
PTF

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

TOM 28
ZESZYT 4
1977

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesi

Prof. dr ROMAN S. INGARDEN
Prof. dr BOHDAN KARCZEWSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr JAROSŁAW PIASECKI

Skarbnik

Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr JULIAN AULEYTNER
Prof. dr ANDRZEJ BIAŁAS
Prof. dr ANDRZEJ BUDZANOWSKI
Mgr HENRYK KACZOREK
Doc. dr ADAM KUJAWSKI
Prof. dr JAN STANKOWSKI

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ
Doc. dr TOMASZ HOFMOKL
Prof. dr PRZEMYSŁAW ZIELIŃSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr hab. EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)
Doc. dr BOGDAN CALUSIŃSKI (*Częstochowa*)
Doc. dr BRONISŁAW JACHYM (*Gdańsk*)
Dr hab. ANDRZEJ ZASTAWNY (*Gliwice*)
Dr MAREK ZRAŁEK (*Katowice*)
Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (*Koszalin*)
Prof. dr KAZIMIERZ GROTOWSKI (*Kraków*)
Prof. dr hab. STANISŁAW SZPIKOWSKI (*Lublin*)
Doc. dr JERZY JATCZAK (*Łódź*)
Prof. dr hab. APOLONIA WRZESIŃSKA
Doc. dr hab. JERZY PIETRZAK (*Poznań*)
Doc. dr hab. MAREK RYTEL (*Rzeszów*)
Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Szczecin*)
Doc. dr hab. STANISŁAW ŁĘGOWSKI (*Toruń*)
Doc. dr ANIELA WOLSKA (*Warszawa*)
Prof. dr hab. CECYLIA WESOŁOWSKA (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

PÓLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

**DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ**

TOM 28, ZESZYT 4

**PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1977**

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski, czł. rzecz. PAN,
Członkowie — Władysław Kapuściński, Ludwik Natanson,
Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Przemysław Zieliński
Członkowie Redakcji — Barbara Wojtowicz, Zygmunt Ajduk

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

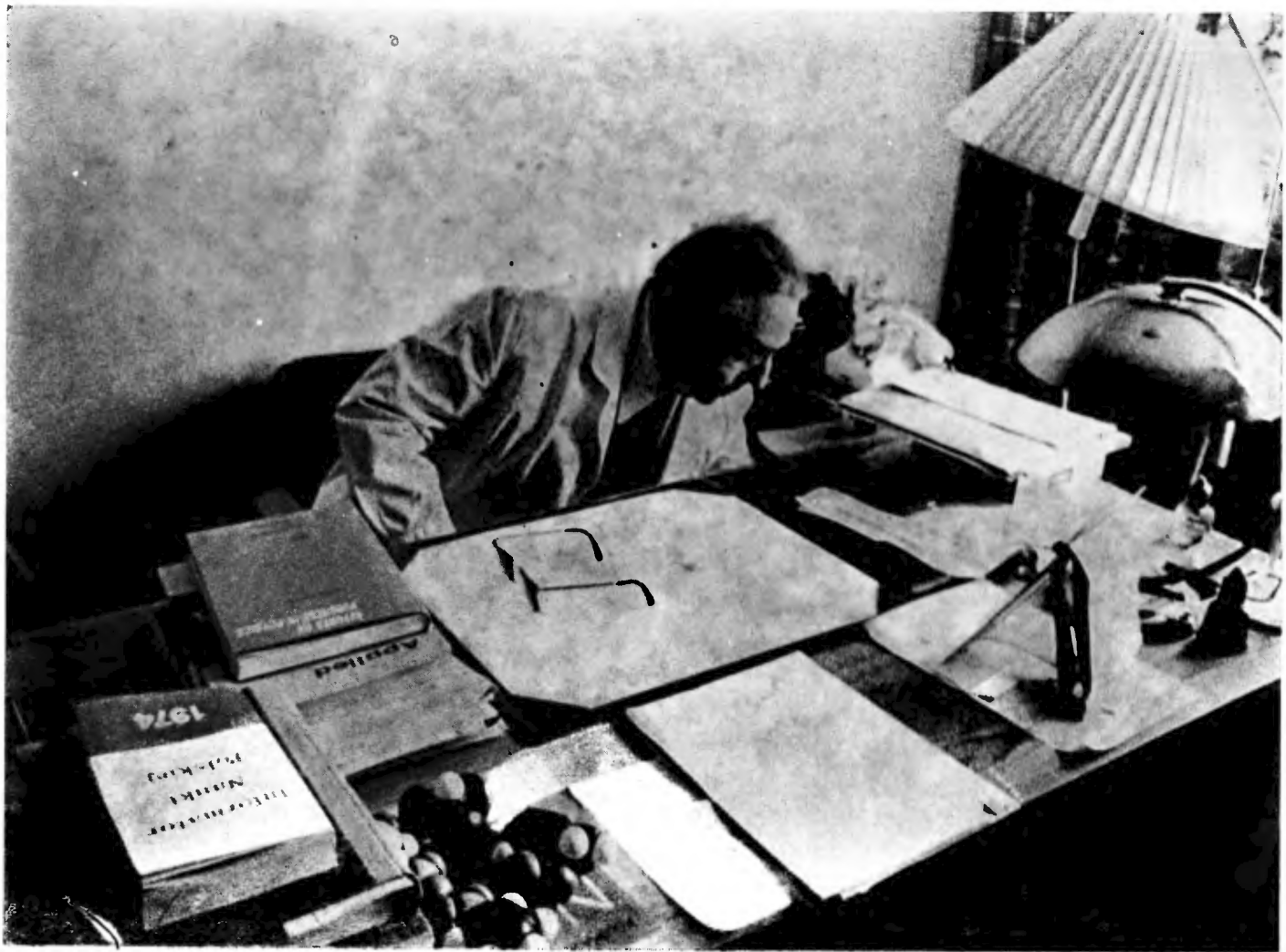
KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Mgr *Irena Lasocka* (Białystok)
Doc. dr hab. *Witold Wacławek* (Częstochowa)
Dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)
Doc. dr hab. *Józef Szpilecki* (Gliwice)
Dr *Elżbieta Zipper* (Katowice)
Dr *Anna Kapuściak* (Kraków)
Mgr *Józef Pomorski* (Lublin)
Doc. dr hab. *Leszek Wojtczak* (Łódź)
Doc. dr *Mieczysław Piróg* (Opole)
Dr *Andrzej Gaj* (Poznań)
Mgr *Alina Lakner-Malowicz* (Szczecin)
Dr *Hanna Męczynska* (Toruń)
Doc. dr hab. *Aniela Wolska* (Warszawa)
Dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

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

Nakład 2904 + 96 egz. Ark. wyd. 9,5. Ark. druk. 7¹³/₁₆ + 2 wkł. Papier
druk. sat. kl. III. 70 × 100, 70 g. Oddano do składania w kwietniu 1977
Podpisano do druku we wrześniu 1977. Druk ukończono we wrześniu 1977
Zam. 444/77 C-38. Cena 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13



Ryc. 1. Arkadiusz Piekara w swoim gabinecie. Fot. B. Idzikowski



Ryc. 2. Arkadiusz Piekara wśród studentów fizyki UAM w Poznaniu. Fot. B. Idzikowski

181

§ 1. Cele Towarzystwa.

Towarzystwo fizyczne polskie (w skróceniu TFP) ma na celu wy-
czytywać we wspólnej i zgodnej pracy przyjacielskiej osób, które w Polsce
zajmują się samodzielnymi badaniami w zakresie nauki fizyki lub
nauk pokrewnych, bądź czystych, bądź stosowanych, albo też prowadzi-
cymi je nauczania i rozpowszechnianiu tej nauki, lub wzmacnia inke-
rencją, jej ich wzajemnym i pośrednim w Polsce i poza granicami. To-
warzystwo ma również za zadanie udzielenie ~~na~~ pomocy (w zakresie
zajmującym nauki, ~~wzajemnym~~ i ~~pośrednim~~ w Polsce i poza granicami) i dopomagania jej, wszelkimi
Towarzystwu i jego członkom.

Ryc. 11. Fragment projektu statutu Polskiego Towarzystwa Fizycznego — rękopis Władysława Natansona

Arkadiusz Piekara — fizyk i humanista niespokojny

Arkadiusz Piekara - the Physicist and the Unquiet Humanist

Abstract: A detailed biography of a very distinguished Polish physicist Arkadiusz Piekara is presented. Prof. Dr Arkadiusz Piekara was recipient of the Marian Smoluchowski Medal in 1976. The most important achievements of his 50-years scientific activity are reviewed. This biographical essay presents Piekara's scientific and pedagogical activity as well as his outstanding personality.

Na pięćdziesięcioletnią działalność Arkadiusza Piekary składają się dociekania naukowe i nauczanie. Te dwa elementy są w jego działalności nierozłączne, gdyż wzajemnie się warunkują. Nauczanie u Piekary spełnia specjalną rolę bo poprzez nie prowadzi on wartościowanie prowadzonych badań. Odwrotnie, uważa on, że tylko czynny badacz może ukazać sposoby, jakie prowadzą do poznania otaczającego nas świata. Ogólny zarys sylwetki Arkadiusza Piekary musi zawierać jeszcze dwa inne elementy jego osobowości, wiążące się bardziej z jego charakterem niż intelektem, który dzisiaj w nim czcimy, a są to — zamiłowanie do humanistyki i umiejętność stwarzania twórczego niepokoju u napotkanych ludzi. W swojej działalności pedagogicznej i pisarskiej eksponuje on stale wartości humanistyczne tkwiące w naukach realnych i one to właśnie były dla Piekary powodem fascynacji Przyrodą, którą to fascynację przekazał wielu ludziom ze swojego otoczenia.

Arkadiusz Piekara urodził się w 1904 roku w Warszawie. Fizykę studiował na Uniwersytecie Warszawskim, gdzie doktoryzował się w 1930 roku. W 1936 r. habilitował się na Uniwersytecie Jagiellońskim. W latach trzydziestych wykładał w sposób nowatorski fizykę w Gimnazjum im. Sułkowskich w Rydzynie i równolegle, przy współudziale swoich uczniów, prowadził pracę badawczą. W latach II wojny światowej był więziony w Oranienburgu i Dachau, a po uwolnieniu prowadził tajne nauczanie na Uniwersytecie Jagiellońskim. Po wojnie prowadził katedrę fizyki Politechniki Gdańskiej, a od roku 1952 do 1965 był profesorem na Uniwersytecie Poznańskim. Obecnie jest profesorem Uniwersytetu Warszawskiego.

Spśród wielu okresów działalności Arkadiusza Piekary dwa były najbardziej owocne: okres rydzynski i okres poznański. W okresie rydzynskim bowiem,

Piekara badając wpływ silnego pola elektrycznego na molekuly nitrobenzenu, obdarzone elektrycznym momentem dipolowym, w niedipolowych rozpuszczalnikach, odkrył niespodziewane zjawisko. Dotąd było wiadome, że molekuly obdarzone elektrycznym momentem dipolowym zawarte w niedipolowym rozpuszczalniku pod orientującym działaniem zewnętrznego pola elektrycznego winny dawać zmniejszający się ze wzrostem E wkład polaryzacji dipolowej w przenikalność elektryczną ϵ ośrodka. Piekara stwierdził w 1936 roku, że przenikalność elektryczna nitrobenzenu i silnie stężonych jego roztworów wykazuje odwrotną zależność. Po odkryciu tego zjawiska opracował jego teorię, a co najważniejsze zrozumiał, że jedynie oddziaływanie wewnątrzcząsteczkowe może powodować dodatni znak nasycenia dielektrycznego, gdy znak ujemny wartości $E^{-2}\Delta\epsilon/\epsilon$ jest wynikiem oddziaływań międzymolekularnych. Dimer — dwójka molekul nitrobenzenu ma w konfiguracji „trans” zerowy moment dipolowy, gdy w konfiguracji „skośnej” jego moment elektryczny jest proporcjonalny do zewnętrznego pola elektrycznego. Koncepcja ta znalazła pełne potwierdzenie w późniejszych pracach Piekary przeprowadzonych z uczniami, kiedy to odkryto tylko dodatni efekt dla molekul dwuchloroetanu, dla których nasycenie pochodzi wyłącznie od oddziaływań wewnątrzcząsteczkowych. Ale to nastąpiło w późniejszym okresie poznańskim. Drugim nurtem aktywności Piekary w Rydzynie była dydaktyka prowadzona w bezpośrednich warsztatowych kontaktach uczniów z Mistrzem, czego ślad przetrwał do dzisiaj w pięknych artykułach uczniów opublikowanych w „Rydzyniaku” — periodyku Gimnazjum im. Sułkowskich. Lektura tych prac budzi zachwyt nad ich dojrzałością. Biegłość eksperymentowania autorów była wynikiem solidnej szkoły Piekary. Wnikliwy czytelnik uniwersyteckich podręczników Laureata znajdzie w nich wiele ćwiczeń wykonanych w Rydzynie. Powtórzenie ich podczas uniwersyteckich demonstracji wykładowych współcześnie było udziałem nielicznego grona asystentów profesora Piekary. Dopelnieniem okresu w Rydzynie był okres poznański obfitujący w odkrycia i inicjatywy organizacyjne. Arkadiusz Piekara wspólnie ze Szczepanem Szczeniowskim, kształtując umiejętnie grupę zapaleńców, stworzyli to, co można dziś nazwać fizyką poznańską. Można bez obawy o przesadę stwierdzić, że Piekara wprowadził w Poznaniu styl dobrej roboty, w czym każdy z nas chciałby dorównać Mistrzowi. Nie jest to wcale łatwe, gdyż oceniana w przeszłości krytycznie niespokojna inspiracja Piekary jest niepowtarzalna. Rozwój fizyki na Uniwersytecie Poznańskim szedł w parze z rozwojem Zakładów PAN: Dielektryków, Magnetyków oraz Radiospektroskopii. 20 lat po ich utworzeniu nastąpił skok w rozwoju fizyki poznańskiej — powstał Instytut Fizyki Molekularnej Polskiej Akademii Nauk, w którym radiospektroskopia, dielektryki i magnetyki stanowią główną problematykę naukową. Instytut ten wiele myśli Piekary wdrożył do nauki światowej, a wdrożenia użyteczne badań znalazły wyraz w stworzeniu Zakładu Doświadczalnego RADIO-PAN. Arkadiusz Piekara zainicjował w Poznaniu wiele nowych kierunków badań i nowych metodyk badań. Rozwinął badania oddziaływań molekularnych, które stanowią naszą specjalność. Jego osiągnięcia doczekały się szerokiego opraco-

wania w monografiach Daviesa, który parametr nasycenia dielektrycznego nazywa „Piekara factor”. Piekara zapoczątkował w kraju badania magnetoptycznych zjawisk w silnych magnetycznych polach impulsowych (360 kG) i stacjonarnych oraz opracował teorię zjawiska Cottona-Moutona w cieczech. Rozwinął badania ferroelektryków, które są dotąd prowadzone i intensywnie rozwijane we wszystkich poznańskich placówkach fizyki. W latach sześćdziesiątych liczne zespoły kierowane przez Piekarę brały udział w „gorączce maserów i laserów”, wynikiem czego było szybkie skonstruowanie masera amoniakalnego oraz laserów rubinowych i gazowych. Piekara czuł doskonale, że laser stwarza możliwość badań zjawisk nieliniowych w polu elektrycznym silnych wiązek laserowych. Dzięki wszechstronnemu przygotowaniu do badań zjawisk nieliniowych w chwili pojawienia się laserów jeden z uczniów Piekary dokonał znacznego postępu w optyce nieliniowej. Piekarę fascynuje zjawisko samoogniskowania się wiązki laserowej i temu zagadnieniu poświęcone są jego prace z ostatnich lat. Prace z maserem amoniakalnym rozpoczęły lawinowy rozwój prac w dziedzinie radiospektroskopii. Dzisiaj w ośrodku naszym uprawiane są wszystkie jej odmiany, w tej liczbie stosowane są prawie wszystkie techniki rezonansów magnetycznych oraz mikrofalowa spektroskopia starkowska. Również z inspiracji Piekary rozpoczęto w Polsce badania pod wysokimi ciśnieniami. W latach pięćdziesiątych rozpoczęto badania ferroelektryków i dielektryków pod wysokim ciśnieniem, gdy dzisiaj stosuje się powszechnie wysokie ciśnienie w badaniach radiospektroskopii.

Ten pobieżny przegląd rzeczy zainicjowanych i dokonanych przez Piekarę nie może być całkowity i o wszystkim nie można opowiedzieć, bo ocieramy się tutaj o autentycznie wielkie dzieło. Sądzę, że o jego rozmiarze najlepiej świadczy grono uczniów, wśród których 7 profesorów i 7 docentów rozwija fizykę w Poznaniu, Warszawie, Katowicach i Szczecinie z zapalem godnym Mistrza. Na wstępie mówiłem o pisarstwie laureata, które przynosi fizyce polskiej chwałę, bowiem zawiera niedoścignione elementy popularyzatorskie. Zatrzymam się przez chwilę na ostatnio wydanej książce Arkadiusza Piekary *Nowe oblicze optyki*. Jest to książka uwodzicielska, gdyż wstęp i pierwszy rozdział są bajecznie napisane i wciągają czytelnika bez reszty w podstawowe pojęcia optyki. Jeśli czytelnik zafascynuje się tym światem zjawisk, nie zrazi się surowością następnych części traktujących podstawy optyki nieliniowej serio, tak serio, że spokojnie może studiować je wytrawny specjalista. Tę uwodzicielską moc ma nie tylko *Nowe oblicze...* lecz również książki dawne *Fizyka stwarza nam nową epokę*, *O Felusiu maszyniście...*, które jakkolwiek kierowane do młodzieży i dzieci są moim zdaniem bajkami Krasickiego w świecie fizyki. Pracując ze studentami i młodzieżą wiem na pewno, że jeśli chcę dać źródło pewnej informacji mogę zalecić dowolny podręcznik, gdy chodzi natomiast o zrozumienie jakiegoś zjawiska, a zjawisko to opisał Piekara, zawsze odsyłam do jego książek. Dusza humanisty i moralizatora wyziera z esejów Piekary drukowanych w „Miesięczniku Literackim” czy „Kulturze”, gdzie autor zaskakuje swoim archaicznym stylem, jednak pointę zawsze daje nam współczesną, czasem nazbyt osobistą.

Jest to pisarstwo wynikające z wewnętrznej potrzeby, a nigdy nie na zamówienie. Jest ono konsekwencją sprzeczności tkwiącej w człowieku zanurzonym we współczesność, której piętnem są wielorakie relacje międzyludzkie, starającym się za wszelką cenę zachować swoją indywidualność. Mówiąc o Laureacie chciałoby się zakończyć jakimś porównaniem, charakteryzującym jego sylwetkę i działalność, z kimś powszechnie znanym. Działalność Arkadiusza Piekary przypomina mi działalność wytrawnego wspinacza wysokogórskiego, który przewodził wielu wyprawom. Z literatury przedmiotu wiadomo, że chodzenie po najwyższych górach to trud i znój, aż czytelnika zadziwia, że starcza się na zmagania z bezwzględną przyrodą górską. Jednak to nie powoduje rezygnacji z uczestnictwa w wyprawie, gdyż cel wskazany przez przewodnika jest nęcący, a pamięć o poprzednich sukcesach mobilizuje do ciągłego dążenia wwyż. Przykład stale czynnego przewodnika jest tutaj argumentem, a obraz strudzonego zespołu także odpowiada temu co w Szkole Piekary wiąże się zawsze z okresami wyteżonej pracy wieńcząc jakiś ważny etap. Analogia ta sięga dalej, bo chociaż jego obecne wyprawy nie są tak wieloosobowe jak kiedyś i przypominają czasem podróże samotnika, Arkadiusz Piekara jest wzorem dla ludzi, którzy chcieliby czegoś dokonać w zmaganiach z Naturą poza nami i tkwiącą w nas samych.

Jan Stankowski

Niektóre dzieła A. Piekary i jego uczniów

- [1] Zeszyty „Rydzyniaka” roczniki od 1932-1936.
- [2] A. Piekara, *Mikrofała, spektroskopia mikrofalowa*, PWN 1953.
- [3] A. Piekara, *O maszyniście Felusiu, który był mędrce*, Nasza Księgarnia 1961.
- [4] A. Piekara, *Stan i potrzeby popularyzacji fizyki w Polsce*, Problemy, styczeń 1962, str. 43.
- [5] A. Piekara, *Ciekawe historie o powietrzu*, Nasza Księgarnia 1963.
- [6] A. Piekara, *O rozwoju fizyki dielektryków w Polsce*. Postępy Fizyki XIV, 679 (1963).
- [7] A. Piekara, *Zważono Ziemię*, Nasza Księgarnia 1958.
- [8] A. Piekara, *O Marii Skłodowskiej-Curie w stulecie jej urodzin*, Fiz. dielektryków i radio-spektroskopia, tom IV, 1968, str. 5.
- [9] A. Piekara, *Elektryczność i magnetyzm*, PWN 1970.
- [10] A. Piekara, *Mechanika ogólna*, PWN 1964.
- [11] A. Piekara, *Fizyka stwarza nam nową epokę*.
- [12] A. Piekara, *Elektryczność i budowa materii*, PWN 1955.
- [13] A. Piekara, *Nowe oblicze optyki*, PWN 1968, 1975.
- [14] A. Piekara, *Atomy i molekuly pracują dla nauki i techniki*. Przegląd humanistyczny 7, 79 (1975).
- [15] A. Piekara, *Najjaśniejszemu i Najpotężniejszemu Panu*, PAX 1976.
- [16] S. Kielich, *Podstawy optyki nieliniowej*, cz. 1. Wydawnictwa UAM 1972.
- [17] S. Kielich, *Podstawy optyki nieliniowej*, cz. 2, *teoria statystyczno molekularna*, Wydawnictwa UAM 1973.
- [18] F. Kaczmarek, *Wstęp do fizyki laserów*, PWN 1977.

- [19] J. Stankowski, A. Graja, *Wstęp do elektroniki kwantowej*, Wydawnictwa Komunikacji i Łączności 1970.
- [20] A. Chełkowski, *Fizyka dielektryków*, PWN 1972.
- [21] J. Małecki, *Badanie struktury asocjatów i kompleksów metodami dielektrycznymi*, Fizyka dielektryków, t. III, 1966, s. 97.
- [22] *Zagadnienia fizyki dielektryków*, red. T. Krajewski. Problemy elektroniki i telekomunikacji, tom 22, Wydawnictwa Komunikacji i Łączności 1970.
- [23] *Wybrane zagadnienia elektroniki kwantowej*, red. J. Stankowski, Problemy elektroniki i telekomunikacji, tom 12, Wydawnictwa Komunikacji i Łączności 1966.
- [24] *II Pracownia fizyczna*, red. J. Kaczmarek, PWN 1976.
- [25] *Teoria pomiarów*, red. H. Szydłowski, PWN 1974.
- [26] *Radiospektroskopia ciała stałego*, red. J. Stankowski, PWN 1975.
- [27] T. Hilczer, *Ćwiczenia z fizyki jądrowej*. Wydawnictwa UAM 1975.
- [28] Ed. M. Davies, *Dielectrics and Related Molecular Processes*, Vol. 1 (vol. 2), Chem. Soc. London 1972 (1975).

Arkadiusz H. Piekara

Zespół Optyki Nieliniowej i Fizyki Chemicznej
Instytut Podstawowych Problemów Chemii
Uniwersytetu Warszawskiego
Warszawa

Przemówienie z okazji wręczenia Medalu im. Mariana Smoluchowskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego

An Address on the Occasion of the Handing the M. Smoluchowski Medal

Abstract: In an address, delivered by professor Arkadiusz H. Piekara on the occasion of the solemn handing him the M. Smoluchowski Medal for science development, professor Piekara said:

„The honour and favour shown to me to-day I owe not only to my personal work and achievements but foremost to the work and guidance by my professor in this country as well as abroad: Bolesław Gawecki, Stefan Pieńkowski, Aimé Cotton, and also to the talent and papers by my students and co workers from many countries, particularly from Poland, Great Britain, France and others, who widely developed the scope of nonlinear dielectric effects and their application to chemical problems”.

Panie Przewodniczący, Szanowni Państwo!

Kiedy dowiedziałem się z ust Pana Przewodniczącego naszego Towarzystwa o zaszczytnym wyróżnieniu, jakie mnie wówczas oczekiwało (a które dokonało się przed chwilą), kiedy dowiedziałem się również, że mam powiedzieć w związku z tym słów parę, pomyślałem sobie, że podziękowań winienem wiele wyrazić, bardzo wiele, ale przede wszystkim winienem wypowiedzieć słowa pełne pochwały i czci dla tego, którego imię nosi medal jaki otrzymałem: chluby polskiej fizyki, Mariana Smoluchowskiego.

Otóż wówczas, nie omieszkując wziąłem do rąk drugi tom *Pism* Mariana Smoluchowskiego i otworzyłem na chybił trafił, zobaczyłem kartę 293 i czytam:

„Podobne pomiary wykonał też Iljin (*Żurn. russ. chim.fiz.*, *Obszcz.* 43, p. 134, 1912), używając jednorodnych rozrzedzonych emulsyj gumiguty i otrzy-

mał również wyniki, potwierdzające zupełnie przytoczone wzory. Jako przykład podajemy zestawienie stu pomiarów, odnoszących się do pewnego przypadku, kiedy przeciętna liczba cząstek znajdujących się w polu widzenia była 1.50. W drugiej kolumnie podajemy, jak często zauważano pojawienie się n cząstek, w trzeciej kolumnie odnośne wartości, obliczone na mocy wzoru (7)".

Oto tabela wyników. Zawiera ona tak uderzającą prawidłowość w owych przypadkowych zdarzeniach, że musimy ją tu przytoczyć:

n	P _{obs.}	P _{obl.}
0	22	22
1	33	34
2	26	25
3	13	13
4	4	5
5	2	1

Te przypadkowe zdarzenia — to pojawianie się na skutek ruchów Browna, w pewnej małej objętości pola widzenia mikroskopu, określonej liczby n cząstek emulsji lub koloidu.

Jak państwo domyślają się, chodzi tu o fluktuacje gęstości owych zawiesin. Smoluchowski definiuje je wzorem

$$\delta = \frac{n - \nu}{\nu},$$

gdzie ν oznacza liczbę cząstek, przypadającą na określone pole widzenia w mikroskopie lub ultramikroskopie, przy równomiernym ich rozmieszczeniu. Natomiast n oznacza liczbę cząstek faktycznie w danej chwili zaobserwowaną. Smoluchowski oblicza przeciętną wartość $|\delta|$ fluktuacji δ i otrzymuje

$$|\delta| = 2 \frac{\nu^k e^{-\nu}}{k!},$$

gdzie k oznacza największą liczbę całkowitą $\leq \nu$. Zaś na prawdopodobieństwo zaobserwowania w polu widzenia liczby n cząstek otrzymuje się wzór

$$P(n) = \frac{\nu^n e^{-\nu}}{n!}.$$

Ten właśnie wzór dał z obserwacjami wspaniałą zgodność, którą widzimy porównując kolumny drugą i trzecią przytoczonej tabeli.

Dlaczego zgodność ta jest tak ważna? Czy takie ważne były wówczas emulsje i koloidy? Nie, nie chodzi tu o materiał, który służył do doświadczeń. Ważne tu było zjawisko fluktuacji ukazujące samorzutne odstępstwa od równowagi termodynamicznej. Tego zjawiska nie można było pojąć inaczej, jak tylko na grun-

mał również wyniki, potwierdzające zupełnie przytoczone wzory. Jako przykład podajemy zestawienie stu pomiarów, odnoszących się do pewnego przypadku, kiedy przeciętna liczba cząstek znajdujących się w polu widzenia była 1.50. W drugiej kolumnie podajemy, jak często zauważano pojawienie się n cząstek, w trzeciej kolumnie odnośne wartości, obliczone na mocy wzoru (7)".

Oto tabela wyników. Zawiera ona tak uderzającą prawidłowość w owych przypadkowych zdarzeniach, że muszę ją tu przytoczyć:

n	$P_{\text{obs.}}$	$P_{\text{obl.}}$
0	22	22
1	33	34
2	26	25
3	13	13
4	4	5
5	2	1

Te przypadkowe zdarzenia — to pojawianie się na skutek ruchów Browna, w pewnej małej objętości pola widzenia mikroskopu, określonej liczby n cząstek emulsji lub koloidu.

Jak państwo domyślają się, chodzi tu o fluktuacje gęstości owych zawiesin. Smoluchowski definiuje je wzorem

$$\delta = \frac{n-v}{v},$$

gdzie v oznacza liczbę cząstek, przypadającą na określone pole widzenia w mikroskopie lub ultramikroskopie, przy równomiernym ich rozmieszczeniu. Natomiast n oznacza liczbę cząstek faktycznie w danej chwili zaobserwowaną. Smoluchowski oblicza przeciętną wartość $|\delta|$ fluktuacji δ i otrzymuje

$$|\delta| = 2 \frac{v^k e^{-v}}{k!},$$

gdzie k oznacza największą liczbę całkowitą $\leq v$. Zaś na prawdopodobieństwo zaobserwowania w polu widzenia liczby n cząstek otrzymuje się wzór

$$P(n) = \frac{v^n e^{-v}}{n!}.$$

Ten właśnie wzór dał z obserwacjami wspaniałą zgodność, którą widzimy porównując kolumny drugą i trzecią przytoczonej tabeli.

Dlaczego zgodność ta jest tak ważna? Czy takie ważne były wówczas emulsje i koloidy? Nie, nie chodzi tu o materiał, który służył do doświadczeń. Ważne tu było zjawisko fluktuacji ukazujące samorzutne odstępstwa od równowagi termodynamicznej. Tego zjawiska nie można było pojąć inaczej, jak tylko na grun-

cie hipotezy o istnieniu atomów. A przypomnieć tu warto, że początek dwudziestego wieku, tj. lata najważniejszych prac Smoluchowskiego 1904-1915, to jeszcze ciągle okres walki zwolenników i przeciwników atomistyki. A bez atomów nikt nie potrafił zadowalająco wytłumaczyć ani ruchów Browna, ani opalescencji krytycznej, ani nawet błękitu nieba. Właśnie te zjawiska tak silnie zależne od fluktuacji molekularnych zadecydowały o zwycięstwie żarliwych atomistów, do których należeli Maxwell, Boltzmann, Smoluchowski, Einstein, Perrin, Langevin itd., nad również żarliwymi przedstawicielami szkół tzw. energetyków i fenomenalistów z Ostwaldem i Machem na czele, uważających poglądy atomistyczno-kinetyczne „za naiwne, nienaukowe wierzenia”.

Smoluchowski rozszerzył swoją probabilistyczną teorię (jak byśmy dziś powiedzieli „teorię procesów stochastycznych”) na wypadek działania sił międzycząsteczkowych, zarówno przyciągających, jak i odpychających. Te pierwsze powiększają prawdopodobieństwo przypadkowych skupień, podczas gdy drugie powiększają tendencję do równomiernego rozkładu cząstek. Najważniejsze swoje prace w tej dziedzinie opublikował w latach 1904-1912 [1]. W roku 1910 wzory Smoluchowskiego zastosował The Svedberg do fluktuacji liczby cząstek w roztworach koloidalnych rtęci i złota [2]. Smoluchowski utrzymywał ze Svedbergiem bliski kontakt naukowy i niektóre ze swych wzorów przesłał mu listownie przed ich publikacją [3]. Rezultaty, jakie Svedberg otrzymał, pozwoliły mu wyciągnąć wnioski o siłach odpychania, jakie działają między cząstkami koloidalnymi. Smoluchowski trafnie przypuszcza, że mogą to być siły między ładunkami elektrycznymi cząstek koloidalnych.

Jak wielka była wówczas potrzeba walki nie tylko o istnienie atomów, lecz o prawo obywatelstwa w fizyce takich pojęć jak przypadek, prawdopodobieństwo, statystyka, fluktuacje, wartości przeciętne (jak np. $|\delta|$) i średnie ($\sqrt{\delta^2}$), niech świadczy ogromna liczba artykułów zarówno naukowych, jak i popularnych, pisanych dla fizyków, chemików i przyrodników [4]. Mój pierwszy nauczyciel fizyki, dr Bolesław Gawecki, późniejszy profesor filozofii w Uniwersytecie Warszawskim, kilka z tych prac (pisanych po niemiecku lub francusku) przetłumaczył na język polski. Pierwsza z tych prac ukazała się w roku 1926, w „Wiadomościach Matematycznych” (redagowanych przez mądrego i nieustrudzonego profesora dra S. Dicksteina) i nosiła tytuł: „O pojęciu przypadku i pochodzeniu praw fizyki opartych na prawdopodobieństwie” [5]. Proszę wyobrazić sobie moją radość i dumę, gdy ja, dziewiętnastoletni młodzieniec, otrzymałem od mojego Mistrza odbitkę tej pracy z dedykacją rozbudzającą moją ciekawość. Od tej pory zacząłem rozmyślać o tych dziwnych rzeczach: o przypadkowych zderzeniach, o desce Galtona, o statystycznym rozkładzie Gaussa. Niewiele rozumiałem, ale okrutnie pragnąłem zrozumieć. I w tym na pewno była największa zasługa mojego mądrego Mistrza, że pragnienie to rozbudził; już sama wiedza o istnieniu Smoluchowskiego i jego problemów, była dla mego umysłu fermentem.

Smoluchowski w swoim krótkim życiu napisał wiele pionierskich odkrywczych prac. Aż dziw bierze, że znalazł czas na tak rozległą działalność populary-

zatorską. Ponieważ w pracach tych popularyzował atomistykę w okresie jeszcze trwającej walki o istnienie atomów, przeto prace swoje przedstawiał na zjazdach naukowych i na posiedzeniach Akademii Umiejętności. Na zjeździe przyrodników w Münster, w Westfalii, w roku 1912 wygłosił odczyt pod odważnym tytułem „O molekularnych zjawiskach sprzecznych ze zwykłą termodynamiką”. Powiedział: „Tytuł mojego referatu brzmi nieco rewolucyjnie i rzeczywiście mniemam, że jeszcze dziesięć lat temu byłoby wielce ryzykowne na tym zebraniu tak bez szacunku wypowiadać się o tradycyjnym ujęciu termodynamiki. Jednak dzisiaj mamy w ogóle mniej szacunku dla dogmatów w fizyce, a powtóre ocena kinetycznej atomistyki i termodynamiki zmieniła się całkowicie” [6].

A na publicznym posiedzeniu Polskiej Akademii Umiejętności w roku 1911 wyrzekł takie słowa:

„Błękit nieba dla każdego, kto umie czytać w księdze przyrody, jest oczywistym dowodem słuszności atomistyki, gdyż dowodzi on, że powietrze posiada strukturę ziarnistą” [7].

Prace Smoluchowskiego wywierały na mnie ogromny wpływ w późnych latach dwudziestych, w latach mojej rozpoczynającej się samodzielności naukowej. Wówczas, po okresie prac nad emulsjami i koloidami, zacząłem badać przenikalność elektryczną roztworów cieczy dipolowych w neutralnych rozpuszczalnikach, aby zrozumieć rolę oddziaływań międzymolekularnych. Postanowiłem oddziaływania te zakłócać wzmożonymi fluktuacjami molekularnymi, jakie powstają w okolicy punktu krytycznego rozpuszczania w mieszaninach nitrobenzenu z heksanem. Znalazłem anomalie przenikalności elektrycznej w okolicy punktu krytycznego, gdzie fluktuacje są tak silne, że powodują opalescencję krytyczną, a po przejściu mieszaniny przez stan koloidalny, rozdziela fazy. Anomalia przenikalności elektrycznej [8] była niezwykle słabą, lecz świadczyła o tym, że fluktuacje zwiększają średnią energię oddziaływania dipol-dipol. Kiedy w parę lat później, w roku 1936, przyszło znalezienie odwrotnego nasycenia dielektrycznego, a więc efektu nieliniowego w czystym nitrobenzenie, efektu o znacznej wartości, okazało się, że w okolicy punktu krytycznego efekt ten zmienia znak ujemnego na dodatni [9]. Efekt nieliniowy można było w następnych latach stosować jako metodę badania oddziaływań i struktury w chemii. Miło mi, że w różnych laboratoriach polskich i świata, szczególnie w Wielkiej Brytanii [10], Francji [11], Belgii [12], Holandii [13], zaczyna to przynosić owoce. Cieszę się, że śladami Smoluchowskiego idą i prace jego rozszerzają młodzi fizycy polscy, profesorowie i ich uczniowie.

A na zakończenie powracam do podziękowań. Do dzisiejszego zaszczytnego wyróżnienia przyczyniły się nie tylko moje własne prace, ale również prace moich uczniów, z którymi pracowałem i zapalał ich do fizyki jeszcze więcej rozbudzałem. Ale to samo robili ze mną jeszcze wcześniej moi nauczyciele: najstarszy z nich, prof. dr Bolesław Gawecki, miał sprawić mi ogromną radość, przybываяc na tę uroczystość, ale niestety, stan zdrowia nie pozwolił mu na to, a więc tylko przysłał mi piękny list. Do niego kieruję słowa pełne wdzięczności. Wdzięczność winienem też mojej żonie za zrozumienie moich dążeń i pomoc

w pracy, a także moim kolegom w obu Uniwersytetach, Warszawskim i Poznańskim, a także w Polskiej Akademii Nauk, którym zawdzięczałem i nadal zawdzięczam wspaniałe warunki spokojnej pracy naukowej. Dzisiejszy zaszczyt zawdzięczam także tym kolegom polskim i zagranicznym, którzy odnoszą nowe sukcesy w dziedzinach, które zapoczątkowałem. Również ogromną wdzięczność winienem Panu, Panie Przewodniczący Polskiego Towarzystwa Fizycznego, pod którego przewodnictwem Zarząd Główny Towarzystwa był tak łaskaw, że zaszczycił mnie oceną, miarę moich zasług przekraczającą. Dziękuję też mojemu uczniowi, profesorowi Janowi Stankowskiemu, za piękne przemówienie, które z taką werwą i humorem wygłosił, a Wam, Szanowni Państwo, dziękuję za przybycie.

Literatura

- [1] M. Smoluchowski, *Boltzmann-Festschrift*, Lipsk 1904, p. 626-641; *Ann. Phys.* (Germany) **21**, 756 (1906); *Phys. Z.* **13**, 1069 (1912).
- [2] The Svedberg, *Z. Phys. Chem.* **73**, 547 (1910).
- [3] *Pisma Smoluchowskiego*, t. 2, Kraków 1927, p. 278.
- [4] *Pisma Mariana Smoluchowskiego*, t. 1, Kraków 1924; t. 2, 1927; t. 3, 1928.
- [5] t. 3, p. 87, Ref. [5].
- [6] t. 2, p. 226, Ref. [3].
- [7] t. 3, p. 24, Ref. [4].
- [8] A. Piekara, *Phys. Rev.* **42**, 448 (1932).
- [9] A. Piekara, B. Piekara, *CR* **203**, 1058 (1936).
- [10] M. Davies, *Acta Phys. Pol.* **A50**, 241 (1976).
- [11] M. Hollecker, J. Goulon, J.-M. Thiebaut, J.-L. Rivail, *Chem. Phys.* **11**, 99 (1975); J.M. Thiebaut, J.-L. Rivail, J.-L. Greffe, *J. Chem. Soc. Faraday Trans. II*, **72**, 2024 (1976).
- [12] L. Hellemans, L. De Mayer, *J. Chem. Phys.* **63**, 3490 (1975).
- [13] C. J. F. Böttcher, *Theory of Electric Polarization*, Elsevier, Amsterdam 1973, p. 297.

Zofia Mizgier

Polskie Towarzystwo Fizyczne
Warszawa

Powstanie i rozwój Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Część I

Foundation and Development of the Polish Physical Society. Part I

Pamięci Profesora Stefana Pieńkowskiego, wielkiego uczonego i organizatora, nieustraszonego działacza PTF

Abstract: As an introduction a review is presented of the activities of societies dedicated to the progress of physical sciences in Poland since the middle of the XVIII century. The further part of the article deals with the history of the Polish Physical Society. The Physical Society of Warsaw was founded in 1919 and the following year (1920) it became the Polish Physical Society with several local branches.

1. Wstęp

Istnieją w historii okresy, kiedy w poszczególnych ośrodkach myśli naukowej przejawia się raptowne dążenie do koordynacji wysiłków, do koleżeńskej wymiany doświadczeń czy też organizowania zespołowej współpracy. W Polsce w dziedzinie nauk ścisłych, podobnie zresztą, jak i w innych dyscyplinach wiedzy, okresem takiego żywiołowego, nie skrepowanego żadnym zewnętrznym przymusem, pędu do zrzeszania się, były ze zrozumiałych względów lata następujące bezpośrednio po odzyskaniu niepodległości. Dążenie do zespolenia, do zacierania różnic wywołanych innymi warunkami pracy w każdym z zaborów, było nie tylko poddyktowane interesem zawodowym, było nakazem chwili, po prostu obowiązkiem patriotycznym.

W r. 1919 powstaje Polskie Towarzystwo Chemiczne oraz Towarzystwo Fizyczne w Warszawie i Towarzystwo Matematyczne w Krakowie, dwa ostatnie

przekształcone w następnym roku w odpowiednie stowarzyszenia ogólnopolskie pod nazwami: Polskie Towarzystwo Fizyczne i Polskie Towarzystwo Matematyczne. Przez utworzenie tych towarzystw nawiązywano do dawnych, jeszcze przedrozbiorowych tradycji niepodległej Polski.

1.1. Societas physicae experimentalis (Die Naturforschende Gesellschaft in Danzig), (1743-1945)

W najwybitniejszych ośrodkach rozwoju nauki światowej okresem powstania wielkich towarzystw i instytucji naukowych (The Royal Society w Londynie i Académie des Sciences w Paryżu) była druga połowa XVII wieku.

Pierwszy, niezrealizowany zresztą, projekt założenia w Gdańsku towarzystwa naukowego powstał już w r. 1677. Autorem był lekarz i fizyk gdański Izrael Konradt [1].

Próba zorganizowania w Warszawie towarzystwa naukowego o bliżej nieznanym charakterze przypada na r. 1698 [2]. Stowarzyszenie to wkrótce jednak upadło, nie pozostawiając śladów swej działalności. Specjalne warunki polityczne zarówno, jak i gospodarcze, wybitnie rolniczy charakter kraju, niski poziom szkolnictwa i niski poziom kultury stanu mieszczańskiego nie sprzyjały w końcu w. XVII, ani później w pierwszej połowie w. XVIII, powstawaniu i rozwojowi towarzystw naukowych na ziemiach polskich.

Pewien wyjątek pod tym względem stanowiły jedynie Prusy Królewskie, wyprzedzające znacznie pod względem gospodarczym i kulturalnym pozostałe dzielnice Rzeczypospolitej. Miasta Gdańsk i Toruń w pierwszej połowie XVIII w. odróżniały się zdecydowanie od reszty kraju. Przodował Gdańsk, który dzięki swemu położeniu geograficznemu i specjalnym warunkom ekonomicznym przejął się najwcześniej kulturą wieku Oświecenia i przez czas pewien poziomem swym oddziaływał na polskie życie intelektualne. Stąd rekrutowali się przeważnie nauczyciele i nadworni lekarze naszego możnowładztwa.

Na przełomie XVII i XVIII wieku wielu zamożnych mieszczan gdańskich odbywało dłuższe podróże naukowe po Europie Zachodniej i zostawało członkami tamtejszych towarzystw naukowych. Idąc za przykładem zagranicę zaczęli też oni gromadzić zbiory przyrodnicze, książki naukowe oraz instrumenty fizyczne i astronomiczne. Posiadanie tych zbiorów niejednokrotnie skłaniało właścicieli do samodzielnych badań naukowych.

Zadania towarzystwa projektowanego przez Konradta miały polegać na referowaniu na posiedzeniach własnych wynalazków, czytaniu prac i poznawaniu najnowszej literatury zagranicznej, dostosowanej do zainteresowań członków.

„Zastanawiałem się często nad tym — pisał Konradt — jak w zaciszu domowym giną bezużytecznie te wszystkie zdobycze, które po wielkich trudach i kosztach przywozimy z podróży naukowych do obcych krajów. Przez ukrywanie tych zdobyczy w prywatnych domach i skrzyniach opóźniamy płynący z nich pożytek publiczny i działamy hamująco na rozwój nauk i tkwiącej w nich prawdy” [3].



Ryc. 1. Daniel Gralath — założyciel gdańskiego Societas physicae experimentalis

Założone w Gdańsku w latach dwudziestych XVIII wieku towarzystwo „Societas literaria Gedanensis”, w którym stopniowo kierunek przyrodniczy (doświadczenia Dawida Kadego nad elektrycznością) ([3], s. 48) zaczął przeważać nad kierunkiem literacko-moralnym, przygotowało grunt dla następnego już wyłącznie przyrodniczego towarzystwa gdańskiego „Societas physicae experimentalis” [4]. Powstało ono w r. 1743 z inicjatywy Daniela Gralatha, autora rozpraw o elektryczności, prawnika, fizyka i bibliofila, późniejszego burmistrza gdańskiego. Według statutu zarząd Towarzystwa składał się z dyrektora, wicedyrektora, sekretarza i skarbnika, a członkowie dzielili się na zwyczajnych, wolnych i honorowych (członkowie wolni nie brali udziału w pracach Towarzystwa, byli tylko słuchaczami na zebraniach). Zebrania odbywały się co tydzień. Do pierwszego zarządu weszli: lekarz Dawid Kade i Jakub Teodor Klein (teść Gralatha), prawnik i przyrodnik, członek The Royal Society of London, Akademii Bolońskiej, Petersbuskiej i Towarzystwa Naukowego w Jenie. Jednym z założycieli był też Polak, Paweł Świetlicki z Ostródy, pastor i nauczyciel języka polskiego w gimnazjum gdańskim, a chemik z zamiłowania. W latach 1743-1756 Towarzystwo liczyło trzydziestu kilku członków,

przeważnie pochodzenia niemieckiego, lecz uważających Polskę za swą ojczyznę i związanych z nią licznymi więzami.

