
PTF

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

TOM 37
ZESZYT 2
1986

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Wiceprezesa

Prof. dr JERZY KOŁODZIEJCZAK

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ

Sekretarz Generalny

Doc. dr JANUSZ KONOPKA

Skarbnik

Prof. dr JERZY WDOWCZYK

Członkowie Zarządu

Dr TERESA BIAŁECKA

Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK

Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI

Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

Zastępcy Członków Zarządu

Prof. dr TOMASZ GOWOREK

Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI

Doc. dr IZABELA SOSNOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*

Mgr MACIEJ JĘDRZEJCZAK — *Delta*

Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)
Dr BRONISŁAW GRZEGORZEWSKI (Bydgoszcz)
Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (Częstochowa)
Doc. dr JERZY GRZYWACZ (Gdańsk)
Dr MIECZYŚLAW F. PAZDUR (Gliwice)
Dr MARIAN DRZAZGA (Katowice)
Doc. dr MARIAN KARGOL (Kielce)
Prof. dr ANDRZEJ BUDZANOWSKI (Kraków)
Dr MIECZYŚLAW BUDZYŃSKI (Lublin)

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

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA. ul. Hoża 69

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 37, ZESZYT 2

P A Ń S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E
1986

RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, Leonard Sosnowski, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Adam Sobiczewski

Członkowie Redakcji — Tomasz Dietl, Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

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

Korespondenci Oddziałów PTF

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

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

Nakład 2065+95 egz. Ark. wyd. 8,75. Ark. druk. $6\frac{1}{16}$ +7 wkł, Papier druk. kl. IV. 70×100, 71 g. Oddano do składania w grudniu 1985. Podpisano do druku w maju 1986. Druk ukończono w czerwcu 1986. Zam. 277/85. Cena zł 90.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, ul. Manifestu Lipcowego 13

Jerzy Pniewski

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Identyfikacja hiperjader *

On the Identification of Hypernuclei

Abstract: This is a review of identification methods of individual hypernuclear events created in nuclear emulsion. The technical problems arising when emulsion is used as a particle detector are discussed. Some remarks on hypernucleus identification with the use of other techniques are also presented.

1. Wstęp

W ponad 30-letnim okresie badań fizyki hiperjądrowej opublikowano ogółem około 700 prac eksperymentalnych i 850 teoretycznych oraz co najmniej 150 artykułów przeglądowych i popularnonaukowych. W pracach eksperymentalnych pierwszego 20-lecia niemal wyłącznie korzystano z techniki fotograficznych emulsji jądrowych. Bardzo duża przestrzenna zdolność rozdzielcza emulsji czyniła ją w badaniach hiperjądrowych narzędziem wręcz jedynym. Do chwili obecnej ponad 90% ogółu prac eksperymentalnych wykonano przy zastosowaniu tej techniki. Za ledwie w paru pracach próbowano pewne zagadnienia rozwiązać przy użyciu komór pęcherzykowych, natomiast prace wykonywane technikami licznikowymi, zainicjowane w końcu lat 60., dały wyniki dopiero w latach 70. Obecnie ta technika stanowi główną podstawę dalszych badań własności hiperjader.

Początkowo w blokach emulsji naświetlanych promieniami kosmicznymi wyszukiwano pojedyncze przypadki hiperjader, ograniczając się do ustalenia bardzo ogólnych cech obserwowanych zdarzeń i dopiero z upływem czasu zaczęto je identyfikować. Na tym etapie publikowano każdy, nawet domniemany przypadek hiperjądra, w związku z czym do r. 1956 w oczywisty sposób dominowały prace eksperymentalne. Wykorzystanie wiązek mezonów K^- , które zaczęto otrzymywać w r. 1956, wydatnie zwiększyło możliwości produkcji hiperjader, nie miało to jednak zasadniczego wpływu na ogólną liczbę publikacji. Rezygnowano już wtedy z informacji dotyczących pojedynczych przypadków hiperjader zaobserwowanych, a nie w pełni zidentyfikowanych. Zaczęto w tym okresie bardziej cenić informacje o odpowiedniej wadze statystycznej, uzyskiwane z analizy wielu dobrze

* Pierwszy artykuł tego cyklu [1] pt. „Początki fizyki hiperjader” ukazał się w *Postęпах Fizyki* w r. 1979. Autor zachęca czytelników do przejrzenia wcześniejszych artykułów drukowanych również w *Postęпах Fizyki*: w r. 1965 J. Zakrzewskiego „Odkrycie ciężkich hiperjader” [2] oraz w r. 1959 P. Zielińskiego „Hiperjądra” [3]. Pozwalają one zorientować się w ówczesnym stanie wiedzy z zakresu fizyki hiperjader.

zidentyfikowanych hipernuklidów. Równolegle następował wyraźny postęp w rozwoju fenomenologicznych teorii opisujących wiązanie hiperonu Λ w jądrze atomowym. W r. 1957 na ogólną liczbę 60 publikacji większą ich część stanowiły już prace teoretyczne, ale dopiero poczynając od r. 1964 liczba tych prac z reguły zaczęła przewyższać liczbę prac eksperymentalnych, wyraźnie nad nimi dominując w ostatnim 15-leciu.

Po opanowaniu techniki identyfikacji pojedynczych przypadków hiperjader, obok badania aktów ich produkcji i rozpadu, stosunkowo wcześniej podjęto prace nad wyznaczeniem energii wiązania hiperonu Λ , tj. nad problemem bodaj najbardziej istotnym dla całej fizyki hiperjader. Gromadzenie tych danych dla różnych hiperjader umożliwiło systematyczną korektę fenomenologicznych teorii, które opisywały wiązanie tych struktur, a wraz z tym oddziaływanie hiperonu Λ z nukleonami.

Uzyskiwano dane o częstości produkcji hiperjader w zależności od energii i rodzaju cząstek użytych do produkcji oraz od rodzaju jąder tarczy. Zaczęto również wyznaczać spiny i czasy życia lekkich hiperjader. Obliczano względne częstości rozpadu hiperjader w różnych kanałach, zwłaszcza stosunek częstości rozpadów niemezonowych do mezonowych. Na tej drodze podjęto badania słabego oddziaływania hiperonu Λ z nukleonami.

Zainicjowanie badań stanów wzbudzonych stanowiło niewątpliwie rozszerzenie zakresu informacji o własnościach hiperjader, zaliczymy je jednak do osobnego działu — do spektroskopii hiperjądrowej.

Tablica 1. Chronologiczny przegląd postępu badań hiperjądrowych

1952	Odkrycie hiperjader w oddziaływaniach promieniowania kosmicznego [4]
1953	Obserwacja pierwszego mezonowego rozpadu hiperjądra [5]
1954	Pierwsze identyfikacje hiperjader i informacje o energii wiązania hiperonu Λ [6]. Obserwacja produkcji hiperjądra przez mezon K^- oraz łącznej produkcji hiperjądra i mezonu K^+ [7, 8]
1954–55	Udział badań hiperjądrowych w ustaleniu pojęcia dziwności [9]
1956	Zastosowanie wiązek mezonów K^- do produkcji hiperjader [10]. Zainicjowanie badań nad oddziaływaniem cząstek wtórnych w stanie końcowym hiperjądra [11]
1957	Pierwsze próby zastosowania maszyn cyfrowych do identyfikacji hiperjader [12]. Odkrycie ciężkich hiperjader w postaci kryptofragmentów [13]
1958	Zainicjowanie fenomenologicznych teorii wiązania hiperjader i ich spontanicznego rozpadu [14]. Pierwsze przypadki rozpadów mezonowych π^0 i π^+ [15, 16]. Pierwsze informacje eksperymentalne o czasach życia hiperjader [17]
1960	Pierwsze wskazania eksperymentalne dotyczące spinów hiperjader [18]
1961	Wykrycie jawnych przypadków hiperjader ciężkich [19] oraz podjęcie badań systematycznych
1962	Przypadek izomerii hiperjądrowej, pierwsza prawdopodobna obserwacja stanu wzbudzonego hiperjądra [20]
1963	Obserwacja i identyfikacja pierwszego hiperjądra podwójnego [21] oraz zainicjowanie cyklu prac teoretycznych na temat oddziaływania i wiązania dwóch hiperonów
1964	Dane eksperymentalne na temat braku symetrii ładunkowej w oddziaływaniach Λn i Λp w hiperjądrach [22]
lata 60.}	Intensywny rozwój badań eksperymentalnych i teoretycznych dotyczących energii wiązania i różnych kanałów rozpadu hiperjader
1966	Wprowadzenie ilościowych kryteriów identyfikacji hiperjader [23]
1970	Wykrycie pierwszego rezonansu hiperjądrowego przy użyciu techniki emulsji jądrowej [24]
1971	Obserwacja fotonów γ emitowanych przez wzbudzone hiperjądra [25]

- 1975 Podjęcie systematycznych badań spektroskopii hiperjądrowej techniką licznikową w reakcjach wymiany dziwności $n(K^-, \pi^-)A$ [26]
- 1978 Pierwsze informacje o słabym sprzężeniu spinu hiperonu Λ z jego momentem orbitalnym uzyskane z widma ^{16}O [27]
- 1979 Uzyskanie pierwszego widma hiperjądra wiążącego hiperon Σ [28]
- 1979} Wykrycie nieoczekiwanej ostrości linii rezonansowych hiperjąder Σ i ich podobieństwa do
1984} widm hiperjąder Λ [29]
- 1984 Pierwsze wyniki wskazujące silne sprzężenie spinu hiperonu Σ z jego momentem orbitalnym [30]

W tabl. 1 podano chronologiczny przegląd postępu badań hiperjądrowych od ich odkrycia do chwili obecnej.

W niniejszym artykule ograniczamy się jedynie do problemu identyfikacji hiperjąder, przedstawiając ogrom wysiłku włożonego przez eksperymentatorów w jego rozwiązanie.

2. Metody identyfikacji hiperjąder

Istnieją trzy źródła informacji o przypadkach hiperjądrowych obserwowanych w emulsji fotograficznej. Są nimi: gwiazda pierwotna, będąca zapisem procesu produkcji hiperjądra, jego tor oraz gwiazda wtórna wskazująca na rozpad hiperjądra. Jądrem wyjściowym dla produkcji hiperjąder w emulsji może być albo jedno z lekkich jąder: węgla, tlenu czy azotu, albo jądro któregoś z izotopów dwu ciężkich pierwiastków: bromu czy srebra.

Jednoznaczna identyfikacja nawet lekkiego jądra wyjściowego należy raczej do rzadkości. Możliwość emisji neutronu niezwykle utrudnia wykonanie pełnej analizy kinematycznej gwiazdy pierwotnej. Jedynie nieliczne gwiazdy wychwytu mezonu K^- , czy hiperonu Σ^- były całkowicie zidentyfikowane.

W przypadku dużego zasięgu hiperfragmentu istnieje szansa oceny jego ładunku Ze na podstawie pomiaru szerokości toru. Miało to szczególne znaczenie w okresie, gdy obserwowane hiperjądra pochodziły z oddziaływań cząstek promieniowania kosmicznego, czy wysokoenergetycznych pionów należących do wiązek wytwarzanych w akceleratorach, choć dotyczyło to głównie najbliższych hiperjąder.

Podejmując próbę identyfikacji przypadku hiperjądrowego należy mieć na uwadze możliwość symulowania tego typu zdarzeń przez inne gwiazdy wtórne powstające w procesach wychwytu ujemnie naładowanych cząstek wychodzących z gwiazdy pierwotnej (np. mezonów π^-), lub przez gwiazdy tworzone w zwykłych reakcjach zderzenia.

Większość informacji dotyczących własności hiperjąder uzyskano z analizy przypadków pochodzących z oddziaływań mezonów K^- w spoczynku, i w zasadzie z myślą o nich została opracowana szczegółowa procedura identyfikacji hiperjąder. Próby wykorzystania wszystkich trzech źródeł informacji podejmowane w tym wypadku wykazały, że głównie szczegółowa analiza kinematyczna spontanicznego rozpadu hiperjądra stanowi realną podstawę do jednoznacznej jego identyfikacji, zaś dwie pozostałe informacje spełniają najwyżej rolę pomocniczą. Poza tym szanse przeprowadzenia takiej analizy i ostatecznego zidentyfikowania hiperjądra istnieją na ogół jedynie w przypadku rozpadów mezonowych, w których emitowany jest mezon π^- . W zasadzie przy rozpadzie związanego hiperonu na dwie cząstki naładowane, proton i mezon π^- , należałoby oczekiwać, że

wszystkie cząstki wtórne rozpadającego się hiperjądra są naładowane i że ich tory zostają zarejestrowane w komplecie. Prawdopodobieństwo emisji neutronu w mezonowym kanale niewątpliwie wzrasta w przypadku hiperjader mających nadmiar neutronów, jak np. przy rozpadzie hiperlitu 9 zawierającego w swej strukturze obok hiperonu Λ trzy protony i pięć neutronów. Mezonowy rozpad ${}^9_{\Lambda}\text{Li} \rightarrow \pi^- + \alpha + \alpha + n$ jest często spotykanym kanałem rozpadu tego hiperjądra, ale mimo emisji neutronu należy do tych szczególnych przypadków, które niejednokrotnie były jednoznacznie zidentyfikowane. Natomiast już rozpad ${}^4_{\Lambda}\text{H} \rightarrow \pi^- + p + d + n$ nastęca poważne kłopoty przy próbie jednoznacznej identyfikacji.

Kryteria stosowane przy tych identyfikacjach zależą od celu, któremu ma służyć zbierana próbka. Przy wyznaczaniu energii wiązania B_{Λ} hiperonu Λ kryteria te winny być szczególnie rygorystyczne, odrzucenie bowiem przypadków nie dających się jednoznacznie zidentyfikować może tu mieć jedynie wpływ na zubożenie statystyki, chyba że w ten sposób zakłóca się rozrzut statystyczny uzyskiwanych wartości wyznaczonej energii B_{Λ} . Natomiast próbka hiperjader służąca do oceny wydajności ich produkcji, lub względnej częstości występowania poszczególnych kanałów rozpadu, czy wreszcie do analizy oddziaływań cząstek wtórnych w końcowym akcie rozpadu hiperjader, nie może być zniekształcona przez odrzucenie przypadków niejednoznacznie zidentyfikowanych. Zachodzi tu konieczność znalezienia właściwego kryterium dla oceny wiarygodności różnych proponowanych identyfikacji i przypisania im odpowiednich wag statystycznych.

W celu uzyskania najlepszych warunków identyfikacji hiperjader żądamy, by wszystkie zarejestrowane tory miały mierzalne zasięgi, tj. by żadna z cząstek wtórnych nie opuszczała bloku emulsji i nie oddziaływała w locie. Mezon π nie powinien podlegać silnemu rozproszeniu, w którym mógłby utracić znaczną część swej energii. Tory „nakrywające się” lub zbyt krótkie stają się nieprzydatne w procedurze standardowej. W pewnych szczególnych przypadkach mogą one jednak odegrać rolę kluczową przy ustalaniu właściwej identyfikacji hiperjądra.

Gdy tożsamość cząstek wtórnych jest ustalona, pomiar ich zasięgu w emulsji umożliwia wyznaczenie ich energii i pędów. Charakterystyczny wygląd toru mezonu π z reguły jednoznacznie określa jego tożsamość, a procesy zachodzące po jego zatrzymaniu zwykle umożliwiają ustalenie znaku ładunku. Na ogół nie można jednak ustalić *a priori* tożsamości pozostałych cząstek wtórnych i przy analizie kinematycznej procesu rozpadu zachodzi konieczność kolejnego ich utożsamiania z cząstkami o odpowiednio różnych wartościach liczb A i Z . Nawet czysto jakościowa analiza gwiazdy pierwotnej, jak również wygląd i długość toru hiperjądra mogą niekiedy uzasadniać zawężenie dopuszczalnych granic dla przyjmowanych wartości liczb A i Z .

O ile rozpad hiperjądra zachodzi w spoczynku, to przy braku cząstek nienaładowanych i prawidłowo założonej tożsamości cząstek wtórnych wszystkie trzy składowe wypadkowe wektora pędu winny znikać w granicach dopuszczalnych przez błędy eksperymentalne. W przypadku właściwej interpretacji analizowanego zdarzenia warunek ten staje się podstawą do skorygowania uzyskanych danych eksperymentalnych. Gdyby znana była energia wiązania hiperonu Λ dla hiperjądra utożsamianego z hiperjadem badanym, można by do trzech równań składowych pędu dołączyć czwarte równanie bilansu energii.

W r. 1957 po raz pierwszy Barkas podjął próbę zastosowania maszyn cyfrowych do

wykonania rachunków kinematycznych dla procesów rozpadu hiperjader przy różnych założeniach dotyczących się tożsamości poszczególnych cząstek wtórnych [12]. Jednak dopiero od połowy lat 60. zaczęto w tych rachunkach wykorzystywać procedurę minimalizacji wartości χ^2 [23] stosowaną wcześniej w analizie oddziaływań cząstek elementarnych badanych w komorze pęcherzykowej [31]. W procedurze tej zmienia się dane pomiarowe tak, by doprowadzić do utrzymania w mocy wszystkich praw zachowania przy minimalnej wartości χ^2 , charakteryzującej te zmiany. Trzy równania rozpisane dla trzech składowych wypadkowego wektora pędu, umożliwiając korektę wielkości mierzonych wskazują, że χ^2 jest sumą trzech składników, co określamy jako przypadek o trzech stopniach swobody. O ile błędy wielkości mierzonych są oceniane poprawnie, wówczas przy danej liczbie stopni swobody uzyskana wartość χ^2 wyznacza poziom ufności proponowanej identyfikacji. Odpowiednio liczna próbka identycznych hiperjader powinna doprowadzić do rozkładu χ^2 zgodnego z rozkładem teoretycznym przewidzianym dla tej liczby stopni swobody. Poprawność tej procedury była wielokrotnie sprawdzana na wybranych próbkach określonych hipernuklidów [32]¹.

W przypadku prawidłowej identyfikacji przy trzech stopniach swobody wartości $\chi_3^2 \geq 6,3$ trafiają się w 10%, $\chi_3^2 \geq 11,3$ w 1%, a $\chi_3^2 \geq 14$ w 0,3%. W ten sposób np. wartości $\chi_3^2 \geq 11,3$ odpowiada identyfikacja na poziomie ufności 1%.

Bilansowanie się pędów w rozpadzie spoczywającego hiperjadra, o ile ślady wszystkich cząstek zostały zarejestrowane, stanowi właściwie tylko warunek konieczny poprawnej jego identyfikacji. Zdarza się, że w granicach błędów eksperymentalnych uzyskuje się zbilansowanie pędów dla dwóch czy większej liczby założonych schematów rozpadu różnych hiperjader. W zasadzie również w przypadku rozpadu z emisją neutronu może pojawić się zbilansowanie pędów dla innego hipernuklidu, rozpadającego się jakoby bez emisji neutronu, co nawet może pozornie sugerować jednoznaczną jego identyfikację. Konieczne jest zatem wykorzystanie dodatkowych informacji. Jedną z nich może być wartość B_A uzyskana z procedury identyfikacyjnej dla wybranego schematu rozpadu. W wyniku wieloletnich, systematycznie prowadzonych badań hiperjadowych ustalono przybliżoną zależność energii wiązania cząstki A od masy hiperjadra. Wszystkie analizowane schematy rozpadu prowadzące do wartości B_A znacznie odbiegającej od oczekiwanej przybliżonej wartości tej energii, zostają odrzucone mimo równoważenia się pędów cząstek wtórnych (kryteria odrzucenia — np. Tymieniecka [33]). Dalsza eliminacja niewłaściwych schematów rozpadu wymaga już bardziej wnikliwej analizy. Próbkę hiperjader gromadzone przez Europejską Współpracę K^{-2} w celu wyznaczenia energii wiązania poszczególnych hipernuklidów spełniały bardzo rygorystyczne kryteria [32–35]. Jedynie identyfikacja na poziomie ufności nie mniejszym od 10% ($\chi_3^2 \leq 6,3$) była brana pod uwagę, przy czym

¹ W najprostszym przypadku, gdy wszystkie korygowane wielkości x_i można uznać za niezależnie i bezpośrednio mierzone, wielkość χ^2 daje się zdefiniować wzorem $\chi_n^2 = \sum_i \frac{c_i^2}{(\delta x_i)^2}$, gdzie δx_i jest błędem wielkości mierzonej x_i , c_i — poprawką wprowadzaną dla tej wielkości, zaś n — liczbą stopni swobody (tj. składników χ^2). W przypadku ogólnym $\chi^2 = (c_i)^T G^{-1} (c_i)$, gdzie G jest macierzą utworzoną odpowiednio z błędów wielkości mierzonych, zaś (c_i) — wektorem wprowadzanych poprawek [23].

² Lista laboratoriów uczestniczących w tej współpracy podana jest w rozdz. 4.

nie mogła z nią konkurować inna na poziomie ufności $\geq 1\%$ ($\chi_3^2 \leq 11,3$). Dla tak zebranej próbki wyznaczono średnią energię wiązania hiperonu Λ wraz z błędem uzyskanym z tej procedury. Następnym krokiem było uwzględnienie bilansu energii jako czwartego równania i ponowna weryfikacja wyników eksperymentalnych metodą minimalizacji χ_4^2 , tym razem przy czterech stopniach swobody. Dla wszystkich poprzednio akceptowanych przypadków został narzucony dodatkowy warunek $\chi_4^2 \leq 13,3$, co przy czterech stopniach swobody odpowiadało poziomowi ufności $\geq 1\%$ [34]. Procedura χ_3^2 w odróżnieniu od procedury χ_4^2 jest mniej czuła na drobne zmiany w zasięgu lekkiej cząstki, jaką jest mezon π ($dp/p = \frac{1}{2}dE/E$). W ten sposób z poprzednio wybranych próbek eliminowano dodatkowo pewien procent wszystkich przypadków, spodziewając się dzięki temu uzyskać bardziej wiarygodną wartość średnią energii wiązania.

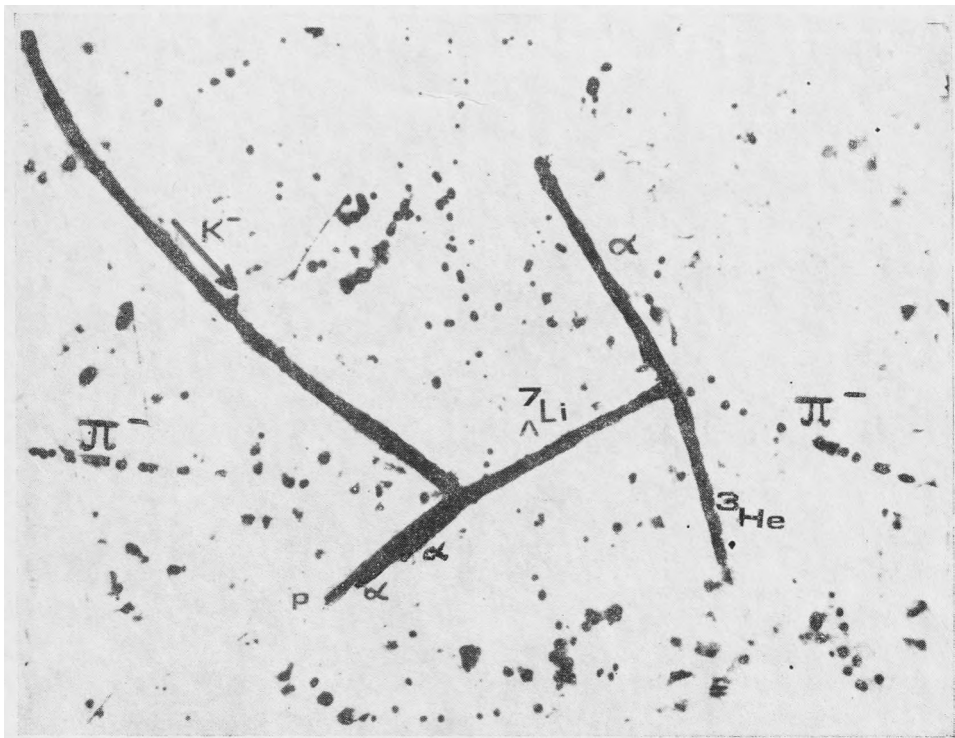
Na nieco innej zasadzie przeprowadzono selekcję gromadzonych przypadków w późniejszej pracy [35], gdzie po analizie pędowej opartej na procedurze χ_3^2 zdecydowano odrzucać wszystkie przypadki, dla których wartość B_Λ odbiegała więcej niż o trzy standardowe odchylenia od wartości średniej uzyskanej dla tej próbki. Korygując to iteracyjnie w ramach całej próbki dla kolejno wyznaczanych średnich uznano, że metoda ta może w mniejszym stopniu zakłócać statystyczny rozrzut wartości B_Λ w gromadzonej próbce hiperjader. Z ogólnej liczby wszystkich mezonowych rozpadów lekkich hiperjader, całkowicie dostępnych pomiarom, jedynie około 30% przypadków można było uznać za jednoznacznie zidentyfikowane.

Obok tej podstawowej procedury identyfikacyjnej opracowano również metody identyfikacji hiperjader rozpadających się w locie lub rozpadów, w których jedną z cząstek wtórnych był neutron, bądź mezon π^0 . Jeśli taka procedura doprowadzała nawet do jednoznacznej identyfikacji, to na ogół błędy uzyskiwanych wartości energii wiązania czyniły te wyniki mało użytecznymi.

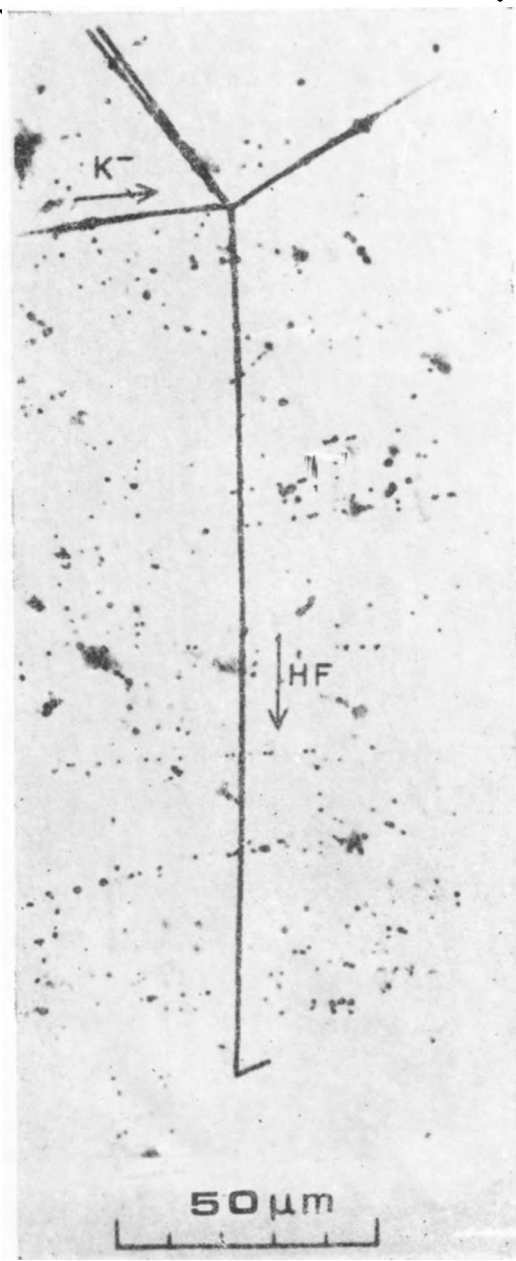
Opracowano również procedurę analizy procesu produkcji hiperjader w przypadku wychwytu mezonów K^- przez lekkie jądra emulsji, jednak — poza zupełnie szczególnymi sytuacjami — również o bardzo ograniczonym zastosowaniu. Użyteczność tej procedury staje się nieco większa w przypadku wychwytu hiperonu Σ^- ze względu na znacznie niższe wartości wydzielanej energii (inne programy identyfikacji hiperjader, patrz [36]).

Identyfikacja hiperjader produkowanych przez mezony K^- w helowej komorze pęcherykowej nie stwarza większych problemów. Znajomość jądra wyjściowego, którym zawsze jest jądro helu 4, oraz możliwość produkcji jedynie trzech najbliższych hiperjader: ${}^3_1\text{H}$, ${}^4_1\text{H}$ i ${}^4_2\text{He}$ wybitnie upraszczają to zadanie. W zasadzie analiza procesu produkcji wystarcza do identyfikacji hiperjądra, szczególnie gdy można ograniczyć się do wybranych typów reakcji wychwytu mezonu K^- , np. a) $K^- + {}^4_2\text{He} \rightarrow \pi^- + {}^4_2\text{He}$, b) $K^- + {}^4_2\text{He} \rightarrow \pi^0 + {}^4_1\text{H}$, c) $K^- + {}^4_2\text{He} \rightarrow \pi^- + p + {}^3_1\text{H}$. W reakcjach dwuciałowych identyfikacja taka może być oparta na ocenie pędu czy energii mezonu π^- , lub zasięgu hiperjądra. Często sam wygląd obu gwiazd wychwytu mezonu K^- i rozpadu hiperjądra sugeruje właściwą identyfikację obserwowanego przypadku. Jednak w reakcji c) zamiast hiperjądra mogą być wysłane w tym samym kierunku dwie cząstki: deuteron i swobodny hiperon Λ , w wyniku czego rozpad hiperonu nałożony na tor deuteronu pozoruje rozpad hipertrytu w locie.

Energia czy pęd pionu wyznaczone są z zakrzywienia toru w polu magnetycznym. W dwuciałowych rozpadach mezonowych hiperjader tory jąder odrzutu są zbyt krótkie,



Rys. 2. Produkcja i rozpad hiperlitu 7: $K^- + {}^{16}\text{O} \rightarrow \pi^- + {}^7_\Lambda\text{Li} + {}^1\text{H} + {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$, ${}^7_\Lambda\text{Li} \rightarrow \pi^- + {}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ [40]



Rys. 5. Dwuciałowy rozpad hiperhelu 4: ${}^4\text{He} \rightarrow \pi^0 + \alpha$ [45]

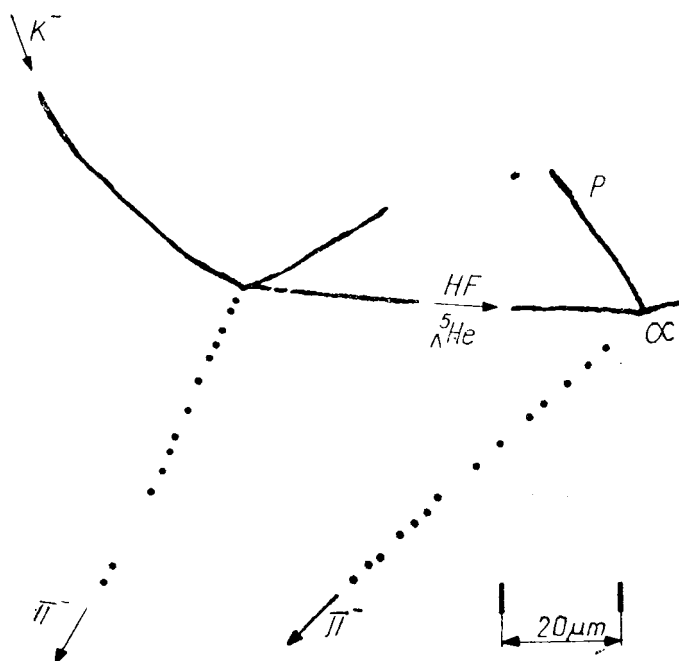
by mogły być dostrzeżone, a w przypadku ${}^4\text{He} \rightarrow \pi^0 + {}^4\text{He}$ rozpad ten w ogóle nie jest wykrywalny bezpośrednio i jedynie analiza procesu produkcji może stanowić podstawę do jego identyfikacji.

Energie B_A wyznaczone przy zastosowaniu tej metody, w porównaniu do wyników uzyskanych z pomiarów emulsyjnych, są zwykle obarczone większym błędem systematycznym, związanym głównie z niezbyt dobrą znajomością natężenia pola magnetycznego. Stwierdzono jedynie, że obie techniki umożliwiają uzyskanie wyników zgodnych w granicach błędów eksperymentalnych [37–39].

W eksperymentach licznikowych identyfikacja hiperjądra sprowadza się do wyboru badanego hiperjądra przez odpowiednie układy detekcyjne. Układy te umożliwiają śledzenie kinematycznie właściwego procesu produkcji upatrzonego hiperjądra z odpowiednio dobranej tarczy, jak również analizę procesu jego rozpadu. Można powiedzieć, że problem identyfikacji sprowadza się tu głównie do odróżnienia właściwego efektu, charakterystycznego dla danego hiperjądra, od tła, tak że analiza nie dotyczy indywidualnych przypadków, lecz statystycznie obserwowanego efektu [26–30].

3. Szczególne przypadki identyfikacji hiperjąder

Rysunek 1 przedstawia schematycznie typowy przypadek rozpadu hiperhelu 5, wytworzonego w wychwytcie mezonu K^- . Jednoznaczna identyfikacja hiperjądra daje się łatwo przeprowadzać w oparciu o standardową analizę jego rozpadu, natomiast analiza



Rys. 1. Schematyczny szkic typowego przypadku produkcji i rozpadu hiperhelu 5

procesu produkcji nie jest tu w ogóle możliwa. W odróżnieniu od tego typowego przykładu identyfikacji, kilka dalszych przypadków należy raczej do wyjątkowych.

W r. 1958, we wczesnym okresie badań hiperjądrowych, Fowler [40] dokonał pełnej identyfikacji przypadku hiperlitu 7 analizując tak proces jego rozpadu, jak i produkcji (rys. 2): $K^- + {}^{16}\text{O} \rightarrow \pi^- + {}^7_4\text{Li} + {}^1\text{H} + {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$, ${}^7_4\text{Li} \rightarrow \pi^- + {}^3\text{He} + {}^4\text{He}$.

Analiza kinematyczna rozpadu prawie wystarczała do zidentyfikowania hiperjądra. W produkcji ślady wszystkich cząstek były widoczne, jednak zasięg i energia pionu nie mogły być wyznaczone w bezpośrednim pomiarze. Mimo to jednak dobra znajomość kierunku emisji pionu umożliwiła zbilansowanie pędów oraz ocenę energii wydzielonej w procesie produkcji hiperjądra, co potwierdzało w całości przyjęte schematy obu procesów.

Trzy wyraźnie skolimowane fragmenty obserwowane w produkcji hiperjądra prawdopodobnie w pierwszej fazie należały do nietrwałego jądra ${}^9\text{B}$ (na reprodukowanej fotografii trzy tory niemal całkowicie pokrywają się ze sobą).

Istnieją pewne szczególne przypadki hiperjąder dających się jednoznacznie zidentyfikować nawet bez przytoczonej tu procedury. Należy do nich każdy przypadek dwuciałowego rozpadu hiperwodoru 4: ${}^4_1\text{H} \rightarrow \pi^- + \alpha$. Wyjątkowo duży zasięg mezonu π^- (blisko 40 mm) oraz odpowiadający mu zasięg cząstki α (około 8 μm) wykluczają inne identyfikacje (rys. 3) [41].

Inne szczególne przypadki bezpośredniej identyfikacji mogą mieć miejsce, gdy jednym z fragmentów rozpadającego się hiperjądra jest nietrawale jądro ${}^8\text{Li}$, które ulegając dwu dalszym rozpadom rejestruje ostatecznie swój ślad w postaci toru, przypominającego swym kształtem „młotek”. Np.: ${}^8_4\text{He} \rightarrow \pi^- + {}^8\text{Li}$, ${}^8\text{Li} \rightarrow \beta^- + \bar{\nu} + {}^8\text{Be}$, ${}^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$ [42].

Zgoła osobliwy przykład stanowi przypadek niemezonowego rozpadu hiperberylu 9, jednoznacznie zidentyfikowany przez Ammara [43] (rys. 4): ${}^9_4\text{Be} \rightarrow p + {}^8\text{Li}$ („młotek”).

Hiperjądro powstało w wyniku wychwytu hiperonu Σ^- wytworzonego w oddziaływaniu mezonu K^- , jednak poza rozpadem samego hiperjądra wykonanie pełnej analizy żadnego z tych dwu procesów, prowadzących do produkcji hiperjądra, nie było możliwe.

Podobnie Evans i wsp. [44] podali w r. 1959 przykład niemezonowego rozpadu hiperboru 11: ${}^{11}_5\text{B} \rightarrow {}^8\text{Li} + p + d$, cytowany wraz z fotografią w pierwszym artykule tego cyklu [1].

Charakterystycznym przykładem dwuciałowego rozpadu z jedną cząstką nie zostawiającą żadnego śladu jest rozpad hiperhelu 4: ${}^4_2\text{He} \rightarrow \pi^0 + \alpha$. Po rozpadzie widoczny jest jedynie tor cząstki mającej zasięg około 9 μm [45]. Tor ten wydaje się być załamaniem końcowej części jednego z torów gwiazdy pierwotnej (rys. 5). Można łatwo ustalić, że istnieją trzy inne procesy mogące również wyjaśnić zdarzenie tego typu. Są nimi dwa neutronowe rozpady hiperjądrowe: ${}^4_2\text{He} \rightarrow \pi^0 + n + {}^3\text{He}$, czy ${}^5_2\text{He} \rightarrow \pi^0 + n + \alpha$ oraz szerokokątowe rozproszenie cząstki α emitowanej z gwiazdy pierwotnej. We wszystkich trzech przypadkach występuje jednak duży rozrzut długości obserwowanych odcinków toru, często bardzo różnych od oczekiwanego dla rozpadu ${}^4_2\text{He} \rightarrow \pi^0 + \alpha$. Odstępstwa tego rozrzutu od statystycznie przewidywanego dla rozważanego przypadku rozpadu ${}^4_2\text{He}$ mogą stanowić podstawę do oceny wiarygodności podjętej procedury identyfikacyjnej tego hiperjądra. Rzadki przypadek rozpadu mezonu π^0 na foton i parę elektronów, zaobserwowany przez Levi-Settiego i Slatera [15] w oczywisty sposób eliminuje proces

szerokokątowego rozproszenia cząstki α , ale w zasadzie nie wyklucza dwu pozostałych możliwości.

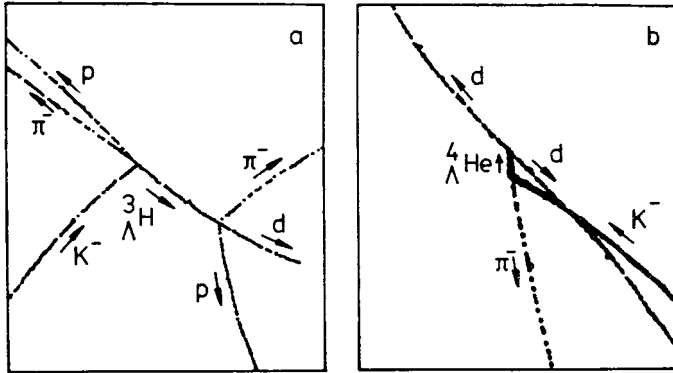
Ostatnim z przedstawianych tu przykładów, ilustrującym pełną identyfikację trzech sukcesywnych procesów związanych z produkcją i rozpadem hiperjądra, jest przypadek hiperboru 12 podany w r. 1962 przez Benistona i Davisa [46]. Mezon K^- oddziałując ze swobodnym protonem emulsji fotograficznej produkuje hiperon Σ^- : $K^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+$. Wychwyty hiperonu Σ^- przez jądro węgla 12 w dwuciałowej reakcji wymiany dziwności prowadzi do wytworzenia hiperboru 12: $\Sigma^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + {}_{\Lambda}^{12}\text{B}$, rozpadającego się mezonowo: ${}_{\Lambda}^{12}\text{B} \rightarrow \pi^- + 3\alpha$ (rys. 6).

Klasycznymi przykładami identyfikacji dokonywanych w helowej komorze pęcherzykowej są przedstawione schematycznie na rys. 7 procesy produkcji i rozpadu hiperjąder ${}_{\Lambda}^3\text{H}$ i ${}_{\Lambda}^4\text{He}$ obserwowane przez Blocka i wsp. [47]. Ślady wszystkich cząstek występujących w obu procesach zostały zarejestrowane. Trzycałowy rozpad ${}_{\Lambda}^3\text{H}$ następuje w locie, natomiast rozpad ${}_{\Lambda}^4\text{He}$ jest niemezonowy, mimo to łatwo mógł być zidentyfikowany:

- a) $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow \pi^- + p + {}_{\Lambda}^3\text{H}$, ${}_{\Lambda}^3\text{H} \rightarrow \pi^- + p + d$,
 b) $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow \pi^- + {}_{\Lambda}^4\text{He}$, ${}_{\Lambda}^4\text{He} \rightarrow d + d$.

4. Jednoznacznie zidentyfikowane hiperjądra

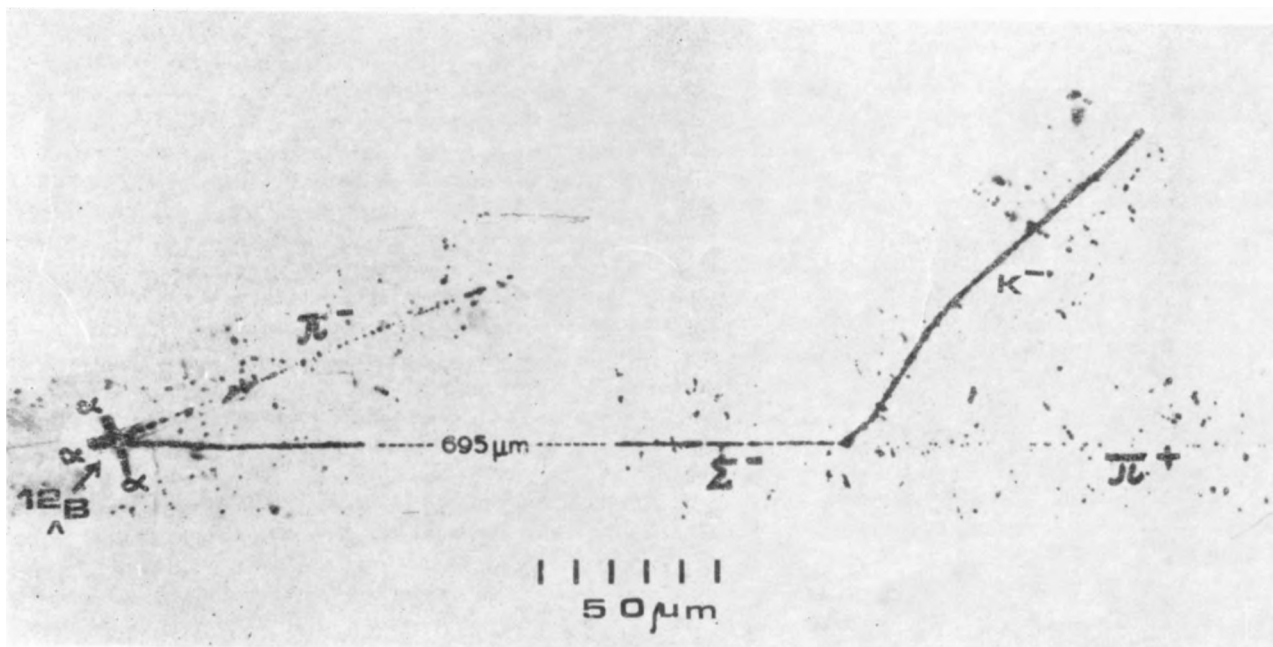
Hiperwodór 3 był pierwszym jednoznacznie zidentyfikowanym hiperjądrem; został on rozpoznany na początku 1954 r. przez Bonettiego i wsp. [6]. W r. 1956, na Międzynarodowej Konferencji Promieni Kosmicznych w Budapeszcie, zespół fizyków polskich (Filipkowski, Gierula, Zieliński) podał pierwsze zestawienie wyników światowych, obejmujące wszystkie przypadki hiperjądrowe zaobserwowane w różnych laboratoriach [48]. Zebrano ogółem 46 przypadków mezonowych oraz 26 niemezonowych. Autorzy zestawienia podali, że 27 przypadków mezonowych uznano za jednoznacznie zidentyfikowane jako hiperjądra: ${}_{\Lambda}^3\text{H}$, ${}_{\Lambda}^4\text{H}$, ${}_{\Lambda}^4\text{He}$, ${}_{\Lambda}^5\text{He}$ i ${}_{\Lambda}^7\text{Li}$. Mimo że ówczesne kryteria identyfikacji pozostawiały wiele do życzenia, należy sądzić, iż znaczna część tych hiperjąder była poprawnie rozpoznana. Natomiast niezbyt poważnie wygląda sugerowana wówczas przez pewnych autorów „jednoznaczna” identyfikacja dwóch przypadków niemezonowych, z których jeden, ${}_{\Lambda}^{11}\text{C}$, do chwili obecnej nie znajduje się na liście zidentyfikowanych hiperjąder. Zestawienie Telegdiego z r. 1957 [49] zawierało już dwukrotnie większą liczbę zidentyfikowanych hiperjąder. W kolejnych następnych latach różni autorzy podawali podobne aktualizowane zestawienia zaobserwowanych hiperjąder [17, 41, 50–52]. W r. 1963, na pierwszej specjalistycznej konferencji hiperjądrowej w St. Cergue, w zestawieniu podanym przez Levi-Settiego [53], liczba ta sięgała niemal 500 przypadków, a wśród nich obserwowano 18 różnych hipernuklidów, chociaż cztery spośród nich należałoby obecnie uznać za niejednoznacznie zidentyfikowane. Obok tego zaczęły pojawiać się budzące wątpliwości informacje o obserwacji hiperjąder nie wykrywanych w innych laboratoriach. Dla wyeliminowania niepewnych informacji z gromadzonego materiału danych uznano za konieczne przyjęcie ustalonych kryteriów identyfikacji, co ostatecznie znalazło swój wyraz w opracowanej metodzie opartej na zasadzie minimalizacji wielkości χ^2 , opisanej w rozdz. 2



• Rys. 7. Produkcja i rozpad hiperwodoru 3 oraz hiperhelu 4 w helowej komorze pęcherzykowej: a) $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow \pi^- + p + {}^3_\Lambda\text{H}$, ${}^3_\Lambda\text{H} \rightarrow \pi^- + p + d$ (w locie), b) $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow \pi^- + {}^4_\Lambda\text{He}$, ${}^4_\Lambda\text{He} \rightarrow d + d$ [47]

tego artykułu. Trud ten podjęła Europejska Współpraca K^- powstała z inicjatywy E. Burhopa w końcu lat 50-tych. Obejmowała ona zespół laboratoriów z Bristolu, Londynu, Brukseli i Dublina, do których wkrótce dołączyło laboratorium warszawskie, a następnie w wyniku starań Mariana Danysza również laboratoria z Berlina i Belgradu. Dla podobnych celów nawiązały ze sobą współpracę laboratoria Instytutu Enrico Fermiego i Północno-Zachodniego Uniwersytetu w Chicago. Pewne prace obu tych zespołów były publikowane wspólnie [32]. Prowadzone badania opierały się na analizie paru wielolitrowych bloków emulsji, z których każdy składał się z kilkuset warstw emulsji. Bloki te zwykle naświetlano wiązkami zatrzymujących się mezonów K^- . Poszczególne warstwy emulsji w czasie naświetlania nie były naklejone na szkło. W wyniku fotograficznego naniesienia siatki współrzędnych na powierzchnię każdej warstwy można było po ich naklejeniu i wywołaniu śledzić długie tory w wielu kolejnych warstwach. Ustalone warunki wywoływania naświetlonych bloków zmniejszały do minimum systematyczne błędy prowadzonych pomiarów. W sumie rozpoznano ponad 200 000 pojedynczych przypadków hiperjąder, z których około 30 000 należało do mezonowych, a około 10 000 dawało się jednoznacznie zidentyfikować według umownie przyjętych kryteriów. W końcowej fazie prac zrezygnowano z pełnej identyfikacji przypadków odnoszących się do paru najbliższych hipernuklidów, dla których uprzednio zebrane próbki były już dostatecznie obfite. Ostatecznie do połowy lat 70. zidentyfikowano jednoznacznie 22 różne hipernuklidy od hipertrytu do hiperazotu 15 włącznie. Są one zebrane w tabl. 2, w której w postaci kropek zaznaczono również dotychczas nie zidentyfikowane, choć niewątpliwie istniejące hipernuklidy. Można wykazać, że nie ulegają one szybkiemu rozpadowi z emisją barionów, jak na to wskazują dane jądrowe dotyczące stabilności ich rdzeni oraz bardziej ogólne informacje uzyskane na temat zależności energii wiązania hiperonu Λ od liczby masowej A . Rozważano również możliwość istnienia, można by rzec, egzotycznych hipernuklidów takich, jak ${}^4_\Lambda\text{n}$, ${}^5_\Lambda\text{H}$, czy ${}^6_\Lambda\text{H}$, jednak obecne dane tak jądrowe, jak i hiperjądrowe nie są wystarczające do jednoznacznego rozstrzygnięcia tej sprawy.

