwuletnie szkoły specjalizacyjne. Należy też wziąć pod uwagę, jakie są możliwości techniczne realizacji celów nauczania, a więc: czy istnieje odpowiednio wiele pomocy naukowych? czy istnieje dostatecznie przygotowana kadra nauczająca? czy istnieją dobrze zaopatrzone biblioteki szkolne? jakie są możliwości indywidualizacji pracy z uczniem, biorąc pod uwagę zagęszczenie klas? Na te i na inne tego typu pytania trzeba znać rzetelną odpowiedź, nie zniekształconą przez „pobożne życzenia”, zanim naprawdę będzie można określić w szczególności cele nauczania fizyki, których realizacja w danych okolicznościach byłaby możliwa.

Trzeba jednak także, z drugiej strony, zdawać sobie sprawę z tego, że rola społeczna dydaktyki fizyki nie byłaby całkowicie wypełniona, gdyby nauka ta ograniczała się do analizy stanu istniejącego i nie angażowała się w proces jego przekształcania. Traktując — co jest oczywiście rzeczą konieczną — stan ten jako punkt wyjścia, dydaktyka fizyki zarazem powinna pełnić funkcje prognostyczne a nawet postulatywne, widząc i kreśląc tendencje i rozmiary zmian, zachodzących w stanie warunków materialnych, w których nauczanie fizyki jest realizowane. Musi więc ona dostrzegać nie tylko to, co jest obecnie możliwe, ale i to, co będzie i powinno być możliwe w przyszłości.

Niektórym spośród tych zagadnień poświęciłem już oddzielny artykuł (por. *Fizyka w Szkole* 23, 152 (1977)) i nie chcę się zbytnio powtarzać. Ograniczę się więc jedynie do kilku uwag podsumowujących. Oczywiście zdaję sobie sprawę z tego, że samo określenie celów nauczania fizyki jak i (szczególnie) ich zróżnicowanie jest dyskusyjne i powinno podlegać jakiejś weryfikacji eksperymentalnej.

Punkt wyjścia przy określaniu celów nauczania fizyki powinien być następujący. Prawdą jest, że fizyka jest jednym z elementów systemu dydaktycznego i pełni w jego ramach i w stosunku do jego całości rolę służebną. Jest jednak prawdą również i to, że nawet na szczeblu nauczania ogólnego i powszechnego fizyka może pełnić swoją rolę tylko wtedy, gdy zostanie ukazana uczniom bez zniekształceń i nadmiernych uproszczeń, gdy uczeń będzie mógł zapoznać się ze stosowanymi przez nią metodami badań i uzyskanymi w ten sposób podstawowymi wynikami. Ogólnie biorąc zatem, postulat wyjściowy można by sformułować w następujący, trochę prostaczkowy sposób: uczyć fizyki przede wszystkim jako fizyki, ale na tym nie poprzestawać.

Rozwijając ten pogląd można cele nauczania fizyki podzielić na cztery zasadnicze grupy: (a) cele poznawczo-metodologiczne, w stosunku do fizyki „wewnętrzne” (b) cele techniczno-sprawnościowe, nawiązujące do roli fizyki jako źródła pomysłów technicznych (c) cele

integrująco-światopoglądowe oraz (d) cele ogólnospołeczne. Najczęściej, myśląc o nauczaniu fizyki, poprzestaje się tylko na pierwszej grupie celów. Oczywiście jest to grupa zawierająca cele w pewnym sensie podstawowe: rozbudzenie ciekawości przyrodą, wyrobienie skłonności do zadawania pytań, nauczenie metod pozwalających na udzielenie sobie odpowiedzi na te pytania czy to w drodze eksperymentu lub obserwacji, czy również świadomego korzystania z lektury; dalej — nauczanie interpretowania zjawisk w świetle praw fizyki zakładające poznanie tych praw i to na różnych szczeblach organizacji materii i na różnym poziomie interpretacji zjawisk.

Druga grupa celów nauczania fizyki wskazuje na jej powiązania z techniką, także w ujęciu historycznym, i uczy, jak należy z praw fizyki korzystać chcąc zrozumieć działanie określonych przyrządów i urządzeń. Z nieco innego, trochę bardziej inżynierskiego punktu widzenia, tą samą problematyką będzie się zajmować przedmiot określany w programie szkoły dziesięcioletniej nazwą „technika i praca”. Nie należy jednak całości problematyki technicznej, w każdym razie dotyczącej podstawowych zasad działania urządzeń technicznych, przekazywać z fizyki do owego przedmiotu. Łatwo mogłoby się bowiem zdarzyć, że technotwórcza rola fizyki zostałaby wówczas spłycona i niedoceniona. Uczeń powinien zaś zdobyć trwałe przekonanie, że fizyka jest niezbędnym elementem przygotowania twórczych kadr technicznych wszystkich szczebli i kategorii.

Trzecia grupa celów nauczania fizyki powinna, jak sądzę, zawierać ukazanie wewnętrznej, logicznej jedności i spójności fizyki, a następnie przedstawienie miejsca fizyki wśród innych nauk, przede wszystkim przyrodniczych. Fizyka, podstawowa nauka o przyrodzie, ma tu do odegrania ogromną rolę integracyjną. Zamiast wymyślać odrębne przedmioty integracyjne, należałoby zacząć od wykorzystania możliwości tkwiących w naukach już istniejących.

Czwarta grupa celów jest może najbardziej niejednorodna. Wskazywałyby one na uwarunkowania społeczne fizyki, a zarazem na jej wpływ na rozwój społeczny, co oczywiście wymaga nadania nauczaniu fizyki wymiaru historycznego. Nasuwa się tu też konieczność poruszania zagadnienia odpowiedzialności człowieka za siebie i otaczającą go przyrodę. Ponadto, pośrednio, w procesie nauczania dokonywałyby się być może proces kształtowania tych cech postawy ludzkiej, które są pożądane społecznie, a niezbędne przy badaniu przyrody. Cech takich jest przecież sporo: rozbudzenie krytycyzmu i samokrytycyzmu, dążenie do prawdy i odwaga jej głoszenia, nieuleganie autorytetowi a tylko rzetelnym argumentom, odczuwanie piękna przyrody, ukształtowanie wytrwałości, uczciwości, umiejętności pracy zespołowej, poczucia odpowiedzialności itd. W rezultacie fizyka dopomoże w uformowaniu wszechstronnie wartościowej sylwetki człowieka, od strony intelektualnej i moralnej, od strony umysłowej i sprawnościowej.

Tak szeroko zarysowany układ celów nauczania fizyki wymagałby dokładnego prze-myślenia i wyciągnięcia odpowiednich konsekwencji dla podręczników szkolnych, systemu pomocy szkolnych, systemu kształcenia i doksztalcania nauczycieli itd.

Rozumie się, że my, fizycy, pragnęlibyśmy, aby wszyscy członkowie naszego społeczeństwa, którymi są przecież byli i obecni nasi uczniowie, znali i rozumieli fizykę jak najlepiej i aby dzielali jak najpełniej nasz żywy do niej stosunek emocjonalny. Chcielibyśmy więc, aby w miarę możliwości wszystkie cele nauczania były realizowane w pełnym wymiarze w praktyce szkolnej. Jednakże każdy z nas zdaje sobie sprawę z tego, że wykonywany

w przyszłości zawód obecnego ucznia narzuca określone preferencje programowe; w układzie tych preferencji fizyka nie zawsze będzie mogła stać na pierwszym miejscu. Raczej przeciwnie, będzie się to jej zdarzać wcale nie tak często. Należy więc dokonać przeglądu celów nauczania wyodrębniając te spośród nich, które powinny być podstawą nauczania fizyki „dla wszystkich”, przede wszystkim na poziomie wstępnym, a odpowiednio różnicując te, które na wyższym poziomie w różnych, jeśli się tak można wyrazić, natężeniach, będą realizowane w rozmaitego typu szkołach, klasach czy lekcjach. Jak dokonać tego podziału na grupy „potrzeb i zainteresowań”, to już odrębna sprawa, której nie chcę tu poruszać, sygnalizując tylko istnienie tego skomplikowanego zagadnienia. Wydaje się, że myślą przewodnią tego podziału powinna być idea usunięcia w miarę możliwości z programu fizyki „dla wszystkich” tych jej elementów, które służą niejako jej samej a nie bezpośrednio poznaniu przyrody, a więc elementów „technicznych” w sensie techniki prowadzenia badania, wykonywania bardziej złożonych obliczeń itp.

W każdym razie widać chyba, że proste z pozoru pytanie „jak najlepiej uczyć fizyki?” wciąga nas w rozważania trudne i to już na poziomie wstępnego „oczyszczania terenu”. Takie rozważania na pewno wielu z nas prowadzi na własny użytek. Niezależnie jednak od tej amatorskiej (i skądinąd pożądaney) aktywności istnieje potrzeba działania zorganizowanego i ciągłego, które nie zaczynałoby się stale od nowa i które byłoby oparte na sprawdzalnych faktach. Innymi słowy jest tu potrzebna działalność zawodowa, fachowa, o nawarstwiających się ideach i osiągnięciach — potrzebna jest dydaktyka fizyki jako nauka.

Jaka to ma być, a raczej powinienem napisać, jaka to już dziś bywa nauka, to jest pytanie zasadnicze, na które trudno jest podać odpowiedź ogólną, gdyż byłaby to zarazem z konieczności odpowiedź ogólnikowa. Jest to, jak mówiłem, dyscyplina rodząca się, której charakterystyczne cechy jeszcze się nie w pełni skryształizowały.

Rzuca się w oczy jednakże, iż musi to być przede wszystkim nauka eksperymentalna. Problemy, przed którymi staje dydaktyka fizyki, nie mogą być rozstrzygnięte przez myślenie aprioryczne. Nie może być mowy o tym, aby przyjęte rozwiązania mogły być przez kogośkolwiek wymyślane bez żadnego kontaktu z praktyką nauczania. Dydaktyka fizyki potrzebuje faktów i faktów tych musi szukać w tej właśnie praktyce. Przejdę wkrótce do przytoczenia szeregu przykładów bardziej szczegółowych zagadnień leżących w zasięgu dydaktyki fizyki i którymi się już ona w pewnej mierze zajmuje. Stanie się wtedy bardziej widoczne, że badania eksperymentalne są tu bezwzględnie potrzebne.

Inną cechą dydaktyki fizyki jest jej, powiedziałbym, ograniczona międzynarodowość. Badania nad nauczaniem fizyki są w różnym stopniu rozwinięte w różnych krajach. Są wśród nich też i takie, w których dydaktyka fizyki ma już poważne osiągnięcia. Powstaje wobec tego pytanie, czy nie można by po prostu przeszczepić na polski grunt dorobku zagranicznego i zastosować go w naszym szkolnictwie.

Wydaje się jednak, że w zasadzie nie jest to możliwe właśnie ze względu na to, że cele nauczania fizyki muszą być zrelatywizowane w stosunku do potrzeb osób nauczanych i także do możliwości technicznych realizacji programu. Te zaś elementy nie mają charakteru uniwersalnego. Z jednej więc strony niewątpliwie dydaktyka fizyki w Polsce musi się inspirować osiągnięciami zagranicznymi, lecz z drugiej strony osiągnięcia te powinna ona tłumaczyć na język rzeczywistości krajowej. Inna ogólna struktura programu, inne wobec



tego możliwości korelacji międzyprzedmiotowych, inna ogólna atmosfera kulturalna i cywilizacyjna, inne potrzeby społeczne i gospodarcze, inne wyprofilowanie aspiracji zawodowych, inny częstokroć stan warunków materialnych — wszystko to sprawia, że różnice między poszczególnymi krajami mogą być bardzo duże, i w praktyce proces dydaktyczny będzie w nich musiał przebiegać nieco inaczej.

To, że w tych warunkach można jednak mówić o międzynarodowości dydaktyki fizyki, choć tylko ograniczonej, a nie o jej zupełnym braku, zawdzięcza ona przede wszystkim swojemu związkowi z fizyką — dyscypliną całkowicie i bez żadnych ograniczeń międzynarodową. Ucząc inaczej, uczy się przecież we wszystkich krajach tego samego. Jest to właśnie jeden z podstawowych uniwersalnych elementów w dydaktyce fizyki, przesądzający o potrzebie kontaktów międzynarodowych i możliwości wzajemnego porozumienia się dydaktyków fizyki z różnych krajów. Innym takim elementem jest bez wątpienia równoległość rozwoju psychofizycznego dzieci i młodzieży we wszystkich krajach, determinowana przez biologię naszego gatunku i nigdy nie przesłonięta w pełni działaniem rozmaitych czynników natury socjologicznej.

#### 4. Interdyscyplinarność dydaktyki fizyki

Jedną z cech zasadniczych dydaktyki fizyki, której warto tu poświęcić wyodrębnioną część rozważań, jest jej interdyscyplinarność. Jest to zarazem ta cecha dydaktyki, która w praktyce przysparza jej chyba najwięcej kłopotów. Dydaktyka fizyki leży na styku wielu gałęzi wiedzy, niekiedy zupełnie odmiennych, a musi w pewien sposób wykorzystywać i łączyć ich osiągnięcia.

Na pierwszym miejscu należy tu wymienić samą fizykę. Dydaktyka fizyki jest w stosunku do fizyki pewną metanauką, a więc z fizyką właśnie musi ona zachowywać szczególnie bliski kontakt. Dydaktyk fizyki w zasadzie powinien być fizykiem zdolnym do normalnej twórczej pracy naukowej. Bez tego, zapewne poziom jego rozumienia tej gałęzi wiedzy nie będzie dostatecznie głęboki. Z drugiej jednak strony dydaktyk musi szczególnie troskliwie dbać o to, aby nie zagubić się w zbyt wąskiej specjalności, aby rozumieć wszechstronnie fizykę a szczególnie fizykę współczesną.

Istotnie, wyjątkowo ściśła więź łączy dydaktykę fizyki z fizyką. W pojęciu fizyki i badań fizycznych zawiera się bowiem w sposób nieuchronny intersubiektywność. Ta zaś zakłada konieczność (a więc i umiejętność) komunikowania innym o badaniach swoich własnych i to także w kontekście badań prowadzonych w danej dziedzinie na całym świecie. Pisząc pracę naukową, czyniąc ją zrozumiałą dla innych, tym bardziej zaś pisząc artykuł przeglądowy, wygłaszając referat na konferencji, tworząc monografię — w rzeczywistości jesteśmy uwikłani w proces dydaktyczny na najwyższym w danej chwili osiągalnym szczeblu poznania naukowego. Od tych czynności istnieje ciągle przejście przez wykład monograficzny lub kursowy dla studentów, podręcznik studencki, pracę popularn naukową, aż po podręcznik szkolny do lekcji fizyki w klasie VI, w której przedmiot ten obecnie ma być po raz pierwszy nauczany. Z drugiej strony, my wszyscy, którzy staramy się uzyskać jakieś własne wyniki badawcze, zawdzięczamy (chyba niewątpliwie) ogromnie przeważającą część naszej znajomości fizyki procesowi dydaktycznemu, który na nas sa-

mych jako na obiekcie był wykonywany i wykonywany jest nadal. Jak najlepiej uczyć fizyki? — to pytanie rozciąga się na wszystkie szczeble nauczania i komunikowania.

Ale nawet gdyby zapomnieć o tym elemencie szczególnym, tak niezwykle blisko spajającym fizykę z jej dydaktyką, to i wtedy owa więź pozostanie. Bez dokładnej znajomości praw fizyki, jej struktury wewnętrznej, bez dostrzegania analogii istniejących między różnymi jej działami i grupami zjawisk, bez wykorzystywania w praktyce metod badawczych fizyki, dydaktyka fizyki musiałaby pozostać działalnością całkowicie oderwaną od rzeczywistości, mało pożyteczną, a może nawet szkodliwą.

Lista dyscyplin powiązanych z dydaktyką fizyki nie kończy się na fizyce. Zasadnicze znaczenie ma jej kontakt z metodologią fizyki i szerzej — z metodologią nauk przyrodniczych. Znajomość dróg, którymi fizyka zmierza ku coraz doskonalszemu poznaniu przyrody jest dla dydaktyka rzeczą niezbędną. Zgodnie z prawem biologicznym ontogeneza odtwarza w pewnym skrócie i uproszczeniu filogenezę. Tak też i dydaktyk fizyki będzie zmierzał do tego, aby uczeń, poznając przyrodę stosował w jakiejś mierze metodykę pracy naukowej, powtarzając drogę, którą nauka dotarła do swojego wyniku. Na proces ten można patrzeć dwójako. Albo można domagać się, by uczeń poznawał fizykę tak jak się ona historycznie stawiała, albo też tak, jak się ona staje w umyśle pracującego twórczo fizyka współczesnego. Dwie te możliwości oczywiście nie są sobie równoważne i wybór właściwszej z nich — albo właściwej ich proporcji — jest sprawą badań eksperymentalnych.

To jednak, że metoda pracy naukowej powinna znaleźć jakieś odzwierciedlenie w praktyce szkolnej, jest chyba niewątpliwe. I to nie tylko po to, by fizykę lepiej rozumieć, lecz także i dlatego, że w samej metodzie stosowanej przez fizykę tkwią specyficzne wartości, które warto uczniowi wpoić. Nie tylko cel jest tu ważny, ale i wiedząca doń droga. Nie tylko znajomość praw i umiejętność ich stosowania ma wartość dodatnią, ale także głębokie osobiste przeświadczenie, skąd się te prawa wzięły, że można je samemu „wykryć”, że nie są one dowolnie formułowane na podstawie niepewnych domysłów.

Dydaktyka fizyki musi też pozostawać w najściślejszym związku z teorią i historią kultury i cywilizacji ze szczególnym uwzględnieniem historii fizyki. Ten związek jest niezbędny dla zrozumienia ogólnospołecznej roli fizyki i jej miejsca w kulturze i cywilizacji. Zrozumienie takie, jak już wspominałem, musi być bezwarunkowo przekazane uczniowi, jeśli chcemy, aby w umyśle jego powstał jakiś całościowy obraz wiedzy ludzkiej, którego tak ważną składową jest właśnie fizyka.