Członkowie zwyczajni dzielili się na sekcje zależnie od osobistych zainteresowań. Dla każdej sekcji wyznaczano dokładnie program pracy. Początkowo nie były to jeszcze badania samodzielne, lecz sprawdzanie doświadczeniami z fizyki twierdzeń podanych w trzyltomowym traktacie pióra głośnego niemieckiego filozofa-racjonalisty Christiana Wolffa pt. *Allerhand nützliche Versuchen dadurch zu genauer Erkenntniss der Natur und Kunst der Weg gedähnet wird* (Halle 1721). I tak np. Michał Hanow badał zmiany wskazań barometru zależnie od wysokości miejsca obserwacji nad poziomem morza, Gralath powtarzał doświadczenie Mariotte'a z beczką zakończoną długą cienką rurką i wypełnioną wodą, Schröder obserwował ptaki i ryby pod kloszem pompy próżniowej. Stopniowo zaczęto wykraczać poza doświadczenia podane przez Wolffa. Do takich samodzielnych osiągnięć członków Towarzystwa w dziedzinie fizyki należały: konstrukcja czułej wagi przez Kühna i doświadczenia Gralatha z tzw. butelką Kleista (poprzedniczką butelki lejdejskiej), próby lekarza de la Motte leczenia elektrycznością i jego doświadczenia nad ugięciem i rozszczepieniem światła przeprowadzane w ciemni urządzonej w lokalu Towarzystwa na Grüne Thor. Z prac innych członków należy wymienić badania włoskowatości, zjawisk magnetycznych, rozszerzalności cieplnej cieczy, badania spadku swobodnego i ruchu po równi pochyłej oraz obserwacje meteorologiczne ([4], s. 6-11). Równoległe do fizyki kultywowano również nauki przyrodnicze opisowe.

Towarzystwo rozporządzało już w tym czasie dobrze zaopatrzoną biblioteką i bogatym zbiorem przyrządów fizycznych oraz okazów przyrodniczych. Później, w latach osiemdziesiątych XVIII w., przybyło jeszcze obserwatorium astronomiczne.

W r. 1747 Towarzystwo ogłosiło drukiem 15 rozpraw z dziedziny fizyki, historii naturalnej i astronomii pt. *Versuche und Abhandlungen der Naturforschenden Gesellschaft in Danzig* (Bd I, Danzig 1747). Odtąd znika już oficjalnie dawna łacińska nazwa organizacji.

Rozprawy przyrodników gdańskich spotkały się z przychylnym przyjęciem w świecie naukowym Zachodniej Europy, a i w Polsce wzbudziły też duże zainteresowanie. W „Acta Litteraria Regni Poloniae et Magni Ducatus Lithuaniae” w r. 1755 pojawiła się nawet pochlebna recenzja tego tomu — po łacinie — prawdopodobnie pióra Mitzlera de Kolof. Oto wyjątki: „...Chwalebna i zaszczytna jest rzeczą, że Gdańsk, królowa miast pruskich w królestwie polskim, perła w koronie polskiej, posiada w swoich murach takie zgromadzenie mężów uczonych, badające tajniki przyrody oraz dzielące się wynikami swoich doświadczeń i rozpraw z całym wykształconym światem. Obyż więcej było w Polsce ku pomnożeniu wiedzy takich towarzystw naukowych” [5].

Józef i Andrzej Załuscy, fundatorzy pierwszej w Polsce biblioteki publicznej, marzyli w owym czasie o zorganizowaniu towarzystwa naukowego na terenie Warszawy. Pierwszym etapem miała być, według projektu Józefa Załuskiego, referendarza koronnego i biskupa kijowskiego, „assocjacja kilkunastu lub kilku-

dziesięciu uczonych” mająca na celu wspólne sprowadzanie zza granicy książek i prenumeratę czasopism oraz ich lekturę, a także dyskusje na temat przeczytanych prac (r. 1744) [6].

Po powstaniu Towarzystwa Gdańskiego kanclerz Andrzej Załuski zapoznał się z jego statutem i planem działalności. Tom I *Versuche und Abhandlungen*, wydany za jego namową, przeczytał z zainteresowaniem, lecz zgłosił kilka zastrzeżeń: co do języka — radził łacinę, „gdyż język niemiecki mało kto rozumie w Polsce, a nawet w Europie”, co do charakteru prac — uważał — że są one zbyt abstrakcyjne i radził w przyszłości obrać kierunek bardziej użyteczny. Apel ten pozostał jednak bez odpowiedzi ([3], s. 59 i 60).

Dalsze tomy *Versuche und Abhandlungen* pojawiły się w latach 1754-1756 (oba wydane w Gdańsku i w Lipsku). Ostatni tom był dedykowany ministrowi Augusta III von Ocieszyna Brühlowi, ambitni gdańszczanie postanowili bowiem wyjść na szersze pole działalności i przekształcić swe lokalne stowarzyszenie w „Królewskie Towarzystwo Naukowe” — polską organizację ogólnonaukową o charakterze akademii ([3], s. 53). Według przygotowanego już do podpisu przywileju królewskiego miało ono objąć wszystkie dziedziny wiedzy, nie tylko nauki przyrodnicze. Król miał mianować członków — honorowych, zwyczajnych i nadzwyczajnych, jak również i prezesa. Na wydatki związane z pracami akademii miała być obrócona część stałych dochodów z królewskiej poczty prusko-gdańskiej. Jakkolwiek Brühl przyrzekł wszystko pomyślnie załatwić, sprawa przywileju królewskiego przeciągała się, aż wreszcie upadła ze śmiercią Augusta III.

Niezależnie od tych projektów Towarzystwo gdańskie zdobywało w Polsce coraz większy rozgłos i znaczenie. W r. 1765 Józef Aleksander Jabłonowski, fundator corocznych nagród w postaci złotych medali za prace naukowe z dziedziny 1) matematyki i mechaniki, 2) fizyki lub ekonomii oraz 3) historii, postanowił powierzyć przyrodnikom gdańskim zarząd fundacją i zaszczyt przyznawania nagród za prace konkursowe ([3], s. 67 i 68). Niestety pierwsza nagrodzona praca z historii wykazała, że Lech nigdy nie istniał. Jabłonowski, wywodzący swój ród właśnie od Lecha, mocno urażony, zerwał z gdańszczanami i przeniósł swoją fundację do Lipska.

W okresie 1756-1786 działalność przyrodników gdańskich nieco osłabła. Najbardziej aktywni członkowie wycofali się z czynnej pracy z powodu wieku lub zajęć urzędowych. Niewiele pomógł system premiowania członków przeprowadzających doświadczenia lub ogłaszających rozprawy. W tym czasie nie prace lecz posiadane zbiory zapewniają Towarzystwu rozgłos w Rzeczypospolitej.

Według relacji cytowanego już Bernoulliego księgozbiór przyrodników gdańskich nie był duży, lecz bardzo wyszukany. Obok podstawowych dzieł przyrodniczych zawierał komplety „Philosophical Transactions”, dawne i nowsze „Commentaria Petropolitani”, „Sprawozdania Szwedzkiej Akademii Umiejętności”, paryskie „Mémoires de Physique et de Mathématique présentés à l'Académie Royale des Sciences” itp. ([2], s. 218).

Bogaty zestaw instrumentów fizycznych uzupełniały zbiory przyrody żywej, minerały i m. in. kamienie z Syberii.

Zainteresowania naukowe, a zwłaszcza przyrodnicze, były w Rzeczypospolitej u schyłku czasów saskich zjawiskiem dość częstym, szczególnie w sferach magnackich, nade wszystko zaś kwitło zbieractwo, tak charakterystyczne dla epoki Oświecenia. Na tym tle wywiązywała się obfita korespondencja z przyrodnikami gdańskimi, obustronne wizyty i liczne dotacje z Polski ([3], s. 77 i następne). Michał Kazimierz Radziwiłł, chętnie przypatrujący się doświadczeniom z dziedziny elektryczności, własnym kosztem sprowadził z Paryża dla Towarzystwa uczonych gdańszczan szklane kule do doświadczeń z elektrostatyki i szereg innych przyrządów fizycznych. Paweł Czapski, generał wojsk polskich, osiadły w Oliwie, zapisał Towarzystwu swe zbiory przyrodnicze. Do częstych gości na Grüne Thor należeli: Michał Czartoryski kanclerz litewski, Aleksander Sapieha hetman polny litewski, marszałek Józef Sanguszko, biskupi Jan Podoski i Ignacy Massalski, ks. Józef Rogaliński, założyciel gabinetu fizycznego w kolegium jezuickim poznańskim, a z kobiet Barbara z Duninów Sanguszkowa i Anna z Przebendowskich Sułkowska. Marszałek Stanisław Lubomirski i generał ziem podolskich Adam Czartoryski przyczynili się swoją dotacją do utrzymania obserwatorium astronomicznego w Oliwie, które w r. 1783 przeszło na własność Towarzystwa ([3], s. 88). Nominacje na członków zagranicznych (honorowych) otrzymali m. in. Jan Chrzeciel Dubois, profesor Szkoły Rycerskiej w Warszawie, August Moszyński, dyrektor polskiej mennicy państwowej, Joachim Chreptowicz, podkanclerzy litewski, Jan Filip Carosi, dyrektor górnictwa ([4], s. 107).

Wśród dostojnych protektorów Towarzystwa niemałą rolę odegrał król Stanisław August Poniatowski, uczeń gdańszczanina Lengnich, okazujący uczy-nym z Grüne Thor wiele życzliwości. Gdy w „Philosophical Transactions” (London 1784) ukazała się rozprawa granda hiszpańskiego Galveza o maszynie, która miała ułatwiać żeglugę po wzburzonym morzu i zabezpieczać okręty od kołysania — król polecił przyrodnikom gdańskim zbudować na jego koszt opisaną maszynę i wypróbować jej działanie. Kilkumiesięczne próby na Zatoce Gdańskiej wykazały całkowitą nieprzydatność hiszpańskiego wynalazku do praktycznego zastosowania.

Przy innej okazji król Stanisław August ofiarował organizacji przyrodników kosztowny pierścień ze swoją miniaturą otoczoną brylantami. Pierścień ten przewodniczący Towarzystwa (dyrektor) zakładał na palec przy różnych uroczystościach ([4], s. 35).

Gdy kultura polskiego Oświecenia stanęła na równi z kulturą Gdańska, nastąpiła już zmiana wzajemnych stosunków. Gdańszczanie, którzy niegdyś Ignęli do polskości, zaczęli się powoli od niej odsuwać. Wpłynęła na to oczywiście i sytuacja polityczna. Po pierwszym rozbiorze (1772) Prusy Królewskie (bez Gdańska i Torunia) oraz Warmia przeszły do Prus. Podczas gdy starsze pokolenie czuło się jeszcze związane z Polską, młodzież służyła już ochotniczo w wojsku pruskim. Nowy tom rozpraw, który ukazał się w r. 1778 pod zmienionym

tytułem *Neue Sammlung von Versuche und Abhandlungen der Naturforschenden Gesellschaft in Danzig* był już dedykowany królowi pruskiemu [7]. Po przyłączeniu Gdańska do Prus po drugim rozbiórce Towarzystwo istniało nadal i do trwało aż do końca drugiej wojny światowej [8].

Cytowany powyżej Schumann pomija przeważnie w swojej pracy stosunki Gdańskiego Towarzystwa Przyrodniczego z Polską. Lukę tę zapełnia praca Kurdybachy oparta w znacznej mierze na źródłach rękopiśmiennych z bibliotek polskich oraz na dostępnych w okresie międzywojennym rękopisach w Bibliotece Miejskiej w Gdańsku oraz w Bibliotece Politechniki Gdańskiej, gdzie jako depozyt Biblioteki Miejskiej pod Nr 524, 525 i 526 znajdowały się rękopiśmienne protokoły Gdańskiego Towarzystwa Przyrodniczego, liczące dwadzieścia kilka tomów. Według zdobytych informacji źródła te zaginęły w czasie ostatniej wojny.

1.2. Warszawskie Towarzystwo Fizyczno-Chemiczne (1767-1769)

W początkach ruchu naukowego na terenie Warszawy w drugiej połowie XVIII w. niemałą rolę odegrali obcokrajowcy, zwłaszcza Niemcy, tłumnie napływający do Polski w epoce saskiej. Na jesieni 1767 r. powstało w stolicy — prawdopodobnie dzięki inicjatywie mieszczan niemieckiego pochodzenia — Warszawskie Towarzystwo Fizyczno-Chemiczne, o którym wspomina prof. Dorabalska w swym artykule poświęconym historii Polskiego Towarzystwa Chemicznego [9]. Przyjmowało ono na członków zarówno Polaków, jak i przebywających w Warszawie cudzoziemców [10], których nazwiska, niestety, nie zachowały się. Zgodnie z duchem epoki działalność Towarzystwa cechowało nastawienie praktyczne, położenie nacisku na problematykę aktualną i popularyzację wiedzy. W szczególności Towarzystwo postawiło sobie za cel udzielanie praktycznych wskazówek, związanych z rozwojem krajowego przemysłu i rolnictwa, oraz dokonywanie bezpłatnych ekspertyz np. analiz kruszców rodzimych i wód mineralnych.

Organem Towarzystwa był periodyk pt. „*Vermischte Abhandlungen der Physisch-Chymischen Warschauer Gesellschaft zur Befoerderung der praktischen Kenntnisse in der Naturkunde, Oeconomie, Manufakturen und Fabriken besonders in Absicht auf Polen*”. Wyszedł tylko tom I w dwóch częściach w latach 1768 i 1769, najpierw w wersji niemieckiej, później zaś w tłumaczeniu polskim, nakładem Michała Grela [Groella] „Kommissarza Nadwornego y Bibliopoli J. K. Mci”. Po omówieniu we wstępie niewyzyskanych bogactw Polski i potrzeby pracy około podniesienia przemysłu rolnego i fabryk pierwsza część „Różnych uwag” zawierała szereg bardzo popularnie ujętych artykułów z chemii praktycznej, technologii, medycyny i weterynarii oraz opisy niektórych fabryk i manufaktur, „które by z wielką korzyścią w Polsce założone być mogły”. Przedmioty do analiz i listy do Towarzystwa (w języku łacińskim, niemieckim lub francuskim) należało kierować pod adresem Groella.

ROZNE UWAGI
FIZYCZNO-CHEMICZNEGO
WARSZAWSKIEGO
TOWARZYSTWA

NA ROZSZERZENIE
PRAKTYCZNEY UMIEIĘTNOSCI

W

Fizyce, Ekonomii, Manufakturach y
Fabrykach, ośobliwie względem
Polikiey.

I. TOM I. CZĘSC.

z lednym Kopersztlichem

ktore z Niemieckiego na Polkie przetłumaczył

X. P. TWARDY.



w WARSZAWIE, 1769.

Nakładem MICHAŁA GREŁA Kommissarza
Nadwornego y Bibliopoli J. K. Mł.

Ryc. 2. Karta tytułowa wydawnictwa Warszawskiego Towarzystwa Fizyczno-Chemicznego

Chociaż, jak mówi Bentkowski w swojej *Historii literatury polskiej* z r. 1814: „rozprawy niektóre wyborne, odpowiadały zupełnie przyrzeczeniu na tytule” — mało widocznie budziły w kraju zainteresowanie. Z czterech listów od publiczności, cytowanych na początku części drugiej wydawnictwa, dwa monitowały je bądź to żądając jeszcze przystępniejszego ujęcia wykładu, bądź uznając Towarzystwo za niepotrzebne, a pismo za „pozabawione dowcipu”. Część ta zawierała m. in. artykuły o fabrykacji cegieł, o kilku gatunkach ziemi spod Krakowa, o piasku złotym, o otrzymywaniu czystego potażu i na zakończenie „annotacje mieszane o piecach i paleniu w nich”. Do wersji polskiej tego tomiku obrano innego tłumacza, ponieważ biegli w języku polskim twierdzili, że pierwszy „doskonale tego języka nie umiał”.

Z treści wydanych artykułów wynika, że oprócz nazwy Towarzystwo Fizyczno-Chemiczne niewiele miało wspólnego z fizyką w dzisiejszym tego słowa znaczeniu. W owym czasie przyjęte było jednak traktowanie tej dyscypliny jako wszelkiej wiedzy o przyrodzie. Uwydatniało się to w zasadniczym podziale nauk na dwie grupy — nauk fizycznych i nauk moralnych. Ponadto wobec uty-

litaryzmu nauki w epoce Oświecenia nie mogło być ścisłej granicy między zagadnieniami nauki czystej a pokrewnymi pracami o charakterze naukowo-technicznym ([6], s. 343).

Pomimo powiązania swej działalności z najbardziej aktualnymi zagadnieniami gospodarki krajowej Towarzystwo, pozbawione poparcia wpływowych osobistości, po dwóch latach upadło. Być może przyczyniła się do tego ówczesna sytuacja polityczna — Konfederacja Barska i I rozbiór. W każdym razie jest rzeczą zastanawiającą, że w pamiętnikach z podróży Bernoulliego, odznaczających się ścisłością i wnikliwością, o Towarzystwie tym — w dziesięć lat za ledwie po jego likwidacji — znajdujemy tylko w przypisach suchą wzmiankę: „Przed dziesięciu czy dwunastu laty powstało uczone towarzystwo, które jako próbkę swojej działalności wysłało w świat parę arkuszy. Nie mam ich pod ręką, a od tak dawna już ich nie widziałem, że nie mogę nie więcej powiedzieć o tym towarzystwie, niż to, że się nie utrzymało i nic więcej nie opublikowało” ([2], Bd VI, s. 168).

1.3. Towarzystwo Nauk Fizycznych (1777-1779)

Drugim i właściwie ostatnim w osiemnastowiecznej Warszawie towarzystwem naukowym było Towarzystwo Nauk Fizycznych, również istniejące bardzo krótko, bo za ledwie dwa lata (1777-1779). Założył je młody Francuz, Jan Chrzciciel Dubois de Jancigny, od dwóch lat wykładający historię i przyrodę w Szkole Rycerskiej, a polecony Adamowi Czartoryskiemu przez d’Alemberta [11]. Z fachu przyrodnik z zapałem studiował również języki i literaturę, pisał prace o Polsce.

Z początku oprócz założyciela należało do Towarzystwa jeszcze 2 członków: August Moszyński, zamiłowany chemik i alchemik, który jako doskonały znawca metali został dyrektorem mennicy państwowej, i dyrektor górnictwa Jan Filip Carosi ([2], s. 166-172). Z kolei wstąpili do stowarzyszenia: generał ziem polskich Adam Czartoryski, Michał Mniszech, późniejszy marszałek wielki koronny, Ignacy Potocki i bratanek królewski — książę Stanisław Poniatowski. Byli to ludzie wybitni, stanowiący elitę umysłową ówczesnych wysokich sfer. Inteligencję zawodową reprezentowali w stowarzyszeniu oprócz Carosiego: inżynier budownictwa wodnego Ferdynand Nax, chemik — Stanisław Okraszewski, lekarz Jan Boeckler, „dyrektor nauk” w Szkole Rycerskiej Krzysztof Pfleiderer i Grzegorz Piramowicz. Zapleczem naukowym Towarzystwa miały być zbiory Szkoły Rycerskiej: dobrze zaopatrzone gabinety fizyczny i przyrodniczy oraz księgozbiór liczący ok. 10 000 tomów ([6], s. 314). Towarzystwo prezesa nie posiadało. Stałym sekretarzem był Dubois. Wszyscy członkowie mieli jednakowe prawa.

Dobór utytułowanych osobistości rokował może pewne nadzieje co do uznania Towarzystwa przez króla i władze ustawodawcze, przedstawiał jednak poważne niebezpieczeństwo dla rozwoju pracy naukowej wobec tego, że magnatom zajętych sprawami polityki brakowało czasu na udział w zebraniach. Odbywały

się one w mieszkaniu Potockiego, w zasadzie raz na miesiąc i to tylko zimą, gdyż latem część członków przebywała w swych majątkach. Na zebraniach członkowie odczytywali referaty i demonstrowali doświadczenia, a nawet wynalazki. Cytowany już wyżej Bernoulli zostawił szczegółowy opis jednego z takich zebrań, na które był zaproszony jako gość. Dubois odczytał najpierw krótkie sprawozdanie z dotychczasowej działalności Towarzystwa, jego statut i pewne wnioski na przyszłość, następnie zaś podał opis metalowego termometru, połączonego z higrometrem, wynalazku Augusta Moszyńskiego. Sam wynalazca przedstawił rysunki tego przyrządu, omówił wynaleziony przez siebie anemometr i pokazał piękne przezrocza różnych zaćmień wraz z wynikami obserwacji dokonanych w Warszawskim Obserwatorium. Na zakończenie Carosi zdał sprawę ze swej podróży geologicznej po województwie krakowskim.

Według informacji Bernoulliego Towarzystwo zamierzało publikować swe prace i starało się o współpracę uczonych zagranicznych. Słynny przyrodnik berliński Achard nadesłał mu swoją rozprawę o treści nam nieznaną. W swym traktacie *Essai sur l'histoire litteraire de Pologne* zamieścił Dubois bardzo pochlebną wzmiankę o przyrodnikach gdańskich ([3], s. 83). Wdzięczni gdańszczanie ofiarowali mu godność członka zagranicznego swego Towarzystwa.

Niestety, traktat Dubois zawierał również krytykę stosunków panujących w Polsce, co zraziło do niego dotychczasowych protektorów i w rezultacie zmusiło autora do opuszczenia na zawsze Warszawy. Po jego wyjeździe — założone przez niego Towarzystwo, które, jak się zdaje, w swej działalności nie wyszło poza prace wstępne, przestało istnieć.

Świadomość potrzeby zbiorowej pracy naukowej wzrastała wśród klas oświeconych epoki stanisławowskiej powoli lecz ciągle. Bieżąca walka polityczna i społeczna w ostatnich latach panowania Stanisława Augusta zbyt jednak absorbowwała umysły. „Brak towarzystw do uprawy pojedynczych gałęzi umiejętności — powiada historyk — tłumaczą ciężkie warunki życia. W Polsce wieku XVIII szczery do wiedzy zapal twardo napotykał przeszkody, a jednak najniezwyklejsza z generacji nienajgorszą tradycję naukową przekazała potomnym”. ([10], s. 59).

1.4. Warszawskie Towarzystwo Przyjaciół Nauk (1800-1832)

Próby i poczynania w dziedzinie organizacji nauki w Polsce okresu Oświecenia wydały właściwe owoce w postaci Warszawskiego Towarzystwa Przyjaciół Nauk i Towarzystwa Naukowego w Krakowie dopiero po utracie niepodległości. Oba te towarzystwa powstały na gruncie ideologii w. XVIII, uwypuklając rolę „nauki użytecznej”, zwłaszcza przyrodoznawstwa i ponadto, wobec utraty bytu państwowego, w badaniach uwzględniały przede wszystkim problematykę związaną z krajem ojczystym.

Warszawskie Towarzystwo Przyjaciół Nauk powstało w roku 1800 — za ledwie w 5 lat po ostatnim rozbiórce. „Ocalić i udoskonalić ojczystą mowę, zachować i udokładnić narodu historię, poznać rodowitą ziemię i wszelkie jej

piony, dla tych dobycia, uzywania potrzebne rozkzrzewiać umiejétnosci i sztuki" — oto dobitne sformulowanie programu prac naukowych Towarzystwa przez Stanisława Staszica, jego dluogoletniego prezesa. (W. Roibiecki, l. c., s. 28). Dla realizowania tych celów wyodrèbiono kilka wydziałów z czasem zredukowanych do dwóch: 1) działu nauk obejmującego przedmioty humanistyczne i 2) działu umiejétnosci poświęconego naukom matematycznoprzyrodniczym i "sztukom" przemysłowym w kraju.

Nauki matematycznoprzyrodnicze i zagadnienie ich praktycznego zastosowania były jedynym z najważniejszych przedmiotów działalności Towarzystwa przez cały czas jego istnienia. Licząc się z konkretnymi możliwościami, położono jednak główny nacisk nie na badania o charakterze teoretycznym, lecz na przy-
 swajanie i popularyzację zdobytych współczesnej nauki oraz spozytkowanie ich w gospodarce krajowej [12]. W praktyce realizacja tych zadań polegała na ocenie rozpraw nadsyłanych do Towarzystwa lub zgłoszonych przez członków, na re-
 ferowaniu tych prac na posiedzeniach działu i publikowaniu w "Kocznikach TPN", wydawanych od r. 1802, na ogłaszaniu tematów prac konkursowych, udzieleniu subwencji, jak również formułowaniu pewnych wniosków i projektów.

Z wybitniejszych członków działu umiejétnosci, poświęcających się fizyce i naukom pokrewnym, należy wymienić: Jana i Jèdrzeja Śniadeckich, pijarów Józefa Hermana Osiniskiego i Jana Gwalberta Bystrzyckiego, Aleksandra Sa-
 pieg, dawnych członków Towarzystwa Nauk Fizycznych Ferdynanda Naxa i Stanisława Okraszewskiego, Antoniego Magiera, wykładowcę Liceum Warszawskiego, Jaka Krusinskiego, nauceżywiela szkół warszawskich, Karola Kor-
 tuma, uzonogo amatora z rodziny kupieckiej, Michała Hubego b. dyrektora nauk (po Pfeidererze) w Szkole Rycerskiej, Aleksandra Chodkiewicza, wyhalazę
 Abrahama Sterna, wreszcie z młodszej generacji profesorów Uniwersytetu War-
 szawskiego: Józefa Karola Skrodzkiego, Franciszka Armihskiego, Jana Mille
 i adiunkta — Wojciecha Dastzobowskiego.

Jedną z pierwszych akcji TPN było ogłoszenie jako zadania konkursowego pracy o znaczeniu odkrycia Kopernika w nauce europejskiej. Jak wiadomo, zadania tego podjął się na zyczenie Towarzystwa Jan Śniadecki i prace tę wy-
 konał ku ogólnemu zachwytowi współczesnych. Wyniki jego własnych obser-
 wacji astronomicznych ogłoszone w I i III tomie "Koczników" zapoczątkowały
 publikacje Towarzystwa w zakresie nauk ścisłych ([12], s. 236).

Kontakt z Jèdrzejem Śniadeckim ograniczył się do czytania (w wyjątkach) na posiedzeniu publicznym nadesłanej przez niego w r. 1805 rozprawy o roz-
 tworach pt. *Rzecz o rozpuszczeniu i wydaniu jej w V tomie "Koczników"*. W pracy
 tej autor dokonał na rok przed Proustem ścisłego rozziwienia roztworów od
 związków powstających między ciałem rozpuszczonym a rozpuszczalnikiem,
 go było wówczas poważnym osiągnięciem ([6], s. 350).

- Zasnęg TPN było nie tylko iniejowanie prac naukowych, lecz również
 wprowadzenie planowania w nauce i zespolowego wykonywania planowanych
 prac [13].

W zakresie zbiorowej akcji opracowania szeregu dzieł elementarnych, czyli

plody, dla tych dobycia, używania potrzebne rozkrzewiać umiejętności i sztuki” — oto dobitne sformułowanie programu prac naukowych Towarzystwa przez Stanisława Staszica, jego długoletniego prezesa. (W. Rolbiecki, l. c., s. 28). Dla realizowania tych celów wyodrębniono kilka wydziałów z czasem zredukowanych do dwóch: 1) działu nauk obejmującego przedmioty humanistyczne i 2) działu umiejętności poświęconego naukom matematyczno-przyrodniczym i „sztukom” przemysłowym w kraju.

Nauki matematyczno-przyrodnicze i zagadnienie ich praktycznego zastosowania były jednym z najważniejszych przedmiotów działalności Towarzystwa przez cały czas jego istnienia. Licząc się z konkretnymi możliwościami, położono jednak główny nacisk nie na badania o charakterze teoretycznym, lecz na przyswajanie i popularyzację zdobyczy współczesnej nauki oraz spożytkowanie ich w gospodarce krajowej [12]. W praktyce realizacja tych zadań polegała na ocenie rozpraw nadsyłanych do Towarzystwa lub zgłoszonych przez członków, na referowaniu tych prac na posiedzeniach działu i publikowaniu w „Rocznikach TPN”, wydawanych od r. 1802, na ogłaszaniu tematów prac konkursowych, udzielaniu subwencji, jak również formułowaniu pewnych wniosków i projektów.

Z wybitniejszych członków działu umiejętności, poświęcających się fizyce i naukom pokrewnym, należy wymienić: Jana i Jędrzeja Śniadeckich, pijarów Józefa Hermana Osińskiego i Jana Gwalberta Bystrzyckiego, Aleksandra Sapiechę, dawnych członków Towarzystwa Nauk Fizycznych Ferdynanda Naxa i Stanisława Okraszewskiego, Antoniego Magiera, wykładowcę Liceum Warszawskiego, Jacka Krusińskiego, nauczyciela szkół warszawskich, Karola Kortuma, uczonego amatora z rodziny kupieckiej, Michała Hubego b. dyrektora nauk (po Pfleidererze) w Szkole Rycerskiej, Aleksandra Chodkiewicza, wynalazcę Abrahama Sterna, wreszcie z młodszej generacji profesorów Uniwersytetu Warszawskiego: Józefa Karola Skrodzkiego, Franciszka Armińskiego, Jana Mile i adiunkta — Wojciecha Jastrzębowski.

Jedną z pierwszych akcji TPN było ogłoszenie jako zadania konkursowego pracy o znaczeniu odkrycia Kopernika w nauce europejskiej. Jak wiadomo, zadania tego podjął się na życzenie Towarzystwa Jan Śniadecki i pracę tę wykonał ku ogólnemu zachwytowi współczesnych. Wyniki jego własnych obserwacji astronomicznych ogłoszone w I i III tomie „Roczników” zapoczątkowały publikacje Towarzystwa w zakresie nauk ścisłych ([12], s. 236).

Kontakt z Jędrzejem Śniadeckim ograniczył się do czytania (w wyjątkach) na posiedzeniu publicznym nadesłanej przez niego w r. 1805 rozprawy o roztworach pt. *Rzecz o rozpuszczaniu* i wydaniu jej w V tomie „Roczników”. W pracy tej autor dokonał na rok przed Proustem ścisłego rozróżnienia roztworów od związków powstających między ciałem rozpuszczonym a rozpuszczalnikiem, co było wówczas poważnym osiągnięciem ([6], s. 350).

Zasługą TPN było nie tylko inicjowanie prac naukowych, lecz również wprowadzenie planowania w nauce i zespołowego wykonywania planowanych prac [13].

W zakresie zbiorowej akcji opracowania szeregu dzieł elementarnych, czyli

podręczników, zlecono Radwańskiemu napisanie podręcznika mechaniki teoretycznej i praktycznej. Autor jednak z zadania się nie wywiązał. Innym zbiorowym dziełem członków Towarzystwa był projekt oparcia polskich miar i wag na systemie metrycznym francuskim. Aleksander Sapięha opracował i ogłosił w I tomie „Roczników” tablice porównawcze miar i wag polskich, litewskich i metrycznych. W kilkanaście lat później, na wezwanie Komisji Rządowej Spraw Wewnętrznych deputacja TPN pod przewodnictwem Aleksandra Chodkiewicza opracowała projekt nowego systemu miar, opartego na jednostce nazwanej linią = 2 mm; 12 linii stanowiło 1 cal, 24 cale — 1 łokieć. Jednostką ciężaru był ciężar 1 linii sześciennego wody o temperaturze 4,14°; 50 000 takich jednostek stanowiło 1 funt. Wykonane wzorce przedstawiono bawiącemu wówczas w Warszawie cesarzowi Aleksandrowi I ([12], s. 148).

Dziedziną, w której prace zaczęły się w tym czasie pomyślnie rozwijać, była meteorologia. Ośrodek Warszawski miał tu pewne tradycje już od połowy XVII wieku. Od r. 1779 robiono w Warszawie systematyczne obserwacje, którymi interesował się jeszcze król Stanisław August. Po rozbiorach ofiarnie prowadzili je nadal Magier i Kortum. Towarzystwo pragnęło otoczyć te obserwacje swoją opieką i rozszerzyć je na cały kraj.

Na posiedzeniu publicznym TPN w r. 1803 Jacek Krusiński wyłożył ich potrzeby, cel i zasady. Poza instalacją stacji meteorologicznej na św. Krzyżu (Ksawery Szaniawski) do planowego, zbiorowego wysiłku jednak nie doszło, mimo opracowania przez specjalną delegację TPN odpowiednich projektów. Obserwacje meteorologiczne były kilkakrotnie ogłaszane w „Rocznikach TPN” (w t. VIII i XVIII). W referatach z r. 1827 i 1829 Wojciech Jastrzębowski podał ogólne podsumowanie tych badań za okres 50-letni.

Jastrzębowski również przedstawił w r. 1829 na zebraniu działu umiejętności swój wynalazek gnomografu, czyli „polskiego kompasu”, służącego do wykreślenia zegara słonecznego na dowolnej powierzchni. Wynalazek ten wzbudził duże zainteresowanie Towarzystwa. Francuskie tłumaczenie rozprawy ukazało się w Paryżu kosztem Działyńskiego.

Franciszcowi Armińskiemu prace nad zakładaniem obserwatorium astronomicznego nie pozwalały na żywszą działalność naukową. Dopiero w latach 1827-1828 wygłosił na zebraniach Towarzystwa referaty o kołysaniu się osi ziemskiej i aberracji światła. W r. 1830 Jan Mile czytał wstęp do rozprawy *O nowych dowodach ruchu Ziemi* ([12], s. 236-241).

Wśród członków warszawskich bardzo czynnymi na polu fizyki byli: Karol Kortum, a później J. K. Skrodzki. Kortum przedstawił na zebraniach publicznych (1803) dwie swoje rozprawy: jedną z optyki, w której propagował rozpowszechniony wówczas pogląd, że światło jest pierwiastkiem (pogląd ten wyznawał i Jędrzej Śniadecki), drugą — o ustawianiu piorunochronów. Ta ostatnia oparta była na szeregu własnych doświadczeń i prób. Wnioski z nich wyciągnięte pokrywały się dokładnie z treścią późniejszej o 19 lat instrukcji wydanej przez Akademię Nauk w Paryżu pod redakcją Gay-Lussaca [14]. Skrodzki, mocno pochłonięty pracą pedagogiczną na Uniwersytecie Warszawskim, był jednak częstym refe-



Ryc. 3. Józef Karol Skrodzki (1789-1832) — profesor Uniwersytetu Warszawskiego, członek Warszawskiego Towarzystwa Przyjaciół Nauk (litografia Seweryna Oleszyńskiego, zbiory Muzeum Narodowego w Warszawie)

rentem na posiedzeniach działu umiejętności. Referował przeważnie prace z elektryczności i magnetyzmu robione za granicą, a z krajowych — doświadczenia polskiego oficera Krausa z dziedziny wytrzymałości żelaza i stali oraz niektórych gatunków drewna ([12], s. 257). Jan Mile przedstawiał różne swoje wynalazki, poczynając od przyrządu mającego demonstrować obrót Ziemi, Abraham Stern — swój wynalazek maszyny do liczenia.

Co się tyczy kontaktów naukowych TPN z zagranicą, należy przede wszystkim podkreślić jego rolę jako reprezentanta kultury polskiej wobec Europy Zachodniej. Jednym z przykładów tej roli było przypomnienie o zasługach Kopernika i podkreślenie jego polskości we wspomnianej już rozprawie Jana Śniadeckiego, którą Towarzystwo usiłowało rozpowszechnić zagranicą. Innym przykładem było powoływanie na członków honorowych — obcokrajowców.

W r. 1829 wybrano np. na członków honorowych — na wniosek Komisji, do której należał Skrodzki, ponad 20 uczonych o sławie światowej, wśród nich zaś: Gay-Lussaca, Davy'ego, Wollastona, Daltona, Biota i Legendre'a ([12], s. 290). Kontakt z osiągnięciami nauki europejskiej zapewniało posiadanie stałych korespondentów zagranicznych.

Po powstaniu listopadowym Towarzystwo Przyjaciół Nauk zostało rozwiązane (1832), a majątek jego, biblioteka i zbiory uległy konfiskacie.

Jego istnienie było przejawem ponadkordonowej łączności społeczeństwa

polskiego [15]. Przez lat przeszło 30, w zmiennych warunkach politycznych, Towarzystwo stanowiło jedyną polską instytucję centralną i wspólną, jak gdyby ośrodek jedności narodu. Jego likwidacja była — zdaniem historyków — jedną z największych klęsk, zadanych polskiej kulturze w XIX wieku.

1.5. Towarzystwo Naukowe w Krakowie (1816-1872)

Drugim stowarzyszeniem, które wyrosło również podobnie jak i Towarzystwo Przyjaciół Nauk, z ducha polskiego Oświecenia, było Towarzystwo Naukowe w Krakowie. Pierwszy projekt jego założenia wyszedł jeszcze od Hugona Kołłątaja ([8], s. 40). Powstało ono w r. 1816 z inicjatywy rektora Uniwersytetu Jagiellońskiego Walentego Litwińskiego jako organizacja związana z Uniwersytetem, którego rektorzy byli zarazem prezesami Towarzystwa, a profesori — członkami. Statut, przewidujący wspólne dla wszystkich członków posiedzenia poświęcone czytaniu rozpraw bez dyskusji, hamował działalność stowarzyszenia, a rozprawy drukowane w „Rocznikach” były przeważnie pozbawione większych walorów naukowych.

Po zmianie statutu w r. 1848 prace Towarzystwa ożywiły się. Następuje podział na trzy oddziały: Nauk Moralnych, Nauk Przyrodzonych i Ścisłych oraz Sztuk Pięknych. Posiedzenia każdego z oddziałów z dopuszczalną dyskusją odbywają się osobno, a prace poszczególnych oddziałów wychodzą w odrębnych tomach „Roczników”.

Ponadto Towarzystwo wydaje szereg podręczników dla Uniwersytetu i innych szkół wyższych i rozciąga nadzór nad szkolnictwem ludowym [16].

Zerwanie więzi z Uniwersytetem nastąpiło dopiero w r. 1856. Po tej reorganizacji rozpoczął się okres wielkiego rozwoju Towarzystwa, aż do przekształcenia go w r. 1873 w Akademię Umiejętności. Ośrodek krakowski zajął na czas dłuższy naczelne miejsce w nauce polskiej.

Towarzystwo Naukowe w Krakowie w końcowym okresie swego istnienia opracowało już częściowo program prac badawczych i wydawniczych, realizowany później z powodzeniem przez Akademię Umiejętności. Do prac takich należała np. *Bibliografia Estreichera*. Jeszcze w latach pięćdziesiątych XIX w. powstał też projekt wydania słownika terminologicznego obejmującego m. in. terminy z fizyki i chemii. Specjalna komisja miała pilnować, aby nowo wprowadzone, zgłoszone przez specjalistów, nazwy były zgodne z duchem języka polskiego [17].

Do istotnych osiągnięć Towarzystwa należą: nawiązanie kontaktu z innymi instytucjami naukowymi za granicą (również i w Ameryce) drogą wymiany wydawnictw, organizowanie zjazdów naukowych (projekt I zjazdu przyrodników i lekarzy *) i włączenie się do akcji organizowanej przez Poznańskie Towarzystwo Przyjaciół Nauk uroczystego obchodu 400-lecia urodzin Mikołaja

* Zjazdy przyrodników i lekarzy stanowiły w czasach niewoli trybunę naukową polskich fizyków i chemików.

Kopernika. Rozprawy z fizyki drukowane w „Rocznikach” w pierwszych latach (do roku 1833) o charakterze dość naiwnym, np. R. Markiewicza *O gatunkach sił odmiany fizyczne sprawujących* (R. 6, s. 74) lub tegoż autora *O związku między ciepłem, wodą i powietrzem w działaniach natury* (R. 15, s. 279), z czasem zyskują na ścisłości sformułowań.

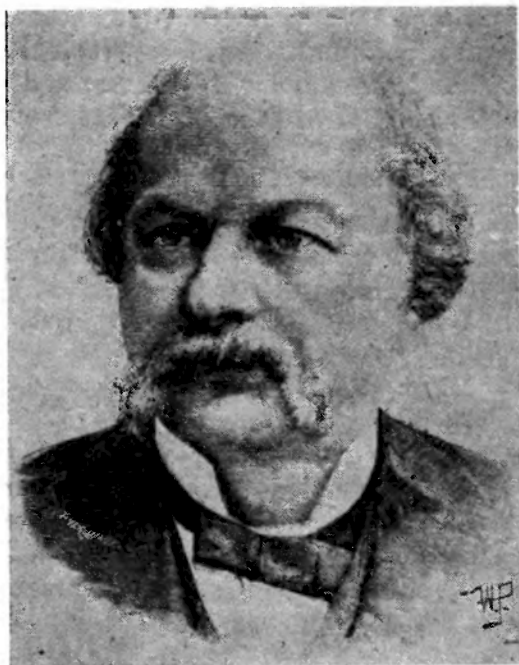
Szczególny postęp zaznacza się w poziomie prac z ostatniego dziesięciolecia istnienia Towarzystwa 1862-1872 (artykuły Kuczyńskiego i Skiby). Np. w ostatnim 21/44 tomie „Roczników” z r. 1872 podaje St. Kuczyński oryginalny pomysł rozszczepienia światła przy pomocy soczewek wypukłych i otrzymania w ten sposób światła jednobarwnego [18].

Analiza osiągnięć w dziedzinie fizyki powstałej w r. 1873 Akademii Umiejętności, jako instytucji o charakterze akademickim, wykracza poza ramy niniejszego szkicu.

1.6. Towarzystwo Nauk Ścisłych w Paryżu (1870-1882)

W okresie ucisku popowstaniowego w Królestwie Polskim, a na parę lat przed założeniem w Krakowie Akademii Umiejętności, powstaje na emigracji, pod przewodnictwem znanego działacza społecznego Jana Działyńskiego z Kórnik, Towarzystwo Nauk Ścisłych w Paryżu, skupiające grono profesorów i wychowanków założonej w Paryżu Wyższej Szkoły Polskiej, zwanej montparnaską. Celem Towarzystwa było „zebranie i spożytkowanie dla kraju sił naukowych poza jego granicami znajdujących się”, jak głosił art. I statutu [19]. Fizycy tworzyli w tym stowarzyszeniu bardzo czynną grupę. Wiceprezesem i stałym sekretarzem, a zarazem redaktorem organu Towarzystwa, został — po wyjeździe z Paryża matematyka Władysława Folkierskiego — Adam Prażmowski, astrofizyk, były krótkotrwały wykładowca fizyki w Szkole Głównej w Warszawie [20]. Funkcje drugiego sekretarza pełnił przez pewien czas Władysław Gosiewski [21], pracujący nad zagadnieniem rachunku prawdopodobieństwa w zastosowaniu do fizyki molekularnej. Członkiem Towarzystwa był również Edward Habich, profesor szkoły montparnaskiej, później organizator Szkoły Inżynierów w Limie, autor szeregu prac z fizyki teoretycznej. W latach 1871-1882 wyszło nakładem Biblioteki Kórnickiej 12 pokaźnych tomów in 4° „Pamiętnika Towarzystwa Nauk Ścisłych w Paryżu” w pięknej szacie graficznej. Pismo to zamieszczało artykuły z matematyki, fizyki, chemii, przyrody żywej, filozofii i metodologii nauk oraz materiały do słownictwa. Zgodnie z zupełnie nowoczesnymi zamierzeniami redakcji czasopismo miało jeszcze publikować sprawozdania z ruchu naukowego, wiadomości o metodach wykładu i programach w zakładach naukowych krajowych i zagranicznych, materiały do historii nauk ścisłych w Polsce, a każdy tom uzupełniać „Przeglądem Bibliograficznym” [22].

Staraniem Towarzystwa i nakładem Biblioteki Kórnickiej wydano też szereg prac monograficznych, głównie z matematyki. Z dziedziny fizyki wyszedł tylko tom I *Wykładu mechaniki molekularnej* Wł. Gosiewskiego.



Ryc. 4. Adam Prażmowski (1821-1885) — prezes 'Towarzystwa Nauk Ścisłych w Paryżu' (drzeworyt Józefa Holewińskiego, zbiory Muzeum Narodowego w Warszawie)

W r. 1873 Towarzystwo nawiązało kontakt ze świeżo powstałą Akademią Umiejętności w Krakowie, a także z Poznańskim Towarzystwem Przyjaciół Nauk w związku z obchodem 400-lecia urodzin Kopernika. W roku następnym ogłosiło konkurs na opracowanie bibliografii piśmiennictwa polskiego z matematyki i fizyki oraz ich zastosowań od r. 1830 do ostatnich czasów (miał to być dalszy ciąg bibliografii Żebrawskiego, doprowadzonej do r. 1830) [23].

Po śmierci Działyńskiego (r. 1880) prezesem Towarzystwa Nauk Ścisłych został Adam Prażmowski. Wydawnictwo „Pamiętnika” urwało się na tomie 12, który wyszedł w r. 1882, a Towarzystwo z braku funduszy uległo rozwiązaniu.

1.7. Kasa im. dr. Józefa Mianowskiego (1881-1951)

Zamknięcie w Warszawie w r. 1832 Towarzystwa Przyjaciół Nauk i Uniwersytetu spowodowało w młodych pokoleniach głód wiedzy i entuzjastyczny kult nauki, którego największy rozkwit zbiegł się z okresem otwarcia Szkoły Głównej (1862 r.). Choć działalność tej wyższej uczelni trwała krótko, bo zaledwie lat 7, wpływ jej zaważył na życiu umysłowym Warszawy w całym następnym 40-leciu. Jej byli profesorowie i uczniowie niestrudzenie dążyli do utworzenia w Warszawie placówek, które by popierały badania naukowe i ułatwiały ogłaszanie ich wyników. Za czasów Hurki i Apuchtina nie można było jednak uzyskać pozwolenia na zawiązanie jakiegokolwiek towarzystwa naukowego, nawet o najskromniejszym programie, zaś o dotacjach państwowych na

rzecz nauki polskiej nie mogło być mowy. Dzięki usilnym, kilkuletnim staraniom udało się wreszcie w r. 1881 uzyskać zatwierdzenie ustawy Kasy imienia zmarłego niedawno b. rektora Szkoły Głównej, Józefa Mianowskiego. Kasa ta, oparta całkowicie na ofiarności prywatnej, była instytucją uprawnioną do udzielania zasiłków osobom pracującym naukowo, lecz całkowicie pozbawioną prawa inicjowania badań naukowych [24].