Wychwyty mezonu K^- przez lekkie jądro emulsji może prowadzić jedynie do powstania hiperjądra o liczbach Z i A zawartych w granicach: $1 \leq Z \leq 8$, $3 \leq A \leq 16$. Natomiast wychwyty zachodzący na jądrze bromu czy srebra, w wyniku hamującego wpływu bariery



Rys. 6. Produkcja i rozpad hiperboru 12 : $K + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+$, $\Sigma^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + {}^A\text{B}$, ${}^{12}\text{B} \rightarrow \pi + 3\alpha$ [46]

Tablica 2. Hipernuklidy jednoznacznie zidentyfikowane w emulsji jądrowej, zestawione wg danych Europejskiej Współpracy K^- [54]. Kropki wskazują miejsca hipernuklidów dotychczas nie zidentyfikowanych, choć można oczekiwać, że przynajmniej w stanie podstawowym nie powinny one ulegać szybkiemu rozpadowi z emisją barionów

Z \ A	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
1	${}^3_{\Lambda}\text{H}$	${}^4_{\Lambda}\text{H}$												
2		${}^4_{\Lambda}\text{He}$	${}^5_{\Lambda}\text{He}$	${}^6_{\Lambda}\text{He}$	${}^7_{\Lambda}\text{He}$	${}^8_{\Lambda}\text{He}$.							
3					${}^7_{\Lambda}\text{Li}$	${}^8_{\Lambda}\text{Li}$	${}^9_{\Lambda}\text{Li}$.		.				
4					${}^7_{\Lambda}\text{Be}$	${}^8_{\Lambda}\text{Be}$	${}^9_{\Lambda}\text{Be}$	${}^{10}_{\Lambda}\text{Be}$.	.	.			
5							${}^9_{\Lambda}\text{B}$	${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$	${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$	${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$
6								.	.	${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$	${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$	${}^{14}_{\Lambda}\text{C}$.	.
7											.	.	${}^{15}_{\Lambda}\text{N}$.
8												.	.	.

kulombowskiej, staje się źródłem produkcji hiperjąderek bardzo lekkich (hiperwodoru lub hiperhelu), bądź bardzo ciężkich, stanowiących końcowe duże fragmenty tych ciężkich jąder (tzw. rezydualia), w których zostaje związany hiperon Λ . W tych warunkach ciężkie fragmenty hiperjąder na ogół nie rejestrują swej obecności widocznym torem — stając się tzw. kryptofragmentami. Nazwa ta dotyczy tych przypadków, w których miejsca rozpadu i produkcji hiperjąder nie dają się przestrzennie rozdzielić [13, 18].

Mezony K^- , czy inne wysokoenergetyczne cząstki, oddziałując w locie mogą przyczynić się do powstania ciężkich hiperjąderek, rozpadających się w miejscu nie pokrywającym się z ich miejscem produkcji, choć przy silnej fragmentacji jądra tarczy może w ten sposób powstać hiperjądro o masie pośredniej. Wykorzystując wiązkę mezonów K^- o pędzie 800 MeV/c, uzyskano w r. 1962 pierwsze jawne przypadki hiperjąderek ciężkich. Ich krótkie zasięgi i głównie niemezonowy rozpad stały się kluczowym dowodem, że są one istotnie ciężkie. Wykazano przy tym, że uprzednio podawane przykłady identyfikacji hiperjąderek o podobnych własnościach, jako hiperjąderek lekkich, były błędne [19]. W ten sposób pokazano również, że procedura identyfikacyjna niemezonowych rozpadów, oparta na założeniu emisji nawet jednego tylko neutronu, może łatwo prowadzić do fałszywych wniosków.

Mimo podjęcia systematycznych badań w wielu laboratoriach dla żadnego z ciężkich hiperjąderek nie udało się wyznaczyć odpowiadających im liczb A i Z . W szczególności w laboratoriach Europejskiej Współpracy K^- zaobserwowano w sumie około 15 000 ciężkich hiperjąderek [55], mimo to jednak dla żadnego z nich nie były znane dokładne

wartości liczb A i Z . Było to wynikiem niemożności zidentyfikowania ciężkiego fragmentu tworzącego się przy rozpadzie takiego hiperjądra, a przy analizie procesu produkcji z jednej strony brak było informacji o jądrze oddziałującym z mezonem K^- , z drugiej — istniało duże prawdopodobieństwo emisji jednego czy większej liczby neutronów. Prace planowane z komorą pęcherzykową zawierającą ciężką ciecz CF_3Br również nie rozwiązały tego problemu [53].

W pracach podejmowanych obecnie przy użyciu techniki licznikowej obserwowano początkowo stany rezonansowe hipernuklidów uprzednio wykrywanych w emulsji w stanie podstawowym, a następnie również cięższych, takich jak ${}^{16}_A O$, ${}^{27}_A Al$, ${}^{32}_A S$, ${}^{40}_A Ca$, czy nawet ${}^{51}_A V$ i ${}^{209}_A Bi$ [56]. W ostatnich latach przy użyciu techniki licznikowej wykryto szereg tych nuklidów również w stanach podstawowych, a między innymi również ${}^6_A Li$, którego wszystkie stany wraz z podstawowym należą do rezonansów [56]. Jak wspomniano wyżej, była to nie tyle identyfikacja, co dokonana przez odpowiedni zestaw detektorów selekcja z góry zaplanowanych hipernuklidów wyprodukowanych przez mezony K^- z właściwie dobranych tarcz. Używając przede wszystkim tarcz węglowej i berylowej wykryto na tej drodze również szereg stanów rezonansowych hiperjąder zawierających związane hiperony Σ [28]. Natomiast nie wykryto i nie oczekuje się istnienia nierezonansowych stanów hiperjąder z hiperonem Σ [1].

Literatura

- [1] J. Pniewski, *Postępy Fizyki* **30**, 517 (1979).
- [2] J. Zakrzewski, *Postępy Fizyki* **16**, 525 (1965).
- [3] P. Zieliński, *Postępy Fizyki* **10**, 34 (1959).
- [4] M. Danysz, J. Pniewski, *Bull. Acad. Polon. Sci.* **3** (1), 42 (1952); *Philos. Mag.* **44**, 348 (1953).
- [5] J. Crussard, D. Morellet, *C. R. Acad. Sci. Paris* **236**, 64 (1953).
- [6] A. Bonetti, R. Levi-Setti, M. Panetti, L. Scarsi, G. Tomasini, *Nuovo Cimento* **11**, 210, 330 (1954).
- [7] R. D. Hill, E. O. Salant, M. W. Widgoff, T. S. Osborn, A. Pevsner, D. M. Ritson, J. Crussard, W. D. Walker, *Phys. Rev.* **94**, 797 (1954).
- [8] A. Debenedetti, C. M. Carelli, L. Tallone, M. Wigone, *Nuovo Cimento* **12**, 466 (1954).
- [9] Patrz np.: K. Nishijima, *Prog. Theor. Phys.* **13**, 285 (1955).
- [10] W. H. Barkas, W. F. Dudziak, P. C. Giles, H. H. Heckman, F. W. Inman, C. J. Mason, N. A. Nickols, F. M. Smith, *Phys. Rev.* **105**, 1417 (1957).
- [11] P. Zieliński, *Nuovo Cimento* **3**, 1479 (1956).
- [12] W. H. Barkas, *Proc. VII Annual Rochester Conf.*, April 15–17 1957, VIII, str. 11.
- [13] A. Bonetti, K^- Stack Collaboration, *Int. Conf. on Mesons and Recently Discovered Particles*, Padova-Venezia 1957, t. 2, str. 79.
- [14] R. H. Dalitz, B. W. Downs, *Phys. Rev.* **111**, 967 (1958).
- [15] R. Levi-Setti, W. Slater, *Phys. Rev.* **111**, 1395 (1958), patrz rys. 3 w art. [1].
- [16] J. Shneps, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 395 (1958); *Phys. Rev.* **112**, 1335 (1958).
- [17] R. Levi-Setti, W. E. Slater, V. L. Telegdi, *Suppl. Nuovo Cimento* **10**, 68 (1958).
- [18] R. G. Ammar, R. Levi-Setti, W. E. Slater, S. Limentani, P. E. Schlein, P. H. Steinberg, *Nuovo Cimento* **19**, 20 (1961).
- [19] B. D. Jones, B. Sanjeevaiah, J. Zakrzewski, M. Csejthey-Barth, J. P. Lagnaux, J. Sacton, M. J. Beniston, E. H. S. Burhop, D. H. Davis, *Phys. Rev.* **127**, 236 (1962).
- [20] J. Pniewski, M. Danysz, *Phys. Lett.* **1**, 142 (1962).

- [21] M. Danysz, K. Garbowska, J. Pniewski, T. Pniewski, J. Zakrzewski, E. R. Fletcher, J. Lemmone, P. Renard, J. Sacton, W. T. Toner, D. O'Sullivan, T. P. Shah, A. Thompson, P. Allen, Sr. M. Herran, A. Montwill, J. E. Allen, M. J. Beniston, D. H. Davis, D. A. Garbutt, V. A. Bull, R. C. Kumar, P. V. March, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 29 (1963); *Nucl. Phys.* **49**, 121 (1963); J. Pniewski, *Int. Conf. on Hyperfragments*, 28–30 March, St. Cergue 1963; Rep. CERN 64–1, str. 117.
- [22] M. Raymund, *Nuovo Cimento* **32**, 555 (1964).
- [23] W. Gajewski, *Bull. Univ. de Bruxelles Inst. de Physique* **29** (1966).
- [24] G. Bohm, J. Klabuhn, U. Kreckler, F. Wysotzki, G. Coremans-Bertrand, J. Sacton, P. Vilain, J. H. Wickens, G. Wilquet, D. Stanley, D. H. Davis, J. E. Allen, J. Pniewski, T. Pniewski, J. Zakrzewski, *Nucl. Phys.* **B24**, 248 (1970).
- [25] A. Bamberger, M. A. Faessler, U. Lynen, H. Piekarczyk, J. Piekarczyk, J. Pniewski, B. Povh, R. G. Ritter, V. Soergel, *Phys. Lett.* **B36**, 412 (1971).
- [26] W. Brückner, B. Granz, D. Ingham, K. Kilian, U. Lynen, J. Niewisch, B. Pietrzyk, B. Povh, H. G. Ritter, H. Schröder, *Phys. Lett.* **62B**, 481 (1976).
- [27] W. Brückner, M. A. Faessler, T. J. Ketel, K. Kilian, J. Niewisch, B. Pietrzyk, B. Povh, H. G. Ritter, M. Uhrmacher, P. Birien, H. Catz, A. Chaumeaux, J. M. Durand, B. Mayer, J. Thirion, R. Bertini, O. Bing, *Phys. Lett.* **79B**, 157 (1978).
- [28] R. Bertini, O. Bing, P. Birien, W. Brückner, H. Catz, A. Chaumeaux, J. M. Durand, M. A. Faessler, T. J. Ketel, K. Kilian, B. Mayer, J. Niewisch, B. Pietrzyk, B. Povh, H. G. Ritter, M. Uhrmacher, *Phys. Lett.* **90B**, 375 (1980).
- [29] R. Bertini, P. Birien, K. Braune, W. Brückner, G. Bruge, H. Catz, A. Chaumeaux, J. Ciborowski, H. Döbbling, J. M. Durand, R. W. Frey, D. Garreta, S. Janouin, T. J. Ketel, K. Kilian, H. Kneis, S. Majewski, B. Mayer, J. C. Peng, B. Povh, R. D. Ransome, J. Sandinos, R. Szwed, T. A. Shibata, A. Thiesen, M. Treichel, M. Uhrmacher, Th. Walcher, *Phys. Lett.* **B136**, 29 (1984).
- [30] T. Yamazaki, *Proc. PANIC Conference*, Heidelberg 1984, str. 363c.
- [31] R. Böck, CERN 61/29 (1961); *Proc. 1963 Easter School for Physics*, t. 1, CERN 64/13 (1964).
- [32] W. Gajewski, C. Mayeur, J. Sacton, P. Vilain, G. Wilquet, D. Harmsen, R. Levi-Setti, M. Raymund, J. Zakrzewski, D. Stanley, D. H. Davis, E. R. Fletcher, J. E. Allen, V. A. Bull, A. P. Conway, P. V. March, *Nucl. Phys.* **B1**, 105 (1967).
- [33] T. Tymieniecka, praca doktorska, Uniwersytet Warszawski (1973).
- [34] G. Bohm, J. Klabuhn, U. Kreckler, F. Wysotzki, G. Coremans, W. Gajewski, C. Mayeur, J. Sacton, P. Vilain, G. W. Wilquet, D. O'Sullivan, D. Stanley, D. H. Davis, E. R. Fletcher, S. P. Lovell, N. C. Roy, J. H. Wickens, A. Filipkowski, K. Garbowska-Pniewska, T. Pniewski, E. Skrzypczak, T. Sobczak, J. E. Allen, V. A. Bull, A. P. Conway, A. Fishwick, P. V. March, *Nucl. Phys.* **B4**, 511 (1968).
- [35] M. Jurič, G. Bohm, J. Klabuhn, U. Kreckler, F. Wysotzki, G. Coremans-Bertrand, J. Sacton, G. W. Wilquet, T. Cantwell, F. Esmael, A. Montwill, D. H. Davis, D. Kielczewska, T. Pniewski, T. Tymieniecka, J. Zakrzewski, *Nucl. Phys.* **B52**, 1 (1973).
- [36] A. G. Frodesen, K. S. Kolbig, M. M. Nikolič, CERN Rep. 65–6 (1965).
- [37] M. M. Block, R. Gessaroli, J. Kopelman, S. Ratti, M. Schneeberger, L. Grimellini, T. Kikuchi, L. Lendinara, L. Monari, W. Bucker, E. Harth, *Proc. Int. Conf. on Hyperfragments*, St. Cergue 28–30 March 1963, str. 63.
- [38] J. McKenzie, *Proc. Int. Conf. on Hypernuclear Physics*, Argonne 5–7 May 1969, str. 403.
- [39] G. Keyes, *ibid.* str. 368 oraz dysertacja ANL/HEP 6907 (1969).
- [40] P. H. Fowler *Philos. Mag.* **3**, 1460 (1958).
- [41] W. E. Slater, *Suppl. Nuovo Cimento* **10**, 1 (1958).
- [42] M. Jurič, G. Bohm, J. Klabuhn, U. Kreckler, G. Coremans-Bertrand, J. Sacton, T. Cantwell, F. Esmael, A. Montwill, D. H. Davis, D. Kielczewska, T. Tymieniecka, J. Zakrzewski, *Nucl. Phys.* **B35**, 160 (1971).
- [43] R. G. Ammar, *Proc. Int. Conf. on Hyperfragments*, March 28–30, 1963, CERN 61–1, str. 7.
- [44] D. Evans, B. D. Jones, J. Zakrzewski, *Philos. Mag.* **4**, 1255 (1959).
- [45] R. G. Ammar, *Nuovo Cimento* **14**, 1226 (1959).
- [46] M. J. Beniston, D. H. Davis, *Philos. Mag.* **7**, 2119 (1962).
- [47] M. M. Block, E. B. Brucker, C. C. Chang, R. Gessaroli, T. Kikuchi, A. Kovacks, C. M. Meltzer,

- A. Pevsner, P. Schlein, R. Strand, H. O. Cohn, E. M. Harth, J. Leitner, L. Monari, L. Lendinara, G. Puppi, *Proc. Ann. Int. Conf. on High En. Phys.*, Rochester 1960, str. 419.
- [48] A. Filipkowski, J. Gierula, P. Zieliński, *Acta Phys. Pol.* **16**, 141 (1956).
- [49] V. L. Telegdi, *Proc. VII Ann. Rochester Conf.* 1957, str. VIII 6.
- [50] W. F. Fry, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **8**, 105 (1958).
- [51] N. Crayton, R. Levi-Setti, M. Raymund, O. Skjeggstad, D. Abeledo, R. G. Ammar, J. H. Roberts, E. N. Shipley, *Rev. Mod. Phys.* **34**, 186 (1962).
- [52] R. G. Ammar, L. Choy, W. Dunn, M. Holland, J. H. Roberts, E. N. Shipley, N. Crayton, D. H. Davis, R. Levi-Setti, M. Raymund, O. Skjeggstad, G. Tomasini, *Proc. 1962 Int. Conf. on High Energy Physics at CERN*, str. 382.
- [53] R. Levi-Setti, *Proc. Int. Conf. on Hyperfr.*, St. Cergue 1963, str. 17.
- [54] M. Jurič, G. Bohm, J. Klabuhn, U. Kreckler, F. Wysłocki, G. Coremans-Bertrand, J. Sacton, G. Wilquet, T. Cantwell, F. Esmael, A. Montwill, D. H. Davis, D. Kiełczewska, T. Pniewski, T. Tymieniecka, J. Zakrzewski, *Nucl. Phys.* **B52**, 1 (1973).
- [55] E. R. Fletcher, J. Lecomte, P. Renard, J. Sacton, D. O'Sullivan, T. P. Shah, A. Thompson, P. Allen, M. J. Beniston, D. A. Garbutt, R. C. Kummar, P. V. March, T. Pniewski, J. Zakrzewski, *Phys. Lett.* **3**, 280 (1963); G. Coremans, T. Cantwell, A. Thompson, F. Esmael, D. Stanley, T. Pniewski, *Nuovo Cimento* **61A**, 525 (1969).
- [56] R. Bertini, O. Bing, P. Birien, K. Braune, W. Brückner, H. Catz, A. Chaumeaux, M. A. Faessler, R. W. Frey, D. Garreta, T. J. Ketel, K. Kilian, B. Mayer, J. Niewisch, B. Pietrzyk, B. Povh, H. C. Ritter, M. Uhrmacher, *Nucl. Phys.* **A360**, 315 (1981).

Simon van der Meer

CERN
Genewa, Szwajcaria

Chłodzenie stochastyczne i gromadzenie antyprotonów *

Stochastic Cooling and the Accumulation of Antiprotons

Nobel Lecture December 8, 1984, Stockholm

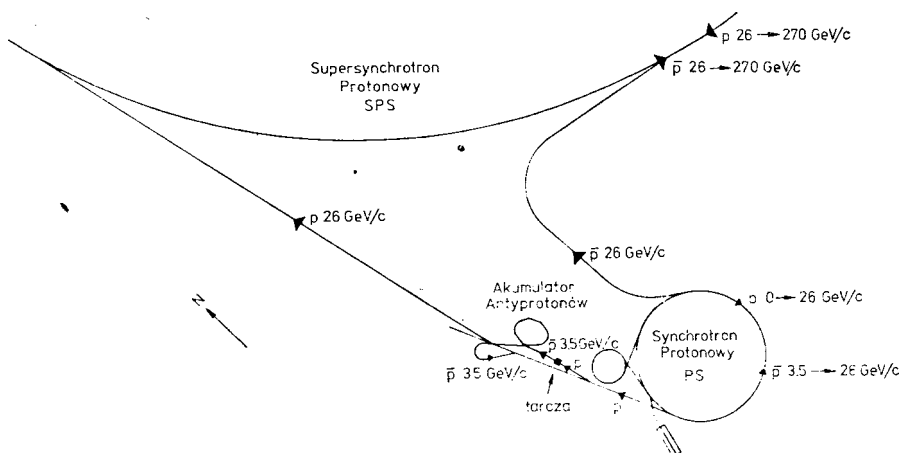
1. Ogólny opis programu $p\bar{p}$

Na wielki program wspomniany w uzasadnieniu tegorocznej Nagrody Nobla w dziedzinie fizyki, składają się, obok eksperymentów opisanych przez C. Rubbię¹, skomplikowane urządzenia służące zderzaniu wysokoenergetycznych wiązek protonów i antyprotonów (rys. 1). Protony rozpędzone w akceleratorze PS (Proton Synchrotron) do 26 GeV/c produkują, w zderzeniach z tarczą miedzianą, antyprotony. Co 2,4 s porcja antyprotonów o pędach ok. 3,5 GeV/c jest kierowana do pierścienia akumulacyjnego (AA). Po przeciętnie dobie gromadzenia, antyprotony, w liczbie ok. 10^{11} , są wyprowadzane z AA, wstrzykiwane do PS, rozpędzane do 26 GeV/c i przesyłane do ogromnego (2,2 km średnicy) pierścienia SPS (Super Proton Synchrotron). Tuż przedtem protony o pędzie 26 GeV/c, pochodzące również z akceleratora PS, są wstrzykiwane do SPS w przeciwnym kierunku. Protony i antyprotony są następnie rozpędzane do wielkiej energii (270 lub 310 GeV) i pozostają w SPS przez wiele godzin. Cząstki są grupowane w pakiety (po trzy pakiety, każdy o długości ² 4 ns) tak, że zderzenia zachodzą w sześciu dobrze określonych punktach na obwodzie pierścienia SPS. W dwóch z tych punktów umieszczona została aparatura eksperymentalna. Proces o tej złożoności mógł być opanowany tylko dzięki wysiłkowi i poświęceniu kilkuset ludzi. Tylko jego niewielka część może być opisana w tym wykładzie, postanowiłem więc mówić o chłodzeniu stochastycznym, metodzie użytej do gromadzenia antyprotonów, z której stworzeniem byłem blisko związany.

* Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1984 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla [Translated with permission. Copyright © 1985 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).

¹ Patrz C. Rubbia, *Postępy Fizyki* 37, 23 (1986) (przyp. Red.).

² Słowo „długość” należy w tym miejscu rozumieć jako czas, w którym pakiet przyszywa odległość równą jego rozmiarowi. Fizyczna długość pakietu wynosi ok. 1,2 m (przyp. tłum.).



Rys. 1. Ogólny plan instalacji proton-antyproton w CERN-ie

2. Po co i jak chłodzić?

Centralnym pojęciem w fizyce akceleratorów jest pojęcie przestrzeni fazowej, dobrze znane z innych dziedzin fizyki. Akcelerator lub pierścień akumulacyjny posiada określoną akceptację, definiowaną w języku objętości fazowej. Pierścień AA ma chwytać możliwie wiele antyprotonów — posiada więc dużą akceptację, znacznie większą niż pierścień SPS, dokąd ostatecznie trafiają antyprotony. Gęstość cząstek w przestrzeni fazowej musi więc wzrosnąć, i to bardzo znacznie, ze względu na konieczność zgromadzenia wielu porcji antyprotonów. W rzeczywistości gęstość w sześciowymiarowej przestrzeni fazowej zostaje zwiększona w akceleratorze AA o czynnik rzędu 10^9 .

Na pierwszy rzut oka fakt ten zdaje się przeczyć twierdzeniu Liouville'a, które zabrania zmian objętości fazowej podczas ruchu pod działaniem sił zachowawczych — takich jak siły elektryczne i magnetyczne działające na cząstki w akceleratorach. Jedynym dopuszczalnym zabiegiem na wiązkę cząstek jest odkształcenie przestrzeni fazowej bez zmiany gęstości w jakimkolwiek punkcie.

Na szczęście istnieje pewna sztuczka pozwalająca ominąć to ograniczenie — wykorzystuje ona fakt, że cząstki stanowią jedynie punkty w przestrzeni fazowej, a pomiędzy nimi przestrzeń jest pusta. Możemy więc przesuwać każdą z cząstek w kierunku środka ich rozkładu w przestrzeni fazowej, wypychając pustą przestrzeń na zewnątrz. Mikroscopowo objętość fazowa w każdym punkcie jest nadal ściśle zachowana, ale makroskopowo gęstość cząstek wzrasta. Proces ten nazywany jest chłodzeniem, ponieważ zmniejsza on względne ruchy cząstek.

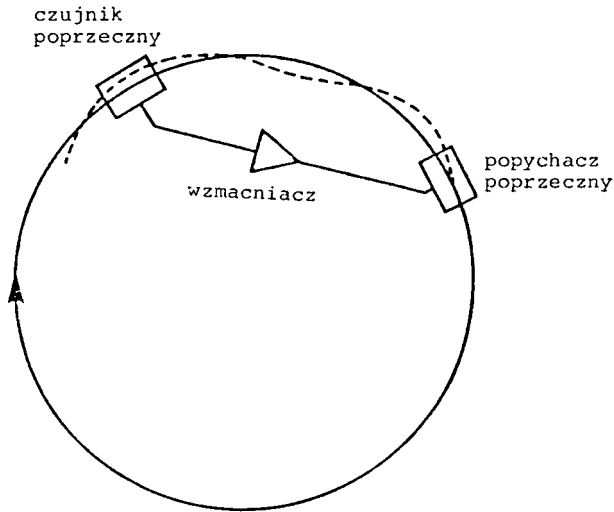
Oczywiście dokonać tego możemy tylko, jeżeli posiadamy informację o położeniu poszczególnych cząstek w przestrzeni fazowej i jesteśmy w stanie selektywnie wywierać wpływ na ich ruch. Bez spełnienia tych dwóch warunków nie byłoby powodu, dla którego to właśnie cząstki, a nie pusta przestrzeń, miałyby być popychane w stronę centrum rozkładu. System chłodzący składać się więc musi z czujnika (*pick-up*), który zbiera sygnały

elektryczne od przechodzących cząstek, i układu oddziaływania — popychacza (*kicker*), który, zasilany wzmacnionym sygnałem czujnika, zmienia ich ruch.

Układ taki przypomina demona Maxwella, teoretyczny twór, który miał zmniejszać entropię gazu w bardzo podobnym procesie, naruszając przy tym drugą zasadę termodynamiki. Jak pokazał Szilard [1], pomiary przeprowadzane przez demona powodują zwiększenie jego entropii, kompensujące spadek entropii gazu. Ponadto w rzeczywistych układach chłodzących układ korygujący ruch cząstek działa w sposób daleki od odwrotnego; układy takie są więc mniej „demoniczne” od samego demona.

3. Jakościowy opis chłodzenia oscylacji betatronowych

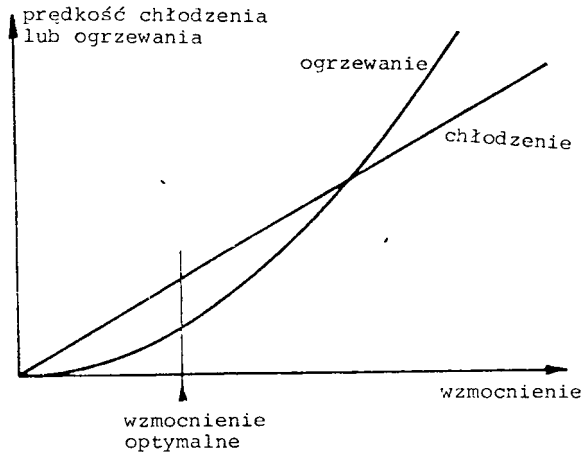
Chłodzenie pojedynczej cząstki krążącej w pierścieniu jest zabiegiem szczególnie prostym. Rys. 2 pokazuje, jak przebiega chłodzenie w płaszczyźnie poziomej (procesy chłodzenia w płaszczyźnie poziomej, pionowej oraz wzdłuż kierunku lotu są zazwyczaj prowadzone niezależnie).



Rys. 2. Wygaszanie poziomych oscylacji betatronowych pojedynczej cząstki

Pod wpływem pól ogniskujących cząstka w akceleratorze wykonuje drgania betatronowe wokół orbity centralnej. Za każdym jej przebiegiem układ zwany czujnikiem różnicowym podaje krótki impuls proporcjonalny do odchylenia cząstki od orbity centralnej. Sygnał ten jest wzmacniany i przekazywany do układu popychacza, który zmienia tor cząstki. Jeżeli odległość pomiędzy czujnikiem a popychaczem jest nieparzystą wielokrotnością ćwiartki długości fali oscylacji betatronowych, i jeżeli wzmacnienie zostało odpowiednio dobrane, oscylacje zostaną wygaszone. Sygnał odchylający powinien oczywiście dotrzeć do popychacza jednocześnie z cząstką; ze względu na opóźnienia w kablach i wzmacniaczach sygnał musi biec po cięciwie łuku toru cząstki.

W praktyce mamy do czynienia nie z jedną cząstką, a z wielką ich liczbą (np. 10^6 czy 10^{12}). Oczywiście jest, że nawet przy użyciu najszybszej aparatury elektronicznej nie da się wydzielić sygnałów pojedynczych cząstek. Niemniej jednak każda cząstka wnosi do sygnału czujnika swój indywidualny wkład, który można wykorzystać w chłodzeniu. Musimy jednak zredukować wzmocnienie układu, ponieważ cząstki, których sygnały przekrywają się z sygnałem cząstki rozpatrywanej, będą wywierać na nią pewien wpływ zaburzający (grzejący), jako że względne fazy ich oscylacji są w ogólności przypadkowe. Na szczęście średnia wartość tego zaburzenia jest zerowa, a za ogrzewanie odpowiedzialny



Rys. 3. Zależność spójnego chłodzenia i niespójnego ogrzewania od wzmocnienia układu

jest wyraz drugiego rzędu (powoduje on wzrost średniego kwadratu amplitudy). Efekt ten jest proporcjonalny do kwadratu wzmocnienia, podczas gdy efekt chłodzenia (gdzie każda cząstka działa na siebie samą) rośnie liniowo ze wzmocnieniem. Jak pokazuje rys. 3, zawsze można dobrać wzmocnienie tak, aby chłodzenie dominowało.

4. Uproszczona analiza chłodzenia poprzecznego

Przeanalizujemy teraz naszkicowany powyżej proces w sposób przybliżony, pomijając szereg efektów, które zostaną opisane później. Celem tego rozdziału jest ukazanie idei, bez zaciemniania obrazu zbyt dużą liczbą szczegółów.

Na początek założmy, że dysponujemy układem o wzmocnieniu stałym w paśmie o szerokości W i równym zero poza tym pasmem. Sygnał przechodzący przez taki układ jest całkowicie opisany przez podanie jego wartości w $2W$ punktach (próbek) w jednostce czasu. Jeżeli w pierścieniu krąży N cząstek z okresem obiegu T , wówczas każda z próbek zawiera średnio

$$N_s = N/2WT \quad (1)$$

cząstek. Możemy teraz rozważyć ten układ z dwóch punktów widzenia:

a) możemy patrzeć na każdą cząstkę z osobna, sumując oddziaływanie chłodzące jej własnego sygnału z ogrzewaniem przez sygnał pozostałych cząstek próbki;

b) możemy potraktować zdefiniowane powyżej próbki jak pojedyncze cząstki. Jest to uzasadnione tym, że sygnały kolejnych próbek są przez układ rozróżniane.

Oba sposoby opisu są równoważne i prowadzą do tych samych wyników. Chwilowo przyjmijmy sposób b). Nawiasem mówiąc nazwa „chłodzenie stochastyczne” wzięła się stąd [2], że w modelu tym analizujemy sygnał stochastyczny od próbek losowych. Model a) jest jednak bardziej fundamentalny; chłodzenie nie jest procesem stochastycznym.

W naszym modelu czujnik wykrywa średnie położenie dla każdej próbki \bar{x} , a wzmocnienie jest ustawione tak, aby zredukować tę średnią do zera. Położenie każdej z cząstek zmienia się przy tym z x na $x - \bar{x}$. Uśredniając po wielu próbkach widzimy, że średni kwadrat $\overline{x^2}$ zmienia się przy tym na

$$\overline{(x - \bar{x})^2} = \overline{x^2} - \bar{x}^2.$$

W ten sposób $\overline{x^2}$ zmniejsza się w ciągu jednego obiegu o $\bar{x}^2/\overline{x^2} = 1/N_s$, czyli prędkość chłodzenia (wyrażona jako odwrotność czasu chłodzenia) jest $1/\tau = 1/N_s T$. W rzeczywistości wynik ten musimy podzielić przez cztery. Jeden czynnik 2 bierze się stąd, że maksimum oscylacji betatronowych nie zawsze wypada tam, gdzie umieszczony jest czujnik. Zarówno sygnał czujnika, jak i korekta wprowadzona przez popychacz są więc mniejsze od wartości „idealnych” o sinus przypadkowego kąta fazy. Średnia wartość \sin^2 jest równa 1/2. Drugi czynnik 2 pochodzi od tego, że zazwyczaj definiujemy prędkość chłodzenia poprzez pierwiastek z kwadratu amplitudy, a nie sam kwadrat. Używając (1) dostajemy więc

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{4N_s T} = \frac{W}{2N}. \quad (2)$$

Wynik ten, chociaż przybliżony, pokazuje, że chłodzenie stochastyczne nie jest praktyczne w akceleratorach protonowych; dla typowego akceleratora $N \approx 10^{13}$, tak więc nawet przy użyciu układów o szerokości pasma kilku GHz chłodzenie jest znacznie za wolne w porównaniu z długością cyklu akceleratora. W pierścieniu akumulującym dostępne są dłuższe czasy, intensywność wiązki jest niekiedy mniejsza, technika ta może więc w tym wypadku być użyteczna.

5. Mieszanie i szumy termiczne

Obliczając prędkość chłodzenia założyliśmy, że poszczególne próbki są obsadzone całkowicie losowo, bez żadnych korelacji pomiędzy kolejnymi obiegami. Podstawową przyczyną zmian w obsadzeniu próbek jest rozrzut energii cząstek, powodujący różnice w częstotliwości obiegu. Cząstki wyprzedzają się wzajemnie i, jeżeli różnice w czasach obiegu są duże w porównaniu z czasem trwania próbki, mówimy o „dobrym mieszaniu”. W tym przypadku powyższe wyprowadzenie jest poprawne. W praktyce rzadko daje się osiągnąć taką sytuację. W szczególności, dla wysoce relatywistycznych cząstek duży rozrzut częstotliwości

obiegu można osiągnąć tylko poprzez zezwolenie na duży rozrzut średnic orbit. Przy danej aperturze zmniejsza to zakres pędów cząstek, które mogą być schwytane w pierścieniach.

Możemy zobaczyć, jak złe mieszanie wpływa na chłodzenie, zastępując \bar{x} w wyrowadzeniu prędkości chłodzenia przez mniejszą wielkość $g\bar{x}$. W wyniku tego dostaniemy

$$\frac{1}{\tau} = \frac{W}{2N} (2g - g^2). \quad (3)$$

Jak widać, maksimum prędkości dostajemy dla $g = 1$. Można pokazać, że kolejne składniki we wzorze (3) odpowiadają spójnemu efektowi chłodzenia (każda cząstka jest chłodzona własnym sygnałem) i niespójnemu ogrzewaniu pochodzącemu od innych cząstek [3]. Drugi z tych składników rośnie przy pogarszaniu mieszania z powodu korelacji pomiędzy próbkami w kolejnych obiegach. Rośnie on również, gdy dodamy do sygnału szum termiczny (powstający w czułym wzmacniaczu dołączonym do czujnika). Możemy zdefiniować czynnik mieszania M ($M = 1$ dla idealnego mieszania) i czynnik szumu U (równy stosunkowi mocy szum/sygnał). Dostajemy

$$\frac{1}{\tau} = \frac{W}{2N} (2g - g^2(M + U)).$$

Minimalizując to wyrażenie ze względu na g (teraz $g(1)$) otrzymamy

$$\frac{1}{\tau} = \frac{W}{2N(M + U)} \quad (4)$$

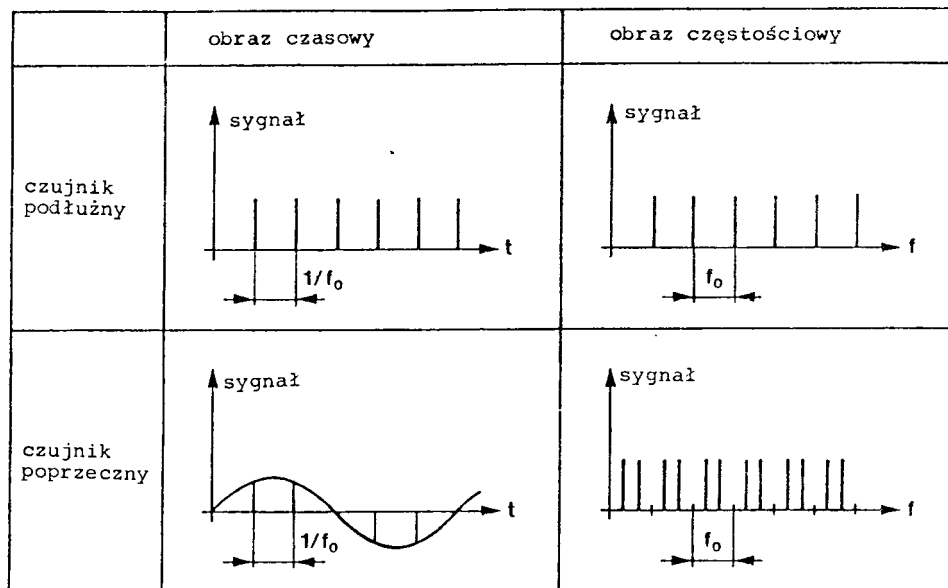
6. Analiza w obrazie częstości

Powyższe jakościowe rozważania można uczynić znacznie ściślejszymi analizując proces w dziedzinie częstości (a nie czasu) [4, 5].

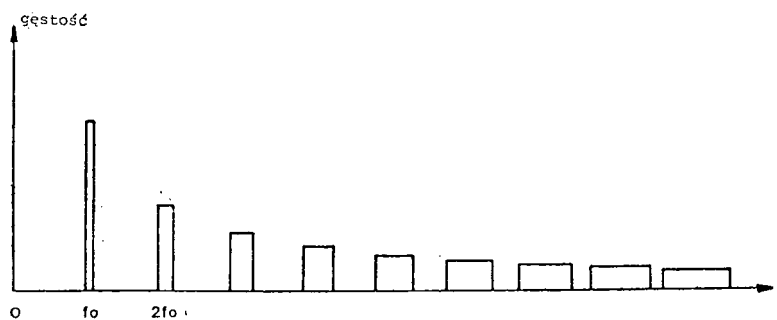
Każda cząstka przy każdym przejściu produkuje w czujniku (uważanym tu za idealny) impuls opisywany funkcją delta. W czujniku sumującym, w którym sygnał nie zależy od poprzecznego położenia cząstki, amplitudy kolejnych impulsów są równe. Po transformacji Fouriera tego sygnału dostaniemy linię przy każdej wielokrotności częstości obiegu (rys. 4). Dla czujników różnicowych sygnał jest modulowany przez oscylacje betatronowe, co powoduje rozdzielenie każdej z tych linii na dwie składowe [5]. Jeżeli rozważamy zbiór wielu cząstek o nieco różnych częstościach obiegu, linie te zmieniają się w pasma zwane pasmami Schottky'ego — ponieważ reprezentują one szum związany ze skończoną liczbą nośników ładunku, co po raz pierwszy opisał Schottky [6].

Szerokość tych pasm rośnie ze wzrostem częstości, całkowita moc jest jednak taka sama dla każdego z nich. Gęstość mocy (na jednostkę częstości — J.M.P.) jest więc mniejsza dla szerokich pasm wokół wyższych częstości. Szerokość pasm wzrasta, aż przy pewnej częstości zaczną się one przekrywać. Poczynając od tego punktu ich zsumowana gęstość mocy jest już niezależna od częstości. Ilustruje to rys. 5 dla tzw. linii podłużnych (z czujników sumujących).

Można teraz patrzeć na proces chłodzenia w następujący sposób: po pierwsze, każda cząstka będzie chłodzona swym własnym (spójnym z nią) sygnałem. Oznacza to, że przy częstotliwości każdej z jej linii Schottky'ego faza sygnału przybywającego do popychacza musi być właściwa, tak aby oddziaływał on na cząstkę we właściwym kierunku. Po drugie,



Rys. 4. Sygnały Schottky'ego w funkcji czasu i częstotści



Rys. 5. Pasma Schottky'ego powstające w układzie wielu cząstek o nieco różnych częstotściach obiegu. Przy wielkich częstotściach pasma przekrywają się

pozostałe cząstki generują niespójny sygnał przy każdej z linii Schottky'ego proporcjonalny do gęstości mocy wokół tej linii [7]. W ten sposób tylko cząstki o częstotściach obiegu bliskich częstotści rozpatrywanej będą wносиły wkład do jej zaburzenia. Dodatkowo należy oczywiście gęstość mocy Schottky'ego powiększyć o moc szumów termicznych.

Dla otrzymania optymalnego chłodzenia wzmocnienie przy każdym z pasm Schottky'ego należy dobrać tak, aby otrzymać najlepszy stosunek tych dwóch efektów. Jeżeli pasma są rozdzielone, wówczas te o niższej częstotści mają większą gęstość, przez co wymagają

mniejszego wzmocnienia, a to prowadzi do słabszego chłodzenia. Jest to dokładnie ten sam efekt, który w obrazie czasowym nazwaliśmy „złym mieszaniem”. Przy wyższych częstotliwościach, gdzie pasma nakładają się na siebie, mieszanie jest dobre i wzmocnienie winno być niezależne od częstotliwości.

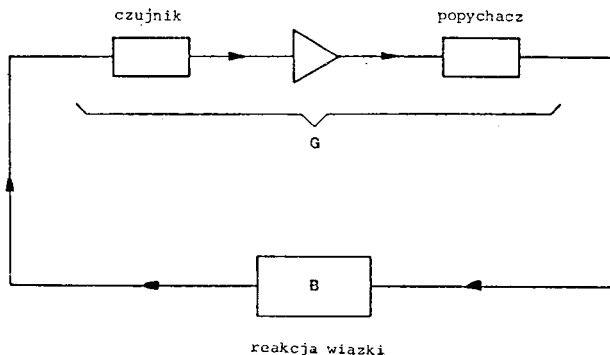
Zauważmy, że przedstawiony tu obraz (tj. ogrzewanie powodowane tylko sygnałami cząstek o częstotliwościach bliskich częstotliwości cząstki zaburzanej) jest całkowicie różny od otrzymanego z rozważań w obrazie czasowym, gdzie wydawało się, że wszystkie cząstki próbki wnoszą swój wkład do procesu ogrzewania, niezależnie od częstotliwości obiegu. W rzeczywistości jest to prawda tylko w przypadku idealnego mieszania, gdy próbki są statystycznie niezależne. W przypadku ogólnym okazuje się, że zarówno optymalne wzmocnienie, jak i prędkość chłodzenia dla każdej z linii są odwrotnie proporcjonalne do gęstości dN/df wokół tej linii, a nie do liczby cząstek N . W obrazie czasowym opisaliśmy ten efekt przez dodanie czynnika mieszania M , ale traciliśmy zależność od częstotliwości.

Istnieje jeszcze jeden problem związany z zagadnieniami mieszania, dotychczas przez nas zaniewany. Każda próbka, posuwając się od czujnika do popychacza już częściowo miesza się z sąsiednimi. To niepożądane zjawisko możemy opisać w obrazie częstotliwości jako opóźnienie fazowe, wzrastające ze wzrostem częstotliwości obiegu (cząstki o wyższych częstotliwościach przybywają do popychacza zbyt wcześnie, ich sygnał jest więc opóźniony). Okazuje się, że dość trudno jest skorygować to przy użyciu filtrów w każdym z pasm Schottky’ego; z drugiej strony jednak w praktyce efekt ten zwykle nie jest zbyt poważny [8].

7. Sprzężenie zwrotne

Istnieje jeszcze jeden aspekt istotny dla poprawnej analizy systemu chłodzącego, dotychczas przez nas nie rozważany. Jest to pętla sprzężenia zwrotnego utworzona przez układ chłodzący i samą wiązkę (rys. 6). Sygnał z popychacza będzie modulował wiązkę (jej położenie w przypadku systemu chłodzenia poprzecznego, gęstość i energię w przypadku podłużnego). Mieszanie wygładza tę modulację, ale jej część dociera do czujnika, zamykając pętlę sprzężenia zwrotnego.