Jedną z głównych trosk dydaktyki fizyki jest też utrzymywanie kontaktu z psychologią rozwojową dzieci i młodzieży. Jest przecież oczywiste, że odpowiednie dawkowanie pojęć naukowych, przyzwyczajanie do stosowania określonych metod, musi zależeć od przebiegu w czasie procesu dojrzewania umysłowego ucznia. Bez należytego wykorzystywania i prowadzenia badań psychologicznych dydaktyka fizyki będzie bezradna. Psychologia winna dopomóc nie tylko w ustaleniu jakiegoś kursu średniego, ale także uświadomić dydaktykom, jak trzeba pracować z dziećmi szczególnie uzdolnionymi lub też, przeciwnie, szczególnie zaniedbanymi.

Dydaktyka fizyki jest też związana z ogólną teorią i techniką nauczania i wychowania — pedagogiką. Wiele jest przecież spraw wspólnych dla nauczania wszystkich przedmiotów szczegółowych. Doświadczenia nabyte na terenie jednej dyscypliny, odpowiednio uogól-

nione, mogą się okazać pożyteczne przy nauczaniu innej. Należałoby tylko przestrzec przed postępowaniem „od ogółu do szczegółu”, to znaczy od ogólnych koncepcji spekulatywnych do ich dyrektywnego stosowania na konkretnym materiale przedmiotowym. Wydaje się chyba niewątpliwe, że dydaktyka fizyki, sama startując z eksperymentu, z obserwacji lekcyjnej będzie mogła — obok dydaktyk innych przedmiotów — dostarczać dydaktyce ogólnej materiału do formułowania pewnych zasad mających znaczenie szersze. W zamian za to, dydaktyka fizyki oczekuje od dydaktyki ogólnej i pedagogiki określonej całościowej koncepcji nauczania i wychowywania opartej na uogólnieniu dostępnych faktów eksperymentalnych wziętych z praktyki szkolnej, a także na uwzględnieniu ogólnych tendencji i potrzeb życia społecznego. To sprzężenie zwrotne dyscypliny bardziej ogólnej i bardziej szczegółowej jest niezbędnym warunkiem trwałości dorobku ich obu. Ważne jednak wydaje mi się to, aby ostatecznie zawsze doświadczenie miało rację, aby w wypadku kolizji tego doświadczenia z jakąś koncepcją nie mówiło się — „tym gorzej dla doświadczenia”. Podstawowy przepływ informacji we wszystkich dyscyplinach eksperymentalnych jest bowiem „od szczegółu do ogółu”.

Należy jeszcze wymienić konieczność nawiązywania przez dydaktykę fizyki kontaktu z techniką. Mam tu na myśli przede wszystkim technikę laboratoryjną i pomiarową. Niezbędna jest dokładna znajomość możliwości wykonywania w klasie czy to przez uczniów czy też przez nauczyciela określonych pokazów i doświadczeń. Potrzebna jest też dobra znajomość środków audiowizualnych, którymi nauczyciel będzie dysponować w klasie i tego, jaki wpływ mają te środki na sprawność realizacji procesu dydaktycznego.

Wymieniam na końcu związek dydaktyki fizyki z filozofią nie dlatego, abym miał go uważać za najmniej ważny. Fizyka ustala przecież także prawa o charakterze ogólnym, które mają pewną, choć niejednoznaczną, wymowę filozoficzną. Podsumowując kurs nauczania fizyki trudno będzie uniknąć zatrącania o problematykę mającą taki właśnie sens ogólnopoznawczy. Chodzi o to, aby jakiegokolwiek uogólnienia były formułowane ostrożnie i aby wskazywały one na rozmaite ich możliwe interpretacje filozoficzne.

Można byłoby zapewne odszukać odniesienia dydaktyki fizyki do innych jeszcze dziedzin, lecz chyba nie warto tego czynić. Obraz na pewno jest już dość przejrzysty. Dydaktyka fizyki, nie będąc ani fizyką, ani filozofią, ani psychologią, ani pedagogiką, łączy się z nimi wszystkimi, tworząc jednak pewną nową, specyficzną dyscyplinę naukową, która ma swoją problematykę i swoje metody postępowania.

## 5. Przykłady zagadnień dydaktyki fizyki

Przejdę teraz do podania kilkunastu przykładów zagadnień szczegółowych leżących w sferze zainteresowań dydaktyki fizyki. Liczba tych przykładów jest dlatego tak duża, aby lepiej uwypuklić wielostronność i specyfikę tej problematyki.

Zacznę od kilku problemów dość często dyskutowanych, ostatnio nawet szczególnie często w związku z przygotowaniem programu szkoły dziesięcioletniej. W czasie tych prac pojawiły się kontrowersje dotyczące poziomu nauczania, na którym mechanikę można formułować w języku wektorowym. Czy od razu, od pierwszej chwili należy rozważać zagadnienia trój- i dwuwymiarowe, czy też lepiej początkowo ograniczyć się do ruchów

jednowymiarowych. Wypowiadano na ten temat wiele opinii, ale słuchając tych dyskusji miałem wrażenie, że często za tymi opiniami nie kryła się rzeczywista wiedza oparta na empirycznych badaniach w szkole, w grupach porównawczych, przy stosowaniu rozmaitych sformułowań dydaktycznych.

Z innych kontrowersyjnych zagadnień wymienić można sposób wprowadzania pojęć termodynamicznych. Czy ujmować je najpierw fenomenologicznie? Czy też od razu podkładać pod nie obraz statystyczny? Jak — przykładowo — i czy w ogóle wprowadzać pojęcie entropii? Czy drugie prawo termodynamiki oprzeć na starym i zużytym już nieco modelu cyklu Carnota?

Weźmy jeszcze inny przykład. Kiedy uczeń jest w stanie przyswoić sobie z pełnym zrozumieniem pojęcie energii? Jak procesem takiego przyswajania sterować? Jak pojęcie energii stopniowo uogólniać? Są to oczywiście zagadnienia wymagające systematycznych badań.

Albo jeszcze jeden przykład. Czy w szkole średniej należy i można uczyć jakichś elementów mechaniki kwantowej? Jak to robić? Czy poprzestawać na bohrowskim obrazie atomu? Czy też może właśnie choćby opisowo (inaczej przecież nie będzie można) ukazać ujęcie schrödingerskie?

Należy wyraźnie podkreślić, że podstawowa trudność w udzieleniu odpowiedzi na te pytania leży w tym, że przyswajalność jakichś pojęć czy też możliwość realizacji w szkole określonego działu fizyki nie może być rozpatrywana *in abstracto*, lecz tylko w ramach całego programu fizyki, a nawet więcej — całego programu nauk matematyczno-przyrodniczych. Zależnie od uprzedniego przygotowania ucznia, zależnie od dostarczonych mu pomocy szkolnych, zależnie od przyjętego sposobu przekazywania wiedzy, zależnie wreszcie od osobowości nauczyciela wynik może być całkowicie różny. Toteż np. na pytanie, „czy można wprowadzić mechanikę kwantową w szkole?” nie wolno odpowiadać krótko „tak” lub „nie”, lecz tylko „zakładając, że program jest taki a taki, pomoce szkolne takie a takie, nauczyciel przygotowany tak a tak, przeciętnie będzie osiągać rozumienie tych i tych idei kwantowych taki to a taki procent uczniów”. Oczywiście konieczność jednoczesnego rozpatrywania wielu skomplikowanych zagadnień bardzo utrudnia pracę dydaktyka fizyki.

Przejdźmy teraz do innej grupy zagadnień, nieco ogólniejszych. Jaka powinna być rola eksperymentu w praktyce szkolnej? czy uczeń rzeczywiście wszystkie swoje wiadomości powinien zawdzięczać swojej własnej acz kierowanej przez nauczyciela pracy z przyrządem? Zaznaczyć wypada, że ewentualna negatywna odpowiedź na to pytanie nie jest równoznaczna z zaprzeczeniem konieczności stałej aktywności ucznia w czasie lekcji. Gdyby tak zapytać ludzi, twórczo zajmujących się fizyką, ile z tego, co wiedzą o niej, zawdzięczają osobiście wykonanym eksperymentom, wynik takiej ankiety byłby na pewno pouczający. Podobnie można zapytać, jaka powinna być rola pokazu na lekcji? Wiąże się też z tym zagadnienie, jak dalece uczeń powinien rozumieć działanie przyrządów używanych przez niego w czasie doświadczeń? (lub przez nauczyciela w czasie pokazów)? Jaki zestaw pomocy lekcyjnych można uznać za minimum, a jaki za optimum? Jaki jest aktualny stan zaopatrzenia szkół w pomoce, a przede wszystkim w jakiej mierze pomoce te są istotnie wykorzystywane w praktyce dydaktycznej?

Należałoby też dokonać w szerokiej skali historycznej i geograficznej przeglądu kon-

cepcji podręcznika fizyki i na tej podstawie wyciągnąć wnioski, jak podręcznik ten mógłby i powinien by wyglądać u nas. Jaka powinna być rola „czytanek” historycznych? Jaka — zadań rachunkowych? Jaka — doświadczeń myślowych?

Do jeszcze ogólniejszej grupy zagadnień należy taki np. problem, jak powinna wyglądać korelacja fizyki z innymi przedmiotami. Jakie są rzeczywiste punkty styczne? Czy takie miejsca wspólne powinny być przydzielane tylko jednej z dwu graniczących dyscyplin, czy też lepiej jest je omawiać dwukrotnie, za każdym razem w nieco innym oświetleniu? Oczywiście tego rodzaju problemy można by naprawdę rozwiązywać wyłącznie we współpracy z dydaktykami chemii, matematyki czy też zajęć technicznych.

Bardzo ważne zagadnienia ogólnodydaktyczne powstają przy próbach dania 'odpowiedzi na pytanie, czy proces dydaktyczny w szkole powinien w jakiejś mierze iść za procesem historycznego dokonywania odkryć. Na przykład, czy naukę o elektryczności należy zaczynać od elektrostatyki i prawa Coulomba, czy też może od prądów? Czy pole magnetyczne wprowadzać od strony magnesów trwałych i mas magnetycznych? Czy mówiąc o prawie dodawania prędkości w mechanice klasycznej należy wspomnieć, że w przyrodzie istnieje prędkość graniczna, i że wobec tego prawo to trzeba będzie w przyszłości zmodyfikować? Czy mówiąc o torze punktu materialnego trzeba ostrzec, że dla mikroobiektów tor nie jest pojęciem dobrze określonym? Takich pytań szczegółowych ale mających wspólny charakter jest bardzo wiele.

Innym bardzo ważnym problemem ogólnym jest, w jaki sposób i w jakiej mierze w praktyce szkolnej powinna się odzwierciedlać metodologia pracy naukowej. Albo też — jakiego języka używać w szkole: czy możliwie najbardziej precyzyjnego, zbliżonego do języka nauki, czy też może bardziej obrazowego, luźniejszego terminologicznie, ale też i pod pewnymi względami bardziej konkretnego? Jaki powinien być charakter podsumowań czy to poszczególnych lekcji, czy też pewnych większych całości tematycznych, czy wreszcie — całego kursu fizyki? Ile na to poświęcać czasu, do jakiego celu zmierzać?

Istnieje też oczywiście grupa zagadnień bliższych psychologii. Jaka jest charakterystyka uzdolnień fizykalnych ucznia? Jak powinna przebiegać praca z uczniami szczególnie uzdolnionymi? Czy celowe jest tworzenie dla nich specjalnych klas? Czy ucznia szczególnie uzdolnionego np. z fizyki można częściowo rozgrzeszać z niezajomości innych przedmiotów? Jakich domagać się umiejętności? Jak prowadzić egzamin i na co kłaść szczególny nacisk? W jakiej mierze domagać się pamięciowego opanowania problematyki fizycznej? Jakie są typowe przyczyny niepowodzeń szkolnych z fizyki? Jak wcześniej rozpocząć nauczanie propedeutyczne czy to fizyki, czy — ogólniej — przyrodoznawstwa?

I wreszcie ostatnia grupa zagadnień dydaktyki fizyki. Jakie są rzeczywiste potrzeby społeczne znajomości fizyki w poszczególnych grupach zawodowych? Oczywiście nie chodzi tu tylko o znajomość czysto użyteczną ale też formującą ogólny pogląd na przyrodę. Jakie są możliwości i potrzeby kształcenia radiowego i telewizyjnego? Jaki jest dorobek i potrzeby popularyzacji fizyki w Polsce? Jaki powinien być związek między programem szkolnym a programem kształcenia nauczycieli fizyki? Jak w świecie przebiega praca nad kształtowaniem się programu nauczania fizyki i nad pisanem podręcznika?

Jak widać z tego pobieżnego przeglądu, dydaktyka fizyki ma dość dobrze określone pole działania, pole, które leży jeszcze w znacznej mierze odłogiem. Jest w interesie nas wszystkich, w interesie fizyki, w interesie społecznym, aby prace nad tymi zagadnieniami

**DO SZEROKIEGO ZAKRESU  
RENTGENOWSKICH BADAŃ STRUKTURALNYCH**

*z dziedziny fizyki ciała stałego, chemii,  
krystalografii, metaloznawstwa,  
biologii i in.*

**DYFRAKTOMETR RENTGENOWSKI  
OGÓLNEGO STOSOWANIA**

**DRON-3**



- badania jakościowego i ilościowego składu fazowego
- badania roztworu stałego
- oznaczenie makro- i mikroprężeń
- badania tekstury
- badania struktury monokryształów za pomocą dodatkowych urządzeń. Dyfraktometr DRON-3 pozwala na dokonanie badań różnych materiałów w temp. od 2000°C do 180°C oraz przeprowadzanie badań niskokątowych



**Techsnabexport**  
USSR MOSCOW

**EKSPORTER — V/O TECHSNABEXPORT**

**ZSSR, 121200 Moskwa, Smolenskaja-Siennaja 32/34  
Telefon: 244-32-85 Teleks: 7628**

rozwinęły się jak najszybciej i były prowadzone w sposób odpowiedzialny. Powstaje pytanie, co trzeba uczynić, aby do takiego rozwoju badań w tej dyscyplinie mogło u nas w Polsce dojść.

## 6. Potrzeby dydaktyki fizyki

Przechodzę tym samym do ostatniego punktu moich rozważań, który będzie polegać na próbie scharakteryzowania potrzeb dydaktyki fizyki tak, jak to wynika z wypowiedzi dydaktyków i jak ja je sam dostrzegam.

Sądzę, że podstawową taką potrzebą i warunkiem *sine qua non* rozwoju dydaktyki fizyki jest samouświadomienie, jest wytworzenie się wśród ludzi, którzy się nią zajmują, przeświadczenia, że ich przedmiot badań to odrębna dyscyplina, formująca się dopiero, ale już w ogólnym zarysie ukształtowana. Dydaktycy fizyki obecnie może czasem czują się bezpańsko — ani to fizyka, ani pedagogika, ani psychologia. Wpływać to może deprymująco na rozwój badań i stabilność kadry naukowej.

Drugim podstawowym warunkiem kontynuacji badań nad dydaktyką fizyki jest to, ażeby we wspólnym interesie środowiska fizycznego badania te znalazły materialne i moralne oparcie w wydziałach i instytutach fizyki uczelni wyższych. Wydziały te, pomimo świadomości, że oto na ich terenie prowadzi się działalność poza-fizyczną, powinny życzliwie wspierać te badania, służąc swą pomocą, aparaturą, strukturą organizacyjną i administracyjną. Tak się niekiedy dzieje, ale nie jest to, niestety, regułą. Spotkać się można czasami z opiniami, jeśli nawet nie zawsze wypowiedzianymi głośno, że wszelka działalność „przy fizyce” a nie „w fizyce” może mieć jedynie charakter paranaukowy i nie zasługuje na zbyt poważne traktowanie. Można chyba wyrazić nadzieję, że w miarę rozwoju badań nad dydaktyką fizyki, opinie takie i przekonania zaczną stopniowo zanikać. Należy podkreślić, że choć była tu mowa głównie o dydaktyce fizyki na poziomie przedmaturalnym, to powinny się rozwinąć także szczególnie, moim zdaniem, zaniedbane, badania nad dydaktyką fizyki w szkole wyższej.

Pewną konsekwencją rozwoju badań ale i zarazem warunkiem jego kontynuacji jest wytworzenie się środowiska naukowego i powstanie odpowiednio wykwalifikowanej kadry. Badaniom tym należy nadać od razu — i to się na szczęście czyni — charakter ogólnopolski. Szczególnie w okresie początkowym, gdy kadra jest jeszcze stosunkowo nieliczna poważnym błędem byłoby rozdrabnianie i dublowanie badań, brak ogólnopolskiego forum dyskusyjnego w postaci pisma naukowego, konferencji i szkół dydaktyki fizyki. Oceniając w zasadzie pozytywnie dotychczasowe w tym kierunku inicjatywy, które głównie wychodziły z ośrodka wrocławskiego, chciałbym gorąco zachęcać do intensyfikacji tych wysiłków i podjęcia ich także przez inne ośrodki.

Niestety, jedną z zasadniczych przeszkód w rozwoju kadry naukowej i jej stabilizacji jest brak jasno określonych perspektyw awansu naukowego i zdobywania kolejnych stopni naukowych. W obecnej chwili właściwie nie można zrobić doktoratu z dydaktyki fizyki, a tym bardziej — habilitacji. Te stopnie naukowe można uzyskać tylko z fizyki lub, jeśli kto woli, z pedagogiki. Jest to sytuacja wysoce niezadowalająca. Dydaktyka fizyki nie jest bowiem ani jednym ani drugim. Skoro się powiedziało A i powiązało dy-

dydaktykę fizyki z wydziałami fizyki, należałoby też powiedzieć B i przyznać tym wydziałom — choćby niektórym z nich — prawo nadawania stopni doktora i doktora habilitowanego dydaktyki fizyki. Podkreślam — nie z fizyki lecz z dydaktyki fizyki. W razie potrzeby należałoby zapraszać na recenzentów lub do wszelkiego rodzaju komisji specjalistów z innych dziedzin — pedagogiki, psychologii czy też filozofii. Jest to być może połączone z pewnymi kłopotami organizacyjnymi, ale z pewnością nie jest niewykonalne. Zresztą kadra dydaktyków fizyki będzie stopniowo rosła i za kilka lat wydziały fizyki staną się niemal samowystarczalne. Przeniesienie obowiązku nadawania stopni na jakiś inny wydział byłoby wysoce niepożądane, ze względu właśnie na treść fizyczną, która byłaby podstawowym przedmiotem rozprawy i która na innym wydziale najprawdopodobniej byłaby niezrozumiała.