Mimo tego ciasnego z konieczności programu działania w czasach niewoli Kasa stała się istotnym ośrodkiem nauki polskiej w b. zaborze rosyjskim. W zakresie nauk ścisłych — poza przyznawaniem nagród i zasiłków osobom prywatnym, pracującym naukowo — wspierała pracownie badawcze i udzielała subwencji na wydawanie serii podręczników z matematyki i fizyki na różnych poziomach, by młodzież pozbawioną szkoły polskiej zaznajamiać z polską terminologią naukową i w ten sposób ratować przed rusyfikacją. Były to serie pt. „Biblioteka Matematyczno-Fizyczna” i jej dalszy ciąg pod nazwą: „Dzieła i Rozprawy Matematyczno-Fizyczne” [25].

Z prac nagrodzonych przez Kasę wymienimy tu rozprawę Wł. Gosiewskiego pt. *O związku między zasadą najmniejszego działania a najprawdopodobniejszym układem* i Wł. Natansona *Wstęp do fizyki teoretycznej*.

Z zapomóg Kasy korzystali J. J. Boguski, a potem St. Kalinowski dla Pracowni Fizycznej przy Muzeum Przemysłu i Rolnictwa. Kasa zasilala również redakcję czasopisma „Wektor” (organu czynnego w Warszawie przed I wojną światową Koła Matematyczno-Fizycznego) i finansowała budowę Obserwatorium Magnetycznego w Świdrze, ukończoną dopiero w r. 1915.

W ramach wydawnictw z dziedziny fizyki finansowanych przez Kasę przed rokiem 1914 ukazały się tłumaczenia: Everetta *Jednostki i stale fizyczne* oraz H. Mohra *Zasady meteorologii*, a z prac oryginalnych monumentalne 3-tomowe dzieło: *Zasady fizyki* Augusta Witkowskiego.

1.8. Towarzystwo Naukowe Warszawskie (1907-1952)

Jak już wyżej wspomniano, wszelkie projekty zawiązania w Warszawie towarzystwa naukowego w II połowie XIX wieku były przez władze carskie stale odrzucane. Stan ten uległ zmianie dopiero po rewolucji 1905 roku. Towarzystwo Naukowe Warszawskie, zawiązane w 1907 r., było ostatnim z szeregu osiągnięć kulturalnych, dokonanych z inicjatywy lub przy współudziale b. profesorów i wychowanków Szkoły Głównej. Z ich bowiem grona pochodziła grupa uczonych warszawskich, członków Akademii Umiejętności, których starania o zatwierdzenie statutu Towarzystwa zostały nareszcie uwieńczone pomyślnym skutkiem. Jakkolwiek nowo powstałe stowarzyszenie nawiązywało do tradycji Towarzystwa Przyjaciół Nauk, cele jego kształtowały się już inaczej. Według „ustawy”, czyli statutu z 1907 r. celem Towarzystwa było „rozwijanie i popieranie badań we wszystkich gałęziach wiedzy oraz ogłaszanie dzieł naukowych w języku polskim” ([24], s. 9). Wyjście w nauce poza region ojczysty ku zagadnieniom o doniosłości powszechnej zaznaczało się szczególnie wyraźnie w wydziale III —

nauk matematycznych i przyrodniczych, gdzie projektowano stworzyć ogniska pracy badawczej w postaci laboratoriów, pracowni i instytutów. W pierwszych latach istnienia TNW projekty te nie dawały się urzeczywistnić z powodu braku funduszy. Dzięki ofiarności prywatnej (dar Józefa Potockiego) Towarzystwo stało się jednak właścicielem obszernego gmachu przy ul. Kaliksta, obecnie Śniadeckich 8, urządzonego stosownie do jego potrzeb. W ciągu paru zaledwie lat — do wybuchu I wojny światowej — stwarzając lub przyłączając do siebie już istniejące placówki badawcze, doszło TNW do pokaźnej liczby 12 pracowni, z których dwie były związane z fizyką.

1) Pracownia Meteorologiczna, pod kierunkiem Władysława Gorczyńskiego, składała się z gabinetu, działu mechanicznego i działu obserwacyjnego. Rozpoczęła pracę w r. 1913, zajmując się głównie pomiarami natężenia promieniowania słonecznego. Przekształcona w Gabinet Aktynometryczny pracownia ta czynna była do września 1939 r. ([24], s. 28 i 73).

2) Pracownia Radiologiczna założona z funduszu im. Mirosława Kernbauma rozpoczęła pracę również w r. 1913. Ogólne jej kierownictwo objęła Maria Skłodowska-Curie, nakreśliwszy plan pracy podczas swego pobytu w tymże roku w Warszawie. Asystentami zostali jej uczniowie paryscy: Jan Kazimierz Danysz (zastępca kierownika) i Ludwik Wertenstein. Pierwsze prace wykonane przez nich w nowej placówce w r. 1913/14 były zarazem ostatnimi pracami Danysza, który, jako obywatel francuski, znalazł się po wybuchu wojny w szeregach armii francuskiej i poległ już w listopadzie 1914 r. Pracownia radiologiczna (od r. 1926 pod kierownictwem L. Wertensteina) działała nadal aż do wybuchu II wojny światowej [26].

2. Polskie placówki badań fizycznych przed I wojną światową

Dziś, gdy Polskie Towarzystwo Fizyczne liczy 16 oddziałów, rozmieszczonych we wszystkich ośrodkach studiów akademickich na terenie Rzeczypospolitej, warto może uświadomić sobie, jak nieliczne były centra badań fizycznych na ziemiach polskich pod zaborami w przeddzień odzyskania niepodległości.

Jedyną placówką uniwersytecką, która przetrwała wszystkie burze polityczne, wstrząsające naszym społeczeństwem w XIX w., był Zakład Fizyki przy Uniwersytecie Jagiellońskim. Świetne osiągnięcia Wróblewskiego i Olshewskiego w dziedzinie skraplania składników powietrza rozślawiły pracownię krakowską w całym świecie naukowym. Po przedwczesnej, tragicznej śmierci Wróblewskiego katedrę po nim objął August Witkowski, zasłużony badacz własności gazów w niskich temperaturach, twórca nowoczesnego Zakładu Fizycznego na Uniwersytecie Jagiellońskim i niezrównany pedagog, autor epokowego w naszej literaturze naukowej dzieła *Zasady fizyki*. Najwybitniejszymi jego uczniami byli Konstanty Zakrzewski, późniejszy profesor fizyki doświadczalnej na tejże wszechnicy, twórca ośrodka badań nad dielektrykami [27], oraz Stanisław Loria.

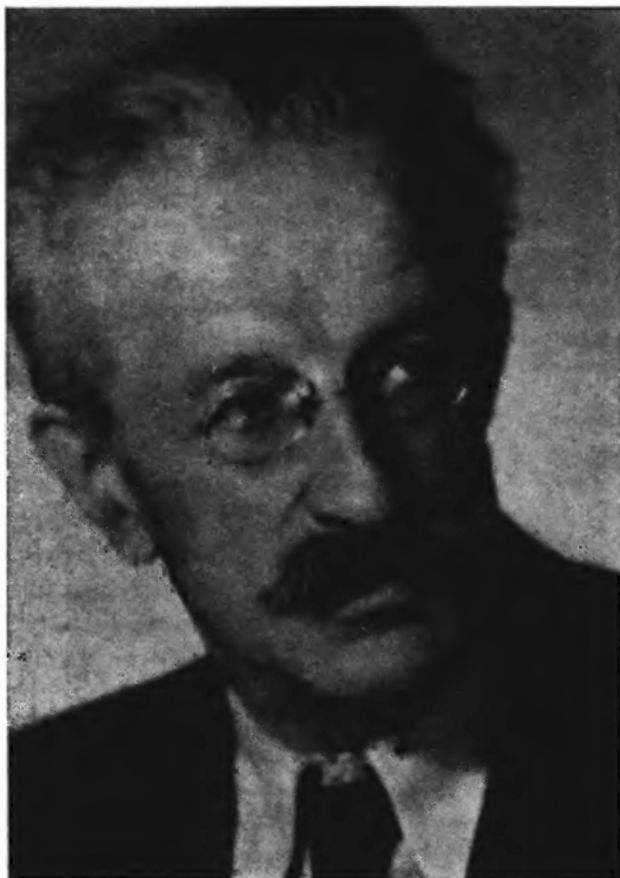


Ryc. 5. Józef Wierusz-Kowalski (1866-1927) — profesor Uniwersytetu Warszawskiego i Polit. Warsz., jeden z założycieli i pierwszy przewodniczący Towarzystwa Fizycznego w Warszawie

Profesorem fizyki teoretycznej na Uniwersytecie Jagiellońskim był od r. 1899 Władysław Natanson, wykwintny humanista, autor długiego szeregu prac z różnych działów fizyki teoretycznej oraz esejów treści filozoficznej i naukowo-zawczej [28].

Ośrodek lwowski nie rozporządzał taką plejadą świetnych nazwisk jak krakowski. Uniwersytet Lwowski, wielokrotnie zamykany przez władze austriackie, dopiero w ostatnich latach XIX w. doczekał się Zakładu Fizyki w osobnym budynku. Kierownik Katedry Fizyki Doświadczalnej Ignacy Zakrzewski wykonał tu szereg prac pomiarowych z kalorymetrii, a Roman Negrusz, przyszły jego następca — z elektrochemii [28a]. Profesorem fizyki teoretycznej na Uniwersytecie Lwowskim był Marian Smoluchowski — uczonego światowej sławy.

Był on inicjatorem i jednym z założycieli, a zarazem jednym z najczynniejszych członków lwowskiego Koła Fizyków przy Towarzystwie Przyrodników im. Mikołaja Kopernika. Przeniósłszy się tuż przed wojną, po śmierci Augusta Witkowskiego, do Krakowa, w r. 1917 padł ofiarą grasującej wówczas epidemii. W Zakładzie Fizyki Politechniki Lwowskiej po profesorze Kazimierzu Olearskim został kierownikiem Katedry uczeń Rutherforda i był asystent Witkowskiego — Tadeusz Godlewski. Pod jego kierownictwem powstała na Politechnice pracownia badań promieniotwórczości [29].



Ryc. 6. Marian Grotowski (1882-1951) — profesor Wolnej Wszechnicy Polskiej i Uniwersytetu Łódzkiego, jeden z założycieli Towarzystwa Fizycznego w Warszawie i Polskiego Towarzystwa Fizycznego

Prace publikowano w „Bulletin International de l'Académie des Sciences de Cracovie” lub w czasopismach zagranicznych.

W zaborze rosyjskim na przełomie w. XIX i XX istniała w Warszawie — poza bojkotowanymi przez młodzież uniwersytetem i politechniką z językiem wykładowym rosyjskim, zręcznie zamaskowana instytucja, która umożliwiała młodym pracownikom naukowym — pod firmą ćwiczeń dla techniki cukrownictwa — zaznajamianie się z elementami techniki laboratoryjnej. Była to założona przez Józefa Boguskiego Pracownia Fizyczna przy Muzeum Przemysłu i Rolnictwa. Tu stawiała pierwsze kroki przyszłej kariery naukowej Maria Skłodowska przed swoim wyjazdem zagranicę. Od r. 1902 kierownictwo Pracowni, przestawionej obecnie na sprawdzanie przyrządów fizycznych, objął Stanisław Kalinowski, późniejszy (od r. 1914) twórca i kierownik Obserwatorium Magnetycznego w Świdrze pod Warszawą, a po I wojnie — profesor Politechniki Warszawskiej [30].



Ryc. 7. Stanisław Kalinowski (1873-1946) — profesor Politechniki Warszawskiej, jeden z założycieli Towarzystwa Fizycznego w Warszawie i Polskiego Towarzystwa Fizycznego

Na Politechnice, w Szkole Budowy Maszyn i Elektrotechniki im. Wawelberga i Rotwanda oraz w Wyższej Szkole Rolniczej pracował do wybuchu I wojny światowej utalentowany fizyk Wiktor Biernacki, a w Pracowni Radiologicznej Towarzystwa Naukowego Warszawskiego, jak już wspomniano wyżej, Jan Kazimierz Danysz i Ludwik Wertenstein [31]. Jedyłą w Warszawie polską wyższą uczelnią było w tym czasie Towarzystwo Kursów Naukowych (późniejsza Wolna Wszechnica Polska). Wykłady fizyki prowadził tam Marian Grotowski, doktor Uniwersytetu Fryburskiego, od 1916 r. zastępca profesora fizyki na Wydziale Mechanicznym i Elektrotechnicznym Politechniki Warszawskiej [32].

W zaborze pruskim nie było żadnej polskiej placówki badawczej z dziedziny fizyki. W Poznaniu istniał przed r. 1914 niemiecki wyższy zakład kształcenia nauczycieli (Königliche Akademie zu Posen), którego dyrektor dbał o wyposażenie jego oddziału fizycznego. Zbiory tego oddziału stały się później (1919) podstawą do zorganizowania Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Poznańskiego [32a].

Wobec braku warunków do pracy naukowej część zdolniejszej młodzieży polskiej po ukończeniu studiów zagranicą pozostawała w tamtejszych ośrodkach badawczych, przechodząc szybko wszystkie szczeble kariery naukowej. Maria Curie w chwili wybuchu I wojny światowej była już podwójną laureatką nagrody Nobla, profesorem Sorbony i dyrektorem Instytutu Radowego w Paryżu.

We Fryburgu szwajcarskim pracował od dłuższego czasu jako profesor fizyki

doświadczalnej Józef Wierusz-Kowalski, laureat nagrody Harvard University w Bostonie za prace nad zjawiskiem fosforescencji w niskich temperaturach. Po odrodzeniu w 1915 r. Uniwersytetu Warszawskiego powołany do Warszawy na stanowisko profesora fizyki na Uniwersytecie, a później na Politechnice Warszawskiej, rozpoczął prace nad urządzeniem w osobnym gmachu Zakładu Fizyki Doświadczalnej UW [33].

W Liège został tuż przed wojną światową profesorem fizyki w Wyższej Szkole Politechnicznej, a potem na tamtejszym Uniwersytecie, absolwent tegoż uniwersytetu Stefan Pieńkowski, od r. 1921, po Kowalskim, profesor fizyki doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, właściwy twórca nowoczesnego Zakładu Fizyki Doświadczalnej [34].

W Kijowie profesorem fizyki teoretycznej był Czesław Białobrzeski, uczeń Langevina w Paryżu. Zajmował się on zjawiskiem jonizacji w dielektrykach stałych i ciekłych oraz pewnymi zagadnieniami z astrofizyki. Badając wpływ ciśnienia promieniowania na równowagę termodynamiczną gwiazd, doszedł do wyników, które o parę lat wyprzedziły rezultaty otrzymane w tej dziedzinie przez astrofizyka światowej sławy — Eddingtona. W r. 1921 Czesław Białobrzeski rozpoczął wykłady fizyki teoretycznej na Uniwersytecie Warszawskim [35].

W Zurychu wykładał na tamtejszym uniwersytecie i politechnice Mieczysław Wolfke, habilitowany w r. 1913. Specjalizował się w działach: fizyki technicznej i optyki instrumentalnej. Po powrocie do kraju w r. 1922 objął kierownictwo Zakładu Fizycznego Politechniki Warszawskiej [36].

Z tego krótkiego i z pewnością niekompletnego wyliczenia wynika, że przed rokiem 1914, mimo tak bardzo niesprzyjających warunków, istniało już spore grono „fizyków polskich” na miarę światową — nie było jednak „fizyki polskiej”. Nie było okazji do wymiany myśli, nie było organu, polskiego czasopisma naukowego poświęconego wyłącznie fizyce, w którym autorzy mogliby publikować swoje prace jako Polacy, nie zaś jako przypadkowi obywatele któregoś z państw zaborczych. Zaradzić tym brakom i przyczynić się do powstania w przyszłości „fizyki polskiej” miało właśnie za zadanie — Polskie Towarzystwo Fizyczne.

Projekt zrzeszenia wszystkich fizyków i chemików polskich istniał już przed wojną 1914-1918 r., wtedy jednak myślano o jednej wspólnej organizacji. Opracowano już nawet projekt statutu, nim jednak odbyło się zebranie organizacyjne, wybuch wojny sparaliżował na lat 5 wszelkie zamierzenia [37].

3. Towarzystwo Fizyczne w Warszawie (1919—1920)

W sprawie genezy załączka przyszłej ogólnopolskiej organizacji fizyków — Towarzystwa Fizycznego w Warszawie — mamy pisemną relację b. dyrektora Głównego Urzędu Miar, dr. inż. Zdzisława Bauszera przechowywaną w archiwum Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego [38]. Relację zawdzięczamy charakterystycznym dla owych czasów polemikom, gdy — w okresie

państwa na dorobku — ścierały się ze sobą różne projekty przyszlých instytucji

W okresie I wojny światowej dr Rauszer, jako kierownik Urzędu Miar m. st. Warszawy, pracował nad projektem polskiej ustawy o miarach, której częścią miał być statut organizacyjny przyszłego Głównego Urzędu Miar. Po ogłoszeniu drukiem projektu ustawy o miarach w r. 1918, między projektodawcą a Stanistawem Kalinowskim, wówczas już profesorem fizyki na Wydziale Chemii i Politechniki Warszawskiej, powstał konflikt na tle wysuwanej przez St. Kalinowskiego propozycji przekształcenia kierowanej przez niego Pracowni Fizycznej przy Muzeum Przemysłu i Rolnictwa w Instytut Fizyki Technicznej, który, pomyślany jako placówka społeczna, miałby przejąć część funkcji przewidzianych w ustawie dla Głównego Urzędu Miar, jako instytucji państwowej.

Do powstania Instytutu Fizyki Technicznej nie doszło ani wówczas, bez pośrednio po odzyskaniu niepodległości, ani przez cały okres następnego dwudziestolecia, jakkolwiek projekt utworzenia takiej placówki o szerszym zakresie działalności był stałą troską zarządów przyszłego Towarzystwa Fizycznego; na razie jednak grono delegatów Wydziałów Politechniki Warszawskiej pod przewodnictwem prof. Józeta Wienera-Kowalskiego miało rozpatrzyć projekt ustawy o miarach w obecności projektodawcy — dr. Rauszera. W komisji tej brali udział: prof. prof. Świętosławski, Grotowski, Kalinowski i Domański (architekt).

Na jednym z końcowych posiedzeń komisji J. Wiener-Kowalski wysunął wnioski, aby utworzyć Towarzystwo Fizyczne, oraz, aby zebrać na tej komisji stali się jego członkami — założycielami. Komisja — pod nieobecność prof. Domańskiego — złożona z samych fizyków przyjęła gorąco ten wniosek. Dnia 13 stycznia 1919 r. [39] odbyło się w Zakładzie Fizyki Politechniki Warszawskiej zebranie organizacyjne zwolane przez profesorów: Grotowskiego, Kalinowskiego i Wienera-Kowalskiego [40], na którym postanowiono założyć Towarzystwo Fizyczne i wybrać komisyję dla opracowania statutu. Dnia 28 stycznia przyjęto statut i wybrano Zarząd Towarzystwa. Oto nazwiska członków-założycieli: Wanda Drege, Wacław Dziewulski, Jadwiga Falkowska, Marian Grotowski, Stanisław Kalinowski, Leon Klecki, Zofia Kowalczevska-Dobrowolska, Hilary Taich, Witold Pogorzelski, Mieczysław Pozaryski, Stanisław Sachs, Aniela Sierakowska, Wacław Staszewski, Edward Stenz, Irena Wasutyńska, Józef Wąsik, Wacław Werner, Ludwik Wertenstein, Matylda Wertensteinowa, Józef Wiener-Kowalski, Feliks Joachim Wisniewski, Stanisław Ziemecki, Franciszek Ziencowski [41].

W skład Zarządu weszli: Józef Wiener-Kowalski (przewodniczący), Stanisław Kalinowski (wiceprzewodniczący), Wacław Dziewulski [42] (sekretarz), Mieczysław Pozaryski [43] (skarbnik) i Marian Grotowski, zaś jako zastępcy — Wacław Werner i Zofia Kowalczevska.

Dziś, gdy przeszło półwiecze dzieli nas od chwili powstania Towarzystwa Fizycznego w Warszawie, warto może poświęcić parę słów osobie jego pierwszego

państwa na dorobku — ścierały się ze sobą różne projekty przyszłych instytucji naukowo-badawczych.

W okresie I wojny światowej dr Rauszer, jako kierownik Urzędu Miar m. st. Warszawy, pracował nad projektem polskiej ustawy o miarach, której częścią miał być statut organizacyjny przyszłego Głównego Urzędu Miar. Po ogłoszeniu drukiem projektu ustawy o miarach w r. 1918, między projektodawcą a Stanisławem Kalinowskim, wówczas już profesorem fizyki na Wydziale Chemii Politechniki Warszawskiej, powstał konflikt na tle wysuwanej przez St. Kalinowskiego propozycji przekształcenia kierowanej przez niego Pracowni Fizycznej przy Muzeum Przemysłu i Rolnictwa w Instytut Fizyki Technicznej, który, pomyślany jako placówka społeczna, miałby przejąć część funkcji, przewidzianych w ustawie dla Głównego Urzędu Miar, jako instytucji państwowej.

Do powstania Instytutu Fizyki Technicznej nie doszło ani wówczas, bezpośrednio po odzyskaniu niepodległości, ani przez cały okres następnego dwudziestolecia, jakkolwiek projekt utworzenia takiej placówki o szerszym jeszcze zakresie działalności był stałą troską zarządów przyszłego Towarzystwa Fizycznego; na razie jednak grono delegatów Wydziałów Politechniki Warszawskiej pod przewodnictwem prof. Józefa Wierusz-Kowalskiego miało rozpatrzyć projekt ustawy o miarach w obecności projektodawcy — dr. Rauszera. W komisji tej brali udział: prof. prof. Świętosławski, Grotowski, Kalinowski i Domaniewski (architekt).

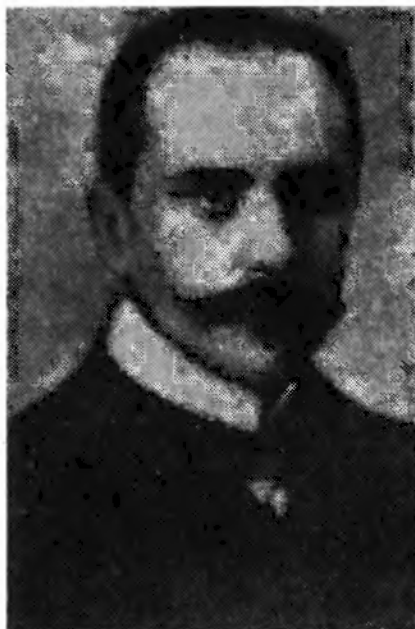
Na jednym z końcowych posiedzeń komisji J. Wierusz-Kowalski wysunął wniosek, aby utworzyć Towarzystwo Fizyczne, oraz, aby zebrani na tej komisji stali się jego członkami — założycielami. Komisja — pod nieobecność prof. Domaniewskiego — złożona z samych fizyków przyjęła gorąco ten wniosek. Dnia 13 stycznia 1919 r. [39] odbyło się w Zakładzie Fizyki Politechniki Warszawskiej zebranie organizacyjne zwołane przez profesorów: Grotowskiego, Kalinowskiego i Wierusz-Kowalskiego [40], na którym postanowiono założyć Towarzystwo Fizyczne i wybrano komisję dla opracowania statutu. Dnia 28 stycznia przyjęto statut i wybrano Zarząd Towarzystwa. Oto nazwiska członków-założycieli: Wanda Drège, Waclaw Dziewulski, Jadwiga Falkowska, Marian Grotowski, Stanisław Kalinowski, Leon Klecki, Zofia Kowalczevska-Dobrowolska, Hilary Lachs, Witold Pogorzelski, Mieczysław Pożaryski, Stanisław Sachs, Aniela Sierakowska, Waclaw Staszewski, Edward Stenz, Irena Wasiutyńska, Józef Wąsik, Waclaw Werner, Ludwik Wertenstein, Matylda Wertensteinowa, Józef Wierusz-Kowalski, Feliks Joachim Wiśniewski, Stanisław Ziemecki, Franciszek Zienkowski [41].

W skład Zarządu weszli: Józef Wierusz-Kowalski (przewodniczący), Stanisław Kalinowski (wiceprzewodniczący), Waclaw Dziewulski [42] (sekretarz), Mieczysław Pożaryski [43] (skarbnik) i Marian Grotowski, zaś jako zastępcy — Waclaw Werner i Zofia Kowalczevska.

Dziś, gdy przeszło półwiecze dzieli nas od chwili powstania Towarzystwa Fizycznego w Warszawie, warto może poświęcić parę słów osobie jego pierwszego



Ryc. 8. Wacław Dziewulski (1882-1938) — profesor Uniwersytetu Stefana Batorego w Wilnie, jeden z założycieli Towarzystwa Fizycznego w Warszawie i Polskiego Towarzystwa Fizycznego



Ryc. 9. Tadeusz Godlewski (1878-1921) — profesor Politechniki Lwowskiej, jeden z założycieli Polskiego Towarzystwa Fizycznego



Ryc. 10. Władysław Natanson (1864-1937) — profesor Uniwersytetu Jagiellońskiego, jeden z założycieli, pierwszy przewodniczący i członek honorowy Polskiego Towarzystwa Fizycznego

przewodniczącego. Na innym miejscu wspomniano już o jego długoletniej pracy w charakterze profesora fizyki na Uniwersytecie we Fryburgu. Na tym stanowisku — po strajku szkolnym w b. Kongresówce — przeprowadził on, dzięki swym rozległym stosunkom, uznanie przez szwajcarskie wyższe uczelnie świadectw dojrzałości polskich szkół prywatnych. Miało to ogromne znaczenie dla licznych rzesz studiującej wówczas w Szwajcarii polskiej młodzieży [33]. Po wybuchu I wojny światowej był jednym z założycieli i wiceprezesem Polskiego Komitetu Ratunkowego w Vevey, gdzie pracował wspólnie z Sienkiewiczem i Pańderewskim.

Działalność prof. Wierusz-Kowalskiego w Towarzystwie Fizycznym trwała bardzo krótko, gdyż w ciągu roku 1919 na skutek powołania do służby dyplomatycznej musiał opuścić Warszawę; wyjechał również W. Dziewulski. Na miejsce tych 2 członków weszli do Zarządu W. Werner i Z. Kowalczevska. Funkcję przewodniczącego Zarządu objął prof. Kalinowski, a Z. Kowalczevska funkcję sekretarza.

Mimo trudnych warunków ówczesnego życia i szalejącej epidemii nowe stowarzyszenie rozwinęło od razu bardzo ożywioną działalność. W okresie do maja 1920 r. odbyło się 9 posiedzeń naukowych. Na jednym z nich Ludwik Wertenstein referował epokowe prace Rutherforda „o spotkaniu cząsteczek α z atomami lekkich pierwiastków”. Większość posiedzeń poświęcono referatom z prac własnych (niektóre z nich zostały później opublikowane w „Sprawozdaniach i Pracach PTF”, tom 1, 1923). Przeciętna frekwencja wynosiła 27 osób (członków było 58).

Odbyły się też 2 zebrania poświęcone sprawom organizacyjnym i zawodowym oraz 2 wycieczki. Na wiosnę 1920 r. Towarzystwo urządziło cykl odczytów popularno-naukowych, które odtąd stały się tradycyjnymi. Temat — budowa materii — obudził duże zainteresowanie: przeciętna frekwencja dochodziła do 300 osób. Towarzystwo wzięło też udział w I Zjeździe poświęconym zagadnieniom organizacji i rozwoju nauki polskiej poprzez swego delegata prof. Stefana Pieńkowskiego [44].

Założyciele stowarzyszenia warszawskiego zdawali sobie sprawę, że jest ono tworem przejściowym, że należy rozszerzyć jego ramy tak, aby mogło stać się organizacją ogólnopolską. List pisany w tej sprawie do nestora fizyków polskich prof. Wł. Natansona w Krakowie w dniu 5 czerwca 1919 r. przytaczamy dosłownie, stanowi on bowiem dzisiaj najdawniejszy z odnalezionych dokumentów związanych z powstaniem Polskiego Towarzystwa Fizycznego [45].

ZAKŁAD FIZYCZNY
Politechniki Warszawskiej

Warszawa, d. 5 czerwca 1919

*
Towarzystwo Fizyczne
w Warszawie

Szanowny Panie Profesorze.

W dniu 28 stycznia r. b. zawiązało się Towarzystwo Fizyczne w Warszawie. Organizatorowie tego Towarzystwa zdawali sobie sprawę, iż w ten sposób uczyniono jedynie zadość wyczuwanej na terenie warszawskim potrzebie zrzeszenia się wszystkich fizyków, nie przesądzając jednak dalszych losów Towarzystwa. Przewidywano, iż z chwilą powstania Polskiego Towarzystwa Fizyczno-Chemicznego lub odrębnego Polskiego Towarzystwa Fizycznego, Towarzystwo warszawskie weszłoby w skład tegoż jako sekcja lub filia. Gdy chemicy warszawscy wezwali kilku członków zarządu Towarzystwa Fizycznego do współpracy w komisji organizacyjnej Polskiego Towarzystwa Fizyczno-Chemicznego, wzięliśmy udział w pracach przygotowawczych tej komisji, zajęliśmy jednak stanowisko wyczekujące, chcąc poznać uprzednio opinię w tej sprawie fizyków krakowskich i lwowskich. Po wypowiedzeniu się kategorycznym Koła Chemików w Warszawie oraz chemików lwowskich, iż życzą sobie założenia Polskiego Towarzystwa wyłącznie Chemicznego, los Towarzystwa Fizyczno-Chemicznego jest zdaje się już przesądzony. Wobec tego zapytujemy Szan. Pana Profesora, czy nie uważałby za właściwe, by Kraków wystąpił z inicjatywą założenia Polskiego Towarzystwa Fizycznego, którego filią warszawską byłoby nasze towarzystwo? Czy Szan. Pan Profesor nie byłby łaskaw wziąć tej akcji w swoje ręce? Czy nie można było skorzystać z tego, że w dniu 29 czerwca r. b. ma odbyć się w Warszawie I-e walne zgromadzenie członków założycieli Polskiego Towarzystwa Chemicznego, aby nawiązać pewne porozumienie co do szeregu kwestji, związanych z istnieniem i rozwojem towarzystw chemicznego i fizycznego, co mimo separatystycznych dążeń pewnych kół chemicznych jest jednak dezyderatem zarówno fizyków, jak i chemików, pracujących naukowo? Oczekując łaskawej odpowiedzi Szan. Pana Profesora, łączymy wyrazy prawdziwego szacunku.

St. Kalinowski
W. Dziewulski

1 załącznik: Statut Tow. Fiz. w Warszawie.

Jak bardzo ważną i pilną była dla ówczesnych fizyków sprawa utworzenia wspólnej organizacji, dowodzi zestawienie dat zachowanej korespondencji. List przytoczony wyżej nosił datę 5 czerwca, 12 tegoż miesiąca pisał prof. Natanson do Tadeusza Godlewskiego we Lwowie, a już 17 czerwca prof. Godlewski wysłał do Krakowa następującą obszerną odpowiedź [46]:

Rektor
Szkoly Politechnicznej
we Lwowie

Lwów, dnia 17/VI 1919.

Czeigodny Panie Profesorze!

List Pana Profesora z 12 b. m. przed dwoma dniami dostalem; nie mogliem porozumiec sie z innymi fizykami, ktorzych teraz zreszta we Lwowie jest bardzo niewielu. Nie chcąc opóźnić odpowiedzi przesyłam więc tylko swoje uwagi, które krótko mógłbym zamknąć w tych słowach, że najzupełniej się zgadzam ze stanowiskiem, które Pan Profesor w swym liście zaznaczył. O ile Tow.[arzystwo] ma mieć w pierwszym rzędzie charakter naukowy, to sądzę, że szkoda się stała, że nie nastąpiło połączenie z chemikami. Boję się bowiem, że zbytne rozdrobnienie, zwłaszcza teraz, gdy tak mało mamy jeszcze ludzi, może tylko niekorzystnie się odbić na działalności Towarzystwa. Co się tyczy działalności samej to byłbym przeciwnym czynieniu czegoś co by wyglądało na współkonkurowanie (w zakresie fizyki) z działalnością Akademii, dlatego byłbym przeciwnym zasadzie „numerus clausus”, a byłbym za dopuszczeniem profesorów szkół średnich i inżynierów.

... Wogóle pragnąłbym, aby mogło być stworzone coś, co by nie bardzo szumnie i wysoko, ale bardzo realnie i pożytecznie pracowało. Na zebraniach normalnych „kół naukowych” T-wa nie byłbym tedy np. za stawianiem zasady przedstawiania tylko prac czysto oryginalnych, jak np. się dzieje w Akademii, bo to z powodu braku u nas pracowników zawiedzie, ale tak samo za omawianiem najnowszych zdobyczy z literatury światowej. Pamiętam jak skromnie, a jak pożytecznie pracowało we Lwowie Koło fizyków przy T-wie Kopernika, zwłaszcza jeszcze za życia ś. p. Smoluchowskiego i jak wiele miłych i pożytecznych chwil jemu zawdzięczam.

Tych kilka uwag pozwalam sobie w odpowiedzi na list Pana Profesora przesłać, jestem zresztą przekonany, że na statut, który Pan Profesor zaprojektuje, z najgłębszego przekonania bez zastrzeżeń będę się mógł zgodzić.

[koniec listu ma charakter bardziej osobisty]

T. Godlewski

Nie znamy odpowiedzi Wł. Natansona na apel fizyków warszawskich, musiała ona być jednak pozytywna, skoro w aktach Archiwum Uniwersytetu Jagiellońskiego znajduje się rękopis skreślony ręką krakowskiego profesora, stanowiący brulion statutu Towarzystwa Fizycznego (w projekcie tym zwanego „Towarzystwem Fizycznym Polskim”) [47].

Po dokonaniu w statucie drobnych poprawek, uzgodnionych z projektodawcą, Towarzystwo Fizyczne w Warszawie przesłało projekt kolejno do pod-

pisu przedstawicielom wszystkich polskich ośrodków akademickich. Ostatni z zachowanego cyklu list prof. Kalinowskiego z 17. III. 1920 r. — zaproszenie delegatów z Krakowa na Walne Zebranie Organizacyjne Polskiego Towarzystwa Fizycznego — był ukoronowaniem całorocznych wysiłków fizyków warszawskich i krakowskich [48].

Literatura

- [1] Israel Conradt, *Dissertatio medico-physica de frigoris natura et effectibus*, Olivae 1677.
- [2] J. Bernoulli, *Reisen durch Brandenburg, Pommern, Preussen, Curland, Russland und Polen in den Jahren 1777 und 1778*, Bd. VI, Leipzig 1780, s. 167.
- [3] Ł. Kurdybacha, *Stosunki kulturalne polsko-gdańskie w XVIII wieku*, Studia Gdańskie t. I, Towarzystwo Przyjaciół Nauki i Sztuki w Gdańsku, Gdańsk 1937, s. 12.
- [4] E. Schumann, *Geschichte der Naturforschenden Gesellschaft in Danzig 1743-1892*, Gdańsk 1893, s. 3 i następane.
- [5] B. Suchodolski, *Nauka polska w okresie Oświecenia*, PWN, Warszawa 1953, s. 199.
- [6] K. Opalek, *Oświecenie*, Historia nauki polskiej, t. II, Zakład Narodowy im. Ossolińskich, Wrocław 1970, s. 286.
- [7] Ł. Kurdybacha, *Polonica w Gdańsku*, odbitka z Kwartalnika Historycznego 50, z. 4 (1936), Lwów 1937.
- [8] W. Rolbiecki, *Polskie towarzystwa naukowe ogólne w latach 1944-1964 jako forma organizacji działalności naukowej*, Monografie z dziejów nauki i techniki, t. 36, Zakład Narodowy im. Ossolińskich, Wrocław 1966, s. 15.
- [9] A. Dorabalska, *Nauka Polska* 10, Nr 2, 116 (1962).
- [10] W. Smoleński, *Towarzystwa naukowe i literackie w Polsce wieku XVIII*, Pisma historyczne, t. II, Kraków 1901, s. 35.
- [11] K. Mrozowska, *Szkola rycerska Stanisława Augusta Poniatowskiego (1765-1794)*, Monografie Pedag. t. 8, Zakład Narodowy im. Ossolińskich, Wrocław 1961, s. 165 i nast.
- [12] J. Michalski, *Z dziejów Towarzystwa Przyjaciół Nauk*, TNW, Warszawa 1953, s. 232.
- [13] B. Suchodolski, *Rola Towarzystwa Warszawskiego Przyjaciół Nauk w rozwoju kultury umysłowej w Polsce*, TNW, Warszawa 1951, s. 157.
- [14] W. Leppert, *Rys rozwoju chemii w Polsce do r. 1830*, Warszawa 1917, s. 88-90.
- [15] R. Przelaskowski, *Warszawskie Towarzystwo Przyjaciół Nauk 1800-1832 w: Towarzystwo Naukowe Warszawskie 1907-1932*, praca zbiorowa, TNW, Warszawa 1932, s. 4.
- [16] D. Rederowa, *Inwentarz archiwum Towarzystwa Naukowego Krakowskiego (1815-1872)*, PWN, Kraków 1959, wstęp.
- [17] D. Rederowa, K. Stachowska, *Roczniki Biblioteki PAN w Krakowie* 2, 22 (1956).
- [18] T. Piech, *Zarys historii fizyki w Polsce*, PAU, Kraków 1948, s. 19.
- [19] *Pamiętnik Towarzystwa Nauk Ścisłych w Paryżu*, 1, I-IX (1871).
- [20] *Pamiętnik Towarzystwa Nauk Ścisłych w Paryżu*, 4, przedmowa (1874).
- [21] *Pamiętnik Towarzystwa Nauk Ścisłych w Paryżu*, 7, od redakcji (1875).
- [22] *Pamiętnik Towarzystwa Nauk Ścisłych w Paryżu*, 2, od redakcji (1872).
- [23] *Pamiętnik Towarzystwa Nauk Ścisłych w Paryżu*, 4, 5-6 (paginacja różna) (1874), *ibid.* 9, przedmowa (1877).
- [24] B. Nawroczyński, *Towarzystwo Naukowe Warszawskie*, TNW, Warszawa 1950, s. 5-6.
- [25] Z. Szweykowski, *Nauka Polska* 15, 1 (1932).
- [26] I. Stroński, *Szkic historyczny polskich badań z zakresu nukleoniki w latach 1896-1939/45*. Studia poświęcone Marii Skłodowskiej-Curie i Marianowi Smoluchowskiemu, Zakład Narodowy im. Ossolińskich, Wrocław 1968, s. 105 i 110.
- [27] T. Piech, *Acta Phys. Pol.* 9, 66 (1947/8).

- [28] J. Weyssenhoff, *Acta Phys. Pol.* **6**, 289 (1937).
- [28a] M. Halaunbrenner, *Postępy Fizyki* **18**, 229 (1967).
- [29] Z. Klemensiewicz, *Postępy Fizyki* **8**, 613 (1957).
- [30] J. Hurwic, *Postępy Fizyki* **7**, 255 (1956).
- [31] I. Stronński, *Wiadomości Chemiczne* **8**, 49 (1954).
- [32] A. Zawadzki, *Postępy Fizyki* **2**, 1 (1951).
- [32a] B. Średniawa, *Szkic historii fizyki polskiej w okresie międzywojennym 1918-1939*. Studia poświęcone M. Skłodowskiej-Curie i M. Smoluchowskiemu, Zakład Nar. im. Osolińskich, Wrocław 1968, s. 133.
- [33] L. Klecki, *Spraw. i Prace PTF* **4**, 1 (1929).
- [34] L. Natanson, *Postępy Fizyki* **5**, 227 (1954).
- [35] W. Ścisłowski, *Postępy Fizyki* **5**, 413 (1954).
- [36] M. Suffczyński, *Postępy Fizyki* **23**, 599 (1972).
- [37] Statut Polskiego Towarzystwa Fizyczno-Chemicznego-maszynopis, s. 8, Archiwum Państwowe m. Krakowa i woj. Krakowskiego.
- [38] Z. Rauszer, List do Polskiego Towarzystwa Fizycznego z dn. 12. 5. 1951, odpis — maszynopis, s. 3, Archiwum PTF.
- [39] *Spraw. i Prace PTF* **1**, 13 (1923).
- [40] *Nauka Polska* **2**, 579 (1919).
- [41] Lista członków PTF wg stanu w dn. 1. 12. 1936 r., Ulotka 8°, Zakłady Graficzne „Odrodzenie”, s. 5+1 nlb, kserokopia, Archiwum PTF.
- [42] J. Patkowski, S. Szczeniowski, *Acta Phys. Pol.* **7**, 103 (1939).
- [43] J. Kubiowski, *Przegląd Elektrotechniczny* **51**, 426 (1975).
- [44] K. Janicki, *Nauka Polska* **3**, 118 (1920).
- [45] Biblioteka Jagiellońska, Dział Rękopisów, Nr 9008-III, k. 242 (listy do W. Natansona).
- [46] Biblioteka Jagiellońska, Dział Rękopisów, Nr 9007-III, k. 66,67 (listy do W. Natansona).
- [47] Archiwum Uniwersytetu Jagiellońskiego,teczka D-X-2 (projekt statutu Tow. Fiz. Pol., rękopis, s. 7).
- [48] Biblioteka Jagiellońska, Dział Rękopisów, Nr 9008-III, k. 246 (listy do W. Natansona).

Stefan Pokorski

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Produkcja hadronów z dużymi pędami poprzecznymi w zderzeniach hadronów przy wysokich energiach

High p_{\perp} Hadron Production in High Energy Hadron Collisions

Abstract: Collisions with high p_{\perp} hadron production are discussed in the framework of hadron constituent scattering picture. Importance of such collisions for our understanding of elementary interactions is emphasized.

1. Wstęp

Ostatnie pięciolecie to okres niezwykle fascynujący dla fizyki cząstek elementarnych i fizyków zajmujących się tą dziedziną nauki. Niemal każdy dzień przynosił nowe, spektakularne odkrycia, a szczególne wrażenie robi nie obserwowane od dawna w takim stopniu wzajemne sprzężenie badań doświadczalnych i teoretycznych. Ogólnie mówiąc, osiągnięcia ostatniego pięciolecia wiążą się przede wszystkim z badaniem struktury hadronów, to znaczy cząstek „elementarnych” oddziałujących silnie. Nie wiemy jeszcze czy cząstki zwane elementarnymi są rzeczywiście najmniejszymi cząstkami materii, czy też pod wpływem zderzeń przy jeszcze wyższych niż obecne energiach ulegną rozbięciu na mniejsze, bardziej fundamentalne składniki (podobnie jak jądro atomowe można rozbić na nukleony). Można jednak śmiało powiedzieć, że wiemy już, że w zderzeniach przy obecnych energiach hadrony zachowują się jak obiekty złożone z kilku, a może nawet wielu bardziej fundamentalnych składników (kwarków, gluonów), których na razie nie udało się jednak zaobserwować w asymptotycznych stanach swobodnych (tzn. istniejących poza obszarem oddziaływania). Panuje obecnie głębokie przekonanie, że kluczem do zrozumienia niezwykle skomplikowanych oddziaływań silnych i stworzenia ewentualnej zunifikowanej teorii wszystkich

rodzajów oddziaływań jest poznanie fundamentalnych pól w hadronach, ich oddziaływań i być może powodów ich uwięzienia, tzn. braku asymptotycznych stanów swobodnych.

Artykuł ten poświęcony jest omówieniu badań nad produkcją cząstek z dużymi pędami poprzecznymi w zderzeniach dwóch hadronów przy wysokich energiach. Problem ten zajmuje bardzo ważne miejsce wśród najnowszych badań i osiągnięć, o których wspomniałem (część z nich została już szczegółowo omówiona w *Postęпах Fizyki* [1, 2]). Wprawdzie tam, gdzie w grę wchodzi zrozumienie dynamiki procesów produkcji cząstek, badania są zawsze żmudne i wyniki na pozór mniej spektakularne niż przy klasyfikacji cząstek w ramach pewnych symetrii (np. odkrycie nowych cząstek [2]), to jednak znaczenie badań nad produkcją cząstek z dużymi pędami poprzecznymi w zderzeniach hadronowych jest równie wielkie.

Badania nad produkcją cząstek z dużymi pędami poprzecznymi zapoczątkowane były w Europejskim Ośrodku Badań Jądrowych (CERN) w Genewie przy użyciu wiązek przeciwbieżnych (ISR) pozwalających na uzyskanie dużych energii zderzenia (do $\sqrt{s} \approx 60$ GeV). Zainteresowanie tą problematyką oparte było na wcześniejszych pracach teoretycznych [3]. Sugerowano w nich, że w przeciwieństwie do obszaru małych pędów poprzecznych, gdzie produkowane cząstki pochodzą z oddziaływań zderzających się hadronów jako całości, cząstki produkowane z dużymi pędami poprzecznymi pochodzić mogą z niekoherentnych oddziaływań małych (przestrzennie) części początkowych hadronów, być może ich bardziej fundamentalnych składników. Na możliwość taką wskazuje choćby zasada nieoznaczoności Heisenberga zastosowana do pędu poprzecznego i poprzecznych rozmiarów obszaru oddziaływania (trzeba jednak pamiętać, że zasada nieoznaczoności jest nierównością). Zderzenia z produkcją dużych pędów poprzecznych stwarzałyby więc zupełnie unikalną możliwość obserwacji wysokoenergetycznych zderzeń pomiędzy punktowymi (a więc bez struktury) składnikami hadronów*.

Nietrudno zrozumieć, że w praktyce zadanie to nie jest jednak proste. Przede wszystkim należy znaleźć przekonujące argumenty doświadczalne za tym, że cząstki z dużymi pędami poprzecznymi są rzeczywiście produkowane dzięki niekoherentnym oddziaływaniom małych części początkowych hadronów a dopiero później można myśleć o nauczaniu się czegoś o tych składnikach i ich oddziaływaniach. Dyskusji tych zagadnień poświęcone będą dalsze części artykułu.

Na zakończenie wstępu chciałbym jeszcze przypomnieć, że średni pęd poprzeczny cząstek produkowanych w oddziaływaniach silnych wynosi $\bar{p}_\perp \approx 350$ MeV. W obszarze $0 \leq p_\perp \leq 1$ GeV zależność przekroju czynnego od pędu poprzecznego ma postać wykładniczą e^{-ap_\perp} , gdzie $a \approx 6$ GeV⁻¹ niezależnie od energii zderzenia. Przez duże pędy poprzeczne należy rozumieć $p_\perp \gg \bar{p}_\perp$; w praktyce, przy obecnie osiągalnych energiach, zwykle oznacza to $p_\perp \gtrsim 2$ GeV.