Reakcja wiązki na zaburzenie jest efektem dobrze znanym z teorii niestabilności wiązki w akceleratorach. W zastosowaniu do systemów chłodzących podejście jest niecc



Rys. 6. Pętla sprzężenia zwrotnego zamknięta przez reakcją wiązki

inne [5, 9], ponieważ punkty wzbudzenia i detekcji są rozdzielone. Nie będziemy tu dyskutować szczegółów; wystarczy powiedzieć, że potrafimy obliczyć wielkość reakcji wiązki w funkcji częstości, jeżeli mamy dany rozkład częstości obiegu cząstek i pewne parametry pierścienia.

Jak obliczono, w przypadku rozdzielonych pasm Schottky'ego i przy zaniedbywalnych szumach termicznych, optymalne wzmocnienie odpowiada wzmocnieniu układu otwartego o wartości bezwzględnej równej 1, przy czym faza reakcji wzmacniaczy musi być przeciwna fazie reakcji wiązki [8]. W wyniku tego okazuje się, że w środku pasma optymalne wzmocnienie wynosi -1 dla chłodzenia poprzecznego. Sprzężenie zwrotne spowoduje wówczas dwukrotne zmniejszenie amplitudy sygnałów Schottky'ego wkrótce po włączeniu układu. Dostajemy stąd wygodny sposób dostrajania wzmocnienia; poprawność fazy można sprawdzić przerywając w jakimś punkcie pętlę sprzężenia i mierząc reakcję układu analizatorem sieci [10].

8. Chłodzenie podłużne

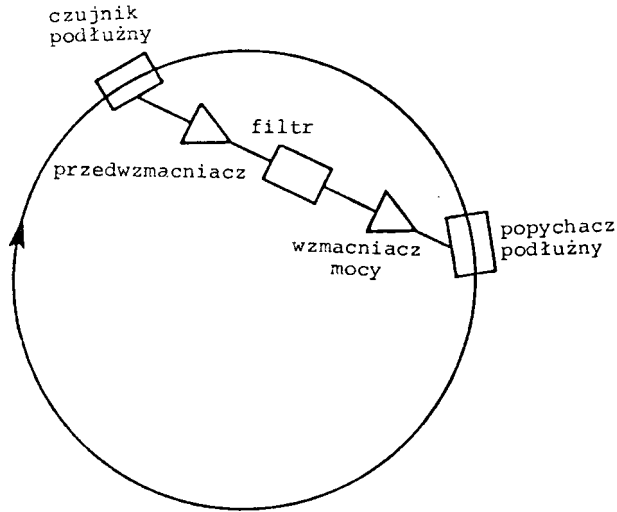
Dotychczasowa dyskusja odnosiła się głównie do chłodzenia poprzecznego, tj. zmniejszania drgań betatronowych. Chłodzenie podłużne zmniejsza rozrzut energii cząstek i zwiększa ich gęstość wzdłuż wiązki. Proces ten, jak się okazuje, jest najważniejszy dla skutecznego gromadzenia antyprotonów.

Jedną z metod chłodzenia podłużnego (zwana czasem chłodzeniem Palmera [11]) jest bardzo podobna do przedstawionej na rys. 2. Tu również używamy czujnika różnicowego, tym razem umieszczonego w punkcie, w którym położenie cząstki silnie zależy od jej pędu. Popychacz podaje tym razem impulsy w kierunku podłużnym.

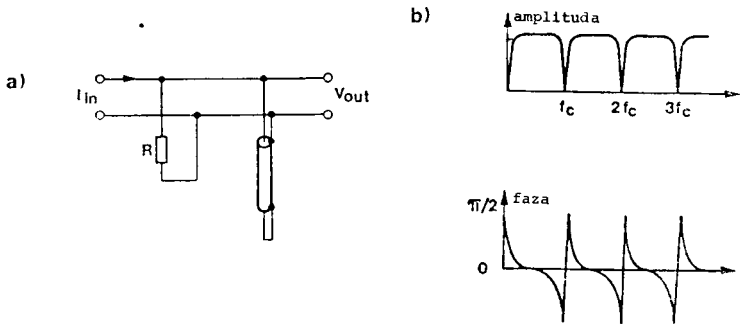
Innym sposobem jest użycie czujnika sumującego (rys. 7) i odróżnianie cząstek o różnych energiach przez włączenie w układ filtru (metoda Thorndahla [12]). Metoda ta działa dzięki temu, że częstości Schottky'ego cząstek o różnych energiach są różne. Użyty filtr powinien powodować zmianę fazy o 180° w środku każdego z pasm Schottky'ego, co spowoduje przesunięcie cząstek znajdujących się na brzegu pasma w kierunku jego centrum. Filtr taki można sporządzić używając do tego linii przesyłowych o własnościach zmiennych periodycznie z częstością. Przykładem może być prosty filtr przedstawiony na rys. 8a. Linia przesyłowa zwarta na końcu zachowuje się jak zwarcie dla wszystkich częstości rezonansowych, które z kolei można dobrać tak, aby wypadły w środku pasm Schottky'ego. Nieco powyżej częstości rezonansowej linia taka zachowuje się jak oporność indukcyjna, poniżej zaś jak oporność pojemnościowa; w ten sposób dostajemy zmianę fazy o 180° (rys. 8b). Dla cząstek relatywistycznych długość linii powinna być równa połowie obwodu pierścienia. Zazwyczaj stosowane są bardziej skomplikowane filtry, z użyciem kilku linii i aktywnych sprzężeń zwrotnych [10].

Przewaga tej metody, zwłaszcza przy małym natężeniu wiązki, polega na tym, że tłumienie częstości centralnych może się odbywać za przedwzmacniaczem, a nie przed, jak w przypadku czujników różnicowych. Dzięki temu dostajemy znacznie lepszy stosunek sygnału do szumu. Ponadto, dla częstości poniżej 500 MHz, gdzie można używać elementów ferrytowych, czujniki sumujące mogą być znacznie krótsze od różnicowych,

dzięki czemu można umieścić ich więcej na tym samym odcinku. W ten sposób znowu poprawiamy stosunek sygnał/szum. Oczywiście po to, aby metoda ta działała prawidłowo, pasma Schottky'ego muszą być rozdzielone (przypadek złego mieszania).



Rys. 7. Schemat chłodzenia metodą filtrów



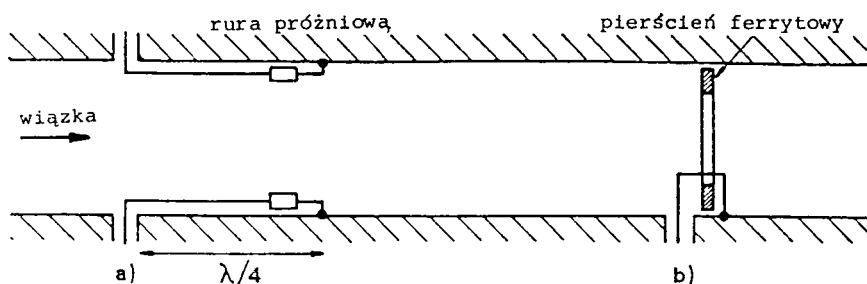
Rys. 8. a) Schemat prostego filtra z linii przesyłowej, b) amplituda i faza sygnału wyjściowego w funkcji częstotliwości

9. Czujniki i popychacze

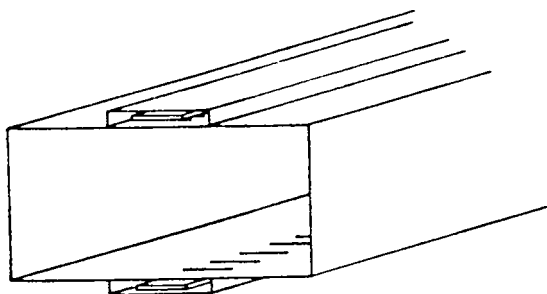
Szerokość pasma przenoszenia w systemach chłodzących jest zazwyczaj równa oktawie — najwyższa częstota jest dwukrotnie większa od najniższej. Czujniki o dostatecznie płaskiej charakterystyce można budować w postaci pętli o długości równej ćwierci długości fali w środku pasma (rys. 9a). Na końcu takiej pętli włączony jest opornik dopasowujący dla zapobieżenia odbiciom (w obrazie częstościowym oznacza to zapewnienie właściwej fazy sygnału względem wiązki). Sygnały od dwóch takich pętli umieszczonych po prze-

ciwnych stronach wiązki można dodawać bądź odejmować, otrzymując czujnik sumujący bądź różnicowy. Układ ten służy równie dobrze jako czujnik, jak i jako popychacz. Czujniki sumujące mogą być również konstruowane w postaci kształtek ferrytowych otoczonych pętlami sprzęgającymi (rys. 9b).

W zakresie wielkich częstości (powyżej 1 GHz) interesującym rozwiązaniem są czujniki i popychacze szczelinowe [13] (rys. 10). Pole pochodzące od cząstek sprzęga się poprzez



Rys. 9. Konstrukcja czujników i popychaczy z pętlą sprzęgającą i z pierścieniem ferrytowym. Uwaga: w przypadku popychaczy z pętlą kierunek wiązki powinien być przeciwny



Rys. 10. Czujnik szczelinowy. Jeden koniec falowodu jest zamknięty jego impedancją charakterystyczną

szereg szczelin z polem w falowodzie. Jeżeli szczeliny są krótsze niż $\lambda/2$, sprzężenie to jest słabe i wkłady od poszczególnych szczelin sumują się, o ile prędkość fali w falowodzie jest równa prędkości cząstki.

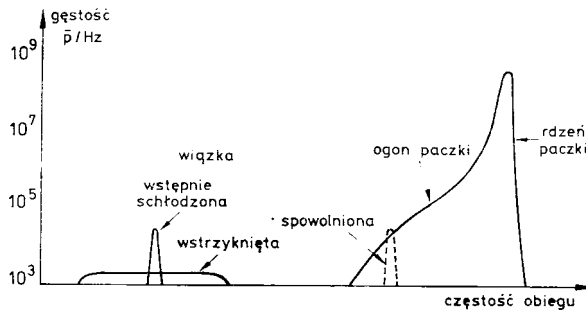
Stosunek sygnał/szum w czujnikach można poprawić, używając jednocześnie wielu opisanych elementów i sumując ich sygnały w odpowiednich układach elektronicznych. Dalszą poprawę uzyskamy chłodząc przedwzmacniacze i oporniki dopasowujące do niskich temperatur (dla zmniejszenia szumów termicznych — J.M.P.).

Wymaganą moc układu można zmniejszyć, używając wielu popychaczy. Dostępna moc jest niekiedy istotnym czynnikiem ograniczającym prędkość chłodzenia.

10. Gromadzenie antyprotonów

Można teraz przejść do wyjaśnienia, jak działa akumulator antyprotonów. Przedtem jednak należy wyjaśnić, że chłodzenie stochastyczne nie jest jedyną znaną metodą mogącą służyć gromadzeniu antyprotonów. Już w r. 1966 Budker zaproponował konstrukcję

akceleratora proton–antyproton, w którym miała być zastosowana metoda tzw. chłodzenia elektronami [14]. „Zimna” wiązka elektronów, wstrzyknięta równoległe z wiązką antyprotonową chłodzi ją dzięki oddziaływaniom elektromagnetycznym pomiędzy cząstkami (rozpraszaniu). Początkowo i my planowaliśmy wykorzystanie tej metody. Okazuje się jednak, że aby działała poprawnie z wiązką o dużej emitancji, wymaga ona cząstek o niskich energiach. Konieczne byłoby więc zbudowanie dodatkowego pierścienia spowalniającego antyprotony. Metoda stochastyczna jest prostsza aparaturowo — wystarczy pojedynczy pierścień pracujący przy stałym polu magnetycznym.

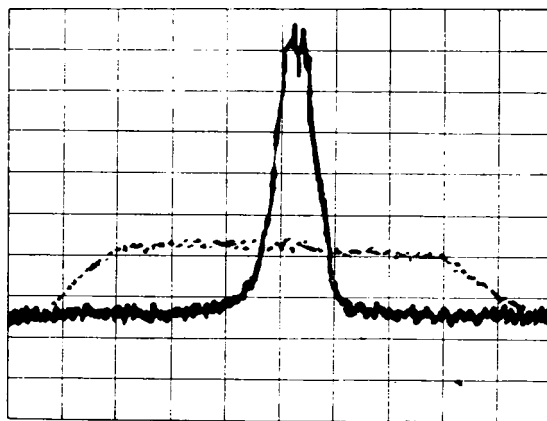


Rys. 11. Rozkład gęstości w funkcji częstości obiegu w AA. Z prawej strony widoczna paczka; z lewej — świeżo wstrzyknięta porcja antyprotonów przed i po wstępnym chłodzeniu

Na rys. 11 widać, jak gęstość cząstek w akumulatorze zależy od częstości obiegu (także od energii lub położenia orbity centralnej — na osi poziomej można odłożyć każdą z tych wielkości). Po prawej stronie widzimy tzw. paczkę — cząstki już zmagazynowane. Po lewej stronie widoczna jest wiązka o niskiej gęstości wstrzykiwana co 2,4 sekundy. Wiązka ta jest oddzielona od paczki w tych miejscach, gdzie rozrzut położenia na płaszczyźnie jest duży. W takim punkcie umieszczony jest układ wstrzykujący, który może dzięki temu wprowadzać wiązkę nie zaburzając paczki. Czujniki i popychacze do wstępnego chłodzenia podłużnego są również rozmieszczone w takich punktach — dzięki temu nie „czują” one cząstek paczki. Czujniki tego układu mają postać ramek ferrytowych otaczających wstrzykniętą wiązkę (rys. 12), są więc czujnikami sumującymi (razem 200 czujników, każdy o długości 25 mm); zastosowano metodę filtrów (Thorndahla) [15]. Podobnie wykonane są popychacze. Rys. 13 pokazuje, jak w ciągu 2 sekund szerokość rozkładu częstości obiegu cząstek spada o rząd wielkości. Liczba antyprotonów wynosi ok. 7×10^6 , a pasmo przenoszenia układu 150–500 MHz.

Po tej fazie wstępnego chłodzenia jeden bok ramek ferrytowych jest opuszczany przez szybkie serwomotory [16], wiązka jest grupowana polem wysokiej częstości (w. cz.) w pakiety i spowalniana, aż cząstki znajdą się w rejonie tzw. ogona paczki (rys. 11). Cały ten proces, wraz z ruchem powrotnym ferrytów dla odtworzenia czujników i popychaczy, trwa 400 ms. Natężenie pola w. cz. jest następnie powoli zmniejszane [17], pakiety rozbiegają się i cząstki zostają umieszczone w ogonie paczki.

Muszą one być stamtąd usunięte w przeciągu następnych 2,4 sekundy, ponieważ twierdzenie Liouville'a nie pozwala spowalniającemu polu w. cz. na umieszczenie tam kolejnej porcji cząstek bez jednoczesnego usunięcia poprzedniej zawartości. Kolejny system chłodzenia podłużnego o paśmie 250–500 MHz przesuwa te cząstki w stronę większych częstości obiegu, zgodnie z gradientem gęstości [18].



Rys. 13. Wstępne chłodzenie porcji 6×10^6 antyprotonów w ciągu 2 s. Podłużne pasmo Schottky'ego przy 170. harmonicznej częstości obiegu (314 MHz) przed i po chłodzeniu

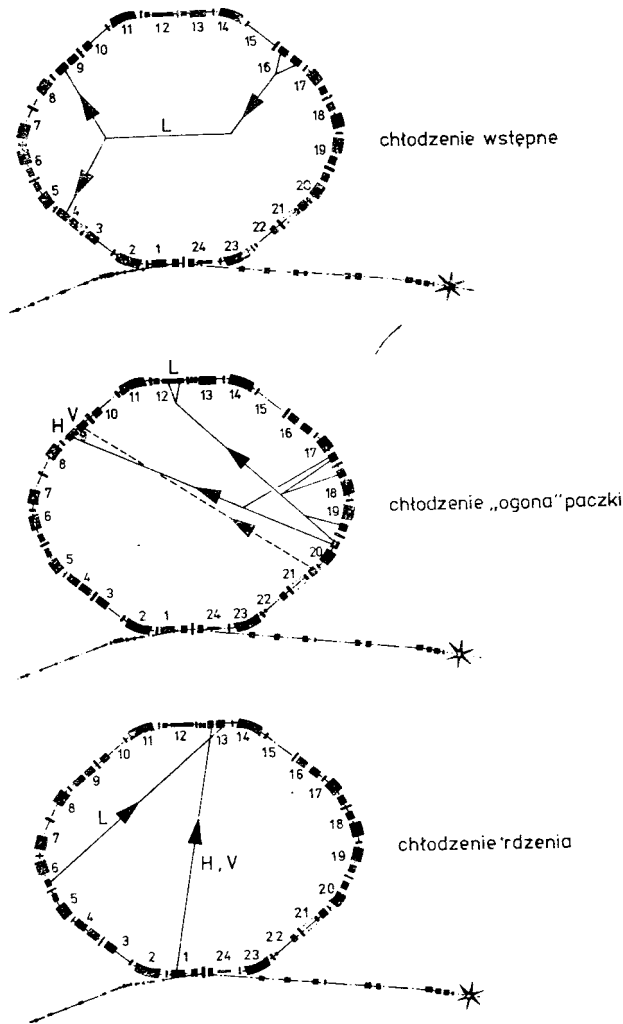
Wzmocnienie tego tak zwanego systemu chłodzenia „ogona” paczki powinno zależeć od energii (lub częstości obiegu). W rzeczywistości gradient gęstości rośnie gwałtownie w stronę rdzenia paczki (rys. 11 — zwróćmy uwagę na skalę logarytmiczną), a wzmocnienie zapewniające optymalne chłodzenie jest do niego odwrotnie proporcjonalne. Uzyskaliśmy to, używając jako czujników małych pętli ćwierćfalowych rozmieszczonych poniżej i powyżej ogona w takim punkcie, że są one najbardziej czułe na sam jego koniec, a znacznie mniej na odległy gęsty rdzeń. Wynika stąd niekorzystny stosunek sygnału do szumu dla okolic bliskich rdzenia. Z tego powodu używamy dwóch zestawów czujników, każdy w innej odległości od środka, z własnym przedwzmacniaczem i regulacją wzmocnienia. W tym układzie dostajemy szybkie chłodzenie brzegu paczki i powolne chłodzenie gęstego rdzenia, gdzie możemy sobie na to pozwolić jako że cząstki przebywają tam przez wiele godzin.

Problem polega na tym, że ten system chłodzący musi mieć znaczną moc, aby dostatecznie szybko usuwać cząstki z „ogona”. W wyniku tego jego popychacze będą również zaburzać powoli chłodzony rdzeń (wprawdzie sygnały Schottky'ego nie przekrywają się z częstościami rdzenia, ale szumy termiczne mogą). Problem ten istnieje, ponieważ popychacze muszą być umieszczone w punkcie, w którym dyspersja położenia cząstek jest zerowa, aby nie wzbudzały poziomych oscylacji betatronowych. W rezultacie oddziałują one na wszystkie cząstki (w rdzeniu i ogonie) jednakowo.

Rozwiązaniem jest użycie filtrów, takich jak opisane powyżej, do wytlumienia częstości rdzenia w systemie chłodzenia „ogona”. Filtry te odwracają wprawdzie fazę w okolicach

rdzenia w niepożądany sposób, nie przeszkadza to jednak, ponieważ chłodzenia rdzenia dokonuje trzeci system o szerszym paśmie (1–2 GHz).

Podczas gdy cząstki poruszają się w stronę rdzenia, są one równocześnie chłodzone w płaszczyznach poziomej i pionowej, najpierw przez systemy chłodzenia „ogona” paczki, a następnie przez układy o częstości 1–2 GHz chłodzące rdzeń. Rozmieszczenie poszcze-



Rys. 14. Plan pierścienia AA z jego siedmioma systemami chłodzenia: *L* — chłodzenie podłużne, *H* — chłodzenie w płaszczyźnie poziomej, *V* — chłodzenie w płaszczyźnie pionowej

gólnych układów pokazuje rys. 14. Na rys. 15 widoczne są niektóre linie przenoszące sygnały z czujników do popychaczy.

Gdy paczka zgromadzi odpowiednią liczbę antyprotonów (zwykle 2×10^{11}), część z nich (ok. 30%) jest przesyłana do PS, a stamtąd do SPS. Robi się to grupując część

paczki w pakiety o szerokości regulowanej przez odpowiedni dobór obszaru rezonatora w. cz. [19]. Pakiety są przyspieszane, aż osiągną orbitę, na którą cząstki są normalnie wstrzykiwane. Można je wówczas wyprowadzić stamtąd bez zaburzania pozostałości paczki. Proces ten jest powtarzany (obecnie 3 razy). Pozostałe antyprotony tworzą zaczątek nowej paczki.

11. Projektowanie systemów chłodzenia podłużnego; równanie Fokkera-Plancka

Główna różnica pomiędzy systemami chłodzenia poprzecznego i podłużnego polega na tym, że ten ostatni powoduje zmianę gęstości cząstek, od której zależy efekt niespójnego ogrzewania, jak również efekty typu sprzężenia zwrotnego wiązki. Komplikuje to teorię; nadal jednak można wszystko policzyć mając dane wszystkie parametry.

Wygodnie jest zdefiniować wielkość zwaną strumieniem cząstek Φ jako liczbę cząstek, których energia przechodzi przez daną wartość energii (lub częstości) na jednostkę czasu. Można pokazać [5], że

$$\Phi = F\Psi - D \frac{\partial \Psi}{df_0}, \quad (5)$$

gdzie Ψ jest gęstością dN/df_0 , zaś F i D są wielkościami wolnozmiennymi, zależącymi od różnych parametrów układu oraz od rozkładu cząstek. Pierwszy składnik we wzorze (5) opisuje spójny efekt chłodzenia, drugi — niespójny efekt dyfuzji, dający w rezultacie przesuwanie cząstek w kierunku przeciwnym do gradientu gęstości pod wpływem zaburzeń.

Używając równania ciągłości

$$\partial \Psi / \partial t + \partial \Phi / df_0 = 0$$

wyrażającego zachowanie liczby cząstek, dostajemy równanie Fokkera-Plancka

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = - \frac{\partial}{df_0} (F\Psi) + \frac{\partial}{df_0} \left(D \frac{\partial \Psi}{df_0} \right) \quad (6)$$

pozwalające na obliczenie ewolucji gęstości w funkcji częstości i czasu, przy danym rozkładzie początkowym. Cząstki doprowadzane z zewnątrz na brzeg paczki wprowadzane są jako zadany strumień w tym punkcie.

Stałe F i D zależą od wielu parametrów systemu (charakterystyki czujników i popychaczy, wzmocnienie, filtry, rozkład cząstek w wiązce itp.). Konkretnie wartości znajdujemy dodając wkłady od wszystkich pasm Schottky'ego. Równania (6) nie potrafimy rozwiązać analitycznie i konieczne są skomplikowane rachunki numeryczne.

Obliczenia tego typu zaowocowały projektem systemu chłodzenia i magazynowania antyprotonów z użyciem paczki. Gdy to zostało zrobione, przeprowadzono testy w małym pierścieniu próbnym (ICE), które potwierdziły działanie systemu chłodzenia we wszystkich trzech płaszczyznach przy skalach czasowych rzędu 10 s. Nie było jednak żadnej możliwości sprawdzenia systemu magazynowania (zwiększającego gęstość o cztery rzędy wielkości) w tym układzie, można więc twierdzić, że podjęliśmy pewne ryzyko rozpoczynając

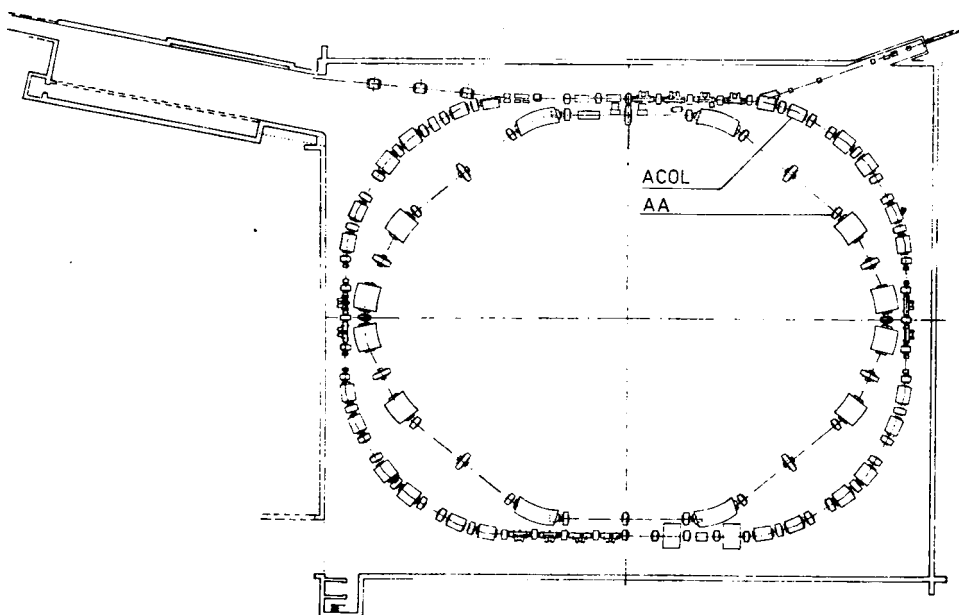
budowę bez możliwości sprawdzenia tego aspektu. Na szczęście wszystko działało zgodnie z teorią i, pomimo że osiągnięta liczba wstrzykiwanych antyprotonów jest mniejsza od spodziewanej o czynnik 3,5, chłodzenie działa praktycznie zgodnie z oczekiwaniami.

12. Inne zastosowania chłodzenia stochastycznego — przyszłe konstrukcje

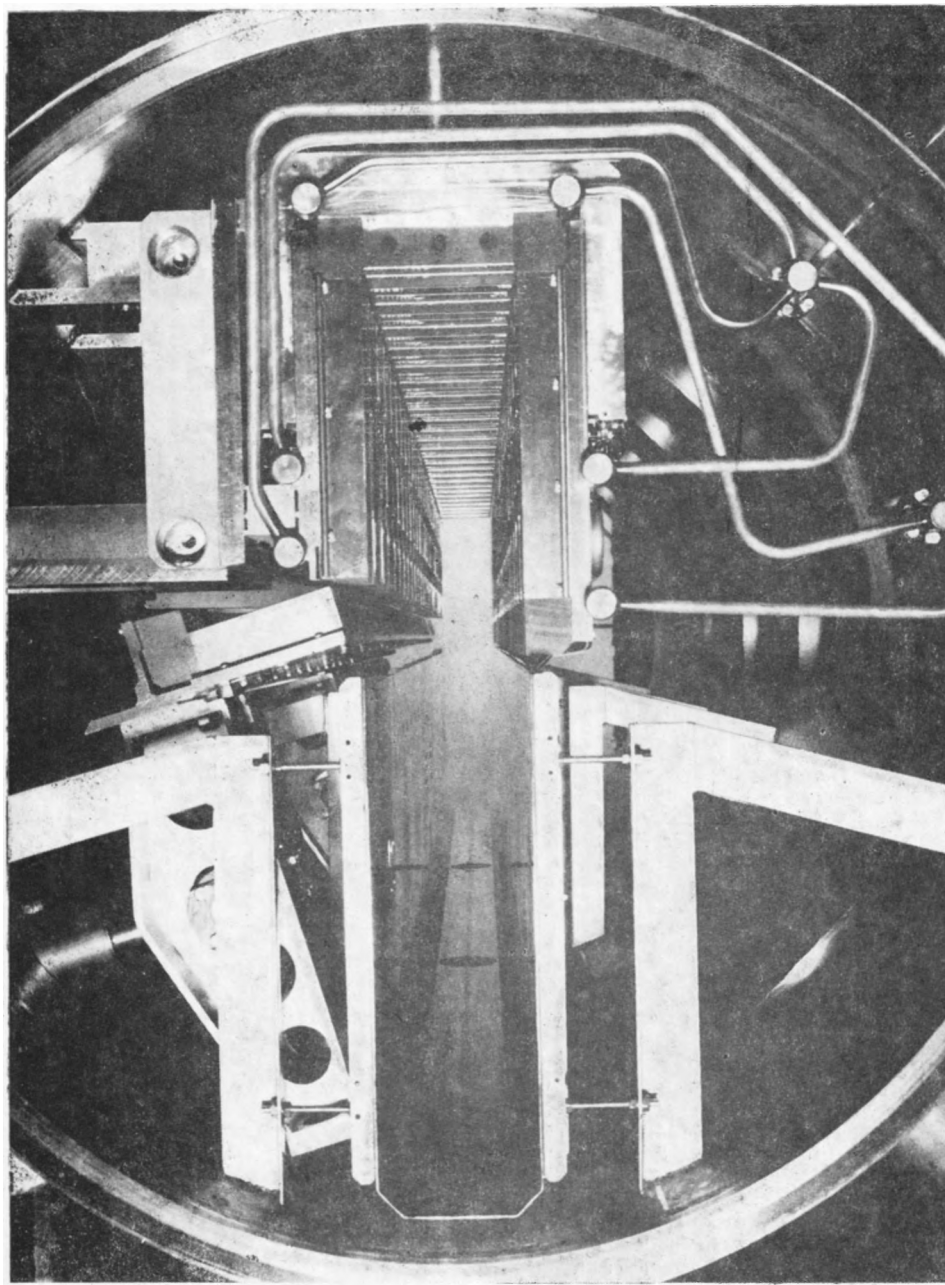
W chwili obecnej chłodzenie stochastyczne używane jest w CERN-ie w akumulatorze antyprotonów i w pierścieniu niskiej energii (LEAR), w którym krążą antyprotony po spowolnieniu ich w PS. Przed zamknięciem w ubiegłym roku akceleratora ISR prowadzono w nim eksperymenty z antyprotonami, i był on wyposażony w urządzenia chłodzące.

Atrakcyjną perspektywą byłoby zainstalowanie chłodzenia w pierścieniu SPS, gdzie zachodzą zderzenia wielkich energii. Wydłużyłoby to czas życia wiązki i mogłoby zmniejszyć jej przekrój poprzeczny. Trudności powoduje tu jednak fakt, że wiązka ma w tym akceleratorze postać wąskich pakietów (3 pakiety po 4 ns). Na skutek tego każde pasmo Schottky'ego rozpada się na oddzielne wąskie i gęste pasma, przy czym sygnały od poszczególnych pasm są skorelowane [20]. Mimo to rozważany jest układ, który mógłby w pewnym stopniu poprawić czas życia wiązki [21].

W USA jest obecnie w budowie kompleks akceleratorów antyprotonowych podobny do zainstalowanego w CERN-ie, również używający chłodzenia stochastycznego [22]. Oczekuje się, że układ ten będzie osiągał szybkość magazynowania o rząd wielkości wyższą niż AA, ponieważ używa on większej energii pierwotnej do produkcji antyprotonów i wyższych częstości do chłodzenia. Tymczasem budujemy w CERN-ie drugi pierścień,



Rys. 16. Schemat nowego pierścienia ACOL budowanego obecnie wokół AA. Zwiększy on prędkość gromadzenia antyprotonów o rząd wielkości. Istniejący AA będzie nadal służył przechowywaniu paczki



Rys. 12. Wnętrze zbiornika próżniowego z popychaczami do chłodzenia wstępnego z lewej strony i obszarem paczki z prawej. Widoczne otwarte ramki ferrytowe popychaczy; zamykane są one sztabkami ferrytu zamontowanymi na ruchomym wsporniku (w środkowej części fotografii). Wspornik obraca się wokół osi widocznej z prawej strony. Widoczne są także rury doprowadzające wodę chłodzącą ramki



Rys. 15. Widok akumulatora antyprotonów przed przykryciem go betonową osłoną. Srebrzysty materiał wokół rury próżniowej to izolacja termiczna, potrzebna podczas wygrzewania układu do 300° dla uzyskania ultrawysokiej próżni. Widoczne przecinające pierścienie linie przenoszące sygnały chłodzące

otaczający dotychczasowy AA (rys. 16), o podobnych parametrach. Będzie on wyposażony w silniejsze ogniskowanie, poprawiając w ten sposób akceptację poprzeczną co najmniej o czynnik 2 w obu kierunkach, zaś akceptację podłużną o czynnik 4. Silniejsze ogniskowanie pociągnie za sobą osłabienie mieszania — w konsekwencji do chłodzenia trzeba będzie użyć wyższych częstości (do 4 GHz). Obecnie istniejący AA będzie przechowywał paczkę, a jego systemy chłodzące będą ulepszone.

Do rozwoju teorii chłodzenia stochastycznego w dużym stopniu przyczynili się H. G. Hereward, D. Möhl, F. Sacherer i L. Thorndahl. Ten ostatni wniósł również istotny wkład w konstrukcję większości układów chłodzących w CERN-ie, i wątpliwym jest, czy akumulator działałby bez jego wynalazku metody filtrów. Z przyjemnością dziękuję również za bezcenny wkład G. Carronowi (elektronika), L. Faltinowi (czujniki szczelinowe) i C. Taylorowi (układy o paśmie 1–2 GHz).

Podczas budowy akumulatora antyprotonów wspólnie ze mną projektem kierował R. Billinge, i głównie dzięki jego wkładowi pracy i umiejętnemu kierowaniu urządzenie było gotowe w rekordowym czasie dwóch lat i działało tak dobrze.

Tłumaczyli:

Jerzy Michał Pawlak

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa

Paweł Sobkowicz

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Literatura

- [1] L. Szilard, „Über die Entropieverminderung in einem thermodynamischen System bei Eingriffen intelligenter Wesen”, *Z. Phys.* **53**, 840 (1929).
- [2] S. van der Meer, *Stochastic damping of betatron oscillations in the ISR*, CERN/ISR-PO.72-31 (1972).
- [3] D. Möhl, „Stochastic cooling for beginners”, *Proc. of the CERN Accelerator School on Antiprotons for Colliding Beams Facilities*, CERN 84-15 (1984).
- [4] F. Sacherer, *Stochastic cooling theory*, CERN/ISR-TH/78-11 (1978).
- [5] D. Möhl, G. Petrucci, L. Thorndahl, S. van der Meer, *Phys. Rev.* **58**, 73 (1980).
- [6] W. Schottky, *Ann. Phys.* **57**, 541 (1918).
- [7] H. G. Hereward, *The elementary theory of Landau damping*, CERN 65-20 (1965).
- [8] S. van der Meer, *Optimum gain and phase for stochastic cooling systems*, CERN/PS-AA/80-4 (1980).
- [9] S. van der Meer, *A different formulation of the longitudinal and transverse beam response*, CERN/PS-AA/83-48 (1983).
- [10] S. van der Meer, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS28**, 1944 (1981).
- [11] R. B. Palmer, BNL, wiadomość prywatna (1975).
- [12] G. Carron, L. Thorndahl, *Stochastic cooling of momentum spread by filter techniques*, CERN/ISR-RF/78-12 (1978).

- [13] L. Faltin, *Nucl. Instrum. Methods* **148**, 449 (1978).
- [14] G. I. Budker, *Proc. Int. Symp. on Electron and Positron Storage Rings*, Saclay, 1966, *At. Energ.* **22**, 346 (1967); G. I. Budker et al., *Part. Acc.* **7**, 197 (1976).
- [15] S. van der Meer, *Precooling in the Antiproton Accumulator*, CERN/PS-AA/78-22 (1978).
- [16] D. C. Fiander, S. Milner, P. Pearce, A. Poncet, *The Antiproton Accumulator shutters: design, technology and performance*, CERN/PS/84-23 (1984).
- [17] R. Johnson, S. van der Meer, P. Pedersen, G. Shering, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-30**, 2290 (1983).
- [18] S. van der Meer, *Stochastic stacking in the Antiproton Accumulator*, CERN/PS-AA/78-22 (1978).
- [19] R. Johnson, S. van der Meer, F. Pedersen, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-30**, 2123 (1983).
- [20] H. Herr, D. Möhl, *Bunched beam stochastic cooling*, CERN/EP/Note 79-34 (1979).
- [21] D. Boussard, S. Chattopadhyay, G. Dome, T. Linnecar, *Feasibility study of stochastic cooling of bunches in the SPS*, CERN/SPS/84-4 (1984).
- [22] *Design Report Tevatron I Project*, FNAL, Batavia, Ill. (1983).

R Ó Ż N E

Marek Kac *

The Rockefeller University
New York, USA

Marian Smoluchowski a ewolucja idei statystycznej w fizyce **

Marian Smoluchowski and the Evolution of Statistical Thought in Physics

Jest rzeczą godną uwagi, że nauka zapoczątkowana rozważaniami na temat gier hazardowych mogła stać się wręcz najważniejszym przedmiotem wiedzy ludzkiej.

Laplace

Marian Smoluchowski urodził się w tym samym roku (1872), w którym ukazała się słynna rozprawa Boltzmanna, która wyzwoliła długą, ożywioną, a czasami zawziętą polemikę pomiędzy „dogmatykami” termodynamiki a „heretykami” atomistycznej wiary.

W zeszłym roku (1972), obchodzono uroczyste w Wiedniu setną rocznicę ukazania się rozprawy Boltzmanna i można byłoby skorzystać z okazji, ażeby zorganizować — aczkolwiek z godnym pożalowania opóźnieniem — obchody stulecia urodzin Smoluchowskiego. Byłoby to szczególnie stosowne, gdyż właśnie Smoluchowski był tym, którego wysiłek, może bardziej niż innych, doprowadził do ostatecznego wyjaśnienia sprzeczności pozornie niemożliwej do wyjaśnienia i do zwycięstwa teorii atomistycznej.

To, że druga zasada termodynamiki w przypadku, gdy odnosi się do przemian nieodwracalnych, powinna być interpretowana statystycznie, było już jasne dla Maxwella w 1867 r. [1]. Istotnie, Maxwell wymyślił swojego małego demona, by pokazać, że rygorystyczna interpretacja drugiej zasady nie jest możliwa do utrzymania. Uważał on jednak teorię atomistyczną i swój rozkład prędkości za rzeczy same przez się zrozumiałe i naj-

* Marek Kac zmarł w Los Angeles, dn. 25 X 1984 r. (por. wspomnienie o nim I. Białynickiego-Biruli w Kronice z. 3/1985). W zeszycie 5/1984 drukowaliśmy obszerny wywiad przeprowadzony z nim oraz ze Stanisławem Ulamem przez Mitchella Feigenbauma (przyp. Red.).

** Angielski oryginał artykułu ma się ukazać, obok artykułów Sùbrahmanyana Chandrasekhara (przetłumaczonego w z. 6/1984) i Romana Smoluchowskiego, w tomie poświęconym Marianowi Smoluchowskiemu, w serii *Polish Men of Science*. Przetłumaczony został za zgodą Autora oraz Redakcji serii *Polish Men of Science*, którą prowadzi prof. R. S. Ingarden. (Przyp. Red.).

widoczniej nie kłopotał się problemem wprowadzania elementów statystycznych w dziedzinę zarezerwowaną dla dynamiki.

Ale z drugiej strony Maxwell był pragmatykiem, którego podejście do fizyki nie było skrepowane przez filozoficzne niepokoje. Dynamiczna teoria gazów wraz z elementem statystycznym, wprowadzonym przez jego funkcję rozkładu prędkości, prowadziła do wyników zgodnych z doświadczeniem (np. do tego, że lepkość gazów rozrzedzonych nie zależy od gęstości) i dawała ogólnie dobre wyjaśnienia znanych ówczesnie zjawisk. Maxwell nie miał w związku z tym powodów do obaw.

Inaczej było w przypadku Boltzmanna. Zaczynał on z przekonaniem, że druga zasada może być ściśle wyprowadzona z mechaniki newtonowskiej [2]. Nawet jeszcze jego rozprawa z 1872 r. pozostawiała wrażenie, że twierdzenie H jest konsekwencją samej tylko mechaniki, a założenie o molekularnym chaosie (*Stosszahlansatz*) jest zbyt oczywiste aby wzbudzać jakiegokolwiek wątpliwości.

Dopiero po krytyce w postaci ostro sformułowanych paradoksów Boltzmann został zmuszony do użycia argumentów probabilistycznych, by obronić swoje wnioski. Jednak jasność tych argumentów pozostawiała wiele do życzenia, a jak zauważył prof. Klein [3], Boltzmann swobodnie i bez zwracania na to uwagi przechodził od jednego poglądu na prawdopodobieństwo do innego. O tym jak zagmatwana była sytuacja niech świadczy fakt, że kiedy Ehrenfestowie podjęli się monumentalnego zadania wyjaśnienia idei Boltzmanna, to unikali w swoim słynnym artykule w Encyklopedii¹ słowa (choć nie samego pojęcia!) „prawdopodobieństwo”.

Na tym tle śmiało i oryginalnie wykorzystanie rachunku prawdopodobieństwa przez Smoluchowskiego, w czasach kiedy rachunek ten był lekceważony przez matematyków i pomijany przez fizyków, budzi zdumienie i zachwyt.

Podobnie jak Maxwell, Smoluchowski był pragmatykiem i mniej interesował się tym, **dla czego** rachunek prawdopodobieństwa wprowadzany jest do teorii kinetycznej niż tym, **jak** może on być **użyty**, aby wyjaśnić znane zjawiska i przewidzieć nowe. W przeciwieństwie do Boltzmanna, dla którego probabilistyczne i statystyczne argumenty były metodą obrony przed logicznymi trudnościami jego teorii, Smoluchowski, w duchu Maxwella, przekształcił je w codzienne narzędzie fizyki.

Ale to nie wszystko. Pragmatyzm nie powstrzymał Smoluchowskiego od tych elementów jego pracy, które odnosiły się do podstawowego problemu poprawnego sformułowania drugiej zasady termodynamiki i zrozumienia granic jej stosowalności. Było rzeczą charakterystyczną dla Smoluchowskiego jako naukowca i stanowiło miarę jego wielkości jako fizyka, że wykorzystał swoją mistrzowską, ale dość techniczną i specjalistyczną, statystyczną analizę danych Svedberga dla koloidalnych zawiesin jako punkt wyjścia dla wyrafinowanej i przenikliwej dyskusji dylematu odwracalność—nieodwracalność.

Należy przypomnieć, że w odpowiedzi na krytykę Zermelo, Boltzmann oszacował, iż cykl Poincarégo dla makroskopowo rozróżnialnych stanów nierównowagowych jest tak długi (w jednym z przypadków wybranych bez wątpienia z „premedytacją” cykl ten wyrażał się w sekundach przez liczbę z 10^{18} cyframi), że czyniło to wspomnianą krytykę

Encyklopaedie der mathematischen Wissenschaften IV 2.II., Teubner, Lipsk 1912 (przyp. tłum.)

nieistotną. Jednak z powodu przybliżonej natury tych obliczeń i niezwyklej wielkości liczb, uniemożliwiających ich eksperymentalne sprawdzenie, wątpliwości pozostały.

Tymczasem w danych Svedberga Smoluchowski znalazł materiał doświadczalny do testowania swoich wzorów dla średniego czasu powrotu i średniego czasu trwania dla stanów niezbyt dalekich od równowagi i zgodność była znakomita. Nie było zatem powodu, by wątpić w te wzory w przypadkach dalekich od równowagi albo we wniosek, że średnie czasy powrotu szybko stają się niezwykle duże (a średnie czasy trwania niezwykle małe), gdy oddalenie od stanu równowagi wzrasta.

Zwróćmy uwagę na to, jak różne jest podejście Smoluchowskiego od podejścia Boltzmanna, pomimo że obu przyświeca ten sam cel. Nie ma tutaj ani dynamiki, ani przestrzeni fazowej, ani też twierdzenia Liouville'a — mówiąc krótko, nie ma żadnego ze standardowych elementów podbudowy mechaniki statystycznej.

Smoluchowski być może nie był świadomy tego, ale to właśnie on otworzył nowy rozdział fizyki statystycznej, który obecnie rozwija się pod nazwą „procesy stochastyczne”.

To właśnie probabilistyczne podejście, a nie statystyczno-mechanistyczne, znajdujemy także w pierwszej pracy Smoluchowskiego o ruchach Browna [4] i w poprzedzającej ją pracy o średniej drodze swobodnej [5].

W podejściu Einsteina do ruchów Browna brak jest jakiegokolwiek analizy zderzeń międzycząsteczkowych, które do ruchów tych się przyczyniają. W zamian za to ograniczono się do ogólnych argumentów statystyczno-mechanistycznych. W przeciwieństwie do tego Smoluchowski miał jasny obraz kinetyczny zjawiska i dlatego był w stanie potraktować ruch Browna jako błędzenie przypadkowe. Nietrudno zrozumieć, w jaki sposób do tego doszło. Po pierwsze, jako zwolennik Boltzmanna znał on dobrze ten rodzaj argumentów i obliczeń, który spotykamy w teorii kinetycznej. Po drugie, i równie ważne, znał cały, ówczesnie dostępny materiał doświadczalny dotyczący ruchów Browna, a w szczególności najnowsze eksperymenty Felixa Exnera. Jedno spojrzenie na diagramy ruchów Browna, które Exner przesłał Smoluchowskiemu w 1900 roku [6], sugerowałoby od razu jakiś rodzaj zjawiska losowego.

Mówienie o tym jest jednak czystą spekulacją, gdyż w 1900 r., albo jeśli idzie o omawiany przypadek w 1906 r. kiedy Smoluchowski (pod wpływem ukazania się dwóch prac Einsteina) w końcu opublikował swoje rezultaty, zjawiska losowe były trudno dostępne ówczesnym umysłem. Myślę, że wymagało to intelektualnego *tour de force*, ażeby użyć gry hazardowej w celu zrozumienia zjawiska fizycznego.

Pozwólcie, że zacytuję w tym miejscu fragment pracy Smoluchowskiego z 1906 r. [4]:

„Nägeli sądził, że zbija tę teorię” (tzn. że ruch Browna spowodowany jest przez zderzenia międzycząsteczkowe), „wykazując, iż prędkość, udzielona cząstce wielkości 0,003 mm, wskutek uderzenia z inną cząsteczką może wynosić tylko 2×10^{-6} mm/s, co by się pod mikroskopem wcale spostrzec nie dało, a dalej twierdząc, że przecież uderzenia działając ze wszystkich stron przeciętnie muszą się znosić.