Wreszcie należałoby zmierzać do spełnienia dodatkowego warunku rozwoju dydaktyki fizyki w Polsce — do rozszerzenia współpracy międzynarodowej. Wprawdzie, jak już napisałem, „międzynarodowość” dydaktyki fizyki jest ograniczona, a w żadnym razie nie jest tak całkowita jak samej fizyki, lecz przecież w jakiejś mierze ona istnieje. Należy więc dbać o rozszerzanie międzynarodowych kontaktów naukowych, o wysyłanie młodzieży na staże naukowe za granicą itp. Będzie to stanowić dodatkowe — zewnętrzne — kryterium sensownego rozwoju badań w naszym kraju.

Reasumując te przydługie rozważania chcę raz jeszcze podkreślić, że dydaktyka fizyki już powstaje i właściwie powstała. Wymaga ona jednak pomocy. Od nas, od środowiska fizyków, będzie w dużym stopniu zależeć, jak szybko badania w tej dziedzinie się rozwiną i jak bardzo nam samym staną się one pomocne.



## Z E Z J A Z D Ó W I K O N F E R E N C J I

## XI Międzynarodowy Kongres Krystalografii w Warszawie

W dniach 3-12 sierpnia 1978 roku odbyły się w Warszawie XI Kongres Krystalografii oraz Walne Zgromadzenie Międzynarodowej Unii Krystalografii. Głównymi organizatorami tych imprez były: Instytut Fizyki PAN, Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN, Instytut Badań Jądrowych oraz Komitet Krystalografii PAN. Honorowy protektorat nad Kongresem objął Przewodniczący Rady Państwa prof. Henryk Jabłoński. W skład Komitetu Honorowego, na czele którego stanął prof. dr W. Trzebiatowski, weszli tak wybitni uczeni polscy jak prof. Jeżewska-Trzebiatowska, prof. J. Kaczmarek, prof. S. Kaliski, prof. J. Kołodziejczak, prof. A. Łaszkiwicz, prof. M. Mięśowicz, prof. W. Nowacki, prof. J. Rychlewski, prof. L. Sosnowski oraz prof. T. Staliński.

Organizacja Kongresu spoczywała głównie na barkach Komitetu Organizacyjnego powołanego przez władze PAN. Na przewodniczącego Komitetu został powołany autor tej krótkiej informacji. Funkcje wiceprzewodniczących pełnili: prof. J. Leciejewicz i doc. Z. Gałdecki, a sekretarza doc. T. Warmiński

Program naukowy został opracowany przez Międzynarodowy Komitet Programowy, któremu przewodniczył prof. K. Łukaszewicz z Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN.

W Kongresie wzięło udział około 1500 osób z 39 krajów. Wszystkie sesje odbywały się w Pałacu Kultury i Nauki. Między innymi, dzięki temu udało się bardzo sprawnie przeprowadzić obrady. Program zajęć został w ten sposób ułożony, że umożliwił wszystkim uczestnikom wysłuchanie każdego dnia jednogodzinnego wykładu plenarnego. Następnie uczestnicy mogli wybrać dla siebie, zależnie od zainteresowań, jedną z czterech równoległe odbywających się sesji, na których były wygłaszane w zasadzie po cztery wykłady specjalistyczne przez specjalnie dobranych i zaproszonych wykładowców. Po przerwie obiadowej przedstawiano w ciągu 3 godzin prace własne na tzw. sesjach plakatowych. Każdego dnia prezentowano w ten sposób około 160 komunikatów z prac oryginalnych (razem około 1200 komunikatów w tym około 200 ze strony polskiej).

Wykłady plenarne dotyczyły następującej tematyki:

- 1) Struktura substancji ważnych z punktu widzenia biologii,
- 2) Informacje o strukturze kryształów w chemii,
- 3) Defekty w realnych kryształach,
- 4) Nowe wysoko wydajne źródła promieniowania rentgenowskiego i neutronowego,
- 5) Trójwymiarowa rekonstrukcja w mikroskopii elektronowej,
- 6) Przewodniki jonowe i materiały ważne dla energetyki.

Wykłady te pozwoliły wszystkim uczestnikom Kongresu zaznajomić się ze stanem badań w aktualnie ważnych kierunkach rozwoju krystalografii rozumianej jako interdyscyplinarna dziedzina nauki. Wśród wybitnych specjalistów mających wykłady plenarne nie zabrakło i Polki prof. dr B. Jeżowskiej-Trzebiatowskiej. Wykład jej dotyczył znaczenia danych strukturalnych w chemii i wzbudził bardzo duże zainteresowanie. Ponad 10% wszystkich prezentowanych prac wiązało się z badaniami struktury substancji biologicznie czynnych. Po raz pierwszy przedstawiono wiele prac dotyczących krystalograficznych aspektów fizyki ciała stałego. Bogato były reprezentowane badania defektów sieci krystalicznej (ponad 10%). Duże wrażenie na słuchaczach zrobił wykład uczonego amerykańskiego M. K. Wilkinsona na temat wkładu krystalografii do rozwiązywania problemów energetycznych.

Sądząc po licznych wypowiedziach uczestników zagranicznych, jak i krajowych ta wielka impreza naukowa została przez wszystkich oceniona pozytywnie. Świadczy o tym treść wielu listów z podzięko-

waniami dla organizatorów, nadesłanych przez poważne, zagraniczne organizacje naukowe, jak i przez osoby prywatne. Przemawiając na zakończenie Kongresu laureatka Nagrody Nobla prof. Dorota Hodgkin powiedziała między innymi: „dzięki nowatorskiemu zorganizowaniu prac Kongresu nie czuliśmy się zmęczeniu nadmiarem informacji.... Będąc w Warszawie wiele nauczyliśmy się od polskiego Komitetu Organizacyjnego. Doświadczenia te wykorzystamy podczas przygotowania następnych Kongresów”.

W czasie trwania Kongresu obradował prawie bez przerwy Komitet Wykonawczy Unii pod przewodnictwem prezydenta Unii prof. Magnelego ze Szwecji. W czasie posiedzenia Walnego Zgromadzenia przyjęto do Unii Chiny Ludowe. Prezydentem Unii na następną kadencję Komitetu Wykonawczego wybrano uczonego japońskiego — prof. N. Kato, wybitnego specjalistę z zakresu teorii dynamicznej rozpraszania promieniowania rentgenowskiego. Do nowych władz Unii wybrano między innymi prof. H. Neelsa z NRD oraz prof. V. I. Simonowa z ZSRR, 4 polskich uczonych — prof. K. Łukaszczyca, dr S. Szarasa, dr J. Pietraszko i autora — wybrano jako konsultantów poszczególnych Komisji Specjalistycznych Unii. Następny Kongres odbędzie się za trzy lata w Kanadzie.

W związku z tym wielkim spotkaniem krystalografów z całego świata zorganizowano przed Kongresem Sympozjum Chemii Kryształów Organicznych w Dymaczewie pod Poznaniem (30 lipca do 1 sierpnia 1978 r.). Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był doc. Z. Kałuski z Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu.

Po Kongresie zorganizowano w naszym kraju trzy spotkania naukowe a mianowicie: Konferencję Krystalografii Stosowanej w Kozubniku (13-17 sierpnia 1978 r.) — głównym organizatorem był prof. Z. Bojarski, dyrektor Instytutu Fizyki i Chemii Metali Uniwersytetu Śląskiego, Sympozjum na temat: „Struktura krystaliczna i wiązania kompleksów metali oraz związki metaliczne ważne z punktu widzenia biologii” (Karpacz — 14-17 sierpnia 1978 r.) — przewodniczącym Sympozjum była prof. B. Jeżewska-Trzebiatowska, dyrektor Instytutu Chemii Uniwersytetu Wrocławskiego, jak również Konferencję na temat „Analiza profilu linii dyfrakcyjnych” (Kraków, 14-15 sierpnia 1978 r.) — głównym organizatorem był prof. A. Oleś. Wszystkie te imprezy naukowe były zorganizowane bardzo dobrze i przyczyniły się do bogatej wymiany doświadczeń i młsi naukowej między specjalistami.

Kończąc, sędzę, że dla polskiego środowiska naukowego wykłady, referaty i prace przedstawione na Kongresie będą przez dłuższy czas źródłem twórczych inspiracji naukowych. Kongres był dla Polski bez wątpienia sukcesem. Sukces ten osiągnięto między innymi dzięki ofiarnemu wysiłkowi i współpracy wielu pracowników z IF PAN, INTIBS, IChF PAN, IJB, Politechniki Łódzkiej, WAT, Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW oraz z innych uczelni polskich a także z Centrali PAN.

*Julian Auleytner*

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

### „Krystalografia stosowana” — konferencja w Kozubniku

W dniach od 12 do 16 sierpnia 1978 odbyła się w Kozubniku koło Porąbki międzynarodowa konferencja „Applied Crystallography” zorganizowana przez Uniwersytet Śląski we współpracy z Instytutem Metalurgii Żelaza pod naukową opieką Komisji Krystalografii Stosowanej Komitetu Krystalografii PAN. Była to kolejna, dziewiąta z serii konferencji „Rentgenografia Stosowana” organizowanych systematycznie co dwa lata od roku 1962.

Obecna konferencja zorganizowana pod honorowym patronatem JM Rektora Uniwersytetu Śląskiego prof. Henryka Rechowicza była poświęcona uczczeniu jubileuszu dziesięciolecia Uniwersytetu Śląskiego.

Dzięki życzliwej pomocy dyrekcji Hutniczego Przedsiębiorstwa Remontowego, która oddała do dyspozycji organizatorów ośrodek wczasowy Kozubnik, konferencja miała doskonałe warunki lokalowe (sale wykładowe, hotele, możliwości rekreacyjne itp.). Komitet Organizacyjny pod przewodnictwem prof. Zbi-

gniewa Bojarskiego zapewnił konferencji sprawny przebieg. Konferencja została włączona do programu imprez naukowych towarzyszących XI Kongresowi Międzynarodowej Unii Krystalografii, który odbył się w dniach 3-12 sierpnia 1978 r. w Warszawie.

W konferencji uczestniczyło 200 osób rekrutujących się z polskich placówek naukowych i przemysłowych ośrodków naukowo-badawczych (ponad 90 osób) i z 20 innych krajów, m. in. liczne grupy uczestników ze Związku Radzieckiego, Stanów Zjednoczonych, W. Brytanii, Czechosłowacji, Francji, Niemieckiej Republiki Demokratycznej, Holandii i z Węgier.

Tematyka konferencji obejmowała rozwój i wykorzystanie metod krystalografii w badaniach materiałów (identyfikacja faz i przemian fazowych, precyzyjny pomiar stałych sieciowych i zniekształceń sieci, tekstura, topografia rentgenowska, rozpraszanie małokątowe, technika badań przy podwyższonych temperaturach, nowe metody detekcji promieniowania rentgenowskiego, zastosowanie dyfrakcji elektronów i neutronów i in.). Ogółem na konferencję zgłoszono 105 prac, z których 28 przedstawiono na sesjach plenarnych, a pozostałe na sesjach plakatowych. Obrady konferencji odbywały się w języku angielskim i rosyjskim. Obrady otworzył profesor Zbigniew Bojarski przedstawiając historię samej konferencji oraz informacje o pracach Komisji Krystalografii Stosowanej, prowadzonych w ramach Komitetu Krystalografii PAN. Tradycja konferencji wiąże się ściśle z rozwojem rentgenografii i krystalografii stosowanej w Polsce.

Sesje plenarne rozpoczęły się referatem W. Parrisha (USA) *Współczesne metody dyfraktometryczne w krystalografii stosowanej*. Autor zwrócił uwagę na rozwój szybkich i precyzyjnych metod analizy dyfrakcyjnej z zastosowaniem techniki komputerowej do programowania eksperymentu i jednoczesnego przetwarzania danych pomiarowych.

Jedna z sesji plenarnych poświęcona została grupie siedmiu referatów opracowanych przez autorów związanych poprzez tematykę swych prac z Joint Committee on Powder Diffraction Standards (JCPDS). Liderem grupy był S. Weissmann (USA). W grupie tej jeden z referatów wygłosił J. D. Hanavalt (USA), który nakreślił historię i rozwój zbiorów rentgenowskich diagramów proszkowych i procedur identyfikacji fazowej. W pozostałych referatach w sposób systematyczny podano wszystkie stosowane obecnie metody jakościowej analizy fazowej poczynając od metod fotograficznych, a kończąc na analizie fazowej z użyciem komputerowych systemów wyszukiwania danych. Uczestnicy konferencji mogli obejrzeć wystawę, przygotowaną przez grupę JCPDS, obejmującą karty identyfikacyjne, mikrofilmy kart wraz z urządzeniem wyświetlającym, karty w formie książkowej, taśmy magnetyczne z danymi i programami wyszukiwania danych, zbiory danych specjalistycznych, listy materiałów wzorcowych ASTM i zestawienia bibliograficzne.

Jakościowej analizie fazowej w połączeniu z badaniem struktury i jej defektów w surowcach mineralnych i produktach przemysłu nieorganicznego poświęcony był referat P. Gado (Węgry).

Duża grupa referatów sesji plenarnych i plakatowych poświęcona była badaniem przemian fazowych i procesów wydzieleniowych w stopach. Obszerny referat na temat faz metastabilnych w stali Fe-C i w żelazie Fe-C-Si przedstawił J. A. Skakow (ZSRR). Struktura martenzytu Fe-C była również przedmiotem pracy S. Nagakura (Japonia). Przebieg procesów wydzieleniowych podczas starzenia stopów miedzi z domieszką żelaza i berylu badany wieloma metodami przedstawiła Danuta Stróż (Polska).

Bardzo dużą popularnością w ostatnich latach cieszy się topograficzna metoda badań defektów sieciowych monokryształów. Na konferencji poświęcono jej referat plenarny i referaty plakatowe.

Liczna grupa prac dotyczyła metody małokątowego rozpraszania promieniowania rentgenowskiego i neutronów. Szczególnie zainteresowanie w tej grupie wzbudził referat G. Kistorz (Francja) *Zastosowanie małokątowego rozpraszania neutronów w fizyce metali*.

Rozwój metody analizy tekstury metali i innych materiałów znalazł również odbicie na obecnej konferencji. Grupę referatów i komunikatów, dotyczącą tych zagadnień, otwierał referat W. Truszkowskiego (Polska) *Metodologiczne aspekty szacowania niejednorodności tekstury metali*.

Należy również odnotować dalszy postęp w zastosowaniach precyzyjnego pomiaru stałych sieciowych w fizyce metali. Referat na ten temat wygłosił J. Burke (W. Brytania).

Wreszcie należy wspomnieć o referatach dotyczących wykorzystania wysokowydajnych źródeł promieniowania, pochodzącego z synchrotronów, a szczególnie szybkiej topografii do badań stanów nieustalonych.

Wydanie materiałów w postaci pełnych tekstów referatów przewidziane jest w pierwszym półroczu

1979 r. Komitet Programowy i Wydawniczy, który pracował pod przewodnictwem prof. E. Gąsiora, wydał przed konferencją streszczenia referatów w postaci zwartej obejmującej 260 stron formatu B5.

Konferencja „Krystalografia Stosowana” oceniona została przez uczestników jako przedsięwzięcie niezwykle udane tak pod względem naukowym, jak i organizacyjnym.

*Tadeusz Bold*

Instytut Metalurgii Żelaza  
Gliwice

## Międzynarodowa Konferencja „Ion Beam Modification of Materials” w Budapeszcie

Międzynarodowa Konferencja „Ion Beam Modification of Materials” odbyła się w dniach 4-8 września 1978 r. Była to kolejna z odbywających się w cyklu dwuletnim, światowych konferencji poświęconych badaniom nad oddziaływaniem strumienia niskoenergetycznych (tj. o energiach na ogół nie przekraczających 200 keV) jonów i zastosowaniom praktycznym bombardowania jonowego w technice. Należy podkreślić, że strona aplikacyjna badań wyraźnie dominowała w trakcie całej konferencji. Wzięło w niej udział ok. 250 fizyków i inżynierów z całego świata, w tym 16 osób z Polski. Wygłoszono 19 zaproszonych referatów przeglądowych oraz przedstawiono 179 komunikatów z prac własnych, głównie podczas 8 sesji plakatowych.

Organizatorem konferencji był Centralny Instytut Badawczy Fizyki (KEKI) w Budapeszcie a patronat nad konferencją sprawowały Węgierska Akademia Nauk, Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej oraz Węgierski Instytut Wymiany Kulturalnej.

Szczegółowe przedstawienie problematyki konferencji jest z oczywistych względów niemożliwe, tym niemniej pewne wyobrażenie o jej zasięgu może dać wykaz tematów, w których grupowane były zgłoszone prace: zagadnienia ogólne związane z implantacją jonów, wyznaczenie rozkładów i położenia implantowanych atomów, wygrzewanie laserowe, podzespoły wykonywane techniką implantacji jonów, badania defektów radiacyjnych, wzrost cienkich warstw, synteza związków chemicznych i stopów, modyfikacje własności optycznych, chemicznych i mechanicznych implantowanych materiałów, rozpylanie jonowe sputtering, implantacja jonów w metalach, zjawiska niskotemperaturowe — nadprzewodnictwo.

Spośród przedstawionej panoramy zagadnień na szczególną uwagę zasługują dwa, które wydają się być wybitnie ciekawe i obiecujące, a mianowicie: wygrzewanie laserowe i implantacja jonów w metalach.