* Warunki stosowalności przybliżenia, w którym składniki te można traktować jako swobodne, dyskutowane są w artykule [4].

2. Dynamika zderzeń z produkcją dużych p_{\perp}

Zastanowimy się teraz nieco bardziej szczegółowo nad tym, czy i jakie przewidywania o produkcji cząstek z dużymi pędami poprzecznymi wynikają z założenia, że odpowiedzialne za nią są niekoherentne oddziaływania składników początkowych hadronów (nie precyzując rodzaju tych składników i typu ich oddziaływania). Trzeba z góry zaznaczyć, że rozważania takie muszą mieć z konieczności (tzn. z braku teorii oddziaływań silnych) charakter heurystyczny [3]. Na tym większe uznanie zasługuje powinna ewentualna zgodność uzyskanych w ten sposób wniosków z obserwacjami doświadczalnymi.

Zwróćmy przede wszystkim uwagę na fakt, że produkcja dużych pędów poprzecznych w zderzeniach wysokoenergetycznych hadronów spełnia warunki stosowalności modelu partonów, o których pisano szczegółowo w [4]. Możemy więc sobie wyobrazić, że w chwili oddziaływania dwa zderzające się hadrony stanowią w swoim układzie środka masy zbiór praktycznie swobodnych składników (partonów), których rozkłady energii możemy uznać za znane z doświadczeń nad rozpraszaniem głęboko nieelastycznym leptonów na hadronach. Przyjmijmy na razie, że pędy poprzeczne partonów (względem kierunku ruchu hadronu jako całości) można zaniedbać. Wiele argumentów wskazuje na to, że są one rzeczywiście małe, prawdopodobnie rzędu średniego pędu poprzecznego cząstek produkowanych w oddziaływaniach silnych, tzn. ~ 500 MeV. Rozkłady energii partonów są w naszym przybliżeniu równoważne rozkładom ich pędów podłużnych p_{\parallel} . Wiemy z rozpraszania głęboko nieelastycznego, że spełniają one z niezłym przybliżeniem hipotezę skalowania Feynmana, to znaczy są funkcją zmiennej bezwymiarowej $x = 2p_{\parallel}/\sqrt{s}$ (gdzie $\sqrt{s}/2$ jest energią hadronu) a nie funkcją dwóch zmiennych p_{\parallel} i \sqrt{s} . Spodziewamy się, że cząstki z dużymi pędami poprzecznymi produkują się w zderzeniach parton-parton, w których nastąpił duży przekaz pędu i z prawdopodobieństwem danym przez sumę prawdopodobieństw tych zderzeń. Inkluzyny przekrój czynny na produkcję cząstek z dużym pędem poprzecznym można więc zapisać następująco:

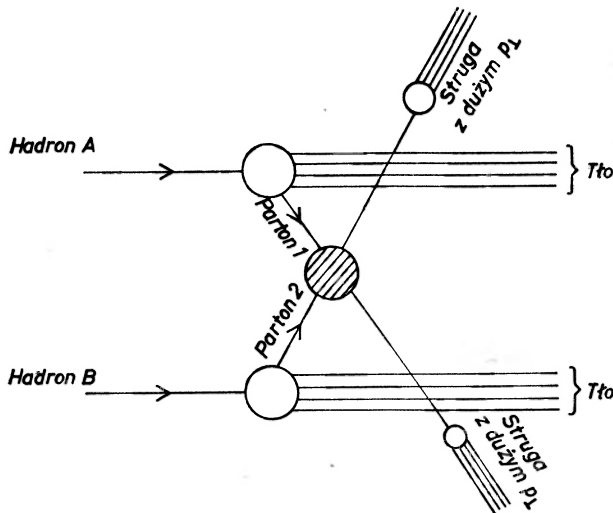
$$E \frac{d\sigma}{d^3p} \Big|_{p_{\perp} \text{ duże}} \sim \int P(x_1) P(x_2) E \frac{d\bar{\sigma}}{d^3p}(\bar{s}) dx_1, dx_2. \quad (1)$$

We wzorze (1) $P(x_1)$ i $P(x_2)$ są prawdopodobieństwami znalezienia w hadronie partonów o energiach $x_1\sqrt{s}/2$ oraz $x_2\sqrt{s}/2$ (w układzie środka masy zderzających się hadronów), zaś $E d\bar{\sigma}/d^3p$ jest inkluzywnym przekrojem czynnym na produkcję cząstek w zderzeniu parton-parton, dla którego kwadrat energii wynosi (jak łatwo policzyć) $\bar{s} \simeq x_1 x_2 s$. Pamiętamy, że interesują nas tylko te zderzenia parton-parton, w których przekaz pędu jest duży, porównywalny z energią zderzenia. Przez analogię z modelem partonowym dla zderzeń głęboko nieelastycznych leptonów na hadronach i dla procesu anihilacji $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow$ hadrony przypuścimy, że produkcja cząstek w zderzeniu parton-parton przebiega następująco: zderzające się partony ulegają najpierw rozproszeniu elastycznemu pod dużym kątem a następnie w wyniku oddziaływania w stanie końcowym w pewnym

sensie „rozpadają się” na obserwowane hadrony. Odwołajmy się jeszcze raz do analogii z innymi procesami, aby powiedzieć coś bardziej konkretnego o tych dwóch etapach produkcji: przyjmijmy, że rozpraszanie elastyczne parton-parton jest podobne do rozpraszania elastycznego protonów na protonach pod dużymi kątami, które badane było wielokrotnie doświadczalnie. Okazuje się, że różniczkowy przekrój czynny na ten proces daje się parametryzować jako:

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{1}{s^N} f(\cos\theta) \sim \frac{1}{(p_{\perp})^{2N}} f'(\cos\theta), \quad (2)$$

to znaczy przekrój czynny przy ustalonym kącie jest funkcją potęgową pędu poprzecznego. O „rozpadaniu się” partonów na cząstki końcowe założymy, że wygląda tak jak w anihilacji e^+e^- i w zderzeniach głęboko nieelastycznych lepton-hadron, to znaczy: a) partony „rozpadają się” na strugi (po angielsku *jets*) cząstek, których pęd poprzeczny (względem kierunku pędu partonu) jest mały; b) rozkład pędu cząstek w strudze spełnia skalowanie Feynmana, to znaczy zależy od zmiennej $\tilde{x} = 2p/x\sqrt{s}$; $x\sqrt{s}$ jest pędem rozproszonego elastycznie partonu, zaś p jest pędem cząstki końcowej ($p \approx \tilde{p}_{\parallel}$, gdzie \tilde{p}_{\parallel} mierzone jest w kierunku pędu rozproszonego partonu). Zauważmy, że przy takim „rozpadzie” cząstki końcowe zachowują kąt θ , pod którym rozproszyły się zderzające się partony. Dodajmy wreszcie, że pozostałe, nie biorące aktywnego udziału w zderzeniu o dużym przekazy pędu, partony należące do początkowych hadronów,



Rys. 1. Obraz partonowy produkcji hadronów z dużymi pędami poprzecznymi

są prawdopodobnie źródłem dodatkowych cząstek ale już o małych pędach poprzecznych. Skonstruowany obraz produkcji cząstek z dużymi pędami poprzecznymi ilustruje rysunek 1.

Jako pierwszy wniosek rozważmy postać inkluzywnego przekroju czynnego $E^J d\sigma^J/d_s p^J$ na produkcję strugi cząstek jako całości. W całości (1) można wpro-

wadzić zmienne: $x_1 x_2 = \frac{\bar{s}}{s}$ oraz $Y = \ln \frac{x_1}{x_2}$ (Y jest wartością „rapidity” (pośpieszności) środka masy zderzenia parton-parton w układzie środka masy początkowych cząstek). Biorąc pod uwagę wzór (2) możemy dla bardzo dużych energii zderzenia napisać:

$$E^J \frac{d\sigma^J}{d_s p^J} \Big|_{p_{\perp}^J, s \text{ duże}} \sim \frac{1}{(p_{\perp}^J)^{2N}} * \int d\left(\frac{\bar{s}}{s}\right) \int_{-\infty}^{\infty} dY F\left(\frac{\bar{s}}{s}, Y\right) G(y^J - Y) \delta\left(\frac{\bar{s}}{s} - \frac{4(p_{\perp}^J)^2}{s} \cosh(y^J - Y)\right), \quad (3)$$

gdzie y^J jest wartością „rapidity” obserwowanej strugi (warto pamiętać, że przy dużych pędach poprzecznych obserwowanej cząstki zachodzi $y \approx -\frac{1}{2} \ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$; kąt θ występujący we wzorze (2) jest kątem w układzie środka masy zderzenia parton-parton, a w tym układzie odniesienia „rapidity” strugi ma wartość $(y^J - Y)$, gdzie y^J i Y są podane w układzie środka masy zderzenia hadron-hadron). Otrzymujemy więc następującą ogólną postać przekroju czynnego na produkcję strugi jako całości:

$$E^J \frac{d\sigma^J}{d_s p^J} \Big|_{p_{\perp}^J, s \text{ duże}} \sim \frac{1}{(p_{\perp}^J)^{2N}} \tilde{f}\left(\frac{2p_{\perp}^J}{\sqrt{s}}, y^J\right) = \frac{1}{(p_{\perp}^J)^{2N}} f\left(\frac{2p_{\perp}^J}{\sqrt{s}}, \cos \theta\right), \quad (4)$$

przy czym, oczywiście, postać funkcji f oraz wartość N pozostają nieznane. Ważne jest jednak, że przewidujemy zależność od p_{\perp} w postaci iloczynu funkcji potęgowej i funkcji zależnej od zmiennej $2p_{\perp}/\sqrt{s}$ (dla ustalonego θ). Wynik ten opiera się w istotny sposób na założeniu skalowania Feynmana dla rozkładu pędów zderzających partonów i na przyjętej postaci (2) przekroju czynnego na rozpraszanie elastyczne parton-parton.

Przechodząc do dyskusji przekroju czynnego na produkcję pojedynczej cząstki końcowej wykorzystamy zrobione już założenia a) i b) o „rozpadzie” partonu na cząstki końcowe. Niech rozkład inkluzywny $\tilde{x} dN/d\tilde{x}$ cząstek w strudze dany będzie wyrażeniem

$$\tilde{x} \frac{dN}{d\tilde{x}} \sim g(\tilde{x}),$$

gdzie $\tilde{x} = \frac{p}{p^J}$, to znaczy określa część pędu p^J strugi, którą niesie obserwowana cząstka. Biorąc pod uwagę, że w przybliżeniu małych pędów poprzecznych w rozpadzie partonu na strugę zachodzi

$$\tilde{x} = \frac{p}{p^J} \approx \frac{p_{\perp}}{p_{\perp}^J} \quad (\text{zachowany kąt } \theta),$$

możemy napisać:

$$\frac{d\sigma}{d_3p} = \int \frac{d\sigma^J}{d_3p^J} \frac{dN}{d_3p} d_3p^J$$

lub

$$\begin{aligned} E \frac{d\sigma}{d_3p} &= \frac{d\sigma}{dy d_2p_\perp} = \int dy^J d_2p_\perp^J E^J \frac{d\sigma^J}{d_3p^J} g(\tilde{x}) \frac{1}{p_\perp p_\perp^J} \delta(y^J - y) \\ &= \frac{1}{(p_\perp)^{2N}} \int_{p_\perp/\sqrt{s}}^1 f\left(\frac{p_\perp}{\sqrt{s}} \tilde{x}, \cos \theta\right) g(\tilde{x}) (\tilde{x})^{2N} \frac{d\tilde{x}}{\tilde{x}^2} = \left(\frac{1}{p_\perp}\right)^{2N} h\left(\frac{2p_\perp}{\sqrt{s}}, \cos \theta\right). \end{aligned} \quad (5)$$

Widzimy, że własności rozkładu (4) zachowują się również dla rozkładów cząstek końcowych.

Interesujące jest także, że można podać jeszcze inny argument za taką formą przekroju czynnego, który jednocześnie określa wartość potęgi $2N$. Wzór (5) z wartością $N = 2$ wynika z analizy wymiarowej przy założeniu, że przekrój czynny na zderzenie z dużym przekazem pędu nie zależy od żadnej stałej wymiarowej. Warto wreszcie zastanowić się także nad różnicami między rozkładem (5) i (4). W tym celu przypuścimy, że funkcja $f\left(\frac{2p_\perp}{\sqrt{s}}, \cos \theta\right)$ jest stała (równa 1 dla ustalenia uwagi), to znaczy rozkład w p_\perp^J jest potęgowy (lokalnie w p_\perp^J można zawsze zastosować takie przybliżenie) oraz założymy, że

$$\tilde{x} \frac{dN}{d\tilde{x}} = (1 - \tilde{x})^p.$$

Przy tych założeniach łatwo policzyć, że

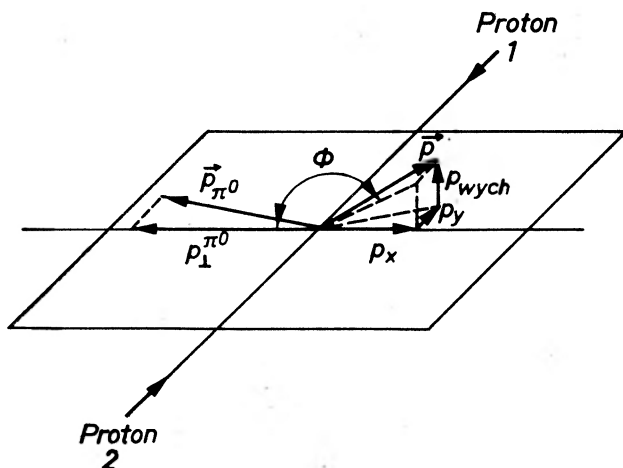
$$E \frac{d\sigma}{d_3p} = \frac{1}{(p_\perp)^{2N}} \int_{p_\perp/\sqrt{s}}^1 \tilde{x}^{2N-2} (1 - \tilde{x})^p d\tilde{x} \cong \frac{1}{(p_\perp)^{2N}} \frac{(2N-2)! p!}{(2N-1+p)!}. \quad (6)$$

Wykorzystaliśmy tutaj fakt, że w całce (5) główny wkład pochodzi od wartości \tilde{x} bliskich 1 (zakładając, że $p < 2N - 2$). Oznacza to, że obserwowana cząstka z dużym p_\perp pochodzi najczęściej ze strugi, której całkowity pęd jest niewiele większy. Innymi słowy: tylko cząstki niosące dużą część pędu „rozpadającego się” partonu dają istotny wkład do inkluzywnego przekroju czynnego przy dużym p_\perp . Wynika to z faktu, że przekrój czynny na zderzenie parton-parton jest funkcją szybko malejącą z energią (czynnik $1/s^N$ we wzorze (2)). Nietrudno teraz zrozumieć wynik (6). Jeśli w „rozpadzie” partonu dominują cząstki szybkie (np. w przypadku granicznym parton przechodzi w jedną cząstkę), to przy ustalonym p_\perp przekrój czynny na produkcję cząstki jest porównywalny z przekrojem czynnym na produkcję całej strugi; jeśli w „rozpadzie” partonu dominują cząstki wolne ($p \gtrsim 1$), to przekrój czynny na produkcję cząstek będzie znacznie mniejszy niż przekrój czynny na produkcję całej strugi.

Podsumujmy w tym miejscu własności produkcji dużych pędów poprzecznych oczekiwane przy założeniu opisanego obrazu dynamicznego:

a) Zależność pojedynczego inkluzyjnego przekroju czynnego od pędu poprzecznego jest typu $(1/p_{\perp}^{2N})f(p_{\perp}^2/\sqrt{s}, \cos\theta)$; zakładając, że w warunkach kinematycznych charakterystycznych dla zderzenia parton-parton można zaniedbać wszystkie stałe wymiarowe teorii (masy), otrzymujemy $N = 2$.

b) Cząstki produkowane są w strugach pochodzących z fragmentacji dwóch partonów, które uległy rozproszeniu elastycznemu. Wynika stąd kilka ważnych wniosków. Po pierwsze pędy wszystkich cząstek stowarzyszonych z obserwowaną cząstką (o dużym pędzie poprzecznym) powinny leżeć w płaszczyźnie wyznaczonej przez pędy początkowych hadronów i pęd cząstki obserwowanej (rys. 2). Po drugie, obserwowanej cząstce z dużym p_{\perp} powinny towarzyszyć inne cząstki lecące w tym samym kierunku. Pamiętając, że $y = -\ln \frac{\theta}{2}$, oczekujemy różnej od zera funkcji korelacji w zmiennej y dla wartości bliskich



Rys. 2. Pokazane są wielkości kinematyczne używane do opisu cząstki z dużym p_{\perp} (na rysunku jest to π^0) i stowarzyszonych hadronów. W szczególności kąt azymutalny Φ hadronu zdefiniowany jest względem płaszczyzny określonej przez pędy zderzających się hadronów i pęd π^0

wartości „rapidity” cząstki obserwowanej. Całkowita krotność tych cząstek stowarzyszonych nie powinna być duża, gdyż cząstki obserwowane pochodzą najczęściej ze strug o niewiele większym całkowitym pędzie. Po trzecie, cząstki bilansujące duży pęd poprzeczny cząstki obserwowanej ($\Phi = 180^\circ$; rys. 2) powinny także tworzyć strugę a więc mieć ten sam kierunek pędu. Oznacza to, że powinny pomiędzy nimi istnieć krótkozasięgowe korelacje w „rapidity”.

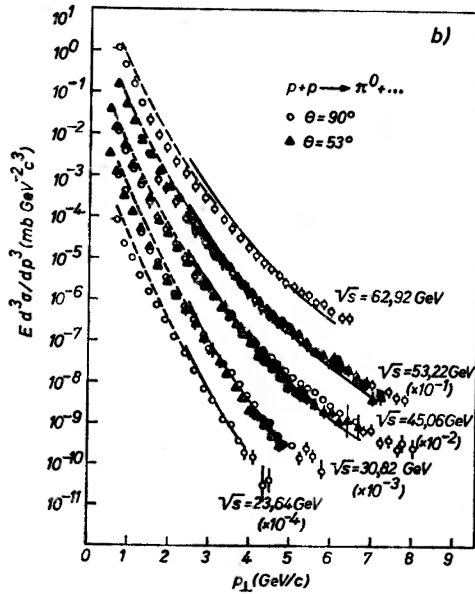
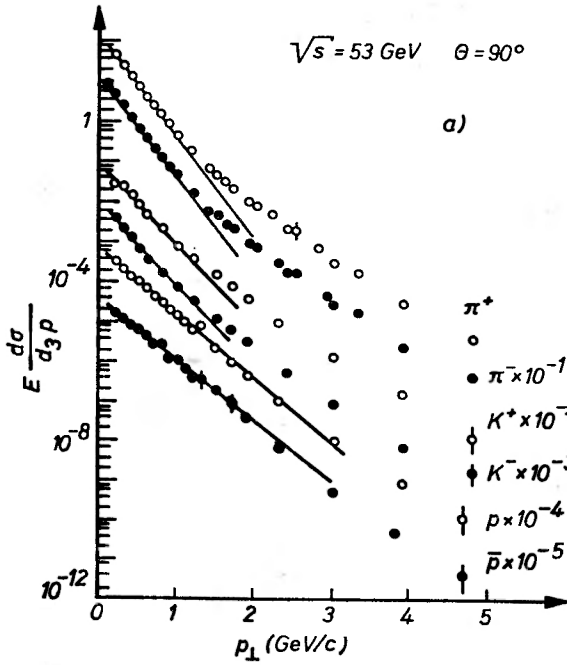
c) Interesującą wielkością jest stosunek inkluzyjnego przekroju czynnego na produkcję całej strugi z dużym p_{\perp} do przekroju czynnego na produkcję pojedynczej cząstki z dużym p_{\perp} . Jak pokazaliśmy wielkość ta jest bardzo czuła na rozkład pędu i krotności cząstek w strudze. Jeśli struga wygląda podobnie

do strugi pochodzącej z fragmentacji kwarku w procesie anihilacji $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow$ hadrony (tzn. dominują cząstki wolne), stosunek tych dwóch przekrojów czynnych jest rzędu kilkuset. Pomiar przekroju czynnego na produkcję całej strugi jest niestety bardzo trudny (są to pomiary kalorymetryczne, w których mierzona jest całkowita energia cząstek znajdujących się w pewnym kącie bryłowym). Chociaż nie jest to najwłaściwsza kolejność zaczynać omawianie wyników doświadczalnych od doniesień z ostatniej chwili, warto może od razu wspomnieć o pierwszych wynikach wskazujących, że stosunek tych przekrojów czynnych jest rzeczywiście bardzo duży.

Z dotychczasowych rozważań mogłoby się wydawać, że opisany mechanizm produkcji cząstek z dużym p_{\perp} daje bardzo konkretne przewidywania i konfrontacja modelu z doświadczeniem (na którą czas już w tym artykule) nie powinna być trudna. Rzeczywistość okazuje się jednak, jak zwykle, bardziej skomplikowana. Pozornie nieistotne efekty pominięte w naszym wyidealizowanym modelu utrudniają w sposób zasadniczy całkowicie jednoznaczną odpowiedź na pytanie, czy duże pędy poprzeczne produkują się w opisany powyżej sposób. „Najważniejsze” niepożądane efekty to:

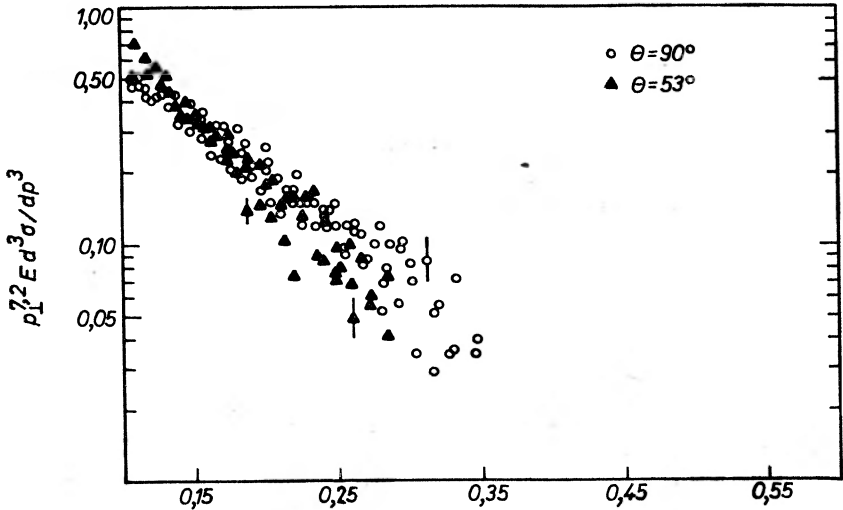
- a) istnienie różnych od zera pędów poprzecznych zderzających się partonów oraz cząstek w strudze (względem kierunku ruchu końcowego partonu);
- b) istnienie tła, tzn. cząstek z małym p_{\perp} , które produkują się tak jak w „normalnych” zderzeniach hadronowych; biorąc pod uwagę fakt dyskutowany powyżej w punkcie c), że w strudze najprawdopodobniej dominują cząstki wolne, całkowicie jednoznaczne oddzielenie tła jest niemożliwe;
- c) możliwość, że zupełnie inne przyczyny mogą dawać przynajmniej część omawianych efektów, np. źródłem korelacji w „rapidity” może być obfita produkcja rezonansów.

W sumie niezbędna jest mozolna i wnikliwa analiza ilościowa poszczególnych efektów i rzeczywiście badania rozwijają się w tym kierunku. Szczegółowa ich dyskusja wykracza zdecydowanie poza ramy tego artykułu, ale warto powiedzieć, że powoli zbiera się coraz więcej argumentów za poprawnością opisanego mechanizmu produkcji. Na zakończenie tego rozdziału przytoczę jedynie historycznie pierwsze wyniki dotyczące dużych pędów poprzecznych a mianowicie pojedyncze rozkłady inkluzywne w funkcji p_{\perp} . Pokazane są one na rys. 3 i rys. 4. Ze wzrostem p_{\perp} można zaobserwować wyraźną zmianę zależności przekroju czynnego od p_{\perp} . Wykładnicza dla $p_{\perp} \leq 1$ GeV/c, zależność ta przechodzi następnie w funkcję znacznie wolniej malejącą ze wzrostem p_{\perp} . Wyniki przy różnych energiach zderzenia dają się rzeczywiście opisać funkcją $(1/p_{\perp})^N f(p_{\perp}/\sqrt{s}, \cos \theta)$, gdzie $N \approx 8$. Fakt, że $N = 8$ a nie 4, jak wynika z najprostszego i najnaturalniejszego założenia z rozpraszaniu parton-parton, przyciągał wiele uwagi. Popularne stały się modele, w których źródłem dużych pędów poprzecznych były nie zderzenia kwark-kwark (jak należałoby oczekiwać przez analogię z obrazem partonowym zderzeń głęboko nieelastycznych lepton-hadron) ale raczej zderzenia np. kwark-mezon (wirtualny). Fakt, że mezon jest stanem związanym kwarku i antykwarku, oznacza, że w amplitudzie roz-



Rys. 3. a) Inkluzywny przekrój czynny jako funkcja p_1 dla różnych cząstek przy energii $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$ i $\theta = 90^\circ$. b) Inkluzywny przekrój czynny jako funkcja p_1 dla π^0 przy różnych wartościach energii i kąta θ

praszania pojawić się musi dodatkowa funkcja struktury i w modelu takim rzeczywiście otrzymuje się $N = 8$. Model taki różni się w jeszcze jednym miejscu w sposób zasadniczy od modelu zderzeń kwark-kwark, mianowicie teraz jedna



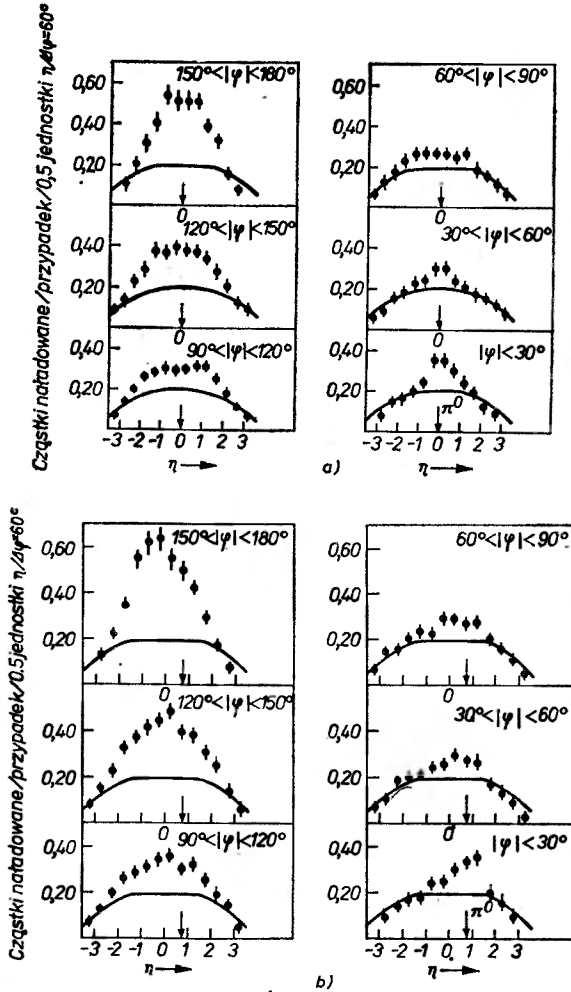
Rys. 4. Wyrażenie $p_{\perp}^{7.2} E d\sigma/d^3p$ przedstawione jako funkcja zmiennej $x_{\perp} = 2p_{\perp}/\sqrt{s}$ dla kątów $\theta = 90^{\circ}$ i $\theta = 53^{\circ}$. Widać, że zależność od energii i p_{\perp} (patrz rys. 2b) daje się w przybliżeniu opisać parametryzacją $(1/p_{\perp}^{7.2})f(x_{\perp}, \cos\theta)$

ze strug składa się z jednej tylko cząstki (rozproszonego mezonu). Jeśli ostatnie doniesienia o stosunku przekrojów czynnych na produkcję całej strugi i jednej cząstki zostaną potwierdzone, model ten zostanie najprawdopodobniej wyeliminowany. Pozostanie przy koncepcji zderzeń kwark-kwark (wyraźnie najpopularniejszej w tej chwili) ponownie stawia przed nami pytanie, dlaczego $N = 8$. Możliwe, że z nieznanych nam jeszcze przyczyn tak właśnie wygląda rozpraszanie kwark-kwark. Jest również jeszcze jedna bardzo atrakcyjna możliwość, że w rozpraszaniu kwark-kwark $N = 4$, zaś na końcowe rozkłady cząstek istotny wpływ ma rozkład pędów poprzecznych zderzających się partonów dając w efekcie $N \approx 8$ [5].

3. Rola korelacji w analizie zderzeń z produkcją dużych p_{\perp}

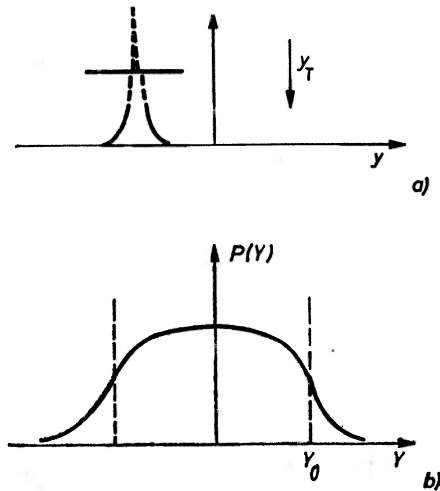
Przypuśćmy, że omówiony w poprzednim rozdziale mechanizm produkcji cząstek z dużymi pędami poprzecznymi w zderzeniach składników hadronów jest prawdziwy. Z dyskusji na końcu rozdziału widać już, że pojawia się natychmiast wiele pytań: jakie składniki hadronów ulegają zderzeniu? jaki jest ich przekrój czynny na rozpraszanie elastyczne w funkcji energii i przekazu pędu? jak wygląda fragmentacja na cząstki końcowe? Już poprzednio zrobiliśmy szereg komentarzy dotyczących tych problemów. Teraz chciałbym

poświęcić im jeszcze trochę uwagi, przede wszystkim w oparciu o pomiary korelacji między obserwowaną cząstką z dużym p_{\perp} i innymi cząstkami. Obfitym źródłem informacji są przekroje czynne na produkcję różnych rodzajów cząstek stowarzyszonych z cząstką o dużym p_{\perp} . Ograniczę się tutaj do stwierdzenia, że wyniki doświadczalne są zgodne z przewidywaniami modelu opartego na założeniu, że zderzające się partony to kwarki i antykwarki. Warto podkreślić, że przewidywania te są dość jednoznacznie określone przez kwarkową strukturę zderzających się hadronów znaną z procesów głęboko nieelastycznych.



Rys. 5. a) Rozkład inkluzywny cząstek naładowanych stowarzyszonych z mezonem π^0 o pędzie poprzecznym $p_{\perp} > 2 \text{ GeV}/c$ i kącie $\theta = 90^\circ$ jako funkcja $\eta = -\ln \text{tg} \frac{\theta}{2}$ w różnych przedziałach kąta azymutalnego Φ . Strzałki wskazują położenie π^0 w zmiennej η , zaś krzywe ciągłe reprezentują rozkłady inkluzywne mierzone bez jednoczesnej obserwacji cząstki z dużym p_{\perp} . Porównanie obu rozkładów wskazuje na istnienie silnych korelacji w procesie produkcji cząstek o dużym p_{\perp} b) Jak 4a dla $\theta = 53^\circ$

Nieco dokładniej chciałbym przedyskutować problem korelacji w „rapidity” między obserwowaną cząstką z dużym p_{\perp} a cząstkami bilansującymi jej pęd poprzeczny, tzn. biegnącymi pod kątem $\Phi \approx 180^\circ$ (rys. 2). Przypuśćmy, że obserwujemy cząstkę z dużym p_T i „rapidity” $y = y_T$ oraz mierzę inkluzywny przekrój czynny na cząstki stowarzyszone biegnące pod kątem $\Phi \approx 180^\circ$. Funkcja korelacji dana jest przez różnicę tego rozkładu i rozkładu mierzonego bez jednoczesnej obserwacji cząstki z dużym p_{\perp} . Na rys. 5 przedstawione są niektóre wyniki doświadczalne dla funkcji korelacji. Widzimy, że ma ona szerokie maksimum ($\Delta y \approx 4$) wokół punktu $y \approx 0$ niezależnie od wartości y_T . Zastanówmy się nad znaczeniem tej informacji. Zwróćmy przede wszystkim uwagę, że w przybliżeniu zaniedbującym pędy poprzeczne w strudze obserwacja cząstki z dużym p_{\perp} i $y = y_T$ oraz cząstki pod kątem $\Phi = 180^\circ$ (biorącej udział w bilansie dużego p_{\perp}) z „rapidity” $y = \tilde{y}$ całkowicie określa wartość „rapidity” Y środka masy zderzenia parton-parton w cms h-h ($Y - \tilde{y} = y_T - Y$) oraz kąt rozproszenia w tym zderzeniu ($Y - y_T = (\tilde{y} - y_T)/2 = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$). Przypuśćmy przez moment, że źródłem cząstek z dużym p_{\perp} są zderzenia parton-parton, w których oba partony mają zawsze równe co do modułu pędy (tzn. $Y = 0$). Jest oczywiste, że w takiej sytuacji niezależnie od rozkładu kąтового zderzenia parton-parton cząstki bilansujące pęd poprzeczny cząstki obserwowanej mają „rapidity” o wartości $y \approx -y_T$ oraz przy zaniedbaniu pędów poprzecznych w strudze rozkład ten jest bardzo wąski (rys. 6a).



Rys. 6. Analiza zderzeń parton-parton

Jest to wyraźnie sprzeczne z obserwacjami doświadczalnymi. Widzimy więc, że środek masy zderzenia parton-parton musi mieć pewien rozkład $P(Y)$. Nawiasem mówiąc wniosek ten jest zgodny z przyjęciem, że zdarzają się kwarki i antykwarki o rozkładach pędów znanych z rozpraszania lepton-hadron (przy takim założeniu rozkład $P(Y)$ łatwo policzyć). Załóżmy więc, że rozkład $P(Y)$

wygląda jak na rys. 6b * i rozważmy sytuację, w której rozpraszanie parton-parton jest izotropowe. Spodziewamy się wtedy, że funkcja korelacji będzie miała maksimum dla $y \approx y_T$ (przynajmniej dla $|y_T| < Y_0$ (patrz rysunek)). Wynika to stąd, że przekrój czynny rozpraszania parton-parton maleje z energią, zaś minimalna energia zderzenia, które mogło dać obserwowaną cząstkę ($\bar{s} \approx 4p_1^2$) odpowiada sytuacji, w której partony rozproszyły się pod kątem $\theta = 90^\circ$. Dane doświadczalne nie wykazują i takiej tendencji. Z przytoczonych przykładów widzimy, że maksimum funkcji korelacji wokół $\tilde{y} = 0$ i jego stabilności przy zmianie y_T dostarczają, ogólnie mówiąc, istotne ograniczenia na zachowanie się przekroju czynnego zderzenia parton-parton jako funkcji energii i kąta. Musi on być taki, aby dominujący wkład do przekroju czynnego na cząstki z pędem p_\perp i „rapidity” y_T dawały zderzenia parton-parton o środku masy w $Y \approx \frac{1}{2}y_T$.

4. Zakończenie

W artykule tym starałem się przedstawić znaczenie badań nad produkcją dużych pędów poprzecznych dla zrozumienia struktury hadronów i elementarnych oddziaływań pomiędzy ich składnikami. Omówiłem w sposób jakościowy dynamiczny obraz produkcji dużych pędów poprzecznych oparty na tzw. twardej zderzeniach parton-parton i wynikającą z niego ogólną charakterystyką rozważanych procesów produkcji. Wyniki doświadczalne przedstawione zostały jedynie bardzo fragmentarycznie, gdyż ich szczegółowa interpretacja wymagałaby bardziej ilościowego ujęcia proponowanego modelu produkcji. Podjęcie obecnie takiej próby wprowadziłoby nas w centrum trwających badań a to wykracza poza ramy tego artykułu. Chciałbym jednak podkreślić, że dotychczasowe wyniki sugerują coraz silniej, że w procesach produkcji dużych pędów poprzecznych obserwujemy elementarne oddziaływania kwarków i antykwarków.

Literatura

- [1] A. Szymacha, *Postępy Fizyki* 27 117, (1976).
- [2] G. Białkowski, *Postępy Fizyki* 27 575, (1976).
- [3] S. Berman, J. Bjorken, J. Kogut, *Phys. Rev.* D4, 3388 (1971).
- [4] W. Gajewski, M. Świącki, *Postępy Fizyki* 27 323, (1976).
- [5] R. Sosnowski, informacja prywatna.

Zderzeniom hadronowym z produkcją dużych pędów poprzecznych poświęcono już sporo artykułów przeglądowych, np: J. Bjorken, *Acta Phys. Pol.* B5, 893 (1974); P. V. Landshoff, Materiały z Konferencji w Londynie (1974), D. Sivers, S. Brodsky, R. Blankenbecler, *Phys. Rep.* 23C, 1 (1976).

* Ścisłe biorąc rozkład $P(Y)$ jest najprawdopodobniej wolno zmienną funkcją energii zderzenia parton-parton. W rozumowaniu, które przytaczamy, zależność tę dla uproszczenia pomijamy.

Adam Para

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Słabe prądy neutralne

Weak Neutral Currents

Abstract: Present status of weak neutral currents in theory and experiment is reviewed. Experimental results on elastic scattering of neutrinos off electrons and off nucleons as well as inclusive reactions agree with predictions of the Weinberg-Salam model for $\sin^2 \theta_w \approx \frac{1}{2}$. The neutral current seems to violate parity, what rules out vectorlike theories of weak interactions.

1. Wstęp

Wzrost zainteresowania doświadczeniami z wiązką neutrinową spowodowany jest z jednej strony rozwojem technik eksperymentalnych oraz sukcesami zunifikowanych teorii oddziaływań słabych i elektromagnetycznych z drugiej. Wiązka neutrin dostarcza możliwości badania struktury nukleonu i pozwala na sprawdzenie modelu partonowego, opisującego tak dobrze głęboko nieelastyczne rozpraszanie elektronów i mionów. Jako jedyna cząstka biorąca udział tylko w słabych oddziaływaniach, neutrino pozwala na sprawdzanie doświadczalne przewidywań teorii oddziaływań słabych. W oddziaływaniach neutrin można ponadto poszukiwać cząstek obdarzonych nowymi liczbami kwantowymi. Produkcja „nowych” cząstek może tu zachodzić przy stosunkowo niskich energiach, oddziaływania słabe nie zachowując niektórych liczb kwantowych pozwalają bowiem na wytworzenie pojedynczej „nowej” cząstki. Wyliczenie doświadczeń neutrinowych można sprowadzić do wyliczenia istniejących detektorów neutrin, co zostało uczynione w tabeli 1 (komory pęcherzykowe) oraz w tabeli 2 (detektory elektroniczne). Do eksperymentów wymienionych w tabeli 2 należy jeszcze dodać aparaturę złożoną z liczników scyntylacyjnych, ustawioną w pobliżu reaktora w Savannah River. Jest to jedyne doświadczenie, w którym wiązką

są $\bar{\nu}_e$ (o energiach rzędu kilku MeV), nie zaś ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) jak w przypadku akceleratorów. Przedmiotem badań jest tam elastyczne rozpraszanie antyneutrino elektronowych na elektronach.

Tabela 1

Komory pęcherzykowe używane do doświadczeń neutrinowych

Komora, laboratorium	Grupa	Ciecz wypełniająca komorę	Objętość użyteczna, masa	Wiązka	Energia (GeV)	Energia w max intensywności (GeV)
Gargamelle CERN	GGM	CF ₃ Br	7 m ³ , 10t	ν	1-16	2
				$\bar{\nu}$	1-14	2
12', Argonne	AP	H ₂ , D ₂	16 m ³ , ~1t	ν	0.5-6	~1
7', Brookhaven	BNL	H ₂ , D ₂	6 m ³ , ~0,4t	ν	1-18	2
15', Fermilab	BHFM	H ₂	28 m ³ , 1,7t	ν	5-250	15
	ACM	H ₂	28 m ³ , 1,7t	$\bar{\nu}$	5-200	22
	BCHW	H ₂ +20% Ne	28 m ³ , 11t	ν	5-200	15
	FMMS	H ₂ +20% Ne	28 m ³ , 11t	$\bar{\nu}$	5-200	20
	C B	H ₂ +64% Ne	28 m ³ , 28t	ν	5-250	15
SKAT Sierpuchow	IHEP	CF ₃ Br	6 m ³ , 9t	$\nu, \bar{\nu}$	2-30	~5
BEBC, CERN	wiele grup	H ₂ , D ₂ , Ne	20 m ³ , 0,75	$\nu, \bar{\nu}$	5-250	15-20
			-1,5 10t			

AP — ANL-Purdue, BCHW — LBL-CERN-Hawaje-Wisconsin, BHFM — LBL-Hawaje-FNAL-Michigan, CB — Columbia-BNL, FMMS — FNAL-Michigan-Moskwa-Sierpuchow.

W niniejszym artykule zawarty jest przegląd wyników doświadczeń sprawdzających przewidywania zunifikowanych teorii oddziaływań słabych i elektromagnetycznych (praktycznie oznacza to wyniki dotyczące słabych prądów neutralnych).

2. Słabe prądy neutralne

Wszystkie dane doświadczalne dotyczące oddziaływań słabych, a pochodzące z badania rozpadów cząstek opisywała konwencjonalna teoria V-A. Zakładała ona, że oddziaływanie słabe jest punktowe (rys. 1a); jego lagranżian ma postać iloczynu dwóch naładowanych prądów

$$L \sim GJ_\mu^+ J_\mu^- ,$$

gdzie G — stała Fermiego. Założenie to oznacza, że biorący udział w oddziaływaniu słabym elektron zamienia się na neutrino elektronowe, mion na neutrino mionowe, kwark u (protonowy) na kwark d (neutronowy) (zaniedbując kąt Cabbibo) — lub vice versa.

Tabela 2

Elektroniczne detektory neutrin

Akcelerator, energia	Grupa	Energia neutrin (GeV)	Fizyka	Rodzaj aparatury	Użyteczna masa tarczy (<i>t</i>)
CERN PS $E_p = 31$ GeV	Aachen— Padwa	2-10	$\nu_\mu e$ $\bar{\nu}_\mu e$	aluminiowe komory iskrowe	22
BNL $E_p = 31$ GeV	Harvard— Pensylwa- nia—Wiscon- sin	1-2	$\nu_\mu p$ $\bar{\nu}_\mu p$	ciekły scyn- tylator, ko- mory dryfowe	33
	Columbia— Illinois— Rockefeller — BNL	1-2	$\nu_\mu p$, prądy neutralne, prod. 1π	aluminiowe komory iskro- we, liczniki scyntylicyjne	20
Sierpuchow $E_p = 70$ GeV	ITEP Moskwa IHEP Sier- puchow	5-30	2μ	tarcza Fe, komory iskrowe	34
FNAL $E_p = 400$ GeV	Harvard— Pensylwania Wisconsin— FNAL	20-300	prądy nała- dowane, prą- dy neutralne, 2μ	ciekły scyn- tylator, licz- niki scynty- licyjne, spek- trometr mio- nowy	60
	Caltech— FNAL	50-150	prądy nała- dowane, prą- dy neutralne, 2μ	kalorymetr Fe, komory iskrowe, spektrometr mionowy	140 (całkowita)
CERN SPS $E_p = 400$ GeV	CERN — Dortmund— Heidelberg— Saclay	50-300	prądy nała- dowane, $n \mu (n \geq 2)$	kalorymetr Fe, magnesy toroidalne, komory dry- fowe	1400 (całkowita)
	CERN — ITEP—Ham- burg—Rzym	100-300	prądy neu- tralne, $\nu_\mu e$	kalorymetr marmurowy, spektrometr mionowy	170 (całkowita)

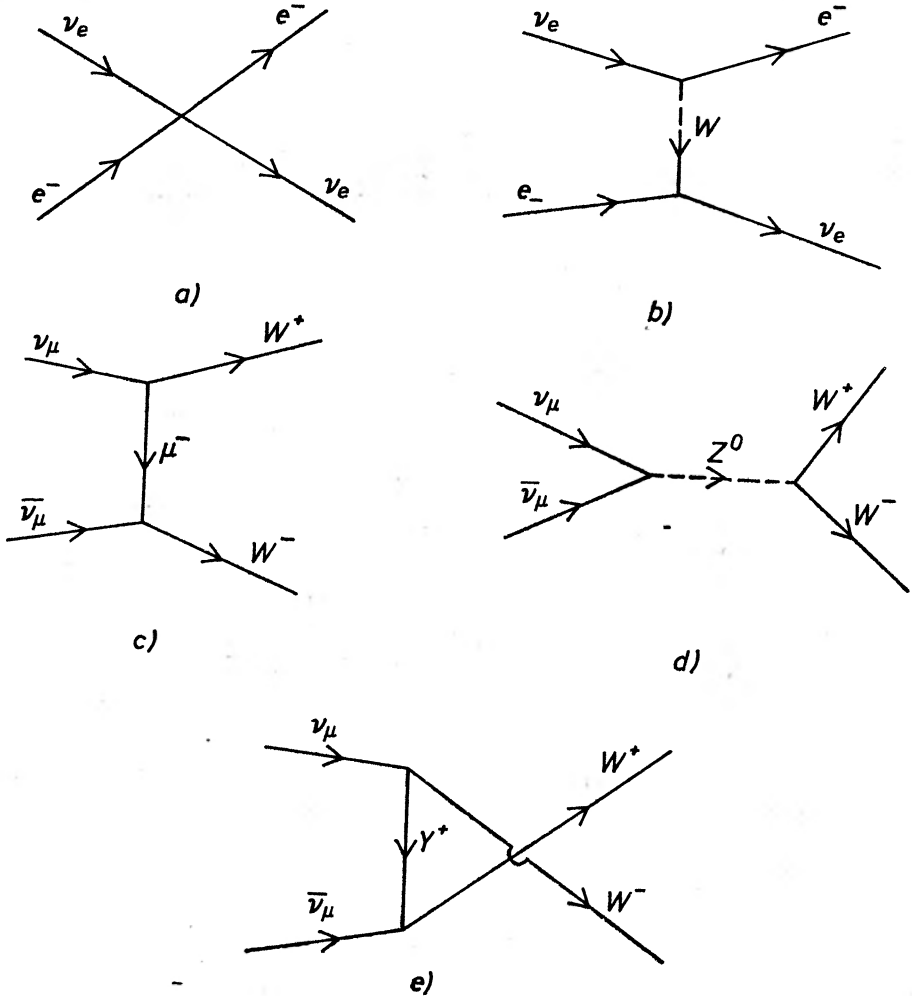
Dla uwzględnienia faktu, że oddziaływania słabe maksymalnie nie zachowują parzystości zakłada się, że biorą w nich udział cząstki lewoskrętne. Oznacza to, że prąd J_μ ma postać

$$J_\mu = \gamma \bar{\psi}_\mu (1 - \gamma_5) \psi,$$

gdyż $(1 - \gamma_5)/2$ jest operatorem rzutowym na podprzestrzeń stanów o skrętności $\lambda = -\frac{1}{2}$ (lewoskrętnych). Stąd też pochodzi nazwa „V-A”, bowiem prąd ma

postać różnicy prądu wektorowego ($\bar{\psi}\gamma_\mu\psi$) i prądu aksjalnego (pseudowektorowego) ($\bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi$).