Jest to taki sam błąd rozumowania, jak gdyby człowiek uprawiający grę hazardową (np. rzucanie kostki) sądził, że nigdy większej straty ani też większego zysku mieć nie będzie, niż wynosi stawka na jeden rzut. Wiemy dobrze, że szczęście i nieszczęście zwykle niezupełnie się równoważą; że im dłużej gra trwa, tym większa jest przeciętnie suma albo wygrana, albo stracona.”

Po czym Smoluchowski rozpatruje przykład n rzutów monetą (n -parzyste) i oblicza, że średnie dodatnie (ujemne) „odchylenie” (wygrana) jest równe

$$v = 2 \sum_{m=n/2}^n \frac{2m-n}{2^n} \binom{n}{m} = \frac{n}{2^n} \binom{n}{n/2},$$

co dla dużych n sprowadza się do wyrażenia asymptotycznego

$$v \sim \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sqrt{n}$$

Następnie kontynuuje: „Prawda zatem, że jedno proste uderzenie cząsteczki m , poruszającej się z prędkością c , o kulę M rozmiarów 0,002 mm udzieli jej prędkości nadzwyczaj małej:

$$C = \frac{mc}{M},$$

a przeciętna składowa w kierunku osi X będzie jeszcze nieco mniejsza. Zważywszy jednak, że kula M w gazach dozna 10^{16} uderzeń na sekundę, a w cieczach nawet 10^{20} uderzeń, które przeważnie się zniosą, ale zawsze jeszcze pozostawią (...) dodatni lub ujemny nadmiar blisko 10^8 lub 10^{10} uderzeń, dochodzimy do wniosku, że kula M nabrałaby prawdopodobnej prędkości rzędu 10^2 (w powietrzu) lub 10^4 mm/s (w wodzie) w kierunku X lub w przeciwnym.”

Uporawszy się w ten sposób z zarzutem Nägeliego Smoluchowski zwraca następnie uwagę na to, że powyższe oszacowania dla prędkości są dalekie od prawdy, ponieważ (a) bezwzględna wartość przyrostu prędkości zależy od prędkości, którą cząstka już osiągnęła i (b) wraz ze wzrostem wartości prędkości liczba zderzeń hamujących cząstkę przewyższa liczbę zderzeń przyspieszających ją.

„Prawdziwa” średnia prędkość C , zaznacza Smoluchowski, może być obliczona z zasady ekwipartycji, tzn.

$$C = \frac{m}{M} c,$$

co daje w przybliżeniu wartość 0,4 cm/s, która okazuje się teraz o wiele za duża. Felix Exner oszacował ze swoich oryginalnych diagramów „*Krix-Krax*”², że prędkość ta jest rzędu 3×10^{-4} cm/s, ale nie był w stanie wyjaśnić tak dużej rozbieżności. Była to trudność, która „odstraszyła — jak stwierdza Smoluchowski — F. Exnera, a zapewne też innych od kinetycznych hipotez”.

„A jednak — kontynuuje Smoluchowski — wytłumaczenie jest bardzo proste. Wszak ruchu tak drobnego ciała, odbywającego się z prędkością 0,4 cm/s, nie potrafilibyśmy śledzić wzrokiem w mikroskopie 500 razy powiększającym. To, co widzimy, jest średnią pozycją cząstki popychanej z powyższą prędkością 10^{20} razy na sekundę w coraz to innym

² To znaczy diagramów ruchów Brownian — pol [6]. (Przyp. Red.)

kierunku. Środek masy jej będzie zakreślał drogę dziwnie zygzakowatą, składającą się z kawałków prostych, bez porównania krótszych aniżeli rozmiary cząstki; tylko wówczas, gdy geometryczna suma tych kawałków z czasem osiąga pewną wartość, obserwujemy oddalenie od pozycji początkowej”.

Dopiero po tej jakościowej dyskusji Smoluchowski przedstawia model błędzenia przypadkowego i dochodzi do słynnego wniosku, że średni kwadrat przesunięcia jest proporcjonalny do pierwszej potęgi czasu. (Wskutek zastosowania szeregu przybliżeń współczynnik proporcjonalności różnił się od poprawnego o czynnik liczbowy 64/27, ale to w żaden sposób nie umniejsza znaczenia osiągnięcia Smoluchowskiego.)

Nowatorstwo i oryginalność podejścia Smoluchowskiego zawarte są w jego śmiałym zastąpieniu niezwykle trudnego problemu dynamicznego (cząstka Browna w gazie lub cieczy) z elementem statystycznym wynikającym z braku określenia warunków początkowych przez względnie prosty **proces stochastyczny**. Przykładowo, zdarzenie dynamiczne jakim jest zderzenie jest teraz traktowane tak jak gdyby było ono rezultatem rzucania monety albo kostki z prawami mechaniki określającymi przynajmniej do pewnego stopnia prawdopodobieństwa różnych wyników.

Ta podstawowa idea okazała się niezwykle owocną i stopniowo przeniknęła prawie całą fizykę statystyczną; przeniknęła do tego stopnia, że niewielu z nas uświadamia sobie dzisiaj, iż większość „współczesnej” problematyki, mianowicie tej odnoszącej się do tzw. równania fundamentalnego (*master equation*), wywodzi się bezpośrednio z pomysłów po raz pierwszy przedstawionych przez Smoluchowskiego we wczesnych latach tego wieku. A mówiąc już o współczesnych problemach wywodzących się z prac Smoluchowskiego, należy wspomnieć, że jego analiza ruchów Browna zwierciadełka jest zwiastunem eleganckiego podejścia Onsagera i Machlupa do nierównowagowej termodynamiki.

Smoluchowski wykorzystał swoje zwierciadełko do zilustrowania ograniczeń, jakie fluktuacje nakładają na sformułowanie drugiej zasady i wskazania drogi w kierunku możliwego rozszerzenia tej zasady uwzględniającej fluktuacje. W tym, jak i w przypadku innych jego pomysłów i odkryć, dzieli on zasługi z Einsteinem, ale piękne wyjaśnienie dlaczego pomimo istnienia fluktuacji *perpetuum mobile* drugiego rodzaju jest niemożliwe, należy do niego i tylko do niego. A właśnie to wyjaśnienie ukazuje nam go jako wielkiego mistrza *doctrine de chance*, ponieważ niemożliwość praktycznego wykorzystania fluktuacji w celu uzyskania **systematycznej** pracy jest tym samym co niemożliwość zapewnienia sobie systematycznej wygranej w uczciwej grze. „Nie możesz wygrać” jest właśnie poprawnym sformułowaniem drugiej zasady termodynamiki!

Stwierdziłem, że Smoluchowski był bardziej zainteresowany tym „jak” niż tym „dlaczego” prawdopodobieństwo występuje w fizyce. Ale głębokie „dlaczego” (nie w pełni wyjaśnione do dnia dzisiejszego!) nie było całkowicie przez niego pominięte.

W rozprawie „Über den Begriff des Zufalls und den Ursprung des Wahrscheinlichkeitsgesetzes in der Physik” opublikowanej pośmiertnie w czasopiśmie *Die Naturwissenschaften*, zeszyt 17 (1918) Smoluchowski dyskutuje pojęcie „przypadku” i naturę praw prawdopodobieństwa, kiedy występują one w fizyce. Stwierdzenia są powściągliwe a Smoluchowski jest świadomy, że mociuje się z głębokim i trudnym problemem. Pomimo tego artykuł ten jest pełen przenikliwych obserwacji, a to nie pozostawia żadnych wątpliwości, że autor poświęcił wspomnianemu zagadnieniu wiele czasu i przemyśleń.

Nie omawiałem ani pracy o opalescencji krytycznej i blisko z nią związanym wyjaśnieniu niebieskiej barwy nieba (tutaj ponownie zasługa dzielona jest z Einsteinem) ani też nie podkreśliłem tak mocno jakbym mógł, że Smoluchowski był pierwszym, który wprowadził fluktuacje do fizyki (już w 1904 r. w księdze pamiątkowej ku czci Boltzmann [10]). Za to próbowałem uwypuklić istotną rolę, jaką Smoluchowski odegrał przy wprowadzaniu do fizyki idei statystycznych.

W tym poszedł on dalej i wrył się głębiej niż którykolwiek z jego poprzedników i dlatego zasługuje w pełni na miejsce obok Maxwella, Boltzmann i Gibbsa.

Literatura

- [1] Patrz świetny artykuł M. J. Kleina „Maxwell, his daemon and the Second Law of Thermodynamics”, *Am. Sci.* **58**, 84 (1970).
- [2] Ludwig Boltzmann, „Über die mechanische Bedeutung des zweiten Hauptsatzes der Wärmetheorie”, *Wiener Berichte* **53**, 195 (1866).
- Clausius przeczytał tę pracę Boltzmann i opublikował w 1871 r. swoją własną pracę (Über die Zurückführung der zweiten Hauptsatzes der mechanischen Wärmetheorie auf allgemeine mechanischen Principien, *Pogg. Ann.* **142**, 433) także poświęconą „wyprowadzeniu” (w sposób prawie identyczny jak Boltzmann) drugiej zasady w ramach mechaniki.
- Spowodowało to spór o pierwszeństwo pomiędzy młodym Boltzmannem a sławnym już wtedy Clausiusem. Spór ten wielce ubawił Maxwella, który tak pisał w liście do Taita (1 grudnia 1871 r.: „Jest to rzadko spotykana zabawa patrzeć na tych uczonych Niemców spierających się o pierwszeństwo odkrycia drugiej zasady $\theta\Delta$ -ki (termodynamiki) jako zasady Hamiltona, kiedy cały czas **przyjmują** oni, że temperatura ciała jest tylko inną nazwą *vis viva* (tzn. energii kinetycznej — B.C.) jednej z jego molekuł, co było sugerowane w pracach Gay-Lussaca, Dulonga i innych, a po raz pierwszy wyprowadzone w ramach rozważań dynamiczno-statystycznych przez dp/dt (tzn. Maxwella, który używał tego symbolu dla określenia samego siebie w kontaktach z przyjaciółmi). Tymczasem zasada Hamiltona wzniosła się w regiony pozostawione w spokoju przez statystyczne rozważania, a niemiecscy Ikarzy trzepoczą swoimi woskowymi skrzydłami...” (cyt. z poz. [1]).
- [3] Patrz świetny wykład Kleina „The development of Boltzmann’s statistical ideas” w Proc. Int. Symposium „100 Years Boltzmann Equation”, *Acta Physica Austriaca* (1973), Supplementum X.
- [4] „Zarys kinetycznej teorii ruchów Browna i roziworów mętnych”, Rozprawy Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego Akademii Umiejętności w Krakowie, tom XLVI, seria A (1906), 257.
- [5] „O drodze średniej cząsteczek gazu i o jej związku z teorią dyfuzji”, Rozprawy Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego Akademii Umiejętności w Krakowie, tom XLVI, seria A (1906), 202.
- Jest to praca godna uwagi, w której o ile mi wiadomo po raz pierwszy został określony związek pomiędzy błędzeniem przypadkowym a dyfuzją (praca L. Bacheliera, któremu przypisuje się to osiągnięcie, była nieco późniejszą). Równie godny uwagi jest fakt, że Smoluchowski użył tutaj transformaty Fouriera ażeby rozwikłać splot rozkładów prawdopodobieństwa i w związku z tym był pierwszym, który udowodnił specjalny przypadek centralnego twierdzenia granicznego za pomocą funkcji charakterystycznej.
- [6] Diagramy te były narysowane z pamięci i nazwane „Krix-Krax”.
- [7] Patrz S. Chandrasekhar, *Rev. Mod. Phys.* **15**, 1 (1943).

Tłumaczył *Bogdan Cichocki*

Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Warszawa

WSPOMNIENIA — ROCZNICE

*Józef Hurwic*Laboratoire de Diélectrochimie
Université de Provence
Marsylia, Francja**Pracownia Radiologiczna im. Mirosława Kernbauma
przy Towarzystwie Naukowym Warszawskim
W 40. rocznicę śmierci Ludwika Wertensteina****Mirosław Kernbaum Radiological Laboratory of the Warsaw Scientific Society —
on the 40th Anniversary of the Death of Ludwik Wertenstein****1. Wstęp**

Istnienie tej placówki badawczej wywodzi się bezpośrednio z działalności Marii Skłodowskiej-Curie. Jej uczniowie pod jej opieką założyli Pracownię i nią kierowali. Pracownia nosi imię jednego z jej pierwszych polskich współpracowników. Pracownia im. Mirosława Kernbauma była jakby warszawską filią paryskiego Laboratoire Curie. Tematyka badań wykonywanych w Warszawie wiąże się z pracami prowadzonymi przez uczoną w Paryżu, a później stanowi ich kontynuację.

Działalność Pracowni Radiologicznej Towarzystwa Naukowego Warszawskiego i związanych z nią osób była tematem kilku wnikliwych publikacji Ignacego Strońskiego [1–8]. Ten przedwcześnie zmarły fizykochemik jądrowy i jednocześnie historyk nauki ma duże zasługi w zakresie historii początków badań promieniotwórczości w Polsce. Krótkie wzmianki o Pracowni Radiologicznej znajdujemy w kilku artykułach omawiających fizykę polską w okresie międzywojennym [9, 10]. Osobie Mirosława Kernbauma poświęcił wspomnienie pośmiertne m. in. Marian Grotowski [11]. Kilka nekrologów [12–14] ukazało się w polskiej prasie naukowej po śmierci Jana Kazimierza Danysza. Po śmierci Ludwika Wertensteina treściwy nekrolog [15] ogłosił jego wychowanek — Józef Rotblat. W 20-lecie śmierci Wertensteina kilka nowych wspomnień [16–18] poświęcono temu uczonemu. Niedawno Adam Sobiczewski [19] omówił jego działalność popularyzacyjną, a Jerzy Pniewski, przedstawiając warszawskie środowisko fizyków okresu międzywojennego [20], w jednym rozdziale swego artykułu rozpatruje rolę, jaką tu odegrał Wertenstein.

Autor niniejszego opracowania skorzystał ze wszystkich wyżej wymienionych publikacji, głównie jednak oparł się na oryginalnych pracach badawczych oraz na nie opublikowanych materiałach archiwalnych.

2. Mirosław Kernbaum

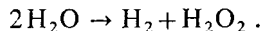
Mirosław Kernbaum (1882–1911), syn warszawskiego przemysłowca — Józefa, po ukończeniu w 1899 r. rządowego gimnazjum realnego w Warszawie wyjechał do Niemiec, gdzie zapisał się na politechnikę w Charlottenburgu pod Berlinem. Za udział w akcjach patriotycznych polskiej młodzieży studenckiej został w 1902 r. aresztowany wraz z 25 innymi studentami, a następnie wydalony z Prus jako „uciążliwy cudzoziemiec”. Gdy przybył do Warszawy, aresztowała go na interwencję władz pruskich policja carska i nawet osadzono go na kilka tygodni w Cytadeli. Po paru miesiącach udało mu się opuścić kraj. Wyjechał tym razem do Szwajcarii. Tu na Politechnice Federalnej w Zurychu kontynuował studia. Zajmował się jednocześnie działalnością polityczną w organizacji „Zjednoczenie”¹ grupującej tzw. młodzież narodową. Po skończeniu w 1905 r. studiów technicznych chciał poświęcić się fizyce. Postanowił pracować na uniwersytecie w Strasburgu pod kierunkiem profesora Karla Ferdinanda Brauna — wynalazcy oscyloskopu katodowego i przyszłego laureata nagrody Nobla. Niestety, Strasburg należał wtedy do Niemiec i próba skończyła się ponownym nakazem wydalenia. Wstąpił więc na uniwersytet w Genewie. Tutaj rozpoczął badania na temat promieniotwórczości. Kierował nimi Charles Eugène Guye — profesor fizyki doświadczalnej. W 1908 r. Kernbaum obronił pracę doktorską pt. „Badania kilku kwestii dotyczących promieniotwórczości” [21], bez większego zresztą znaczenia. Praca ta ukazała się później w przekładzie polskim w pośmiertnym wyborze pism Kernbauma [22]. Składa się ona z dwóch części. Pierwsza część (wykonana wspólnie z H. Greinacherem) rozpatruje zagadnienie produktów gazowych rozpadu polonu. Wiadomo było już wtedy, że cząstki α wypromieniowywane przez rad stanowią jony helu. W pracy Kernbauma chodziło o zbadanie metodą spektroskopową, czy hel wydziela się również z polonu. Badacze dali błędną odpowiedź negatywną z powodu, prawdopodobnie, zbyt małej ilości polonu, jaką rozporządzali. Tematem drugiej części pracy (wykonanej wspólnie z A. Schindlofem) było zbadanie, czy promienie Roentgena działają na ciała promieniotwórcze. Nie dostrzeżono żadnego wpływu, co potwierdziły późniejsze badania innych autorów.

Po obronie pracy doktorskiej w Genewie Kernbaum chciał kontynuować w Polsce badania promieniotwórczości. Myśli o asystenturze u prof. Tadeusza Godlewskiego (1878–1921) — kierownika Laboratorium Fizycznego C. K. Szkoły Politechnicznej we Lwowie. Godlewski, pierwszy zagraniczny współpracownik Ernesta Rutherforda, badając w 1905 r. w jego pracowni w Montrealu promieniotwórczy szereg urano-aktywny, odkrył aktyn X, tj. izotop 223 radu. Po powrocie do kraju stworzył we Lwowie przy

¹ Pełna nazwa: Zjednoczenie Stowarzyszeń Młodzieży Polskiej za Granicą.

Laboratorium Fizycznym politechniki pierwszą polską pracownię badania promieniotwórczości, bardzo zresztą skromną. Do niego więc pisze Kernbaum, jak również jego promotor, profesor Guye, gorąco polecając swego wychowanka. Niestety, nie ma tu wolnej asystentury. Obsadzone są również stanowiska asystenckie w Instytucie Fizycznym na uniwersytecie we Lwowie u prof. Ignacego Zakrzewskiego (1861–1932) — dawnego asystenta Wróblewskiego. Godlewski, będąc w Krakowie, dowiadyuje się u prof. Augusta Witkowskiego (1854–1913), następcy Wróblewskiego, czy tam nie wakuje asystentura, ale i tutaj dwa istniejące miejsca są już zajęte. Godlewski radzi Kernbaumowi, by pojechał, jeśli warunki mu na to pozwolą, na rok do pracowni Rutherforda, w tym czasie w Manchesterze. Nie znając jednak angielskiego, Kernbaum skierował się w inną stronę. Postanowił sięgnąć do źródła nauki o promieniotwórczości: pojechał do Paryża, by tu pod kierunkiem Marii Skłodowskiej-Curie pogłębić swą wiedzę i umiejętności. Uczona, otrzymawszy od prof. Guye'a list, w którym ten bardzo pochlebnie wyraził się o swym uczniu, zaangażowała go jako swego asystenta [23].

Opierając się na dawnych spostrzeżeniach Piotra i Marii Curie, André Debierne'a i innych, Kernbaum przystąpił do badania wpływu promieniowania, wysyłanego przez preparat radowy (chlorek radu), oraz promieniowania rentgenowskiego na wodę [24–27]. Doświadczenia jego potwierdziły, że promienie te wywołują rozkład wody i pozwoliły ustalić mechanizm radiolizy. Kernbaum, w odróżnieniu od wcześniejszych badaczy, stwierdził, że gaz wydzielający się z wodnego roztworu chlorku radowego jest czystym wodorem, ale zaś odnajduje się w nadtlenu wodoru rozpuszczonym w roztworze. Proces przebiega więc następująco:



Pomiary udowodniły przy tym, że spośród trzech rodzajów badanego promieniowania jonizującego (β , γ i X) promienie β wywierają najsilniejszy wpływ. Były to pionierskie prace w dziedzinie rodzącej się chemii radiacyjnej.

Kernbaum, stosując następnie lampę rtęciową, badał wpływ promieniowania nadfioletowego [25–28]. Wykazał, że nadtlenek wodoru, powstający w wodzie naświetlanej promieniami nadfioletowymi, nie jest wynikiem utleniania wody tlenem powietrza, jak przyjmowali niektórzy badacze, lecz rezultatem radiolizy, jak w przypadku innych promieniowań jonizujących. Później wreszcie, po kilku nieudanych próbach, doszedł do wniosku, że taki sam skutek wywołuje promieniowanie słoneczne. Praca ta, przedstawiona Polskiej Akademii Umiejętności przez Władysława Natansona, ukazała się po polsku [29] i po francusku [30] jako dwie ostatnie publikacje Kernbauma.

Pracując w Paryżu, Kernbaum uczestniczył również w życiu towarzystw naukowych. W dniu 7 maja 1909 r. został przyjęty na członka Francuskiego Towarzystwa Fizyki. Szczególnie jednak silnie związany był z organizacjami polskimi. Dnia 25 marca 1909 r. wygłosił w Bibliotece Polskiej w Paryżu, będącej stacją naukową Akademii Umiejętności w Krakowie, odczyt pt. „Rzut oka na substancje promieniotwórcze”, a 9 marca 1911 r. odczyt pt. „Materya, energia i eter wobec «zasady względności»”. Pojechał również do Lwowa, by wygłosić 14 kwietnia 1910 r. w Kółku Fizycznym, któremu przewodniczył Marian Smoluchowski, odczyt pt. „O rozkładzie wody pod wpływem różnych form

promieniowania”. Polonowi, którego rozpad stanowił przedmiot jego pierwszej pracy badawczej, poświęcił interesujący artykuł popularny w dzienniku warszawskim [31]. Po stwierdzeniu, że polon nie znajduje się na oficjalnej liście pierwiastków, ogłaszanej przez Międzynarodową Komisję Ciężarów Atomowych, gdyż jego ciężar atomowy nie był dotąd wyznaczony na podstawie bezpośrednich pomiarów, Kernbaum pisze: „Dziwnym więc trafem dzieli on los narodu, ku czci którego otrzymał imię: egzystuje *de facto*, jako pierwiastek chemiczny, *de jure* jednak przez międzynarodową komisję chemików nie jest za taki uznawany”.

Kernbaum był również bardzo zaangażowany w działalność politycznej wśród wychodźstwa polskiego we Francji.

Po trzyletnim pobycie w pracowni paryskiej, mając w swym dorobku 10 publikacji naukowych, Kernbaum przeniósł się na stałe do Krakowa z zamiarem kontynuowania tam badań w zakresie promieniotwórczości. Starał się o pracę na Uniwersytecie Jagiellońskim. Niestety, jednak starania te i teraz nie odniosły skutku. Do tego dołączyły się rozczarowania polityczne (związany był z obozem narodowym Romana Dmowskiego), nieuleczalna choroba i zawiedziona miłość. Wszystko to razem spowodowało stan depresji. Dnia 14 listopada 1911 r., w wieku zaledwie 29 lat, popełnił samobójstwo.

Przed zadaniem sobie śmierci napisał dwa listy, jeden do komisarza policji, drugi do rodziców, znajdujące się obecnie w posiadaniu jego siostrzeńca — inż. Józefa Handelsmana w Paryżu. Wydaje mi się, iż zasługują one na to, by je tu przytoczyć niemal w całości.

W pierwszym z nich, napisanym czytelnie i starannie, czytamy: „Pozbawiam się życia z powodu zmęczenia i zniechęcenia. Żadnych innych domysłów nie należy czynić. Niema nawet poco wszczynać śledztwa lub dokonywać autopsji.

Proszę zwłoki moje spalić w jakimkolwiek krematorium. Jeżeli to się okaże niemożliwym, pochować w oddziale dla samobójców katolickiego cmentarza w Krakowie (Chrzest św. otrzymałem 7 czerwca r. b. w Paryżu z rąk ks. Augustyna Jakubisiaka, zamieszkałego obecnie 31, Quai des Bourbons w Paryżu).”

W liście do rodziców, skreślonym mniej starannie niż poprzedni, Mirosław Kernbaum pisze: „Najdrożsi moi! Źle Wam się odpłacam za Waszą miłość dla mnie. Myśl o Was długo utrzymywała mnie przy życiu i nieraz wytrącała broń z ręki. Ale, moi drodzy zmęczonym należy się odpoczynek. Jestem schorowanym fizycznie i moralnie. Lekarstw na me choroby niema. Pragnę odpoczynku i w nicości go znajdę. Co do Was, nie myślę i nie wglębiam się w Wasze położenie; bo inaczej bym nie był w stanie na krok taki się zdecydować. Niech Wam Bóg pobłogosławi! Zawiniłście w stosunku do mnie, chyba Waszą dobrocią.

Głównym moim grzechem jest lenistwo, brak woli. Za późno teraz rozpocząć jej kształcenie. Zresztą niczego już nie pragnę, więc pocóż mam w cierpieniu wolę hartować.” W dopisku na marginesie czytamy: „Wszystkich, w stosunku do których zawiniłem, proszę o przebaczenie. Mnie mało krzywd osobistych spotkało w życiu. Nikomu żadnej nie pamiętam.” Ostatnie zdanie u dołu tego listu brzmi: „Żadnych wydatków na sprowadzenie zwłok, stypendya lub ofiary dla zachowania mej pamięci sobie nie życzę. Przeciwnie niech imię moje pójdzie w niepamięć.”

3. Powstanie Pracowni Radiologicznej w Warszawie

Dla uczczenia pamięci przedwcześnie zmarłego Mirosława Kernbauma, wbrew życzeniu wyrażonemu w jego przedśmiertnym liście, rodzice i siostra Jadwiga (która później poślubiła wybitnego historyka polskiego — Marcelego Handelsmana) ofiarowali Towarzystwu Naukowemu Warszawskiemu dużą na owe czasy sumę 10 000 rubli i zobowiązali się wpłacać corocznie 2000 rubli na utworzenie i prowadzenie pracowni naukowej poświęconej badaniom z zakresu promieniotwórczości [32]. Kasa im. Mianowskiego przyrzekła dalsze kredyty. W tej sytuacji zarząd Towarzystwa Naukowego Warszawskiego postanowił zaproponować Marii Skłodowskiej-Curie objęcie kierownictwa pracowni i w tym celu wiosną 1912 r. wydelegował do Paryża trzy osoby: wiceprezesa Towarzystwa — Józefa Potockiego, Franciszka Pułaskiego i fizykochemika Józefa Jerzego Boguskiego — brata ciotecznego Marii Curie. Do delegacji dołączył się Henryk Sienkiewicz. Uczona, zaangażowana w organizowanie Instytutu Radowego w Paryżu, nie mogła się zdecydować na przyjazd na stałe do kraju. Przyrzekła jednak pomoc w uruchomieniu placówki i w kierowaniu pracami badawczymi, które mieli prowadzić jej dwaj niezmiernie zdolni asystenci Polacy: Jan Kazimierz Danysz (1884–1914) i Ludwik Wertenstein (1887–1945).

Ojciec Jana Kazimierza Danysza — Jan Danysz (1860–1928), urodzony w Wielkopolsce, wyemigrował w wieku 19 lat do Paryża, gdzie osiadł na stałe. Został tu wybitnym biologiem, kierownikiem działu mikrobiologii w Instytucie Pasteura. Odkrył m. in. laseczkę z grupy paratyfusowej (*Bacillus rati Danysz*). Był pierwszym z rodu Danyszów, który czynnie zainteresował się promieniotwórczością. Posługując się pożyczonym od Piotra Curie preparatem radonośnego chlorku baru, badał destrukcyjny wpływ promieniowania wysyłanego przez ten preparat na różne tkanki świnek morskich, myszy i larw owadów [33, 34].

Jan Kazimierz Danysz, urodzony i wychowany w Paryżu, poświęcił się fizyce. Po uzyskaniu w 1905 r. dyplomu inżyniera w Szkole Fizyki i Chemii Przemysłowej miasta Paryża został asystentem Piotra Curie. Pod jego kierunkiem wykonał niewielką pracę o radioołówiu wyodrębnionym z blendy smolistej [35]. Po tragicznej śmierci swego mistrza Danysz, ukończywszy Wydział Matematyczno-Przyrodniczy Sorbony, kontynuował pracę badawczą jako asystent Marii Curie. Pod jej opieką wykonał w latach 1910–11 pracę doktorską na temat promieni β [36], które stały się odtąd głównym obiektem jego badań [37, 38]. Do wyznaczania energii promieni zastosował pole magnetyczne, konstruując pierwszy spektrograf promieniowania β (z jednorodnym polem poprzecznym, płaski, pojedynczo ogniskujący). Otrzymane przez Danysza widma obaliły pogląd o monoenergetycznym charakterze tych promieni. Wykazał on również, że w wyniku ich pochłaniania przez materię zmienia się nie tylko liczba cząstek β , lecz także ich widmo energetyczne [39].

Zupełnie niezwykłą postacią był Ludwik Wertenstein. Urodził się w Warszawie jako syn lekarza. W 1904 r. ukończył rosyjskie II Rządowe Gimnazjum przy ul. Nowolipki w Warszawie. Była to, zauważmy przy okazji, ta sama szkoła, w której dawniej (w latach 1868–73) Władysław Skłodowski — ojciec Marii, nauczyciel fizyki i matematyki, był podinspektorem. Kazimierz Fajans notuje w swych wspomnieniach [40], że ojciec Ludwika Wertensteina zwierzył się kiedyś jego ojcu: „Mam kłopot z moim Lutkiem, on jest tak

zdolny do wszystkiego, że nie może się zdecydować, co ma właściwie studiować”. Na wybór fizyki wpłynął piękny odczyt wygłoszony w 1905 r. w Muzeum Przemysłu i Rolnictwa w Warszawie przy Krakowskim Przedmieściu 66 przez Tadeusza Estreichera o ciekłym powietrzu. Estreicher pracował wtedy na Uniwersytecie Jagiellońskim jako asystent Karola Olszewskiego, który w 1883 r. wraz z Zygmuntem Wróblewskim skroplił (w stanie statycznym) tlen i azot z powietrza oraz tlenek węgla, a następnie w 1895 r. sam skroplił i zestalił argon. Odczyt Estreichera wskazuje, jak wiele innych przykładów, jaką rolę może spełniać dobra popularyzacja wiedzy. Piękne odczyty publiczne Wertensteina ściągały później licznych słuchaczy

Po ukończeniu szkoły średniej Wertenstein rozpoczął studia na Uniwersytecie Warszawskim. Wkrótce jednak został wydalony z uczelni za udział w studenckim wiecu antyrządowym. Przez kilka miesięcy pracuje w pracowni fizycznej Muzeum Przemysłu i Rolnictwa, gdzie przed laty pierwsze kroki naukowe stawiała Maria Skłodowska. Pracownią kierował wtedy Józef Jerzy Boguski. Po ośmiu latach istnienia pracownia została w 1884 r. zlikwidowana i dopiero w r. 1905 powstała na nowo dzięki Stanisławowi Kalinowskiemu, który objął jej kierownictwo.

Pod koniec r. 1905 Wertenstein wyjeżdża do Francji, gdzie zapisuje się początkowo jako wolny, a następnie jako rzeczywisty słuchacz na Faculté des Sciences Sorbony. W 1908 r. uzyskuje licencjat nauk fizykalnych i zostaje współpracownikiem Marii Skłodowskiej-Curie. Pracował w jej laboratorium pięć lat.

Przeprowadził tu interesujące badania odrzutu (odskoku) atomu promieniotwórczego pod wpływem wyrzucenia z niego cząstki α . Zagadnienie to było również tematem jego pracy doktorskiej [41] wykonanej pod opieką Marii Curie i obronionej w 1913 r. W poszczególnych pracach badał on długość drogi, jaką przebiegają jądra odrzutu różnych nuklidów α -promieniotwórczych w rozmaitych gazach w zależności od ciśnienia. Odkrył w ten sposób jonizację gazów wywołowaną przez jądra odskoku i stwierdził, że gęstość liniowa tej jonizacji jest większa od gęstości pochodzącej od cząstek α , lecz szybko maleje [42, 43]. Na podkreślenie zasługuje tu m. in. praca wykonana wspólnie z B. Bianu [44]. Wertenstein wykazał następnie, że jądra odrzutu przenikają nie tylko przez gazy, lecz również przez ciała stałe. Są to chyba pierwsze w ogóle prace, w których stwierdzono przechodzenie przez ciała stałe cząstek cięższych niż cząstka α . Ogółem ogłosił Wertenstein w tym czasie dziesięć prac, w tym dwie wspólnie z Bianu.

Po powrocie delegacji TNW z Paryża definitywnie postanowiono zorganizować Pracownię, przyjmując za podstawę plan nakreślony przez Marię Curie. Kasa im. Mianowskiego wyasygnowała na ten cel 22 000 rubli, co nawet umożliwiło rozszerzenie początkowego projektu wyposażenia placówki. Latem 1913 r. Danysz i Wertenstein przyjechali do Warszawy i od razu zajęli się urządzeniem zakładu na IV piętrze gmachu przy ulicy Kaliksta (obecnie Śniadeckich) 8, który nabył i ofiarował Towarzystwu Naukowemu Warszawskiemu Józef Potocki. Lokal przystosowano do potrzeb pracowni, w szczególności gruntownie przerabiając instalację elektryczną. Zorganizowano warsztat mechaniczny i szklarski oraz założono bibliotekę. Nabyto niezbędne materiały i aparaturę. Inwentarz Pracowni liczył ponad 350 pozycji, w tym baterie akumulatorów dostarczające wysokiego napięcia, silne elektromagnesy, maszyny elektrostatyczne. Pompy

próżniowe, elektrometry, komory jonizacyjne i inne przyrządy pomiarowe. Zakład miał ok. 100 mg bromku radu, z tego większość w roztworze, znad którego można było zbierać emanację radową. Ponadto Pracownia rozporządzała pewną ilością soli uranowych i torowych.

W sierpniu 1913 r. założono oficjalnie Pracownię Radiologiczną im. Mirosława Kernbauma pod kierownictwem Marii Skłodowskiej-Curie. Danysz został zastępcą kierownika, a Wertenstein — asystentem. W listopadzie przyjechała kierowniczką Pracowni, by ustalić szczegółowy plan badań. Dnia 13 listopada nastąpiło uroczyste otwarcie placówki. Dnia 25 listopada na publicznym posiedzeniu Towarzystwa Naukowego Warszawskiego Maria Curie wygłosiła odczyt. Jego tytuł brzmiał: „O radioaktywności i ciałach radioaktywnych”. Po wyjeździe uczoney Danysz i Wertenstein pozostawali z kierowniczką w łączności korespondencyjnej.

W marcu następnego roku rozpoczęto pracę badawczą i już w czerwcu otrzymano pierwsze wyniki [45]. Ponadto okazywano pomoc lekarzom radiologom i zajmowano się analizą materiałów promieniotwórczych.

Niestety, po kilku miesiącach funkcjonowania Pracowni wybuchła pierwsza wojna światowa. Danysz wraca do Francji, powołany jako oficer rezerwy do armii francuskiej. W listopadzie został w okolicy Roubaix śmiertelnie ranny. Przypomnijmy, że na innym froncie tej samej wojny, na półwyspie Gallipoli w bitwie o Dardanele poległ w wieku 28 lat świetnie zapowiadający się brytyjski fizyk Henry Gwyn-Jeffreys Moseley.

Wydarzenia wojenne przerwały kontakty Pracowni z Marią Skłodowską. Placówką w latach wojny kierował więc faktycznie Ludwik Wertenstein (który oficjalnie był tylko asystentem), starając się, by działalność badawcza nie osłabła. Badano właściwości promieni wysyłanych przez substancje promieniotwórcze, zajmowano się radiochemią, a także techniką wysokiej próżni [46]. Od jakości bowiem próżni zależą m. in. wyniki badań odrzutu promieniotwórczego, które Wertenstein kontynuuje w Warszawie [47–49]. Interesuje się on w szczególności ładunkiem atomów odrzutu. Prowadząc doświadczenia w wysokiej próżni, stwierdził, że odrzucane fragmenty stanowią początkowo obojętne atomy, dodatni zaś ładunek uzyskują w zderzeniach z cząsteczkami gazu. W czasie wojny Wertenstein, sam lub ze współpracownikami, ogłosił dziesięć prac.

Nie istniało jeszcze wtedy ani Polskie Towarzystwo Fizyczne, ani Polskie Towarzystwo Chemiczne. Życie naukowe fizyków i chemików warszawskich koncentrowało się wokół Pracowni Radiologicznej. W odbywających się tam zebraniach uczestniczyły również osoby spoza Warszawy. Wymieńmy dla przykładu kilku uczestników tych zebrań: chemicy — Edward Bekier, Stanisław Glixelli, fizycy — Józef Wierusz-Kowalski, Bruno Winawer, Feliks Joachim Wiśniewski. Pracownię odwiedzał podczas każdej bytności w Warszawie Kazimierz Fajans, którego łączyła z Wertensteinem nie tylko wspólnota zainteresowań, lecz i wieloletnia przyjaźń.

W r. 1916 zaczynają się trudności finansowe Pracowni Radiologicznej. Kasa im. Mirowskiego, odcięta od źródeł swoich dochodów, musi ograniczyć dotacje, a wreszcie całkowicie zaniechać pomocy. Renta Kernbaumów, która została zamieniona na tzw. fundusz wieczysty w wysokości 35 000 rubli, złożony w obligacjach pożyczkowych m. st. Warszawy, straciła wartość. Towarzystwo Naukowe Warszawskie, również znajdujące się

w ciężkim położeniu materialnym, niewiele mogło łożyć na utrzymanie Pracowni, a nawet zaprzestało publikowania prac z zakresu fizyki i chemii. W tych warunkach Wertenstein zrezygnował ze swego uposażenia, a nawet pokrywał pewne wydatki z własnej kieszeni. Bezpłatna praca była zresztą w tej placówce raczej regułą. W ciągu całego okresu swego istnienia Pracownia miała tylko niewielu pracowników etatowych.

4. Pracownia Radiologiczna w okresie międzywojennym pod kierownictwem Ludwika Wertensteina

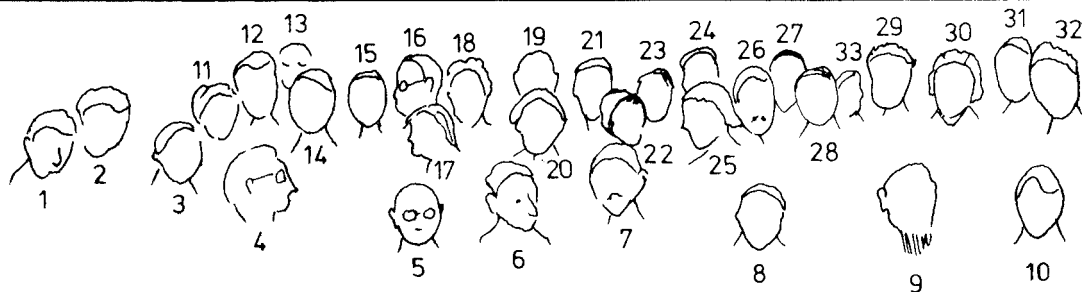
Po odzyskaniu niepodległości przez Polskę, Towarzystwo Kursów Naukowych przekształciło się w Wolną Wszechnicę Polską (WWP). Była to prywatna wyższa uczelnia. Jednym z jej czterech wydziałów był Wydział Matematyczno-Przyrodniczy. Ludwik Wertenstein został tu profesorem fizyki doświadczalnej, a następnie radiologii. W latach 1927–30 zajmował stanowisko dziekana. Siedzibą uczelni był ten sam gmach, w którym mieściła się Pracownia Radiologiczna. Okoliczność ta i osoba Wertensteina sprzyjały ścisłej współpracy między Pracownią i WWP.

Wolna Wszechnica Polska, niezależna od państwowych władz oświatowych, a także Pracownia Radiologiczna, skupiały w znacznej mierze pracowników naukowych, którzy, ze względu na poglądy lewicowe lub pochodzenie żydowskie, mieli w tych czasach praktycznie zamknięty dostęp do państwowych wyższych uczelni.

„T. N. W. — pisał Wertenstein 9 października 1921 r. do Fajansa — jest [...] tą jedyną chyba w Polsce instytucją, gdzie prawie umieją zapomnieć o rzeczach, które wszędzie indziej uważane tu są za ważniejsze od naukowych i etycznych kwalifikacji”. Wiele osób związanych z Towarzystwem Wertenstein lubił i wysoko cenił. Należał do nich Kazimierz Białaszewicz, wybitny fizjolog-biochemik. Bardzo boleśnie odczuł Wertenstein fakt, iż mimo jego wielkich zasług w utworzeniu Polskiego Towarzystwa Fizycznego nie wybrano go na zebraniu organizacyjnym do zarządu Towarzystwa. „Było mi za to bardzo przyjemnie — pisał w zacytowanym wyżej liście — zaprosić śmietankę tutejszego fizycznego ogółu na czarną kawę do pracowni na cześć Curie’owej; zwłaszcza, że było to jedynym tego rodzaju zebraniem, które ona przyjęła (odmawiała innym z powodu bardzo krótkiego czasu pobytu w Warszawie)”. W czasie tego kilkudniowego pobytu uczona przyczyniła się do podniesienia autorytetu naukowego Wertensteina, informując polskie środowisko naukowe o pochlebnej opinii, jaką jej asystent cieszył się za granicą. Spowodowała też, że został on oficjalnym zastępcą kierownika Pracowni. W 1926 r. Wertenstein zostaje powołany na stanowisko kierownika, a Maria Curie zostaje kierownikiem honorowym.

Wymieniając szczeble oficjalnej kariery naukowej Wertensteina dodajmy, że 15 grudnia 1934 r. Akademia Nauk Technicznych w Warszawie wybrała go na członka czynnego na Wydziale Nauk Matematyczno-Fizycznych.

Nie mając poparcia finansowego ze strony władz państwowych, Pracownia borykała się z trudnościami materialnymi, od czasu tylko do czasu zdobywając niezbędne środki. W 1921 r. nastąpiło czasowe polepszenie sytuacji dzięki przekazaniu przez Skłodowską-Curie w czasie wspomnianego przyjazdu do Warszawy 1000 dolarów, które otrzymała jako dar Polek amerykańskich. Później pewnej pomocy udzielały Pracowni niektóre firmy przemysłowe (np. Tomaszowska Fabryka Sztucznego Jedwabiu, Polskie Zakłady



XXV-lecie Pracowni Radiologicznej: 1) p. Ledziejewska (?), 2) Abraham Wronberg, 3) ?, 4) prof. Hilary Lachs, 5) doc. Henryk Herszfinkiel, 6) p. Matylda Wertenstein (żona profesora), 7) prof. Ludwik Wertenstein, 8) p. Wertenstein (matka profesora), 9) prof. Feliks Joachim Wiśniewski, 10) p. Kazimierz Boye, 11) p. Halina Chęcińska, 12) dr Józef Rotblat, 13) inż. Feliks Lachman, 14) prof. Stanisław Ziemecki, 15) Marian Chabielski, 16) ?, 17) mgr Aniela Muszkat-Nowicka, 18) Irena Wasiutyńska, 19) Stefan Meyer (brat p. M. Wertenstein), 20) Wanda Wertenstein (córka profesora), 21) ?, 22) ?, 23) ?. 24) Czesław Lis, 25) ?, 26) prof. Marian Grotowski, 27) Michał Żyw, 28) prof. Stanisław Sachs, 29) ?, 30) Helena Dobrowolska, 31) ?, 32) ?, 33) Zofia Wasiutyńska. Fot. ze zbiorów p. Czesława Lisa



Przyjęcie z okazji XXV-lecia Pracowni Radiologicznej. Stoi prof. L. Wertenstein. W głębi prof. F. J. Wiśniewski, po lewej ręce prof. Wertensteina p. Irena Wasutyńska i prof. M. Grotowski. Ze zbiorów p. Czesława Lisa



Współpracownicy Wertensteina, od lewej: dr Józef Rotblat, doc. Henryk Herszfinkiel, mechanik Pracowni p. Czesław Lis. Ze zbiorów p. Czesława Lisa

Solvay) i banki. Nie mogło to jednak zapewnić Pracowni normalnych warunków funkcjonowania. W liście np. z 22 grudnia 1924 r. Wertenstein relacjonuje pani Curie różne trudności finansowe, m. in. brak pieniędzy na wypłacenie poborów asystentce (Helena Dobrowolska), która z tego powodu zmuszona jest do porzucenia pracy. Wertenstein nie zraża się jednak trudnościami. W jego liście z 30 września 1924 r. do Fajansa czytamy: „...pracuję z humorem i werwą, na złość stosunkom, które są nadal ciężkie”. Sytuacja się poprawiła w 1928 r., kiedy Józef Kernbaum zwiększył fundusz imienia swego syna do 43 000 złotych, a w 1936 r. doprowadził go do 165 000 złotych. Odsetki roczne w sumie 8000 złotych pokrywały odtąd zasadnicze wydatki Pracowni.