Wygrzewanie laserowe jest stosunkowo młodą techniką (pierwsze prace na ten temat zostały opublikowane w 1974 r.). Jednakże ze względu na duże potencjalne możliwości tej techniki liczba laboratoriów zajmujących się nią rośnie w bardzo szybkim tempie. Wystarczy powiedzieć, że ok. 15% wszystkich przedstawionych prac dotyczyło tej właśnie techniki. Zagadnienie odbudowy poimplantacyjnych zniszczeń struktury krystalicznej i uaktywnienia elektrycznego implantowanych atomów domieszek jest nierozłącznie związane z wykorzystaniem procesu implantacji jonów w półprzewodnikach. Klasyczna technika wygrzewania w piecu próżniowym (600-1000°C) jest dość kłopotliwa w zastosowaniu na skalę techniczną oraz nie zapewnia całkowitej likwidacji defektów. Inaczej przedstawia się sytuacja w przypadku wygrzewania laserowego. Jest to technika szybka, niepróżniowa a więc stosunkowo łatwa do zautomatyzowania. Stosowane są do tego celu dwa typy laserów:

- impulsowy laser rubinowy (tzw. *Q-switched*) o szerokości czasowej impulsu ok. 50 nsek. W przypadku monokryształów krzemu implantowanych dawkami amorfizującymi zaobserwowano istnienie wyraźnego progu odbudowy przy gęstości energii ok. 1.3 J/cm<sup>2</sup>. Dla gęstości energii powyżej 2 J/cm<sup>2</sup> uzyskuje się kryształ praktycznie bezdefektowy o niemal 100% aktywności elektrycznej domieszek. Jak wykazały przeprowadzone badania błysk laserowy o takiej mocy powoduje stopienie powierzchni kryształu a więc odbudowa sieci następuje w wyniku epitaksji z fazy ciekłej.
- laser o pracy ciągłej (argonowy lub kryptonowy) o mocy ok. 9 W. Plamka świetlna przesuwana jest przy pomocy systemu zwierciadeł wzdłuż próbki tak aby temperatura jej powierzchni nie przekraczała 900-1300°C (temperatura topnienia krzemu wynosi 1400°C). W wyniku takiego naświetlania następuje

tak jak poprzednio całkowita odbudowa kryształu (tym razem na drodze epitaksji z fazy stałej), uzyskuje się także pełną aktywność elektryczną domieszek i co jest unikalną cechą tej właśnie techniki nie następuje redystrybucja implantowanych domieszek. Ta właśnie cecha wygrzewania przy użyciu lasera o pracy ciągłej może mieć olbrzymie znaczenie technologiczne.

Implantacja jonów w metalach nie jest tak nową techniką jak wygrzewanie laserowe jednakże i ona znajduje się w trakcie szybkiego rozwoju. Najwcześniej podjęto prace nad wpływem bombardowania jonowego na zmianę własności mechanicznych stali. I tak zaobserwowano, że implantacja różnego rodzaju jonów może powodować radykalne zmniejszenie współczynnika tarcia, ścieralności a także, co jest bardzo ciekawe, poprawę pewnych własności, które nie wydają się zależeć w istotny sposób od stanu powierzchni, jak np. odporność na zmęczenie. Odrębną klasę zagadnień stanowi ochrona przed korozją i zjawiska katalizy. Problemem, który może być rozwiązany przy pomocy implantacji jonów, jest dopasowanie pożądanych własności warstwy powierzchniowej i podłoża. Implantacja jonów pozwala na uzyskiwanie praktycznie dowolnych własności warstw powierzchniowych przy czym nie występuje tu wielka niedogodność innych technik — konieczność zapewnienia właściwej przyczepności warstwy powierzchniowej do podłoża.

Na zakończenie warto wspomnieć o dużych osiągnięciach implantacji jonów w badaniach zjawiska nadprzewodnictwa. Technika ta umożliwiła podwyższenie temperatury krytycznej przejścia nadprzewodnikowego w pewnych materiałach w wyniku wprowadzania defektów radiacyjnych bądź też na drodze syntezy nowych związków lub stopów metastabilnych i trudnych do uzyskania na innej drodze.

Cykl konferencji o tematyce implantacyjnej będzie kontynuowany i następna konferencja odbędzie się w 1980 r. w New Jersey w Stanach Zjednoczonych.

*Andrzej Turowski*

Instytut Badań Jądrowych  
Warszawa

## V Międzynarodowa Letnia Szkoła AMPERE w Grecji

Tradycją stało się organizowanie przez grupę AMPERE letnich szkół specjalistycznych. Szkoły te posiadające zawężoną — w stosunku do Kongresów AMPERE — tematykę grupują około 100 młodych uczonych, specjalistów w danej dziedzinie. W 1978 roku w dniach od 4 do 14 września piątą z kolei letnią szkołą AMPERE zatytułowaną „Nuclear Resonance in Solids”, połączoną z sympozjum, zorganizowała dr F. Miłia z Nuclear Research Center „Demokritos” z Aten. Miejscem szkoły była słoneczna wyspa Rhodos. Tematykę wykładów ustalili komitet organizacyjny wspólnie z 10-osobowym komitetem naukowym, w skład którego z Polski wchodził prof. Jacek Hennel z Krakowa. Zajęcia odbywały się w nadmorskim hotelu Blue Sea kilkanaście kilometrów od miasta Rhodos. Piękna, słoneczna pogoda oraz doskonale warunki do pracy, przygotowane przez organizatorów, sprawiły, że około 120 fizyków z wielu krajów świata — w tym 6 z Polski — spędziło pracowicie 10 dni uczestnicząc w 48 godzinach wykładów. Wygłosili je prof. R. Blinc, prof. A. R. Andrew, prof. H. Thomas i inni. Z Polski wykładcami byli prof. J. Stankowski oraz prof. J. Hennel.

Tematykę szkoły stanowiły eksperymentalne i teoretyczne aspekty jądrowego rezonansu kwadrupolowego, najnowsze osiągnięcia w dziedzinie technik impulsowych NMR, teoria przejść fazowych oraz spektroskopia Mössbaurowska. Na szczególne wyróżnienie zasłużył cykl wykładów „Two-dimensional Fourier Spectroscopy” wygłoszony przez dra A. Wokauna z Zurichu. Dr Wokaun w sposób kompleksowy omówił aktualny stan teoretyczny oraz możliwości aplikacyjne spektroskopii dwuwymiarowej NMR zarówno w cieczech, jak i ciałach stałych.

*Narcyz Piślewski*

Instytut Fizyki Molekularnej PAN  
Poznań

## XX Kongres AMPERE w Tallinnie w ZSRR

W roku 1978 miejscem kolejnego spotkania naukowego grupy AMPERE był Tallinn. Do Tallinna, stolicy Estońskiej Socjalistycznej Republiki Radzieckiej, zjechało się blisko 700 naukowców z całego świata, by w dniach od 21 do 26 sierpnia uczestniczyć w XX Kongresie AMPERE.

XX Kongres AMPERE został zorganizowany przez Instytut Cybernetyki Akademii Nauk Estońskiej SRR pod auspicjami Komitetu Naukowego Radiospektroskopii Fazy Skondensowanej AN ZSRR. Sponsorami Kongresu były Akademia Nauk Estońskiej SRR i Akademia Nauk ZSRR oraz International Union of Pure and Applied Physics i European Physical Society. Międzynarodowemu Komitetowi Organizacyjnemu przewodniczył prof. A. S. Borowik-Romanow, dyrektor Instytutu Problemów Fizycznych AN ZSRR z Moskwy, wspierany przez profesorów E. R. Andrew, K. H. Haussera i G. J. Bene z prezydium grupy AMPERE oraz profesorów K. K. Rebane, E. T. Lippmaa, S. A. Altszuler, R. Blinca i A. Lösche. Trudną i odpowiedzialną rolę sekretarza międzynarodowego komitetu organizacyjnego pełnił dr T. A. Saluvere, który wspólnie z wiceprzewodniczącym tego komitetu, prof. E. T. Lippmaa, sprawnie kierował pracami lokalnego komitetu organizacyjnego. Komitet doradczy tworzyli fizycy z różnych krajów reprezentujący swe laboratoria w grupie AMPERE. Z Polski w skład tego Komitetu wchodził prof. J. Hennel z Krakowa oraz prof. J. Stankowski z Poznania.

Tematyka kongresu z nazwy bardzo szeroka „Magnetic Resonance and Related Phenomena” ukie-runkowana została głównie na zjawiska badane metodą magnetycznego rezonansu jądrowego. Obrady naukowe odbywały się w nowoczesnie wyposażonych salach Politechniki Tallińskiej. Uczestnicy Kongresu mieli możliwość wysłuchania 21 referatów plenarnych wygłoszonych w sesjach przedpołudniowych przez zaproszonych wybitnych specjalistów (R. Blinc, E. Brun, R. R. Ernst, U. Haerberlen, O. Jardecki, J. S. Waugh, V. A. Atsarkin, M. A. Teplow, W. Hayes, A. Pines, J. Bargon, E. L. Frankiewicz, J. Molin, E. R. Andrew, B. Schneider, V. G. Fleischer, N. J. Poulis, J. Smidt, T. Haavasoja, A. Lösche, E. I. Fiedin). Ponadto w czterech równoległych sekcjach popołudniowych zostało wygłoszonych 129 komunikatów 15-minutowych z prac własnych z następujących dziedzin: NMR w ciałach stałych, polaryzacja jądrowa oraz NQR, EPR oraz spektroskopia Mössbauera, AFMR, FMR oraz EPR i NMR w metalach, zastosowanie magnetycznej spektroskopii w chemii i biologii, ciekłe kryształy oraz nowe techniki eksperymentalne.

Także z powyższych dziedzin i wg tego samego podziału tematycznego zorganizowano cztery sesje plakatowe, na których zaprezentowano, nieraz w bardzo atrakcyjnej formie łącznie 520 prac. Sesje te cieszyły się dużą popularnością. Umożliwiły one uczestnikom kongresu bardzo dokładne zapoznanie się z wybranymi zagadnieniami oraz nawiązanie kontaktów osobistych pomiędzy grupami pracującymi nad tymi samymi zagadnieniami. Streszczenia referatów plenarnych oraz komunikatów prezentowanych na sesjach popołudniowych i plakatowych otrzymali uczestnicy kongresu w postaci czytelnie wydanej książki. Obszerniejsze teksty zostaną wydane później.

Liczbą uczestników (528), liczbą referatów plenarnych (7), 15-minutowych referatów w sesjach (69) oraz plakatów (288) zademonstrowali fizycy radzieccy swój potencjał naukowy w dziedzinie spektroskopii rezonansów magnetycznych, która przecież rozpoczęła swą wielką karierę od odkrycia przez Zawoyskiego w Kazaniu w 1944 roku zjawiska EPR. Bardzo liczna, 30-osobowa delegacja fizyków polskich przedstawiła rezultaty z prac własnych na 21 plakatach oraz w czasie dwóch 15-minutowych wystąpień, które wywołały ożywioną dyskusję.

Jak na poprzednich, także na XX Kongresie AMPERE pojawiły się nowe problemy, którym poświęcono wiele prac eksperymentalnych i teoretycznych wywołujących ożywione dyskusje naukowe. Zaliczyć do nich można spektroskopię wielokwantową rozwijaną przez fizyków w Berkeley oraz dwuwymiarową spektroskopię NMR w skomplikowanych molekułach biologicznie czynnych w Zurychu i dwuwymiarową spektroskopię NMR w ciałach stałych opracowaną i kontynuowaną w MIT w USA. Oddzielnym bardzo ważnym problemem aplikacyjnym stała się zeugmatografia, o której pokrótce w *Postęпах Fizyki* pisał prof. M. Suffczyński (t. 29, z. 2). Metodzie tej, szybko zbliżającej się do zastosowania w medycynie, poświęcony był doskonale przygotowany metodycznie i bogato ilustrowany kolorowymi przeźrocami referat prof. E. R. Andrew. Prof. Andrew na podstawie prac swojej grupy oraz prac wykonanych w USA i Szwajcarii przedstawił aktualny stan zeugmatografii, pozwalający na konstrukcję obrazów przestrzennych przedstawiających rozmieszczenie protonów w organizmach żywych, włącznie z człowiekiem. Ponadto rozróż-



**Lampy rentgenowskie  
do analizy strukturalnej**

**Lampy rentgenowskie  
do analizy spektralnej**

**Lampy rentgenowskie  
do defektoskopii**

**Scyntylicyjne  
bloki defekcji**

**Liczniki  
promieniowania jądrowego**

**Detektory  
z barierą powierzchniową**

**EKSPORTER**

**V/O TECHSNABEXPORT  
ZSRR, 121200 Moskwa  
Smolenskaja - Siennaja 32/34  
Telefon: 244-32-85  
Teleks: 7628**



**Techsnabexport**  
USSR MOSCOW

nienie grup protonów o różnych czasach relaksacji  $T_1$  i  $T_2$  oraz wpływ dyfuzji molekuł zawierających protony na obrazy przestrzenne pozwala określić wiele parametrów badanych obiektów *in vivo*.

Kongresy AMPERE odbywają się co 2 lata. Następny odbędzie się w Delft w Holandii, natomiast organizację XXII Kongresu AMPERE w 1982 roku powierzono Instytutowi Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu. Przyznanie Polsce organizacji Kongresu AMPERE jest zasłużonym wyróżnieniem fizyków radio spektroskopistów naszego kraju na arenie międzynarodowej.

*Narcyz Piślewski*

Instytut Fizyki Molekularnej PAN  
Poznań

### Międzynarodowa Konferencja „Defekty i Efekty Radiacyjne w Półprzewodnikach” w Nicei

W dniach 11-14 września 1978 roku odbyła się w Nicei 10 już z kolei konferencja międzynarodowa, poświęcona wpływowi defektów radiacyjnych na własności fizyczne materiałów półprzewodnikowych oraz procesom wzajemnego ich oddziaływania.

Tegoroczna konferencja finansowana była przez IUPAP oraz szereg francuskich instytucji naukowych i przemysłowych, jak: Commissariat à l'Energie Atomique, Délégation Générale à la Recherche Scientifique et Technique, Direction Générale des Télécommunications, Thomson — CSF, IBM France i LEP. W konferencji wzięło udział około 130 fizyków z całego świata (w tym 2 Polaków). Ogółem wygłoszono 61 referatów i komunikatów z prac własnych oraz 11 referatów przeglądowych, obejmujących najbardziej aktualne zagadnienia.

Problematyka konferencji zgrupowana była w kilku następujących tematach: Teoria defektowych stanów lokalnych w półprzewodnikach, defekty sieci w krzemie i germanie, implantacja jonów do materiałów półprzewodnikowych oraz badanie fizycznych własności warstw implantowanych, defekty radiacyjne w związkach półprzewodnikowych  $A^{III} - B^V$  i  $A^{II} - B^{VI}$  i innych wybranych materiałów, jak diament i SiC.

Nadal największym zainteresowaniem cieszy się krzem, którym zajmowano się w połowie prezentowanych prac. Krzem jest najchętniej wykorzystywany jako półprzewodnik modelowy w większości prac nie tylko teoretycznych, ale i eksperymentalnych. Tworzenie się prostych defektów w wyniku oddziaływania wysokoenergetycznych elektronów i protonów z krzemem oraz procesy dyfuzji i wytrącania się domieszek w krzemie nadal pozostają w centrum zainteresowania badawczego. Artykuł przeglądowy G. D. Watkinsa z General Electric (USA) stanowił interesujące podsumowanie uzyskanych wyników dotyczących najprostszych defektów radiacyjnych w Si i Ge.

Stosunkowo dużo prac poświęconych było implantacji jonów do półprzewodników, a w szczególności wykorzystaniu wiązki laserowej do wygrzewania warstw implantowanych. Użycie wiązki laserowej do usunięcia defektów poimplantacyjnych zaproponowali Rosjanie w 1975 roku i wykazali, że użycie jednego impulsu lasera pozwala osiągnąć równie dobry efekt, jak długotrwałe wygrzewanie termiczne w 900°C. Duże zainteresowanie wzbudził referat J. Guylai'a (Central Research Institute for Physics) z Budapesztu, w którym podsumowano ostatnie badania procesów rekrytalizacji amorficznych warstw implantowanych w wyniku wygrzewania zarówno termicznego i laserowego.

Dało się również zauważyć coraz większe zastosowanie nowej metody tzw. DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) do badania głębokich poziomów defektowych. Z powodzeniem została ona zastosowana nie tylko do krzemu, ale i do związków półprzewodnikowych typu  $A^{III} - B^V$  i  $A^{II} - B^{VI}$ .

Następne spotkanie poświęcone defektom w półprzewodnikach ma się odbyć we wrześniu 1980 roku w Kyoto w Japonii.

*Janusz Krynicki*

Instytut Badań Jądrowych  
Świerk



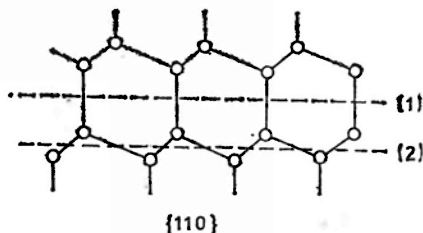
## Symposium na temat dyslokacji w Hünfeld

W dniach od 25 do 29 września 1978 r. w miejscowości Hünfeld koło Fuldy (RFN) odbyło się Międzynarodowe Symposium na temat dyslokacji w półprzewodnikach z tetraedryczną koordynacją. Organizatorami symposiumu byli: prof. Peter Haasen z Instytutu Fizyki Metali Uniwersytetu w Getyndze oraz jego uczniowie i współpracownicy. Pomyśl tego symposiumu narodził się w Krynicy podczas ostatniej Międzynarodowej Szkoły Letniej poświęconej defektom w kryształach, zorganizowanej przez Instytut Fizyki PAN z inicjatywy prof. J. Auleytnera.

W symposium uczestniczyło przeszło 70 specjalistów z 12 krajów. Przedstawiono na nim około 50 referatów, w tym 3 referaty z Instytutu Fizyki PAN.

Dyslokacje, będące elementarnymi „nośnikami plastyczności” w kryształach, są przedmiotem ciągle wzrastającego zainteresowania fizyków zajmujących się elektroniką półprzewodników. Jest to związane z szczególną rolą, jaką dyslokacje odgrywają w kształtowaniu niektórych właściwości materiałów i przyrządów półprzewodnikowych. Takie procesy, jak bezpromienna rekombinacja nośników prądu czy degradacja półprzewodnikowych przyrządów emitujących światło, są ściśle związane z obecnością lub rozmnażaniem dyslokacji w kryształach.

Fizyka dyslokacji w półprzewodnikach przeżywa obecnie silny wstrząs, którego wyrazem były kontrowersyjne hipotezy i ostre dyskusje podczas obrad. Pewne wcześniejsze koncepcje i wypracowane teorie zostały definitywnie obalone. Sytuacja ta jest wynikiem intensywnego rozwoju mikroskopii elektronowej, a w szczególności techniki słabej wiązki, która pozwoliła stwierdzić, że praktycznie wszystkie dyslokacje w półprzewodnikach o tetraedrycznej koordynacji są rozszczepione.