W pierwszym rzędzie rachunku zaburzeń teoria V-A przewiduje, że przekroje czynne rosną liniowo z energią, łamiąc ograniczenia narzucone przez unitarność, zaś poprawki z wyższych rzędów rachunku zaburzeń są nieskończone.

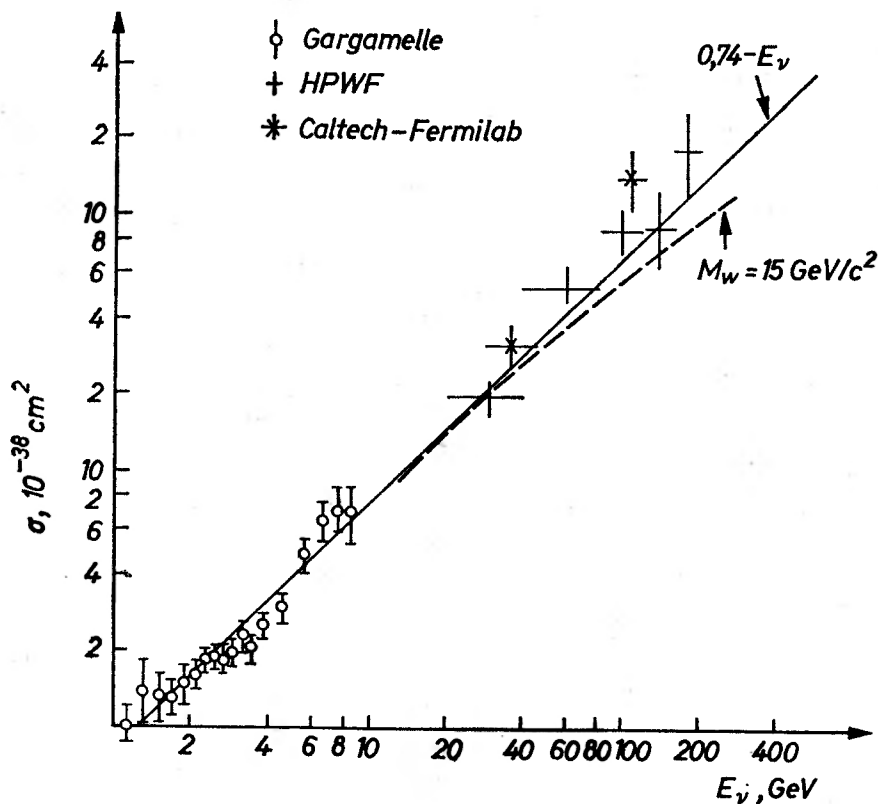


Rys. 1. a) Rozpraszanie neutrin elektronowych na elektronach w konwencjonalnej teorii V-A, b) proces $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$ z wymianą bozonu W, c), d), e) produkcja pary W^+W^- w zderzeniu $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$

Sytuacja nieco się poprawia, jeśli założyć, że oddziaływania słabe nie są punktowe, natomiast ich nośnikiem jest naładowany bozon pośredni (rys. 1b). Bezpośrednim wnioskiem z tego założenia jest logarytmiczny wzrost przekroju czynnego na oddziaływanie neutrino-nukleon

$$\sigma_{\nu N} \sim \ln\left(1 + \frac{2 \cdot M_N \cdot E_\nu}{M_W^2}\right),$$

gdzie M_N , M_W — masa nukleonu i bozonu W , E energia neutrina w laboratorium. Istniejące dane doświadczalne nie wykluczają takiego zachowania się przekroju czynnego, o ile masa bozonu W przekracza $15 \text{ GeV}/c^2$ (patrz rys. 2).



Rys. 2. Całkowity przekrój czynny na zderzenie neutrina-nukleon

Wymiana bozonu pośredniego sugeruje analogię z wymianą fotonu w elektrodynamice. Analogia ta jest podstawą teorii unifikujących oddziaływania słabe i elektromagnetyczne. Teorie te stały się bardzo popularne na początku lat 70. Po udowodnieniu przez t'Hoofta i Veltmanna, że są one renormalizowalne. W tych teoriach zakłada się, że stała sprzężenia bozonu W jest rzędu stałej sprzężenia oddziaływań elektromagnetycznych, tzn.

$$G \approx \frac{g^2}{M_W^2} \approx \frac{e^2}{M_W^2},$$

gdzie G — stała sprzężenia Fermiego; zatem bozon W musi mieć dużą masę rzędu

$$M_W \approx \sqrt{\frac{e^2}{G}} \approx (40-100) \text{ GeV}/c^2.$$

Zastąpienie punktowego oddziaływania (w konwencjonalnej teorii V-A) wymianą bozonu W nie rozwiązuje całkowicie problemu łamania unitarności przy wysokich energiach zderzenia. Dopuszcza natomiast istnienie nowych procesów, których amplituda szybko rośnie z energią łamiąc unitarność przy stosunkowo niskiej energii, np. $\bar{\nu}\nu \rightarrow W^+W^-$ (rys. 1c). Aby tego uniknąć, okazuje się konieczne wprowadzenie do teorii neutralnego bozonu Z^0 przenoszącego słabe oddziaływania (Z^0 jest nośnikiem słabego prądu neutralnego) lub ciężkiego leptonu Y^+ . Nowe diagramy (rys. 1d, e) uwzględniające wymianę Z^0 lub Y^+ kasują rozbieżną część poprzedniego grafu.

Najprostszą i najbardziej popularną wersją takiej teorii jest model Weinberga-Salama zakładający istnienie słabych prądów neutralnych przenoszonych przez bozon Z^0 . Jedynym parametrem modelu jest kąt Weinberga związany ze stosunkiem stałej sprzężenia oddziaływań elektromagnetycznych (e) do stałej sprzężenia oddziaływań słabych (g)

$$\sin \theta_W = \frac{e}{g}.$$

Masy bozonów W^\pm oraz Z^0 wyrażają się przez θ_W następująco:

$$M_W = \frac{37 \text{ GeV}/c^2}{|\sin \theta_W|}, \quad M_Z = \frac{73 \text{ GeV}/c^2}{|\sin 2\theta_W|}.$$

Model ten dopuszcza możliwość zachodzenia reakcji zabronionych w konwencjonalnej teorii V-A, np. $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$. Leptonowy prąd neutralny w modelu Weinberga-Salama ma postać

$$\bar{l} \gamma_\mu (C_V - C_A \gamma_5) l,$$

gdzie \bar{l} , l oznacza pole leptonowe, zaś współczynniki C_V i C_A przy wektorowej ($\bar{l} \gamma_\mu l$) i aksjalnej ($\bar{l} \gamma_\mu \gamma_5 l$) części prądu wyrażają się przez $\sin \theta_W$. Dla przykładu, rozpraszanie neutrin mionowych na elektronach opisuje następujący człon w lagranżianie

$$\frac{G}{\sqrt{2}} \{ \bar{\nu}_\mu \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \nu_\mu \} \{ \bar{e} \gamma^\alpha (C_V - C_A \gamma_5) e \}.$$

Dla rozpraszania neutrin elektronowych współczynniki C_V i C_A będą inne z uwagi na wkład od prądów naładowanych. W tabeli 3 porównano wartości obu współczynników dla elastycznego rozpraszania neutrin na elektronach, przewidywane w konwencjonalnej teorii V-A oraz w modelu Weinberga-Salama. W przypadku teorii V-A współczynniki C_V i C_A stoją oczywiście przy wektorowej i aksjalnej części prądu naładowanego. Analogiczne rachunki można przeprowadzić dla słabych prądów neutralnych sprzęgających się do kwarków. Istnienie słabych prądów neutralnych zostało potwierdzone przez dane z komory pęcherzykowej Gargamelle w 1973 roku. Znaleziono tam 3 przypadki reakcji $\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^-$, która jest zabroniona w konwencjonalnej teorii oddziaływań słabych. Należy podkreślić, że to odkrycie ma dużo większe znaczenie niż potwierdzenie przewidywań

teorii. Po 40 latach od powstania teorii oddziaływań słabych odkryto nowy jakościowo proces: reakcję, w której biorące udział w słabym oddziaływaniu neutrino pozostaje nadal neutrinem, a nie przechodzi w mion (elektron). Celem następnych doświadczeń jest określenie stałych sprzężenia C_V i C_A . Czy prądy neutralne są również tylko lewoskrętne?

Model Weinberga-Salama pozwala wyrazić przez $\sin \theta_W$ stałe sprzężenia dla różnych reakcji (rozpraszania elastycznego neutrin na elektronach oraz dla głęboko nieelastycznego rozpraszania neutrin na nukleonach). Czy otrzymane z różnych reakcji oszacowania $\sin \theta_W$ nie są wzajemnie sprzeczne? Odpowiedź na pytanie, jakiego typu jest sprzężenie prądów neutralnych, jest niesłychanie ważna dla wektorowych teorii oddziaływań słabych. Zakłada się w nich, że słabe prądy naładowane są zarówno prawo- jak i lewoskrętne (tzn. mają postać $\bar{\psi}\gamma_\mu(1+\gamma_5)\psi$ i $\bar{\psi}\gamma_\mu(1-\gamma_5)\psi$). Aby uzyskać zgodność z konwencjonalną teorią V-A (a więc z doświadczeniem) należy zapostulować istnienie nowych ciężkich kwarków lub leptonów. Dla przykładu biorący udział w oddziaływaniu słabym kwark u może się poprzez prąd lewoskrętny zamienić w kwark d lub poprzez prąd prawoskrętny w kwark b . Jeżeli kwark b ma dużą masę (rzędu 5 GeV/c²), to przy niskich energiach taki proces jest niemożliwy i mamy do czynienia wyłącznie z prądami lewoskrętnymi. Według tych teorii przy wysokich energiach, gdy masy obiektów biorących w oddziaływaniu przestaną odgrywać istotną rolę, wkład prądów prawoskrętnych ($V+A$) i lewoskrętnych ($V-A$) będzie taki sam i oddziaływania słabe będą zachowywać parzystość. Jeśli tak, to słaby prąd neutralny, będąc sumą prądów prawoskrętnego i lewoskrętnego, powinien być często wektorowy, a to jest wniosek możliwy już teraz do sprawdzenia w doświadczeniu.

3. Badanie procesów czysto leptonowych

Dla porównania przewidywań teorii z doświadczeniem wygodnie jest wyrazić przekroje czynne przez współczynniki C_V i C_A . Zaniedbując człony rzędu E_e/m_e , otrzymujemy

$$\sigma_{\nu e} = \frac{2G^2 m_e E_\nu}{\pi} [A + B/3], \quad \sigma_{\bar{\nu} e} = \frac{2G^2 m_e E_{\bar{\nu}}}{\pi} [B + A/3],$$

gdzie G — stała Fermiego, E_ν ($E_{\bar{\nu}}$) — energia neutrina (antyneutrina) w laboratorium, m_e — masa elektronu, $A = ((C_A + C_V)2)^2$, $B = ((C_V - C_A)2)^2$. Wzory te są prawdziwe dla obu typów neutrin, bowiem współczynniki C_V i C_A w tabeli 3 uwzględniają wkład od możliwych prądów naładowanych (dla neutrin elektronowych).

Trzy spośród procesów wymienionych w tabeli 3 można badać doświadczalnie. Brak źródła neutrin elektronowych uniemożliwia na razie badanie reakcji $\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$.

Współczynniki przy wektorowej i aksjalnej części prądu dla rozpraszania neutrin na elektronach

Reakcja	Model Wainberga-Salama		V-A	
	C_V	C_A	C_V	C_A
$\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$	$\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_w$	$\frac{1}{2}$	1	1
$\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-$	$\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_w$	$-\frac{1}{2}$	1	-1
$\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$	$-\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_w$	$-\frac{1}{2}$	0	0
$\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^-$	$-\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_w$	$-\frac{1}{2}$	0	0

Rozpraszanie $\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-$ badane było w Savannah River; jako źródła $\bar{\nu}_e$ użyto reaktora. Dostępne energie antyneutrino są tam rzędu 1-4 MeV, co powoduje, że przekrój czynny na omawiany proces jest rzędu 10^{-45} cm². Jest to najmniejszy przekrój czynny zmierzony do tej pory w fizyce cząstek elementarnych. Po dokładnej analizie tła, które pochodzić może od promieniowania kosmicznego, neutronów, asymetrycznej konwersji kwantu γ lub też od odwrotnego procesu $\beta(\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+)$ autorzy podają rezultat

$$\sigma_{\bar{\nu}_e e^-} = (0,87 \pm 0,25) \sigma_{V-A} \quad \text{dla} \quad 1,5 < E_{\bar{\nu}_e} < 3,5 \text{ MeV},$$

$$\sigma_{\bar{\nu}_e e^-} = (1,7 \pm 0,44) \sigma_{V-A} \quad \text{dla} \quad 3 < E_{\bar{\nu}_e} < 4 \text{ MeV},$$

gdzie σ_{V-A} oznacza całkowity przekrój czynny na ten proces wynikający z konwencjonalnej teorii V-A.

Jak widać, otrzymany wynik nie wyklucza teorii V-A, jest także zgodny z modelem Weinberga-Salama, o ile $\sin^2\theta_w \approx 0,3$.

Rozpraszanie $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$ i $\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^-$ badano w CERN-ie w ciężkocieczowej komorze pęcherzykowej Gargamelle oraz przy pomocy zestawu komór iskrowych grupy Aachen-Padwa. W naświetlonej wiązce $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ Gargamelle poszukiwano pojedynczego toru elektronowego, przy czym dla wyeliminowania tła narzucono dodatkowo warunki:

$$\theta_{\text{lab}}^{e^-} < 5^\circ \quad \text{oraz} \quad 0,3 \text{ GeV} < E_{\text{lab}}^{e^-} < 3 \text{ GeV},$$

gdzie $\theta_{\text{lab}}^{e^-}$ oznacza kąt emisji elektronu w stosunku do kierunku wiązki neutrinowej.

Przy takich obcięciach znaleziono 3 przypadki rozpraszania $\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^-$, podczas gdy oczekiwana liczba przypadków tła (asymetryczna konwersja kwantu γ , oddziaływanie wywołane przez neutrino elektronowe) wynosi $0,44 \pm 0,13$. Prawdopodobieństwo tego, że wszystkie 3 zarejestrowane przypadki pochodzą z tła, wynosi około 0,01. Zaobserwowana liczba oddziaływań pozwala ocenić przekrój czynny na reakcję $\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^-$:

$$\sigma = 1,0_{-0,9}^{+2,1} \times 10^{-42} E_e \text{ cm}^2 \quad (E_e \text{ w GeV}).$$

Wartość ta zgadza się z przewidywaniami modelu Weinberga-Salama pod warunkiem, że $0,1 < \sin^2\theta_W < 0,4$.

Grupa Aachen-Padwa badała rozpraszanie neutrin mionowych na elektronach używając aluminiowych komór iskrowych. Selekcja przypadków była taka sama jak w Gargamelle, obniżono tylko dolną granicę energii elektronu do 200 MeV. Większa masa użytego detektora zapewnia większą liczbę zarejestrowanych oddziaływań, a mianowicie (w nawiasie podano oczekiwaną liczbę przypadków pochodzących z tła):

$$\begin{aligned} \nu_\mu + e &\rightarrow \nu_\mu + e & 25 \text{ przypadków (tło — } 11 \pm 1,7), \\ \bar{\nu}_\mu + e &\rightarrow \bar{\nu}_\mu + e & 19 \text{ przypadków (tło — } 2,9), \end{aligned}$$

co w przeliczeniu na przekroje czynne oznacza

$$\begin{aligned} \sigma_{\nu_\mu e} &= (2,4 \pm 1,2) \times 10^{-22} E_\nu \text{ cm}^2, \\ \sigma_{\bar{\nu}_\mu e} &= (5,4 \pm 1,7) \times 10^{-22} E_\nu \text{ cm}^2. \end{aligned}$$

Otrzymany przekrój czynny dla antyneutrin mionowych jest nieco większy niż rezultat z Gargamelle, stąd też większa wartość sinusa kąta Weinberga $\sin^2\theta_W = 0,58 \pm 0,09$. Źródłem rozbieżności obu wyników może być brak pola magnetycznego w eksperymencie licznikowym, co uniemożliwia określenie znaku cząstki uznanej za elektron. Stąd też wydaje się, że otrzymany przez grupę Aachen-Padwa przekrój czynny może być nieco zawyżony przez zaakceptowanie przypadków, w których znak ładunku „elektronu” uniemożliwia ich interpretację jako elastyczne rozpraszanie na elektronie. Efekt ten wpływa dużo słabiej na stosunek przekrojów czynnych neutrin i antyneutrin

$$R = \frac{\sigma_{\nu_\mu e}}{\sigma_{\bar{\nu}_\mu e}} = 0,44 \pm 0,26.$$

Taka wielkość tego stosunku ogranicza od dołu wartość sinusa kąta Weinberga: $\sin^2\theta_W > 0,32$. Wyklucza ona także sprzężenie typu $V-A$ dla prądów neutralnych, sprzężenie czysto wektorowe lub czysto aksjalne jest mało prawdopodobne (2,2 odchylenia standardowego). Przewidywana wartość R w przypadku sprzężenia $V-A$ wynosi 3, zaś sprzężenie V lub A oznacza, że prąd neutralny zachowuje parzystość i $R = 1$.

4. Elastyczne rozpraszanie neutrin na nukleonach

Spośród 4 możliwych procesów

$$\begin{aligned} \nu_\mu + p &\rightarrow \nu_\mu + p, \\ \bar{\nu}_\mu + p &\rightarrow \bar{\nu}_\mu + p, \\ \nu_\mu + n &\rightarrow \nu_\mu + n, \\ \bar{\nu}_\mu + n &\rightarrow \bar{\nu}_\mu + n, \end{aligned}$$

tylko dwa pierwsze można na razie badać doświadczalnie. Eksperymenty takie przeprowadzone były w Brookhaven przy pomocy zestawu ciekłych scyntylatorów i komór dryfowych (grupa Harvard-Pensylwania-Wisconsin (HPW)) oraz układu komór iskrowych przekładanych licznikami scyntylacyjnymi (grupa Columbia-Illinois-Rockefeller (CIR)). Obie grupy starały się znaleźć stosunek przekroju czynnego na oddziaływanie z prądem neutralnym do przekroju czynnego na proces, w którym neutrino zamienia się w mion.

Grupa HPW stosując obciążenie na kwadrat wymienianego czteropędu $0,3 < q^2 < 0,9$ w $(\text{GeV}/c)^2$ otrzymała rezultat

$$\frac{\sigma(\nu_{\mu}p \rightarrow \nu_{\mu}p)}{\sigma(\nu_{\mu}n \rightarrow \mu^{-}p)} = 0,17 \pm 0,05, \quad \frac{\sigma(\bar{\nu}_{\mu}p \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}p)}{\sigma(\bar{\nu}_{\mu}p \rightarrow \mu^{+}n)} = 0,2 \pm 0,1.$$

Korzystając ze znalezionej w tym samym eksperymencie stosunku

$$\frac{\sigma(\bar{\nu}_{\mu}p \rightarrow \mu^{+}n)}{\sigma(\nu_{\mu}n \rightarrow \mu^{-}p)} = 0,34,$$

można znaleźć stosunek przekrojów czynnych na rozpraszanie neutrin i antyneutrin

$$R = \frac{\sigma(\bar{\nu}_{\mu}p \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}p)}{\sigma(\nu_{\mu}p \rightarrow \nu_{\mu}p)} = 0,4 \pm 0,2.$$

Taka wartość tego stosunku wyklucza sprzężenie $V-A$, V lub A dla prądów neutralnych (przewidują one kolejno 3,1,1). Wynik ten zgodny jest natomiast z modelem Weinberga-Salama, o ile $\sin^2\theta_W = 0,3_{-0,10}^{+0,05}$; dopuszcza on także prawoskrętny prąd neutralny (sprzężenie $V+A$), który wymaga $R = \frac{1}{3}$.

Grupa CIR, stosując obciążenie na pęd oraz kąt emisji zarejestrowanego protonu ($p > 550 \text{ MeV}/c$, $\theta \geq 25^\circ$), otrzymała wynik

$$\frac{\sigma(\nu_{\mu}p \rightarrow \nu_{\mu}p)}{\sigma(\nu_{\mu}n \rightarrow \mu^{-}p)} = 0,23 \pm 0,09,$$

który w granicach błędu zgodny jest z rezultatem HPW. Zbyt duża domieszka neutrin mionowych w wiązce antyneutrinowej uniemożliwiła tej grupie otrzymanie analogicznego wyniku dla $\bar{\nu}_{\mu}$.

5. Prądy neutralne w procesach inkluzywnych

Badanie prądów neutralnych w reakcjach inkluzywnych, tzn. w procesach typu $\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) + N \rightarrow \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) + X$, gdzie X oznacza cokolwiek, jest trudniejsze niż analiza „zwykłych” oddziaływań neutrin. Za oddziaływanie zachodzące za pośrednictwem prądów neutralnych uważa się oddziaływanie, w którym nie zarejestrowano mionu w stanie końcowym. Fakt, że lepton w stanie końcowym (tj. neutrino) nie może być obserwowany, powoduje duże kłopoty z oceną tła, które pochodzi z 3 zasadniczych źródeł: 1) oddziaływania neutronów, 2) pro-

mieniowania kosmicznego, 3) głęboko nieelastycznego oddziaływania neutrin z niskoenergetycznym mionem w stanie końcowym, który nie może być odróżniony od hadronów.

Z doświadczenia można wyznaczyć wielkość

$$R_\nu = \frac{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu + X)}{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- + X')}$$

oraz analogicznie dla wiązki antyneutrin

$$R_{\bar{\nu}} = \frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \bar{\nu}_\mu + X)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \mu^+ + X')}$$

Stosunki te były wyznaczone w 3 doświadczeniach: w komorze Gargamelle oraz w 2 eksperymentach licznikowych wykonanych w Narodowym Laboratorium Fermiego (Caltech-Fermilab oraz Harvard-Pensylwania-Wisconsin-Fermilab). Grupa Caltech-Fermilab używała wielkiego kalorymetru złożonego z żelaznych płyt przekładanych licznikami scyntylacyjnymi i komorami iskrowymi. W przypadku zespołu HPWF tarczę stanowiło około 60 ton ciekłego

Tabela 4

Wyniki doświadczeń nad prądami neutralnymi w reakcjach inkluzywnych

Grupa	R_ν	$R_{\bar{\nu}}$	Średnia energia neutrin
Gargamelle	$0,28 \pm 0,04$	$0,39 \pm 0,06$	~ 2 GeV
HPWF	$0,29 \pm 0,04$	$0,39 \pm 0,10$	~ 53 GeV (dla neutrin) ~ 41 GeV (dla antyneutrin)
Caltech-Fermilab	$0,24 \pm 0,04$	$0,35 \pm 0,11$	~ 50 GeV

scyntylicatora. Wszystkie 3 grupy otrzymały zgodne rezultaty przedstawione w tabeli 4. Wyniki te są zgodne z modelem Weinberga-Salama, o ile $\sin^2\theta_W \approx 0,3$. Analiza rozkładów kątowych wyprodukowanych hadronów, możliwa do przeprowadzenia dla przypadków zarejestrowanych w Gargamelle, dostarcza niezależnego oszacowania

$$\sin^2\theta_W = 0,28 \pm 0,05 .$$

Wynika z niej ponadto, że prąd neutralny zawiera składowe prawo-i lewo-skrętne. Dane z Gargamelle oraz wyniki grupy Caltech-Fermilab wskazują zgodnie na to, że słabe prądy neutralne nie zachowują parzystości.

6. Podsumowanie

Dane doświadczalne zebrane w ciągu 4 lat od wykrycia słabych prądów neutralnych wskazują na to, że:

1. słabe prądy neutralne występują we wszystkich badanych typach od-

działań neutrin, tj. w rozpraszaniu elastycznym neutrin na elektronach i nukleonach oraz w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu na jądrach,

2. słaby prąd neutralny zawiera część prawoskrętną i lewoskrętną. Obie części występują jednak „w różnych proporcjach”, co powoduje w efekcie niezachowanie parzystości,

3. wszystkie dane doświadczalne są zgodne z modelem Weinberga-Salama i wyznaczają wartość jego parametru $\sin^2\theta_W \approx 0,3$.

Literatura

Zunifikowane teorie oddziaływań słabych i elektromagnetycznych, model Weinberga-Salama:

- [1] E. D. Commins, *Weak Interactions*, Mc Graw Hill, New York 1973.
- [2] L. M. Seghal, *Phenomonology of Neutrino Reactions*, ANL Report HEP-PR-75-45 (1975).
- [3] J. Iliopoulos, CERN 76-11 (1976).
- [4] S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D5**, 1412 (1972).
- [5] A. Salam, *Elementary Particle Theory*, Almqvist and Wiksell, Stockholm 1968, p. 367.
- [6] C. H. Llewellyn Smith, *An Introduction to Renormalizable Models of Weak Interactions and Their Experimental Consequences*, CERN TH-1710 (1973).
- [7] E. S. Abers, B. W. Lee, *Phys. Rep.* **9**, 1 (1974).
- [8] A. Szymacha, *Postępy Fizyki* **27**, 117 (1976).

Wektorowe teorie oddziaływań słabych:

- [9] A. de Rujula, G. Georgi, E. S. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 69 (1975); *Phys. Rev.* **D12**, 3589 (1975).
- [10] F. Wilczek, A. Zee, R. Kingsley, S. Treiman, *Phys. Rev.* **D12**, 2768 (1975).
- [11] H. Fritsch, M. Gell-Mann, P. Minkowski, *Phys. Lett.* **59B**, 256 (1975).

Przegląd danych doświadczalnych:

- [12] *Proceedings of XVIII Int. Conf. on High Energy Physics*, Tbilisi 1976, Dubna 1977, a w szczególności ref. S. S. Gershteina, H. Faissnera, P. Musseta.
- [13] J. Steinberger, *High Energy Neutrino Experiments*, wykład na CERN-owskiej szkole fizyki, Wépion, Belgia 1976.
- [14] B. Barish, *Neutrino Physics*, wykład na szkole fizyki teoretycznej w Les Houches, Francja 1976.
- [15] F. J. Hassert et al., *Phys. Lett.* **46B**, 138 (1973).

Olgiereł Dumbrajs

Institut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Zagadnienie odwrotne w fizyce jądra atomowego i cząstek elementarnych

Inverse Problem in Nuclear and Particle Physics

Abstract: Some of the most important inverse problems in particle and nuclear physics are discussed. The importance of stabilizing concepts („stabilizing levers”) when dealing with inverse problems is emphasized.

1. Wstęp

Zgodnie z terminologią wprowadzoną przez Tichonowa [1], zagadnieniami prostymi nazywamy te, które skierowane są zgodnie z następstwem przyczynowo-skutkowym, zaś odwrotnymi — te, w których mamy do czynienia z odwróceniem łańcucha zjawisk związanych zasadą przyczynowości.

Rozwiązać zagadnienie odwrotne — znaczy odwrócić równanie operatorowe

$$\text{SKUTEK} = \text{PRAWO (PRZYCZYNA)}, \quad (1)$$

aby znaleźć informację na wejściu (PRZYCZYNE) na podstawie samych tylko pomiarów na wyjściu (SKUTKÓW):

$$\text{PRZYCZYNA} = (\text{PRAWO})^{-1} (\text{SKUTEK}). \quad (2)$$

Operator PRAWO w równaniu (1) może być na przykład równaniem Schrödingera, PRZYCZYNA — potencjałem, a SKUTEK — układem przesunięć fazowych, natomiast równanie (2) może przedstawiać zagadnienie odwrotne polegające na znalezieniu kształtu potencjału ze zmierzonych amplitud rozpraszania. Znajdowanie położenia rezonansów (biegunów amplitudy rozpraszania w płaszczyźnie zespolonej energii) z wykresów Arganda i maksimów w prze-

kroju czynnym, lub odtwarzanie rozkładu ładunku w jądrach na podstawie pomiaru funkcji struktury — to inne przykłady zagadnienia odwrotnego. W tym wypadku operator PRAWO z zagadnienia prostego daje ograniczenie pewnej funkcji holomorficznej $f(z)$ do jej wartości $f(t)$ wzdłuż pewnego jednowymiarowego kontinuum $\Gamma (t \in \Gamma)$; natomiast operator odwrotny (PRAWO)⁻¹ wiąże się z przedłużeniem analitycznym z Γ na całą płaszczyznę zespoloną.

Przypuśćmy, że znamy pewną informację wejściową o amplitudzie rozpraszania; na wstępie musimy odpowiedzieć na pytania czy istnieje potencjał (lub efektywny hamiltonian), który generuje te dane rozproszeniowe, oraz czy ten potencjał jest jednoznaczny, czy też nie. Zagadnienia istnienia i jednoznaczności badano szczegółowo dla różnych rodzajów informacji wejściowej. Ale to jeszcze nie wystarczy. Problem matematyczny, który ma odpowiadać fizycznej rzeczywistości, musi spełniać następujące podstawowe warunki:

- 1) musi istnieć rozwiązanie,
- 2) rozwiązanie to musi być jednoznaczne,
- 3) powinno ono zależeć w sposób ciągły od danych wejściowych (warunek stabilności).

Trzeci warunek jest konieczny, jeśli opis matematyczny ma przedstawiać zjawiska obserwowane w przyrodzie. Przyroda nie daje nam danych „doskonałych”; już sam proces ich pomiaru wprowadza pewne błędy.

Można podać przykłady problemów, dla których dwa pierwsze warunki są spełnione, trzeci zaś nie jest. Innymi słowy, jeśli nawet operator (PRAWO)⁻¹ istnieje i jest jednoznaczny, równanie odwrotne (2) nie ma znaczenia fizycznego, o ile nie upewnimy się, że operator (PRAWO)⁻¹ jest również ciągły, tzn. stabilny względem małych niepewności pomiarów SKUTKU. Nie jest to bynajmniej problem akademicki, gdyż ciągłość (stabilność) operatora fizycznego PRAWO nie gwarantuje wcale stabilności zagadnienia odwrotnego. Takie problemy Hadamard [2] nazwał źle lub niewłaściwie postawionymi. Tichonow twierdzi, że w wielu przypadkach zagadnienia odwrotne mają tę cechę. Określenia „źle postawiony” nie należy rozumieć zbyt dosłownie, choć te problemy, w przeciwieństwie do „właściwie postawionych”, wymagają niezwykle poprawnego sformułowania, więc czasem okazuje się, że naprawdę zostały źle postawione.

Znanym przykładem niestabilnego zagadnienia (2) w fizyce jest wspomniane już wyżej odtwarzanie potencjału z faz rozpraszania w oparciu o odwrotne równanie Schrödingera. Oczywiście, jeśli znamy potencjał (PRZYCZYNE), wyznaczanie przesunięć fazowych z równania Schrödingera jest procesem bardzo stabilnym, ale, jak się okazuje, im bardziej stabilne jest równanie (1), tym gorsza jest stabilność równania odwrotnego (2).

Przywrócenie stabilności staje się więc sprawą zasadniczą. Robi się to zwykle przez nałożenie na dopuszczalne rozwiązania pewnych jakościowych ograniczeń a priori. Ograniczenia te muszą pochodzić ze źródeł zewnętrznych w stosunku do danych wejściowych. Z tego punktu widzenia źle postawione problemy możemy uważać za niedookreślone. Różne metody pokonywania tej

trudności, np. regularyzacja rozwiązań niewłaściwie postawionego problemu, lub zastosowanie więzów stabilizujących (będzie o nich mowa w dalszej części artykułu), różnią się (w sposób jawny lub nie) postacią użytej informacji a priori.

Obszerny spis źle postawionych problemów w całej fizyce podał Nedelkow [3]. W tym zaś przeglądzie rozważymy szczegółowo tylko najważniejsze zagadnienia odwrotne w fizyce jądra atomowego i cząstek elementarnych. Należą do nich:

- 1) wyznaczanie amplitudy rozpraszania w oparciu o dane rozproszeniowe (analiza fazowa),
- 2) szukanie potencjału na podstawie znajomości przybliżonej amplitudy rozpraszania,
- 3) odtwarzanie funkcji struktury cząstek w obszarze czasopodobnym i wyznaczanie rozkładu ładunku jąder w oparciu o dane z rozpraszania elastycznego elektronów.

2. Wyznaczanie amplitudy rozpraszania ze zmierzonych przekrojów czynnych (analiza fazowa)

Analiza fazowa danych rozproszeniowych w fizyce wysokich energii wniosła bardzo istotny wkład do naszego obrazu hadronów i ich silnych oddziaływań. W szczególności dokładne widmo stanów hadronowych i ich względne szybkości rozpadu, które zgadzają się tak dobrze z przewidywaniami modelu kwarków, uzyskano w dużym stopniu z analizy fazowej. Z analizy fazowej korzysta się również w innych gałęziach fizyki jądrowej¹.

Przez analizę fazową rozumiemy na ogół proces otrzymywania amplitudy rozpraszania z przekrojów czynnych². Celem tego rozdziału jest przedstawienie procesu analizy fazowej jako zagadnienia odwrotnego procesu rozpraszania³.

Wiele uwagi poświęcono warunkom istnienia unitarnej amplitudy dla danego przekroju czynnego. Problem istnienia nie ma znaczenia praktycznego, bo wiemy przecież i tak, że dane pochodzą z amplitudy unitarnej, ale jest ciekawy z matematycznego punktu widzenia. Nie będziemy się jednak nim tu zajmować (polecamy czytelnikom pracę przeglądową [6] i cytowaną w niej literaturę). Natomiast problem jednoznaczności ma wielkie znaczenie praktyczne; zakładamy bowiem, że w wyniku analizy fazowej otrzymujemy amplitudę procesu, co może nie być prawdą, jeśli zagadnienie ma alternatywne rozwiązania. Problem stabilności jest tu również bardzo ważny, bo z doświadczenia otrzymujemy przekroje czynne z błędami.

¹ Zestawienie wyników tej analizy i potwierdzonych przez nie idei teoretycznych można znaleźć np. w pracy przeglądowej [4].

² Jeśli mamy do czynienia z cząstkami o niezerowym spinie, do analizy fazowej niezbędne jest wykorzystanie nie tylko przekrojów czynnych, ale także danych polaryzacyjnych.

³ Dokładny przegląd niepewności i niejednoznaczności analizy fazowej podany jest w pracach [5, 6].

Zajmijmy się na wstępie problemem jednoznaczności.

Rozwijamy zwykle amplitudę rozpraszania na fale cząstkowe odpowiadające określonemu momentowi pędu l :

$$f = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l(E) P_l(z); \quad (3)$$

amplitudy cząstkowe f_l są funkcjami energii w układzie środka masy E , a zależność od kąta rozpraszania θ zawarta jest w wielomianach Legendre'a $P_l(z)$ ($z \equiv \cos \theta$).

Wymiana w procesie rozpraszania najbliższej cząstki o masie μ daje wkład do potencjału Yukawy postaci

$$V(r) \sim \frac{e^{-\mu r}}{r}. \quad (4)$$

Układy, których wymiana daje wkład do procesu rozpraszania, pojawiają się jako osobliwości amplitudy rozpraszania w płaszczyźnie zespolonego z dla jego niefizycznych wartości:

$$z = 1 + \frac{t_0}{2k^2}, \quad (5)$$

gdzie k jest pędem w układzie środka masy, a $t_0 = \mu^2$. Wymiana pojedynczej cząstki daje biegun, natomiast wymiana układu kilku cząstek, który może mieć ciągle widmo mas, generuje cięcie; stanowi to istotę hipotezy analityczności amplitudy rozpraszania w płaszczyźnie $\cos \theta$. Hipoteza ta jest ściśle związana z krótkozasięgowym charakterem silnych oddziaływań. Jak zobaczymy za chwilę, mogłaby być potężnym narzędziem teoretycznym w analizie fazowej, gdybyśmy dysponowali doskonałymi danymi doświadczalnymi.

Drugiego ważnego ograniczenia teoretycznego dostarcza unitarność, wyrażająca zachowanie prawdopodobieństwa. W rozpraszaniu elastycznym poniżej progu na procesy nieelastyczne ograniczenie to jest bardzo silne i wynika z niego, że

$$f_l = \frac{\exp(i\delta_l) \sin \delta_l}{k} = \frac{\exp(2i\delta_l) - 1}{2ik}, \quad (6)$$

tak, że dla każdej fali cząstkowej zespolona amplituda f_l jest w gruncie rzeczy wyznaczona przez jedną liczbę rzeczywistą δ_l .

W obszarze nieelastycznym unitarność działa znacznie słabiej, sprowadzając się do warunku

$$f_l = \frac{h_l \exp(2i\delta_l) - 1}{2ik}, \quad 0 \leq \eta_l \leq 1; \quad (7)$$

dla każdej fali cząstkowej mamy tu dwa rzeczywiste parametry, a jedynym ograniczeniem jest nierówność, którą spełnia η_l .

Główne cechy analizy fazowej poniżej progu na procesy nieelastyczne można podsumować w następujący sposób (patrz np. praca przeglądowa [6]). Niejednoznaczność zagadnienia ma charakter dyskretny, tzn. ma ono co najwyżej skończoną liczbę rozwiązań. Pojawia się również tzw. trywialna niejednoznaczność: $\tilde{f}(z) = -f^*(z)$, która odpowiada zmianie znaku wszystkich przesunięć fazowych. Istnieje ponadto pewien obszar w pobliżu progu, gdzie sytuacja jest jednoznaczna.

Wyniki te uzyskano w oparciu o warunek unitarności; nie wątpimy, że dodatkowa informacja o charakterze dynamicznym może, za pośrednictwem hipotezy analityczności, pomóc przy wyborze z wielu dyskretnych możliwości rozwiązania dającego prawdziwą amplitudę rozpraszania.

Gdy wkraczamy w obszar energii, gdzie zachodzą również procesy nieelastyczne, charakter niejednoznaczności zmienia się całkowicie. Jest oczywiste, że warunek unitarności dopuszcza istnienie kontinuum rozwiązań dla każdego układu „doskonałych” danych doświadczalnych.

Gdyby udało się wykonać komplet pomiarów dla wszystkich sprzężonych kanałów nieelastycznych, związek dany przez unitarność stałby się znowu równością, z jednym tylko rzeczywistym parametrem dla każdej fali cząstkowej dla każdego procesu, i sytuacja przypominałaby przypadek elastyczny. Ale, poza reakcjami wymiany ładunku, nie jest możliwe w praktyce wykonanie pomiarów dla wszystkich procesów sprzężonych, gdyż dostępne są tylko tarcze protonowe. W momencie, gdy otwierają się kanały trzycząstkowe, takie rozszerzenie argumentów słusznych dla przypadku elastycznego staje się już z samej zasady niemożliwe. Fakt, że unitarność daje jedynie ograniczenie w postaci nierówności, prowadzi do zbioru rozwiązań mocy kontinuum (ciągła niejednoznaczność).

Przyjrzyjmy się teraz możliwościom usunięcia niejednoznaczności właściwej obszarowi nieelastycznemu przez wprowadzenie obszerniejszej początkowej informacji teoretycznej.

Zauważmy na wstępie, że istnieje w praktyce wiele niepewnych sposobów znajdowania jednoznacznego rozwiązania. Na przykład użycie z konieczności zbyt silnie ograniczonej parametryzacji lub obcięcie szeregu (3) w pewnym $l = L$, pozwala otrzymać „jednoznaczne rozwiązanie”, które nie będzie miało jednak nic wspólnego z prawdziwą amplitudą.

Godnej zaufania drogi prowadzącej do jednoznaczności należy szukać wykorzystując hipotezę analityczności amplitudy rozpraszania. Jednakże to podejście już na wstępie napotyka na przeszkodę, jaką jest problem stabilności⁴.

⁴ Przypominamy, że źródłem naszej wiary w analityczność amplitudy rozpraszania jako funkcji energii lub przekazu pędu, są pewne ścisłe dowody wiążące tę cechę z prawdziwością zasady przyczynowości nawet na bardzo małych odległościach, lub z krótkozasięgowym charakterem silnych oddziaływań. Już w latach pięćdziesiątych fizycy przyjęli z radością zastosowanie analityczności, uważając ją za idealny, dokładny środek przekazu informacji z obszarów (w płaszczyźnie zespolonej energii lub przekazu pędu) o gęstej informacji teoretycznej lub doświadczalnej do obszarów trudniej dostępnych. Entuzjazm ten opierał się na słynnym twier-

Analiza fazowa przy ustalonej energii związana jest z zachowaniem amplitudy jako funkcji kosinusa kąta rozpraszania. Ogólna struktura analityczna amplitudy w funkcji zmiennej zespolonej z , łącznie z położeniem osobliwości, jest dobrze znana; informacja o niej pochodzi z pewnych ogólnych założeń i obliczeń teoretycznych (równanie (5)). Natomiast siłę osobliwości można obliczyć tylko z modeli dynamicznych, a te nie są na ogół wiarygodne. Najwięcej wiemy o biegunach, gdyż pochodzą one z wymiany pojedynczych cząstek; z natury cięć rozumiemy cokolwiek tylko na odcinkach bliskich progu, gdzie wkład daje mała liczba cząstek.

Oczywiście sama znajomość położenia osobliwości nie usuwa ciąglej niejednoznaczności. Jeśli jednak znamy „siłę” pewnego odcinka cięcia, otrzymamy jednoznaczne rozwiązanie. W praktyce wynik ten niestety niewiele nam daje, gdyż bardzo małe błędy na wejściu rosną wykładniczo przy ekstrapolacji (świadczą o tym przykłady przytoczone w pozycji [6]). Właśnie o tym mówiliśmy we wstępie: operator odwrotny (PRAWO)⁻¹, który sprowadza się do przedłużenia analitycznego z pewnego kontinuum na całą płaszczyznę zespoloną, jest, jak wiemy, jednoznaczny, ale wysoce niestabilny. Bardziej szczegółowy komentarz podajemy w Uzupełnieniu.

Z oszacowań wynika [6], że jeśli chcemy użyć ograniczeń danych przez analityczność w celu usunięcia niejednoznaczności amplitud na drodze przedłużania analitycznego informacji liczbowej, bez wprowadzenia założeń modelowych, potrzebna jest wówczas znajomość danych doświadczalnych z absurdalną wprost dokładnością.

Spróbujmy następnie rozważyć analityczność amplitudy rozpraszania w płaszczyźnie energii.

Najprościej jest zażądać, by amplituda była gładką funkcją energii. Ale to nie wystarczy, by otrzymać jednoznaczne rozwiązanie. Jak już wspominaliśmy, przy każdej energii niejednoznaczność przesunięć fazowych dopuszcza istnienie kontinuum amplitud dla danego przekroju czynnego; prawdziwa amplituda stanowi, w każdej energii, punkt na takiej „wyspie niejednoznaczności”. Ten prawdziwy punkt porusza się oczywiście w sposób gładki przy zmianie energii. Jasne jest jednak, że istnieje nieskończona liczba innych gładkich dróg, leżących całkowicie w obrębie wysp niejednoznaczności, które różnią się, każda na swój sposób, od drogi wyznaczonej przez prawdziwą amplitudę.

Ściśle związana z wygładzaniem w energii jest ciągłość położenia zer. Skoro wierzymy, że amplituda jest analityczna zarówno w zmiennej z , jak i w energii, to położenie zera w płaszczyźnie zespolonego z powinno zmieniać się w sposób gładki ze zmianą energii. Zatem amplitudę otrzymaną z przesunięć fazowych w pewnej energii można by związać z amplitudą w sąsiedniej energii żądając,

dzeniu dotyczącym jednoznaczności funkcji analitycznej, która pokrywa się z danymi na dowolnie małym kontinuum. Następstwem tego twierdzenia była ogromna liczba prac, które niestety przeoczyły drastyczną niestabilność tej metody przedłużania. Należy zdać sobie sprawę z faktu, że sama tylko analityczność nie ma żadnej mocy przewidywania, i jeśli cokolwiek było lub będzie przez nią przewidziane, to tylko dzięki pewnej dodatkowej stabilizującej informacji.

by położenia zer zmieniły się tylko trochę. Ale ponieważ w praktyce procedura ta pomija fakt, że prawdziwa niejednoznaczność jest ciągła, ma więc ona większe zastosowanie w sztucznym przypadku przedstawiania amplitud w postaci wielomianów, niż w rzeczywistej sytuacji. Zatem gładkość nie jest warunkiem wystarczającym; żeby uzyskać więcej, musimy nałożyć silniejsze ograniczenia. W praktyce stosuje się trzy metody.

1) Metoda najkrótszej drogi

Jak sama nazwa sugeruje, podejście to polega na poszukiwaniu ciągu amplitud, który przebiega najkrótszą drogą w przestrzeni wyznaczonej przez części rzeczywiste i urojone wszystkich amplitud cząstkowych. Długość takiej drogi definiuje się, jako

$$P = \min_{j_{n+1}, j_n} \sum_n \sum_{l=0}^L |f_l(E_{n+1}, j_{n+1}) - f_l(E_n, j_n)|^2, \quad (8)$$

gdzie $f_l(E_n, j_n)$ jest j -tym możliwym rozwiązaniem przy określonej energii E_n .