W 1918 r. zjawił się w Pracowni Radiologicznej Henryk Herszfinkiel (1881–1942), który stał się najbliższym towarzyszem pracy Wertensteina. Urodził się on w Piotrkowie w rodzinie kupieckiej. Po ukończeniu szkoły średniej wyjechał, jak wiele polskiej młodzieży spod zaboru rosyjskiego, na studia za granicę. Wybrał uniwersytet w Bernie szwajcarskim. Tutaj wykonał pracę doktorską [50], której tematem była synteza molibdenianów rubidu i cezu. Jest to cenna praca z zakresu klasycznej chemii nieorganicznej. Bardziej jednak zaczyna młodego badacza interesować młoda nauka o promieniotwórczości. Udało mu się zostać współpracownikiem Marii Curie. Trzy lata (1909–11) pracował pod jej kierunkiem, ogłaszając w tym czasie siedem publikacji. Ustalił przede wszystkim optymalne warunki otrzymywania radonu o wysokiej czystości z ciał stałych zawierających związki radu [51]. Nawiasem mówiąc, w różnych jego publikacjach znajdujemy różną pisownię nazwiska: obok Herszfinkiel także Herszfinkel, a nawet Herschfinkel czy Herchfinkel. Zajął się on również, podobnie jak Kernbaum, badaniami w dziedzinie chemii radiacyjnej. Poddawał jednak działaniu promieni wysyłanych przez radon, a także nadfioletu, stały dwutlenek węgla, stwierdzając w obu przypadkach jego rozkład na tlen i tlenek węgla [52, 53]. Szczególnie jednak znana jest praca [54] Herszfinckla, w której uściłował on, stosując frakcyjną krystalizację, adsorpcję na węglu zwierzęcym oraz destylację z powierzchni metalowych w temperaturze 600–700°C, wyodrębnić rad D z aktywnego roztworu azotanu ołowiu, tzn. oddzielić rad D od ołowiu. Negatywny wynik tych prób dostarczył dowodu, że nuklidy te stanowią parę izotopów. Później w warszawskiej Pracowni Radiologicznej Herszfinkiel wrócił do zagadnienia rozdzielania izotopów, którym zajmował się do końca swej działalności naukowej. Przy udziale Anieli Muszkatówny (po zamążpójściu: Nowicka) próbował rozdzielić fizykochemicznie rad A i polon [55]. Różnica ich właściwości fizykochemicznych okazała się jednak zbyt mała. Dopiero w późniejszych latach udało mu się opracować elektrolityczną metodę wzbogacania bromu w izotop promieniotwórczy na złotej lub srebrnej anodzie, uzyskując znaczną wydajność. Korzystał również do tego celu ze zjawiska Szilarda-Chalmersa. Znacznie wcześniej przystąpił Herszfinkiel do badania fosforescencji wzbudzonej przez promieniowanie substancji promieniotwórczych. Był to, obok pomiarów ciepła wydzielanego przez ciała promieniotwórcze [56], temat wszechstronnie badany w Pracowni Radiologicznej. Wertenstein i Herszfinkiel preparowali siarczek cynku, mierzyli czas scyntytacji wywoływanej w nim przez cząstki α i badali widmo scyntytacji [57, 58]. Prace te posłużyły następnie do opracowania liczników scyntylacyjnych. Ekran z fosforyzującym siarczkiem cynku posłużył Wertensteinowi w pracy wspólnej z Dobrowolską [59] do badania dyfuzji pierwiastków promieniotwórczych w metalach (w srebrze, złocie i platynie). Na jednej stronie

blaszki nieprzenikliwej dla promieni umieszczano nuklid α -promieniotwórczy, który dyfundując w głąb blaszki, powodował po pewnym czasie fluorescencję ekranu z siarczku cynkowego umieszczonego po drugiej stronie blaszki.

W r. 1918 w ramach Pracowni Radiologicznej powstaje oddział chemii koloidów kierowany przez Jana Hilarego Lachsa (1881–1943). Urodził się on w Warszawie w rodzinie kupieckiej. Do 12 roku życia posługiwał się tylko językiem żydowskim (jidysz). Po ukończeniu II gimnazjum rządowego w Warszawie studiował chemię w uczelniach niemieckich: w Karlsruhe, Lipsku (gdzie słuchał wykładów Wilhelma Ostwalda) i w Heidelbergu. Na Uniwersytecie Heideberskim wykonał pod opieką Georga Brediga pracę doktorską, którą obronił w 1910 r. Następnie krótko pracował w laboratorium Herberta Freundlicha na politechnice w Brunshwiku, gdzie zajął się badaniami adsorpcji, które później kontynuował w Polsce. Po powrocie do kraju został w 1912 r. asystentem Jana Zawidzkiego w Akademii Rolniczej w Dublanach. Już jednak w następnym roku przeniósł się do Warszawy i związał się z powstającą Pracownią Radiologiczną. W 1920 r. habilitował się na Uniwersytecie Jagiellońskim na podstawie badań adsorpcji, uzyskując stopień docenta chemii fizycznej i elektrochemii. W 1929 r. został profesorem chemii nieorganicznej i fizycznej na WWP. Interesował się również promieniotwórczością. W 1916 r. ogłosił w *Wiadomościach Matematycznych* pierwszy w języku polskim obszerny artykuł dotyczący radiochemii („Wyniki i zagadnienia radiochemii”). Przede wszystkim jednak był jednym z najwybitniejszych w Polsce badaczy koloidów. Dzięki temu tematyka badań w Pracowni im. Kernbauma rozszerzyła się o chemię koloidów substancji promieniotwórczych. Do zakresu chemii radiokoloidów należy wspólna praca Herszfinkla i Lachsa [60], w której autorzy badając adsorpcję produktów rozpadu radonu na sączkach, wykazali, wbrew sugestiom innych badaczy, że substancje promieniotwórcze adsorbują się tu w stanie atomowym, nie zaś w postaci skupień koloidalnych. W 1930 r. oddział chemii koloidów wyodrębnił się w samodzielny zakład.

Wyniki Lachsa i Herszfinkla znalazły później dalszy ciąg w pracach [61, 62] innego ucznia Marii Curie — Henryka Jędrzejowskiego (1897–1937?), który jako stypendysta Funduszu Kultury Narodowej rozpoczął w 1928 r. współpracę z Herszfinklem. Jędrzejowski i Herszfinkiel wykazali występowanie większych ugrupowań atomów pierwiastków promieniotwórczych na powierzchniach adsorbujących.

Henryk Jędrzejowski — syn emigranta politycznego, urodzony w Londynie, uczęszczał do szkół średnich w Zakopanem i Warszawie, a następnie wstąpił do Szkoły Budowy Maszyn i Elektrotechniki im. H. Wawelberga i S. Rotwanda. Po ukończeniu Wydziału Elektrotechnicznego nawiązał kontakt z Pracownią Radiologiczną, gdzie pod kierunkiem Wertensteina wykonał pierwszą pracę naukową, bez związku zresztą z promieniotwórczością. Przewidziany jako dyrektor projektowanego (lecz później zaniechanego) działu fizykochemicznego przyszłego Instytutu Radowego w Warszawie uzyskał odpowiednie stypendium i został delegowany do Paryża na specjalizację. Pod opieką Marii Curie wykonał w jej pracowni pracę doktorską, która polegała na wyznaczeniu liczby cząstek α wysyłanych przez 1 gram radu w ciągu 1 sekundy [63]. Zastosowana metoda polegała na pomiarze całkowitego ładunku przenieszonego w ciągu 1 sekundy przez cząstki α emitowane ze źródła w przybliżeniu punktowego i wpadające do puszki Faradaya połączonej z elektrometrem kwadrantowym i kwarcem piezoelektrycznym. Pomiarzy te dały

jako wartość poszukiwanej wielkości: $3,5 \cdot 10^{10}$. Precyzyjne wyznaczenie tej wartości było niezbędne dla definicji jednostki aktywności promieniotwórczej. Obrona pracy odbyła się w 1927 r.

Prawie równocześnie (w latach 1925–27) Ludwik Wertenstein, otrzymawszy, dzięki poparciu Ernesta Rutherforda i Marii Curie, stypendium z funduszu Rockefellera, przebywa u Rutherforda w Cavendish Laboratory, gdzie usiłuje wyznaczyć tę samą stałą, inną jednak drogą mianowicie na podstawie objętości radonu powstającego w ciągu 1 sekundy z 1 grama radu. Uzyskał wartość zbliżoną: $3,6 \cdot 10^{10}$ [64]. Obecnie przyjmuje się wartość $3,7 \cdot 10^{10}$.

Dwa w tym czasie były najwybitniejsze na świecie ośrodki badań promieniotwórczości: jeden w Paryżu kierowany przez panią Curie, drugi zaś w Cambridge z Rutherfordem na czele. Wertenstein miał szczęście współpracować z obojgiem pionierów nauki o promieniotwórczości. Pozostawał też w kontakcie z innymi wybitnymi uczonymi owych czasów, przez których był bardzo ceniony. Przeglądając spuściznę archiwalną Wertensteina (w Archiwum Polskiej Akademii Nauk w Warszawie), można znaleźć listy pisane do niego m. in. przez Maurice'a de Broglie'a, Jamesa Chadwicka, Johna Douglasa Cockcrofta, Arthura Stanleya Eddingtona, Frédérica Joliot-Curie, Paula Langevina, Lise Meitner, Maxa Plancka. Wertenstein brał też czynny udział w różnych międzynarodowych imprezach naukowych, jak zresztą i w życiu polskich towarzystw naukowych.

W latach 1927–33 Wertenstein zajmuje się głównie radonem: bada jego właściwości fizykochemiczne w niskich temperaturach, m. in. jego adsorpcję [65]. Wraz z francuskim fizykiem Fernandem Holweckiem wykonał pracę o potencjale jonizacyjnym radonu, która spotkała się z gratulacjami ze strony Rutherforda; za jego zresztą pośrednictwem została przekazana do *Nature* [66]. Wraca też Wertenstein do badania odrzutu promieniotwórczego poszerzając je na odrzut β [67], znacznie trudniejszy do zaobserwowania niż odrzut α .

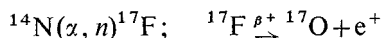
Wróćmy do Jędrzejowskiego i jego badań w Warszawie. Należy tu wymienić, wykonaną wraz z Herszfinklem, pracę nad oznaczeniem krytycznej temperatury kondensacji radonu. Tematem kolejnej pracy Jędrzejowskiego było zagadnienie ruchliwości (pełzania) atomów promieniotwórczych na powierzchni ciał stałych. Uzyskane przez Jędrzejowskiego wyniki ukazały się drukiem w 1933 r. [68]. Była to jego ostatnia publikacja. Jędrzejowski, silnie zaangażowany politycznie, przeszedł ewolucję od Strzelca i Legionów do Komunistycznej Partii Polski (KPP). Czynny udział w KPP spowodował jego aresztowanie. Zwolniony za kaucją zbiegł pod przybranym nazwiskiem Henryka Kaniowskiego do ZSRR, gdzie prawdopodobnie w 1937 r. zmarł, gdyż wtedy przestały przychodzić od niego listy

W czasie dwuletniego pobytu Wertensteina w Cambridge zastępował go w Warszawie Herszfinkiel, jako tzw. wówczas konserwator Pracowni, tylko w części zresztą otrzymując ustalone uposażenie. TNW przeżywało bowiem wtedy ciężką sytuację finansową. W tych warunkach musiał Herszfinkiel zrezygnować z różnych projektów badawczych. Ograniczył się z konieczności do tematyki nie wymagającej dużych nakładów. W roku akademickim 1929/30 habilitował się na Wolnej Wszechnicy Polskiej i w ten sposób został pierwszym w Polsce docentem radiochemii. W tym czasie zajmuje się przede wszystkim zagadnieniami adsorpcji substancji promieniotwórczych. Możemy tu wymienić oddzielanie drogą adsorpcji uranu X (mieszanka $X_1 \equiv {}^{234}\text{Th}$ i $X_2 \equiv {}^{234}\text{Pa}$) od uranu I (${}^{238}\text{U}$). Wraz z Abra-

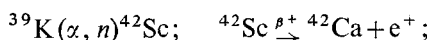
mem Wronbergiem [69] Herszfinkiel badał zasięg cząstek α emitowanych przez naturalny radionuklid ^{147}Sm . Zagadnienie to było również tematem badań Leona Lewina w utworzonej w 1934 r. pod kierownictwem Wertensteina Pracowni Fizyki Atomowej WWP.

Po odkryciu w 1932 r. neutronu przez Jamesa Chadwicka w Cambridge i otrzymaniu w 1934 r. przez Irenę i Fryderyka Joliot-Curie w Paryżu pierwszych sztucznych radionuklidów zaczęto i w warszawskiej Pracowni Radiologicznej interesować się tymi zagadnieniami. Wymienimy najważniejsze osiągnięcia.

Marian Danysz (1909–1983), syn Jana Kazimierza, i Michał Żyw [70], bombardując jądra atomowe azotu cząstkami α z radu C, otrzymali β^+ -promieniotwórczy radiofluor:



i w analogiczny sposób Żyw przy współpracy Wronberga [71] z potasu doszedł do radioskandu:



otrzymany radioskand okazał się silniej promieniotwórczy niż naturalny potas.

W tym samym mniej więcej czasie Alicja Dorabialska (1897–1975) na Politechnice Warszawskiej w badaniach mikrokalorymetrycznych stwierdziła, że dziewięć pierwiastków: Sc, Y, La, Pr, Nb, Ta, As, Sb i Bi wydziela ciepło. Badania te uzupełniła następnie elektrometrycznymi badaniami jonizacji, a także przy użyciu jądrowych klisz fotograficznych. Zespół tych doświadczeń miał wykazać istnienie jakiegoś promieniowania. Według hipotezy Wojciecha Świętosławskiego (1881–1968), miały się tu odbywać przemiany połączone ze słabą emisją neutronów [72]. Herszfinkiel z Wronbergiem przystąpili w Pracowni Radiologicznej do sprawdzenia tej hipotezy za pomocą precyzyjnych pomiarów jonizacji i doszli do słusznego, jak się później okazało, wniosku, że nie ma tutaj neutronów. Ktoś złośliwy zażartował nawet, że nazwa pierwiastka skand pochodzi od skandalu związanego z hipotezą o jego rzekomym promieniowaniu neutronowym.

Neutrony stały się przedmiotem wszechstronnych badań w Pracowni im. Kernbauma. W 1934 r. Wertenstein ze współpracownikami dokonali niezwykle doniosłego odkrycia: stwierdzili, że w pewnych warunkach rozpraszanie neutronów może być niesprężyste [73]. Za pomocą licznika Geigera-Müllera mierzono promieniotwórczość wzbudzaną w srebrze i jodzie przez neutrony ze źródła berylowo-radonowego. W jednej serii doświadczeń srebro i jod naświetlano bezpośrednio ze źródła, w drugiej neutrony przechodziły uprzednio przez warstwę absorbentu w postaci złota lub ołowiu. Wykazano, że w tym drugim przypadku aktywność wzbudzonego promieniowania była większa. Badacze wyjaśnili, że neutrony zostają tu nie tylko spowolnione, jak w zderzeniach sprężystych, lecz liczba ich ulega powiększeniu w wyniku zderzeń niesprężystych: neutron zostaje pochłonięty przez jądro i natychmiast następuje reemisja np. dwóch neutronów. Mogą to być reakcje typu $(n, n\gamma)$ lub $(n, 2n)$. Niezależnie od Fermiego (zjawisko Fermiego), Wertenstein stwierdza większą skuteczność neutronów termicznych w reakcjach jądrowych niż neutronów o dużej energii.

Herszfinkiel wraz z Józefem Rotblatem i Żywem [74] badali spowalnianie neutronów w wodzie zwykłej i ciężkiej, mierząc aktywność promieniotwórczą wzbudzaną w srebrze przez spowolnione neutrony. Posługiwali się w tym celu również źródłem radonowo-

berylowym o aktywności 40 mCi oraz wodą zawierającą 98 % D₂O. Stwierdzili, że neutrony po przejściu przez warstwę wody ciężkiej wzbudzają mniejszą aktywność niż po przejściu przez taką samą warstwę wody zwykłej. Prace te znalazły później zastosowanie do wyboru moderatora w różnych reaktorach uranowych.

Gdy Fermi ze współpracownikami, wówczas w Rzymie, dysponując prawie całym gramem radu, ogłosili [75, 76], że naświetlanie kobaltu i niklu neutronami nie powoduje powstawania radiokobaltu, w warszawskiej Pracowni Radiologicznej Rotblat [77], rozporządzając zaledwie 30 miligramami radu w roztworze, otrzymał promieniotwórczy kobalt 60, powszechnie dziś stosowany w technice i medycynie. Radionuklid ten powstawał zarówno z niklu w reakcji $^{60}\text{Ni}(n, p)^{60}\text{Co}$, jak i z kobaltu 59 w reakcji $^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$. Rotblat był asystentem, a następnie adiunktem w WWP. Pod opieką Wertensteina wykonał pracę doktorską pt. „Badanie neutronowych procesów dezintegracyjnych przy pomocy komory jonizacyjnej i elektrometru Hoffmanna”, którą obronił w r. 1938.

W tym samym roku Wertenstein nawiązuje współpracę z Zakładem Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, gdzie Andrzej Sołtan (1897–1959) rozpoczął badania jądrowe i skonstruował akcelerator. Wertenstein z Sołtanem wspólnie badali izomerię jądrową ^{80}Br [78].

Już na początku 1939 r. odkryto w Pracowni Radiologicznej TNW emisję neutronów wtórnych podczas rozszczepienia uranu [79]. Ze względu jednak na słabość źródła promieniotwórczego, którym posługiwali się polscy badacze, musieli oni przez 2 miesiące powtarzać eksperymenty i wskutek tego dali się ubiec Fryderykowi Joliot-Curie w odkryciu zjawiska, które powodując proces łańcuchowy umożliwiło później wyzwalenie energii jądrowej na skalę techniczną.

Można wreszcie dorzucić, że w ostatnim roku przed wojną w Pracowni im. Kernbauma przystąpiono również do badania promieni kosmicznych [80].

Do listy wymienionych wyżej współpracowników Wertensteina warto dodać jeszcze m. in. następujące nazwiska: Mieczysław Arkuszewski, Waław Michał Bargieł, Michał Birenbaum, Halina Chęcińska, Waław Dziewulski (późniejszy profesor Uniwersytetu Stefana Batorego w Wilnie), Józef Herszajt, Mieczysław Jeżewski (późniejszy profesor Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie), Teofil Lisiński, Mikołaj Łobanow, Matylda Meyer (późniejsza żona Wertensteina), Maria Nadratowska, Irena Niedźwiedzka, Ewa Nuswaldówna, Chaim Rajfeld, Stanisław Sachs, Halina Tempel (po mężu Herzogowa), Aniela Sierakowska-Dembowska, Janina Tołwińska, Zofia Wasiutyńska. Ponadto Wanda Heilpern brała udział w pracach nad budową mikrokalorymetru, a Janusz Groszkowski (późniejszy profesor Politechniki Warszawskiej i prezes PAN) w pracach nad otrzymaniem wysokiej próżni.

Rozwijającej się, mimo trudnych warunków, działalności Pracowni kres położył hitlerowski najazd na Polskę. Jeszcze w pierwszych dniach po zajęciu Warszawy przez Niemców Wertenstein prowadził pracę nad gazowymi produktami rozszczepienia uranu, którą opisał w Turczyнку pod Warszawą i nawet zdążył drogą konspiracyjną wysłać przez Kopenhagę do redakcji *Nature*, gdzie ukazała się w grudniu 1939 r. [81].

Większość współpracowników Wertensteina zginęła podczas wojny. Sam Wertenstein przeżył prawie całą wojnę. Ukrywał się na Węgrzech pod przybranymi nazwiskami Ludwika Wrześniaka i Karola Matuschka. Znajdował się w Budapeszcie podczas operacji wojsk radzieckich, która w lutym 1945 r. zakończyła się zdobyciem miasta. Gdy

wracał do siebie po zanieśieniu chleba znajomemu, który leżał w szpitalu po drugiej stronie Dunaju, został trafiony odłamkiem miny w czasie wysadzania przez Niemców mostu Elżbiety. Ranny dowłókł się na podwórze domu, gdzie mieszkał. Tam, nie godząc się na pomoc lekarską, zakończył życie. Było to 17 stycznia 1945 r., a więc w dniu wyzwolenia Warszawy spod okupacji niemieckiej.

We wspomnieniu [18] Rotblat tak charakteryzuje sytuację Wertensteina w Polsce międzywojennej: „Gdy patrzę z perspektywy wielu lat, jestem zupełnie przekonany, że gdyby Profesor Wertenstein miał poparcie ówczesnych władz, gdyby ofiarowano mu drobną nawet część tych szczupłych funduszy, które przeznaczano wówczas na cele naukowe, rozwinąłby on fizykę jądrową w Polsce do takiego stopnia, że już przed wojną stałaby ona na poziomie najlepszych placówek naukowych na świecie, a wpływ tego byłby mocno odczuwany i miałby duże znaczenie w czasach obecnych”.

Jednym z nielicznych współpracowników Wertensteina, którzy ocalili podczas wojny, był Marian Danysz. W 1952 r., wraz z Jerzym Pniewskim, odkrył on pierwsze hiperjądro. Było to chyba największe powojenne osiągnięcie polskiej fizyki jądrowej. Jak wiadomo, uczeni ci stworzyli polską szkołę badań materii hiperjądrowej.

Inny z ocalałych współpracowników Wertensteina, Józef Rotblat, urodzony w 1908 r., kontynuował poza granicami Polski swą karierę naukową. Przed wybuchem wojny wyjechał z Polski na stypendium zagraniczne do Anglii (George Holt Physics Laboratory na uniwersytecie w Liverpoolu). Już w lipcu 1939 r. ogłosił pierwsze, uzyskane za granicą wyniki [82]; dotyczyły one zastosowania metody koincydencyjnej do badania czasu życia radu C' (^{210}Po). Później Rotblat brał udział w Los Alamos w pracach nad budową uranowej bomby jądrowej. W następnych jednak latach, jako profesor uniwersytetu w Londynie (St. Bartholomew's Hospital Medical College), zmienił kierunek swych zainteresowań, przerzucając się na zastosowania fizyki w medycynie i w biologii.

Przykład Danysza i Rotblata wskazuje, czym mogłaby stać się po wojnie szkoła Wertensteina, gdyby on sam i prawie wszyscy jego współpracownicy nie padli ofiarą tragicznych wydarzeń.

Mówiliśmy dotąd o Wertensteinie, jako badaczu i nauczycielu. Jest to jednak jego charakterystyka zbyt jednostronna. Był on również świetnym popularyzatorem fizyki [19], przywiązując do tej działalności dużą wagę. „...wierzę — pisał — w możliwość przystępnego przedstawiania zagadnień i zdobyczy naukowych, nawet takich, które z pozoru nie nadają się do popularyzacji ze względu na zawartą w nich zbyt wielką dawkę matematyki lub innych wiadomości pomocniczych”. Ubolewał nad typem uczonego, w którym „specjalizacja zagłuszyła pierwiastki ogólnoludzkie” i pragnął, by popularyzacja odegrała rolę „szerokiej spławnej rzeki, przez którą dobrodziejstwa nauki spływają do morza świadomości narodu”. „Może — pisał dalej — dożyjemy czasów, gdy ludzie witając się, będą sobie mówili z przejęciem: «wczoraj odkryto promienie omega» lub «rozbito atomy lukrecjum» (nazwy zmyślane), jak dziś opowiadają sobie o spadku dolara, mowie Hitlera lub wyczynie Walasiewiczówny”. Sam nie tylko — jak już wspomnieliśmy — wygłaszał piękne odczyty popularne, lecz pisał też popularne artykuły naukowe w prasie, m. in. znakomite felietony w dzienniku warszawskim *Kurier Poranny*, świadczące o nieprzeciętnym talencie literackim autora, przeplatane głębokimi refleksjami filozoficznymi i skrzące się przednim humorem. Wertenstein był bowiem nie tylko znakomitym fizykiem (ekspery-

mentatorem i jednocześnie teoretykiem), rozkochanym w swych badaniach, poszukującym prawdy o przyrodzie bez względu na przydatność wyniku, ale odznaczał się również głębokimi zainteresowaniami humanistycznymi i dużą erudycją filologiczną, historyczną i filozoficzną.

Zacytowane powyżej opinie Wertensteina o popularyzacji pochodzą z jednego z felietonów („Popularyzacja”) ogłoszonych w *Kurierze Porannym*. Wybór tych felietonów został następnie wydany w postaci książki *Pochwała fizyki* [83]. Książkę tę omówiono w *Postęпах Fizyki* [19], gdzie również przytoczono w całości artykuł „Popularyzacja”, jak i drugi artykuł Wertensteina na ten temat „Kij o dwóch końcach”.

Wertenstein miał w sobie coś z artysty. Taką postawę przejawiał on czasem nawet w stosunku do zagadnień naukowych. Daje temu wyraz m. in. w swych listach do Fajansa, z których kilka wymieniliśmy wyżej. Znajdują się one w bogatym archiwum Fajansa zdeponowanym w Bentley Historical Library na uniwersytecie w Ann Arbor, gdzie uczony ten pracował przez ostatnie 39 lat swego życia. Nawiasem mówiąc, Wertenstein, datując swoje listy, ograniczał się często do wskazania dnia i miesiąca, nie podając roku; można go jednak na ogół względnie łatwo ustalić na podstawie treści listu. Przytoczmy jedno bardzo charakterystyczne zdanie z tej korespondencji.

Zachwycając się hipotezą (jeszcze przed jej doświadczalnym potwierdzeniem) istnienia izotopów trwałych ołowiu, którą Fajans wysunął na podstawie swego prawa przesunięć promieniotwórczych, Wertenstein w liście z 18 lutego 1913 r. pisze: „Ale dodać Ci muszę, że na mnie hipotezy te działają bardziej artystycznie, bo ja nie umiem myśleć chemicznie, więc nie wsiąkają w moje arterje, nerwy czynu, tylko w ośrodki odczuwania; rozumiesz?..”

Wertenstein przez wiele lat współredagował naukowy miesięcznik popularny *Wiedza i Życie*, a także, wraz z biologiem Janem Dembowskiem, *Wszechświat*. W obu tych pismach opublikował wiele interesujących artykułów dotyczących fizyki oraz historii i filozofii nauki. Poza tym w dziale kroniki naukowej *Wszechświata* recenzował nowe książki i zamieszczał sprawozdania ze Zjazdów Fizyków Polskich. Relacjonując we *Wszechświecie* [84] przebieg ostatniego przedwojennego Zjazdu (we wrześniu 1938 r. w Wilnie), wtrąca interesujące dygresje o atmosferze imprezy, o ludziach w niej uczestniczących i o tych, co odeszli na zawsze. Jakby na swe usprawiedliwienie pisze tam: „Jeżeli rozpisałem się obszernie o sprawach mających tak mało wspólnego z fizyką, to dlatego, że zdaniem moim zjazdy służą nauce nie tylko tym, co jest zawarte w programach sekcji i zebrań plenarnych, ale także i tym, co Anglicy nazywają *social relations of science* i co w dzisiejszych czasach ma może większe znaczenie niż kiedykolwiek”. Uwaga ta nic nie straciła na aktualności, choć nie zawsze o tym pamiętają organizatorzy różnych spotkań naukowych.

Wertenstein nie tylko sam pisał piękne opracowania popularne, ale również przyswoił polskiej literaturze naukowej książkę popularną innego uczonego — fizyka angielskiego Edwarda Neville'a da Costa Andrade, również ucznia Rutherforda, pt. *The Mechanism of Nature* [85]. Wraz z rozwojem fizyki współczesnej oryginał tej książki przekształcał się w kolejnych wydaniach, by wreszcie w r. 1962 w postaci nie tylko obficie uzupełnionej, ale całkowicie przebudowanej ukazać się pt.: *An Approach to Modern Physics* [86], czego jednak Wertenstein już nie dożył. Jedno z następnych wydań przetłumaczył na polski Ryszard Gagła [87].

Podobnie było z innym przekładem Wertensteina. Przetłumaczył on na polski i uzupełnił ostatnią książkę Marii Skłodowskiej-Curie [88], zawierającą treść jej wykładów na Sorbonie. Druk ukończono potajemnie w pierwszym okresie drugiej wojny światowej, podając celowo wcześniejszą datę jej wydania (rok 1939). W wydaniu powojennym [89] Andrzej Sołtan zastąpił zdezaktualizowane już uzupełnienia Wertensteina swoimi.

Literatura

- [1] I. Stroński, „Pracownia Radiologiczna im. Mirosława Kernbauma”, *Problemy* **10**, 524 (1954). Artykuł ten został przedrukowany w zbiorze *Wkład Polaków do nauki*, Biblioteka Problemów, PWN, Warszawa 1967, s. 249–64.
- [2] I. Stroński, „Prof. dr Ludwik Wertenstein”, *Wiad. Chem.* **8**, 49 (1954).
- [3] I. Stroński, „Jan Kazimierz Danysz, w czterdziątą rocznicę śmierci”, *Postępy Fizyki* **5**, 473 (1954).
- [4] I. Stroński, „Życie i działalność naukowa Henryka Herszfkla”, *Wiad. Chem.* **11**, 538 (1957).
- [5] I. Stroński, „Henryk Jędrzejowski (1897–1937?), polski badacz promieniotwórczości”, *Kosmos, Ser. B* **5**, 175–85 (1959).
- [6] I. Stroński, „Jeden z pionierów chemii radiacyjnej, o pracach naukowych dra Mirosława Kernbauma”, *Problemy* **18**, 62 (1962).
- [7] I. Stroński, „Beginning of the Studies in Radiochemistry in Poland” w: *Actes du XIe Congrès International d’Histoire des Sciences*, Varsovie–Cracovie 1965, Ossolineum 1968, t. 4, s. 126.
- [8] I. Stroński, „Szkic historyczny polskich badań z zakresu nukleoniki w latach 1896–1939/45” w: *Monografie z dziejów nauki i techniki*, t. 51 (*Studia poświęcone Marii Skłodowskiej-Curie i Marianowi Smoluchowskiemu*), Ossolineum, Wrocław–Warszawa–Kraków 1968, s. 86. W 1970 r. tom ten ukazał się w wersji obcojęzycznej angielsko-francusko-rosyjskiej.
- [9] L. Sosnowski, „Fizyka polska w okresie międzywojennym i stan jej odbudowy w latach 1945–1950”, *Postępy Fizyki* **2**, 79 (1951).
- [10] B. Średniawa, „Szkic historii fizyki polskiej w okresie międzywojennym 1918–1939” w: *Monografie z dziejów nauki i techniki*, Ossolineum, 1968, s. 133.
- [11] M. Grotowski, „Mirosław Kernbaum. Wspomnienie pośmiertne”, *Wektor* **1**, 266 (1911).
- [12] J. J. Boguski, „Jan Kazimierz Danysz (Wspomnienie pozgonne)”, *Sprawozd. TNW III*, **7**, 661 (1914).
- [13] L. Wertenstein, „Prace naukowe ś.p. Jana Danysza”, *ibid.* **7**, 664 (1914).
- [14] K. Zakrzewski, „Jan Danysz (Nekrolog)”, *Kosmos*, **39**, 697 (1914).
- [15] J. Rotblat, „Obituaries, Prof. Ludwik Wertenstein”, *Nature* **156**, 384 (1945).
- [16] W. Billig, „W dwudziątą rocznicę śmierci Ludwika Wertensteina”, *Postępy Fizyki* **16**, 627 (1965).
- [17] M. Danysz, „Wspomnienie o Ludwiku Wertensteinie”, *ibid.* **16**, 631 (1965).
- [18] J. Rotblat, „Ludwik Wertenstein”, *ibid.* **16**, 633 (1965).
- [19] A. Sobiczewski, „Ludwik Wertenstein — popularyzator nauki”, *ibid.* **35**, 397 (1984).
- [20] J. Pniewski, „Warszawskie środowisko fizyków okresu międzywojennego”, *ibid.* **36**, 51 (1985).
- [21] M. Kernbaum, „Recherches sur quelques points relatifs à la radioactivité”, Dissertation, Faculté des Sciences de l’Université de Genève 1908.
- [22] M. Kernbaum, „Wybór pism, W dziesiątą rocznicę śmierci”, Z. Pomarański i Ska, Warszawa-Zamość, 1921, s. 1–18.
- [23] J. Hurwic, „Nieznany list Marii Skłodowskiej-Curie”, *Kwart. Hist. Nauki i Techn.* **29**, 557 (1984).
- [24] M. Kernbaum, „Action chimique sur l’eau des rayons pénétrants du radium”, *C. R. Acad. Sci. Paris* **148**, 705 (1909); **149**, 116 (1909); *Le Radium* **6**, 126 (1909).
- [25] M. Kernbaum, „Sur le décomposition de l’eau par les rayons β du radium et par les rayons ultraviolets”, *Le Radium* **6**, 225 (1909).
- [26] M. Kernbaum, „O rozkładzie wody pod wpływem β -promieni radu i promieni nadfioletowych”, *Kosmos* **35**, 90 (1910).
- [27] M. Kernbaum, „Sur la décomposition de l’eau par divers rayonnements”, *Le Radium* **7**, 242 (1910).

- [28] M. Kernbaum, „Décomposition de l'eau par les rayons ultraviolets”, *C. R. Acad. Sci. Paris* **149**, 273—5 (1909).
- [29] M. Kernbaum, „O rozkładzie wody przez promienie słoneczne”, *Sprawozd. AU Kraków*, **16**, nr 7, 36 (1911).
- [30] M. Kernbaum „Sur la décomposition de l'eau par les rayons solaires” *Bull. Intern. Acad. Sci. Cracovie*, **A 583** (1911).
- [31] M. Kernbaum, „Polon”, *Gazeta Warszawska*, 9 marca 1910 r., wg [21] s. 52.
- [32] B. Nawroczyński, *Towarzystwo Naukowe Warszawskie 1907—1950*, TNW, Warszawa, 1950, s. 29, 79, 91.
- [33] J. Danysz, „De l'action pathogène des rayons et des émanations émis par le radium sur différents tissus et différents organismes”, *C. R. Acad. Sci. Paris* **136**, 461 (1903).
- [34] J. Danysz, „De l'action du radium sur les différents tissus”, *ibid.* **137**, 1296 (1903).
- [35] J. Danysz (fils), „Sur le promb radioactif extrait de la pechblende”, *ibid.* **143**, 232 (1906).
- [36] J. Danysz, „Recherches expérimentales sur les rayons β de la famille du radium”, *Ann. Chim. et Phys. (Paris)* (8) **30**, 241 (1913).
- [37] J. Danysz, „Sur les rayons β de la famille du radium”, *C. R. Acad. Sci. Paris* **153**, 339, 1066 (1911); *Le Radium* **9**, 1 (1912); *J. Phys.* **3**, 949 (1913).
- [38] J. Danysz, „Sur les rayons β des radiums B, C, D, E”, *Le Radium* **10**, 4 (1913).
- [39] J. Danysz, „Sur le ralentissement subi par les rayons β lorsqu'ils traversent la matière”, *C. R. Acad. Sci. Paris* **154**, 1502 (1912).
- [40] K. Fajans, „Wspomnienia związane z dziejami nauki o promieniotwórczości”, *Problemy* **24**, 392 (1968).
- [41] L. Wertenstein, „Recherches expérimentales sur le recul radioactif”, *Ann. Phys. (Paris)* (9) **1**, 347 (1914).
- [42] L. Wertenstein, „Sur un rayonnement ionisant extrêmement absorbable émis par le radium”, *C. R. Acad. Sci. Paris* **152**, 1657 (1911).
- [43] L. Wertenstein, „Sur l'absorption des projections radioactives et sur l'ionisation qu'elles produisent”, *ibid.* **155**, 450 (1912).
- [44] B. Bianu, L. Wertenstein, „Sur un rayonnement ionisant, attribuable au recul radioactif, émis par le polonium”, *ibid.* **155**, 475 (1912).
- [45] J. Danysz, L. Wertenstein, „Próba oddziaływania za pomocą promieni na szybkość przemian promieniotwórczych”, *Sprawozd. TNW III*, **7**, 546 (1914).
- [46] L. Wertenstein, „O sposobach otrzymywania próżni”, *ibid.* **10**, 689 (1917).
- [47] L. Wertenstein, „O odskoku promieniotwórczym”, *Prace Mat.-Fiz.* **25**, 11 (1914).
- [48] L. Wertenstein, „O ładunku odskoku promieniotwórczego”, *Sprawozd. TNW III*, **8**, 327 (1915).
- [49] L. Wertenstein, „Sur la charge du recul radioactif”, *C. R. Acad. Sci.* 161, 696 (1915).
- [50] H. Herschfinkel, „Über Molybdate, Phosphor- und Arsenmolybdate des Rubidiums und Caesiums”, Dissertation, Universität Bern, 1907.
- [51] H. Herchfinkel, „Sur le dégagement d'émanation de radium”, *C. R. Acad. Sci. Paris* **149**, 275 (1909).
- [52] H. Herchfinkel, „La décomposition de l'acide carbonique par les rayons ultra-violet”, *ibid.* **149**, 395 (1906).
- [53] H. Herchfinkel, „Actions chimiques de l'émanation du radium et de la lumière ultraviolette”, *Le Radium* **6**, 228 (1909).
- [54] H. Herchfinkel, „Sur le radioplomb”, *ibid.* **7**, 198 (1910).
- [55] Mlle A. Muszkat, H. Herszfinkiel, „Sur l'isotopie du radium et du polonium”, *J. Phys. Radium* **2**, 15 (1921).
- [56] H. Herszfinkiel, L. Wertenstein, „Chaleur de transformation du RaB”, *J. Phys. Radium* **1**, 143 (1920).
- [57] H. Herszfinkiel, L. Wertenstein, „Sur la visibilité du parcours des particules α dans le sulfure de zinc phosphorescent”, *ibid.* **1**, 146 (1920).
- [58] H. Herszfinkiel, L. Wertenstein, „Phosphorescence du sulfure de zinc sous l'action des rayons alpha”, *ibid.* **2**, 31 (1921).
- [59] L. Wertenstein, Mlle H. Dobrowolska, „Diffusion des éléments radioactifs dans des métaux”, *ibid.* **4**, 324 (1923).
- [60] H. Lachs, H. Herszfinkiel, „État des produits de l'émanation du radium dans l'eau étudié en relation avec les phénomènes de l'adsorption et de l'isotopie”, *ibid.* **2**, 319 (1921).

- [61] H. Jędrzejowski, „Sur les groupements d'atomes radioactifs”, *C. R. Acad. Sci. Paris* **188**, 1043 (1929).
- [62] H. Herszfkinkel, H. Jędrzejowski, „Sur les conditions de formation des groupements d'atomes radioactifs”, *ibid.* **188**, 1167 (1929).
- [63] H. Jędrzejowski, „Recherches sur la charge des rayons alpha émis par un gramme de radium par seconde”, Thèse, Faculté des Sciences de Paris, 1928; *Ann. Phys. (Paris)* **9**, 128 (1928).
- [64] L. Wertenstein, „A new Method of Determination of the Volume of 1 Curie Radon”, *Philos. Mag.* (7) **6**, 17 (1928).
- [65] L. Wertenstein, „Adsorpcja radonu w niskich temperaturach”, *Acta Phys. Pol.* **2**, 469 (1934).
- [66] F. Holweck, L. Wertenstein, „Ionisation Potential of Radon”, *Nature* **126**, 433 (1930).
- [67] L. Wertenstein, „Sur le recul β ”, *C. R. Acad. Sci. Paris* **188**, 1045 (1929).
- [68] H. Jędrzejowski, „O pewnym przykładzie ruchliwości atomów promieniotwórczych na powierzchni ciał stałych”, *Acta Phys. Pol.* **2**, 137 (1933).
- [69] H. Herszfkinkel, A. Wroncberg, „Sur la radioactivité de samarium”; *C. R. Acad. Sci. Paris* **199**, 133 (1934).
- [70] L. Wertenstein, „An Artificial Radioelement from Nitrogen”, *Nature* **133**, 564 (1934).
- [71] M. Żyw, „Induced Radioactivity of Potassium”, *ibid.* **134**, 64 (1934).
- [72] A. Dorabialska, *Promieniotwórczość naturalna pierwiastków chemicznych*, PZWS, Warszawa 1952.
- [73] M. Danysz, J. Rotblat, L. Wertenstein, M. Żyw, „Experiments on the Fermi Effect”, *Nature* **134**, 970, 974 (1934).
- [74] H. Herszfkinkel, J. Rotblat, M. Żyw, „Loss of Velocity of Neutrons in Heavy Water”, *ibid.* **135**, 653 (1935).
- [75] E. Fermi, E. Amaldi, O. D'Agostino, F. Rasetti, E. Segrè, „Artificial Radioactivity produced by Neutron Bombardment”, *Proc. Roy. Soc. A*, **146**, 483 (1934).
- [76] E. Amaldi, O. D'Agostino, E. Fermi, B. Pontecorvo, F. Rasetti, E. Segrè, „Artificial Radioactivity produced by Neutron Bombardment, II”, *ibid.* **147**, 522 (1935).
- [77] J. Rotblat, „Induced Radioactivity of Nickel and Cobalt”, *Nature* **136**, 515 (1935).
- [78] A. Sołtan, L. Wertenstein, „Isomeric Radio-Isotopes of Bromine”, *ibid.* **142**, 475 (1938).
- [79] J. Rotblat, „Emission of Neutrons accompanying the Fission of Uranium Nuclei”, *ibid.* **143**, 852 (1939).
- [80] Z. Wasiutyńska, L. Wertenstein, „Search for Exchange Phenomena in Cosmic Rays”, *ibid.* **142**, 475 (1938).
- [81] L. Wertenstein, „Radioactive Gases Evolved in Uranium Fission”, *ibid.* **144**, 1045 (1939).
- [82] J. Rotblat, „Application of the Coincidence Method to Testing the Lifetime and level Scheme of Radium C”, *ibid.* **144**, 248 (1939).
- [83] L. Wertenstein, *Pochwała fizyki*, Wyd. J. Przeworskiego, Warszawa 1935.
- [84] L. Wertenstein, „IX Zjazd Fizyków Polskich”, *Wszechświat* nr 8, 243 (1938).
- [85] E. N. da C. Andrade, *Mechanizm natury*, tłum. L. Wertenstein, Wyd. J. Przeworskiego, Warszawa 1934.
- [86] E. N. da C. Andrade, *An Approach to Modern Physics*, G. Bell and Sons, Ltd., London 1962.
- [87] E. N. da C. Andrade, *Spotkanie z fizyką współczesną*, z języka angielskiego tłumaczył R. Gągla, Biblioteka *Problemów*, PWN, Warszawa 1963.
- [88] M. Skłodowska-Curie, *Promieniotwórczość*, Przełożył z francuskiego i uzupełnił L. Wertenstein, Nakładem Komitetu Wydawniczego Podręczników Akademickich, Skład główny w Kasie im. Miąnowskiego, Warszawa 1939.
- [89] M. Skłodowska-Curie, *Promieniotwórczość*, Wyd. II, Tłumaczył z francuskiego L. Wertenstein, uzupełnił A. Sołtan, PWN, Warszawa 1953.

NOWOŚCI NAUKOWE

*Andrzej Oleś*Instytut Fizyki i Techniki Jądrowej
Akademia Górniczo-Hutnicza
Kraków

Niskoenergetyczne neutrony

Low-Energy Neutrons

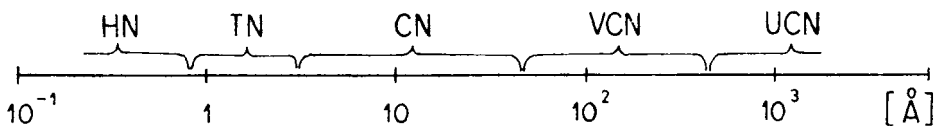
Abstract: The proceedings of the International Conference on Neutron Scattering in the '90s — Jülich '85, as well as other papers dealing with this problem show enormous interest in cold neutrons. Examples of the advantages of cold neutrons and the methods of obtaining very cold neutrons and ultra cold neutrons have been discussed. Fascinating properties of ultra cold neutrons have been underlined and the applications of these neutrons presented.

1. Chłodne neutrony robią karierę

Międzynarodowa Konferencja „Neutron Scattering in the '90s” Jülich '85 uwypukliła znaczenie niskoenergetycznych neutronów. Śledząc referaty plenarne można było od pierwszego dnia nabrać przekonania, że powolne neutrony będą w przyszłości odgrywały ważną rolę.

Celem uściślenia terminów wprowadźmy na wstępie umowny podział neutronów, przedstawiony graficznie na rys. 1. Terminy te będą respektowane w dalszym tekście.

Już przedstawiony na Konferencji przegląd wysokostrumieniowych źródeł neutronów pracujących lub projektowanych zwraca uwagę na znaczenie chłodnych neutronów. Jak wiadomo, do źródeł tych zaliczamy obecnie zarówno reaktory wysokiej mocy jak



Rys. 1. Podział neutronów w zależności od długości fali. HN (Hot Neutrons) — neutrony gorące; TN (Thermal Neutrons) — neutrony termiczne; CN (Cold Neutrons) — chłodne neutrony; VCN (Very Cold Neutrons) — bardzo chłodne neutrony; UCN (Ultra Cold Neutrons) — ultra chłodne neutrony

i źródła spallacyjne. W tabeli 1 [1] zestawiono wysokostrumieniowe reaktory, przy czym zaznaczono, gdzie już są źródła CN, a gdzie są zaplanowane. Najczęściej jako moderator CN stosuje się ciekły deuter. Tabela 2 ujmuje większe reaktory, które będą w najbliższych

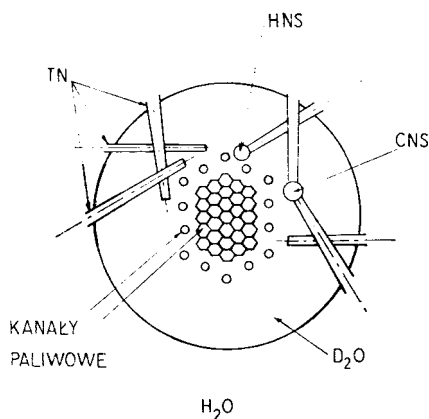
Tabela 1. Istniejące wysokostrumieniowe reaktory atomowe

Miejsce, nazwa i data budowy reaktora	Moc [MW]	Strumień neutr. term. $\Phi_{\text{całk.}}$ [$\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	Czy jest CNS	Czy jest planowane CNS
Dubna IBR-2 ZIBJ 1984	6000 w impulsie	$1 \cdot 10^{16}$	tak	
Oak Ridge HFIR ORNL 1965	100	$1,2 \cdot 10^{15}$	tak	
Grenoble HFR ILL 1971	57	$1,2 \cdot 10^{15}$	tak	tak
Brookhaven HFBR BNL 1965	60	$1 \cdot 10^{15}$	—	tak
Chalk River NRU CRNL 1957	135	$3 \cdot 10^{14}$	—	tak
Belgia BR-2 CEN 1963	55	$5 \cdot 10^{14}$	—	—
Petten HFR JRC 1961	45	$3 \cdot 10^{14}$	—	tak
Bhabha CIRUS BARC 1960	40	$6 \cdot 10^{13}$	tak	
Jülich FRJ-2 KFA 1962	23	$2 \cdot 10^{14}$	—	tak

Tabela 2. Projektowane reaktory badawcze wysokostrumieniowe

Miejsce	Moc [MW]	Strumień neutr. term. [$\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	Czy będą CN
Oak Ridge ORNL (1995)	100	$5 \cdot 10^{15}$	tak
Leningrad	100	$4 \cdot 10^{15}$	tak
Bhabha BARC (1985)	100	$1,8 \cdot 10^{14}$	tak
Indonesia NAEA (1987)	30	$2 \cdot 10^{14}$	tak
Petten JRC (1987)	60		tak
Tokio JAERI	20	$2,7 \cdot 10^{14}$	tak
Münich TUM	20	$7 \cdot 10^{14}$	tak

latach budowane. Jak wykazują obie tabele źródła chłodnych neutronów są powszechnie realizowane. Jako przykład jednego z przyszłych reaktorów niech posłuży reaktor MAPLE (Multipurpose Applied Physics Lattice Experimental) budowany [2] w Chalk River (25 MeV, $\Phi_{\text{term}} = 3 \cdot 10^{14} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Rys. 2 przedstawia rdzeń tego reaktora oraz usytuowanie kanałów poziomych. Interesujący jest fakt, że jedynie cztery kanały są nastawione na TN, jeden na HN, a aż dwa na CN.