Kilka lat temu Hirth zwrócił uwagę na to, że dyslokacje o określonym wektorze Burgersa w sieciach typu diamentu i sfalerytu mogą występować w dwóch postaciach różniących się położeniem płaszczyzny poślizgu {111}, która może znajdować się: (1) między dwiema odległymi płaszczyznami atomowymi, (2) między bliskimi płaszczyznami atomowymi (rys.). Dawniej brano pod uwagę wyłącznie dyslokacje postaci (1), z którymi związane są znacznie mniejsze odkształcenia sieci krystalicznej. Obserwacje elektronomikroskopowe stwierdzają natomiast występowanie głównie dyslokacji postaci (2) rozszczepionych na dyslokacje częściowe Shockleya z błędem ułożenia pomiędzy obiema składowymi.

Te wyniki pociągają za sobą daleko idące konsekwencje w rozumieniu zarówno mechanizmu plastycznego płynięcia kryształów jak i własności elektrycznych dyslokacji. Dyskusja tych problemów jest zawarta w materiałach symposium, które zostaną opublikowane w serii konferencyjnej *Journal de Physique*.

Tadeusz Figielski

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## IV Międzynarodowa Konferencja „Ferryty Mikrofalowe” w Jabłonie

W dniach od 3 do 7 października 1978 r. odbyła się w Domu Zjazdów i Konferencji PAN w Jabłonie IV Międzynarodowa Konferencja „FERRYTY MIKROFALOWE”. Była ona zorganizowana przez Instytut Fizyki PAN przy współpracy Biura Badawczego Zakładu Materiałów Magnetycznych Polfer oraz

Instytutu Telekomunikacji Politechniki Gdańskiej. W konferencji wzięli udział fizycy i technicy z Bułgarii, Czechosłowacji, Niemieckiej Republiki Demokratycznej, Rumunii, Węgier, Związku Radzieckiego i Polski. Ogółem w konferencji uczestniczyło 112 osób. Tematyka konferencji dotyczyła technologii, fizyki i zastosowań ferrytów mikrofalowych i zgodnie z tym obrady toczyły się w specjalistycznych sekcjach. Materiały konferencji zawierające pełne teksty wygłoszonych referatów zostały wydane przez Instytut Fizyki PAN jako *Proceedings of the 4th International Conference on Microwave Ferrites*.

Równoległe z konferencją odbyło się naukowo koordynacyjne posiedzenie specjalistów krajów RWPG współpracujących w ramach tematu „Fizyka materiałów magnetycznych”. Koordynatorem tego tematu z ramienia Instytutu Fizyki PAN jest prof. Szczepan Szczeniowski.

Honorowym przewodniczącym konferencji był Profesor Szczepan Szczeniowski, który w tym roku obchodził jubileusz 80 rocznicy urodzin. Fakt ten uczczono pierwszym referatem plenarnym poświęconym życiu i działalności Profesora, inicjatora badań w dziedzinie fizyki magnetyzmu w Polsce.

Po referacie odczytano list gratulacyjny skierowany do prof. S. Szczeniowskiego przez Sekretariat RWPG. Następnie głos zabrali przedstawiciele delegacji krajów socjalistycznych, którzy podkreślili znaczenie prac Profesora dla rozwoju nauki i wręczyli Mu okolicznościowe upominki. Wieczorem tego dnia, przy lampce wina, odbyło się spotkanie z Jubilatem uczestników konferencji i posiedzenia RWPG.

*Henryk Lachowicz*

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## R E C E N Z J E

Maria Kłyś Łódzińska: **Budowa materii w świetle mechaniki kwantowej**. Wydawnictwa Szkolne i Pedagogiczne, Warszawa 1979, str. 140, cena zł 24.—

Wydana w liczbie 5000 egzemplarzy *Budowa materii...* jest opracowaniem metodycznym dla nauczycieli chemii szkół średnich. Książka podzielona jest na dwie części. Pierwsza część traktuje o budowie atomu, zaś druga o budowie cząsteczki.

*Budowa materii...* jest kwiązką złą. Roi się w niej od błędów: dużych i małych, poważnych i śmiesznych, oraz drukarskich.

Podstawowym błędem merytorycznym książki jest całkowite zignorowanie faktu, że funkcje falowe są wielkościami zespolonymi. Nie tylko nie ma o tym nigdzie w całym tekście wzmianki, ale nawet w kilku miejscach autorka narzuca czytelnikowi błędny pogląd, iż funkcje falowe są rzeczywiste. Pisze ona bowiem: „Wykres jej (funkcji falowej  $\psi_{nlm}$ , przyp. mój) kwadratu wyznacza obszar najbardziej prawdopodobnego przebywania elektronu w przestrzeni pozostającej w polu potencjalnym jądra” (str. 32 i str. 37). Dalej czytamy: „Powierzchnie graniczne (kontury) wykreślić można zarówno dla funkcji falowych, jak i ich kwadratów. Różnica polega na tym, że funkcja falowa jest w pewnych obszarach dodatnia, a w pewnych ujemna, co zaznacza się znakiem plus i minus” (str. 38), a także: „W obliczeniach posługujemy się kwadratem bezwzględnej wartości funkcji  $|\psi|^2$ , aby mieć pewność, że wyliczone prawdopodobieństwo będzie miało wartość dodatnią” (str. 72). Czyżby autorka rzeczywiście sama nie wiedziała o tym, że symbol  $|\psi|$  oznacza moduł zespolonej funkcji falowej? A jeżeli wie, to dlaczego świadomie wprowadza w błąd czytelników?

Fale prawdopodobieństwa w mechanice kwantowej są z natury zespolone i pominięcie tego faktu odbiło się fatalnie na treści omawianej książki. Głównym filarem, na którym oparta została koncepcja książki, jest pojęcie orbitali atomowych i molekularnych. Autorka wprowadza dwa rodzaje orbitali atomowych: orbitale  $\psi_{nlm_1}$  (umieszczenie wskaźnika 1 przy wskaźniku  $m$  jest własnym wkładem autorki do mechaniki falowej) scharakteryzowane przez wartości własne momentu pędu, oraz orbitale kartezyjskie (rzeczywiste). Pierwszy typ orbitali jest potrzebny m. in. do sformułowania zakazu Pauliego, zaś drugi typ służy w chemii kwantowej do poglądowego wyjaśnienia struktury cząsteczek. W książce nie ma ani słowa wyjaśnienia, jaki jest wzajemny związek tych dwóch typów orbitali. W pierwszych trzech rozdziałach jest mowa wyłącznie o orbitalach pierwszego typu, aż tu nagle w rozdziale IV pojawiają się orbitale  $p_x, p_y, p_z$ , oraz  $d_{xy}, d_{x^2}$ , itd. Po co się je wprowadza? Dlaczego nie ma dalej mowy o orbitalach omawianych szczegółowo poprzednio? Na takie pytania nie znajduje czytelnik odpowiedzi na łamach książki. I znaleźć nie może, bo wymagałoby to uwzględnienia tego, że funkcja falowa jest zespolona.

Jedną z konsekwencji braku logicznego powiązania dwóch typów orbitali jest błędne sformułowanie reguły Hunda, którą autorka niesłusznie kojarzy z orbitalami kartezyjskimi.

Abstrahując od omówionych wyżej zasadniczych błędów, uważam, że sama koncepcja użycia pojęcia orbitali jako podstawowego elementu teoretycznego opisu, jest niewłaściwa. Orbitale przesłoniły w książce rzeczywiste obiekty fizyczne (czy też chemiczne). Autorka zapomina o tym, że metoda orbitali atomowych i molekularnych stanowi jedynie przybliżony opis układów fizycznych, często poprawny tylko pod względem jakościowym. O zbyt realistycznym rozumieniu pojęcia orbitali świadczy np. użyty w książce zwrot: „niecałkowicie zapełnione orbitale”. Jak orbital może być zapełniony, skoro jest to jednoelektronowa funkcja falowa? W książce głoszona jest także teza, że elektrony poruszają się w atomie niezależnie, zgodnie ze swoimi orbitalami wyznaczonymi przez pole jądra. Nie ma nigdzie wzmianki o tym, że elektrony w atomie zawsze oddziałują ze sobą, i że poruszają się w przybliżeniu w samouzgodnionym polu sił opisanym przez

efektywny potencjał. Nie twierdzą, bynajmniej, że należy w podręczniku metodycznym dla nauczycieli pisać o zasadzie wariacyjnej i o metodzie Hartree-Focka, ale przecież można to wszystko wyjaśnić w prostych słowach. Zamiast takiego wyjaśnienia, w książce czytamy: „Elektrony... poruszają się w atomie w polu elektrostatycznym utworzonym przez ładunek jądra” (str. 15) oraz „Każdy elektron w atomie posiada określoną energię”. To ostatnie, z gruntu fałszywe twierdzenie, podane jest w książce aż 3 razy (str. 41, 49 i 73).

Wielokrotne powtarzanie tych samych, czasem właśnie tych błędnych zdań, jest charakterystyczną cechą stylu pisarskiego przyjętego w książce. Zdanie o tym, że „Prawdopodobieństwo przebywania elektronu w elemencie objętości atomu  $dv$  określa kwadrat bezwzględnej wartości  $|\psi|^2$  pomnożony przez element objętości  $|\psi|^2 dv$ ” znalazłem w tekście, z drobnymi kosmetycznymi zmianami, aż 6 (sześć) razy. Jest to swoiste wcielenie w życie maksymy „Repetitio est mater studiorum”.

Największe nagromadzenie błędów, z których niektóre należą do kategorii śmiesznych, znalazłem w rozdziale VII.

Na początku tego rozdziału, opisując fale, autorka pisze: „Fale ze względu na charakter można podzielić na fale mechaniczne (sprężyste) i fale elektromagnetyczne”. Ciekawe, do której kategorii zaliczy autorka fale na wodzie? Fale te nie mieszczą się także w zaproponowanym dalej w tekście podziale na fale podłużne i poprzeczne. Przechodząc do mechaniki falowej autorka pisze: „Według de Broglie’a każdej elementarnej cząstce materii, poruszającej się z prędkością zbliżoną do prędkości światła towarzyszy fala”. A co się stanie z ową towarzyszącą falą, gdy cząstka zwolni nieco swój bieg? Wzór na długość fali fotonu w wersji lansowanej w książce ma postać:

$$\lambda = \frac{h}{m \cdot c}$$

Dosyć zagadkowe informacje znajdujemy na temat pędu i momentu pędu. „Pęd jest wielkością wektorową, którą oblicza się z iloczynu masy i prędkości, za pomocą której opisuje się ruch prostoliniowy. Przy rozpatrywaniu ruchu krzywoliniowego użyteczne jest pojęcie momentu pędu względniającego promień krzywizny  $r$  po której porusza się ciało”.

To, że zakłady graficzne, które wydrukowały książkę, mogą nie mieć znaku strzałki na oznaczenie wektorów, a tylko kreskę, mogą zrozumieć, choć jest to dziwne. Dlaczego jednak autorka używa tej kreski w sposób nonsensowny? Znajdujemy np. taki wzór:

$$\overline{M}_1 = \sqrt{1(1+1)} \frac{h}{2\pi}$$

i wiele jemu podobnych.

Najważniejszemu równaniu mechaniki falowej — równaniu Schrödingera — autorka poświęca zaledwie półtorej strony, zaś podane tam informacje są tak płytkie i bałamutne, iż nie wiadomo czy śmiać się, czy płakać.

O błędach i potknięciach w rozdziale VII można pisać jeszcze więcej, ale ograniczę się tu tylko do zacytowania końcowego zdania, będącego bardzo charakterystyczną próbką stylu, w jakim napisana jest cała książka: „Funkcje porządne przyjmują wartości skończone, ponieważ nie mówi się o prawdopodobieństwie  $+\infty$ ,  $-\infty$ , są jednoznaczne, ponieważ istnieje tylko jedna wartość prawdopodobieństwa dla danego punktu przestrzeni, są ciągłe, ponieważ prawdopodobieństwo zmienia się w sposób ciągły”.

Autorka nie ma widocznie zbyt wysokiego mniemania o swoich czytelnikach, którym wykłada, bądź co bądź, mechanikę kwantową, ponieważ uczy ich w tekście (nie zadowolając się szczegółową tabelką umieszczoną na końcu książki) jak wymawiać greckie litery. Ze strony 77 dowiadujemy się o funkcji falowej, że: „czyta się *psi* ze znacznikiem  $n$ ,  $l$ ,  $m_l$  od *er*, *teta*, *fi*”. Informację o tym, że  $\psi$  czyta się *psi*, znajdujemy jeszcze wielokrotnie na kartach książki (str. 15, 31, 37), zaś niezależnie podana jest dodatkowa informacja, że „ $\psi(x, y, z)$  czyta się *psi* od  $x, y, z$ ”.

Ze wstępu dra Józefa Soczewki dowiedziałem się o istnieniu słowa „prewidystyczny” oraz o tym, że „ruch elektronu stanowi wielką siłę argumentacji”. Pisze on również: „Na oddaną do rąk czytelników pracę

należy zatem spojrzeć jako na pierwszą w naszym kraju próbę adaptacji teorii orbitali dla potrzeb i na miarę szkoły ogólnokształcącej”.

Moim zdaniem, niezależnie od przyłożonej miary, próba zakończyła się pełnym niepowodzeniem. Nabywcom książki *Budowa materii w świetle mechaniki kwantowej* należy się zwrot 24 złotych.

Iwo Białynicki-Birula

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski

G. L. Bir, G. E. Pikus: *Symetria i odkształcenia w półprzewodnikach*. Tłumaczyła z języka rosyjskiego Eugenia Kaczmarek-Morawiec, PWN, Warszawa 1977, str. 562, cena zł 90.—

Ukazanie się polskiego przekładu monografii Bira i Pikusa stanowi pewien ważny etap w rozwoju literatury z zakresu teorii ciała stałego w języku polskim. Już w latach pięćdziesiątych (1956) PWN wydało przetłumaczoną przez O. Chomickiego, H. Rzewuskiego i J. Sochańskiego monografię W. Shockleya *Elektrony i dziury w półprzewodnikach*. Monografia Bira i Pikusa jest, jak dotąd, najpoważniejszą monografią w teorii półprzewodników. Obejmuje te podstawowe osnowy teoretyczne, które pozwoliły zrozumieć i opisać najważniejsze własności stanów i procesów elektronowych w półprzewodnikach.

Monografia rozpoczyna się od opisu własności symetrii kryształów i teorii reprezentacji grup, w szczególności grupy obrotów, grup punktowych i grup przestrzennych.

Rozdział 4 poświęcony jest teorii masy efektywnej. Bardzo często, jeśli nie najczęściej, używany w teorii półprzewodników rachunek zaburzeń  $k \cdot p$  jest tu szczegółowo wyłożony. Tradycyjnym sposobem wprowadzone są macierze Pauliego, równanie Pauliego, sprzężenie spin-orbitalne i później reprezentacje dwuznaczne grup punktowych. W wykładzie Bir i Pikus kładą nacisk na reprezentacje rzutowe grup przestrzennych. teoria reprezentacji rzutowych wyłożona jest w obszernym § 13 a reprezentacje rzutowe krystalograficznych grup punktowych wyprowadzone są w § 14 zakończonym tablicami, w których podane są związki definiujące punktowe grupy krystalograficzne oraz generatory reprezentacji nieprzywiedlnych. Tablice są bardzo zwarte. Brakuje stwierdzenia, jak reprezentacje Bira i Pikusa transformują się do reprezentacji rzutowych O. W. Kowalewa (1961). Tablic reprezentacji S. C. Millera i W. F. Love'a (1967) Bir i Pikus nie zacytowali w ogóle, nie wypisali też operacji symetrii dla grup kubicznych i grup heksagonalnych, ani we współrzędnych kartezjańskich, ani w kątach Eulera, co utrudnia porównanie z tablicami innych autorów.

W konstruowaniu macierzy hamiltonianu efektywnego Bir i Pikus stosują i rozwijają metodę niezmienników zainicjowaną w 1956 roku przez J. M. Luttingera. W rozwinięciu i zastosowaniach tej metody idą daleko. Przedstawiają szczegółowo założenia metody i dalej teorię pasma przewodnictwa i walencyjnego w półprzewodnikach typu diamentu, blendy cynkowej, wurtytu i soli ołowiu. Właściwa teoria metody niezmienników wyłożona jest w § 25 i § 26 i wykorzystuje dyskutowane w § 18 odwrócenie czasu, przełożone na język polski przez tłumaczkę jako „inwersja czasu”.

Teoria efektów deformacji kryształu rozpoczyna się od naprawdę przemyślanego § 28 opisującego zmianę symetrii kryształu wskutek odkształcenia. Opis właściwych efektów zajmuje ostatnie trzy rozdziały. Omówione tu jest także oddziaływanie elektronów z drganiem sieci i potencjał deformacyjny. Dalej efekty w obecności stałego pola magnetycznego, jak rezonanse: cyklotronowy i kombinowany, absorpcja i odbicie światła przy przejściach międzypasmowych w odkształconych kryształach, w końcu wpływ odkształceń na stany domieszkowe i ekscytory.

Ogromny materiał w tej monografii miejscami wydaje się niezbyt przejrzyste uporządkowany. Wykład jest w pewnych ważnych wywodach zbyt skrótowy. W szczególności bardzo użyteczne tablice inwariantów macierzowych poszczególnych grup punktowych, w § 11 dla reprezentacji jednoznacznych i w § 26 dla reprezentacji dwuznacznych, wymagałyby bardziej dokładnego wyprowadzenia. Zilustrowanie metody wyprowadzenia kilkoma jeszcze przykładami ułatwiłoby przyswojenie i stosowanie materiału.

Bir i Pikus trzymają się wiernie teorii Luttingera dla germanu i, dla kryształów typu blendy cynkowej,

teorii E. O. Kane'a. Jednak dla zrozumienia podstawowych równań i ich wyprowadzenia znacznie bardziej przejrzyste są oryginalne prace tych autorów niż mocno skrótowe szkice wyprowadzeń Bira i Pikusa.

Funkcje falowe wierzchołka pasma walencyjnego są w monografii wypisane ściśle według pierwotnej konwencji Luttingera, tak iż  $y$ -owa składowa momentu pędu, a nie  $x$ -owa, jest rzeczywista. W związku z tą dziwną konwencją Luttingera, która bardzo przyjęła się w teorii półprzewodników, ważny jest drugi przypis na str. 387, przypis na str. 382 i w tabeli 31.4 na str. 383.

Z drugiej strony Bir i Pikus z niewyjaśnionych przyczyn oznaczają nawiasem klamrowym komutator, a nawiasem kwadratowym antykomutator. Jednak w uzupełnieniu do § 27 i w uzupełnieniu do § 40 na samym końcu monografii reguły antykomutacyjne dla elektronów, o których nieporządnie powiada się „komutatory”, zapisane są przy pomocy standardowych nawiasów klamrowych, ogólnie przyjętych w literaturze.