W sytuacji, gdy mamy do czynienia z układem dyskretnym niezbyt wielu dyskretnych rozwiązań dla każdej energii, jest to rozsądna metoda zapewnienia ciągłości w energii. Ale jeśli dostrzemy, że ten układ dyskretny jest przypadkowym wynikiem ostrego obcięcia w $l = L$, które jest statystycznie dopuszczalne ze względu na skończone błędy danych, wówczas założenie, że przyroda zawsze wybiera najkrótszą drogę, wydaje się zbyt daleko idące. W istocie taka najkrótsza droga istnieje i wyznacza jednoznaczne rozwiązanie, ale nie mamy powodu przypuszczać, że to rozwiązanie ma coś wspólnego z prawdziwą amplitudą.

2) Parametryzacja za pomocą jawnie analitycznych funkcji energii

Podejście to polega na założeniu pewnej struktury analitycznej amplitudy jako funkcji energii. Najprostszą możliwością jest przyjęcie, zazwyczaj dla amplitud cząstkowych, konkretnej postaci funkcyjnej z pewną liczbą swobodnych parametrów i jakąś oczywistą interpretacją fizyczną. Obecnie jednak panuje moda na parametryzowanie amplitud cząstkowych za pomocą funkcji, które nie mają interpretacji fizycznej. Można na przykład rozwijać przesunięcia fazowe $\delta_l(E)$ i parametry nieelastyczności $\eta_l(E)$ na wielomiany w energii. Jesteśmy zdania, że konkretne parametryzacje zyskałyby wiele uwzględniając rozsądne założenia dynamiczne zamiast korzystania z przyjętych ad hoc postaci matematycznych. Staje się to oczywiste, gdy zdamy sobie sprawę, że ciągłą niejednoznaczność można usunąć tylko w ramach szczegółowego modelu.

3) Parametryzacje przy użyciu związków dyspersyjnych

Wspomnijmy na koniec o całej klasie procedur wygładzających opartych na narzuceniu analityczności w energii lub przekazie pędu przez zastosowanie różnego rodzaju związków dyspersyjnych. Nie używa się jednak związku dysper-

syjnego do usunięcia ciągłej niejednoznaczności, gdyż w każdym wypadku uzyskaliśmy już konkretny wynik za pomocą analizy fazowej. Związek dyspersyjny stanowi więc już tylko test zgodności wyników.

Pokazaliśmy, że o ile w obszarze elastycznym analiza fazowa jest procedurą dobrze określoną i wiarygodną, która pozwala na uzyskanie z danych doświadczalnych amplitudy rozpraszania z co najwyżej kilkoma innymi możliwościami, o tyle dla procesów nieelastycznych nie została ona uzasadniona w sposób przekonujący. Z rachunków numerycznych wynika, że niepewności w wyznaczeniu amplitudy wywołane ciągłą niejednoznacznością są poważne, choć mniej drastyczne w ważnym praktycznie przypadku rozpraszania pionów na nukleonach niż gdzie indziej.

Wspaniałe spójny obraz widma stanów barionowych, który powstał w ciągu ostatnich dziesięciu lat w oparciu o analizę fazową, jest dla nas nadal zaskoczeniem ze względu na problem ciągłej niejednoznaczności. Fakt ten potwierdza podana przed chwilą obserwacja numeryczna, że wpływ kontinuum rozwiązań nie jest groźny w zbadanych dotychczas procesach i obszarach energii. Nie ulega jednak wątpliwości, że z bardziej szczegółowym badaniem słabych rezonansów, stanów potomnych i subtelniejszych cech amplitudy rozpraszania powinniśmy poczekać na procedurę bardziej wiarygodną od wszystkich dotychczas stosowanych.

3. Szukanie potencjału na podstawie znajomości przybliżonej amplitudy rozpraszania

Intensywne badania strony matematycznej tego zagadnienia odwrotnego w teorii rozpraszania doprowadziły do owocnych wyników (patrz np. [7]). Z drugiej strony jednak nie osiągnięto dotychczas widocznego sukcesu, z punktu widzenia fenomenologii, w zastosowaniu procedur odwracania. Można wręcz podejrzewać istnienie pewnego rodzaju nieodwracalności, nie pozwalającej na powrót od doświadczalnych danych rozproszeniowych, z konieczności obarczonych błędami, do efektywnego hamiltonianu, który te dane wygenerował. Tak na przykład dla podstawowego procesu, jakim jest rozpraszanie nukleon-nukleon, istnieje bardzo wiele różnych potencjałów opisujących równie dobrze te same dane doświadczalne.

Pokażemy tu przykład trudności, które napotykamy przy rozwiązywaniu numerycznym zagadnienia odwrotnego, gdy bierzemy pod uwagę szum danych.

Rozważa się w zasadzie dwa różne typy informacji wejściowej:

- 1) znajomość jednego przesunięcia fazowego przy wszystkich energiach,
- 2) znajomość wszystkich przesunięć fazowych (lub amplitudy rozpraszania) przy ustalonej energii.

Omówimy tylko drugi przypadek, gdyż jest on bardziej realny z fizycznego punktu widzenia. Problem ten usiłowano rozwiązać różnymi metodami. Zatrzymamy się tu jedynie na metodzie Martina-Targonskiego [8]⁵.

⁵ Inne problemy i metody omawia np. pozycja [9].

W metodzie tej zakłada się, że amplituda rozpraszania pochodzi z superpozycji potencjałów Yukawy, czyli potencjałów postaci

$$V(r) = \int_{\mu}^{+\infty} C(a) \frac{\exp(-ar)}{r} da, \quad (9)$$

gdzie całka $\int |C(a)| da$ jest skończona oraz $\mu > 0$.

Rozważmy teraz amplitudę rozpraszania $F(t)$ w płaszczyźnie zespolonego kwadratu przekazu czteropędu $t(t = -2k^2(1 - \cos \theta))$; obszar fizyczny $F(t)$ wyznacza nierówność $-4k^2 \leq t \leq 0$. Jeśli $V(r)$ należy do klasy zdefiniowanej w (9), wówczas $F(t)$ jest regularna w całej płaszczyźnie zespolonego t , z wyjątkiem cięcia wzdłuż osi rzeczywistej biegnącego od $t = \mu^2$ do $+\infty$ [8].

Procedura odwracania składa się z dwóch kroków: uzyskania skoku amplitudy rozpraszania na cięciu przez ekstrapolację wartości $F(t)$ z obszaru fizycznego, oraz rekonstrukcji potencjału w oparciu o skok na cięciu. Jednoznaczność odtworzonego potencjału gwarantuje nam, w zasadzie, twierdzenie o jednoznaczności przedłużenia analitycznego.

Skok na cięciu związany jest z $F(t)$ przez następujące równanie całkowe:

$$F(t) = \int_{\mu^2}^{+\infty} \frac{\text{Im} F(t') dt'}{t' - t}, \quad -4k^2 \leq t \leq 0. \quad (10)$$

Zatem pierwszy etap rekonstrukcji polega na przedłużeniu $F(t)$ z obszaru fizycznego ku cięciu w płaszczyźnie zespolonego t . Jak pokazano w Uzupełnieniu, taka procedura zespolonego przedłużenia analitycznego (przedłużenie typu $I \rightarrow B$) jest niestabilna względem zaburzeń wywołanych szumem danych doświadczalnych, tzn. rozwiązania nie zależą w sposób ciągły od danych. Ową ciągłą zależność uzyskać można tylko wtedy, gdy nałożymy odpowiednie a priori więzy stabilizujące, np. ograniczymy pierwszą pochodną rozwiązania (patrz Uzupełnienie). Niemniej jednak ta przywrócona ciągłość jest nadal bardzo słaba, typu logarytmicznego (równanie (U9)). Możemy więc wyciągnąć wniosek, że nie należy stosować opisanej procedury odwracania, gdyż ciągłość logarytmiczna praktycznie uniemożliwia obliczenie numeryczne rozwiązań. Niestety, do podobnych wniosków prowadzą również inne metody odwracania [9] w rozpraszaniu potencjalnym.

4. Wyznaczanie rozkładu ładunku w jądrach i odtwarzanie funkcji struktury cząstek w obszarze czasopodobnym w oparciu o dane z rozpraszania elastycznego elektronów

Wyznaczanie struktury elektromagnetycznej cząstek elementarnych i jąder jest jednym z podstawowych problemów fizyki jądra i cząstek elementarnych. Strukturę tę opisuje funkcja struktury G , która pojawia się w wyrażeniu na róż-

niczkowy przekrój czynny elastycznego rozpraszania na cząstkach i jądrach:

$$\sigma(\theta) = \sigma_{\text{Mott}}(\theta) |G(q)|^2, \quad (11)$$

gdzie przekrój czynny Motta

$$\sigma_{\text{Mott}}(\theta) = \left(\frac{Ze^2}{2E}\right)^2 \frac{\cos^2(\theta/2)}{\sin^4(\theta/2)[1+(2E/M)\sin^2(\theta/2)]} \quad (12)$$

opisuje rozpraszanie elektronów o energii E na punktowej tarczy o masie M . Funkcja struktury $G(q)$ związana jest w następujący sposób z rozkładem gęstości ładunku $\rho(r)$:

$$G(q) = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty \rho(r) \sin(qr) r dr, \quad (13)$$

gdzie

$$q = 2E \sin(\theta/2) [1 + 2E/M \sin^2(\theta/2)]^{-1/2} \quad (14)$$

jest przekazem pędu, θ — kąt rozpraszania elektronu w układzie laboratoryjnym.

Jaką informację o $\rho(r)$ można uzyskać z wartości doświadczalnych funkcji struktury $G(q)$? Z matematycznego punktu widzenia okazuje się niestety, że nie możemy się o $G(q)$ niczego dowiedzieć.

Mamy tu ponownie do czynienia z zagadnieniem odwrotnym; co gorsza, należy ono do źle postawionych. Nie możemy przecież wyznaczyć funkcji podcałkowej na podstawie wartości całki, których dokładnie nie znamy. „Prawdziwa” funkcja istnieje i jest jednoznacznie określona jako transformata Fouriera ściślejszej funkcji struktury $G(q)$:

$$\rho(r) = \frac{1}{2\pi^2 r} \int_0^\infty G(q) \sin(qr) q dq. \quad (15)$$

Nie jesteśmy jednak w stanie wyznaczyć doświadczalnie dokładnych wartości $G(q)$.

W powyższej sytuacji trzeci z podanych we Wstępie warunków koniecznych, by problem matematyczny odpowiadał rzeczywistości fizycznej, nie jest spełniony. Mamy tu na myśli warunek stabilności. Spróbujmy odpowiedzieć na pytanie, jak przywrócić stabilność.

W fizyce jądrowej postępuje się zwykle w sposób następujący. Wybieramy rozsądny model dla $\rho(r)$ i obliczamy ze związku (13) funkcję struktury $G(q)$; następnie korzystając z zależności (11) uzyskujemy jawne wyrażenie, które dopasowujemy do danych doświadczalnych. Procedura ta pozwala wyznaczyć wartość parametrów wybranego uprzednio modelu rozkładu gęstości ładunku. W tym podejściu stabilność jest całkowita, gdyż dopuszczamy istnienie tylko jednej PRZYCZYNY (wybrana postać analityczna $\rho(r)$ w (2)), ale wynik jest silnie zależny od modelu. Inny sposób odzyskania stabilności, również używany

w fizyce jądrowej, polega na rozwijaniu gęstości ładunku w pewien szereg, na którego współczynniki nakłada się pewne ograniczenia a priori (więzy stabilizujące). Traci się tu wprawdzie bezpośrednią interpretację fizyczną kształtu $\rho(r)$, ale metoda jest bardziej obiektywna: zbiór dopuszczalnych PRZYCZYŃ jest większy⁶.

Zauważono ostatnio [11, 12], że w powyższym schemacie funkcja struktury stanowi jedynie formalny etap pośredni w procesie wyznaczania rozkładu gęstości ładunku. Argumentowano, że ignorując w tym podejściu pojęcie analityczności funkcji struktury traci się informację, którą można by wprowadzić jako więzy stabilizujące w procesie wyznaczania $\rho(r)$. Zakłada się przecież zwykle, że funkcja struktury $G(t)$ jest analityczną funkcją zmiennej t (kwadratu przekazu czteropędu, $t_0 = -q^2$) w całej płaszczyźnie zespolonego t z wyjątkiem cięcia biegnącego od progu t do $+\infty$. Obszar fizyczny w eksperymentach z rozpraszaniem elektronów odpowiada t rzeczywistemu i ujemnemu (obszar przestrzennopodobny). Pokazano [11], że już sama informacja o istnieniu cięcia może grać rolę więzów stabilizujących przy wyznaczaniu $\rho(r)$. Zaproponowano w tym podejściu pewne optymalnie zbieżne rozwinięcie funkcji struktury w obszarze dostępnym pomiarom. Po dopasowaniu współczynników tego rozwinięcia do danych doświadczalnych, używa się go w całym przedziale $q(0 \leq q < \infty)$, wykonując ekstrapolację typu $I \rightarrow I$ (patrz Uzupełnienie). Następnie oblicza się całkę (15), otrzymując w ten sposób $\rho(r)$. W zasadzie jest to przykład niemodelowej procedury wyznaczania $\rho(r)$. Opiera się ona na wykorzystaniu ogólnych właściwości analityczności funkcji struktury. Jednakże i w tym podejściu pojawiają się pewne nierozwiązane problemy dotyczące stabilności.

Podamy również przykład [12] procedury stabilnej, lecz opartej na modelu, wykorzystującej analityczność funkcji struktury przy wyznaczaniu $\rho(r)$. Do opisu funkcji struktury w obszarze czasopodobnym użyto tu konkretnego modelu (model biegunowy z zachowaniem asymptotycznym określonym przez liczbę kwarków w tarczy). Po obliczeniu związku dyspersyjnego typu (10) (przedłużenie $B \rightarrow I$, patrz Uzupełnienie) otrzymuje się jawną postać dla $G(t)$ w obszarze przestrzennopodobnym. Po dopasowaniu jej do danych doświadczalnych dostaje się rozkład ładunku z równania (15).

W fizyce cząstek elementarnych nie interesuje nas $\rho(r)$, natomiast bardzo często stawiamy sobie pytanie, czego możemy się dowiedzieć o funkcji struktury w obszarze czasopodobnym (t rzeczywiste i dodatnie) w oparciu o dane doświadczalne z elastycznego rozpraszania elektronów. Gdy np. wyznaczamy z doświadczenia funkcję struktury protonu, odpowiedź na to pytanie jest bardzo istotna przy badaniu rezonansów i ich stałych sprzężenia do układu nukleon-antynukleon. Pamiętając, że z analityczności funkcji struktury wynika słuszność związku dyspersyjnego typu (10), dochodzimy do wniosku, że powyższy problem jest znów związany z przedłużeniem analitycznym typu $I \rightarrow B$ (patrz Uzupełnienie), z którym spotkaliśmy się już w poprzednim rozdziale. Zatem

⁶ Szczegółowy opis obydwu podejść z wieloma przykładami znajdzie czytelnik w wykładzie Kima [10].

odpowieź na zadane pytanie jest już znana: ściśle mówiąc, nie możemy się z doświadczenia dowiedzieć niczego, nie można bowiem oszacować błędów ekstrapolowanych wartości funkcji struktury bez nakładania pewnych ograniczeń a priori (więzów stabilizujących) na pochodne funkcji struktury na cięciu (wzór (U9)).

Mimo to podejmowano wielokrotnie próby oszacowania funkcji struktury (głównie dla protonu) w obszarze czasopodobnym na podstawie danych z rozpraszania elastycznego elektronów. Podejścia, które w tym celu stosowano, można podzielić na dwie klasy:

- 1) różne metody ekstrapolacji nie zakładające żadnych konkretnych modeli funkcji struktury na cięciu (najświeższą próbę [13] tego rodzaju przeprowadził autor),
- 2) ekstrapolacja przy pomocy konkretnego modelu (najczęściej modelu biegunowego) funkcji struktury na cięciu ⁷.

W pierwszym wypadku ignoruje się w gruncie rzeczy problem stabilności ekstrapolacji. Natomiast w drugim podejściu ekstrapolacja jest z definicji stabilna (dopuszczalny zbiór PRZYCZYN zawiera tylko jedną funkcję analityczną!), ale wynik jest silnie zależny od przyjętego modelu.

5. Wnioski

Przedstawiliśmy niektóre z najważniejszych przykładów zagadnienia odwrotnego w fizyce jądra i cząstek elementarnych, które stanowią, jak powiadają matematycy, niewłaściwie postawione problemy ⁸. Omówiono również warunki niezbędne do stabilizacji tych zagadnień. Sens procedury stabilizacji polega na tym, by operator (PRAWO)⁻¹ uczynić ciągłym. Można to zrobić, jeśli ograniczymy poszukiwanie rozwiązań zagadnienia odwrotnego, tzn. dopuszczalnych PRZYCZYN, do zbioru zwartego ⁹.

Istnieje wiele różnych dróg, na których można taki zbiór zwarty otrzymać. Sposoby wiarygodne opierają się na informacji teoretycznej, której jesteśmy pewni (analityczność, unitarność, dodatnia określoność czy granica Froissarta); sposoby mniej uzasadnione polegają np. na wprowadzeniu mniej lub bardziej dowolnych parametryzacji. Ale oczywiście najlepiej byłoby znaleźć takie wielkości fizyczne, których bezpośredni pomiar doświadczalny dawałby żądane więzy stabilizujące.

Niezależnie od swej natury, ta dodatkowa informacja, która ogranicza dopuszczalne rozwiązania do zbioru zwartego, działa jak więzy stabilizujące, gdyż

⁷ Szczegółowy przegląd różnych możliwości można znaleźć w artykule [14].

⁸ Inne przykłady można znaleźć w teorii macierzy S , szczególnie przy przedłużaniu amplitudy rozpraszania w celu obliczenia stałych sprzężenia, przekrojów czynnych dla cząstek nietrwałych, przy znajdowaniu położenia zer amplitud itp. Szczegółowy opis postępowania w tych wypadkach znaleźć można w pracach przeglądowych [15-18].

⁹ Mówimy, że zbiór jest zwarty, jeśli z każdego ciągu utworzonego z elementów tego zbioru można wybrać podciąg zbieżny również do elementu tego zbioru.

kontroluje ona wejście w obszar przewidywań teoretycznych leżący poza zasięgiem dzisiejszych doświadczeń. Zgodnie z oczekiwaniami, gdy więzy te są słabe, zbiór zwarty dopuszczalnych rozwiązań jest duży i możemy zrobić niewiele praktycznych przewidywań. Gdy natomiast więzy są silne, zbiór dopuszczalnych rozwiązań kurczy się, a uzyskane przewidywania są dokładniejsze.

Jak więc widzimy, nie sposób przecenić wagę badania więzów stabilizujących dla zagadnień odwrotnych w fizyce.

UZUPEŁNIENIE

Podajemy tu krótki przegląd najważniejszych problemów matematycznych, występujących w numerycznym przedłużaniu analitycznym danych obarczonych błędami (szczegóły znaleźć można w pracach [15-18]).

Brzeg obszaru analityczności pod wieloma względami różni się od jego wnętrza. Konieczne jest więc wprowadzenie następującej klasyfikacji przedłużenia analitycznego [15]:

1. Ekstrapolacja $I \rightarrow I$. W tym przypadku dokonujemy przedłużenia analitycznego z pewnego odcinka wewnątrz obszaru analityczności do punktu leżącego również wewnątrz tego obszaru.

Rozważmy funkcję $f(x)$ holomorficzną i ograniczoną w pewnym obszarze D :

$$|f(x)| \leq M. \quad (U1)$$

Przypuśćmy, że błąd pomiaru tej funkcji na pewnym odcinku wewnątrz D jest rzędu ε . Wówczas, zgodnie z zasadą Nevanlinny¹⁰, błąd wartości funkcji $f(x)$ ekstrapolowanej do punktu x_0 wyraża się nierównością

$$\Delta f(x_0) \leq \varepsilon^{1-\omega(x_0)} M^{\omega(x_0)}, \quad (U2)$$

gdzie $\omega(x)$ jest tzw. miarą harmoniczną określoną w następujący sposób:

$$\left. \begin{array}{ll} \omega(x) = 0 & \text{w obszarze dostępnym pomiarowi} \\ \omega(x) = 1 & \text{na brzegu obszaru analityczności} \end{array} \right\} \quad (U3)$$

Z warunków (U2) i (U3) wynika, że ekstrapolacja typu $I \rightarrow I$ jest stabilna, tzn. $\Delta f(x_0) \rightarrow 0$ dla $\varepsilon \rightarrow 0$. Jednakże by oszacować błąd ekstrapolacji, konieczna jest informacja lub hipoteza o ograniczoności funkcji $f(x)$ w całym obszarze analityczności.

2. Ekstrapolacja $I \rightarrow B$. Dokonujemy tu przedłużenia analitycznego z pewnego odcinka wewnątrz obszaru analityczności ku jego brzegowi. Na podstawie (U2) i (U3) można natychmiast wyciągnąć wniosek, że tego typu ekstrapolacja jest niestabilna z samej swej natury, ponieważ $\Delta f(x_0) \rightarrow M$ dla $\varepsilon \rightarrow 0$. Zatem ekstrapolacja ku brzegowi obszaru analityczności stanowi delikatny problem. Okazuje się jednak, że i w tym wypadku przedłużenie analityczne

¹⁰ Patrz np. [17].

można uczynić stabilnym, jeśli zażądać spełnienia pewnych dodatkowych (w stosunku do (U1)) ograniczeń na zachowanie funkcji na brzegu, lub jeśli ekstrapolować nie do punktu na brzegu, lecz ku pewnemu wycinkowi łuku (ekstrapolacja w sensie średniej).

3. Ekstrapolacja $B \rightarrow I$. W tym wypadku wykonujemy przedłużenie analityczne z brzegu obszaru analityczności do punktu leżącego wewnątrz tego obszaru. Jest ona stabilna, jeśli ją wykonywać z pewnego wycinka brzegu.

4. Ekstrapolacja $B \rightarrow B$. Wykonujemy przedłużenie analityczne z jednej części brzegu obszaru analityczności do innej. Problem stabilności przedłużenia wygląda tu podobnie, jak w przypadkach $I \rightarrow B$ i $B \rightarrow I$.

Aby wykonać którykolwiek z wymienionych typów przedłużeń, trzeba najpierw w pewien sposób przedstawić funkcję analityczną w obszarze pomiarów, korzystając z danych doświadczalnych. Pozwala to klasyfikować przedłużenia także z punktu widzenia użytych tu metod. Zależnie od sposobu przedstawienia funkcji w obszarze pomiarów mówimy o przedłużeniu analitycznym całkowym, za pomocą wielomianu, itp. Jako przykład rozpatrzmy tu metodę najprostszą — przedłużenie analityczne za pomocą wielomianu.

Rozważmy funkcję $f(x)$ analityczną w dwuspójnym obszarze w płaszczyźnie zespolonego x , zawierającym cięcia $(-\infty, -a)$ i (a, ∞) wzdłuż osi rzeczywistej ($a > 1$). Przypuśćmy, że możemy zmierzyć $f(x)$ w szeregu punktów na odcinku $-1 \leq x \leq 1$ (obszar fizyczny). Zastanówmy się, co można powiedzieć o funkcji $f(x)$ w pozostałej części płaszczyzny zespolonego x , poza cięciami.

Rozwiązanie tego problemu (przedłużenie typu $I \rightarrow I$) podano w pracy [19]. Należy za pomocą odwzorowania konforemnego przekształcić płaszczyznę x na wnętrze elipsy o ogniskach $z = \pm 1$ w płaszczyźnie z tak, by części dostępnej pomiarom odpowiadał odcinek $-1 \leq z \leq 1$, i by cięcia znalazły się na brzegu elipsy¹¹. Z kolei dane doświadczalne przybliża się pewnym wielomianem, którego wartość obliczamy następnie w interesującym nas punkcie. Powyższa metoda opiera się na następującym rozumowaniu. Zapiszmy wielką półoś elipsy jako $(e + e^{-1})/2$, $e > 1$. Funkcja $f(z) = f[z(x)]$ jest analityczna wewnątrz tej elipsy. Zgodnie z teorią przybliżania funkcji analitycznych za pomocą wielomianów [20] istnieje taki ciąg wielomianów $\{p_n(z)\}$ (n — stopień wielomianu), dla którego w każdym punkcie wewnątrz i na brzegu elipsy o ogniskach $z = \pm 1$ i wielkiej półosi $(R + R^{-1})/2$, $1 < R < e$, spełniona jest nierówność

$$|f(z) - p_n(z)| < K[R/(e - \delta)]^n, \quad (U4)$$

gdzie K jest stałą zależną od R , δ zaś — dowolnie małą liczbą dodatnią. Zgodnie z tą teorią [20] nie istnieje inny ciąg $\{\tilde{p}_n(z)\}$, który spełniałby nierówność (U4) dla $\tilde{e} > e$. Ciąg wielomianów $\{p_n(z)\}$, spełniający warunek (U4), nazywamy maksymalnie zbieżnym.

Udowodniono [19], że rozważane odwzorowanie konforemne jest optymalne z punktu widzenia nierówności (U4), co oznacza wzrost stosunku R/e dla każ-

¹¹ Postać takiego odwzorowania znaleźć można w artykule przeglądowym [18].

dego innego odwzorowania. Innymi słowy, ciąg $\{p_n(z)\}$ jest najszybciej zbieżny w obszarze fizycznym. Jest to bardzo ważne, gdyż rozumiemy, że błąd popełniany przy interpolacji i ekstrapolacji jest tym mniejszy, im szybciej zbieżny jest ciąg wielomianów.

Jak oszacować błąd ekstrapolowanej wartości funkcji? W stosowanej zwykle metodzie χ^2 często trudno jest zdecydować, w którym miejscu oberwać szereg przedstawiający funkcję analityczną, i jaki przy tym popełnia się błąd. Podobny problem powstaje oczywiście przy przedstawieniu danych doświadczalnych za pomocą optymalnego, najszybciej zbieżnego ciągu wielomianów. Można jednak zrobić krok naprzód przy pokonywaniu tej trudności [21].

Pokazaliśmy wyżej, że analityczność funkcji, którą musimy przybliżyć, nakłada warunek na stopień zbieżności wielomianów interpolujących (U4). Jak się okazuje, informację tę można wykorzystać do oszacowania błędu popełnionego przy oberwaniu szeregu. W zwykłej analizie metodą χ^2 , jeśli wprowadzimy więcej parametrów, niż tego wymagają dane doświadczalne, zaczniemy dopasowywać „szum” danych. Ponieważ ów „szum” nie ma prawdopodobnie tych samych właściwości analityczności, co przybliżana funkcja, więc ciąg wielomianów otrzymany za pomocą metody χ^2 nie będzie zbieżny tak szybko, jak tego oczekujemy. Możemy jednak mieć nadzieję, że uda nam się wprowadzić jakieś dodatkowe kryterium. Problem sprowadza się do zbudowania pewnej miary określającej dobroć zbieżności i połączenia jej z funkcją χ^2 , stanowiącą miarę dobroci dopasowania. Ponieważ wartość funkcji w obszarze fizycznym jest związana z jej wartością na brzegu płaszczyzny z cięciem (twierdzenie Cauchy'ego), to zaproponowany pomysł metody oszacowania błędu [21] polega na tym, by sprawdzać zbieżność przybliżenia badając jego zachowanie na cięciu. Nie dysponujemy żadną informacją o prawdziwych wartościach funkcji na cięciu, założono więc probabilistyczny rozkład wartości przybliżanej funkcji w dowolnym punkcie na brzegu. W oparciu o to założenie można zbudować miarę zbieżności w postaci funkcji prawdopodobieństwa, której argumentami są współczynniki szeregu przybliżającego.

Rozważmy z kolei przedłużenie analityczne przy pomocy wielomianu ku cięciu, tzn. typu $I \rightarrow B$.

Odwzorujmy najpierw płaszczyznę zespolonego x w pomocniczą płaszczyznę z tak, by obszar fizyczny $-1 \leq x \leq 1$ przeszedł na okrąg Γ_1 o jednostkowym promieniu, i by cięcia znalazły się na współśrodkowym z nim okręgu o promieniu R ¹².

Niech w obszarze doświadczalnym Γ_1 spełniony będzie warunek

$$|f(z) - h(z)| < \varepsilon, \quad z \in \Gamma_1, \quad (U5)$$

gdzie $h(z)$ przedstawia histogram doświadczalny, ε zaś jest błędem. Aby przedłużenie ku cięciu było stabilne, funkcja na cięciu musi spełniać nierówność

¹² Praktyczny sposób wykonania takiego odwzorowania znaleźć można również w artykule [18].

Hölderą (wzięty stabilizującą!):

$$|f^{(p)}(z) - f^{(p)}(z')| < |z - z'|^\alpha, \quad z \in \Gamma, \quad (\text{U6})$$

gdzie wskaźnikiem (p) oznaczamy stopień pochodnej funkcji, i $0 < \alpha < 1$.

Wówczas, jak pokazano [22], możemy napisać

$$|f(z) - S_{n_c}(z, z^{-1})| < B \left[1 + \frac{p + \alpha}{n_c(\varepsilon) \ln R} \right] / n_c^{p+\alpha}(\varepsilon), \quad z \in \Gamma, \quad (\text{U7})$$

gdzie

$$S_{n_c}(z, z^{-1}) = a_0 + a_1(z + z^{-1}) + \dots + a_{n_c}(z^{n_c} + z^{-n_c}), \quad (\text{U8})$$

$$n_c(\varepsilon) = \ln \left[\frac{B(p + \alpha)}{\varepsilon \ln R} \right] / \ln(R \cdot 1.44^{p+\alpha}). \quad (\text{U9})$$

Widzimy więc, że choć ekstrapolacja ku brzegowi obszaru analityczności jest możliwa, oszacowanie popełnionego błędu zawiera nieznaną w zasadzie wielkość B , p , α , które należałoby zadać a priori.

Literatura

- [1] A. N. Tikhonov, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **39**, 195 (1943).
- [2] J. Hadamard, *Le problème de Cauchy et les équations aux dérivées partielles linéaires hyperboliques*, Hermann et Cie, Paris 1932.
- [3] I. P. Nedelkov, *Comput. Phys. Comm.* **4**, 157 (1972).
- [4] A. Donnachie, *Rep. Progr. Phys.* **36**, 695 (1973).
- [5] A. Baracca, *Riv. Nuovo Cimento* **5**, 312 (1975).
- [6] J. E. Bowcock, H. Burkhardt, *Rep. Progr. Phys.* **38**, 1099 (1975).
- [7] R. G. Newton, *Scattering of Waves and Particles*, McGraw-Hill Book Comp., New York 1966, chapt. 20.
- [8] A. Martin, Gy. Targonski, *Nuovo Cimento* **20**, 1182 (1961).
- [9] E. Di Salvo, G. A. Viano, *Nuovo Cimento* **33B**, 547 (1976).
- [10] Y. N. Kim, Invited paper, Proceedings of the Second Nuclear Physics Divisional Conference of the European Physical Society, Cracow, 22-25 June 1976, Jagellonian University, Institute of Nuclear Physics, Cracow 1976.
- [11] S. Dubnička, O. Dumbrajs, JINR preprint E2-9247 (1975).
- [12] O. Dumbrajs, M. Staszal, *Z. Phys.* **A280**, 249 (1977).
- [13] O. Dumbrajs, *Rev. Roumaine Phys.* **21**, 273 (1976).
- [14] G. Höhler et al., *Nucl. Phys.* **B114**, 505 (1976).
- [15] J. Pišut, *Springer Tracts of Modern Physics* **55**, 43 (1970).
- [16] J. Fischer, Invited paper, Proceedings of the International Symposium on Binary Reactions, Dubna, June 1971, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1971.
- [17] S. Ciulli, C. Pomponiu, I. Sabba-Stefanescu, *Phys. Rep.* **17**, 133 (1975).
- [18] O. Dumbrajs, *Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei* **6**, 132 (1975).
- [19] R. E. Cutkosky, B. B. Deo, *Phys. Rev.* **174**, 1859 (1968).
- [20] J. L. Walsh, *Interpolation and Approximation by Rational Functions in the Complex Domain*, Amer. Math. Soc. Coll. Publications, V, XX, Publ. by Amer. Math. Soc., 1969.
- [21] R. E. Cutkosky, *Ann. Phys.* **54**, 350 (1969).
- [22] S. Ciulli, *Nuovo Cimento* **61**, 787 (1969); **62**, 301 (1969).

NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW

Jerzy Bartke

Zakład Fizyki Wysokich Energii
Instytut Fizyki Jądrowej
Kraków

Wielka Europejska Komora Pęcherzykowa

Big European Bubble Chamber

Abstract: Detailed description of the very big cryogenic bubble chamber built at CERN is given.

1. Wstęp

Przed przeszło dziesięciu laty ukazały się na łamach „Postępów Fizyki” dwa artykuły poświęcone technice komór pęcherzykowych [1, 2]. Omówione w nich zostały zasady działania komory pęcherzykowej i ówczesny stan techniki w tej dziedzinie, wymieniono także projekty nowych, wielkich komór. Niektóre z tych projektów doczekały się realizacji, w tej liczbie opracowany w Europejskim Ośrodku Badań Jądrowych CERN w Genewie projekt Wielkiej Europejskiej Komory Pęcherzykowej (Big European Bubble Chamber, BEBC). Wydaje się celowym bliższe omówienie tego urządzenia, tym bardziej, że fizycy polscy będą prawdopodobnie współuczestniczyć w analizie materiałów uzyskiwanych z tej komory.

2. Podstawowe parametry komory

WEKP należy do nowej generacji komór pęcherzykowych, wraz z trzema komorami zbudowanymi w USA: 7-stopową w Brookhaven *, 12-stopową w Argonne i 15-stopową w Laboratorium im. Fermiego w Batawii. Poza wielką objętością, rzędu kilkudziesięciu metrów sześciennych, komory te mają szereg cech konstrukcyjnych odróżniających je od komór poprzedniej generacji. Zastosowano w nich optykę typu „rybie oko” (*fish-eye optics*), powierzchnię odbijającą scotchlite i magnesy nadprzewodzące o wysokiej indukcji pola. Największymi komorami poprzedniej generacji były w Europie: 1,5-metrowa komora brytyjska i komory 2-metrowe w CERN-ie i w ZIBJ w Dubnej (ta ostatnia komora pracuje w IFWE w Sierpuchowie), a w USA

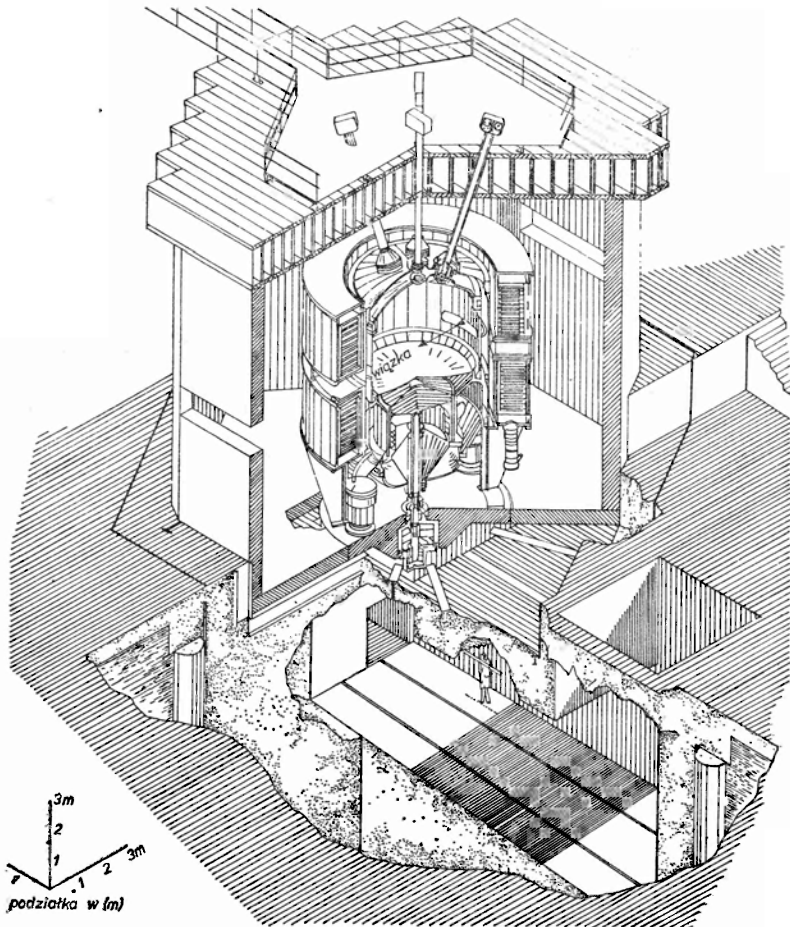
* Komorę tę zbudowano jako model projektowanej w tym laboratorium komory 14-stopowej. Wobec braku funduszy na dużą komorę rozpoczęto jednak wykorzystywanie „modelu” do eksperymentów fizycznych.

80-calowa komora w Brookhaven i 82-calowa komora w Kalifornii (LRL-SLAC). Wszystkie te komory mają objętość poniżej 1 m³, są fotografowane poprzez wielką płytę szklaną stanowiącą jedną ze ścian komory i wyposażone są w konwencjonalne elektromagnesy z rdzeniem żelaznym wytwarzające pole o indukcji około 2 tesli. Komory „Mirabelle” (wodorowa) i „Gargamelle” (freonowa) zaliczyć można do generacji przejściowej. Posiadając objętość około 10 m³ komory te były już zbyt duże, aby być fotografowane przez pojedyncze okno szklane i zastosowano w nich zatem optykę typu „rybie oko” i powierzchnię odbłaskową scotchlite. Wyposażono je jednak w konwencjonalne elektromagnesy z rdzeniem żelaznym.

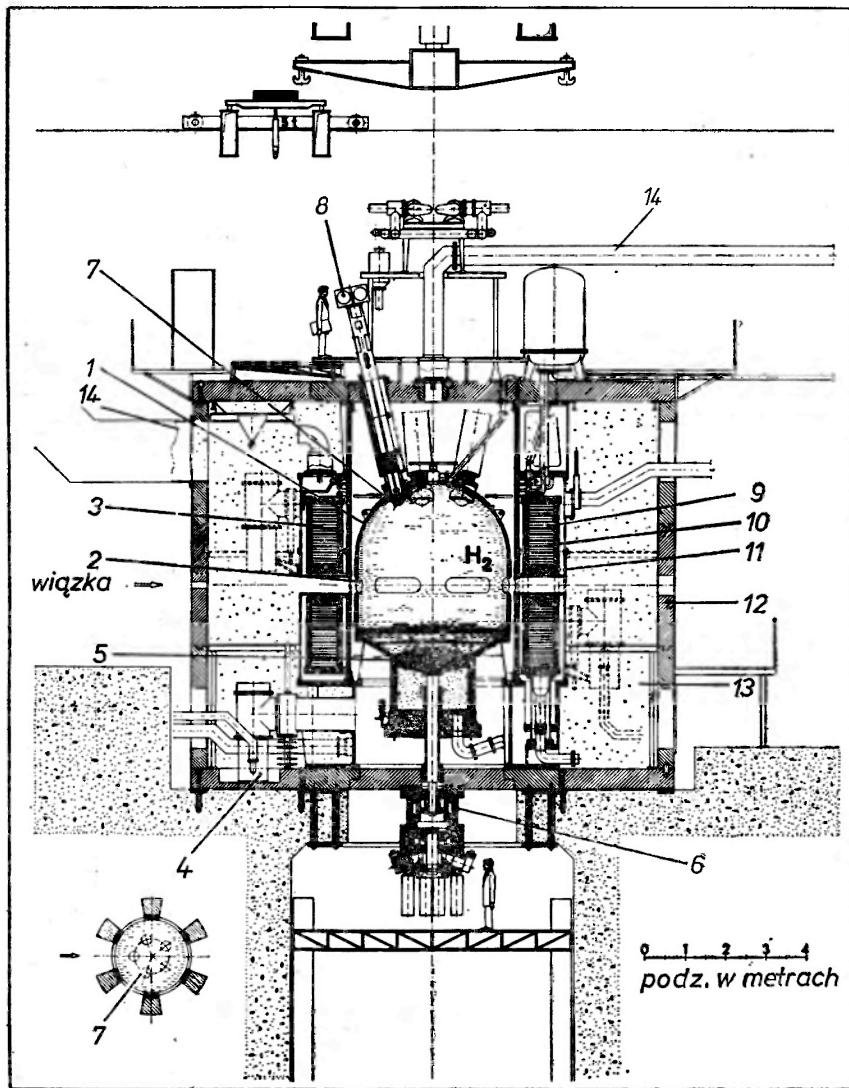
Podstawowe parametry WEKP są następujące:

Objętość całkowita	33,5 m ³
Objętość użyteczna	21,5 m ³
Średnica użyteczna	3,7 m
Wysokość użyteczna	2,0 m
Pole magnetyczne	3,5 T
Częstość ekspansji	2 s ⁻¹
Liczba aparatów fotograficznych	5
Szerokość błony filmowej	70 mm

Schemat konstrukcji WEKP przedstawiają rysunki 1 i 2.



Rys. 1. Schematyczny rysunek WEKP



Rys. 2. Przekrój pionowy WEKP ze wskazaniem jej ważniejszych elementów: 1. korpus komory, 2. okno dla wiązki, 3. osłona próżniowa komory, 4. pompy próżniowe, 5. tłok, 6. mechanizm ekspansyjny, 7. „rybie oko”, 8. kaseta z błoną filmową, 9. cewki nadprzewodzące, 10. kriostaty, 11. osłona próżniowa kriostatów, 12. zewnętrzna osłona magnetyczna, 13. przestrzeń wypełniona azotem, 14. przewody wentylacyjne

3. Historia projektu WEKP i jego realizacji

Projekt budowy WEKP został zatwierdzony przez Radę CERN-u w czerwcu 1967 r. Finansowanie w wysokości 84 milionów franków szwajcarskich zapewnione zostało z budżetu CERN-u, przy dodatkowych wkładach ze strony Francji i RFN. Pod koniec 1968 r. ustalono już główne parametry komory i z początkiem 1969 r. umieszczono najważniejsze zamówienia w przemyśle. I tak nadprzewodnik do uzwojenia elektromagnesu zamówiono w zachodnio-

niemieckiej firmie Siemens i francuskiej firmie Thomson-Houston, korpus komory i osłonę próżniową w zachodnioniemieckiej firmie Mannesman-Thyssen, kriostaty wraz z ich pojemnikami próżniowymi we francuskiej firmie Alsthom-Neyrpic, urządzenia kriogeniczne w szwajcarskiej firmie Sulzer, zewnętrzną osłonę magnetyczną we francuskiej firmie CAFL, obiektywy fotograficzne w zachodnioniemieckiej firmie Zeiss i wreszcie tłok do rozprężania komory w zachodnioniemieckich Zakładach Lotniczych Fokker. Dla zbadania szeregu szczegółowych zagadnień związanych z funkcjonowaniem komory zbudowano model o średnicy 1 metra wyposażony w jeden aparat fotograficzny. Do badania własności materiałów w silnym polu magnetycznym i w niskich temperaturach zbudowano elektromagnes nadprzewodzący o wewnętrznej średnicy 0,4 m i maksymalnej indukcji pola 6 tesli.

W drugim półroczu 1970 r. zaczęły nadchodzić do CERN-u pierwsze elementy WEKP. W dostawach wystąpiły pewne opóźnienia spowodowane dużymi trudnościami przy spawaniu i obróbce ogromnych elementów ze stali nierdzewnej. Niemniej, już w grudniu 1971 r. korpus komory z zamontowanymi wymiennikami ciepła i wyklejony wewnątrz warstwą odblaskową umieszczono w osłonie próżniowej, a w czerwcu 1972 r. ochłodzono cały układ i uzyskano pierwsze zdjęcia. W roku 1973 przeprowadzono pierwszy eksperyment fizyczny w WEKP — naświetlenie wiązki mezonów K^- o pędzie 9 GeV/c. Większą część roku 1974 musiano poświęcić na usunięcie defektu elektromagnesu, co wymagało niemal zupełnego demontażu komory. W roku następnym przeprowadzono dwa eksperymenty fizyczne uzyskując 100 000 zdjęć z naświetlenia wiązki mezonów π^- o pędzie 22 GeV/c i 300 000 zdjęć z naświetlenia wiązki antyprotonów o pędzie 12 GeV/c. Wreszcie w roku 1976 przeprowadzono szereg prób technicznych dotyczących pracy komory z tarczą wewnętrzną i napełnieniem mieszaniną wodoru z neonem i zastosowania zewnętrznego detektora mionów (External Muon Identifier — EMI). Obecnie WEKP przygotowywana jest do pierwszych eksperymentów z wiązkami cząstek z nowego potężnego akceleratora SPS.

4. Opis komory

4.1. Korpus komory

Korpus komory to ustawiony pionowo cylinder ze stali nierdzewnej (niemagnetycznej!) o wewnętrznej średnicy 3,7 m i wysokości około 2 m. Od góry cylinder jest przykryty półokrągłą kopułą, w której znajduje się pięć okrągłych otworów dla zamontowania obiektywów do fotografowania wnętrza komory. W dolnej części korpus się zwęża, przechodząc w cylinder o średnicy około 2 m, w którym porusza się tłok do ekspansji komory. Zewnętrzne wymiary korpusu są: średnica 3,84 m, wysokość 3,85 m, a całkowita masa 26 ton. Grubość ścianek sięga 80 mm, ale na pobocznicy cylindra przewidziano sześć okien o grubości zmniejszonej do około 10 mm dla przejścia wiązki. Dla zapewnienia wymaganej wytrzymałości i szczelności korpusu musiano zastosować specjalną technologię spawania.