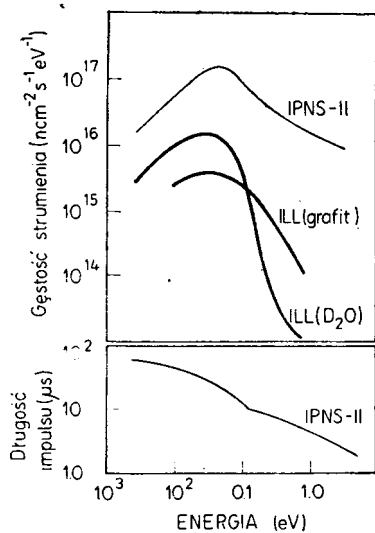


Rys. 2. Zbiornik o średnicy 1,8 m wypełniony D_2O zawiera rdzeń reaktora MAPLE. Widoczne źródło gorących (HNS) i chłodnych neutronów (CNS) oraz kanały poziome [2]

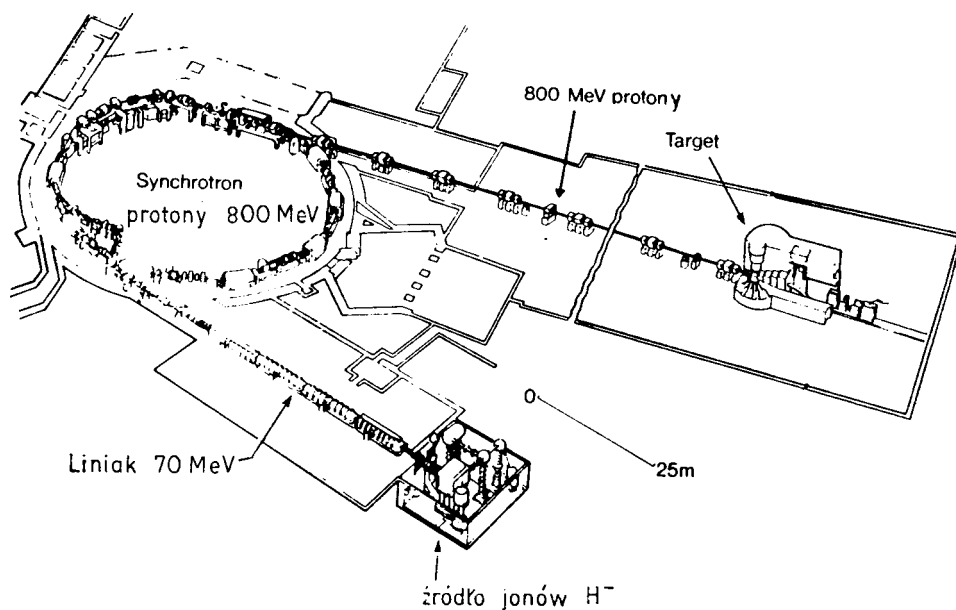
Zobaczmy jak wygląda sytuacja przy źródłach spallacyjnych. Te ostatnie są mniej znane, a więc na wstępie parę informacji o nich samych. Źródła spallacyjne produkują impulsowe wiązki neutronów w następującym procesie. Protony przyspieszane do wysokich energii (rzędu $\sim \text{GeV}$) padają w następujących po sobie pakietach na tarczę, którą jest ciężki pierwiastek, zwykle ^{238}U . W wyniku rozerwania jądra atomowego zostaje wyemitowana kaskada neutronów zawierająca 30–50 neutronów na proton. Następnie, w zależności od potrzeb, neutrony są spowalniane w odpowiednich moderatorach. Największe źródła spallacyjne pracujące to: KEK — Japonia, WNR — Los Alamos oraz IPNS-I i -II — Argonne. Rys. 3 przedstawia widmo neutronów IPNS w porównaniu z największym europejskim stacjonarnym reaktorem ILL — Grenoble [3]. Widoczne jest bogactwo strumienia neutronów IPNS-II. Dodajmy, że tło w porównaniu z reaktorami jest niższe. Należy podkreślić, że przy IPNS-II znajduje się źródło CN oraz że prowadzone są tam prace nad VCN oraz UCN.

W kwietniu 1985 r. zostało uruchomione SNS (Spallation Neutron Source) w Rutherford Appleton Laboratory. Rys. 4 podaje schemat SNS [4]. A oto przykładowo ważniejsze parametry tego źródła:

energia końcowa protonów	800 MeV
prąd protonów	200 μA
częstość impulsów	50 Hz
ciepło oddawane w uranowej tarczy	225 kW
strumień neutronów term. w impulsie	$4,5 \cdot 10^{15} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.



Rys. 3. Gęstość strumienia neutronów oraz długość impulsów neutronowych spallacyjnego źródła IPNS-II w porównaniu z reaktorem ILL — Grenoble. W reaktorze uwzględniono jako moderator grafit względnie ciężką wodę [3]



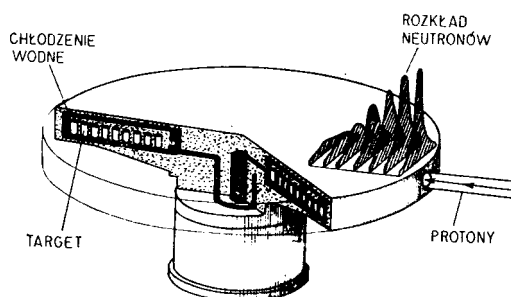
Rys.4. Schemat źródła spallacyjnego SNS. Powstające w źródle jony H⁻ przyspieszane są w akceleratorze liniowym do energii 70 MeV. W synchrotronie następuje dalsze przyspieszenie do 800 MeV. Protony o tej energii padają na tarczę generując neutrony [4]

To wielkie urządzenie fizyczne zawiera moderator TN, moderator kriogeniczny o $T = 95$ K oraz moderator CN ($T = 25$ K).

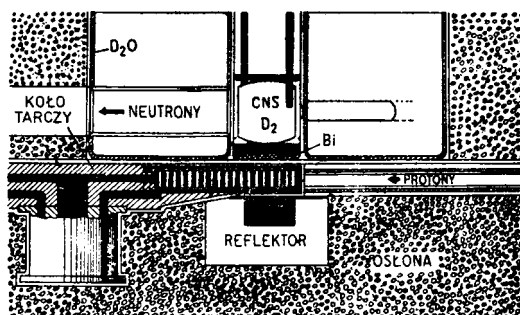
Źródło spallacyjny SNQ w Jülich ma dostarczać jeszcze więcej neutronów [5]. Jest to potężne urządzenie, o czym świadczą następujące parametry:

energia końcowa protonów	1,1 GeV
częstość impulsów	100 Hz
średni czasowo prąd protonów	5 mA
czas trwania impulsu	250 μ s
strumień CN w impulsie	$2,2 \cdot 10^{16}$ n $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Przewidywanych jest 5 neutronowodów TN oraz 5 neutronowodów CN. O znaczeniu CN świadczy miejsce, w którym zostało ono umieszczone. Rys. 5 i 6 zdają z tego sprawę

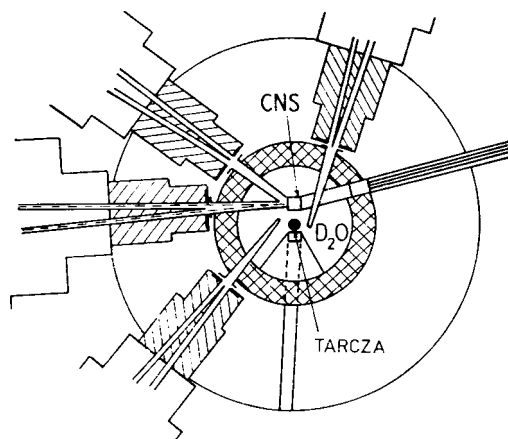


Rys. 5. Koło tarczy SNQ o promieniu 2,5 m. Z prawej strony widoczna wiązka protonów o energii 1,1 GeV. Protony bombardują kilkaset pojemników zawierających uran. Koło obraca się z częstością 0,5 Hz i jest ono intensywnie chłodzone wodą. Zaznaczono rozkład gęstości strumienia wybijanych neutronów [5]



Rys. 6. Koło tarczy SNQ oraz schemat rozmieszczenia moderatorów. Na szczególną uwagę zasługuje umieszczenie źródła CN w miejscu maksymalnego strumienia neutronów [6]

Bardzo interesujący jest projekt źródła spallacyjnego ciągłego, tzn. bez struktury czasowej wiązki. Źródło takie projektowane jest w Szwajcarii [7]. Ma ono powstać na bazie istniejącego cyklotronu, który dostarcza protony o energii 592 MeV. Obecny prąd



Rys. 7. Tarcza, moderatory, źródło CN i kanały poziome spallacyjnego źródła ciągłego SINQ. Jeden kanał nastawiony na TN, natomiast aż cztery patrzą na źródło CN [7]

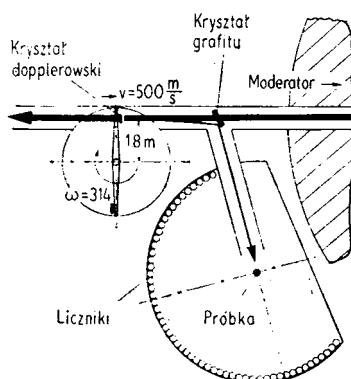
protonowy ($150 \mu\text{A}$) ma być zwiększony do 1 mA . Na rys. 7 przedstawiono centralną część źródła, a więc tarczę i kanały poziome. Jest rzeczą charakterystyczną, że tylko jeden kanał poziomy przewidziany jest dla neutronów termicznych podczas gdy cztery patrzą na źródło CN.

2. Przyczyny zainteresowania chłodnymi neutronami

Jak wiadomo, nieelastyczne rozpraszanie neutronów jest źródłem najbardziej rzetelnej informacji o potencjale oddziaływania międzycząsteczkowego, a w przypadku materiałów magnetycznych o magnetycznych całkach wymiany. W badaniach tych, przy wyznaczaniu tzw. krzywych dyspersji dla fononów czy magnonów tzn. $\omega(q)$ (gdzie ω — częstość, q — wektor falowy), istotną rolę odgrywa wysoka zdolność rozdzielcza stosowanego spektrometru. Zdolność rozdzielcza zależy od wielu czynników, ale można zaryzykować twierdzenie, że główną przyczyną jej ograniczenia jest natężenie neutronów. Zwiększając zdolność rozdzielczą zmniejszamy natężenie i praktycznie musimy ograniczać się do rozwiązań kompromisowych.

Dzięki zastosowaniu CN możemy znacznie zwiększyć natężenie wysoce monoenergetycznej wiązki neutronów termicznych. Przedstawiony tu zostanie przykład wykorzystania CN.

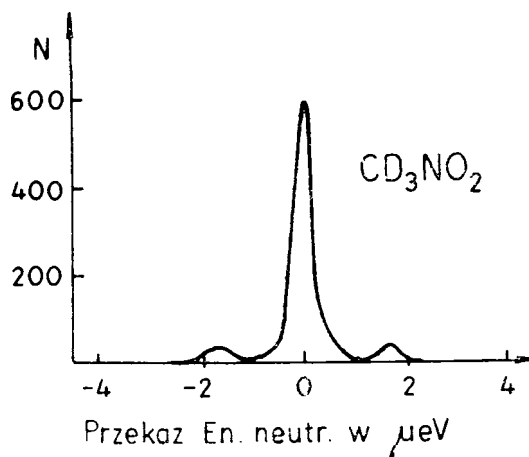
Rys. 8 przedstawia schemat spektrometru BALDI [8]. Korzysta się z faktu, że źródło CN jest bogate w neutrony. Zostają tu zsypane, przez wytracenie ich energii, neutrony z całego widma. W kriogenicznym źródle CN natężenie neutronów zmienia się jak v^{-3} (gdzie v — prędkość neutronu). Skoro do badań dynamiki sieci wygodne są TN, to należy znaleźć sposób na „podgrzewanie” strumienia CN. Tę myśl zrealizowano w omawianym spektrometrze. W efekcie odbicia od poruszającego się zwierciadła (kryształ berylu) neutrony zostają przyspieszone. Jest to typowy efekt dopplerowski. Abstrahując od uczonej



Rys. 8. Schemat spektrometru BALDI. Szeroki strumień CN przechodzi przez kryształ grafitu i pada impulsowo na wklęsły kryształ berylu. Wobec ruchu obrotowego koła, na którym zamocowano dwa kryształy Be odbicie zwiększa energię neutronów. Te sztucznie „podgrzane” neutrony biegną wstecz, odbijają się od monokryształu grafitu i padają na próbkę. Dalsza część spektrometru jest konwencjonalna [8]

terminologii omawiane zjawisko przypomina grę w tenisa i „przycinanie” piłki. Przypuśćmy, że padające neutrony mają prędkość 800 ms^{-1} , a przy odbiciu uzyskują prędkość 2500 ms^{-1} (wzrost natężenia 25 razy). Oczywiście, że przy odbiciach od kryształów będziemy również traciли neutrony. Jednak ogólny zysk w natężeniu będzie duży i osiąga rząd wielkości przy czym wiązka jest monochromatyczna. Umożliwia to znaczne poprawienie zdolności rozdzielczej.

W tego typu spektrometrze dzięki wysokiej zdolności rozdzielczej zarejestrowano np. dla związku CD_3NO_2 mody tunelowe związane z przejściem tunelowym grup CH_3 pomiędzy równoważnymi orientacjami [9, 10]. Rys. 9 podaje ten interesujący wynik.



Rys. 9. Przesunięte wokół centralnego, elastycznego maksimum dwa małe garby świadczą o przekazie energii $2 \mu\text{eV}$! [10]

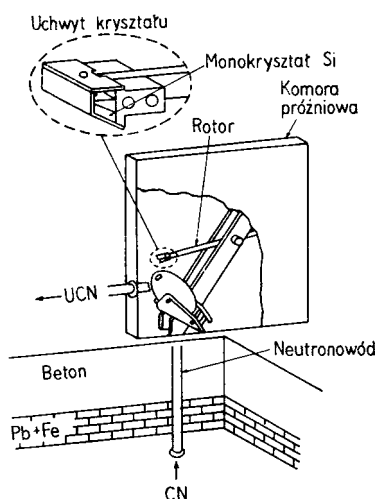
Zalety CN dla spektrometrii neutronowej są oczywiste. Otwierają się możliwości badania nowych typów wzbudzeń (np. fazonów). Co więcej CN umożliwiają otrzymywanie VCN oraz UCN.

3. Neutrony bardzo chłodne i ultrachłodne

Na temat ultrachłodnych neutronów ukazał się w języku polskim artykuł w 1980 r. autorów angielskich i francuskich [11]. Zawiera on wiele interesujących informacji, m. in. podaje rys historyczny rozwoju zagadnienia.

VCN uzyskuje się z CN przez wytracenie ich energii. Metody otrzymywania VCN są identyczne jak UCN, omówimy je zatem łącznie. Najbardziej efektywne metody są następujące:

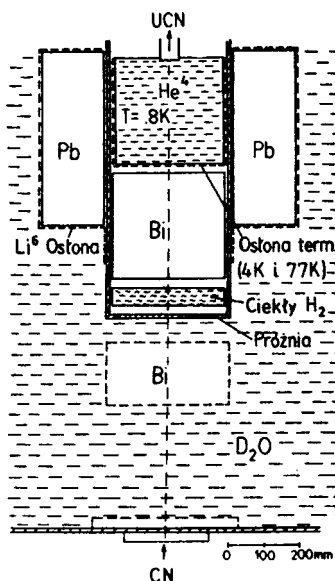
- zmiana energii CN przy przejściu przez konwertery (patrz [11]) umieszczone w poziomym kanale (płytki Zr+H);
- wytracanie energii w pionowych i skośnych przewodnicach na skutek oddziaływania grawitacyjnego;
- przesunięcie dopplerowskie realizuje się w dwu wersjach:
 - 1) odbicie od cofającego się zwierciadła (wklęsła powierzchnia berylu),
 - 2) odbicie Bragga od cofającego się monokryształu — jest to metoda bardzo efektywna (patrz rys. 10); na tej drodze uzyskano w Argonne gęstość UCN $3 \cdot 10^3 \text{ n cm}^{-3}$;
- zastosowanie źródła nadtermicznego [12] polega na spowalnianiu neutronów do



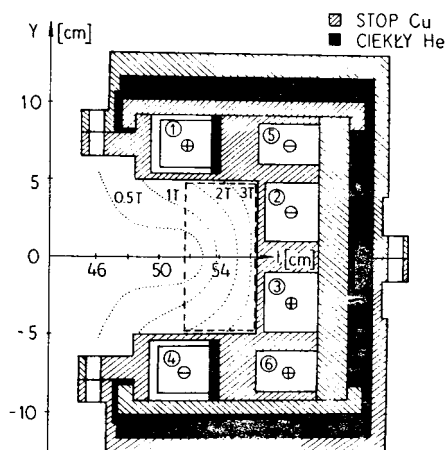
Rys. 10. Schemat układu do otrzymywania UCN (Argonne). Impulsy CN po wyjściu z 5-metrowego pionowego kanału padają na oddalający się monokryształ. Ugięte braggowsko i „ostudzone” neutrony przechodzą przez wentyl (otwór w rotującej tarczy) i padają do neutronowodu [12, 13]

prędkości np. 400 m s^{-1} przez emisję fononów w nadciekłym ^4He ; rys. 11 ilustruje tę najnowszą metodę, przy pomocy której uzyska się prawdopodobnie gęstości $4 \cdot 10^5 \text{ n cm}^{-3}$.

Badania VCN o prędkościach $10 \leq v \leq 20 \text{ m s}^{-1}$ i odpowiednio energiach $4 \cdot 10^{-7} \leq E \leq 2 \cdot 10^{-6} \text{ eV}$ doprowadziły do następujących rezultatów. Udało się zrealizować [14] rodzaj magazynu neutronów — NESTOR — NEutron STorage Ring. Dzięki temu, że neutrony mają moment magnetyczny $\mu_N = 1,9$ magnetonu jądrowego można było tak



Rys. 11. Schemat układu do nadtermicznego spowalniania neutronów. Neutrony wchodzą od dołu do moderatora D_2O , przechodzą do moderatora CN (ciekły wodór) i przez filtr Bi dostają się do zbiornika z nadciekłym ^4He o temp. $T = 0,8 \text{ K}$. Tu następuje emisja fononów i końcowe wytracenie energii [13]



Rys. 12. Przekrój przez toroidalny zbiornik VCN. Zaznaczono sześć cewek nadprzewodzących wytwarzających pole magnetyczne o widocznym rozkładzie [14]

uformować toroidalne pole magnetyczne (patrz rys. 12), że wprowadzone tam VCN krążyły aż do swej śmierci określonej czasem połowicznego zaniku. Jednak nie sam fakt możliwości gromadzenia VCN był najważniejszy, a raczej wyniki prac nad neutronowodami doprowadzającymi wiązkę. Wiadome było, że w pewnych warunkach neutrony mogą doznawać całkowitego odbicia [15]. Całkowite odbicie następuje, gdy składowa prędkości neutronu prostopadła do powierzchni neutronowodu jest mniejsza od pewnej granicznej wartości $v < v_{gr}$: Prędkość graniczna v_{gr} spełnia związek $V = mv^2 / 2$, gdzie V jest uśrednionym potencjałem rozpraszania.

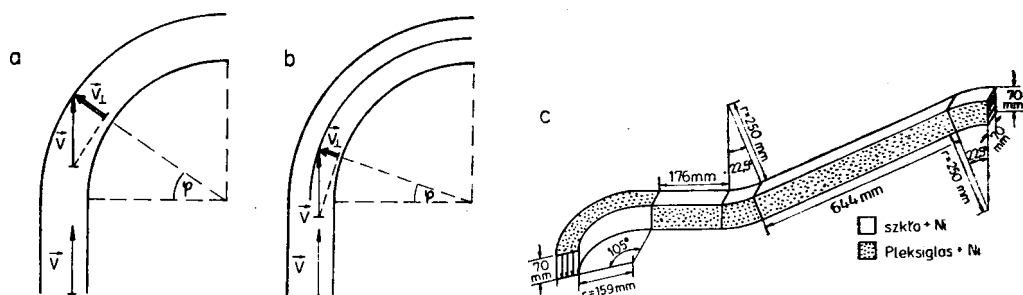
Potencjał $V = 2\pi\hbar^2 N b_{koh} / m$, przy czym N — jest liczbą jąder atomowych na jednostkę objętości, b_{koh} — długością koherentnego rozpraszania. Tak więc, jak należało oczekiwać, odbicie jest jądrowej natury. Badania odbicia od różnych materiałów [16] doprowadziły do wyników, których fragment zawiera tabela 3. Badania v_{gr} dla tlenków prowadzi się obecnie w Dubnie. Rys. 13 ilustruje jak w prosty sposób w przypadku zakrzywionego

Tabela 3. Potencjały rozpraszania oraz prędkości graniczne dla UCN

Materiał	$V [\times 10^{-7} \text{ eV}]$	$v_{gr} [\text{m s}^{-1}]$
Nikiel	2,34	6,7
Stal nierdzewna	2,0	6,2
Miedź	1,6	5,6
Szkło	0,96	4,3

neutronowodu uzyskano odbijanie neutronów. Istotną rolę odgrywa gładkość odbijającej powierzchni. Stąd neutronowody i przedzielające je lamele wykonuje się z płyt szklanych pokrytych warstwą 0,2 μm Ni.

Istnienie prędkości granicznej umożliwia gromadzenie UCN w tzw. butelkach neutronów (*neutron bottles*). Neutrony ultrachłodne wprowadzone do odpowiedniego pojemnika będą w nim pozostawały aż do rozpadu. Głównymi efektami prowadzącymi do strat UCN jest absorpcja i nieelastyczne rozpraszanie na zanieczyszczeniach ścianek.



Rys. 13. Neutronowody: a) — zakrzywiony neutronowód; b) — skutek wprowadzenia przegrody c) — stosowane neutronowody z przegrodami [16]

Z powodu małej penetracji fali UCN w materiał ściany straty na te efekty są znikome (np. w czystej miedzi ok. 10^{-4}).

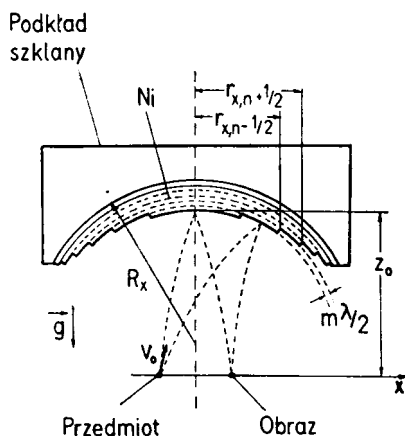
Warto dodać, że ten dziwny (bardzo nieruchawy) gaz neutronowy ma większą gęstość przy podstawie niż u góry pojemnika. Różne są sugestie wykorzystania butli neutronowych. Między innymi sugeruje się otrzymywanie paczki monoenergetycznych neutronów w następujący sposób. Rozpędzana powoli butla neutronowa po osiągnięciu znacznej prędkości zostaje gwałtownie zatrzymana. Wówczas neutrony, np. o długości fali 200 \AA , monoenergetyczne, przechodzą przez ścianę czołową butli i mogą być wykorzystywane choćby dla celów dyfrakcyjnych.

Nasuwa się pytanie, w jakich badaniach mogą być przydatne UCN. Sugerowane są tu następujące zagadnienia:

- pomiar dipolowego, elektrycznego momentu neutronu (ważne ze względów teoretycznych) dotychczas udało się (Leningrad) uzyskać informację, że nie jest on większy od $4 \cdot 10^{-25} \text{ e cm}$!!
- dokładne określenie średniego czasu życia neutronu (dotychczas znany z dokładnością 1%);
- badania warstw monomolekularnych — fala UCN wnika na głębokość do 100 \AA ;
- badania wzbudzeń powierzchniowych o energii porównywalnej z UCN;
- badania dynamiki makromolekuł i substancji biologicznych.

Dla badań tych opracowano już odpowiednią aparaturę. Przegląd jej, choć pobieżny, jest interesujący, ponieważ ujawniają się tu fascynujące własności neutronów. Nieczęsto można tak bezpośrednio obserwować charakterystyczny dla materii dualizm.

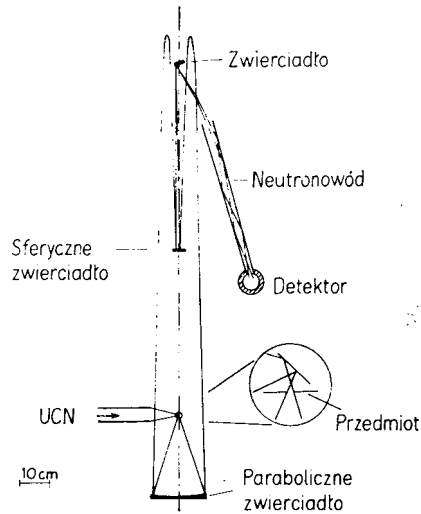
Rys. 14 przedstawia achromatyczne zwierciadło dla UCN [17]. Pole grawitacyjne działające na neutrony powoduje, że poruszają się one po parabolach, których kształt zależy od prędkości neutronu. Z tych względów zwykle zwierciadło wklęsłe byłoby chromatyczne. Aby tę wadę zniwelować skonstruowano zwierciadło (o odpowiednim nachyleniu



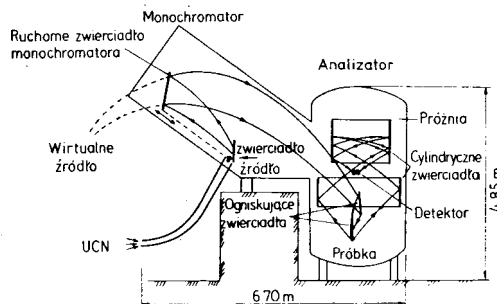
Rys. 14. Schemat zwierciadła strefowego dla UCN. Fale neutronów przechodzą przez przedmiot i padają na odpowiednio uformowane strefy Fresnela. Po odbiciu dają obraz. Zaznaczone torzy neutronów stanowią fragmenty parabol wobec obecności pola grawitacyjnego ziemskiego działającego zgodnie z kierunkiem osi optycznej [17]

poszczególnych pierścieni) o przeciwnej chromaticzności niż powodowana grawitacją. Uzyskano zatem zwierciadło achromatyczne przy pionowym usytuowaniu jego osi optycznej. Warto podkreślić (patrz rys. 14), że konstrukcja tego zwierciadła wykorzystuje strefy Fresnela, a zatem zakłada falową naturę UCN. Równocześnie paraboliczne tor neutronów świadczą o ich prędkości mniejszej niż prędkość biegnącego człowieka (rekord świata na 100 m — 9,93 s).

Wręcz zabawnie wygląda schemat konstruowanego obecnie mikroskopu dla UCN (wg danych A. Steyerla i P. Hermanna — Monachium). Jest on przedstawiony na rys. 15. Neutrony po odbiciu od zwierciadła biegną ku górze po paraboli. W jej wierzchołku, tak jak rzucony ku górze kamień, zatrzymują się, aby następnie spadając nabyć energii



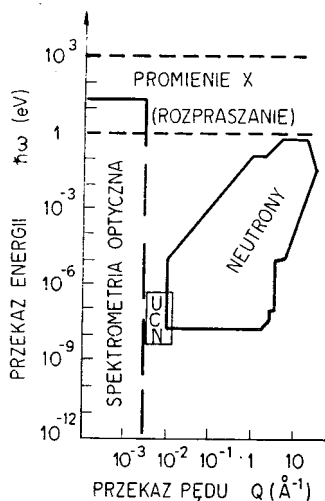
Rys. 15. Schemat prototypu mikroskopu UCN o zdolności rozdzielczej kilkaset μm . Zaznaczono paraboliczny tor neutronów, które zatrzymują się w wierzchołku i ponownie nabierają energii kinetycznej. Dane wg A. Steyerla i P. Hermanna opublikowane w [13]



Rys. 16. Schemat wysokiej rozdzielczości neutronowego spektrometru grawitacyjnego. Zaznaczono tor neutronów od źródła do detektora. Uwidoczniony przesuw zwierciadła-monochromatora zmienia energię w granicach $(0,4-0,6) \mu\text{eV}$. Dwa cylindryczne zwierciadła stanowią analizator. Detektorem jest stożkowy, cienkościenny, aluminiowy licznik ^3He [18]

kinetycznej umożliwiającej po odbiciu ponowne wzniesienie. Można łatwo wyliczyć ile wynosi zmiana energii neutronu w polu grawitacyjnym — a mianowicie $0,1 \mu\text{eV m}^{-1}$. Mikroskop UCN będzie oczywiście dostarczał inny typ informacji niż mikroskop optyczny czy elektronowy. UCN mogą być np. zastosowane do określenia rozkładu wodoru w próbce. Autorzy przewidują uzyskanie rozdzielczości do $1 \mu\text{m}$.

High Resolution Neutron Gravity Spectrometer skonstruowany przez A. Steyerla [18] przedstawiony jest na rys. 16. Przyrząd ten osiąga energetyczną zdolność rozdzielczą $\sim 10 \text{ neV}$, przy przekazie pędu (10^{-3} – $3 \cdot 10^{-2}$) \AA^{-1} . Pierwsze prace na tym spektrometrze zostały już wykonane. Między innymi badano dyfuzję polimeru w zdeuteryzowanym benzenie i obserwowano poszerzenie quasielastycznej linii o $(7 \pm 3) \text{ neV}$.



Rys. 17. Powierzchnia $(\Delta E, \Delta Q)$ wykazująca zakres stosowalności UCN [13]

Podsumowując, rolę UCN obrazuje rys. 17, na którym przedstawiono zakresy przekazu energii i pędu dostępne istniejącym technikom eksperymentalnym [13]. UCN nie tylko ujawniają w sposób zaskakujący korpuskularno-falową naturę mikrocząstek, lecz również zapełniają, niedostępną innym metodom, lukę eksperymentalną.

Literatura

- [1] R. M. Moon, *Proc. Int. Conf. on Neutron Scattering in the '90 s*, Jülich 1985, IAEA Vienna 1985 str. 119.
- [2] G. Dolling, R. F. Lidstone, patrz [1], str. 385.
- [3] I. M. Carpenter, *Phys. Today* 32 Dec., 42 (1979).
- [4] D. A. Gray, patrz [1], str. 261.
- [5] B. Alefeld, G. Bauer, H. Conrad, H. Stiller, C. Zettler, patrz [1], str. 300.

- [6] B. Alefeld, C. Bauer, H. Halling, H. Lang, J. Schelton, H. Stiller, G. Thamm, C. Zettler, patrz [1], str. 361.
- [7] F. Atchison, W. E. Fischer, M. Pepin, Y. Takeda, Ch. Taschalaer, patrz [1], str. 171.
- [8] R. Scherm, B. Alefeld, patrz [1], str. 247.
- [9] R. A. Cowley, patrz [1], str. 3.
- [10] B. Alefeld, I. S. Anderson, A. Heidemann, A. Magert, S. F. Trevino, *J. Chem. Phys.*, **76**, 2758 (1982).
- [11] R. Golub, J. M. Pendlebury, W. Mampe, P. Ageron, *Postępy Fizyki* **31**, 451 (1980).
- [12] T. Brun, J. M. Carpenter, V. E. Krohn, G. R. Ringo, J. W. Cronin, T. W. Dombeck, J. W. Lynn, S. A. Werner, *Phys. Lett.* **75A**, 223 (1979).
- [13] R. Golub, K. Böning, *Proc. of the Workshop on Neutron Scattering Instrumentation for SNQ*, Maria Laach 1984, ed. R. Scherm, H. Stiller, Jülich 1984, str. 489.
- [14] K. J. Kügler, W. Paul, U. Trinks, *Phys. Lett.* **72B**, 422 (1978).
- [15] A. Steyerl, *Z. Phys.* **254**, 169 (1972).
- [16] K. J. Kügler, W. Paul, U. Trinks, *Z. Phys.* **B39**, 361 (1980).
- [17] G. Schütz, A. Steyerl, W. Mampe, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1400 (1980).
- [18] A. Steyerl, *Z. Phys.* **B30**, 230 (1978).

Dyfraktometr rentgenowski

DRON-3M

przeznaczony do prowadzenia w szerokim zakresie rentgenowskich badań strukturalnych różnorodnych materiałów krystalicznych

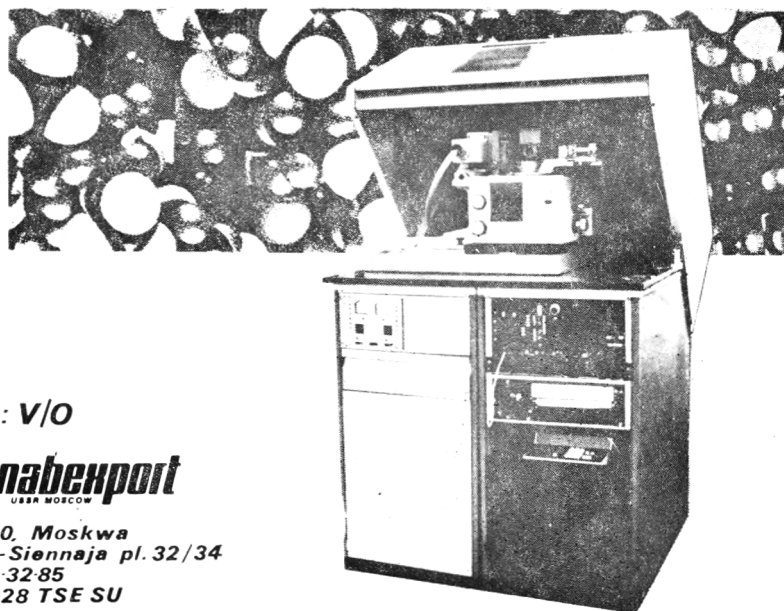
W DZIEDZINIE

fizyki ciała stałego, chemii, krystalografii, metaloznawstwa oraz innych gałęziach nauki i przemysłu.

Specjalistyczna maszyna cyfrowa wbudowana w urządzenie realizuje:

- programowane sterowanie pracą dyfraktometru,
- wstępne przetwarzanie wyników

PRZEWIDZIANA AUTOMATYCZNA DIAGNOSTYKA PRACY DYFRAKTOMETRU



Eksporter: V/O

Techsnabexport
USSR MOSCOW

ZSRR, 121200, Moskwa
Smolenskaja-Siennaja pl. 32/34
Telefon: 244-32-85
Teleks: 411328 TSE SU

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Konferencja Microscience '85

W dniach 20—25 maja 1985 r. w Balatonalmádi (Węgry) odbyła się międzynarodowa konferencja na temat zastosowania mikrokomputerów w nauczaniu. Organizowało ją wspólnie kilka miejscowych instytucji (jako najważniejsze z nich wymienię Towarzystwo Fizyczne im. Rolanda Eötvösa i Narodowe Centrum Technologii Kształcenia) pod patronatem UNESCO. Mogłam wziąć udział w tej bardzo pożytecznej i interesującej imprezie dzięki Polskiemu Towarzystwu Fizycznemu, które sfinansowało mój pobyt w ramach wymiany między Towarzystwami.

W odróżnieniu od typowych konferencji, referatów plenarnych było tu niewiele. Poświęcone im były przedpołudnia, zaś popołudnia — sesjom roboczym w 10 grupach tematycznych (mikrokomputery w nauczaniu fizyki; mikrokomputery w nauczaniu chemii; mikrokomputery w nauczaniu biologii; mikrokomputery w fizyce statystycznej; mikrokomputery w laboratorium; mikrokomputery w szkole; modelowanie dynamiczne; zjawiska nieliniowe; jak komputery liczą; gry z udziałem mikrokomputera). Każdy z uczestników mógł wybrać 3 grupy z 10-ciu, czemu zresztą przeszkadzało ich częściowe nakładanie się w czasie. Sesje robocze poświęcone były przedstawianiu i omawianiu programów przywiezionych przez uczestników, oraz tworzeniu nowych programów. Wczesnym rankiem i późnym wieczorem udostępniano uczestnikom komputery do pracy własnej. Typowy sprzęt (mikrokomputery Spectrum, Commodore 64, Apple, IBM PC i węgierski szkolny komputer HT 1080) zapewnili organizatorzy.

Program konferencji był bardzo zróżnicowany, ale w zasadzie dały się w nim wyróżnić dwie, choć nie całkiem rozłączne, części. Do pierwszej zaliczyłabym przedstawianie możliwości technicznych mikrokomputerów, do drugiej — problemy związane z ich zastosowaniem w nauczaniu.

Konferencję rozpoczął Seymour Papert z MIT, jeden z założycieli tamtejszego Laboratorium Sztucznej Inteligencji, twórca języka LOGO i dynamiki żółwia. Jego piękny, choć kontrowersyjny wykład dotyczył wpływu używania komputera na rozwój racjonalnego myślenia u bardzo młodych dzieci, i możliwości powstania kultury komputerowej przy odpowiednio dużym nasyceniu sprzętem.

Gerard Vichniac, również z MIT, przywiózł ze sobą automat komórkowy, którego działanie omawiał po uprzednim pokazaniu jego możliwości.

Możliwości graficzne mikrokomputerów pozwalają zilustrować wiele pojęć i zjawisk, których nie byłibyśmy w stanie „obejrzeć” w inny sposób. H. J. Scholz z Bremy przedstawił za pomocą grafiki komputerowej różne struktury typu fraktala, a następnie pokazał i skomentował dwa filmy komputerowe: jeden z nich przedstawiał atraktor Lorentza, typowy przykład deterministycznego chaosu, drugi zaś — ruch periodyczny, quasi-periodyczny i chaotyczny wahadła podwójnego. Na koniec Manfred Euler z Duisburga w świetnym wykładzie o układach nieliniowych, samoorganizacji i percepcji akustycznej umożliwił słuchaczom obejrzenie (a przcz to i zrozumienie) słyszanych równocześnie dźwięków. Zastosowaniu mikrokomputerów w laboratorium do zbierania i analizy danych oraz sterowania eksperymentem poświęcony był bardzo techniczny wykład J. H. Emcka z Politechniki w Eindhoven (Holandia).

Pomost prowadzący do zastosowań i problemów szkolnych stanowiły trzy doskonałe wykłady: „Od makroświata do mikroświata i z powrotem” George’a Marxa (Budapeszt) — ilustrowany przegląd symulacji statystycznych poczynwszy od zjawisk mikroskopowych po problemy ekologiczne; „Modelowanie dynamiczne” Jona Ogborna (Londyn) — przedstawienie uniwersalnego systemu programowego pozwalającego znaleźć rozwiązania numeryczne i graficzne wielu typowych problemów fizycznych po zadaniu równania opisującego zjawisko i warunków początkowych; wreszcie „Świat Einsteina w komputerze” R. U. Sexla

(Wiedeń), zawierający m. in. doskonały program dydaktyczny ułatwiający zrozumienie paradoksów szczególnej teorii względności. Wszystkie przedstawione w tej części programy umożliwiały uczniowi daleko posuniętą współpracę z komputerem. W zasadzie każdy, kogo dręczyły wątpliwości co do korzyści z komputera w nauczaniu fizyki (i nie tylko), wyszedł stamtąd z odpowiedzią.

Dyskusję problemów wiążących się z zastosowaniem mikrokomputerów w nauczaniu prowadzono równoległe (począwszy od wystąpienia w pierwszym dniu Josa Beishuizena, koordynatora Programu 3 UNESCO) z przeglądem sytuacji w tej dziedzinie w różnych krajach. Po szczegółowych dyskusjach w jednej z grup roboczych i po dyskusji „okrągłego stołu” sformułowano główne wątpliwości, które przytoczę. Czy dzieci będą programować komputery, czy też komputery — dzieci? Czy wczesny wpływ komputera na dziecko nie spowoduje uniformizacji rozwoju umysłowego? Jak poradzić sobie z różnicami, które powstaną między młodymi ludźmi w krajach (a nawet szkołach czy klasach) korzystających i nie korzystających z komputerów w nauczaniu? Jak kształcić nauczycieli, by umieli korzystać z tego nowego narzędzia? Jak ujednoczyć używany sprzęt? Z jakich źródeł powinno pochodzić oprogramowanie? (Jednym z postulatów w raporcie UNESCO było zniechęcanie nauczycieli do pisania własnych, jakoby niskiej jakości programów, i centralne rozprowadzanie gotowego oprogramowania!) Czy potrzebna jest informatyka jako osobny przedmiot nauczania?

Część tych wątpliwości rozstrzygnie czas. Jest natomiast rzeczą znamioną, że nie zadawano pytania „czy korzystać z mikrokomputerów w nauczaniu”, a odpowiedzią na pytanie „jak i po co” były, zamiast słów, liczne doskonale dobrane przykłady.

Konferencji towarzyszyła także wystawa książek, czasopism i różnego rodzaju materiałów dla nauczycieli, związanych z tematyką mikrokomputerową.

Organizacja tej dużej i bardzo trudnej technicznie imprezy była znakomita. Wszyscy uczestnicy (ok. 200 osób z 37 krajów), o bardzo zróżnicowanych specjalnościach i zainteresowaniach, byli stale zajęci. Nie brakowało jednak rozrywek zorganizowanych — koncertu muzyki syntetyzowanej przez komputer, specjalnego seansu filmowego, wycieczki ze zwiedzaniem okolicznych ciekawych miejscowości, uroczystej kolacji w folklorystycznej gospodzie i na koniec nocnego rejsu statkiem po Balatonie, z muzyką i tańcami.

Materiały Konferencji, wydane przez Narodowe Centrum Technologii Kształcenia, ukazały się na początku 1986 r.

Magdalena Staszal

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa

VIII Warszawskie Sympozjum Fizyki Cząstek Elementarnych w Kazimierzu Dolnym

W dniach 26 maja — 1 czerwca 1985 r., w Domu Pracy Twórczej Architekta w Kazimierzu Dolnym, odbyło się VIII Warszawskie Sympozjum Fizyki Cząstek Elementarnych, zorganizowane przez Instytut Fizyki Teoretycznej i Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, przy częściowym dofinansowaniu przez Radę do Spraw Atomistyki. W Sympozjum wzięło udział 42 fizyków z zagranicy (z CERN-u, ZIBJ, Bułgarii, Chińskiej Republiki Ludowej, Czechosłowacji, Francji, Kanady, NRD, RFN, Szwajcarii, USA, Węgier, Wietnamu i Włoch) i 56 fizyków polskich (z Białegostoku, Katowic, Krakowa Łodzi i Warszawy). Łącznie przedstawiono 54 referaty przeglądowe i komunikaty z prac własnych, w tym 17 wystąpień mieli uczestnicy polscy. Materiały Sympozjum zostały opublikowane przez Zakład Małej Poligrafii Uniwersytetu Warszawskiego na początku 1986 r.

Jak co roku, Sympozjum było przeglądem najważniejszych badań doświadczalnych i teoretycznych prowadzonych obecnie w fizyce cząstek elementarnych. Jego tematyka odzwierciedlała interesującą, choć bardzo skomplikowaną i trudną sytuację w tych badaniach o fundamentalnym znaczeniu dla poznania praw podstawowych. Wszystkie dotychczasowe dane doświadczalne są zgodne z istniejącą teorią, czyli modelem standardowym $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Z drugiej strony, z czysto teoretycznego punktu widzenia,

model ten jest zdecydowanie niezadowolający jako „teoria ostateczna”. Poszukiwania uogólnień bardziej ekonomicznych pod względem liczby wolnych parametrów są jednak bardzo trudne ze względu na brak wielkich nadziei na szybki postęp w coraz kosztowniejszych i czasochłonnych badaniach doświadczalnych.

Wśród doniesień doświadczalnych wybiła się informacja o istnieniu neutrina o masie $17 \text{ keV}/c^2$. Wynik ten wymaga niezależnego potwierdzenia doświadczalnego, a implikacje jego istnienia są nadzwyczaj interesujące. Dwie inne informacje, „niestety” zgodne z modelem standardowym, to ciągle wydłużający się czas życia protonu oraz zniknięcie, po zebraniu większego materiału doświadczalnego, niezwykłych przypadków odkrytych w badaniach zderzeń wiązek przeciwbieżnych pp w CERN-ie w 1984 r. Przypadki te wydawały się niezgodne z istniejącą teorią i wywołały zrozumiałe podniecenie. Wydaje się jednak, że nowe dane można zinterpretować w ramach modelu standardowego. Inne rezultaty prowadzonych obecnie eksperymentów, omówione na Sympozjum, potwierdzają również poprawność istniejącej teorii w granicach obecnie badanego zakresu energii i obecnej dokładności doświadczalnej.