Tłumaczenie polskie korzystało z poprawek zauważonych błędów. Poprawki autoryzował G. E. Pikus. Dnia 16 sierpnia 1975 roku G. L. Bir uległ śmiertelnemu atakowi serca. Zgon Bira stał się niepowetowaną stratą w szczególności dla perspektywy następnych, poprawionych i rozszerzonych wydań tej monografii.

Tłumaczenie polskie monografii zostało złożone w Drukarni Uniwersytetu Jagiellońskiego. Większe światła, dobre rozplanowanie wzorów przyczyniają się do dobrego wyglądu i czynią książkę bardziej czytelną. Pewnym niedostatkim okazały się zbyt małe wskaźniki. Jest zastanawiające, czy Redakcja Fizyki i Dział Produkcji PWN mogłyby rozważyć stosowanie w przekładach metody fotograficznej reprodukcji wzorów i tabel. Taką metodę zastosowało wydawnictwo J. Wiley, wydając monografię Bira i Pikusa tłumaczoną na język angielski w Izraelu.

Tekst przekładu Eugenii Kaczmarek-Morawiec jest poprawny i jednocześnie przyjemny w czytaniu. Należy się jej wdzięczność następnych pokoleń polskich adeptów fizyki półprzewodników za trud włożony w ten przekład, za wysiłek komunikowania się z autorem i za kilkakrotną korektę.

Na str. 106 powinno być powiedziane „podgrupę translacji” zamiast „podgrupy translacji”, na str. 249 zamiast „tak długo” właściwiej byłoby powiedzieć raczej „dotąd”. We wzorze (40.10) na str. 518 brakuje częstości  $\omega$  w mianowniku. Zauważa się błędy w nazwiskach autorów na str. 549, 551, 552, 554, 557. Errata tego wydania liczy dwie strony. Pozostały jednak takie drobności, jak nadmiarowy nawias we wzorze (32.6a) na str. 401.

Monografia Bira i Pikusa jest nieodzowna dla każdego, kto zajmuje się fizyką teoretyczną czy doświadczalną półprzewodników.

*Maciej Suffczyński*

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## List do Redakcji

## Zastosowanie akceleratorów w geochronologii

W *Postępiech Fizyki* (29, 479 (1978)) ukazał się interesujący artykuł A. Turusa omawiający zastosowania

akceleratorów w pozajądrowych badaniach fizycznych, który naszym zdaniem należy uzupełnić informacją o najnowszymi i niezwykle ciekawymi możliwościami, jakie stwarza wykorzystanie akceleratorów w chronometrii izotopowej. W latach 1977 i 1978 pojawiły się w czasopiśmie naukowych pierwsze doniesienia o zastosowaniu akceleratorów w geochronologii do określania wieku metodami radiolizotopowymi, a szczególnie metodą radiowęglą  $^{14}\text{C}$ . Akcelerator wykorzystywany jest w charakterze spektrometru masowego o bardzo dużej zdolności rozdzielczej do wyznaczania koncentracji śladowych ilości radiolizotopów w badanej próbce. W latach 40 prof. W. F. Libby, późniejszy laureat nagrody Nobla, wykazał możliwość dą-

townia próbek organicznych przy wykorzystaniu izotopu węglą  $^{14}\text{C}$  [1]. Pierwsze pomiary wieku próbek tą metodą przeprowadzono około 30 lat temu. Metoda  $^{14}\text{C}$  opiera się na fakcie ciągłego produkowania atomów  $^{14}\text{C}$  przez neutrony promieniowania kosmicznego w reakcji  $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ . W przybliżeniu, w każdej minucie i w przeliczeniu na jeden gram węglą na powierzchni ziemi, wytwarzanych jest 13,5 atomów  $^{14}\text{C}$ . Odpowiada to względnej koncentracji  $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$  wynoszącej  $1,2 \cdot 10^{-12}$ . Dotychczas stosowane techniki pomiaru koncentracji izotopu  $^{14}\text{C}$  opierają się na rejestracji promieniowania tworzącego rozpadowi jądra  $^{14}\text{C}$  i bardzo niską aktywność naturalnych próbek węglą. Przyspieszone jest źródłem wielu trudności.

Poniżej na to, by można było zaobserwować w ciągu minuty jeden rozpad potrzeba  $0,43 \cdot 10^{11}$  atomów  $^{14}\text{C}$  (okres połowicznego zaniku wynosi 5730 lat), sugerowano już znacznie wcześniej [2], że można zwiększyć czułość metody radiowęglowej dokonując bezpośrednich pomiarów koncentracji  $^{14}\text{C}$  przy użyciu spektrometru masowego. Kilkuletnie próby pomiarów koncentracji  $^{14}\text{C}$  przy pomocy spektrometru masowego, prowadzone przez amerykańskich badaczy, nie dały jednak spodziewanych rezultatów [3, 4, 5]. Zasadniczą przeszkodą jest, praktycznie niemożliwa do uniknięcia, obecność azotu  $^{14}\text{N}$  w analizowanej próbce. Masy izotopów  $^{14}\text{N}$  i  $^{14}\text{C}$  różnią się o  $10^{-5}$  i zaden z konwencjonalnych spektrometrów nie pozwala na ich odróżnienie. Na możliwość wykorzystania akceleratora jonów do wyznaczania koncentracji śladowych ilości radiolizotopów, wskazał jako pierwszy R. A. Müller [6]. Proponuje on wykorzystanie cyklotronu do przyspieszania dodatnich jonów węglą. Przyspieszone, do energii rzędu kilku MeV na nukleon, jony węglą  $^{12}\text{C}^{6+}$  rejestrował teleskopem licznikowym  $\left(E, \frac{dE}{dx}\right)$  [10]. Pracując w koincydencji liczniki

pozwalają na odróżnienie jonów  $^{12}\text{C}^{6+}$  od innych jonów obecnych w przyspieszanej wiązce, a przede wszystkim od jonów  $^{14}\text{N}^{6+}$ . W czasie pomiaru można przestrajac cyklotron na jony  $^{12}\text{C}$  i  $^{13}\text{C}$  w celach normalizacyjnych. Poważne utrudnienie stanowi obecność w analizowanej wiązce dużego strumienia jonów  $^{14}\text{N}$ , które Müller usuwa przy pomocy filtru kesonowego wykorzystując różnicę zasięgów jonów  $^{14}\text{C}^{6+}$  i  $^{14}\text{N}^{6+}$ . Podobną metodę bezpośredniego pomiaru koncentracji  $^{14}\text{C}$ , pozabawioną jednak wad powyższych, proponują niezależnie D. E. Nelson et al. [7] oraz C. L. Bennet et al. [8]. Idea polega na zastosowaniu elektrostatycznego akceleratora Van de Graaffa w układzie tandem, ze źródłem ujemnych jonów. Poniżej ujemne jony  $^{14}\text{N}$  — są bardzo nietrwałe, technika ta poważnie ogranicza strumień jonów azotu, który sprawa naj-

## List do Redakcji

### Zastosowanie akceleratorów w geochronologii

W *Postęпах Fizyki* (29, 479 (1978)) ukazał się interesujący artykuł A. Turosa omawiający zastosowania akceleratorów w pozajądrowych badaniach fizycznych, który naszym zdaniem należy uzupełnić informacją o najnowszych i niezwykle ciekawych możliwościach, jakie stwarza wykorzystanie akceleratorów w chronometrii izotopowej. W latach 1977 i 1978 pojawiły się w czasopismach naukowych pierwsze doniesienia o zastosowaniu akceleratorów w geochronologii do określania wieku metodami radioizotopowymi, a szczególnie metodą radiowęglą  $^{14}\text{C}$ . Akcelerator wykorzystywany jest w charakterze spektrometru masowego o bardzo dużej zdolności rozdzielczej do wyznaczania koncentracji śladowych ilości radioizotopów w badanej próbce. W latach 40 prof. W. F. Libby, późniejszy laureat nagrody Nobla, wykazał możliwość datowania próbek organicznych przy wykorzystaniu izotopu węgla  $^{14}\text{C}$  [1]. Pierwsze pomiary wieku próbek tą metodą przeprowadzono około 30 lat temu. Metoda  $^{14}\text{C}$  opiera się na fakcie ciągłego produkowania atomów  $^{14}\text{C}$  przez neutrony promieniowania kosmicznego w reakcji  $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ . W przybliżeniu, w każdej minucie i w przeliczeniu na jeden gram węgla na powierzchni ziemi, wytwarzanych jest 13,5 atomów  $^{14}\text{C}$ . Odpowiada to względnej koncentracji  $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$  wynoszącej  $1,2 \cdot 10^{-12}$ . Dotychczas stosowane techniki pomiaru koncentracji izotopu  $^{14}\text{C}$  opierają się na rejestracji promieniowania towarzyszącego rozpadowi jądra  $^{14}\text{C}$  i bardzo niska aktywność naturalnych próbek węgla jest źródłem wielu trudności.

Ponieważ na to, by można było zaobserwować w ciągu minuty jeden rozpad potrzeba  $0,43 \cdot 10^{11}$  atomów  $^{14}\text{C}$  (okres połowicznego zaniku wynosi 5730 lat), sugerowano już znacznie wcześniej [2], że można zwiększyć czułość metody radiowęglowej dokonując bezpośrednich pomiarów koncentracji  $^{14}\text{C}$  przy użyciu spektrometru masowego. Kilkuletnie próby pomiarów koncentracji  $^{14}\text{C}$  przy pomocy spektrometrów masowych, prowadzone przez amerykańskich badaczy, nie dały jednak spodziewanych rezultatów [3, 4, 5].

Zasadniczą przeszkodą jest, praktycznie niemożliwa do uniknięcia, obecność azotu  $^{14}\text{N}$  w analizowanej wiązce jonów węgla. Masy izotopów  $^{14}\text{N}$  i  $^{14}\text{C}$  różnią się o  $10^{-5}$  i żaden z konwencjonalnych spektrometrów nie pozwala na ich odróżnienie. Na możliwość wykorzystania akceleratora jonów do wyznaczania koncentracji śladowych ilości radioizotopów, wskazał jako pierwszy R. A. Muller [6]. Proponuje on wykorzystanie cyklotronu do przyspieszania dodatnich jonów węgla. Przyspieszone, do energii rzędu kilku MeV na nukleon, jony węgla  $^{14}\text{C}^{6+}$  rejestrował teleskopem licznikowym  $\left(E, \frac{dE}{dx}\right)$  [10]. Pracujące w koincydencji liczniki

pozwalają na odróżnienie jonów  $^{14}\text{C}^{6+}$  od innych jonów obecnych w przyspieszanej wiązce, a przede wszystkim od jonów  $^{14}\text{N}^{6+}$ . W czasie pomiaru można przestrajać cyklotron na jony  $^{12}\text{C}$  i  $^{13}\text{C}$  w celach normalizacyjnych. Poważne utrudnienie stanowi obecność w analizowanej wiązce dużego strumienia jonów  $^{14}\text{N}$ , które Muller usuwa przy pomocy filtru ksenonowego wykorzystując różnicę zasięgów jonów  $^{14}\text{C}^{6+}$  i  $^{14}\text{N}^{6+}$ .

Podobną metodę bezpośredniego pomiaru koncentracji  $^{14}\text{C}$ , pozbawioną jednak wad powyższej, proponują niezależnie D. E. Nelson et al. [7] oraz C. L. Bennet et al. [8]. Idea polega na zastosowaniu elektrostatycznego akceleratora Van de Graaffa w układzie tandem, ze źródłem ujemnych jonów. Ponieważ ujemne jony  $^{14}\text{N}^-$  są bardzo nietrwałe, techniką ta poważnie ogranicza strumień jonów azotu, który sprawia naj-



więcej kłopotów w tego typu pomiarach. Pozostałe, nawet dowolnie małe ilości jonów  $^{14}\text{N}$ , a także innych można łatwo odróżnić od jonów  $^{14}\text{C}$ , stosując teleskop licznikowy  $\left(\frac{dE}{dx}, E\right)$ . Co więcej, w odróżnieniu od cyklotronu, akcelerator Van de Graaffa pozwala na jednoczesne przyspieszanie trzech izotopów węgla  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{C}$  i z odpowiednio zaprojektowanym analizatorem magnetycznym, pozwala równolegle mierzyć ich zawartość w badanej próbce. Dzięki temu otrzymuje się wartości względnej zawartości  $^{14}\text{C}$  i  $^{13}\text{C}$   $\left(\frac{^{14}\text{C}}{^{12}\text{C}} \text{ i } \frac{^{13}\text{C}}{^{12}\text{C}}\right)$ , które nie zależą od zmian sprawności akceleratora i źródła jonów. Pierwsza z tych wielkości  $\left(\frac{^{14}\text{C}}{^{12}\text{C}}\right)$  służy do obliczenia wieku próbki, a druga umożliwi jego korekcję przez uwzględnienie frakcjonowania izotopowego.

Do chwili obecnej wykonano kilka datowań metodą  $^{14}\text{C}$  przy wykorzystaniu nowej techniki [7, 8, 9, 10, 11], (patrz tab. 1). Duże błędy, jakimi są obarczone wyniki, będzie można zapewne zmniejszyć do poziomu błędów z jakimi wykonuje się obecnie pomiary w najlepszych laboratoriach licznikowych, pod

Tablica 1

Porównanie wieku próbek uzyskanego techniką konwencjonalną i przy użyciu akceleratora

Wiek wyznaczony techniką konwencjonalną	Wiek wyznaczony techniką akceleratorową	Literatura
220 ± 150	220 ± 300	[9]
4590 ± 250	5700 ± 400	"
9150 ± 300	8800 ± 600	"
39500 ± 1000	41000 ± 1100	"
—	48000 ± 1300 *	"
5080 ± 60	5900 ± 800	[10]

\* Mierzoną próbką był grafit nie zawierający  $^{14}\text{C}$ ; zliczone atomy  $^{14}\text{C}$  stanowią tło występujące w urządzeniu pomiarowym.

warunkiem użycia specjalnie do tych celów skonstruowanych akceleratorów. Powinny one być wolne od atomów  $^{14}\text{C}$  nie pochodzących z próbki oraz posiadać analizator magnetyczny kierujący wiązki jonów  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{C}$  do odpowiednich mierników, umożliwiając jednoczesny pomiar wszystkich izotopów. Uważa się bowiem, że głównym źródłem błędu jest tło  $^{14}\text{C}$  występujące w akceleratorze oraz zmiany sprawności źródła jonów i akceleratora. Amerykańska firma Ionex Corporation zakomunikowała [12], że jest przygotowana do wyprodukowania elektrostatycznego akceleratora Van de Graaffa, zaprojektowanego z myślą o pomiarach koncentracji  $^{14}\text{C}$  i zdolnego wykryć atomy  $^{14}\text{C}$  w ilości odpowiadającej próbce o wieku co najmniej 60 000 lat. Koszt przedsięwzięcia szacuje się na 500 000 dolarów USA.

Nawet gdyby nie udało się zwiększyć czułości i dokładności nowej techniki pomiaru koncentracji  $^{14}\text{C}$  w porównaniu z konwencjonalną, to i tak będzie ona dysponowała dwoma poważnymi atutami. Przede wszystkim pozwoli na znaczne zmniejszenie masy węgla potrzebnego do wykonania pomiaru. Technika konwencjonalna należy w zasadzie do badań niszczących, dla wykonania pomiaru konieczne jest spreparowanie niekiedy bardzo dużych próbek w celu uzyskania węgla w ilości od 1 g do 10 g, podczas gdy nowa zużywa próbki o masach tysiąckrotnie mniejszych, rzędu kilku, kilkunastu miligramów. Nowa technika skraca także, i to ponad dziesięciokrotnie, czas pomiaru.

W roku 1978 odbyła się pierwsza konferencja naukowa poświęcona zastosowaniom akceleratorów w chronometrii radiowęglowej. Materiały tej konferencji [13] znajdujące się obecnie w druku, przyniosą zapewne nowe informacje o dalszym postępie techniki pomiarowej.

*Mieczysław F. Pazdur*

*Andrzej Bluszcz*

Instytut Fizyki  
Politechnika Śląska  
Gliwice

#### Literatura

- [1] W. F. Libby, *History of radiocarbon dating*, w Proc. Symp. Radioactive Dating and Methods of Low-Level Counting, IAEA, Vienna 1967, s. 3.
- [2] H. Oeschger, J. Houtermans, H. Looski, M. Wahlen, Proc. XII Nobel Symposium „Radiocarbon Variations and Absolute Chronology”, Wiley, New York 1970, s. 471.
- [3] R. Schnitzer, W. H. Aberth, H. L. Brown, M. Anbar, Proc. 22nd Ann. Conf. on Mass Spectrom. and Allied Topics, 1974, s. 64.
- [4] W. H. Aberth, R. Schnitzer, M. Anbar, Proc. 23rd Ann. Conf. on Mass Spectrom. and Allied Topics, 1975, s. 279.
- [5] R. Schnitzer, M. Anbar, Proc. 24th Ann. Conf. on Mass Spectrom. and Allied Topics, 1976, s. 361.
- [6] R. A. Muller, *Science* **196**, 489 (1977).
- [7] D. E. Nelson, R. G. Korteling, W. R. Stott, *Science* **198**, 507 (1977).
- [8] C. L. Bennett et al., *Science* **198**, 508, (1977).
- [9] C. L. Bennett et al., *Science* **201**, 345 (1978).
- [10] R. A. Muller et al., *Science* **201**, 347 (1978).
- [11] C. Doucas et al., *Nature* **276**, 253 (1978).
- [12] art. redakcyjny, *Science* **200**, 635 (1978).
- [13] Proc. Conf. Radiocarbon Dating with Accelerators, Rochester 1978, H. E. Gove (ed.).

## PTF

## XXVI Zjazd Fizyków Polskich

W dniach od 24 do 29 września 1979 r. odbędzie się w Toruniu XXVI Zjazd Fizyków Polskich. Przewodniczącym Komitetu Naukowego Zjazdu jest prof. Z. Wilhelmi, a Komitetu Organizacyjnego — prof. S. Łęgowski.