4.2. Izolacja cieplna i układ regulacji temperatury

W celu zapewnienia izolacji cieplnej komora umieszczona jest w osłonie próżniowej, w której panuje ciśnienie 10^{-6} tora. Temperatura regulowana jest przy pomocy wymienników ciepła umieszczonych w następujących miejscach:

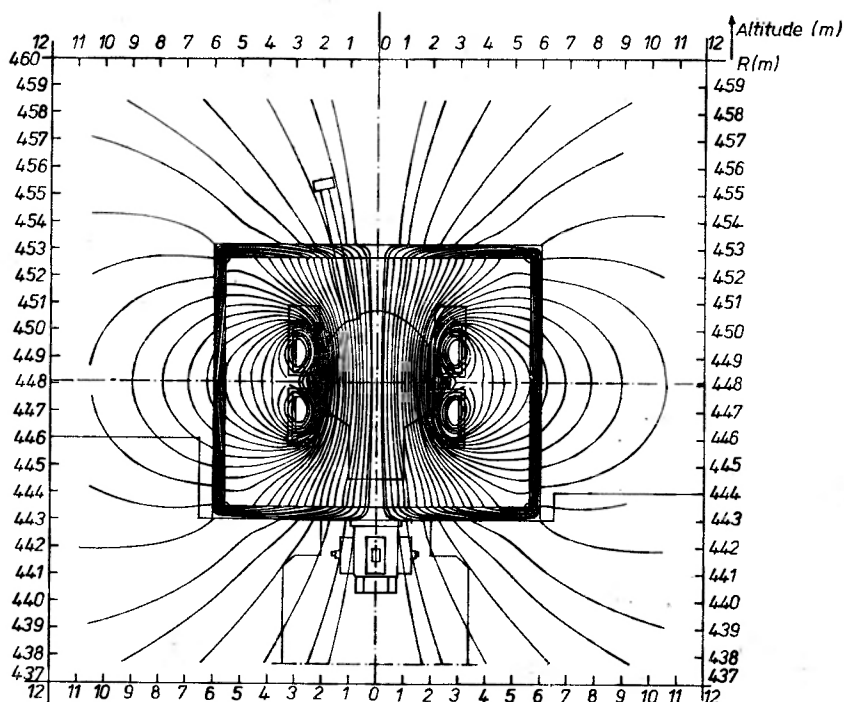
- wewnątrz górnej kopuły komory, w okolicy obiektywów,
- wokół kopuły i cylindrycznej części korpusu komory,
- ponad górnym uszczelnieniem tłoka (w tym miejscu umieszczono pierścień ochłodzony do stosunkowo bardzo niskiej temperatury 18 K dla wychwytywania pęcherzyków tworzących się wokół tłoka w czasie ekspansji komory),
- dookoła tłoka.

4.3. Układ ekspansyjny

Do rozprężania (ekspansji) komory zastosowano wielki tłok umieszczony w dolnej części korpusu. Wybrano hydrauliczny nierezonansowy (wymuszany) wariant układu ekspansyjnego. Ten wariant wymaga dostarczania większych ilości energii, ale umożliwia pełną kontrolę cyklu ekspansji także w przypadku napełniania komory różnymi cieczami. Główny tłok, o średnicy 1,8 m, wykonany jest z włókna szklanego i połączony prętem tytanowym o długości około 4 m ze znacznie mniejszym (średnica 0,47 m) tłokiem poddawanym działaniu cieczy pod wysokim ciśnieniem. Dziesięć pomp hydraulicznych tłoczy ciecz pod ciśnieniem 210 atmosfer do ośmiu stulitrowych zbiorników, skąd ciecz ta kierowana jest do cylindra, nad lub pod tłok, poprzez cztery czterostopniowe zawory. Średnia moc wymagana dla zapewnienia normalnej pracy układu ekspansyjnego wynosi 1,5 MW, a moc szczytowa sięga 100 MW. Zespół części ruchomych układu ekspansyjnego o łącznej masie 1170 kg przesuwany jest o 145 mm (to odpowiada 1% zmianie objętości komory) i cofany z powrotem w czasie zaledwie 40 ms, co powoduje ogromne siły dynamiczne i wymaga niezwykle wysokiej wytrzymałości układu.

4.4. Elektromagnes

Elektromagnes składa się z dwóch cewek nadprzewodzących, umieszczonych w kriostatach. Każdy z kriostatów ma średnicę zewnętrzną 6,28 m, średnicę wewnętrzną 4,47 m, wysokości 1,9 m i waży 50 ton. Izolację cieplną kriostatów zapewnia odrębna osłona próżniowa, otaczająca główną osłonę próżniową komory.



Rys. 3. Konfiguracja pola magnetycznego WEKP pokazana przy pomocy linii sił pola

Każda cewka elektromagnesu składa się z 20 uzwojeń ułożonych jedno nad drugim, z których każde zawiera 87 zwojów płaskiego przewodnika złożonego z siedmiu następujących warstw:

- przewodnik miedziany o przekroju 61×3 mm² zawierający około 200 drutów niobowo-tytanowych,
- warstwa izolacyjna,
- aluminiowy przewodnik używany do ogrzania uzwojenia dla eliminacji prądów szkodliwych,
- dwie warstwy izolacyjne,
- taśma stalowa przenosząca naprężenia mechaniczne,
- warstwa chłodząca umożliwiająca przepływ ciekłego helu.

Do sporządzenia całego magnesu zużyto 65 km przewodnika (łącznie 40 uzwojeń po około 1,5 km). Każda z cewek waży około 100 ton, a siła ich wzajemnego przyciągania sięga kilku tysięcy ton. Uzyskanie indukcji magnetycznej 3,5 tesli wymaga przepływu prądu o natężeniu 5,7 kA, ale straty mocy wynoszą zaledwie 360 kW wobec około 70 MW potrzebnych dla konwencjonalnego elektromagnesu o podobnych parametrach.

Porównanie z innymi komorami wyposażonymi również w magnesy nadprzewodzące wygląda następująco:

12-stopowa komora w Argonne	— 1,8 T (z rdzeniem żelaznym),
7-stopowa komora w Brookhaven	— 3,0 T
15-stopowa komora w Lab. im. Fermiego	— 3,0 T
3,7 m komora w CERN-ie	— 3,5 T.

Cały układ WEKP otoczony jest cylindryczną osłoną magnetyczną (średnica 12 m, wysokość 10 m, grubość 0,4 m, masa 2000 ton), która zamyka strumień magnetyczny cewek i redukuje zewnętrzne pole magnetyczne w płaszczyźnie wiązki dwukrotnie, a w okolicy aparatów fotograficznych i układu ekspansyjnego o czynnik $8 \div 10$. Konfigurację pola magnetycznego WEKP przedstawia rys. 3. Przestrzeń między osłoną próżniową komory i zewnętrzną osłoną magnetyczną wypełniona jest ze względów bezpieczeństwa azotem.

4.5. Optyka

WEKP wykorzystuje oświetlenie z jasnym tłem (*bright-field illumination*). Ślady cząstek ukazują się jako ciemne linie na jasnym tle, a wywołany film zawiera białe linie na ciemnym tle. Oświetlenie zapewnione jest przez pierścieniowe lampy błyskowe zamontowane wokół obiektywów. Cała komora wyłożona jest wewnątrz warstwą odbijającą scotchlite.

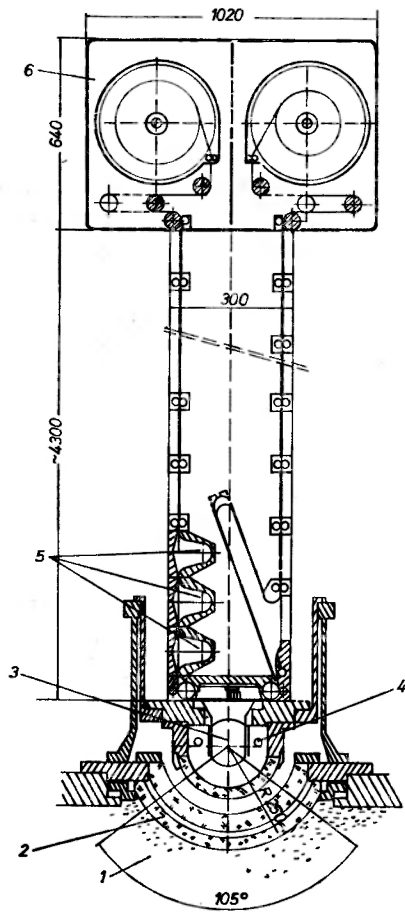
Wnętrze komory fotografowane jest przez pięć układów optycznych typu „rybie oko”. Specjalne szerokokątne obiektywy o kącie widzenia 108° i długości ogniskowej 41 mm, złożone z 11 elementów, odwzorowują wnętrze komory (cylinder o średnicy 3,7 m i wysokości 2 m) na błonę filmową o szerokości 70 mm. Odpowiada to zmniejszeniu 1:30 na górnej płaszczyźnie (+1 m), 1:55 w płaszczyźnie wiązki (0) i 1:80 na dolnej płaszczyźnie (-1 m). Dystorsje optyczne w pobliżu kąta maksymalnego nie przekraczają 20%.

Schemat układu fotografowania i przesuwu filmu przedstawia rys. 4.

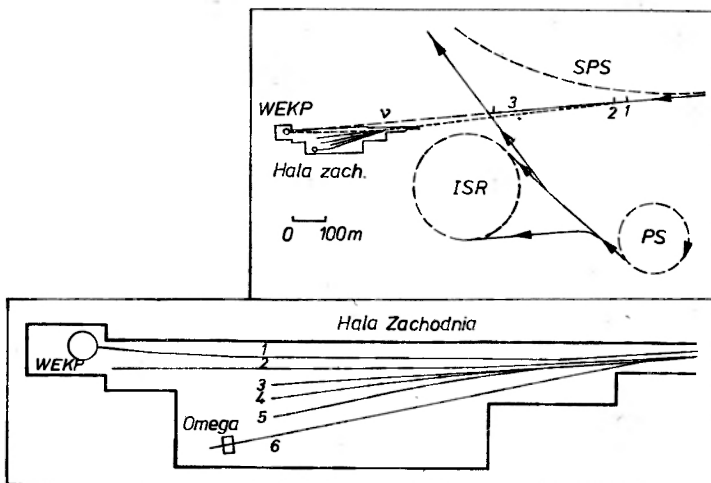
5. Instalacja WEKP w CERN-ie

5.1. Rozmieszczenie komory

WEKP umieszczona jest w osobnym budynku, przy końcu Hali Zachodniej (West Hall) — por. rys. 5. Budynek ten posiada specjalnie silne fundamenty i jest wyposażony w dźwig suwnicowy o nośności 170 ton. Duża powierzchnia wokół budynku zajęta jest przez skraplarki wodorową i helową, składy ciekłych gazów (cztery zbiorniki o pojemności 50 m³ każdy) i pomieszczenia kontrolne komory i wiązki.



ofys. 4. Układ fotografowania i przesuwu filmu: 1. wnętrze komory, 2. „rybie oko”, 3. obiektyw Rtograficzny, 4. lampa błyskowa, 5. pneumatyczny układ przesuwu filmu, 6. kasetta z błon filmową



Rys. 5. Schemat umieszczenia WEKP w CERN-ie i trasy wiązek cząstek

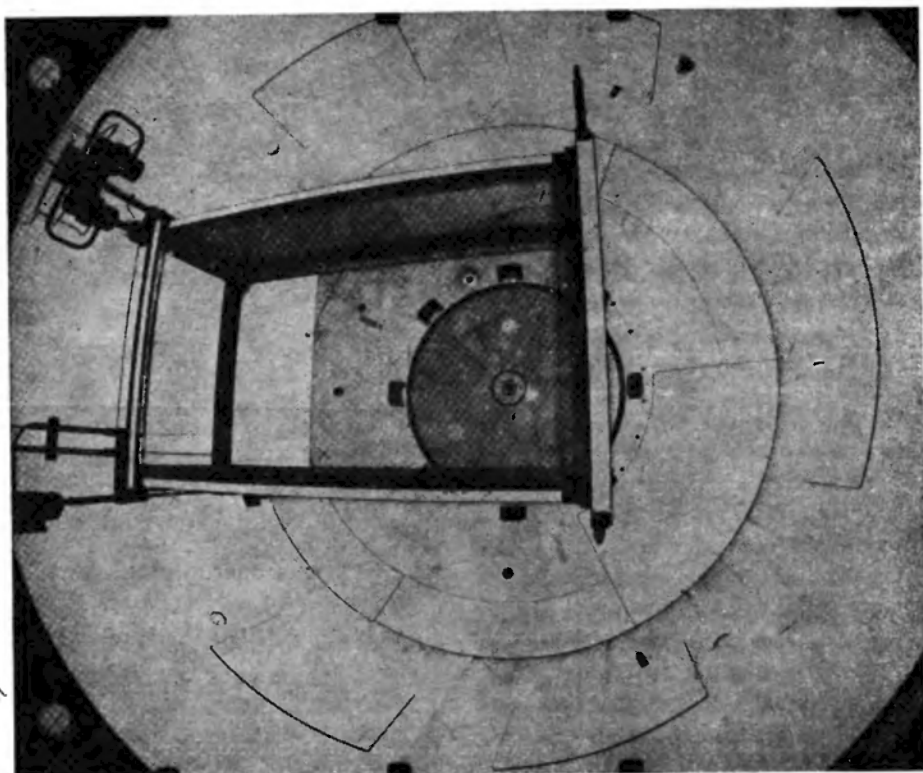
5.2. Wiązki

Przeznaczeniem WEKP jest badanie oddziaływań neutrin i innych cząstek wysokich energii z wielkiego synchrotronu protonowego SPS. Do miejsca, w którym znajduje się komora, doprowadzono więc wiązkę neutrin oraz separowane metodą pola wysokiej częstotliwości wiązki hadronów o pędzie do 150 GeV/c. W początkowym okresie pracy komory wykorzystywano także wiązki niższych energii z mniejszego synchrotronu.

6. Dalsze ulepszenia WEKP

6.1. Różne napełnienia komory

WEKP, projektowana zasadniczo jako komora wodorowa, może być także wypełniona deuterem, lub innymi cieciami o podobnych własnościach termodynamicznych. Interesujące są tu przede wszystkim mieszaniny neonu i wodoru, ponieważ dobierając skład mieszaniny można otrzymać najkorzystniejsze dla danego eksperymentu własności detekcyjne komory



Rys. 6. Zdjęcie wnętrza komory z zainstalowaną w niej tarczą wodorową typu TST

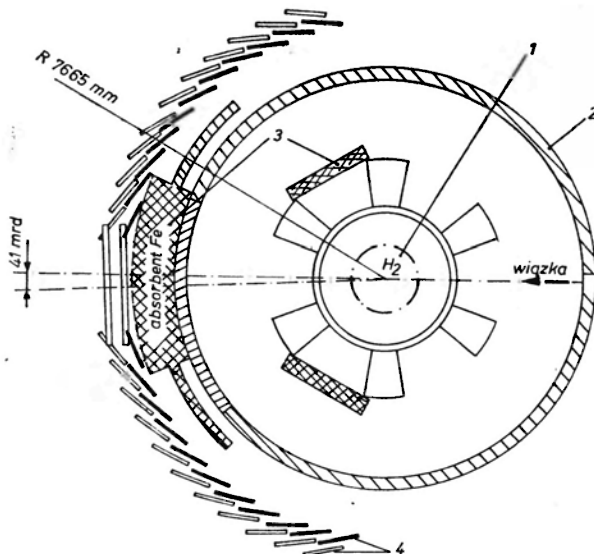
I tak mieszanina o stosunku molowym neonu do wodoru 70/30 (stosunek atomowy 54/46) charakteryzuje się gęstością $0,65 \text{ g/cm}^3$ i długością radiacyjną 47 cm. Zastosowanie takiej mieszaniny w eksperymencie neutrinowym zapewni stosunkowo duże prawdopodobieństwo oddziaływania neutrin i dobrą detekcję kwantów gamma.

6.2. Tarcza wodorowa

W komorze napełnionej mieszaniną neonu i wodoru przewiduje się zainstalowanie wewnętrznej tarczy wodorowej. Tarcza ta ma być „uczulona”, tzn., że będą w niej również powstawać tory cząstek (*track-sensitive target, TST*). Próby z prostopadłościenną tarczą o rozmiarach $2,4 \text{ m} \times 1,4 \text{ m} \times 0,9 \text{ m}$, zawierającą około 3 m^3 ciekłego wodoru, wypadły zadowalająco. Tarcza nie posiada własnego układu ekspansyjnego, lecz jej elastyczne ściany wykonane z przezroczystego materiału pozwalają na pulsacje wraz z resztą cieczy wypełniającej komorę. Rys. 6 pokazuje zdjęcie komory z zainstalowaną w niej tarczą wodorową typu TST.

6.3. Zewnętrzny detektor mionów

Przewiduje się zainstalowanie poza komorą, na zewnątrz osłony magnetycznej, detektora mionów EMI (*external muon identifier*). Będzie to układ drutowych komór proporcjonalnych i warstw absorbenta pozwalający na identyfikację mionów wśród naładowanych cząstek wtórnych. Przewiduje się pokrycie komorami proporcjonalnymi o rozmiarach $3 \text{ m} \times 1 \text{ m}$ całkowitej powierzchni 150 m^2 . Schemat rozmieszczenia komór pokazuje rys. 7. Komory będą mieć łącznie 75 000 drutów, z których będą zbierane sygnały. Detektor EMI zostanie zastosowany w eksperymencie neutrinowym, zaplanowanym na rok 1977.



Rys. 7. Schemat zewnętrznego detektora mionów EMI: 1. komora pęcherzykowa, 2. osłona magnetyczna komory, 3. dodatkowy absorbent żelazny, 4. komory proporcjonalne

Literatura

- [1] J. Bartke, *Postępy Fizyki* 15, 155 (1964).
- [2] J. Bartke, *Postępy Fizyki* 17, 375 (1966).
- [3] Materiały konferencji na temat aparatury dla fizyki wysokich energii w Heidelbergu (1967 i Argonne (1970).
- [4] *CERN Courier*, marzec 1969 i numery późniejsze.
- [5] *BEBC Newsletter* I, listopad 1976.

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

Radialny Kształt Jąder
II Konferencja Specjalistyczna
Oddziału Fizyki Jądrowej Europejskiego Towarzystwa Fizycznego
w Krakowie

Sugestia organizowania regularnych, corocznych lub nawet dwukrotnych w ciągu roku konferencji specjalistycznych z fizyki jądrowej Europejskiego Towarzystwa Fizycznego padła na spotkaniu Komitetu Fizyki Jądrowej ETF w Aix-en-Provence w czerwcu 1972 r. Rok później zdecydowano uznać konferencje na temat oddziaływań jądrowych przy średnich i wysokich energiach organizowaną w Harwell w roku 1975 jako pierwszą konferencję tego typu. Równocześnie zaproponowano zorganizowanie następnej, drugiej konferencji specjalistycznej fizyki jądrowej ETF w Krakowie w roku 1976. Przyjęto jako tematykę tej konferencji szeroko pojęte zagadnienia rozmiarów i rozkładu materii w jądrach, nadając konferencji dość dziwny tytuł „Radialny Kształt Jąder”.

Odbyła się ona w dniach 22-25 VI 1976 roku, organizatorami byli Uniwersytet Jagielloński i Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie. Prof. dr Andrzej Budzanowski przewodniczył komitetowi organizacyjnemu tej konferencji, którego głównym spiritus movens była dr Anna Kałuśnik pełniąca funkcję sekretarza naukowego.

Była to niemal konferencja jubileuszowa. Przed 65 bowiem laty Ernest Rutherford w swych słynnych eksperymentach nad rozproszaniem cząstek alfa określił po raz pierwszy rozmiary jądra atomowego, przed 25 laty Lyman, Hansen i Scott zastosowali do pomiaru rozkładu ładunku w jądrze prędkie elektrony, a przed 20 laty Hofstadter opublikował w *Reviews of Modern Physics* swą słynną pracę podsumowującą wyniki eksperymentów elektronowych. Ostatnia konferencja międzynarodowa poświęcona problematyce rozkładu ładunków w jądrze odbyła się w roku 1967 w Ottawie w Kanadzie. Krakowska Konferencja podsumowywała zatem dorobek w tej dziedzinie w ostatnim dziesięcioleciu.

Na pierwszym posiedzeniu Konferencji, któremu przewodniczył prof. C. van der Leuni prezes Komitetu Fizyki Jądrowej ETF, wygłosił referat prof. P. Brix z Heidelbergu, przedstawiając wyniki ostatnich lat dwudziestu od roku 1956 kiedy to Hofstadter stwierdził w swej pracy, że „eksperymenty zaledwie muskają powierzchnię jądra”. Postęp uzyskany w ostatnich latach ilustruje najlepiej fakt, że pomiary rozkładu ładunków w sąsiednich izotopach lub izotonach dają bezpośrednią, pewną informację eksperymentalną o kwadratach jednocząstkowych radialnych funkcji falowych nukleonów.

Problemem podstawowym w badaniu głębokich warstw jąder jest zagadnienie poprawności elektrodynamiki kwantowej na bardzo małych odległościach, sięgających 10% promienia jądrowego tzn. odległościach rzędu 5×10^{-15} cm. Eksperymenty dotyczące tej problematyki prowadzone są obecnie w Uniwersytecie Stanforda. Ich szczegóły i wyniki dotyczące w szcze-

gólności zderzeń pozytonów z negatonami przedstawił R. Hofstadter (*Postępy Fizyki* 28, 9 (1977)). Dają one potwierdzenie słuszności kwantowej elektrodynamiki na odległościach około $2,10^{-15}$ cm. Dla uzyskania informacji o strukturze protonu granica ta będzie musiała być przesunięta jeszcze dalej aż do odległości $8,10^{-16}$ cm.

Obecnie przeprowadzane eksperymenty pozwalają na wyznaczenie nie tylko rozkładu ładunku w jądrze lecz również momentów elektrycznych i magnetycznych wyższego rzędu. Referat R. Engfera z Zurychu ilustrował wysokie osiągnięcia tu dokładności pomiaru. Problemem natomiast w dalszym ciągu niejasnym jest rozkład ładunku w stanach wzbudzonych jąder. Co więcej H. K. Walter z szwajcarskiego laboratorium badań jądrowych w Villigen zwrócił uwagę na dużą stagnację w tej dziedzinie badań.

Celem uzyskania informacji o rozmiarach i rozkładach ładunku i materii w jądrach musimy dysponować nie tylko dużymi narzędziami badawczymi i nie tylko rozumieć dobrze występujące tam oddziaływania, lecz również być w możności przedstawienia danych w sposób możliwie jednoznaczny. Y. N. Kim z Politechniki stanu Texas pokazał, jak używając pewnych rozwinięć, wyciągnąć można z eksperymentu informacje o rozkładach materii lub ładunku w sposób niezależny od modelu, tj. od założenia określonych postaci funkcji rozkładu. Nie pomaga to jednak w jednoznacznym rozwiązaniu problemu najgłębszych warstw jądra. Sensacje w ostatnich latach wzbudziło przewidywanie istnienia jąder o małej centralnej gęstości materii zwanych „jądrami — bańkami mydlanymi”. Obecnie możemy stwierdzić tylko, że istnienie takich jąder nie jest sprzeczne z posiadanymi danymi eksperymentalnymi.

J. W. Negele z Politechniki stanu Massachusetts przedstawił teoretyczne podejście do rozkładu materii w jądrach oparte na teorii wielu ciał. Stwierdził on, że stan obecny teorii pozwala nie tylko na wyciągnięcie informacji o rozkładzie nukleonów w jądrach lecz może stanowić nawet ilościowe narzędzie w badaniu silnych oddziaływań.

Rozkład ładunku w jądrach jest ciągle jeszcze znany znacznie lepiej niż rozkład materii. Ten ostatni może być badany przez oddziaływania hadronów z jądrami. D. F. Jackson z Guilford i H. Rebel z Karlsruhe pokazali, że obecne wyniki świadczą o małej tylko różnicy średnich promieni rozkładów protonów i neutronów, rzędu co najwyżej $0,15$ fm, jakkolwiek nie wyklucza to występowania znacznych nadmiarów neutronów w zewnętrznych warstwach powierzchni jądra.

Problemem ciągle jeszcze w pełni nie wyjaśnionym jest występowanie w jądrach struktury clusterowej. Punkt widzenia teoretyka przedstawił V. Nieudaczin z Moskwy, natomiast K. Grotowski z Krakowa pokazał możliwość występowania ewidencji eksperymentalnej potwierdzającej istnienie w jądrze clusterów w oparciu o anomalne rozproszenie cząstek alfa pod dużymi kątami. Zakończył on swój referat uwagą, że w istnieniu w jądrach klasterów lub struktur quasi-molekularnych możemy wierzyć lub nie podobnie jak w przypadku innych tajemniczych zjawisk np. zjawiska istnienia yeti. Referent należy wyraźnie do grupy wierzących, jak świadczy o tym fakt, że zilustrował swą uwagę pięknymi zdjęciami fotograficznymi uzyskanymi przez Polską Ekspedycję na Lothse w Himalajach, na których są widoczne wyraźne ślady stóp yeti na śniegu. Zdjęcia te znalazły się w wydanych publikacjach konferencyjnych.

Krakowska Konferencja dała nie tylko przegląd obecnego stanu wiedzy o rozkładach materii i ładunków w jądrach lecz również wskazała kierunki dalszego rozwoju badań w tej dziedzinie.

Adam Strzałkowski

XIII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Półprzewodników w Rzymie

W dniach od 30 sierpnia do 3 września 1976 r. odbyła się w Rzymie XIII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Półprzewodników. Program Konferencji przewidywał sześć plenarnych sesji oraz obrady w czterech równoległych sekcjach (A, B, C, D). W ciągu pięciu dni zostało za-

prezentowanych blisko 300 komunikatów spośród ponad 900 nadesłanych do wygłoszenia. Ponieważ poziom naukowy znacznej części nadesłanych prac był wysoki, organizatorzy włączyli je do programów konferencji satelitarnych, które odbyły się bezpośrednio po konferencji rzymskiej w Bari, w Taorminie na Sycylii i w Dubrowniku w Jugosławii.

Niezaprzeczalną atrakcyjność turystyczną miejsca obrad organizatorzy podkreślili lokalizując obrady w eleganckich, nowoczesnych i dobrze klimatyzowanych salach Palazzo della Technica w rzymskiej dzielnicy E. U. R. W salach tego budynku są organizowane zazwyczaj ważne kongresy międzynarodowe. Konferencję zapoczątkowało wieczorne przyjęcie zorganizowane na tarasach Muzeum Kapitolńskiego przy świetle setek typowo rzymskich kaganków ustawionych na gzymsach i balustradach. Z tarasów rozpościerała się wspaniała panorama Rzymu w nocy. Uczestnicy konferencji mogli po zakończeniu przyjęcia obejrzeć specjalnie otwarte w tym celu Kapitolńskie Muzeum rzeźby antycznej. Również niezapomniane wrażenie pozostawił bankiet zorganizowany w średniowiecznym, warownym pałacu Orsinich nad jeziorach Bracciano.

Referaty plenarne zostały dobrane przez Komitet Programowy interesująco i niestandardowo. Profesor N. F. Mott (Cavendish Laboratory, Cambridge) przedstawił postępy badań optycznych i elektrycznych dla półprzewodników amorficznych. Wysoka gęstość stanów w przerwie wzbronionej tych materiałów może prowadzić w efekcie do przejścia półprzewodników amorficznych od zachowania półprzewodnikowego do metalicznego. Rozpatrywany w referacie amorficzny As_2Te_3 posiada wewnątrz przerwy wzbronionej stany znacznie różniące się własnościami od odpowiednich stanów dla krzemu względnie germanu. Również układ amorficzny Ge-Au i Ge-Fe ma bardzo interesujące własności. Przedstawione rezultaty posłużyły autorowi referatu do pełniejszego uzasadnienia zmian szerokości przerwy wzbronionej w półprzewodnikach amorficznych.

Strukturę i własności powierzchni półprzewodników przedstawił profesor J. C. Phillips (Bell Laboratory, New Jersey). Własności elektronowe powierzchni półprzewodników okazują się czule na strukturę atomową kryształu. Nadsieci opisujące strukturę powierzchni mogą powstawać na bazie uporządkowania luk względnie dimerów lub ich wzajemnych kombinacji. Chemisorpcja powierzchni, kinetyka wzrostu kryształu, a w niektórych przypadkach koncentracja defektów mogą wpływać znacząco na strukturę powierzchni monokryształów.

Profesor E. Tosetti z Instytutu Fizyki Uniwersytetu Rzymskiego dokonał przeglądu zapropionowanych do chwili obecnej modeli rekonstrukcji powierzchni półprzewodników. Główny nacisk położył on na wpływ nasycenia wiązań w formowaniu nadsieci oraz obecność luk względnie nadmiernej liczby atomów na powierzchni różnych materiałów półprzewodnikowych. Atomy i drobiny zaadsorbowane na powierzchni mogą wzajemnie oddziaływać bądź bezpośrednio lub poprzez atomy powierzchni. Jak wynika z rozważań niebezpośredni tor oddziaływania zależy oscylacyjnie od odległości. Potwierdzają ten fakt również wyniki doświadczalne.

Na temat aspektów dynamiki sieci w przejściach fazowych mówił profesor R. H. Piek z Zakładu Badań Fizycznych Uniwersytetu im. Piotra i Marii Curie w Paryżu. Na przykładzie liniowego kryształu zawierającego atomy typu A i B, rozpatrzył dwa graniczne przypadki przejść fazowych związanych z przemieszczeniem atomów do innego położenia równowagowego względnie przejść porządek — nieporządek. Rozważania prowadzą wprost do określenia przejść fazowych przez parametry dynamiki sieci (temperatura przejścia T_c , widmo fononów).

Profesor Hiroshi Kamimura z Zakładu Fizyki Uniwersytetu w Tokio przedstawił bardzo interesujące badania teoretyczne i eksperymentalne dla struktury elektronowej jednowymiarowych przewodników. Szczegółowa analiza badań dotyczyła związku $(SN)_x$ i jego wysoce anizotropowych właściwości, charakterystycznych dla jednowymiarowych przewodników. Różnice fizyczne pomiędzy $(SN)_x$ a innymi jednowymiarowymi przewodnikami są powodowane przez różny stopień zniekształcenia powierzchni Fermiego.

Profesor M. H. Pilkuhn z Instytutu Fizyki Uniwersytetu w Stuttgarcie omówił samoistną rekombinację elektronowo-dziurową swobodnych elektronów i dziur w przypadku prosto i skośnie przerwowych półprzewodników. W oparciu o szereg danych doświadczalnych i wyniki

teorii rozpatrzył mechanizm rekombinacji pasmo — pasmo dla cieczy elektronowo-dziurowej w Ge, Si, GaSb.

Wydarzeniem godnym uwagi była sesja plenarna poświęcona całkowicie roli półprzewodników w zastosowaniach. Bardzo interesujące referaty wygłosili kolejno: prof. L. Esaki, *Istotne akcenty w rozwoju urządzeń półprzewodnikowych*, prof. C. Hilsum, *Urządzenia z gorącymi elektronami — od fizyki do zastosowań*, prof. J. T. Wallmark, *Podstawowe fizyczne ograniczenia układów o wysokiej skali integracji*, prof. H. Kressel, *Aktualny postęp w technice laserowej na bazie heterozłącz*, prof. B. O. Seraphin, *Półprzewodniki w konwersji energii słonecznej*. Referenci podkreślali, a interesująca dyskusja potwierdziła, że zachodzi ścisła więź i wzajemne oddziaływanie badań podstawowych i zastosowań fizyki półprzewodników. Każde konkretne i wyspecjalizowane zastosowanie silnie stymuluje badania podstawowe, które są prowadzone wtedy szerokim frontem.

W programie obrad w sekcjach znalazło się szereg półgodzinnych bardzo interesujących specjalistycznych referatów (invited papers). Warto tu przytoczyć choćby kilka, np. prof. W. A. Harrison, *Teoria kowalencyjnych, metalicznych i jonowych ciał stałych*, dr G. Güntherodt, *Magnetyczne półprzewodniki*, dr J. E. Rowe, *Fotemisja ze stanów powierzchniowych półprzewodników* itd.

W obradach plenarnych i sekcyjnych sporo miejsca zajęły doniesienia na temat zjawisk powierzchniowych w półprzewodnikach. Również w dyskusjach publicznych i kulturalnych odczuwało się przekonanie o rozległych możliwościach poznawczych w tej nowej dziedzinie. Zadziwiająco gwałtowny postęp techniki subwysokiej próżni jak również pomyślny rozwój metod fotoemisyjnej diagnostyki powierzchni stanowi obok innych metod pomiarowych dogodną bazę do badania powierzchni. Przekonywującym dokumentem aktualnej sprawności techniki pomiarowej był referat R. Dingle z Bell Laboratory na temat optycznych własności nadsieci półprzewodnikowych. Autor opisał metodę precyzyjnego nakładania kilkuset epitaksjalnych warstw GaAs i $Al_xGa_{1-x}As$ o grubości 10 do 500 Å. Naparowany układ posiada cechy właściwe dla naturalnych nadsieci w kryształach.

Rozwój badań zaprezentowany na konferencji zdaje się w pełni potwierdzać zdanie J. J. Hopfielda wypowiedziane cztery lata temu na konferencji w Warszawie, że „... te obszary (nauki), które będą generować nową naukę, leżą w ekstremalnych parametrach fizycznych i konstrukcyjnych a także tam, gdzie będą oddziaływać z innymi dyscyplinami ...”. Obok już klasycznych zagadnień struktury pasmowej, transportu, własności optycznych, cieczy elektronowo-dziurowej, półprzewodników amorficznych, fizyka powierzchni półprzewodników stanie się zapewne problemem numer 1 na kolejnej XIV Konferencji w Edynburgu w roku 1978.

Andrzej Kisiel

IV Seminarium: „Struktura domenowa ferroelektryków“ w Karpaczu

W dniach od 28 września do 2 października 1976 r. odbyło się kolejne, czwarte już Seminarium „Struktura domenowa ferroelektryków”. Seminarium to, organizowane przez Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego przy współpracy Zespołu Badań Ferroelektryków Instytutu Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu, mają na celu przegląd najnowszych osiągnięć w badaniach ferroelektryków i są znakomitą okazją do wymiany informacji naukowych.

Komitet naukowy Seminarium tworzyli: prof. Arkadiusz Jaśkiewicz, doc. Bożena Hilezer oraz mgr Ryszard Cach (sekretarz). Sprawna organizacja seminarium była zasługą pracowników IFD: mgra Andrzeja Góralczyka i mgra Janusza Przesławskiego.

Tradycyjnie już tematyka referatów i komunikatów nie ograniczała się do zagadnień związanych ściśle ze strukturą domenową, chociaż wpływ struktury domenowej na własności ferroelektryków to pierwszoplanowy temat Seminarium. Duża część komunikatów poświęcona była takim zagadnieniom jak przemiany fazowe w ferroelektrykach, procesy polaryzowania i przepolaryzowania, dielektryczne i elektryczne właściwości monokryształów oraz ceramiek ferroelektrycznych.

Ogółem w Seminarium wzięło udział około 70 osób z kraju i zza granicy. Gościliśmy w tym roku dr A. Fouskovą z Pragi, prof. G. Schmidta z Halle (NRD), doc. M. P. Mihailova z Płowdiw (Bulgaria) oraz dra K. P. Meyera z Halle (NRD).

Seminarium otworzył A. Jaskiewicz referatem *Nucleation and Evolution of Domain Structure in TGS Crystal*, w którym omówił proces nukleacji domen w okolicy punktu przemiany fazowej oraz wpływ sposobu przechodzenia ze stanu para- do ferroelektrycznego na późniejszą ewolucję struktury domenowej.

A. Fouskova w referacie *Domain Walls in Improper Ferroelectrics* dała obszerny przegląd prac fizyków z Pragi dotyczących własności ścian domenowych ferroelektryków niewłaściwych. Ten interesujący referat był tym bardziej cenny, że ośrodek praski ma szczególne osiągnięcia w tej dziedzinie.

G. Schmidt przedstawił najnowsze wyniki badań ferroelektryków wykazujących dyfuzyjne przejścia fazowe w referacie *Electrical Hysteresis Loops of Ferroelectrics with Diffused Phase Transition*.

M. P. Michailov w referacie *Effect of DC Electric Field on the Temperature of the Curie Point and the Dielectric Permittivity in the Curie Point* pokazał, jak w oparciu o model antyrównoległych momentów elektrycznych można wyjaśnić wpływ stałego pola elektrycznego na temperaturę przemiany fazowej oraz maksymalną wartość przenikalności dielektrycznej w punkcie przemiany.

Spśród referatów dotyczących badań ceramiek ferroelektrycznych na uwagę zasługuje referat B. Hilczera *Electric Conduction in Pb(Zr_{1-x}Ti_x)O₃ Solid Solution*, w którym przedstawiono wyniki pomiarów liniowych i nieliniowych własności elektrycznych stałego roztworu Pb(Zr_{1-x}Ti_x)O₃ czystego i napromieniowanego szybkimi neutronami. Podano mechanizm transportu elektrycznego dla tego stałego roztworu.

K. P. Mayer przedstawił pracę pt. *Domain Structure of Ferroelectrics Revealed by Electron Microscope Decoration Technique*, wykonaną wspólnie z L. Szczęśniakiem (IFM Poznań), w której zastosowano mikroskop elektronowy i technikę dekoracji do badania struktury domenowej. Ta trudna doświadczalnie metoda ujawniania struktury domenowej wyróżnia się wśród innych metod dużą zdolnością rozdzielczą.

Oprócz wymienionych wyżej wygłoszono jeszcze następujące referaty:

J. Stankowska (UAM Poznań) — *Dielectric Properties of Deuterated Triglycine Selenate Single Crystals*,

Z. Wróbel (UŚ Katowice) — *Electric Properties of Solid Solution Pb(Zr_{1-x}Ti_x)O₃ near Morphotropic Limits*,

J. Wapłak (IFM Poznań) — *Influence of Cr³⁺ ion Doping on the Aging and Switching Process of TGS Family*,

Cz. Pawlaczyk (IFM Poznań) — *Dielectric Dispersion in Triglycine Sulphate Single Crystals*.

W ciągu całego Seminarium wygłoszono łącznie 22 referaty i komunikaty. Materiały opublikowane będą w języku angielskim przez Wydawnictwa Uniwersytetu Wrocławskiego.

Na podkreślenie zasługuje wspaniała atmosfera całego Seminarium sprzyjająca nieskrepowanej dyskusji, wymianie doświadczeń i informacji.

Ryszard Cack

J. Massalski, M. Massalska: *Fizyka dla inżynierów*, tom I *Fizyka klasyczna*, WNT, Warszawa 1975, stron 620, cena zł 110,— tom II *Fizyka współczesna*, WNT, Warszawa 1975, stron 628, cena zł 100,—

Podręcznik uniwersyteckiej fizyki pełni ważną rolę, gdyż inicjuje kontakt z określoną dziedziną wiedzy w gronie ludzi nie parających się fizyką. Taką rolę wśród techników powinno spełniać dwutomowe dzieło Massalskich, które jednak ze względu na anachroniczność stosowanych przykładów i rażąca niechęć autorów do precyzyjnego opisu pokazów ilustrujących zjawiska, robi fizyce bardzo złą reklamę. Pierwsza część pt. *Fizyka klasyczna* zawiera ogromny materiał wykładany zwykle na wykładach fizyki doświadczalnej lub ogólnej, od mechaniki poprzez ciepło, optykę i kończy się elementami fizyki relatywistycznej. Część druga pt. *Fizyka współczesna* jest poświęcona fizyce atomowej, fizyce ciała stałego i fizyce jądrowej, a więc obejmuje zakres wykładów specjalistycznych, których omówienie wymaga głębokiej specjalistycznej wiedzy i stąd zupełnie innego potraktowania niż materiał zawarty w tomie pierwszym. Po lekturze podręcznika Massalskich mogę stwierdzić, że autorzy nie sprostali postawionemu sobie zadaniu napisania atrakcyjnego i nowoczesnego podręcznika, gdyż całość potraktowali tradycyjnie zestawiając materiał dostępny w polskim piśmiennictwie. Jako przykład niech posłuży obszerny opis ogniwa Daniella, którego znalezienie w pracowni jest nielada sztuką, i pominięcie akumulatora jako źródła prądu elektrycznego. Tom II wskazuje wyraźnie, że dla napisania czegoś interesującego z dziedziny fizyki ciała stałego czy też spektroskopii wiązek atomowych trzeba samemu uprawiać te dziedziny. Całość dzieła jest zestawieniem informacji o charakterze encyklopedycznym, a w wykładzie nie można dojrzeć indywidualności autorów. W studiowaniu książki największe trudności i związane z tym błędy napotykałem na początku rozdziałów, gdy dalsza treść jest na ogół poprawna. Przy wprowadzaniu jednostek podstawowych autorzy na stronie 17 posługują się dziwnym kryterium, gdy piszą, że „łatwo przyswajalne” wielkości mogą być wielkościami podstawowymi. Posługiwanie się układem CGS w wykładzie dla techników jest moim zdaniem poważnym błędem, a jednostka gęstości inercyjności m^3 jest zupełnym dziwactwem, gdy przy omawianiu masy i jej jednostek nie ma mowy o inercji. Używanie pojęcia „stała dielektryczna” zamiast obowiązującej nazwy „przenikalność elektryczna” jest również uchybieniem. Zbędna wydaje się cała część „Elementy analizy matematycznej”, która jest zestawieniem łatwo dostępnych i na ogół przez studentów znanych formuł. Nie wiem dlaczego autorzy tytuł podstawowego dzieła Newtona tłumaczą „Początki matematyczne filozofii przyrody” (str. 69), co jest bardzo dowolnym przekładem łacińskiego oryginału. Właściwość bezwładności ciała, podana na tej stronie, pozostaje w sprzeczności z nieco wyżej podaną pierwszą zasadą dynamiki Newtona. Również przy omawianiu trzeciej zasady mówi się o „kontakcie punktów materialnych”, co jest wyraźnym potknięciem, gdyż pojęcie punktu materialnego jest wybiegiem formalnym. Na stronie 82 niepotrzebnie opisano układ nieruchomy związany z Galaktyką, co, jak wynika z dalszego wywodu, jest całkowicie zbędne. Przy omawianiu sił Coriolisa zamieszczono rysunek 5.22, który jest zupełnie niezrozumiały dla osób nie mających dotąd kontaktu z opisem zjawisk w dwóch układach odniesienia: inercyjnym i nieinercyjnym, bowiem podpis pod rysunkiem nie wyjaśnia tego, co to są punkty 0 i 0'. Przy omawianiu bryły sztywnej autorzy chyba przez pomyłkę potraktowali kulę jako błąk symetryczny i jest to niezgodne z definicją tego błąka podaną dwa wiersze niżej (str. 130). W paragrafie 7.3 „Własności kryształów” omówiono plastyczne odkształcenie ciał, wprowadzono pojęcie poślizgu, tekstury, formy bliźniaczej i naszkicowano pobieżnie inne rzeczy, a nie wspom-

niano o dyslokacjach, od czego należało moim zdaniem rozpocząć omawianie molekularnego mechanizmu plastyczności. W paragrafie 10.2 dotyczącym fal sprężystych autorzy mylą jednorodność z izotropowością pisząc: „w ośrodku jednorodnym prędkość rozchodzenia się fal nie zależy od miejsca ani kierunku rozchodzenia się fali”. Nie jest to prawdą, gdyż w jednorodnych kryształach prędkość rozchodzenia się fal sprężystych na ogół silnie zależy od kierunku. W punkcie 4 tego paragrafu dowiadujemy się, że w przypadku fal głosowych (tzn. dźwięku) dyspersja nie występuje. A fonony? Według autorów „fale świetlne są koherentne tylko wtedy, jeżeli ich źródłem jest ten sam atom”. Nie wiem jak to autorzy rozumieją? W rozdziale o ciepłe (str. 249) nie podano, co rozumiemy przez równowagę termiczną, a następnie za pomocą tego niezdefiniowanego pojęcia definiuje się temperaturę. Jej skalę bezwzględną wprowadzają autorzy za pomocą ekstrapolacji wyrażenia opisującego przemianę izochoryczną (str. 251), na stronie 253 piszą znów, że niejednoznaczność wyznaczania temperatury za pomocą termopary wynika z jej parabolicznej charakterystyki. Dalej (str. 296) jest mowa „o ruchu cieplnym ciała” zamiast o energii kinetycznej molekuł. To może wprowadzić w błąd czytelnika, co składa się na energię wewnętrzną ciała. Paragraf 14.7,4 zawiera informacje o najniższych temperaturach z lat 1950, kiedy to uzyskano temperaturę 0,012 K!

Zasady termodynamiki wprowadzane są tradycyjnie i to znacznie ogranicza jasność wykładu, dotyczącego spraw związanych z praktycznym zastosowaniem termodynamiki. Na stronie 347 spotykamy się z błędną definicją stężenia wagowego. Jednak najbardziej starodawny jest wykład nauki o elektryczności rozpoczynający się od pocierania pałeczek ebonitowych i szklanych. Ebonit stosowany jako podstawowy materiał izolacyjny jest dokładnie opisany, brak natomiast w tablicy 17.1 danych o teflonie, polistyrenie, igielicie i innych powszechnie dostępnych materiałach dielektrycznych. Cały paragraf 17.13 dotyczy prądu „polaryzacji”, mimo że podano tam szereg niepotrzebnych moim zdaniem wzorów, nie zawiera jedynie wyrażenia opisującego prąd przesunięcia. Pewne zdziwienie czytelnika musi wywołać galwanometr, który „mierzy prąd płynący w obwodzie” (str. 419). Nauka o magnetyzmie zawiera wiele uwag na temat dawno zarzuconego pojęcia ładunku magnetycznego, a stwierdzenie, że „każde pole magnetyczne wywołane jest ruchem ładunków elektrycznych” kompromituje autorów, którzy ignorują istnienie spinów, a co gorsze łączą magnetyzm spinowy z ruchem obrotowym elektronów czy jąder, o czym można sądzić na podstawie wykładu o spinie (tom II, str. 411). W optyce znalazłem uchybienia w rysunkach (22.8 i 23.2), w których kąt odbicia nie równa się kątowi padania oraz jeden z pryzmatów silniej załamuje promienie czerwone niż fioletowe. W drugim tomie dielektryki są opracowane bardzo źle, a w rozdziale poświęconym ferroelektrykom (str. 324) sól Seignette'a i sól Rochelle'a potraktowane są jako dwa różne piezoelektryki. Dalej autorzy piszą, że zjawisko ferroelektryczne wiąże się z indukowanymi momentami dipolowymi, co napewno nie jest prawdą. Również rozdział o defektach (str. 259-260) zawiera błędne rysunki mające obrazować defekty Frenkla, które skomponował zapewne Rysownik, zmniejszając promienie jonów otaczających jon-defekt, znajdujący się w położeniu międzywęzłowym. Podobnie niestarannie opisali autorzy na stronie 414 piękne doświadczenia Rabiego i Blocha, gdzie trudno się zorientować, jaki moment pędu określa częstość Larmora i w jaki sposób uzyskujemy sygnał indukcji jądrowej w metodzie Blocha.