Referaty teoretyczne podzielić można na dwie grupy, odzwierciedlające obecne nurty w badaniach teoretycznych. Pierwszy nurt to poszukiwanie metod precyzyjnego sprawdzania teorii i znajdowania małych od niej odstępstw, a także badanie efektów, których można by się spodziewać przy bardziej skomplikowanym sektorze cząstek Higgsa czy supersymetrycznym uogólnieniu teorii. Drugi nurt, znajdujący coraz większą liczbę zwolenników wśród fizyków teoretyków, obejmuje idee wykraczające daleko poza obecny zakres badań doświadczalnych. Coraz częściej sądzi się obecnie, że teoria usuwająca braki modelu standardowego i w szczególności wyjaśniająca w sposób naturalny istnienie kilku generacji chiralnych fermionów wymaga włączenia do rozważań oddziaływań grawitacyjnych. Teorie supergrawitacji i superstrun stały się w ciągu ostatnich paru lat przedmiotem niezwykle intensywnych badań i były żywo omawiane zarówno podczas wykładów jak i wieczornych dyskusji. Warto także wspomnieć o badaniach problemu stanów związanych w chromodynamice oraz zderzeń z małym przekazem pędu. Choć może nieco mniej atrakcyjne z czysto teoretycznego punktu widzenia, zagadnienia te są wciąż kluczowe dla badań prowadzonych w laboratoriach fizycznych i było im poświęconych wiele wystąpień na Sympozjum.

Sympozjum w Kazimierzu jest zawsze okazją do zacieśnienia kontaktów naukowych i żywych dyskusji z naukowcami zagranicznymi. Odgrywa ono istotną rolę w tworzeniu właściwej atmosfery badań naukowych, cieszy się żywym zainteresowaniem fizyków za granicą i podnosi rangę warszawskiego ośrodka fizyki cząstek elementarnych.

Z. Ajduk, S. Pokorski

Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Warszawa

RECENZJE

A. Kordus: *Plazma — Właściwości i zastosowania w technice*. WNT, Warszawa 1985, nakład 400 egz. s. 220, cena zł 200.—

Książka A. Kordusa jest podręcznikiem przeznaczonym głównie dla studentów i absolwentów wyższych szkół technicznych. Według oświadczenia Autora, podstawą do napisania tej książki był cykl wykładów wygłoszonych przez niego na Wydziale Elektrycznym Politechniki Poznańskiej, wydany uprzednio w formie skryptu pt. *Plazma w technice* (Poznań 1973). Sposób ujęcia materiału w recenzowanej książce nie odbiega od konwencji podręcznikowej, przy czym w sposób wyczerpujący omówione zostały podstawy fizyki plazmy oraz badania i zastosowania plazmy niskotemperaturowej. Wiadomości dotyczące badań plazmy wysokotemperaturowej potraktowane zostały w sposób marginesowy i częściowo są one już zdezaktualizowane. Spis literatury liczy tylko 36 pozycji (w tym 9 prac Autora książk¹), co jest nietypowe dla publikacji typu podręcznikowego. Szkoda, że większość referencji pochodzi z lat 70. i r. 1980, a brak zupełnie prac opublikowanych po roku 1980.

Wydanie omawianej książki można powitać z zadowoleniem, jako jeszcze jednego podręcznika dla określonego wyżej kręgu odbiorców. Dokonując porównania z innymi pozycjami osiągalnymi w kraju, książka Kordusa jest bardzo zbliżona tematycznie do uprzednich publikacji Z. Celińskiego (*Generatory magneto hydrodynamiczne*, WNT 1969; *Podstawy fizyki plazmy w zastosowaniach technicznych*, WNT 1970; *Plazma*, PWN 1980).

W książce Kordusa, po krótkim wstępie i kilku definicjach, omówione są dość obszernie podstawy kinetycznej teorii plazmy. W rozdz. 2 przedstawione są szczegółowo procesy elementarne, sposoby wytwarzania plazmy, ruch cząstek naładowanych w polach elektrycznych i magnetycznych oraz fale w plazmie. O ile pierwsza część tego rozdziału została ujęta w sposób wyczerpujący, to zagadnienia związane z propagacją fal oraz promieniowaniem zostały potraktowane bardzo powierzchownie (tylko 7 stron tekstu bez podania zasadniczych zależności) i wymagają uzupełnienia dodatkową lekturą, np. monografią Ginzburga, Stixa, lub podręcznika Frank-Kamienieckiego.

Następne rozdziały poświęcone są omówieniu procesów transportu i obliczeniom przewodnictwa plazmy bez zewnętrznego pola magnetycznego oraz w polu magnetycznym. Rozpatrywane są również wybrane zagadnienia stabilności plazmy i klasyfikacja pułapek magnetycznych. Opisane są urządzenia do wytwarzania plazmy: rury udarowe, rury wyładowcze, plazmotrony łukowe i indukcyjne oraz wysokotemperaturowe komory spalania, a także wybrane metody diagnostyki plazmy i zastosowania plazmy w technice. Stosunkowo obszernie, w oddzielnym rozdziale omówione są generatory magneto hydrodynamiczne różnych typów, występujące w nich zjawiska fizyczne, a także ich praca w obiegu otwartym lub zamkniętym. Ostatni rozdział książki poświęcony jest krótkiemu przeglądowi badań nad opanowaniem kontrolowanych reakcji syntezy termojądrowej.

Ogólnie biorąc, zagadnienia dotyczące plazmy niskotemperaturowej zostały omówione w sposób wyczerpujący, konsekwentny i przejrzysty. Zastrzeżenia budzą jedynie niektóre sformułowania, np. na str. 17 przy rozróżnianiu plazmy nisko- i wysokociśnieniowej pominięto rolę temperatury, na str. 46 przy omawianiu sposobów wytwarzania plazmy pominięto wyładowania bezelektrodowe, metodę iniekcji relatywistycznych wiązek elektronowych oraz metodę iniekcji wysokoenergetycznych atomów neutralnych, szczególnie ważną ze względu na wykorzystanie w wielu urządzeniach do badań termojądrowych. Przy omawianiu stabilności plazmy i konfiguracji pułapek magnetycznych (str. 91—101) podano bardzo uproszczony i przez to mało zrozumiały opis pułapek toroidalnych, a urządzenia typu Tokamak zaliczono mylnie do układów typu Stellarator, w których śrubowe pole magnetyczne wytwarzane jest przez kilka uzwojeń z przeciwnymi kierunkami prądów (str. 100, w. 12—14). W ilustracjach — na rys. 4.20 błędnie

przedstawiono rozkład linii sił pola w pułapce magnetycznej typu *cusp* (karo), którą nieprawidłowo nazwano kwadrupolową. Metody diagnostyki plazmy niskotemperaturowej (str. 119—126) przedstawione zostały w sposób bardzo selektywny, np. pomiary sondowe omówiono dość szczegółowo wraz z wynikami uzyskanymi w laboratorium Politechniki Poznańskiej. Natomiast, inne metody zostały jedynie wspomniane, np. metodom spektrometrii optycznej (str. 120) poświęcono tylko 7 wierszy, a metodom ultrazwyczej fotografii — 3 wiersze, choć można było z korzyścią dla atrakcyjności książki zaprezentować bardzo ciekawe wyniki eksperymentalne.

Ostatni rozdział książki Kordusa, poświęcony badaniom termojądrowym, jest już w znacznej części zdezaktualizowany. Przy omawianiu stanu tych badań oparto się bowiem na wynikach uzyskanych w latach 1979—81. Ostatnie lata przyniosły jednak szereg nowych osiągnięć i warto byłoby uwzględnić je w następnym wydaniu omawianego podręcznika.

Co do strony językowej, książka nie budzi większych zastrzeżeń zarówno pod względem terminologii, jak i stylu opracowania. Podręcznik czyta się bez napięcia, miejscami nawet z przyjemnością. Uwagi autora i korektorów umknęły jedynie drobne potknięcia stylistyczne, np. na str. 18 w. 17—18, na str. 58 s. 11—12, na str. 81 w tytule (opór zamiast oporność), na str. 115 w ostatnich wierszach, na str. 127 w. 5—8 tekstu, a na str. 210 w. 11—13 pod tabelą.

Oceniając całość można stwierdzić, że podręcznik wydany jest starannie. Strona graficzna jest zadowalająca, choć atrakcyjność książki można byłoby zwiększyć przez dołączenie zdjęć interesującej aparatury oraz plazmy wytwarzanej w różnych urządzeniach. Poziom techniczny edycji (papier, jakość druku) nie odbiega od obecnego poziomu krajowego.

W podsumowaniu można stwierdzić, że recenzowana książka, mimo wskazanych usterek, jest ciekawym i wartościowym podręcznikiem o plaźmie niskotemperaturowej, który warto polecić zwłaszcza studentom i absolwentom politechnik. Czytelnik bardziej zainteresowany tematyką powinien jednak uzupełnić studia lekturą innych opracowań monograficznych i przeglądowych.

Marek Sadowski

Instytut Problemów Jądrowych
Świerk

Fizyka i ewolucja wnętrza Ziemi. Pod redakcją Romana Teisseyre'a, tom 1 (584 s.), tom 2 (679 s.), PWN, Warszawa 1983, nakład 1000 egz., cena zł 780.—

W 1983 r., po ok. 5 latach od momentu napisania, ukazała się nakładem PWN i PAN *Fizyka i ewolucja wnętrza Ziemi*. Jest to obszerna, dwutomowa monografia (całość liczy ponad 1200 stron) dotycząca budowy Ziemi w jej części stałej, tzn. skorupy ziemskiej i wnętrza globu. Jest to dzieło zbiorowe 34 autorów pod redakcją naukową Romana Teisseyre'a. Zespół autorski wywodzi się głównie z Instytutu Geofizyki PAN oraz z Instytutu Geofizyki Uniwersytetu Warszawskiego.

Całość monografii składa się z sześciu dużych rozdziałów, których poszczególne części a nawet paragrafy pisali różni autorzy:

1. Procesy stacjonarne, struktura i własności wnętrza Ziemi;
2. Teoria defektów: teoria propagacji fal w zastosowaniach do procesów we wnętrzu Ziemi;
3. Procesy dynamiczne i trzęsienia Ziemi;
4. Pole grawitacyjne, ruch obrotowy i oscylacje własne Ziemi;
5. Pole magnetyczne i indukcja elektromagnetyczna we wnętrzu Ziemi;
6. Procesy planetarne i ewolucja Ziemi.

Dzieło jest niewątpliwie kamieniem milowym w rozwoju polskiej geofizyki i jest znaczącym wkładem nauki polskiej do rozwoju tej dyscypliny na świecie. Ujęcie całości materiału jest bardzo nowoczesne. Podanie w początkowym rozdziale równań stanu wprowadza czytelnika od razu w jądro zagadnienia. Wszystkie dalsze rozdziały są już jak gdyby szczegółowym rozwinięciem idei zawartych w tym pierwszym rozdziale.

Monografia zawiera bardzo szerokie widmo różnych zagadnień geofizyki wnętrza Ziemi i jej szczegółowe omówienie wymagałoby udziału wielu specjalistów. Każdy bowiem z rozdziałów może być trak-

towany jako osobne dzieło warte szczegółowej analizy. Z tego względu poniższe omówienie będzie z konieczności dosyć ogólne, podane przede wszystkim z punktu widzenia przydatności tego dzieła do celów poznawczych dla ludzi zajmujących się fizyką Ziemi.

Dzieło jest dyskusją zagadnień teoretycznych fizyki wnętrza Ziemi, przy czym dyskusja ta traktowana jest często bardzo formalnie. Wyniki teoretyczne poparte są, tam gdzie jest to możliwe, danymi eksperymentalnymi. Tych ostatnich nie ma zresztą zbyt wiele z zupełnie oczywistych powodów. Współczesna bowiem technika jest w stanie dotrzeć tylko do bardzo niewielkich głębokości (rzędu 10 km) metodami bezpośrednimi, natomiast to, co dzieje się głębiej, a więc na głębokościach aż do ok. 6300 km, możemy wydedukować tylko przy pomocy badań pośrednich konfrontowanych z odpowiednimi modelami teoretycznymi.

Metody eksperymentalne badań wnętrza Ziemi, zarówno te bezpośrednie jak i pośrednie, nie są w monografii omawiane. Wykorzystuje się tylko ich wyniki do sprawdzenia modeli teoretycznych. Takie podejście zaciążyło na całości pracy. Czytając ją czuje się niedosyt informacji o zagadnieniach doświadczalnych. Wyniki eksperymentalne podawane są często w sposób marginesowy, bez dokładnych objaśnień. Wyniki liczbowe otrzymywane w pomiarach są na ogół podawane bez zaznaczenia ich dokładności czy przedziału ufności. Uwaga ta odnosi się zresztą w różnym stopniu do różnych rozdziałów, a nawet ich części z uwagi na wielość autorów. Powoduje to różnorodność stylu i podejścia do traktowanego zagadnienia. Styl na ogół jest bardzo hermetyczny zarówno pod względem terminologii jak i stosowanego aparatu matematycznego. W rezultacie każde zagadnienie przedstawione w monografii, będąc zrozumiałe dla specjalisty z danej dziedziny, jest czasami trudne do śledzenia dla niespecjalisty z uwagi na niepełną chwilami ciągłość rozważań teoretycznych. Brak spisu używanych oznaczeń i symboli utrudnia dodatkowo rozumienie tekstu. Z uwagi na mnogość używanych oznaczeń ich spis powinien być umieszczony dla każdego rozdziału osobno. Czasami nawet (a jest to już uchybienie Redakcji) w jednym i tym samym rozdziale ta sama wielkość opisywana jest różnymi symbolami i *vice versa*. Dodatkowym utrudnieniem w czytaniu jest brak indeksu rzeczowego. W rezultacie niektóre pojęcia pojawiają się w tekście wcześniej niż są zdefiniowane (np. pojęcie magnitudy pojawia się na str. 61 tomu drugiego, a jest ono zdefiniowane dopiero na str. 125 tegoż tomu, nie mówiąc już o tym, iż magnituda pojawia się również na str. 537 tego tomu, ale już jako zupełnie inne pojęcie, tym razem z zakresu indukcji elektromagnetycznej). Również i sytuacja odwrotna, w przypadku braku indeksu alfabetycznego, jest czasami kłopotliwa. Dla niewtajemniczonych np. wektor Burgersa wspomniany na str. 24 tomu drugiego (bez odnośnika) jest zupełną zagadką o ile nie zajrzy się na str. 293 tomu pierwszego, itp.

Po tych paru uwagach wstępnych przejdźmy do omówienia zawartości merytorycznej monografii.

Rozdział pierwszy (228 stron) dzieli się na cztery części (w nawiasach podaje autorów): 1) Równania stanu i elementy fizyki wysokich ciśnień i temperatur (R. Dmowska, A. Hanyga, J. Leliwa-Kopystyński, L. Czechowski); 2) Pole ciepłe Ziemi (S. Maj); 3) Struktura wnętrza Ziemi (A. Guterch); 4) Przejścia fazowe, petrologia i elementy geochemii (J. Leliwa-Kopystyński, N. Bakun-Czubarow). Rozpoczęcie całej monografii od przedstawienia równań stanu, w których przeanalizowane jest zachowanie się materii w warunkach wysokich ciśnień i temperatury dostarcza właściwych ram i podstaw do dalszej analizy zjawisk zachodzących we wnętrzu Ziemi. Podane zostały równanie Williamsona-Adamsa, krzywe Hugonioty (brak opisu symbolu κ na rys. 1.1.1). Przedstawiono mechanizm pełzania (we wzorze 1.1.20 opisującym szybkość pełzania niezrozumiała jest zaznaczona po lewej stronie równania zależność od czasu t), przedyskutowano własności elektryczne i ciepłe skał i minerałów w warunkach wysokich ciśnień i temperatury, przedstawiono zależności termodynamiczne, podano różne wersje równania stanu. Przeanalizowany został rozkład gęstości, przyspieszenia ziemskiego i ciśnienia we wnętrzu Ziemi.

W dalszej części tego rozdziału przedstawione jest pole ciepłe Ziemi. Dyskutowany jest strumień ciepły Ziemi (nawiasem mówiąc jego gęstość podana jest jako 6.3 mW/m^2 zamiast 63 mW/m^2), dyskutowany jest gradient termiczny, temperatura topnienia, przewodnictwo ciepłe oraz transfer radiacyjny. Cała ta część jest w zasadzie kompilacją dwu artykułów jej Autora opublikowanych w *Acta Geophysica Polonica* w 1974 i 1975 r. Spowodowało to, że niektóre wzory powtarzają się (np. wzór na średnią prędkość dźwięku V_m według Debye'a na str. 109 i 118), jak również ta sama wielkość jest różnie oznaczana (np. temperatura Debye'a jako θ na str. 103 i jako Θ na stronie 118 i nast.). Wszystkie dane odnoszące się do ciepła radiogenicznego oparte są na obliczeniach F. Bircha z 1954 r. (praca zresztą nie cytowana) z okresu,

gdy schematy rozpadu, zwłaszcza szeregu uranowego, nie były jeszcze dokładnie poznane. Nie cytowana jest również praca L. Rytacha z 1976 r. podająca nieco inne wartości (nie są też wspomniane wyniki podane w tej dziedzinie przez Marię Skłodowska-Curie).

Struktura wnętrza Ziemi opisana w dalszej części rozdziału pierwszego jest bardzo zwięzłym przedstawieniem wyników otrzymanych osobno dla skorupy i górnego płaszczka Ziemi oraz dla dolnego płaszczka i jądra Ziemi. Ta zwięzłość stylu spowodowała przypuszczalnie, że na str. 153, przy określaniu nieciągłości Moho powiedziano, że jest to „nieciągłość, której zakres wynosi średnio ok. 0,9 do 1,0 km/s”, zapominając dodać, że chodzi tu o nieciągłość prędkości podłużnych fal sejsmicznych. Ta sama lakoniczność stylu spowodowała brak kompletnego opisu rys. 1.3.1, 1.3.3 i 1.3.6 odnoszących się do schematycznych modeli skorupy ziemskiej.

Przejścia fazowe wraz z elementami geochemii zostały bardzo elegancko opisane w ostatniej części rozdz. pierwszego. Na podstawie zależności termodynamicznych (muszę tu zaznaczyć, że funkcja Gibbsa dana równaniem 1.4.1 na str. 171 jest podana na jedną cząstkę, co nie zostało w tekście ujęte), rozkładu prędkości fal podłużnych oraz temperatury i ciśnienia wraz z głębokością, przeanalizowano przejścia fazowe głównych minerałów. Również i w tym paragrafie trafiają się różne niedociągnięcia redakcyjne — np. opis osi odciętych na rys. 1.4.10: nie wiadomo, czy dane liczbowe odnoszą się do zawartości Mg_2SiO_4 czy do Fe_2SiO_4 .

Rozdział drugi (341 stron) składa się z dziewięciu części: 1) Elementy mechaniki ośrodków ciągłych (J. Niewiadomski, R. Teisseyre, J. Leliwa-Kopystyński); 2) Elementy elastycznej teorii dyslokacji (K. Rybicki); 3) Teoria szczelin i jej zastosowanie sejsmologiczne (R. Dmowska, J. Niewiadomski), 4) Wybrane problemy mechaniki ośrodków ciągłych i ich zastosowanie w badaniach trzęsień Ziemi (R. Teisseyre), 5) Teoria fal sejsmicznych w ośrodkach niejednorodnych (A. Hanyga), 6) Nieliniowa teoria propagacji fal: fale proste i uderzeniowe (A. Hanyga); 7) Problem odwrotny w sejsmologii (A. Hanyga); 8) Szybkie przejścia fazowe (A. Hanyga, J. Leliwa-Kopystyński); 9) Fale sejsmiczne w Ziemi (J. Pajchel, E. Lenartowicz, J. Hordejuk).

Rozdział ten jest przede wszystkim teoretycznym opisem zjawisk związanych z własnościami sprężystymi Ziemi. Pierwsza jego część jest poświęcona mechanice teoretycznej ośrodków ciągłych i jest wstępem do części dalszych. Zawiera ona również opis mechanicznych własności skał, zarówno sprężystych jak i niesprężystych. Tabela 2.1.1 tej części jest dobrym przeglądem współzależności pomiędzy różnymi stałymi sprężystości ciał izotropowych. Wiele parametrów materiałowych wymienionych w tej części nie jest definiowanych i ich wytłumaczenia należy szukać w monografiach specjalistycznych. Niektóre definicje parametrów deformacji skał przedstawione są na rys. 2.1.2, który posiada jednak pewne braki (nie ma objaśnienia pozycji 6, na osi pionowej nie podano wielkości zaznaczonych w tekście opisu rysunku). Oznaczenia wprowadzone w tej części powinny być standardem dla całego rozdziału drugiego (przynajmniej!), czego niestety nie obserwuje się (inne części pisane były przez innych autorów!). Dla przykładu można zacytować wzór 2.1.1 (str. 244) i wzór 2.6.1 (str. 466), które fizycznie oznaczają to samo (wektor położenia), są jednak zapisane przy użyciu zupełnie różnej notacji.

Część druga tego rozdziału poświęcona jest teorii dyslokacji Somigliany i Volterry. Mogłaby ona stanowić zupełnie osobną monografię z zakresu fizyki ciała stałego, potrzebna jest jednakże do zrozumienia pewnych aspektów przedstawionych w dalszych częściach.

Trzecia część rozdziału odnosi się do teorii szczelin, zwłaszcza w jej zastosowaniu do sejsmologii. Używana tu już jest terminologia sejsmologiczna w odniesieniu do fal (które nie zostały jeszcze opisane ani terminologia wytłumaczona — jest to zrobione dopiero w dalszych częściach), a teoria szczelin została zastosowana do dyskusji uskózków. Pomimo iż Autorzy posługują się w tej części pojęciem dyslokacji Volterry, nie ma w niej żadnego odnośnika do części poprzedniej, gdzie ta dyslokacja była szczegółowo dyskutowana. Czytając tę część odczuwa się brak odpowiednich szkiców wyjaśniających sytuację geometryczną, w związku z czym cytowane wyniki obliczeń pokazane na rysunkach 2.3.6 do 2.3.13 są mało zrozumiałe (nie wyjaśniono poza tym, co oznaczają na tych rysunkach ΔT_p oraz kąt θ).

Czwarta część rozdziału analizuje w dalszym ciągu powiązanie teorii defektów z opisem trzęsień Ziemi. Szkoda, że przy opisie dyslokacji konturowych nie nawiązano do podobnej dyskusji prowadzonej w części 2.2, np. nie wiadomo, jaka jest relacja pomiędzy wzorami 2.2.78 i 2.4.2 odnoszącymi się do przesunięć w dyslokacji konturowej. Dyskutowane są również w tej części źródła punktowe dyslokacji oraz elementy

**WIELOKANAŁOWY
SPEKTROMETR
RENTGENOWSKI**

SRM-20M

do prowadzenia szybkościowej automatycznej analizy wielokładnikowej nieciągłych próbek materiałów fluorescencyjną metodą widma rentgenowskiego w zakresie od Na do U.

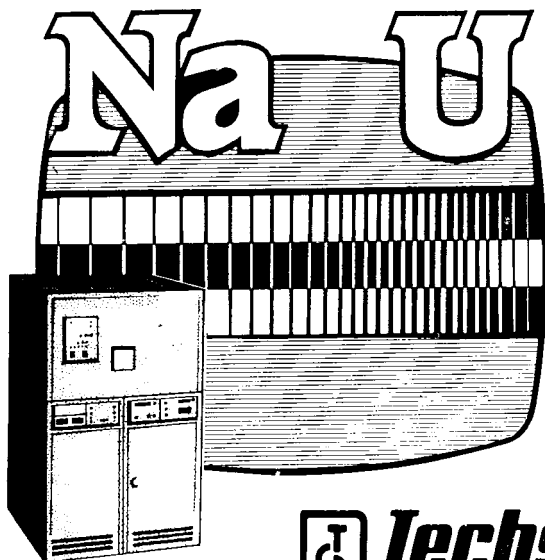
UMOŻLIWIA ANALIZĘ

- *stali*
- *żeliwa*
- *żuzli*
- *metali kolorowych i ich stopów*
- *cementu*
- *materiałów silikatowych*
- *rud*
- *minerałów*

w warunkach zakładów przemysłowych.

Ilość jednocześnie określanych pierwiastków 12

Odznacza się niezawodnością i wysokimi parametrami analitycznymi.



**Eksporter ·
V/O "Techsnabexport"**

ZSRR, 121200, MOSKWA
Smolenskaja-Siennaja pł.
32/34

Teleks: 411328 tse su
Telefon: 244-32-85



Techsnabexport
USSR MOSCOW

plastycznego płynięcia ośrodka skalnego. W części tej zwraca uwagę duży wkład autorów polskich do opracowania teoretycznego omawianego zagadnienia.

Następna, piąta część tego rozdziału przedstawia opis teorii fal sejsmicznych w formie bardzo zmatematyzowanej wychodząc od podanego *a priori* układu równań 2.5.1, bez objaśnienia fizycznego, jak również bez zdefiniowania wielkości B_{kp}^{lg} tam wchodzących (przypuszczalnie są to składowe tensora modułów sprężystych, które pojawiają się na str. 521 tegoż tomu). Otrzymane są wyrażenia na opis fal poprzecznych i podłużnych, dyskutowane są zagadnienia odbić i załamania fal, rozchodzenie się fal w ośrodkach anizotropowych. Dyskutowany jest przypadek rozchodzenia się fal w kuli o strukturze warstwowej, co jest istotnym zagadnieniem dla sejsmometrii. We wzorze 2.5.220 pokazana jest funkcja Airy (niestety zbyt małą czcionką, co powoduje, że ułamek $1/3$ w wykładniku potęgowym jest nieczytelny) w postaci mało znanej. Ponieważ funkcja Airy nie jest zbyt rozpowszechniona (w dodatku w tekście nie ma odnośnika bibliograficznego) i monografie funkcji specjalnych są dosyć lakoniczne na jej temat, przydałoby się w przypisie jakieś jej szersze opisanie. W dodatku kontur całkowania do tego wzoru jest opisany w sposób zupełnie niezrozumiały, a asymptotyczne rozwinięcie tej funkcji (wzór 2.5.221 na str. 431) zawiera błędy dla przypadku $s \gg 1$ (w tekście Autor podał dla $s \geq 0$ i $s \leq 0$, co przecież nie odpowiada charakterowi wzoru asymptotycznego!).

Następna (szósta) część rozdziału drugiego poświęcona jest nieliniowej teorii propagacji fal. Jest to opis czysto matematyczny, bardzo sformalizowany (znow bez powoływania się na wyniki podane wcześniej w monografii oraz wprowadzając nieco inne oznaczenia, na przykład wzór 2.6.3 opisujący gęstość masy ośrodka jest przecież identyczny ze wzorem 2.1.18).

W siódmej części dyskutowane jest zagadnienie odwrotne sejsmologii, to znaczy wyznaczanie profili prędkości fal podłużnych i poprzecznych w funkcji głębokości na podstawie znajomości czasu przejścia, amplitud itp. w funkcji odległości od epicentrum. Przedstawiona jest tu tzw. metoda tau. Wykład jest prowadzony czasami przy pomocy dosyć mylącej terminologii, np. używa się pojęcia transformaty (str. 511) gdy chodzi o zwykłe podstawienie.

Szybkim przejściem fazowym będącym przyczyną powstawania ognisk trzęsień Ziemi poświęcona jest przedostatnia część rozdziału drugiego. Duży wkład w naukowe opracowanie tego zagadnienia wnieśli do nauki właśnie Autorzy tej części monografii.

Wreszcie ostatnia część traktuje o falach sejsmicznych w Ziemi i znajdujemy tu trochę więcej informacji doświadczalnych wraz z klasyfikacją fal (niepełną, niestety) na rysunku 2.9.8, którą to klasyfikacją Autorzy posługiwali się już wcześniej. Rozdział drugi kończy tom pierwszy monografii.

Rozdział trzeci (299 stron) zaczynający tom drugi dotyczy procesów dynamicznych oraz związanych z nimi trzęsień Ziemi. Składa się on z dziewięciu części: 1) Modele procesów fizycznych w ogniskach trzęsień Ziemi (R. Teisseyre, S. Droste); 2) Deformacje powierzchniowe (K. Rybicki); 3) Fizyczne parametry ogniska trzęsień Ziemi (S. J. Gibowicz); 4) Wpływ struktury na trzęsienia (R. Teisseyre, B. Wojtczak-Gadomska); 5) Sejsmiczność Ziemi (B. Wojtczak-Gadomska, B. Guterch, H. Lewandowska-Marciniak, A. Kijko); 6) Naprężenia termiczne i związek trzęsień z konwekcją w płaszczu Ziemi (R. Teisseyre, B. Wojtczak-Gadomska, R. Dmowska); 7) Prognozowanie trzęsień Ziemi (S. J. Gibowicz, R. Teisseyre); 8) Indukowana sejsmiczność i wstrząsy pochodzenia eksploatacyjnego (R. Teisseyre); 9) Pola sprzężone (R. Dmowska, M. Jeleńska, W. Bielski). Rozdział ten jest jak gdyby praktycznym wykorzystaniem teorii przedstawionych w rozdz. 2. Zaczyna się on od rozważań nad teorią i procesami fizycznymi zachodzącymi w ogniskach trzęsień Ziemi. Dyskutowane są punktowe i rozmyte modele ognisk.

Zewnętrzna informacją o trzęsieniach Ziemi są deformacje powierzchniowe, którym poświęcono drugą część tego rozdziału. Podane zostały rozwiązania teoretyczne dotyczące tych deformacji oraz przedstawiono wyniki eksperymentalne obserwowane w różnych rejonach globu. Musimy tu jednak zanotować, że na rys. 3.2.7 i 3.2.8 przedstawiających mapy przemieszczeń powierzchniowych brak jest opisu jednostek, w jakich wyrażone są izolinie na nich przedstawione.

Trzecia część tego rozdziału zawiera opis parametrów fizycznych ogniska trzęsień Ziemi. Rozpatrywany jest punktowy model ogniska (nb. jest zły odnośnik do źródła wzoru 3.3.1 opisującego składowe przemieszczenia fali podłużnej). Wprowadzone jest tu pojęcie momentu sejsmicznego M_0 dla ogniska punktowego oraz zdefiniowane są magnitudy trzęsień Ziemi: M_I , M_s , m_b , M_r i ich związek z parametrami trzęsienia Ziemi. Wielkość trzęsienia Ziemi określana jest poprzez podanie jego magnitudy. W życiu codziennym

środku masowego przekazu przynoszą nam wiadomości o sile trzęsień Ziemi na ogół w jednostkach skali Richtera — szkoda, że w monografii nie ma jej podanej — wspomniano tylko na stronie 179 tomu drugiego, iż taka skala, oraz inne, istnieją.

Tektonika posiada niewątpliwy wpływ na procesy zachodzące w trakcie trzęsień Ziemi. Zagadnieniom tym poświęcona jest krótka, czwarta część tego rozdziału.

W piątej części podane są wiadomości na temat sejsmiczności Ziemi, przy czym Autorzy posługują się magnitudą m_b (natomiast w tabeli 3.5.1 Autorzy zamiast oznaczeń m_b , M_s i M_L zastosowali oznaczenia M_b , M_s i M_L — dlaczego nie pozostać przy oznaczeniach opisanych poprzednio w paragrafie 3.3?). Bardzo interesująca jest mapa na rys. 3.5.7 podająca orientację głównych osi naprężeń na kuli ziemskiej. Natomiast rozkład głębokości położenia głównych osi naprężeń w płaszczu Ziemi (rys. 3.5.8) jest niezrozumiały z uwagi na brak opisu i skali osi odciętych. Przedstawiona jest również sejsmiczność Polski. Na zakończenie podano współczesne metody lokalizacji wstrząsów sejsmicznych w oparciu o sieć stacji sejsmologicznych.

Następna część tego rozdziału opisuje związek naprężeń termicznych i konwekcji z trzęsieniami w płaszczu Ziemi. Płaszcz Ziemi jest tu traktowany jako ośrodek termoplastyczny według zależności liniowych podanych przez Biota. Opis teoretyczny jest bardzo sformalizowany i nie jest poparty opisem fizycznym (dotyczy to zwłaszcza sensu fizycznego równań bilansu 3.6.1 i 3.6.2). Na stronie 209 sformalizowane jest prawo zachowania gęstości dyslokacji, które nie zostało sformułowane fizycznie. Należy tu podkreślić, że do zbadania zagadnień opisanych w tej części monografii duży wkład wnieśli jej Autorzy.

Siódma część trzeciego rozdziału zawiera rozważania na temat prognozowania trzęsień Ziemi. Jest to zagadnienie, które nie jest jeszcze poznane i opracowane w sposób zadowalający. Autorzy przedstawiają aktualny stan wiedzy w tej dziedzinie.

Dalsza część rozdziału dotyczy zagadnienia sejsmiczności indukowanej procesami eksploatacyjnymi i innymi wywołanymi działalnością człowieka. Jest to niezwykle istotny problem dla praktyki górniczej w odniesieniu do tąpnięć w kopalniach. Przedstawiono korelacje statystyczne wartości różnych parametrów geofizycznych z momentami występowania takich wstrząsów.

Ostatnia część rozdziału dotyczy pól sprzężonych. Chodzi tu mianowicie o istnienie i badanie pól geofizycznych pojawiających się wraz z procesami deformacji i trzęsieniami Ziemi. Przeanalizowano zjawiska elektromechaniczne (zmianę oporu właściwego, piezoelektryczność i elektrostrykcję oraz elektrokinetykę) oraz zjawiska magnetomechaniczne. Podana została teoria pól sprzężonych, przy czym równania wyjściowe (str. 298 i następne) łączące tensor naprężeń z elementami pola elektrycznego i magnetycznego podane są niestety bez objaśnień fizycznych (gdyż trudno zdanie „Punktem wyjścia rozważań są następujące równania...” uznać za uzasadnienie tych równań).

Rozdział czwarty (197 stron) przedstawia pole grawitacyjne Ziemi i związane z nim ruch obrotowy i oscylacje własne Ziemi. Składa się on z sześciu części: 1) Pole grawitacyjne Ziemi (J. Zieliński); 2) Pływy ziemskie (T. Chojnacki); 3) Swobodne oscylacje Ziemi: model SNREI (J. Czyż); 4) Swobodne oscylacje Ziemi: współczesne teorie i rezultaty eksperymentalne (J. Czyż); 5) Ruch obrotowy Ziemi (J. Moczko, J. Czyż); 6) Trzęsienia Ziemi i ich wpływ na ruch obrotowy (J. Czyż). Część pierwsza jest klasycznym opisem pola grawitacyjnego Ziemi z punktu widzenia teorii potencjału i podaje parametry normalnej elipsoidy ziemskiej przyjęte przez Międzynarodową Unię Geodezyjno-Geograficzną w 1975 r. Ciekawostką może być, że w części tej (ani zresztą w całej monografii) nie ma dyskusji nad stałą grawitacji, która jest jedną z fundamentalnych stałych fizycznych, i która, o dziwo, znana jest mimo to z dokładnością od 100 do 1000 razy gorszą od dokładności, z jaką znamy inne fundamentalne stałe fizyczne takie jak stała Plancka czy prędkość światła. A przecież właśnie odpowiednie kombinacje tych trzech stałych dostarczają nam naturalnych jednostek trzech podstawowych wielkości fizycznych: masy, długości i czasu.

Bardzo krótka część druga zawiera omówienie wyników teoretycznych odnoszących się do wpływów ziemskich. Autorzy przedstawiają opis teoretyczny przy pomocy liczb Love'a i liczb Shida, nie wyjaśniając ich znaczeń fizycznych, przy czym pojawiają się niewyjaśnione oznaczenia $L_n(r)$, dla jednej z liczb Love'a. Brak odpowiedniego rysunku schematycznego dla przedstawienia kierunków deformacji powoduje, iż trudno jest zorientować się w położeniu kątów deformacji opisanych wzorami od 4.2.14 do 4.2.16.

Trzecia i czwarta część przedstawiają zagadnienie swobodnych oscylacji Ziemi, przy czym najpierw

rozpatrywany jest przypadek Ziemi nieobrcającej się (SNREI), a następnie uwzględniony jest ruch obrotowy, który prowadzi do struktur subtelnych oscylacji. Przedstawione jest porównanie obliczeń teoretycznych z danymi eksperymentalnymi. Rozpatrywane są drgania sferoidalne i toroidalne. Przy omawianiu tych drgań czytelnik odczuwa brak przedstawienia prostego schematu geometrycznego tych zjawisk i opisu fizycznego podawanych równań wyjściowych. Brak jest opisu używanych oznaczeń (np., czy funkcje $U(r)$ i $V(r)$ we wzorze 4.3.39 określającym wektor przemieszczeń odpowiadają potencjałom we wzorze 4.1.8?).

Piąta część rozdziału odnosi się do wpływu grawitacji na ruch obrotowy Ziemi, a raczej na położenie jej osi obrotu w przestrzeni. Rozpatruje się kąty Eulera: precesji, nutacji i swobodnego obrotu. Przedstawiona jest teoria tego zjawiska oparta na rachunku zaburzeń oraz porównanie teorii z obserwacjami.

Krótką, ostatnią część rozdziału opisuje wpływ, jaki ewentualnie wywierają trzęsienia Ziemi na jej ruch obrotowy. Hipoteza takiego wpływu wynika ze statystycznego charakteru nutacji Chandlera. Obliczając pole przesunięć (nawiasem mówiąc wzór 4.6.19 opisujący to pole jest identyczny ze wzorem 2.2.14, tyle tylko, że każdy ze wzorów zapisany jest przy użyciu zupełnie różnych oznaczeń) można otrzymać zmianę tensora momentu bezwładności, co z kolei pozwala obliczyć drgania swobodne wynikające z istnienia określonych zaburzeń w ognisku trzęsienia Ziemi. Porównanie tak obliczonych mocy trzęsień z obserwowanymi nie pozwala jednak stwierdzić jednoznacznie, czy istnieje wpływ trzęsień Ziemi na jej ruch obrotowy.

Piąty rozdział (140 stron) opisuje pole magnetyczne i indukcję elektromagnetyczną we wnętrzu Ziemi. Składa się on z pięciu części: 1) Stałe pole magnetyczne i zmiany wiekowe (J. Ostrowski); 2) Hipotezy pochodzenia wewnętrznego pola magnetycznego. Dynamo hydromagnetyczne (M. Grundland); 3) Własności magnetyczne skał (M. Kądziółko-Hofmokr, J. Kruczyk, M. Jeleńska); 4) Paleomagnetyczna skala stratygraficzna (P. Tuchołka); 5) Indukcja elektromagnetyczna i rozkład przewodnictwa elektrycznego we wnętrzu Ziemi (J. Jankowski, Z. Tarłowski, R. Wielądek).

Pole magnetyczne Ziemi opisane jest w sposób klasyczny według rozwinięcia Gaussa wraz z podaniem współczesnych sposobów uwzględniania różnic pomiędzy szerokością geocentryczną a geograficzną oraz nierówności Ziemi. Przedstawione są również i inne reprezentacje pola (głównie przy pomocy multipoli). Opisana jest morfologia pola magnetycznego z jego podziałem na część jądrową i skorupową. Omówione są zmiany wiekowe.

Druga część rozdziału poświęcona jest hipotezom pochodzenia wewnętrznego pola magnetycznego. Podana jest idea dynamy hydrodynamicznej. Podobnie jak i w poprzednich rozdziałach występują tu często równania identyczne z już podawanymi (np. wzory na przyspieszenie ziemskie na str. 316 i 459, przy czym potencjał grawitacyjny za każdym razem jest inaczej oznaczany, to samo dotyczy notacji wektorowej), zapisane jednak przy użyciu innych oznaczeń. Podane są modele Bullarda-Gellmana, Backusa i Herzenberga oraz turbulentny model Parkera. Dyskutowane są hipotezy mechanizmu napędowego dynamy ziemskiego.

Trzecia część rozdziału opisuje magnetyczne własności skał. Podana jest duża ilość faktów i wyników doświadczalnych oraz metod pomiarowych. Do niedociągnięć, tym razem redakcyjnych, należy w tej części niewłaściwy opis osi odciętych rys. 5.3.3 i 5.3.4, gdzie nie wiadomo czy naniesiona skala odnosi się do zawartości Fe_3O_4 czy też do $TiFe_2O_3$. Również szkic sytuacyjny na rys. 5.3.5 nie ma naniesionych kątów, o których mowa jest w tekście. W dalszym ciągu tego rozdziału omówiona jest dosyć zwięźle paleomagnetyczna skala stratygraficzna.

Ostatnia część rozdziału przedstawia zagadnienie indukcji elektromagnetycznej w Ziemi wraz z głębokościowym rozkładem przewodnictwa elektrycznego. Opisane są funkcje przejścia procesu indukcji elektromagnetycznej. Punktem wyjścia jest potencjał w sferycznym układzie współrzędnych opisany funkcjami sferyczno-harmonicznymi (wg Gaussa). Nawiasem mówiąc jest to już co najmniej trzeci raz podawany wzór (wzory 5.5.1, 5.1.5 i 4.1.4) dla tego samego równania — za każdym razem jednak w trochę innej postaci, przy czym nie są one oczywiście całkowicie ekwiwalentne między sobą, a ponadto używana jest w nich różna notacja dla stowarzyszonych wielomianów Legendre'a. W omawianym przypadku wzór wyjściowy podający potencjał dla kuli (wzór 5.5.1) jest przedstawiony w sposób trochę mylący, gdyż potencjał magnetyczny wyrażono jako sumę potencjałów od źródeł wewnętrznych i zewnętrznych. Wzór

w ten sposób zapisany daje na ogół szereg rozbieżny z wyjątkiem punktów r leżących na powierzchni Ziemi, co nie zostało w treści podkreślone (choć dalsze obliczenia prowadzone są dla takiego właśnie przypadku).

Dla wyników interpretacji rozkładu oporności elektrycznej wraz z głębokością według sondowań elektromagnetycznych podanych na rys. 5.5.6 w układzie oporność-czas brak jest objaśnień co do przekształcenia skali czasu na skalę głębokości, w związku z czym opis tego rysunku w tekście niezbyt dobrze koresponduje z samym rysunkiem.

Rozdział szósty (123 strony) odnosi się do procesów planetarnych ewolucji Ziemi i składa się z trzech części: 1) Ewolucja materii kosmicznej i powstanie układu słonecznego (B. Kuchowicz, B. Lang, S. Maj); 2) Sejsmologia obiektów pozaziemskich (R. Dmowska, B. Kuchowicz); 3) Tektonika płyt i ewolucja wnętrza Ziemi (L. Czechowski, J. Kruczyk, M. Kądziołko-Hofmokr, J. Leliwa-Kopystyński, R. Teisseyre).

W rozdziale tym wyjaśniona jest pozycja Ziemi w naszym układzie planetarnym oraz stosunki energetyczne w nim panujące. Poczynając od omówienia przebiegów syntezy jądrowej w przyrodzie (szkoda, że nie zestawiono podstawowych reakcji jądrowych biorących udział w tym procesie) oraz kosmochemicznych aspektów powstania Układu Słonecznego, Autorzy omawiają modelowanie procesu planetotwórczego oraz modele ewolucji cieplnej Ziemi. W odniesieniu do tej ostatniej kwestii, dla fizyka jądrowego może być pewnym zaskoczeniem, że izotopy promieniotwórcze o czasie połowicznego rozpadu rzędu 10^7 lat Autorzy zaliczyli do izotopów krótkożyjących. Takie postawienie sprawy przez Autorów jest oczywiście słuszne z punktu widzenia wieku Ziemi, który jest tu punktem odniesienia.

Druga część rozdziału omawia strukturę obiektów pozaziemskich: Księżycą i gwiazd neutronowych.

Ostatnia wreszcie część poświęcona jest tektonice płyt i związanym z nią dryfem kontynentów. Podany jest cały szereg obserwowanych faktów doświadczalnych świadczących o istnieniu dryfu oraz pewne próby jego uzasadnienia fizycznego (głównie na zasadzie konwekcji i dyferencjacji grawitacyjnej).

Monografia opiera się na bardzo bogatym materiale bibliograficznym — ok. 2250 pozycji, z czego około 200 jest pracami polskimi. Ze względu na to, że bibliografia podawana jest po każdej części rozdziału, są oczywiście pozycje powtarzające się. Pomimo tak bogatej literatury tu cytowanej brakuje czasami dokładniejszej informacji, zwłaszcza o pracach podstawowych. Spotyka się na przykład stwierdzenie (str. 167, tom 1): „Istnienie jądra Ziemi stwierdzone zostało po raz pierwszy w 1897 roku przez Wiecherta...”, lub (str. 337, tom 1): „W 1962 r. Airy wprowadził funkcję naprężeń, nazywaną także funkcją Airy, ...” — wszystko bez podawania pozycji bibliograficznej. W tym ostatnim zresztą przypadku Sir George Biddell Airy (jeśli to o niego chodzi!) zmarł w 1892 r., więc informacja podana w monografii jest dosyć szokująca. Poza tym nie jest to ta sama funkcja Airy, co funkcja podana na str. 431 tegoż tomu, o której mówiłem poprzednio. Przypadków podawania pewnych fundamentalnych informacji w wyżej przytoczony sposób jest w monografii bardzo dużo. Czasami niektórzy autorzy nadużywają zwrotu „jak wiadomo” lub „znana technika...” itp. serwując w dalszym ciągu jakąś istotną informację bez podania odnośnika literaturowego (np. str. 127 tom 1, str. 365 tom 2 i in.). Używany w monografii sposób cytowania jest poprawny, choć czasami niejednolity. W tym samym paragrafie, te same czasopisma są nieraz różnie podawane, np. (str. 354 i 355 tom 1) *BSSA* lub *Bull. Seism. Soc. Am.* Czasami pozycja bibliograficzna podana w tekście nie istnieje w spisie (np. str. 138 tom 1: „Akimoto i Hideyuki, 1968”) lub podawane są w sposób dosyć dziwny, np. (str. 49 tom 1): „Potencjał Lenarda-Jonsa, czyli potencjał 6—12 (1924) jest...” — w spisie literatury do tej części nie istnieje pozycja Lenard-Jons.

Strona matematyczna monografii jest opracowana bardzo poprawnie. Poza sporadycznymi pomyłkami nie ma żadnych szczególnie rażących niedociągnięć. Część z tych pomyłek była już tu cytowana, inne, to np. brak czynnika 2 przy V_s^3 we wzorze 1.1.9, czy też pojawienie się oznaczenia „curl” (str. 367 tom 1) podczas gdy wszędzie indziej stosowana jest notacja „rot”, itp. Jedyne brak wykazu oznaczeń i symboli oraz ich dosyć niekonsekwentne stosowanie powoduje istotne trudności w czytaniu monografii. Niemniej jednak każdy paragraf, dla specjalisty z dziedziny nim objętej, jest zupełnie dobrze rozumiany.