W programie zjazdu przewiduje się sesje plenarne, na których zostaną wygłoszone referaty związane z głównymi kierunkami badań fizycznych w Polsce, ze szczególnym uwzględnieniem tematyki: „Podstawowe badania fizyczne a wszechświat”. Ponadto przewiduje się sesje plakatowe w następujących sekcjach:

1. Fizyka fazy skondensowanej
2. Fizyka molekularna
3. Optyka współczesna
4. Fizyka jądra atomowego
5. Fizyka wysokich energii i cząstek elementarnych
6. Astrofizyka
7. Klasyczna i kwantowa teoria pola
8. Fizyka statystyczna
9. Fizyka techniczna
10. Dydaktyka fizyki

Liczba sesji w poszczególnych sekcjach zostanie ustalona po zakwalifikowaniu komunikatów do ekspozycji.

Oplata za udział w zjeździe wynosi 200 zł — dla członków PTF oraz 300 zł — dla osób niezrzeszonych. Koszty przejazdu, zakwaterowania i diety pokrywa Komitet Organizacyjny. Komitet zapewnia zakwaterowanie w domach studenckich i hotelach w pokojach jedno- i dwuosobowych. W czasie trwania zjazdu przewiduje się imprezy towarzyszące.

*Hanna Męczyńska*

## Oddział Białostocki

W dniu 27 stycznia 1979 r. odbyło się Walne Zebranie Białostockiego Oddziału PTF, na którym wybrano nowy zarząd w następującym składzie:

przewodnicząca — Eudokia Ostaszewicz,  
wiceprzewodniczący — Jan Brzosko,  
sekretarz — Joanna Kłobukowska,  
skarbnik — Czesław Bielaczyc,  
członek zarządu d/s kontaktów z innymi ośrodkami naukowymi — Antoni Konarzewski,  
członek zarządu d/s współpracy z przemysłem — Czesław Michalski.

Na zebraniu podsumowano dotychczasową działalność oddziału i ustalono zasadnicze kierunki działań na przyszłość.

Oddział Białostocki PTF istniejący od roku 1965 liczy obecnie 36 członków.

*Irena Lasocka*

## Nowy Zarząd Oddziału Lubelskiego

Na walnym zebraniu, odbytym w dniu 21 XII 1978 r., wybrano nowy Zarząd Oddziału Lubelskiego PTF. Skład Zarządu przedstawia się następująco:

przewodniczący — Maksymilian Piłat,  
zastępca przewodniczącego — Bohdan Adamczyk,  
sekretarz — Tomasz Goworek,  
skarbnik — Stefan Król  
członkowie: Henryk Dacewicz, Marek Sowa, Edward Śpiewła.

*Józef Pomorski*

## Oddział Toruński — Pokazy z Fizyki

W dniach od 25 do 27 stycznia 1979 r. odbyły się w Instytucie Fizyki UMK pokazy z fizyki zorganizowane przez IF UMK i Oddział Toruński PTF. Pokazy przeznaczone były dla uczniów starszych klas szkół średnich i obejmowały następujące działy fizyki: mechanika, termodynamika, fale elektromagnetyczne różnych długości: od fal radiowych do rentgenowskich, fizyka jądrowa.

O dużym zainteresowaniu pokazami nauczycieli i młodzieży świadczyć może liczba 1600 uczestników.

*Hanna Męczyńska*

### Nominacje na profesorów

Rada Państwa nadała tytuły naukowe:

profesora zwyczajnego nauk fizycznych — Danucie Frąckowiak (Politechnika Poznańska) i Stanisławowi Przelastowskiemu (Akademia Rolnicza we Wrocławiu),

profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych — Andrzejowi Bączyńskiemu (Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu) i Kazimierzowi Rosińskiemu (Instytut Fizyki PAN w Warszawie).

Nominacje wręczył w Belwederze w dniu 18 stycznia 1979 r. Przewodniczący Rady Państwa prof. Henryk Jabłoński.

### Nagrody Państwowej Rady d/s Wykorzystania Energii Atomowej

Nagrody za wybitne osiągnięcia naukowe i techniczne w dziedzinie atomistyki, przyznawane są przez Państwową Radę d/s Wykorzystania Energii Atomowej corocznie, począwszy od 1957 r.

Wnioski w sprawie przyznania nagrody pochodzą zarówno z instytutów naukowo-badawczych i wyższych uczelni, jak też z wielu innych krajowych instytucji, które prowadzą działalność badawczą i wdrożeniową z zakresu wykorzystania energii atomowej.

Rosnąca z roku na rok liczba nadsyłanych wniosków tak w dziale nauki, jak i w dziale postępu technicznego oraz poszerzający się stale wykaz instytucji, z których pochodzą te wnioski, świadczą o coraz większym praktycznym upowszechnieniu techniki jądrowej w różnych dziedzinach naukowej i gospodarczej działalności.

Ta stale rosnąca w kraju ilość prac zarówno o charakterze naukowym (dział nauki), jak i o charakterze technicznym i wdrożeniowym (dział postępu technicznego) była powodem, że od 1978 r. regulamin wprowadza zasadę przyznawania nagród (w danym dziale) w cyklach dwuletnich. W praktyce znaczy to, że w latach parzystych rozpatrywane i nagradzane są prace w dziale postępu technicznego, a w latach nieparzystych — w dziale nauki. Zgodnie z tym, przyznane w 1978 r. nagrody dotyczą prac wdrażających metody i technikę jądrową w różnych dziedzinach gospodarki narodowej, nauce i ochronie zdrowia.

Spśród wszystkich prac wnioskowanych do nagrody w 1978 r., Jury Państwowej Rady po przeprowadzeniu w zespołach specjalistycznych wszechstronnej i wnikliwej oceny, zakwalifikowało 11 prac.

Plenum Państwowej Rady na posiedzeniu w dniu 11 grudnia 1978 r. zatwierdziło propozycje Jury przyznając: jedną nagrodę indywidualną pierwszego stopnia, dwie nagrody zespołowe pierwszego stopnia, jedną nagrodę indywidualną drugiego stopnia, cztery nagrody zespołowe drugiego stopnia, trzy nagrody zespołowe trzeciego stopnia. Razem przyznano 11 nagród (2 indywidualne i 9 zespołowych) obejmując łącznie 55 osób.

Wśród nagrodzonych prac: 2 dotyczą zastosowań techniki jądrowej w badaniach naukowych, 6 dotyczy przemysłowych zastosowań techniki jądrowej, 3 dotyczą zastosowań techniki jądrowej w medycynie i ochronie zdrowia.

Nagrody I stopnia otrzymali: prof. dr Stefan Nowicki (IBJ) za opracowanie nanosekundowego impulsowego akceleratora elektronów NIKE-3,

zespół z IBJ: inż. Eugeniusz Grabowski, mgr Zbigniew Kozłowski, mgr inż. Bohdan Ludkiewicz, mistrz ślus. Stanisław Podgórzak, mgr inż. Karol Roman, st. techn. Andrzej Stępiński za opracowanie i wdrożenie do produkcji implantatorów ciężkich jonów,

zespół z IBJ: dr Zofia Bułhak, dr Przemysław Pańta, techn. Atanasios Stambuldzys i zespół z Zakładów Elektronowych „Lamina” w Piasecznie: mgr inż. Bohdan Bany, mgr inż. Leszek Drabik, mgr inż. Henryk Kampczyk, mgr inż. Waclaw Świderski, mgr inż. Jerzy Szyjko za opracowanie radiacyjnej technologii wytwarzania szybkich tyrystorów dużej mocy.

S. Wąsowicz

### Nowe władze CERN-u

W dniach 20 i 21 grudnia 1978 odbyło się zebranie Rady CERN-u, na którym prof. Jean Teillac (Francja) został ponownie wybrany przewodniczącym Rady, a Gunther Lehr (RFN) i Paul Levaux — wiceprzewodniczącymi.

Przedłożono o rok kadencję Gigliarelli-Fiumi (Włochy) jako przewodniczącego Komitetu Finansowego i prof. G. H. Stafforda (Wielka Brytania) jako przewodniczącego Komitetu Kierownictwa Naukowego. Odnowiono mandat prof. W. Jentschke (RFN) jako członka Komitetu Kierownictwa Naukowego, oraz powołano do tego Komitetu prof. S. L. Glashow (Uniwersytet Harvarda, USA).

Mandat szefa Wydziału Badań Teoretycznych J. Prentkiego został przedłużony o 3 lata.

Na tym samym zebraniu Rada zatwierdziła bud-

zet na rok 1979 w wysokości 590140000 franków szwajcarskich, z których 581910000 ma pochodzić ze składek państw członkowskich, a reszta z wpływów różnych. Budżet ten jest o 6% niższy niż w r. 1978.

CERN Presse 32/78

B. W.

#### V. F. Weisskopf członkiem francuskiej Akademii Nauk

Victor F. Weisskopf (Medal Smoluchowskiego 1977) został wybrany przez francuską Akademię Nauk na jej członka zagranicznego.

C. R. 287, Suppl. Nov. 1978

#### Medale brytyjskiego Towarzystwa Królewskiego

Brytyjskie Towarzystwo Królewskie nadało medale za rok 1978.

Medal Hughesa otrzymał William Cochran, profesor Uniwersytetu w Edynburgu za osiągnięcia w dziedzinie krystalografii i dynamiki sieci. Zwrócił on mianowicie uwagę na ważność rozkładu przestrzennego elektronów w ciele stałym, opracował odpowiednią metodę pomiaru i wykonał pierwsze udane eksperymenty.

Medal Królewski otrzymał Abdus Salam, profesor fizyki teoretycznej Imperial College of Science and Technology Uniwersytetu Londyńskiego (także dyrektor Międzynarodowego Centrum Fizyki Teoretycznej w Trieście) za owocne badania w dziedzinie teorii cząstek elementarnych. Jako jego główny wkład cytowana jest teoria Salama-Weinberga oddziaływań słabych i elektromagnetycznych. Niedawno zostały stwierdzone eksperymentalnie słabe prądy neutralne przewidziane przez tę teorię.

Phys. Today 31, No 10, 1978

#### Nareszcie nieco powabu w oddziaływaniach silnych

Odkrycie mezonów powabnych w reakcjach anihilacji  $e^+e^-$  (patrz artykuł R. Schwittersa, *Postępy Fizyki* 30, 23 (1979)), a następnie w oddziaływaniach neutrin (*Postępy Fizyki* 29, 305 (1978)) spowodowało intensywne poszukiwania produkcji tych mezonów w zderzeniach cząstek oddziałujących silnie. Przez długi jednak czas wszystkie wysiłki eksperymentatorów kończyły się niepowodzeniem. Dopiero

ostatnio fizycy z Warszawy analizując dane z eksperymentu badającego zderzenia proton-proton w akceleratorze wiązek przeciwbieżnych (ISR) w CERNie (Genewa) otrzymali wyraźny sygnał świadczący o produkcji mezonu powabnego. W rozkładzie masy efektywnej  $K^-\pi^+\pi^+$  widoczne jest maksimum rezonansowe o masie odpowiadającej mezonowi  $D^+$ , zawierające  $92 \pm 18$  przypadków ponad dużym tłem. Eksperyment wykonano przy współpracy laboratoriów w CERNie, Paryżu (Collège de France), Heidelbergu i Karlsruhe.

M. S.

#### Jak wygląda mezon $K^0$

Fizycy z Uniwersytetu w Chicago, Uniwersytetu Wisconsin i Szwajcarskiego Federalnego Instytutu Technologicznego w Zurichu zmierzli rozkład ładunku elektrycznego w neutralnym mezonie dziwnym —  $K^0$ . Mimo że cząstka ta nie ma jako całość ładunku elektrycznego, okazuje się, że, podobnie jak neutron, składa się z obszarów o dodatnim i ujemnym ładunku elektrycznym. Wyniki eksperymentu wykonanego przy użyciu synchrotronu protonowego osiągającego energię 400 GeV w Batavii (USA) zgadzają się dobrze z modelem kwarkowym. Wszystko wskazuje na to, że mezon  $K^0$  składa się z kwarku  $d$  poruszającego się wokół dużo cięższego antykwarku dziwnego (*Phys. Rev. Lett.* 41, 1213 (1978)).

FNAL Research Results

M. S.

#### Fuzja termojądrowa

Problemy energetyczne świata sprawiły, że o kontrolowanej reakcji termojądrowej mówi się ostatnio bardzo dużo. Coraz częściej pojawiają się wypowiedzi na temat przypuszczalnego terminarzu prac związanych z fuzją (*Unesco Courier* — czerwiec 1978). Zdaniem dyrektora laboratorium w Culham Rendela S. Pease'a (warto dodać w tym miejscu, że w Culham powstaje wspólny projekt krajów Euratomu — Joint European Torus JET) najbliższe 6 do 8 lat powinno pozwolić na pełne zbadanie zjawisk fizycznych zachodzących w urządzeniach plazmowych. Dalej, 7 do 10 lat zajmie konstrukcja reaktora eksperymentalnego pozwalającego na otrzymanie dodatniego bilansu energetycznego. Wreszcie, następne 15 lat zostanie zużyte na budowę reaktora demonstracyjnego, który może stać się

podstawą do konstrukcji przemysłowych. Będziemy mieli wtedy rok 2006 lub 2011, a cały projekt pochłonie, prawdopodobnie, ok. 15 mld dolarów. Kończąc swoją wypowiedź R. S. Pease podkreślił, że obecny szybki rozwój badań pozwolił na usunięcie wątpliwości natury podstawowej i stworzenie bazy naukowej dla konstrukcji urządzenia wytwarzającego energię z reakcji deuter — tryt (D-T). Ten optymistyczny akcent na końcu bardzo ostrożnych przewidywań znalazł potwierdzenie w rezultatach osiągniętych w sierpniu 1978 r. w Princeton. Fizycy pracujący w eksperymencie Tokamak — PLT (Princeton Large Torus) otrzymali rekordową temperaturę w tego rodzaju urządzeniach osiągając 60 milionów K. Temperatura ta wystarcza do zapłonu reakcji D-T i jej podtrzymania, pod warunkiem, że osiągnięta zostanie odpowiednia gęstość plazmy  $n$  i czas jej utrzymania  $\tau$ . Te dwa ostatnie wymagania formułuje się w postaci kryterium Lawsona, które na iloczyn  $n\tau$  w przypadku reakcji D-T narzuca warunek  $n\tau \sim 10^{14} \text{cm}^{-3}\text{s}$ . W PLT otrzymano  $n\tau \sim 10^{12} \text{cm}^{-3}\text{s}$ , poza tym badano reakcję D-D, która wymaga znacznie wyższych temperatur i  $n\tau \sim 10^{16} \text{cm}^{-3}\text{s}$ .

Niewątpliwy sukces osiągnięty w Princeton zawdzięczać należy zastosowaniu dodatkowych urządzeń dla grzania plazmy. W tym celu wstrzelano do Tokamaka wiązki neutralnych atomów deuteru i wodoru o mocy 3 MW. Neutralne cząstki przenikały przez pole magnetyczne utrzymujące plazmę, były jonizowane w oddziaływaniu z plazmą i przekazywały jej swoją energię.

Bezpośrednim skutkiem omawianych wyników było zwiększenie nakładów finansowych i przyspieszenie pracy nad dużym Tokamakiem (IFTR — Tokamak Fusion Test Reactor), który ma ruszyć w marcu 1892 r. i osiągnąć zerowy bilans energetyczny (break-even). Podobne programy realizuje się już w ZSRR (T-20), Japonii (JT-60) i w Wlk. Brytanii (wspomniany już JET).

*Wojciech Rozmus*

#### Pierwsze wyniki z akceleratora $e^+e^-$ -PETRA

Na jesieni ubiegłego roku zakończono, prowadzoną w rekordowo szybkim tempie, budowę dużego akceleratora wiązek przeciwbieżnych  $e^+e^-$  — PETRA w laboratorium DESY w Hamburgu (patrz artykuł o akceleratorach  $e^+e^-$  w *Postęпах Fizyki* 30, nr 2 (1979)). W listopadzie trzy gotowe detektory — MARK J, PLUTO i TASSO rozpoczęły zbieranie danych przy energiach 13 i 17 GeV

w układzie środka masy  $e^+e^-$ . Już w styczniu pojawiły się pierwsze wyniki. Zmierzono względny przekrój czynny ( $R$ ) na produkcji hadronów w anihilacji  $e^+e^-$ . Nie zaobserwowano dramatycznego wzrostu  $R$  w porównaniu z danymi dla energii  $\sim 10$  GeV. Znaczny wzrost  $R$  świadczyłby o pokonaniu jeszcze jednego progu energii potrzebnej do produkcji zupełnie nowych rodzajów kwarków lub leptonów.

W miarę wzrostu energii coraz ważniejsza staje się struktura końcowego stanu hadronowego. Hadrony produkowane są nie izotropowo (jak by to przewidywał prosty model oparty na przestrzeni fazowej) lecz w dwóch dobrze skolimowanych „strugach” (*jet*). Zgadza się to dobrze z przewidywaniami modelu kwarków, gdzie „strugi” powstają z wytworzonej w anihilacji  $e^+e^-$  pary kwark-antykwar.

Grupa fizyków pracująca przy detektorze PLUTO rozpoczęła również zupełnie nowy rozdział fizyki cząstek elementarnych — badanie oddziaływań foton-foton.

*CERN Courier* 19, no 1 (1979)

*M. S.*

#### Konferencja „Kryształy Molekularne-79” w Poznaniu

Ostatnie lata przyniosły niebywale silny rozwój badań własności fizycznych organicznego ciała stałego. Szczególnie zainteresowanie badaczy wzbudziły quasi-jednowymiarowe układy molekularne ze względu na ich wyjątkowe właściwości. Pewne sole najsilniejszego organicznego akceptora elektronów, jakim jest czterocyjano-p-chinodwumetan (TCNQ), umożliwiły bowiem doświadczalną weryfikację wyników badań nad teorią jednowymiarowych układów molekularnych. Nie bez znaczenia są również perspektywy praktycznego wykorzystania organicznych quasi-jednowymiarowych półprzewodników.

Zagadnienia związane z budową i własnościami fizycznymi organicznego ciała stałego będą tematem Ogólnopolskiej Konferencji „Kryształy Molekularne-79”, którą w dniach 17 do 19 września 1979 r. zorganizuje Instytut Fizyki Molekularnej PAN. Przewiduje się, że o kryształach organicznych, a szczególnie o quasi-jednowymiarowych układach mówić będą w swych referatach plenarnych: T. Borowiak (ICh UAM), B. Bułka (IFM PAN), A. Graja (IFM PAN), J. Janik (IFJ), J. Kalinowski (IF PG), M. Kryszewski (CBMiM PAN), K. Pigoń (IChOIF PWr.), J. Prochorow (IF PAN), H. Ratajczak (ICh UW), J. Rohleder (IChOIF PWr.), J. Swora-

kowski (IChOiF PWr.), W. Waclawek (IF WSP Częstochowa).

Konferencja „Kryształy Molekularne-79” będzie przeglądem dotychczasowych osiągnięć polskich badaczy zajmujących się własnościami organicznego ciała stałego.

*Andrzej Graja*

### Kto jest współautorem pracy?

W czasopiśmie *CERN Courier* ukazał się artykuł Douglasa Morrisona na dość delikatny i drażliwy temat autorstwa prac wykonywanych przez tzw. wielkie współprace. Chodzi tu o prace z udziałem niekiedy pięćdziesięciu lub więcej fizyków z kilku różnych krajów i kilkunastu ośrodków. Znaczna część fizyków biorących udział w tego rodzaju kolaboracji ma za zadanie krytyczne rozważenie koncepcji doświadczenia i budowę aparatury, wstępne próby, właściwe pomiary, analizę, weryfikację i korekcję uzyskanych wyników. Jest to wielka praca, trwająca zwykle kilka lat. Interpretacja wyników wymaga na ogół mniejszej ilości czasu, zwykle kilku czy kilkunastu miesięcy. W tej części pracy zaangażowana jest niewielka liczba osób. Autor artykułu nazywa je „autorami głównymi”.

Powstaje kwestia czyimi nazwiskami ma być podpisana publikacja. Wypowiadano co do tego różne poglądy: 1) wszyscy uczestnicy pracy powinni podpisywać publikację w porządku alfabetycznym; 2) wszyscy powinni podpisywać, ale „autorzy główni” powinni być wyróżnieni, być może przez umieszczenie ich nazwisk w pierwszej kolejności; 3) tylko „autorzy główni” powinni podpisywać publikację.

Rozwiązanie 3) mogłoby odpowiadać wybitniejszym fizykom, o ustalonej reputacji, którzy wnieśli największy wkład koncepcyjny. Natomiast młodszy fizycy, którym z natury rzeczy zależy na powiększaniu swego dorobku naukowego, mogą odczuwać takie rozwiązanie jako niesprawiedliwe.

Jeżeli liczba publikacji, zawierających wyniki danej współpracy, jest niewielka, to najczęściej podpisują je wszyscy uczestnicy w porządku alfabetycznym. Niektóre współprace wydają prawie co miesiąc publikacje stanowiące sprawozdania z kolejnych etapów pracy — wtedy podpisują je „główni autorzy” oraz niektórzy tylko z uczestników pracy w zależności od swego udziału w danym fragmencie badań. W ten sposób (i to można by nazywać

rozwiązaniem Nr 4) pełny cykl publikacji zawiera nazwiska wszystkich uczestników.

System podpisywania publikacji przez wszystkich uczestników w porządku alfabetycznym jest niewątpliwie najprostszym i pozwala uniknąć nieprzyjemnych kontrowersji, choć czytelnikom nie wprowadzonym w dane środowisko nie pozwala domyślić się kim są „główni autorzy”. A jednak „główni autorzy” są wyróżnieni przez to, że im właśnie powierza się przedstawianie wyników na sympozjach i konferencjach międzynarodowych, co sprawia, że w ogólnej opinii wyniki danej pracy wiąże się przede wszystkim z ich osobami.

*CERN Courier* 18, No 12, 1978

*B. W.*

### Międzynarodowa Rada Redakcyjna czasopisma *Physica*

Cenione czasopismo *Physica*, wydawane przez North Holland Publishing Company pod auspicjami Holenderskiego Towarzystwa Fizycznego, dzieli się na trzy sekcje: *Physica A* publikuje prace naukowe z zakresu fizyki teoretycznej i statystycznej, *Physica B* poświęcona jest badaniom fazy skondensowanej i niskim temperaturom, natomiast *Physica C* zawiera prace z zakresu fizyki atomowej i molekularnej oraz fizyki plazmy i optyki. Czasopismo *Physica* ma rangę organu Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (*Europhysics Journal*) i w związku z tym Redaktor naczelny profesor W. J. Huiskamp powołał międzynarodową Radę Redakcyjną. Przewodniczącym Polskiej Rady Redakcyjnej został w niej profesor Jan Stankowski z Instytutu Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu.

*Andrzej Graja*

### *Synthetic Metals*

Szwajcarska firma Elsevier Sequoia S. A. rozpoczęła wydawanie nowego czasopisma *Synthetic Metals*. Jest to międzynarodowy kwartalnik, którego zadaniem jest szybka publikacja prac oryginalnych, krótkich komunikatów i artykułów przeglądowych na temat badań podstawowych i zastosowań syntetycznych metali, związków grafitu, związków metali przejściowych oraz przewodników quasi-jednowymiarowych.

Wydawca zapowiada, że poza artykułami będą się w czasopiśmie ukazywać od czasu do czasu również recenzje książek, przeglądy patentów oraz zapowiedzi i sprawozdania z konferencji.

Redaktorem naczelnym *Synthetic Metals* jest F. Lincoln Vogel (The Moore School of Electrical Engineering, University of Pennsylvania, Pennsylvania 19104, USA), a współredaktorami — A. J. Heeger i W. L. Worrell, również z Uniwersytetu Pennsylvania. W skład Rady Redakcyjnej weszło około 40 specjalistów z różnych krajów.

B. W.

**M. F. Dejgen**  
(1918-1977)

Michaił Fiedorowicz Dejgen urodził się w Chmielnicku na Ukrainie w 1918 r. Studiował fizykę na Uniwersytecie im. Szewczenki w Kijowie. W 1940 r. ukończył studia i rozpoczął pracę naukową w Katedrze Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Kijowskiego. Wojna przerwała pracę naukową, do której powrócił w 1944 r. w Instytucie Fizyki AN USSR. W latach 1945-1957 rozwinął badania w teorii ciała stałego, zwłaszcza w teorii lokalnych centrów i ekscytonów na powierzchni półprzewodników.

Poczynając od 1957 r. skoncentrował uwagę na badaniach radiospektroskopowych kryształów niemetalicznych. Początkowo prowadził tylko badania teoretyczne, lecz w 1960 r. stworzył w Instytucie Półprzewodników AN USSR specjalny Oddział Radiospektroskopii zajmujący się zarówno teorią jak i eksperymentem. Zajmował się teorią podwójnego elektronowo-jądrowego rezonansu (ENDOR). Pod jego kierownictwem powstała pierwsza w ZSRR aparatura do badań tych zjawisk.

Badania wpływu zewnętrznych czynników (pola elektrycznego, ciśnienia, temperatury) na widma EPR i ENDOR doprowadziły do powstania nowego podstawowego kierunku badań w fizyce — określania właściwości lokalnych materiałów w okolicy defektu metodami radiospektroskopii. Ponadto odkrył efekt korelacji kątowej zależności szerokości linii EPR z wielkością rozszczepienia linii w zewnętrznym polu elektrycznym.

M. F. Dejgen w latach sześćdziesiątych współpracował z laboratorium kierowanym przez prof. K. Leibler w Instytucie Fizyki PAN. W ostatnich latach życia zajmował się badaniami oddziaływania plazmy elektronowej ciała stałego z centrami paramagnetycznymi.

Zmarł po ciężkiej chorobie 10 listopada 1977 r.

**Manne Siegbahn**  
(1886-1978)

Dnia 24 września 1978 r. zmarł Manne Siegbahn, jeden z twórców spektroskopii promieniowania rentgenowskiego.

Manne Siegbahn urodził się 3 grudnia 1886 r. w Örebro w południowej Szwecji. Pracę naukową rozpoczął pod kierunkiem J. R. Rydberga na uniwersytecie w Lund, gdzie w 1911 r. uzyskał stopień doktora na podstawie pracy o pomiarach pola magnetycznego. Wkrótce potem zainteresowania jego skierowały się ku fizyce promieniowania rentgenowskiego. Po odkryciu w 1912 r. przez Maxa von Laue dyfrakcji promieniowania rentgenowskiego na kryształach, prace w tej dziedzinie zaczęły rozwijać się w dwóch kierunkach: badania struktur krystalicznych (W. H. i W. L. Braggowie, Debye, Scherrer) oraz zastosowania kryształów do badania widm atomowych w obszarze rentgenowskich długości fali (Moseley). Temu właśnie kierunkowi poświęcił się Manne Siegbahn. Jednym z pierwszych jego wyników było odkrycie serii M w widmie rentgenowskim.

W 1923 r. Siegbahn objął katedrę fizyki na uniwersytecie w Uppsali i stworzył tam bardzo silny międzynarodowy ośrodek spektroskopii rentgenowskiej, gdzie przede wszystkim badano obszar pośredni między dotychczas znanym zakresem widm rentgenowskich a nadfioletem. Stało się to możliwe dzięki wybitnemu talentowi eksperymentatorskiemu Siegbahna, który skonstruował maszyny do nacinania precyzyjnych siatek dyfrakcyjnych. Poza badaniami spektroskopowymi Siegbahn zainicjował również w Uppsali pomiary fundamentalnych stałych fizycznych. W 1924 r. Manne Siegbahn opublikował monografię „Spektroskopie der Röntgenstrahlen”, która stała się podstawowym informatorem dla wszystkich pracujących w tej dziedzinie.

Za odkrycia w dziedzinie spektroskopii promieniowania rentgenowskiego przyznano Siegbahnowi nagrodę Nobla z fizyki za rok 1924.

W latach trzydziestych Królewska Szwedzka Akademia Nauk utworzyła specjalnie dla Manne Siegbahna stanowisko profesora fizyki doświadczalnej, w zakres obowiązków którego wchodziło wyłącznie prowadzenie prac badawczych, oraz powierzyła mu stanowisko dyrektora nowo utworzonego w Sztokholmie Instytutu Fizyki im. Nobla. Instytut ten przeszedł w 1964 r. pod zarząd państwowy i nazywa się obecnie Badawczy Instytut Fizyki.



Siegbahn kierował tym instytutem od 1937 r. aż do przejścia na emeryturę w 1964 r. Główną tematyką instytutu stała się fizyka jądrowa, a doskonale wyposażenie aparaturowe zawdzięcza on talentom konstrukcyjnym i zdolnościom organizacyjnym swego dyrektora. Siegbahn zaprojektował także i zbudował mikroskop elektronowy, a przede wszystkim zajmował się nadal wytwarzaniem siatek dyfrakcyjnych. Warto może wspomnieć, że w pierwszym orbitalnym obserwatorium słonecznym NASA użyto siatki produkcji Siegbahna.

Manne Siegbahn przywiązywał zawsze wielką wagę do międzynarodowej współpracy fizyków. W latach 1934-1947 był prezesem Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej. Był członkiem Królewskiej Szwedzkiej Akademii Nauk, Szwedzkiej Akademii Nauk Technicznych, członkiem zagranicznym paryskiej Akademii Nauk i wielu innych towarzystw naukowych.

B. W.

**D. I. Błochincew**  
(1908-1979)

W styczniu br. zmarł Dymitr Iwanowicz Błochincew, wybitny fizyk radziecki. D. I. Błochincew urodził się 11 stycznia 1908 r. w Moskwie. W 1930 r. ukończył Uniwersytet Moskiewski i rozpoczął tam działalność naukową. W 1935 r. został mianowany profesorem Uniwersytetu Moskiewskiego. W latach 1935-1950 prowadził działalność naukową na Uniwersytecie Moskiewskim i w Instytucie Fizyki Akademii Nauk. W latach 1950-1956 był dyrektorem naukowo-technicznym centrum w Obninsku, gdzie kierował pracami nad budową pierwszej w świecie elektrowni atomowej. W latach 1956-1965 był dyrektorem Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych

w Dubnej a następnie dyrektorem laboratorium Fizyki Teoretycznej w tym Instytucie.

Początkowe prace naukowe w latach 1930-1950 koncentrowały się na analizie efektów kwantowych w fizyce ciała stałego. W 1949 r. Błochincew wydał jeden z pierwszych na świecie, znakomity podręcznik mechaniki kwantowej. W okresie pobytu w Dubnej jego działalność naukowa skoncentrowała się na fizyce cząstek elementarnych. W szczególności opublikował wiele prac na temat struktury cząstek elementarnych, granicy stosowalności elektrodynamiki kwantowej w fizyce cząstek elementarnych wysokich energii i nielokalnej kwantowej teorii pola.

W okresie 1956-1978 Błochincew kierował bezpośrednio lub pośrednio pracami wielu polskich fizyków teoretyków, którzy odbywali staże naukowe w Dubnej. W pamięci naszej zachował się jako człowiek życzliwy ludziom, zdecydowany antybiurokrata, pełen humoru.

Ryszard Rączka

**Szczepan Szczeniowski**  
(1898-1979)

Dnia 18 lutego 1979 r. zmarł w Warszawie Szczepan Szczeniowski, były profesor uniwersytetów: Jana Kazimierza we Lwowie, Stefana Batorego w Wilnie, Adama Mickiewicza w Poznaniu, emerytowany profesor Politechniki Warszawskiej i Instytutu Fizyki PAN, były przewodniczący Komitetu Fizyki PAN, członek rzeczywisty PAN.

Szczepan Szczeniowski był pierwszym redaktorem (1950-1952) *Postępów Fizyki*, a od wielu lat przewodniczącym Rady Redakcyjnej naszego czasopisma.

W jednym z najbliższych zeszytów zamieścimy obszerniejsze wspomnienie.

**XII Letnia Szkoła Fizyki Jądrowej w Mikołajkach**

W dniach 3—14 września 1979 r. odbędzie się w Mikołajkach XII Letnia Szkoła Fizyki Jądrowej. Organizator: prof. Z. Wilhelmi, Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, Hoża 69, 00-681 Warszawa.

## Informacje dla Autorów

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

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

2. Maszynopisy pracy (oryginał i jedną kompletną kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja Postępów Fizyki, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres do dalszej korespondencji (do przesłania korekty i honorarium autorskiego). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

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

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

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

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

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

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

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

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

[2] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, t. 1, Benjamin, New York 1969, str. 100.

[3] N. N. Bogolyubov, D. V. Shirkov, *Vvedenie v teoriyu kvantovannykh polei*, Nauka, Moskva 1973, str. 240.

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

10. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Smoleńsk 14, 31-112 Kraków. Przetrzywanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamawiać odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1-16 s. wynosi zł 8.—

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

**POSTĘPY FIZYKI**  
(dwumiesięcznik)

**Warunki prenumeraty czasopisma**

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—  
rocznie zł 90.—

Prenumeratę na kraj przyjmują Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” oraz urzędy pocztowe i doręczyciele w terminach:

do dnia 25 listopada na styczeń, I kwartał, I półrocze roku następnego i cały rok następny,

do dnia 10 każdego miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty na pozostałe okresy roku bieżącego.

Jednostki gospodarki uspołecznionej, instytucje i organizacje społeczno-polityczne składają zamówienia w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”.

Zakłady pracy w miejscowościach, w których nie ma Oddziałów RSW oraz prenumeratorzy indywidualni, zamawiają prenumeratę w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę, która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej, przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto PKO nr 1531-71, w terminach podanych dla prenumeraty krajowej.

Bieżące i archiwalne numery można nabywać lub zamówić we Wzorcowni Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter), 00-901 Warszawa oraz w księgarniach naukowych „Domu Książki”.

**INFORMATION FOR SUBSCRIBERS**

A subscription order stating the period of time, subscriber's name and address can be sent to any subscription agent or directly to Foreign Trade Enterprise ARS POLONA—RUCH, 00-680 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, P. O. Box 1001, Poland.

Please send payments (annual subscription US \$ 18) to the account of ARS POLONA—RUCH through Bank Handlowy S. A., Traugutta 7, 00-067 Warszawa, Poland.

**Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma**

## TREŚĆ

D. W. Sciarra — Czarne dziury i ich termodynamika (tłum. L. M. Sokołowski)	215
WSPOMNIENIA-ROZCZNIKI	
Z. Strugański — Bronisław Kuchowicz (1932-1978)	239
G. Białkowski, A. Kujawski — Wspomnienie o Bohdanie Karczewskim	243
NOWOŚCI NAUKOWE	
Z. Rek, M. Szczekowski — Nowa cząstka elementarna — lepton $\tau$	249
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
G. Białkowski — Przedmiot, zadania i potrzeby dydaktyki fizyki	265
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
J. Auleytner — XI Międzynarodowy Kongres Krystalografii w Warszawie	279
T. Bońd — Krystalografia Stosowana — konferencja w Kozubniku	280
A. Turos — Międzynarodowa Konferencja „Ion Beam Modification of Materials” w Budapeszcie	282
N. Piślewski — V Międzynarodowa Letnia Szkoła AMPERE w Grecji	283
N. Piślewski — XX Kongres AMPERE w Tallinnie w ZSRR	284
J. Krynicki — Międzynarodowa Konferencja — „Defekty i Efekty Radiacyjne w Półprzewodnikach” w Nicei	285
T. Figielski — Sympozjum na temat dyslokacji w Hünfeld	286
H. Lachowicz — IV Międzynarodowa Konferencja „Ferryty Mikrofalowe” w Jabłonie	286
RECENZJE	
M. Kłyś-Lodzińska — Budowa materii w świetle mechaniki kwantowej (I. Białyński-Birula)	289
G. L. Bir, G. E. Pikus — Symetria i odkształcenia w półprzewodnikach (M. Suffczyński)	291
LIST DO REDAKCJI	
M. F. Pazdur, A. Błuszczyk — Zastosowanie akceleratorów w geochronologii	293
KRONIKA	

## CONTENTS

D. W. Sciarra — Black Holes and their Thermodynamics	215
RECOLLECTIONS-ANNIVERSARIES	
Z. Strugański — Bronisław Kuchowicz (1932-1978) (Obituary)	239
G. Białkowski, A. Kujawski — In Memory of Bohdan Karczewski	243
SCIENTIFIC NEWS	
Z. Rek, M. Szczekowski — The New Elementary Particle — Lepton $\tau$	249
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
G. Białkowski — The Scope, Tasks and Needs of Didactics of Physics	265
MEETINGS AND CONFERENCES	
REVIEWS	
LETTER TO THE EDITOR	
CHRONICLE	