W jakiegokolwiek recenzji dzieła naukowego jest niesłychanie trudno ustosunkować się do zakresu przedstawianego materiału. Ponieważ przedmiot monografii jest bardzo obszerny, zaś jej objętość ograniczona, jest rzeczą oczywistą, że Autorzy byli zmuszeni dokonać pewnego wyboru — jest to po prostu ich koncepcja naukowa przedstawiania zagadnienia. Dlatego też nie chciałem dyskutować tego zagadnienia, a zająłem się raczej formą przedstawienia materiału. Wydaje się bowiem, że Autorzy często zaniedbali

omówienie samej istoty fizycznej opisywanych zjawisk lub podejść teoretycznych na rzecz rozbudowanego formalizmu matematycznego. Można by argumentować, że ograniczona objętość druku nie pozwoliła im tego uczynić. Z drugiej jednak strony widać, że szereg wzorów jest podawanych w monografii wielokrotnie, o czym była już mowa (ponadto np. wzór $\Phi = V_p^2 - 4/3 \cdot V_s^2$ jest podany w tomie I co najmniej 7-krotnie na str. 15, 61, 71, 110, 118, 262 i 267, podobnie jak i z innymi wzorami, np. współczynnik Grünsena powtarzany jest również wielokrotnie). Wydaje się więc, że można by w tym miejscu ograniczyć trochę tekst na korzyść rozbudowy opisu fizycznego. Ponadto wydaje się, że poza indeksem alfabetycznym i spisem symboli i oznaczeń powinna być podana osobno tabela z podstawowymi parametrami Ziemi i stałymi fizycznymi i geofizycznymi używanymi w monografii. Ułatwiłoby to znacznie czytanie całości.

W podsumowaniu należy z dużym naciskiem stwierdzić, że omawiana monografia jest dużym wydarzeniem w geofizyce polskiej i stało się bardzo dobrze, iż się ukazała. Żadne dzieło nie powstaje w postaci doskonałej (w dodatku, jeśli jest pisane przez aż 34 autorów) — traktujmy je więc jako pierwsze wydanie, które z pewnością będzie mogło być w przyszłości ulepszone. Monografia ta jest obecnie podstawową pozycją naszej wiedzy o fizyce i strukturze wnętrza Ziemi. Jesteśmy wdzięczni Autorom za włożony trud i oczekujemy z niecierpliwością drugiego wydania.

Nawet w tej swojej pierwotnej wersji dzieło to zostało zauważone na forum międzynarodowym dzięki nowoczesnemu podejściu do traktowanego zagadnienia. Wydawnictwo Elsevier łącznie z PWN zdecydowało się wydać wersję angielską tego dzieła w postaci nieco zmienionej i rozszerzonej do czterech tomów, również pod ogólną redakcją prof. R. Teisseyre'a, przy nieco mniejszym zespole autorskim. Dwa pierwsze tomy już się ukazały: *Constitution of the Earth's Interior*, 1984, red. J. Leliwa-Kopystyński i R. Teisseyre oraz *Seismic Wave Propagation in the Earth*, 1984, red. A. Hanyga. Omówienie tych tomów jest już jednak zupełnie inną sprawą.

Jan A. Czubek

Instytut Fizyki Jądrowej
Kraków

KRONIKA

PTF

Nagrody magisterskie PTF

Komisja Nagród i Odznaczeń PTF przyznała w 1985 r. następujące nagrody za prace magisterskie:

mgr Henryk Dąbrowski (Łódź) za pracę „Dwu-wymiarowe modele kwantowej teorii pola”,

mgr Jan Kukliński (Warszawa) za pracę „Jonizacja w pobliżu progu wywołana gładkimi impulsami laserowymi”,

mgr Zenon Roskal (Lublin) za pracę „Zmiana obrazu fizycznego świata w okresie rewolucji naukowych XVI–XVII wieku”,

mgr Bogusław Staroń (Łódź) za pracę „Badanie liniowej prędkości wzrostu kryształów mrowczanu sodowo-kadmowego w funkcji przesycenia”,

mgr Grzegorz Waligórski (Warszawa) za pracę „Badania spektroskopowe wysokich stanów wzbudzonych atomów metali alkalicznych”,

mgr Dariusz Wasik (Warszawa) za pracę „Badania transportowe drugiego stanu akceptorowego $\text{Co}^{1-}(3d^8)$ w GaAs”.

B. W.

Nagrody dydaktyczne PTF

Komisja Nagród Dydaktycznych PTF przyznała w 1985 r. następującym nauczycielom nagrody:

mgr Henryk Dacewicz (Lublin) za wyróżniające się osiągnięcia dydaktyczne w przygotowaniu uczniów do olimpiad oraz popularyzację swego dorobku metodycznego na łamach czasopism *Fizyka w Szkole* i *Oświata i Wychowanie*,

mgr Jan Dydą (Słupsk) za osiąganie bardzo dobrych wyników w nauczaniu oraz za rozbudzenie zainteresowań fizycznych wśród uczniów,

mgr Jerzy Musiałowicz (Gniezno) za wielki wkład pracy w Młodzieżowym Towarzystwie Naukowym oraz za wzorowe przygotowanie uczniów na studia nauczycielskie z fizyki,

mgr Aleksandra Przybylska (Września) za niezwykle ofiarną pracę dydaktyczną i opiekę nad potrzebującym specjalnej troski olimpijczykiem,

mgr Jan Sikora (Szczecinek) za roztaczanie opieki dydaktycznej nad młodszymi nauczycielami fizyki oraz za aktywny udział w przygotowaniu uczniów do zawodów i turniejów fizycznych.

B. W.

Oddział Szczeciński

Dnia 24 października 1985 odbyło się walne zebranie członków Oddziału Szczecińskiego PTF, na którym wybrano nowy Zarząd Oddziału w składzie: przewodniczący — Tadeusz Rewaj, wiceprzewodniczący — Jan Budziński, sekretarz — Jerzy Majszczyk, skarbnik — Bronisław Bystron, członkowie — Władysław Arsoba i Mieczysław Prajsnar.

Ewa Weinert-Rączka

Oddział Warszawski

Walne zebranie Oddziału odbyło się 30 września 1985. Wybrano nowy Zarząd Oddziału w składzie: przewodniczący — Marian Grynberg, wiceprzewodnicząca — Teresa Grycuk, sekretarz — Mirosław Łukaszewski, skarbnik — Michał Findeisen, członkowie — Teresa Białecka, Wanda Ejchart, Aleksandra Magryta, Maciej Lęwenstein, Lucjan Zemlo.

W czasie minionej kadencji (lata 1983–85) Zarząd Oddziału koncentrował swoją działalność na szeroko pojętej akcji popularyzacji fizyki, a także na współdziałaniu ze środowiskiem nauczycielskim. Na szczególną uwagę zasługuje udział Oddziału w pracach prowadzących do zastosowania sprzętu

mikrokomputerowego w procesie nauczania fizyki w szkole średniej. Między innymi w lipcu 1985 Oddział zorganizował, przy lokalowej, finansowej i sprzętowej pomocy Zakładu Fizyki Teoretycznej PAN, spotkanie robocze pod nazwą „Mikrokomputer w fizyce szkolnej”, w którego pracach wzięło udział kilku kolegów nauczycieli. Opracowano prosty, „szkolny”, algorytm do całkowania równań ruchu punktu materialnego, a następnie wykorzystano go w programach: ORBITA — ruch planety w polu Słońca, CYKLOTRON — ruch cząstki naładowanej w skrzyżowanych polach elektrycznym i magnetycznym, STRUNA — symulacja drgań struny składającej się z dyskretnych cząstek powiązanych sprężynkami (niekoniecznie liniowymi). Opracowano także prostą metodę symulacji Monte Carlo dwuwymiarowego gazu Lorentza (program DYFUZJA) i wykorzystano ją do symulacji przewodnictwa elektrycznego metali (ruch w polu elektrycznym w obecności rozpraszaczy) — program DRUT. W przygotowaniu są dalsze programy, m. in. program ilustrujący ruch w ośrodku o oporze proporcjonalnym do kwadratu prędkości z możliwością obrotu poruszającego się ciała. Oddział chętnie udostępni wszystkim zainteresowanym wyniki swoich dotychczasowych prac i zaprasza do współpracy w obecnych i przyszłych działaniach na tym polu.

We wrześniu 1985 Oddział liczył 439 członków.

Mirosław Łukaszewski

Nominacje na profesorów

Rada Państwa nadała tytuły naukowe profesorów.

Tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Jerzy Czerwonko (Politechnika Wrocławska), Tadeusz Figielski (IF PAN, Warszawa), Leszek Wojtczak (Uniwersytet Łódzki), Lutosław Wolniewicz (UMK, Toruń), Włodzimierz Zawadzki (IF PAN, Warszawa).

Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Witold Karwowski (Uniwersytet Wrocłowski) i Andrzej Bronisław Szytuła (Uniwersytet Jagielloński).

Wręczenie nominacji odbyło się 28 października 1985.

Nagroda Nobla 1985

16 października 1985 roku Komitet Nagród Nobla Szwedzkiej Królewskiej Akademii Nauk poinformował o przyznaniu tegorocznej Nagrody

Nobla z dziedziny fizyki niemieckiemu fizykom Klausowi von Klitzingowi za „odkrycie kwantowego efektu Halla”. Krótkie *laudatio* sztokholmskiego gremium w zasadzie precyzyjnie określa osiągnięcie tegorocznego laureata.

O kwantowym efekcie Halla pisano już w *Postępkach Fizyki* dwukrotnie (*P. F.* 33, 195 (1982) oraz 36, 515 (1985)). Zatem ograniczę się tutaj do przypomnienia istoty i znaczenia odkrycia. Klaus von Klitzing odkrył kwantowy efekt Halla, zwany



Klaus von Klitzing

też efektem von Klitzinga w 1980 r., a więc dokładnie w 100 lat po odkryciu efektu Halla przez amerykańskiego fizyka E. H. Halla. Von Klitzing wykazał, że w pewnych warunkach opór Halla (zdefiniowany jako stosunek napięcia na sondach hallowskich do prądu płynącego przez próbkę) jest skwantowany w jednostkach h/e^2 , niezależnie od materiału, szczegółów struktury energetycznej, jak i geometrii próbki. Warunkiem obserwacji efektu jest pełna kwantyzacja gazu elektronowego. Stan ten osiąga się umieszczając dwuwymiarowy gaz elektronów (warstwa inwersyjna w układach MOS-FET lub heterostrukturach) w silnym polu magnetycznym. Zaslugą von Klitzinga było po-

kazanie, że wartość oporu w obszarze *plateau* jest określona przez tylko dwie stałe fizyczne: ładunek elektronu e oraz stałą Plancka h . Dokładność pierwszego eksperymentu von Klitzinga wynosiła 10^{-5} . Obecnie osiąga się dokładność $2 \cdot 10^{-8}$. Sprawia to, że w wielu krajach prowadzi się intensywne prace nad zbudowaniem kwantowego wzorca jednostki oporu elektrycznego oma. Jeżeli przyjąć prędkość światła za znaną to efekt von Klitzinga pozwala na bezpośredni pomiar stałej struktury subtelnej, a więc pośrednio (ze względu na dokładność) na testowanie elektrodynamiki kwantowej.

Klaus von Klitzing urodził się 26 czerwca 1943 r. w Środzie k. Poznania. Studiował na Politechnice w Brunshwiku (Braunschweig), a w czasie wolnym od zajęć na uczelni pracował w tamtejszym PTB (odpowiednik naszego Urzędu Miar i Wag). Pracę doktorską, którą wykonał pod kierunkiem prof. G. Landwehra na Uniwersytecie w Würzburgu obronił w 1972 r. Po stażu w Oxfordzie habilitował się w 1978 r., a w rok później, jako stypendysta fundacji im. W. Heisenberga wyjechał do Grenoble, aby w tamtejszym laboratorium silnych pól magnetycznych (będącym wspólnym przedsięwzięciem francusko-zachodnoniemieckim) prowadzić dalsze badania warstwy inwersyjnej w ekstremalnych warunkach (temperatura rzędu 1 K, pole magnetyczne rzędu 20T). Tam też w nocy 4/5 lutego 1980 r. (jak sam opowiada) uzyskał pierwsze potwierdzenie swoich wcześniejszych przypuszczeń. Wyniki pomiarów zostały opublikowane w *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494 (1980) z pewnymi kłopotami, gdyż recenzent uważał pracę o możliwości budowy nowego wzorca oma za mało interesującą środowisko fizyków i dopiero zmiana akcentu na możliwość wyznaczenia stałej struktury subtelnej zmieniła jego sianowisko. Wkrótce po opublikowaniu, odkrycie stało się rewelacją w fizyce ciała stałego, a rzesze teoretyków (w tej liczbie i autor niniejszej notatki, mający możliwość dość częstych dyskusji z odkrywcą efektu przez okres prawie półtora roku) rozpoczęły intensywne prace wyjaśniające podstawy fizyczne zjawiska.

Dalej wypadki potoczyły się szybko. Klaus von Klitzing obejmuje profesurę na Politechnice Monachijskiej w jesieni 1980 r. Rok później otrzymuje (wysoko cenioną w RFN) nagrodę Waltera Schottky'ego, a w 1982 nagrodę Hewletta-Packarda. Wartość pieniężna tegorocznej nagrody Nobla wynosi 1,8 mln koron szwedzkich, co stanowi równowartość ok. 200 tys. dolarów. Od stycznia

1985 r. profesor K. von Klitzing pracuje i jest jednym z Dyrektorów Instytutu Maxa Plancka w Stuttgarcie.

Karol I. Wysokiński

Międzynarodowe Centrum Fizyki Teoretycznej w Trieście

Już ponad 20 lat rozwija działalność Międzynarodowe Centrum Fizyki Teoretycznej w Trieście (International Centre for Theoretical Physics — ICTP).

Dzięki staraniom Abdusa Salama (Nagroda Nobla 1979) Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej zatwierdziła w 1962 r. projekt zorganizowania międzynarodowego centrum badań w dziedzinie fizyki teoretycznej, które ułatwiłoby, w szczególności w krajach rozwijających się, rozwój nauk fizycznych i matematycznych, byłoby międzynarodowym forum kontaktów naukowych i byłoby miejscem, gdzie naukowcy z krajów rozwijających się mogliby prowadzić badania naukowe.

Centrum rozpoczęło swoją działalność w 1964 r., gdy rząd włoski ofiarował na ten cel budynek w Trieście. W cztery lata później miasto Triest ofiarowało piękne tereny w Miramare pod Triestem, gdzie stanęły budynki mieszczące sale wykładowe, bibliotekę, pokoje do pracy i pokoje gościnne. ICTP finansowane jest przez rząd włoski, Międzynarodową Agencję Energii Atomowej, UNESCO, a także korzysta z różnych dotacji niektórych państw i organizacji jak np. Swedish International Development Authority czy OPEC. Obecnie budżet ICTP wynosi ok. 5 milionów dolarów rocznie. ICTP działa w dość ścisłej współpracy z Międzynarodową Szkołą Studiów Zaawansowanych (SISSA) i z Instytutem Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu w Trieście.

Centrum nie ma właściwie stałego personelu naukowego. Prace badawcze i wykłady prowadzą zapraszani wykładowcy, przyjeżdżający na różne okresy czasu, zwykle od miesiąca do roku. Na seminaria, kursy szkoleniowe lub pracę własną przyjeżdżają do ICTP naukowcy ze 130 krajów. W okresie 1970–84 były tam 19 562 osoby, w tym z Polski 697 osób (712 osobo-miesiący). Z 134 instytutami w krajach rozwijających się ICTP ma stałe porozumienia, w myśl których instytuty te mogą przysyłać na szkolenie określoną liczbę osób rocznie. Wśród tzw. sferowanych instytutów,

mających stałe umowy z ICPT, znajdują się Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego i Instytut Problemów Jądrowych.

Dyrektorem ICTP od jego powstania jest prof. Abdus Salam. Programem naukowym steruje Rada Naukowa, w skład której wchodzi wybitni fizycy. Działalność naukowa, która początkowo skupiała się na teorii jądra atomowego i cząstek elementarnych, z czasem rozwinęła się również na inne działy fizyki. Obecnie ewoluuje ku zastosowaniom fizyki, przede wszystkim w poszukiwaniach nowych źródeł energii, a także w biofizyce i ochronie środowiska.

B. W.

Nagroda za astrofizykę

Amerykański astrofizyk Lyman Spitzer Jr. otrzymał od Królewskiej Szwedzkiej Akademii Nauk nagrodę Crafoorda za „fundamentalne, pionierskie badania materii międzygwiazdowej, w szczególności za wyniki uzyskane za pomocą satelity Copernicus”.

Od ok. 40 lat Spitzer prowadzi badania materii międzygwiazdowej. Po pionierskich pracach wykorzystujących obserwacje z teleskopów umieszczanych na balonach, Spitzer zorganizował systematyczne badania za pomocą orbitujących satelitów NASA, którym nadano wspólną nazwę „Kopernik” (Copernicus). Jednym z odkryć dokonanych za pomocą „Kopernika” było stwierdzenie, że nasza galaktyka jest otoczona koroną bardzo gorących gazów (miliony stopni). Istnienie takiej warstwy Spitzer przewidział wcześniej na podstawie rozważań teoretycznych.

Nagrodę Crafoorda przyznaje Królewska Szwedzka Akademia Nauk kolejno za osiągnięcia w matematyce, naukach o Ziemi, biologii i astronomii. Nagroda ta została ustanowiona w 1982 r. i wynosi 135 000 dolarów USA.

Nature 317, No 6039 (1985)

B. W.

50 lat teorii mezonowej

W 1985 r. minęło 50 lat od opublikowania mezonowej teorii oddziaływań jądrowych. W 1935 r. Hideki Yukawa (1907–1981) ogłosił swoją pracę „On the Interaction of Elementary Particles I” w *Proceedings of the Physico-Mathematical Society*

of Japan 17, 27 (1935). Referował ją przedtem, 17 listopada 1934, na posiedzeniu oddziału tego towarzystwa w Osace. Jak wiadomo, w uznaniu tych badań Yukawa otrzymał w 1949 r. Nagrodę Nobla z fizyki.

W sierpniu 1985 zorganizowano w Kioto symposium „Mezon 50”. Celem był przegląd rozwoju teorii mezonowej i jej zastosowań w ciągu ubiegłych 50 lat, przedstawienie obecnego stanu wiedzy i dyskusja możliwości przyszłego rozwoju. W symposium wzięło udział grono najwybitniejszych fizyków. Na sesji poświęconej przeglądowi prac Yukawy obecna była pani Yukawa.

CERN Courier 25, No 9 (1985)

B. W.

Niels Bohr w *Physics Today*

Czasopismo *Physics Today* poświęciło cały zeszyt październikowy 1985 uczczeniu setnej rocznicy urodzin Nielsa Bohra. Na okładce jest kolorowa reprodukcja portretu Bohra. Autorem portretu wykonanego w 1923 r. jest duński malarz Julius Paulsen.

Zeszyt otwiera kolekcja dwudziestu prawie fotografii z różnych okresów, inne jeszcze zdjęcia znajdujemy w kolejnych artykułach.

John L. Heilbron pisze o wczesnych pracach Bohra nad tworzeniem teorii atomu. Artykuł zawiera bardzo wiele, nieraz ciekawych szczegółów, brak tu jednak jakiejś głębszej syntezy — nic dziwnego, autor jest profesorem historii Uniwersytetu Kalifornijskiego.

Następny artykuł, Finna Aaseruda, historyka pracującego w Centrum Historii Fizyki Amerykańskiego Instytutu Fizyki, opisuje działalność Bohra w latach trzydziestych jako administratora i jego umiejętność zdobywania środków finansowych na cele naukowe.

Rober H. Stuewer, profesor historii nauki i techniki Uniwersytetu Stanu Minnesota, pisze o wydarzeniach w 1939 r., kiedy wśród groźnych oznak na horyzoncie politycznym Europy, Bohr przybył do Stanów Zjednoczonych przywożąc wiadomości o nowym zjawisku rozszczepienia jądrowego, odkrytego przez Hahna i Strassmanna a któremu Frisch i Lise Meitner dali właściwą interpretację. W wyniku ścisłej współpracy Bohra z J. A. Wheelerm powstała podstawowa teoria rozszczepienia jądrowego.

Artykuł J. A. Wheelera poświęcony jest osobowości Bohra, charakterystycznym cechom jego stosunków z innymi ludźmi, specyficznemu stylowi jego badań i dyskusji.

W końcu zeszytu, w dziale „Od Redakcji”, znajduje się piękny artykuł V. F. Weisskopfa, przedstawiający w zwięzłej i przejrzystej formie wielki wkład Bohra w budowę współczesnej fizyki

Phys. Today 38, No 10 (1985)

B. W.

IX Ogólnopolskie Seminarium Egzoemisji Elektronów i Zjawisk Towarzyszących

Stało się już tradycją, że pod kierownictwem naukowym prof. Bogdana Sujaka, Zakład Kriofizyki Ciała Stałego Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego organizuje ogólnopolskie seminaria na temat egzoemisji elektronów. W dniach od 15 do 19 kwietnia 1985 odbyło się w Karpaczu kolejne, IX Ogólnopolskie Seminarium Egzoemisji Elektronów i Zjawisk Towarzyszących. W Seminarium wzięły udział 44 osoby z polskich ośrodków naukowych zajmujących się problematyką EEE, a także 8 zaproszonych gości zagranicznych z Bułgarii, Czechosłowacji, Francji, Japonii, NRD i RFN.

Podobnie jak w latach poprzednich tematyka Seminarium obejmowała: a) zagadnienia egzoemisji elektronów z metali, dielektryków i półprzewodników, b) dozymetrię egzoemisyjną, c) problemy egzoelektronowych technik pomiarowych, d) własności kriokondensowanych warstw gazów i zamrożonych cieczy traktowanych jako źródła egzoemisji elektronów, e) wyładowania elektryczne przy powierzchni ferroelektryków.

Na ośmiu sesjach roboczych wygłoszono 28 referatów i komunikatów z prac własnych. Niektóre z nich wzbudziły szczególne zainteresowanie: referat M. Kawanishi (Japonia) na temat wpływu procesu implantacji jonów do kryształów nieorganicznych na wydajność termicznie stymulowanej egzoemisji elektronów, referat H. Glaefkego (NRD) o termicznie stymulowanych procesach powierzchniowych w SiO_2 badanych metodą egzoemisji elektronów i spektroskopii Augera, a także wykład J. Rafałowicza (INTiBS, Wrocław) na temat przewodnictwa cieplnego w niskich temperaturach.

Wygłoszone na Seminarium referaty i komunikaty będą opublikowane w języku angielskim w *Acta Universitatis Wratislaviensis* w 1986 r. Kolejne,

X Ogólnopolskie Seminarium Egzoemisji Elektronów odbędzie się w Karpaczu, najprawdopodobniej w drugiej połowie kwietnia 1986 r.

Kazimierz Biedrzycki

Sekcja książek AIP

Amerykański Instytut Fizyki (AIP) utworzył Sekcję Książek, której zadaniem jest stymulowanie wydawania monografii oryginalnych, tłumaczeń i przedruków monografii, materiałów konferencyjnych, zbiorów przedruków z czasopism. Poza materiałami konferencyjnymi, które AIP od dawna wydaje, są to zamierzenia nowe.

Zawarto porozumienie z kalifornijską firmą wydawniczą Tomash Publishers na wspólne wydawanie książek serii „The History of Modern Physics 1800–1950”. Jako pierwsza z tej serii ukaże się *History of Radar in World War II*, której autorem jest H. Guerlac (będzie to w gruncie rzeczy historia laboratorium radarowego MIT).

Prowadzone są pertraktacje w sprawie nabycia praw tłumaczenia pewnych monografii japońskich i radzieckich. W tym zakresie, jako pierwsza ukaże się zapewne książka N. S. Bachwałowa, J. N. Żylejki i K. A. Zabołockiego *Nieliniowa teoria wiązek dźwiękowych*.

W przygotowaniu są pierwsze tomy zbiorów przedruków z różnych czasopism. Będą to *Physics of Sports* pod red. A. Armenti Jr. i *Gallium Arsenide* pod red. J. Blakemore'a.

W serii przedruków z *Physics Today* ukazała się już *History of Physics* zredagowana przez S. R. Wearta i M. Phillips. Redaktor czasopisma *Applied Optics* John Howard przygotowuje tom przedruków z *Physics Today* z dziedziny optyki.

Phys. Today 38, No 10 (1985)

B. W.

Z wydawnictw

Od mgr Anny Szemberg, zastępcy kierownika Redakcji Wydawnictw Fizyki i Chemii PWN otrzymaliśmy informację o zamierzeniach tej Redakcji na rok 1986, a od mgra Krzysztofa Radziwiła, zastępcy redaktora naczelnego ds. książek WNT informację o nowej serii książek WNT.

Fizyka w PWN w 1986

Redakcja Wydawnictw Fizyki i Chemii Państwowego Wydawnictwa Naukowego informuje, że w 1986 r. przewiduje wydanie następujących książek:

- 1) N. W. Ashcroft, N. D. Mermin, *Fizyka ciała stałego*,
- 2) J. Petykiewicz, *Optyka falowa*,
- 3) I. S. Słobodecki, L. G. Aślamazow, *Zadania z fizyki*,
- 4) E. Sokołow, *Centaur, czyli jak matematyka pomaga fizyce*,
- 5) M. Tempczyk, *Fizyka a świat realny*,
- 6) W. Thirring, *Fizyka matematyczna t. 3; Mechanika kwantowa atomów i cząsteczek*,
- 7) W. Thirring, *Fizyka matematyczna t. 4; Mechanika kwantowa wielkich układów*.

W 1986 r. przewidujemy również wznowienia następujących pozycji:

- 1) J. Blinowski, J. Trylski, *Fizyka dla kandydatów na wyższe uczelnie*,
- 2) A. Januszajtis, *Fizyka dla politechnik t. 2; Pola*,
- 3) L. D. Landau, E. M. Lifszyc, *Krótki kurs fizyki teoretycznej, t. 1 i t. 2*,
- 4) L. Oster, *Astronomia współczesna*,
- 5) A. Piekara, *Mechanika ogólna*,
- 6) H. Szydłowski, *Pracownia fizyczna*,
- 7) zbiór pod red. M. Cedrika, *Zadania z fizyki*.

Anna Szemberg

Fizyka dla Przemysłu

Wydawnictwa Naukowo-Techniczne zainicjowały wydawanie serii „Fizyka dla Przemysłu”. Celem serii jest przenoszenie idei i wyników z laboratoriów badawczych do praktyki przemysłowej oraz do nauczania fizyki w uczelniach technicznych.

Książki tej serii będą spełniać rolę inspirującą i wspierać czytelnika w kontaktach z nowymi zjawiskami nie omawianymi w ramach programów studiów. Mają one być także przewodnikiem dla pracujących w przemyśle i studentów odpowiednich specjalności, pragnących zapoznać się ze zjawiskami i odkryciami, które mają szczególne znaczenie praktyczne.

Książki serii „Fizyka dla Przemysłu” można ująć w następujące grupy tematyczne: 1) nowe materiały i technologie, 2) aparatury, metody badawcze i pomiarowe, 3) optyczne i elektroniczne metody przetwarzania informacji, 4) fizyczne podstawy zjawisk o szczególnym znaczeniu dla techniki. Będą to małe monografie o objętości ok. 200 stron,

wydawane w niedużych nakładach (ok. 3000 egz.). Wydawnictwo planuje publikowanie 2-4 pozycji rocznie. Pierwsze książki ukażą się w 1987 r.

Krzysztof Radziwiłł

Wiesław Wardzyński

(1924–1985)

W dniu 25 lipca 1985 r. zmarł nagle w czasie przeprowadzania pomiarów w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie prof. Wiesław Wardzyński.

Wiesław Wardzyński urodził się 4 września 1924 r. w Warszawie. Po ukończeniu szkoły średniej studiował w Szkole Budowy Maszyn im. Wawelberga i Rotwanda w Warszawie, którą ukończył w 1946 r.



Wiesław Wardzyński

uzyskując dyplom inżyniera. Jako inżynier mechanik pracował przez dwa następne lata w Państwowych Zakładach Inżynierii w Ursusie. W 1947 r. podjął studia fizyki na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym Uniwersytetu Warszawskiego. Studiując prowadził równocześnie zajęcia dydaktyczne w Szkole Inżynierskiej, a od roku 1949 — w Insty-

tucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

Działalność naukową zapoczątkował pracą magisterską (1952) poświęconą właściwościom optycznym kryształów jonowych. Działalność ta owocowała kolejnymi tytułami naukowymi: adiunkta (1954), docenta (1961) oraz profesora nadzwyczajnego (1971) i zwyczajnego (1979). Głównym polem jego działalności naukowej były własności optyczne ciał stałych i tym zainteresowaniem pozostał wierny do ostatnich dni. Pracę doktorską (1957) poświęcił badaniom absorpcji promieniowania podczerwonego w domieszkowanych kryształach halogenków alkalicznych. W 1959 r. wyjechał na 15-miesięczne stypendium do Cavendish Laboratory w Cambridge w Anglii. Owocem przeprowadzonych tam badań były cenne publikacje o dwójłomności optycznej i widmach ekscytonowych w kryształach selenku kadmu. Te zagadnienia były również przedmiotem jego rozprawy habilitacyjnej (1961).

Po powrocie do kraju Wardzyński poświęcił się badaniom własności optycznych silnie domieszkowanych kryształów selenku kadmu, badał ich widma ekscytonowe, fotoprzewodnictwo i luminescencję. Od r. 1969 prowadził badania nad wpływem ciśnienia jednoosiowego na optyczne własności półprzewodników, m. in. badał dwójłomność wymuszoną ciśnieniem jednoosiowym. Otrzymał również ważne wyniki dotyczące struktury poziomów ekscytonowych.

Procesy ekscytonowe w kryształach półprzewodnikowych były wówczas głównym przedmiotem jego zainteresowań naukowych, które wraz z przejściem z Uniwersytetu Warszawskiego do Oddziału Magnetyków Instytutu Fizyki PAN (1974) rozszerzył na materiały magnetyczne. Jako znaczące osiągnięcia Wardzyńskiego należy wymienić wyznaczenie parametrów pola krystalicznego o niskiej symetrii w pewnych spinelach oraz pierwsze obserwacje i interpretacje przejść ekscyton-magnon w antyferromagnetycznych granatach.

Od 1980 r. Wardzyński pracował intensywnie nad odwracalnymi efektami fotochromowymi w kryształach tlenku bizmutowo-germanowego (BGO) i tlenku bizmutowo-krzemowego (BSO). Prace te przyczyniły się w istotny sposób do zrozumienia podstawowych procesów opisujących efekty fotochromowe i wyjaśniły ich kinetykę. Stanowią one, obok prac nad rolą ekscytonów we własnościach optycznych półprzewodników, jego znaczący i trwały wkład do nauki światowej.

Spis publikacji Wardzyńskiego (ok. 50 pozycji) przekazaliśmy do Pracowni Historii Fizyki przy Bibliotece Głównej UMK w Toruniu.

Wardzyński był nie tylko twórczym badaczem, lecz również aktywnym organizatorem działalności naukowej. Przed 15 laty zainicjował wraz z Witoldem Giritatem Seminarium Związków Półprzewodnikowych, które organizowane są nadal corocznie w Jaszowcu. Współuczestniczył w organizowaniu z prof. Józefem Żmiją cyklu konferencji na temat technologii monokryształów. Był członkiem komitetów programowych wielu konferencji międzynarodowych oraz członkiem Komitetu Krystalografii PAN. Działalność aktywnie w Polskim Towarzystwie Fizycznym, w latach 1963–66 był sekretarzem Zarządu Głównego PTF, a w latach 1974–75 przewodniczącym Komisji Rewizyjnej. Uczestniczył w radach naukowych wielu instytutów, m. in. przewodniczył Radzie Naukowej Instytutu Fizyki PAN oraz Radzie Naukowej Centralnego Ośrodka Badawczo-Rozwojowego POLAM. Był również laureatem nagród Polskiego Towarzystwa Fizycznego, Ministra Szkolnictwa Wyższego i Sekretarza PAN.

Głównym miejscem pracy Wardzyńskiego był do 1974 r. Uniwersytet Warszawski, chociaż jego aktywność przekraczała ramy jednego zakładu. Pracował dodatkowo w Instytucie Fizyki PAN oraz w Instytucie Technologii Elektronowej (w latach 1967–69 pełnił tam funkcję dyrektora ds. naukowych, a w latach 1969–74 — kierownika Zakładu). W 1974 r. objął stanowisko kierownika Zespołu Badawczego Fizyki Magnetyków w Instytucie Fizyki PAN.

Profesor Wardzyński był osobowością niezwykłą. Był człowiekiem wielkiej pasji, podchodzącym do pracy badawczej bardzo emocjonalnie, traktującym ją jako głęboki nakaz wewnętrzny, jako mistyczne powołanie. Pracował zawsze gorliwie, do zapamiętania się, nie licząc się z czasem, siłami i — niestety — zdrowiem. Prawość, bezkompromisowość, umiłowanie prawdy, niezwykła wrażliwość oraz uczynność wobec przyjaciół i kolegów nadawały jego postaci szczególnego blasku.

Nauka polska straciła jednego z najwartościowszych swych przedstawicieli.

Jerzy Rauluszkiewicz, Henryk Szymczak

Wilhelm Billig
(1906–1985)

Dnia 5 sierpnia 1985 r. zmarł w Warszawie na skutek wypadku drogowego Wilhelm Billig, były

pełnomocnik Rządu ds. Wykorzystania Energii Jądrowej.

Wilhelm Oskar Billig urodził się 30 czerwca 1906 r. w Kolbuszowej, w Rzeszowskiem. W r. 1924 ukończył Gimnazjum św. Anny w Krakowie i podjął studia polonistyki na Uniwersytecie Jagiellońskim. W 1928 r. przeniósł się do Warszawy, gdzie podjął pracę urzędnika jednego z towarzystw ubezpieczeniowych. Już w latach studenckich związał się z ruchem komunistycznym; w wyniku tej działalności był kilkakrotnie aresztowany i więziony. W r. 1939 współuczestniczył w obronie Warszawy. W okresie okupacji był redaktorem polskiej gazety wydawanej w Mińsku, a następnie pracował w roz-



Wilhelm Billig (z prawej) w rozmowie z Kazimierzem Fajansem. Fotografia wykonana w czasie Sympozjum Stulecia Urodzin Marii Skłodowskiej-Curie, Warszawa 17–20 X 1967 r.

głośni polskiej radia ZSRR, w Moskwie i Kujbyszewie. Po powrocie do Polski przystąpił do organizowania Polskiego Radia, którego był naczelnym dyrektorem, a następnie, aż do r. 1953 przewodniczącym Komitetu ds. Radia i Telewizji. Później pełnił funkcję podsekretarza stanu w Ministerstwie Łączności. W 1956 r. został mianowany Pełnomocnikiem Rządu ds. Wykorzystania Energii Jądrowej. Na tym stanowisku decydująco przyczynił się do niezwykle szybkiego rozwoju w Polsce fizyki jądrowej i fizyki cząstek elementarnych, a także chemii jądrowej i radiochemii oraz badań radiacyjnych z zakresu biologii i medycyny. Zainicjował rozwój energetyki jądrowej, budowę aparatury jądrowej, produkcję i dystrybucję radioizotopów, w tym przede wszystkim dla ich zastosowań w przemyśle. Jego zasługą było sfinalizowanie budowy w Świerku pierwszego w Polsce reaktora atomowego oraz cyklotronu w Krakowie.

Jako przedstawiciel Polski w Międzynarodowej Agencji Atomowej (IAA) w Wiedniu przyczynił się

w sposób zasadniczy do podniesienia na tym forum rangi polskiej atomistyki. Przez pewien czas był przewodniczącym Rady Gubernatorów IAA. Uczestniczył także w pracach komitetu ONZ, którego zadaniem była ocena skutków ewentualnej wojny nuklearnej.

W r. 1967, w setną rocznicę urodzin Marii Skłodowskiej-Curie, był głównym organizatorem Międzynarodowego Sympozjum w Warszawie, w którym wzięło udział wielu wybitnych fizyków i chemików z całego świata.

W bezpośrednich kontaktach z nami, fizykami, okazywał niezwykle zaangażowanie we wszystkie sprawy nauki polskiej. Wilhelm Billig nigdy nie ograniczał swej działalności do placówek należących do jego resortu. Niemniejszą opieką otaczał on badania jądrowe w wyższych uczelniach, a w szczególności w Uniwersytetach Jagiellońskim i Warszawskim oraz Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie. Jeśli polscy fizycy jądrowi mogli stać się równorzędnymi partnerami dla swoich zagranicznych kolegów, to w ogromnym stopniu zawdzięczają to pomocy Billiga.

W 1968 r. Billig został zmuszony do rezygnacji z zajmowanego stanowiska i przejścia na emeryturę.

W ostatnim okresie swego życia prowadził badania w zakresie demografii, których wyniki służyły mu za podstawę do studiów nad teorią rozwoju społeczeństw.

Jaki wydawał się ten człowiek oglądany oczami fizyków?

Nasze pierwsze zetknięcie się z Wilhelmem Billigiem miało miejsce w r. 1956 (wszystkie wcześniejsze dane z jego życiorysu zostały nam teraz przekazane przez rodzinę i dawnych jego przyjaciół). Chyba dość szybko zauważyliśmy jak niezwykle człowiekiem był Wilhelm Billig. Motorem jego wszystkich poczynań było wręcz bezgraniczne i niezwykle skuteczne angażowanie się we wszystkie sprawy, które uznawał za naprawdę ważne. Z ogromnym wyczuciem oceniał sens i znaczenie badań podstawowych, którymi opiekował się w nie mniejszym stopniu niż badaniami znajdującymi bezpośrednie zastosowanie w gospodarce narodowej. Byliśmy nieraz zafascynowani jego bardzo szybkim rozwiązywaniem trudnych, a jednocześnie tak istotnych dla nas problemów. Był on poza tym człowiekiem niezwykle czułym na niedolę ludzką, starającym się pomóc każdemu, być może nieraz nawet ludziom niekoniecznie na tę pomoc zasługującym.

Billig był człowiekiem o wyjątkowej inteligencji i łatwości przyswajania sobie informacji z zakresu nauk ścisłych, mimo że sam był humanistą. Powtarzano sobie historię jego podróży w towarzystwie jednego z wybitnych fizyków zagranicznych. Po dłuższej rozmowie został zapytany przez swego rozmówcę: „Jaka jest specjalność Pana Profesora? Jest Pan tak dobrze i dogłębnie zorientowany w różnych działach fizyki, że doprawdy nie mogę odgadnąć ani zasadniczej dziedziny Pana pracy naukowej, ani zakresu Pana bezpośrednich zainteresowań”. Billig śmiejąc się wyjaśnił mu, że pracuje w fizyce administracyjnej.

Odejście Billiga w roku 1968 stanowiło ogromną stratę dla nauki polskiej. W roku 1971 zaprosiliśmy go na obchody 50-lecia Uniwersyteckiego Ośrodka Fizyki w Warszawie. Po uroczystościach jeden z ówczesnych prominentów, biorących w nich udział, zagadnął nas o przyczynę zapraszania tak dziwnych ludzi. Wyjaśniliśmy mu, że to raczej fizycy są dziwnymi ludźmi szanując tych, którzy im szczerze pomagają, nie tylko wtedy, gdy sprawują władzę, ale również po ich wymuszonym odejściu.

Przez wszystkie te trudne dla Billiga lata obaj byliśmy w stałym z nim kontakcie. Życzył sobie, by go informować na bieżąco co nowego zrobiono w fizyce w kraju i na świecie, nadal śledził i przeżywał wszystkie nasze sukcesy i kłopoty. Sam intensywnie pracował w zakresie swej pierwotnej specjalności — demografii. Odczytywał nam korespondencję z wybitnymi demografami z zagranicy. Przygotowywał publikacje z tej dziedziny, a obok tego bardziej ogólne dysertacje na temat rewolucyjnego wpływu nauki na rozwój społeczeństw. Cieszyło nas, gdy mogliśmy mu pomóc w rozwiązywaniu jakichś jego osobistych, czy bardziej ogólnych problemów, z którymi do nas się zwracał. Uważaliśmy zawsze, że jest to drobna rekompensata zaciągniętego przez nas u niego długu.

Wilhelm Billig pozostał wierny swoim ideałom młodości do końca swego życia. Starsi fizycy zachowują go zawsze w swej pamięci.

Marian Mięslowicz, Jerzy Pniewski

KALENDARZ IMPREZ

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

KONFERENCJE 1986

5—9 sierpnia 1986, Wrocław

10th European Crystallographic Meeting and Exhibition. Komitet Krystalografii PAN i Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN. Prof. K. Łukaszewicz, INTiBS PAN, Pl. Katedralny 1, 50-950 Wrocław

10—14 sierpnia 1986, Cieszyn

12th Conf. on Applied Crystallography. Uniwersytet Śląski i Polska Akademia Nauk. Dr E. Łągiewka, Inst. Fizyki i Chemii Metali, Uniw. Śląski, Bankowa 12, 40-007 Katowice

2—5 września 1986, Toruń

Międzynarodowe Sympozjum Luminescencji Molekularnej i Fotofizyki — Pół wieku Schematu Poziomów Jabłońskiego. IF UMK, patronat PTF. Prof. A. Bączyński, IF UMK, Grunwaldzka 5/7, 87-100 Toruń, tel. 21-065 i 26-370
Z: 1.02.86, A: 15.04.86, P, ang.

8—9 września 1986, Poznań

VI Dni Wymiany Doświadczeń Nauczania Fizyki w Wyższych Szkołach Technicznych. Inst. Fizyki Pol. Poznańskiej, Piotrowo 3, 60-965 Poznań

9—12 września 1986, Kraków

6 Symp. on Theory and Practice of the Mechanical Sciences. Int. Centre for Mechanical Sci., Udine; Int. Federation Theory of Machines and Mechanisms. Dr K. Kędzior, Al. Niepodległości 222, 00-663 Warszawa

7 — Postępy Fizyki 2/86

10—12 września 1986. Poznań

Fizyka dla Przemysłu. Inst. Fizyki Pol. Poznańskiej. Dr Danuta Bauman (tel. 782-322) i mgr Barbara Szcząsnowska (tel. 782-324), IF PP, ul. Piotrowo 3, 60-965 Poznań

Z: 10.02.86, A: 30.04.86, P, U: 300, O: dla zamiejscowych 5000 zł (włącznie z zakwaterowaniem i pełnym wyżywieniem)

14—20 września 1986. Spała

3rd Int. Conference on Physics of Magnetic Materials. Instytut Fizyki PAN, D. Żymierska. IF PAN, Al. Lotników 32. 02-668 Warszawa, tel. 43-70-01.

Z: 31.01.86, A: 31.03.86, P, ang., U: 200, O: 50 dol.

24—26 września 1986. Kraków

2nd Int. Symp. on Tribological Problems of Elements Operating in Contact. Akademia Górniczo-Hutnicza. Prof. S. Pytko, Inst. Podstawowych Problemów Konstrukcji Maszyn AGH, Al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków

SZKOŁY 1986

1—13 września 1986, Mikołajki

XVIII Int. Summer School on Nuclear Physics — „Trends in Nuclear Physics”. Zakład Fizyki Jądra Atomowego IFD UW.

KONFERENCJE 1987

19—21 maja 1987, Gdańsk

Int. Conf. on „How to teach Acoustics”. Uniwersytet Gdański, Prof. A. Śliwiński, IFD UG, Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk

SZKOŁY 1987

16—28 lutego 1987, Karpacz

XXIII Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Fizyka fononów. IFT UWr., doc. T. Paskiewicz, IFT UWr., Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław

Z: 15.12.1986. P, U: 100, ang. — O: 200 dol.

INFORMACJE DLA AUTORÓW

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

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

2. Maszynopisy pracy (oryginał i jedną pełną — z rysunkami, tablicami itd. kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja Postępów Fizyki, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres 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 łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych (a nie pochylonych 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, gdyż będą wydrukowane tłustym drukiem (nie rysować strzałek).

7. Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach 2 do 4 razy większe 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).

[1] 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 kwantovannykh polei*, Nauka, Moskwa 1973, str. 240.

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

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

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

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

POSTĘPY FIZYKI
(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma:

Cena prenumeraty: półrocznie zł 270.—
rocznie zł 540.—

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

Terminy przyjmowania prenumeraty krajowej i za granicę;

do dnia 10 listopada na I półroczu roku następnego i cały rok następny,

do dnia 1 czerwca na II półroczu roku bieżącego.

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

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

Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF do 16 października każdego roku na cały rok następny, otrzymują 25% zniżki.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

SPIS TREŚCI

J. Pniewski — Identyfikacja hiperjader	113
S. van der Meer — Chłodzenie stochastyczne i gromadzenie antyprotonów (tłum. J. M. Pawlak i P. Sobkowicz)	127
RÓŻNE	
M. Kac — Marian Smoluchowski a ewolucja idei statystycznej w fizyce (tłum. B. Cichocki)	145
WSPOMNIENIA — ROCZNICE	
J. Hurwic — Pracownia Radiologiczna im. Mirosława Kernbauma przy Towarzystwie Naukowym Warszawskim. W 40. rocznicę śmierci Ludwika Wertensteina	151
NOWOŚCI NAUKOWE	
A. Oleś — Niskoenergetyczne neutrony	169
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	183
RECENZJE	187
KRONIKA	197

CONTENTS

J. Pniewski — On the Identification of Hypernuclei	113
S. van der Meer — Stochastic Cooling and the Accumulation of Antiprotons	127
MISCELLANEA	
M. Kac — Marian Smoluchowski and the Evolution of Statistical Thought in Physics	145
RECOLLECTIONS — ANNIVERSARIES	
J. Hurwic — Mirosław Kerbaum Radiological Laboratory of the Warsaw Scientific Society — on the 40th Anniversary of the Death of Ludwik Wertenstein	151
SCIENTIFIC NEWS	
A. Oleś — Low-Energy Neutrons	169
MEETINGS AND CONFERENCES	183
REVIEWS	187
CHRONICLE	197