Massalscy w swoim dwutomowym podręczniku pracowicie zestawili duży materiał będący na ogół wyciągiem z istniejących już w polskim języku opracowań podręczników akademickich. Nie zwrócili jednak uwagi, że dotychczas ukazały się nowoczesne opracowania *Fizyka* Hallidaya i Resnicka, cały kurs berkeleyowski oraz Feynmana *Wykłady z fizyki*, co jest poważnym przeoczeniem autorów. Podręcznik ten może służyć jako źródło informacji o dawnej fizyce, lecz nie powinien być zalecany do studiowania fizyki przez techników zamiast książek Szczeniowskiego czy Piekary.

Zdzisław Wilhelmi: *Fizyka reakcji jądrowych*, PWN, Warszawa 1976, str. 452, cena zł 65,—

Książka profesora Zdzisława Wilhelmiego jest niewątpliwie cennym podręcznikiem, który wzbudził duże zainteresowanie wśród studentów specjalizujących się w fizyce jądrowej, a także młodych pracowników naukowych i nauczycieli zainteresowanych rozwojem tej dziedziny wiedzy. Należy przyklasnąć wszelkim inicjatywom wydawniczym podejmującym wydawanie podręczników wykraczających swą treścią poza informacje wstępne, bowiem nadal odczuwa się brak podręczników z fizyki jądrowej bardziej zaawansowanych swą treścią, co jest szczególnie ważne wobec ograniczonych możliwości zakupu książek obojętecznych. Książka A. Bohra i B. R. Mottelsona, której tom pierwszy jest osiągalny w księgarniach, wypełnia jedynie częściowo zapotrzebowanie na bardziej szczegółowe informacje z fizyki jądra atomowego. Dotyczy bowiem zagadnień struktury jądra atomowego. Szczególnie dotkliwy jest brak podręcznika obejmującego swym zakresem fizykę reakcji jądrowych.

Książka prof. Wilhelmiego spełnia, chociaż jedynie częściowo, istniejące zapotrzebowanie, szczególnie w zakresie informacji zawartych w części trzeciej. Podręcznik podzielony został na trzy części: cz. 1 — ogólne własności jąder atomowych, cz. 2 — modele struktury jądra, cz. 3 — reakcje jądrowe, siły jądrowe. Swą objętością rozdział trzeci wypełnia w połowie omawianą książkę. Mimo tego należy żałować, że część ta nie została jeszcze bardziej rozbudowana — głównie kosztem części pierwszej. Książka profesora Wilhelmiego jest w zasadzie pierwszym podręcznikiem w języku polskim omawiającym bardziej szczegółowo fizyczne aspekty reakcji jądrowych.

Czytając recenzowaną książkę pragnęłoby się, by opracowania różnych zagadnień były bardziej obszernie i szczegółowe. Dla przykładu można wymienić chociażby podrozdział dotyczący metody kanałów sprzężonych. Informacje o tej tak często stosowanej metodzie są bardzo szczupłe — zawarte jedynie na 3 stronach. Podobnie można żałować, że obraz oddziaływania ciężkich jonów (poza rozpraszaniem sprężystym) nie został bardziej rozbudowany. Reakcje wywołane przez ciężkie jony są coraz intensywniej badane. Dostarczają bowiem wielu nowych informacji o stanach jądrowych nie dających się wytworzyć do niedawna stosowanymi metodami. Czytelnik nie znajdzie także działu zajmującego się procesami rozszczepienia. Wszystkie te uwagi należy na pewno złożyć na karb szczupłości miejsca uniemożliwiającego widocznie autorowi rozbudowanie tej części, która jest związana bezpośrednio z tytułem recenzowanej książki.

Wymienione uwagi nie zmniejszają znaczenia podręcznika prof. Wilhelmiego. Książkę czyta się bardzo dobrze. Należy podkreślić próbę wprowadzenia polskiego nazewnictwa dla określenia różnych procesów i zjawisk. Trudno jednak wyrokować, czy takie terminy jak przekrój reakcji, dwójkowanie, struktury gronowe przyjmą się. Mimo tych prób autor nie jest konsekwentny w stosowaniu terminologii polskiej. Można spotkać takie terminy jak degradatory energii, target.

Abstrahując od niektórych nieścisłości oraz niedokładności redakcyjnych, które można zauważyć, książka prof. Wilhelmiego wypełnia poważną lukę w piśmiennictwie fachowym z fizyki jądrowej na rynku krajowym. Należy przypuszczać, że następne wydanie w pełni zaspokoi nadzieje, jakie wiąże czytelnik z książką o fizyce reakcji jądrowych.

Lucjan Jarczyk

I. M. Cydlikowski: *Elektrony i dziury w półprzewodnikach*. Tłumaczyli z języka rosyjskiego Ryszard Iwanowski, Janusz Kaniewski, Wojciech Szuszkiewicz i Jacek Szymański, PWN, Warszawa 1976, str. 550, cena zł 86,—

Rozwój fizyki ciała stałego, a w szczególności rozwój fizyki półprzewodników w okresie ostatniego ćwierćwiecza był ogromny. Wyniki badań materiałów półprzewodnikowych, zarówno od strony doświadczalnej jak i teoretycznej, są zebrane w tysiącach publikacji w czasopiśmie.

o światowym znaczeniu. Badania te dotyczyły zarówno makrozjawisk, jak również tych efektów, do opisu których trzeba stosować mechanikę kwantową. Mimo tak wielkiego rozwoju badań liczba opracowań syntetycznych w postaci monografii i podręczników na temat kwantowej teorii półprzewodników jest bardzo mała.

Jednym z podstawowych zagadnień teorii kwantowej ciał stałych jest poszukiwanie widm energetycznych elektronów w kryształach, zwłaszcza tych elektronów, które są odpowiedzialne za podstawowe zjawiska fizyczne, jakimi są np. zjawiska elektryczne, czy optyczne. Ze względu na pasmowy charakter tych widm mówi się wówczas o badaniu struktury pasmowej. Ze względu na sposób obsadzenia głównych pasm energetycznych w półprzewodnikach nośnikami energii są zarówno elektrony jak i dziury.

Do chwili obecnej na światowym rynku wydawniczym ukazało się niewiele książek na temat struktury pasmowej. Do takich można na przykład zaliczyć książkę Callaway'a o strukturach pasmowych ciał stałych, w której nacisk położony jest bardziej na metody wyznaczania struktury, niż na dyskusję o szczegółach struktury, czy też książkę Longa, w której zawarte jest niezwykle syntetyczne opracowanie danych dotyczących struktur pasmowych typowych półprzewodników. Żadna z tych książek nie ukazała się w tłumaczeniu polskim. W takiej sytuacji książka „Elektrony i dziury w półprzewodnikach” jest cenną pozycją na polskim naukowym rynku wydawniczym.

W omawianej książce autor starał się zebrać maksimum wiadomości o strukturach pasmowych i własnościach nośników dla klasy najbardziej znanych półprzewodników, a mianowicie: dla półprzewodników o strukturze diamentu, takich jak krzem, german i szara cyna, dla półprzewodników typu $A_{III}B_V$ i $A_{II}B_{VI}$ o strukturze blendy cynkowej, związków ołowiu $A_{II}B_{VI}$ o strukturze NaCl oraz selenu i telluru. Pewnym mankamentem przy doborze materiałów do dyskusji jest pominięcie półprzewodników o strukturze wurecytu, w której krystalizują niektóre materiały $A_{II}B_{VI}$ i $A_{III}B_V$.

W rozdziale pierwszym podany jest ogólny opis stanów elektronowych. Początek rozdziału stanowi przypomnienie podstawowych faktów z mechaniki kwantowej na temat wyznaczania stanów elektronowych, następnie omówione są dane dotyczące symetrii kryształów i jej wpływu na charakter stanów elektronowych (funkcje własne funkcje Blocha, opis stanów w przestrzeni k , strefy Brillouina, pasma energetyczne). Ponadto, przedstawione są w tym rozdziale najprostsze metody rachunków, wykazujące pasmowy przebieg energii (metoda silnego wiązania i metoda prawie swobodnych elektronów).

W rozdziale drugim podane są przybliżone metody wyznaczania struktury pasmowej (metoda LCAO, funkcji Greena, OPW, APW, pseudopotencjału, k. p. i różne schematy interpolacyjne), pokazane ich wady i zalety. Tu również przedstawione są definicje teorii grup i wyniki twierdzeń tej teorii niezbędne do opisu symetrii stanów i klasyfikacji stanów w przestrzeni k .

Rozdział trzeci zawiera niezwykle bogate dane odnośnie do struktury pasmowej wymienionych wyżej półprzewodników. Podane są układy poziomów energetycznych w punktach symetrii, symetria poziomów określona według reguł teorii grup, kształt pasm w otoczeniu punktów symetrii, czy też ekstremów (kształt pasm opisują różne postacie wzorów dyspersyjnych na energię). Przedyskutowany jest problem zmian struktury pasmowej w zależności od ciśnienia i temperatury. Opracowanie tego rozdziału odbiega już znacznie od syntetycznego sposobu ujęcia, który charakteryzuje pierwsze dwa rozdziały. Autor porusza wiele szczegółów obliczeń struktury pasmowej, zawartych, jak wskazuje spis literatury do tego rozdziału, aż w 202 pracach oryginalnych.

Rozdział czwarty zawiera opis zachowania elektronów w zaburzonym polu periodycznym kryształu. Autor omawia w nim dynamikę dziur i elektronów w polach zewnętrznych, w przypadku różnych możliwych wzorów dyspersyjnych oraz problemy związane z występowaniem domieszek. Rozpatrywane są tylko domieszki płytkie, typowe donory i akceptory. Do rozwiązania problemu domieszek niezbędna jest znajomość teorii masy efektywnej, którą przedstawiono na początku rozdziału. W tym rozdziale również, autor bardzo szeroko uzasadnia sens wprowadzenia pojęcia dziury jako nośnika energii.

W rozdziale piątym podane są różne „rodzaje” mas efektywnych (cyklotronowa, gęstości stanów itp.) dla różnych przypadków zależności dyspersyjnych energii. W celu wprowadzenia tych mas opisano zjawiska, w których były one określane. Również ten rozdział zawiera ogromną dawkę szczegółowego materiału.

W rozdziale szóstym przedstawione są te metody eksperymentalne, które pozwalają w sposób najbardziej wiarygodny określić podstawowe parametry struktury pasmowej. Autor wybrał takie metody jak: rezonans cyklotronowy, zjawiska transportu, zjawiska oscylacyjne w polu magnetycznym, zjawiska optyczne i magnetooptyczne.

Po zapoznaniu się z materiałem zawartym w książce, trudno jest podać jednoznaczną ocenę, jakiemu gronu czytelników można tę książkę polecić. Charakteryzuje ją bowiem różny stopień ogólności ujęcia tematów w poszczególnych rozdziałach. Pierwsze dwa rozdziały sprawiają wrażenie swobodnej gawędy, w której autor stara się w sposób niezmiernie prosty i poglądowy mówić o sprawach zachowania się nośników w kryształach. Dla zrozumienia tych zagadnień wystarczy znajomość podstaw fizyki teoretycznej, a w tym mechaniki kwantowej. W miarę rozwoju tematu, mimo że prostota wykładu jest zachowana, następuje już wielka koncentracja informacji, która wymaga dużego skupienia przy czytaniu, na które stać czytelnika istotnie zainteresowanego tymi problemami. Książkę mogą i powinni zacząć czytać studenci fizyki w okresie ich pracy dyplomowej, jednakże wydaje się, że dopiero przy poddyplomowej specjalizacji w zakresie fizyki półprzewodników (przy wykonywaniu prac doktorskich) pełne zapoznanie się z materiałem zawartym w książce jest niezbędne. Książka jest cennym źródłem informacji szczegółowych o najbardziej znanych półprzewodnikach. Czytelnik musi sobie jednak uświadamiać, że książka gromadzi dane pochodzące z badań do 1970 roku (pewne poprawki zostały wprowadzone przez polskich tłumaczy dla związków rtęci), wobec czego po najnowsze wyniki trzeba sięgać do prac oryginalnych.

Książkę charakteryzuje niezwykle staranne i wnikliwe opracowanie poszczególnych tematów, swoboda podejścia, uniknięcie sztywnego i formalnego sposobu wykładu. Ułatwia to bardzo zrozumienie przedstawionych problemów.

Jak zwykle w przypadkach zgromadzenia dużej ilości materiału, konieczność skrótego traktowania zagadnień może wprowadzać pewne niejasności w opisie. Te niejasności, jak i pewne drobne usterki merytoryczne występują i w tej książce, jednakże nie są one ani liczne, ani poważne, nie ma więc sensu omawianie ich w ogólnej recenzji.

Pewną niedogodnością w książce jest układ bibliograficzny, w którym literaturę odniesiono do poszczególnych rozdziałów.

Tłumaczenie książki jest bardzo staranne i w dobrym języku polskim. Nieliczne usterki terminologiczne czy stylistyczne nie obniżają wartości tekstu. Sporządzenie skorowidza rzeczowego przez tłumaczy ułatwia korzystanie z książki.

Maria Miąsek

J. B. Brojan, J. Mostowski, K. Wódkiewicz: **Zbiór zadań z mechaniki kwantowej**, PWN, Warszawa 1976, str. 300, cena zł 40,—

Zbiór składa się z czterech rozdziałów: Problemy stacjonarne (278 zadań), Rozpraszanie (112), Rozwój układu kwantowego w czasie (55), Kwantowa teoria pola elektromagnetycznego, (16). Treść zadań zajmuje czwartą część książki, resztę — Odpowiedzi i rozwiązania, Dodatki i Bibliografia. Zbiór przeznaczony jest głównie dla osób studiujących mechanikę kwantową na poziomie uniwersyteckim. Część zadań to problemy oryginalne. Na ogół sformułowane są jasno i starannie, a dowody i rachunki prowadzone są przejrzysto i z dobrym komentarzem. 60 rysunków uzupełnia treść zadań i odpowiedzi. Z tego około 40 to wykresy różnych potencjałów, pozostałe — to graficzne rozwiązania równań, wykresy poziomów energii i inne. Orientację w zbiorze, oprócz podziału rozdziałów na mniejsze części, ułatwia oznaczenie literą (T) zadań trudnych, a (TT) — bardzo trudnych.

W zbiorze znajdujemy bardzo różne zadania, zarówno pod względem treści jak i sposobów rozwiązania danego problemu. Na przykład energię stanu podstawowego cząstki poruszającej się w polu oscylatora harmonicznego możemy wyznaczyć: rozwiązując analitycznie równanie własne, metodą wariacyjną, z zasady nieoznaczoności, w przybliżeniu quasi-klasycznym (WKB), przy pomocy bozonowych operatorów a^+ , a oraz teoriogrupowo wykorzystując symetrię hamiltonianu przy transformacjach SU(3).

Inne, szeroko stosowane w tym zbiorze metody, to rachunek zaburzeń dla widma dyskretnego i ciągłego, zaburzeń niezależnych i zależnych od czasu, fale parcjalne, przybliżenie eikonalne, metody przybliżonych rozwiązań równań ruchu w obrazach Schrödingera i Heisenberga i inne. Część zadań wymaga obliczeń numerycznych.

Książka jest niewątpliwie bardzo potrzebnym i pożytecznym zbiorem i znajdzie wielu nabywców, ale przed następnym wydaniem korekta powinna być staranniejsza. Pojedyncze błędy występują w całej niemal książce. Wydaje mi się, że jest ich zbyt wiele w rozdziale I. Strony o trzech i czterech błędach nie należą tu do wyjątków. Podaję parę takich stron dla przykładu. Str. 78 wiersz 1 od góry ($\equiv 78^1$) jest Be^{-kx} , powinno być Be^{kx} , s. 78² jest $B \sin \kappa x \dots$, powinno być $-B \sin \kappa x \dots$, s. 78₆ jest $\left(\dots \frac{ak}{\kappa} \right)$ powinno być $\left(\dots \frac{k}{\kappa^2} \right)$, s. 78 rys, jest $\eta = \xi \operatorname{ctg} \xi$, powinno być $\eta = -\xi \operatorname{ctg} \xi$, s. 80₆ jest $\dots \sin \kappa a$, powinno być $\dots \sin \kappa x$, s. 80₈ jest Ce^{-ka} , powinno być Ce^{-kx} , s. 80₆ jest $\left(\dots \frac{ak}{2\kappa} \dots \right)$, powinno być $\left(\dots \frac{k}{2\kappa^2} \dots \right)^{-1}$, s. 98₈ jest $|\langle \psi | \psi_n \rangle|^2 = \frac{96}{(2n-1)^2 \pi^2}$, powinno być $|\langle u | \psi_n \rangle|^2 = \frac{96}{(2n-1)^4 \pi^4}$, s. 98₁ jest $\sum_{n=1}^{\infty} \frac{96}{(2n-1)^2 \pi^2} = 1$, powinno być $\sum_{n=1}^{\infty} \frac{96}{(2n-1)^4 \pi^4} = 1$. I dla kilku kolejnych stron: s. 172₃ jest $\langle \psi | V \psi \rangle$, powinno być $\langle \psi | H \psi \rangle$, s. 172₂ jest $\left(\frac{3\mu k}{2\hbar^2} \right)^{1/2}$, powinno być $\left(\frac{3\mu k}{2\hbar^2} \right)^{1/3}$, s. 172₁ jest $(\dots)^{1/2}$, powinno być $(\dots)^{1/3}$, s. 173⁷ jest E_n , powinno być E_n^0 , s. 173¹¹ jest $\frac{\hbar^2 \lambda^2}{2\mu}$, powinno być $\frac{\hbar^2 \lambda}{2}$, s. 173¹³ jest $\lambda = \frac{\mu \omega}{2}$ powinno być $\lambda = \frac{\mu \omega}{2\hbar}$, s. 174¹ jest $A = \left(\frac{32 D^3}{\pi} \right)^{1/2}$, powinno być $A = \left(\frac{32 \lambda^3}{\pi} \right)^{1/4}$, s. 175₁₁ jest $\frac{2}{(2l+1)\hbar^2} \frac{\partial H}{\partial l}$, powinno być $\frac{2\mu}{(2l+1)\hbar^2} \frac{\partial H}{\partial l}$, s. 175₆ jest $\frac{2}{(2l+1)\hbar^2} \frac{\partial E}{\partial l}$, powinno być $\frac{2\mu}{(2l+1)\hbar^2} \frac{\partial E}{\partial l}$. Ponadto tabela II na str. 175 zawiera tylko szereg liczb i litery U_0 . Trudno odgadnąć, czego dotyczy.

I jeszcze parę drobnych uwag, które ułatwiłyby korzystanie ze zbioru. Funkcje hipergeometryczne $F(\alpha, \beta, \gamma, y)$ mogłyby zależeć, na przykład, od α, β, γ, x , gdyż γ i y wyglądają zbyt podobnie, łatwo więc o pomyłkę przy obliczeniach.

Można dołączyć do zbioru spis oznaczeń. Nie w każdym podręczniku, nawet tak obszernym jak *Mechanika kwantowa* Dawydowa, można spotkać oznaczenie iloczynu normalnego przy pomocy dwukropków. Stąd tajemniczo wygląda taki, na przykład, zapis dla operatorów fermionowych: $aa^+ = -a^+a$.

W zbiorze numery zadań powtarzają się 17 razy. Łatwiej byłoby odnaleźć właściwe rozwiązanie, gdyby tytuły rozdziałów były powtórzone u góry co drugiej strony.

Wydaje się, że w zbiorze mogłoby znaleźć się więcej zadań typu zadania 21 z rozdziału 1.3 oraz zadań z fermionowymi operatorami kreacji i anihilacji cząstek i quasi-cząstek.

Mimo tych drobnych usterek, które łatwo usunąć, uważam, że zbiór jest bardzo dobry i niezwykle potrzebny, a autorom należy się uznanie za trud włożony w jego przygotowanie.

Maria Trajdos

Aktualne problemy metodologiczne fizyki *

Mierzymy w fizyce wybrane cechy obiektów, procesów i stanów, które określa się jako wielkości fizyczne. W spotykanych definicjach wielkości fizycznej zamiast obiektu używa się terminu — ciało, zamiast procesu — zjawisko, a stanu w ogóle się nie wymienia. Poszerzona definicja wielkości fizycznej obejmuje takie obiekty, jak cząstki materialne i fotony oraz takie parametry stanu, jak temperatura, ciśnienie, energia.

Do wykonania pomiaru potrzebny jest przepis, według którego pomiar ma być wykonany, oraz jednostka miary. Przepis taki jest zawarty na ogół w definicji wielkości, którą najprościej i najdokładniej można przedstawić w formie wzoru definicyjnego, podającego zależność między wielkością definiowaną a wielkościami podstawowymi lub innymi wielkościami poprzednio już zdefiniowanymi.

W dotychczas stosowanym układzie jednostek CGS występowały trzy wielkości podstawowe: długość, czas i masa. W tym długość i czas były wprowadzone bez definicji, jako wielkości „bezpośrednio nam dane”. Natomiast masę, wielu autorów [1] definiuje na podstawie znanego doświadczenia, w którym ta sama przyczyna, w taki sam sposób nadaje dwu różnym ciałom przyspieszenia a_1 , a_2 . Przyjmuje się umownie, że stosunek tych przyspieszeń jest równy odwrotnemu stosunkowi mas przypisanych tym ciałom. Na podstawie tej umowy można wyznaczyć masę ciała, stosując znaną dynamiczną metodę pomiaru masy. Wprowadzenie masy jako wyniku ważenia na wadze kryje w sobie logiczne trudności, ponieważ wyjaśnienie, że ważeniem wyznaczamy masę, a nie ciężar, wymaga znajomości siły (prawa dźwigni), a siłę definiujemy za pomocą masy, a więc po jej wprowadzeniu.

W układzie SI przyjmuje się siedem wielkości podstawowych, oprócz trzech powyższych — natężenie prądu, temperaturę termodynamiczną, światłość i ilość materii (wyrażoną w molach).

Wybór wielkości podstawowych jest umowny i twórcy układu SI długo się zastanawiali czy za wielkość podstawową w mechanice przyjąć masę, czy siłę, a w elektryczności natężenie prądu, czy ładunek. Ostatecznie zaważył argument, że masę i natężenie prądu potrafimy mierzyć ze znacznie większą dokładnością niż siłę i ładunek. Ale skoro raz Generalna Konferencja Miar dokonała wyboru takich a nie innych wielkości podstawowych i skoro układ SI jest w Polsce prawnie obowiązujący, nie wolno poszczególnym autorom naruszać litery i ducha układu SI.

Oprócz zwiększenia liczby wielkości podstawowych układ SI wprowadził jeszcze inne zmiany, a przede wszystkim usunął kalorię i masę magnetyczną. Zmiany te pociągają za sobą konsekwencje logiczne dotyczące struktury materiału fizyki jak też interpretacji pewnych wielkości i praw. W rekonstruowaniu fizyki konieczne jest przestrzeganie ogólnych zasad metodologii [2]. Niektóre zasady metodologii fizyki są oczywiste, ale trzeba je wyszczególnić, ponieważ one właśnie są przekraczane przez autorów, którzy w sposób mechaniczny włączają układ SI do tradycyjnej struktury logicznej fizyki.

1) Wielkości pochodne są definiowane za pomocą wielkości podstawowych bezpośrednio lub pośrednio (tj. za pomocą wielkości pochodnych już poprzednio zdefiniowanych). Nie może być wielkość podstawowa zdefiniowana za pomocą wielkości pochodnej. Zgodnie z tą zasadą wielkość pochodna Q (ładunek) powinna być określona za pomocą wielkości podstawowej I , czemu czyni zadość wzór definicyjny przyjęty w układzie SI:

$$Q = \int I dt, \quad (1)$$

* Zamieszczamy ten artykuł w dziale listów, gdyż nie dotyczy on dydaktyki fizyki w szkołach wyższych, porusza zaś aktualne sprawy, które mogą zainteresować Czytelników posługujących się i ewentualnie piszących podręczniki dla szkół średnich. (Przyp. Red.).

natomiast nie może być wielkość podstawowa I zdefiniowana za pomocą wielkości pochodnej Q tradycyjnym wzorem:

$$I = \frac{dQ}{dt}. \quad (2)$$

Nie pozwala na to jeszcze inna zasada:

2) Jedno i to samo równanie nie może być użyte do definiowania dwu wielkości. Z zasady 1) wynika, że w układzie materiału nie może wielkość pochodna wyprzedzać wielkości podstawowej, a więc nie może np. kurs elektryczności rozpoczynać się, jak chce tradycja, od prawa Coulomba, gdyż zawiera ono wielkość pochodną Q .

Z tych samych względów nauka o ciepłe powinna się rozpoczynać od temperatury termodynamicznej. Jest to możliwe, jeśli się wyjdzie od termodynamicznej definicji temperatury

$$T = C\bar{E}_k, \quad (3)$$

gdzie \bar{E}_k jest średnią energią kinetyczną molekuł dowolnego gazu, a C — współczynnikiem będącym stałą wymiarową, dającą się wyrazić za pomocą stałej Boltzmann. Zastosowanie tej definicji temperatury wymaga uprzedniego wprowadzenia modelu kinetyczno-molekularnego gazu. Podobnie nauka o elektryczności rozpoczynać się powinna od elektronowo-jonowo-polowego modelu zjawisk elektrycznych.

Takie nowoczesne ujęcie tych dziedzin zaleca wielu wybitnych dydaktyków fizyki, że przytoczę L. I. Reznikowa [3]: „Nauka o ciepłe powinna się rozpoczynać od molekularnej budowy ciał, nauka o elektryczności od budowy atomu i elektronów. Molekuły, atomy, elektrony i pola sił nie stanowią dziś tworów hipotetycznych, których realności trzeba dowodzić przy pomocy długiego łańcucha doświadczeń i wnioskowań”. Na równaniu definicyjnym (3) nie można oprzeć pomiaru temperatury, ale z jego pomocą można w znany sposób otrzymać ogólne równanie stanu gazów, z którego wynikają szczególne jego przypadki. Na otrzymanym w ten sposób równaniu przemiany izochorycznej opiera się podstawowa metoda pomiaru temperatury za pomocą termometru gazowego. Jednostkę temperatury — kelwin-określamy stosując ogólną zasadę wprowadzania jednostek.

3) Za jednostkę wielkości fizycznej można przyjąć dowolną jej wartość. Tak np. długość ćwiartki południka ziemskiego została przyjęta pierwotnie za dziesięciomilionową wielokrotność metra. W analogiczny sposób temperatura potrójnego punktu wody została przyjęta za 273,16 wielokrotność kelwina.

Dowolność w przyjmowaniu jednostek miar jest ograniczona praktycznym względem, aby w równaniach stały współczynnik był równy jedności. Odstępstwem od tej reguły jest definicja kelwina, a także ampera w celu zachowania ich zgodności z dotychczasowymi jednostkami o tej samej nazwie. Definicja kelwina jest oderwana od tradycyjnej skali Celsjusza opartej na dwóch punktach stałych. Pokutujące jeszcze w niektórych podręcznikach „stopnie Kelwina” powinny być przemianowane na kelwiny.

Zarzucone też zostaje pojęcie „ilość ciepła”, które pochodzi z czasów substancjalnego pojmowania ciepła. Termin „ciepło” oznacza dziś wielkość fizyczną charakteryzującą proces przekazywania energii spowodowany samorzutnym wyrównywaniem się temperatur. Wielkość ta jest potrzebna do sformułowania pierwszej zasady termodynamiki

$$\Delta U = Q + W, \quad (4)$$

której zasadniczą treść można wyrazić w sposób następujący: zmianę energii wewnętrznej ciała można uzyskać albo przez wykonanie pracy W albo przez dostarczenie ciepła Q lub stosując oba te sposoby razem [4]. Stosujemy tu konwencjonalny, powszechnie przyjęty sposób wyrażania się, pamiętając jednakże, że praca i ciepło są tylko nazwami wielkości fizycznych charakteryzujących określone procesy.

W nowym ujęciu zbyteczne staje się posługiwanie się terminem „ciepło” w kalorymetrii.

Na podstawie definicji energii wewnętrznej jako sumy energii mechanicznych atomów lub molekuł można wyprowadzić wzór na przyrost energii wewnętrznej ciała badanego

$$\Delta U = cm\Delta T, \quad (5)$$

na którym oprócz można pomiary kalorymetryczne.

Po zakwestionowaniu równania (2) jako definicji natężenia prądu, otwarta staje się kwestia wyboru nowej definicji. Idąc śladami Gaussa, który w prawie Coulomba dostrzegł definicję ładunku, należałoby teraz dostrzec definicję natężenia prądu w prawie Ampera, które stanowi analogię do prawa Coulomba:

$$F = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_1 I_2}{r} l. \quad (6)$$

I tak, jak na prawie Coulomba była oparta jednostka CGS ładunku, tak na prawie Ampera (6) jest oparta aktualna definicja ampera. Chodzi teraz o to, aby definicję natężenia prądu zawartą w prawie Ampera powiązać z modelem elektronowym prądu jako uporządkowanego przepływu elektronów. W przepływie tym przez przekrój przewodu przesuwa się w dowolnym czasie t liczba elektronów N , która przenosi ładunek Q określony równaniem (1). Na jeden elektron przypada więc ładunek

$$e = \frac{Q}{N} = \frac{It}{N}. \quad (7)$$

Jeżeli przez N_0 oznaczymy liczbę elektronów przenoszonych przez prąd 1A w ciągu 1s, to oczywista jest zależność

$$N = N_0 It. \quad (8)$$

Z zależności (7) i (8) wynika

$$N_0 = \frac{1}{e}. \quad (9)$$

Jeśli posłużymy się wartością e zmierzoną przez Millikana, otrzymamy

$$N_0 = 6,25 \cdot 10^{18}. \quad (10)$$

Ta liczba stanowi konieczną dla naszej wyobraźni więź pomiędzy elektrodynamiczną definicją natężenia prądu (i jego jednostką) a modelem elektronowym prądu.

Na podstawie definicji (6) natężenie prądu nie jest bezpośrednio mierzalne. Ale można przy jej pomocy wyprowadzić wzory pozwalające mierzyć natężenie prądu w sposób bezwzględny przy zastosowaniu wagi prądowej.

Wraz ze zmianą definicji natężenia prądu zmieniają się definicje niektórych innych wielkości elektrycznych, a przede wszystkim napięcia elektrycznego. Napięcie wprowadza się tradycyjnie w elektrostatyce na podstawie pracy W , jaką siły pola wykonują przesuując ładunek Q , i wyraża się wzorem

$$U = \frac{W}{Q}. \quad (11)$$

Gdyby kurs elektryczności rozpoczynał się od prądu, należałoby tę samą operację zastosować do pola elektrycznego występującego w przewodzie z prądem. Stosowane tradycyjnie założenie, że jest to pole potencjalne, zostało przez wielu autorów zakwestionowane [5]. Zgodnie z zasadą 1) definicja napięcia powinna być wyrażona za pomocą wielkości podstawowej I , czemu czyni zadość wzór

$$U = \frac{P}{I} \left(\frac{P}{I} = \frac{W}{Q} \right). \quad (12)$$

Definicja ładunku (1) oparta jest na przepływie prądu i nasuwa się pytanie, czy pozostaje ona użyteczna, gdy mamy do czynienia ze stanami statycznymi. Przejście od elektrokinetyki do elektrostatyki na gruncie nowych interpretacji ułatwia proces ładowania kondensatora za pomocą źródła prądu stałego, opisywany wielokrotnie w różnych podręcznikach [6]. W procesie tym krótkotrwały prąd ładowania kondensatora przenosi ładunek $Q = \int I dt$ na okładki kondensatora i tam pozostaje on w stanie statycznym. O jego obecności na okładkach świadczy:

a) możliwość prądowego rozładowania kondensatora, przy którym potwierdza się prawo zachowania ładunku;

b) możliwość ładowania ciał przewodzących (np. kuleczki próbnej) przez zetknięcie z okładkami kondensatora;

c) występowanie pola elektrycznego między okładkami kondensatora (ujawnia go zachowanie się kuleczki próbnej).

Badanie pola elektrostatycznego między okładkami kondensatora (można je przeprowadzić za pomocą płytek Mie [7]) prowadzi do następującej zależności między natężeniem pola E a indukcją elektryczną D

$$D = \epsilon E. \quad (13)$$

Równanie to należy uznać za R. W. Pohlem [8] za podstawowe prawo elektrostatyki. Zawiera ono prawidłową definicję przenikalności elektrycznej oraz pozwala na wyprowadzenie prawa Coulomba i innych wzorów elektrostatyki. Byłoby to dedukcyjne ujęcie elektrostatyki zgodne z ogólnymi tendencjami panującymi dziś w fizyce.

Metodę dedukcyjną należałoby rozszerzyć na inne działy fizyki według następującej zasady:

4) Na czoło każdego działu należałoby wysunąć prawo podstawowe sprawdzone doświadczalnie, z którego dałoby się wydedukować prawa pochodne. Doświadczenie służyłoby tylko do sprawdzania praw pochodnych, a nie do ich uzasadniania.

W ten sposób ujęta fizyka dzięki wzajemnemu powiązaniu tematów, byłaby lepiej zrozumiała i łatwiejsza do zapamiętania. Zastąpiłaby też bardziej na miano nauki ścisłej. Prawem podstawowym w przedstawionym tu ujęciu jest prawo Ampera (6), a elektrostatyki prawo indukcji (13).

Zmodyfikowanego ujęcia wymaga też elektromagnetyzm. Była to dziedzina dobrze uporządkowana, dopóki nie usunięto z niej masy magnetycznej. Wraz z nią upadła dotychczasowa definicja natężenia pola magnetycznego. Na jej miejsce pojawiło się kilka różnych definicji, a to jest w nauce ścisłej niedopuszczalne. Największy niepokój wzbudza definicja $H = \frac{nI}{l}$, nie przez wszystkich autorów uznawana z powodu jej nietypowości.

Podobnie jak w przypadku prawa Coulomba i Ampera należałoby się wczuć i w tym przypadku w intencje twórców nauki. Oparli oni definicję wielkości H i B na sile działania pola magnetycznego F na element próbny, którym był biegun magnetyczny m . Stosunek $\frac{F}{m}$ określony w próżni nazywali natężeniem pola magnetycznego, a określony w ośrodku materialnym indukcją magnetyczną. Po usunięciu masy magnetycznej należało obrać inny element próbny. Jest nim umieszczony prostopadle do kierunku pola element przewodu Δl z prądem I , na który pole magnetyczne działa siłą ΔF proporcjonalną do iloczynu $I \Delta l$.

Intencje twórców nauki będą w pełni uwzględnione, jeżeli stosunek $\frac{F}{I \Delta l}$ określony w próżni nazwiemy natężeniem pola magnetycznego H , a określony w ośrodku materialnym indukcją magnetyczną B . Wtedy stosunek $\frac{B}{H}$ pozostanie nadal bezwymiarową przenikalnością magnetyczną μ , której wartości tabelaryczne nie ulegną zmianie.

Obie wielkości B i H wyrażałyby się przy tym uproszczeniu w teslach. Wprowadzenie dwu różnych nazw tej jednostki na podobieństwo ersteda i gaussa miałyby tylko psychologiczne

znaczenie. Z elektromagnetyki zniknęłoby równanie: $B = \mu_0 H$, ponieważ dla próżni byłoby $B = H$, a dla ośrodka materialnego: $B = \mu H$. Natomiast nie uległyby zmianie nowe wzory elektromagnetyki, gdyż wielkość μ_0 weszłaby do nich z fundamentalnych równań Ampera:

$$F = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_1 I_2}{r} l \quad \text{oraz} \quad \oint H dl = \mu_0 I.$$

Przy utrzymaniu aktualnie rozpowszechniającej się definicji H , zachowałoby się równanie $B = \mu_0 H$, według którego zarówno pole magnetyczne w próżni, jak i w ośrodku materialnym byłoby scharakteryzowane za pomocą dwu wielkości H i B proporcjonalnych do siebie. W klasycznej elektromagnetyce mieliśmy tylko dwie wielkości H — w próżni i B — w ośrodku materialnym; teraz byłoby ich aż cztery.

Do charakterystycznych zmian, jakie wystąpiły w elektromagnetyce, należy pomijanie prawa Coulomba dla biegunów magnetycznych, akcentujące, że każdy magnes jest dipolem i podlega w polu magnetycznym momentowi siły określonemu wzorem

$$M = p H \sin \alpha,$$

gdzie p jest dipolowym momentem magnetycznym, charakteryzującym magnes

$$p = \frac{\Phi l}{\mu_0}.$$

Wymienione tu zmiany, jakie ostatnio wystąpiły w fizyce, wymagają przebudowy struktury logicznej niektórych jej działów, co daje niepowtarzalną okazję do uporządkowania fizyki usunięcia z niej niejasności, niedomówień i przestarzałych interpretacji. Jeśli się przy tym zastosuje tylko półśrodki, to zamiast jasnych i pełnych wypowiedzi i dowodów spotykać się będzie różne wybiegi i uniki (cytuje z obszernej książki podejmującej zadanie uporządkowania jednego działu): „Ścisłe pomiary a także teoretyczne rozważania prowadzą do wniosku...” i tu podane są w sposób dogmatyczny twierdzenia, które przy racjonalnym uporządkowaniu i logicznym powiązaniu zagadnień dałyby się w sposób prosty udowodnić.

Literatura

- [1] Gieworkian-Szepiel, *Fizyka*, PWN, Warszawa 1976; M. Grotoński, *Wykłady fizyk* Czytelnik, Warszawa 1949.
- [2] J. Kmita, *Wykłady z logiki i metodologii nauk*, PWN, Warszawa 1976.
- [3] L. I. Reznikow, *Współczesne problemy metodyki fizyki*, Fizyka w Szkole, Nr 5, 1972.
- [4] J. Werle, *Termodynamika fenomenologiczna*, PWN, Warszawa 1957.
- [5] B. Milewski, *O ograniczonej stosowalności potencjału elektrycznego*, Fizyka w Szkole, Nr 6, 1976.
- [6] A. Piekara, *Elektryczność i magnetyzm*, PWN, Warszawa 1974.
- [7] A. I. Kitajgrodski, *Fizyka*, PWN, Warszawa 1965.
- [8] R. W. Pohl, *Elektrizitätslehre*, Springer, Leipzig 1948.

Bolesław Milewski

PTF

Walne Zebranie PTF

Walne Zebranie Polskiego Towarzystwa Fizycznego odbędzie się dnia 21 września 1977 we Wrocławiu.

Porządek dzienny:

1. Zagajenie, uczczenie pamięci zmarłych członków
2. Wręczenie nagród PTF
3. Wybór przewodniczącego Zebrania
4. Przyjęcie porządku dziennego
5. Przyjęcie protokołu z poprzedniego Zebrania
6. Sprawozdanie Zarządu Głównego PTF
7. Dyskusja nad sprawozdaniem
8. Sprawozdanie Komisji Rewizyjnej
9. Absolutorium dla ustępującego Zarządu Głównego
10. Wybory nowego Zarządu Głównego, Komisji Rewizyjnej i Sądu Polubownego
11. Wystąpienia przedstawicieli nowego Zarządu Głównego
12. Dyskusja i sugestie dla nowego Zarządu Głównego
13. Utworzenie nowych Oddziałów PTF
14. Wolne wnioski.

Komisja Historii Fizyki

Zarząd Główny PTF na posiedzeniu w dniu 23 lutego 1976 powołał Komisję Historii Fizyki, której zadaniem jest inspirowanie prac z historii fizyki, organizowanie seminariów i sympozjów z tej dziedziny, zbieranie materiałów do historii polskiej fizyki, inicjowanie wydawnictw na ten temat itp. Zorganizowanie Komisji powierzono wiceprezesowi PTF prof. Romanowi S. Ingardenowi, który został wybrany przewodniczącym Komisji na

jej pierwszym plenarnym posiedzeniu w Toruniu w dniu 1 kwietnia 1976. W skład Komisji weszli fizycy zajmujący się lub interesujący się historią fizyki oraz historycy nauki: z Warszawy — prof. J. Dobrzycki, prof. A. Piekara, prof. S. Szczeniowski, prof. A. Wróblewski, mgr K. Szymborski, z Krakowa — prof. T. Piech, prof. B. Średniawa, z Wrocławia — prof. K. Wojciechowski, mgr J. Burchardt, z Torunia — prof. R. S. Ingarden, doc. S. Kalembka, doc. S. Salomonowicz, dr Z. Nowak. Później dokooptowano: z Warszawy — prof. J. Auleytnera, prof. P. Czartoryskiego, prof. W. Voisé, prof. A. Wolską; z Torunia — doc. J. Sławianowskiego i mgr W. Mincera. Na drugim posiedzeniu plenarnym Komisji w dniu 1. 4. 1977 w Toruniu postanowiono dokooptować przedstawicieli innych ośrodków.

Jak na razie Komisja nawiązała ścisłą współpracę z czterema instytucjami naukowymi: Zakładem Historii Nauki, Oświaty i Techniki PAN w Warszawie (prof. J. Dobrzycki, prof. P. Czartoryski, prof. W. Voisé, mgr J. Burchardt i mgr K. Szymborski), z Instytutem Historii PAN (doc. S. Salomonowicz), z Instytutem Historii i Archiwistyki UMK w Toruniu (doc. S. Kalembka, dr Z. Nowak) i z Biblioteką Główną UMK w Toruniu (mgr W. Mincer). Od powstania Komisji aż do 1. 4. 1977 funkcję sekretarza pełnił doc. S. Salomonowicz. W związku z objęciem przez niego funkcji konsultanta-przedstawiciela Komisji w zorganizowanej z inicjatywy Komisji Pracowni Historii Fizyki w Bibliotece Głównej UMK, zrezygnował on z funkcji sekretarza Komisji, którą objął doc. J. Sławianowski.

W pierwszym roku swej działalności poza dwoma posiedzeniami plenarnymi Komisja zorganizowała wraz z Zakładem Historii Nauki, Oświaty i Techniki PAN Sympozjum Historii Fizyki w Warszawie w dniach 25-26 lutego 1977 (o Sympozjum tym bardziej

szczegółowa informacja zawarta jest w osobnym komunikacie), a ostatnio z okazji plenum w Toruniu — Seminarium Historii Fizyki w dniu 1. 4. 77. Na seminarium tym ogłoszono 3 referaty: dr C. Górny o współczesnych wydawnictwach, czasopismach, konferencjach i instytucjach w zakresie historii fizyki, prof. P. Czartoryski o wydawnictwach witelonowskich w ramach serii „Studia Copernicana”, i prof. A. Wolska o planowanym Muzeum Fizyki w Warszawie. Po seminarium odbyło się otwarcie wspomnianej Pracowni Historii Fizyki w Bibliotece Głównej UMK, w której zgromadzono bogatą kolekcję wydawnictw dotyczących historii fizyki oraz interesującą ikonografię fizyków polskich i obcych. Pracownia będzie placówką pracy naukowej w dziedzinie historii fizyki, m. in. dla organizowanego obecnie pod kierownictwem doc. J. Sławianowskiego Zespołu Historii i Filozofii Fizyki w Instytucie Fizyki UMK. Ponadto Pracownia będzie prowadziła prace bio- i bibliograficzne dotyczące historii fizyki oraz gromadzić zbiory materiałów dokumentacyjnych do historii fizyki polskiej (rękopisy, pamiętki, fotografie i inne źródła ikonograficzne, mikrofilmy, taśmy magnetofonowe i maszynopisy wywiadów z fizykami i ich rodzinami lub współpracownikami, rejestracja informacji itp.). Komisja będzie traktować Pracownię jako centralną tego typu placówkę w Polsce. W roku ubiegłym z inicjatywy Komisji przeprowadzono 5 wywiadów z fizykami starszego pokolenia: mgr K. Szymborski przeprowadził wywiad z prof. A. Piekara (1 sesja) i z prof. W. Ścisłowskim (3 sesje), prof. R. S. Ingarden i doc. S. Kalembka z prof. A. Jabłońskim (1 sesja), a doc. K. Wojciechowski z prof. J. Nikliborcem (1 sesja) i z prof. Z. Bodnarem (1 sesja). Ponadto prof. R. S. Ingarden przeprowadził rozmowy (bez magnetofonu, prowadząc tylko notatki dla potrzeb opracowywanych artykułów) z prof. J. Nikliborcem, prof. Z. Bodnarem i prof. K. Wolfkem (synem M. Wolfkego). W opracowaniu i przygotowaniu są dalsze wywiady. Komisja chciałaby objąć akcją wywiadów wszystkich ważniejszych fizyków działających w latach przedwojennych i pierwszym dziesięcioleciu po wojnie (potem stopniowo w dalszych latach) celem zebrania źródłowych materiałów o rozwoju fizyki polskiej. W tym celu Komisja zwraca

się do wszystkich Oddziałów PTF z prośbą o pomoc. Na ostatnim posiedzeniu plenarnym Komisji postanowiono podzielić tę akcję na dwa etapy i formy: 1) zebranie pisemnych odpowiedzi na krótszą ankietę, której projekt (opracowany przez Zakład Historii NOiP PAN) podajemy poniżej (jako tekst tymczasowy, który w przyszłości będzie ulepszony na podstawie zebranych doświadczeń). Ankiety te winny być skierowane do wszystkich aktywnych fizyków posiadających liczący się dorobek naukowy lub dydaktyczny; 2) przeprowadzenie wywiadów magnetofonowych z wytypowanymi przez Komisję osobami na podstawie obszerniejszej ankiety opracowanej przez prof. T. Piecha i doc. S. Kalembkę.

Nadto Komisja apeluje do wszystkich Czytelników „Postępów Fizyki” i wszystkich członków PTF o pomoc w zbieraniu materiałów do historii fizyki. Materiały i inne informacje należy nadsyłać albo na ręce przewodniczącego Komisji Historii Fizyki PTF prof. R. S. Ingardena, Instytut Fizyki UMK, Grudziądzka 5, 87-100 Toruń, albo wprost pod adresem Pracowni Historii Fizyki, Biblioteka Główna UMK, Gagarina 13, 87-100 Toruń.

Projekt ankiety

1. Imię i nazwisko, data i miejsce urodzenia, środowisko rodzinne.
2. Studia. Motywy wyboru kierunku i przebieg, charakterystyka środowiska naukowego uczelni, temat pracy magisterskiej (pod czym kierunkiem).
3. Decyzja obrania kariery naukowej: jaka była jej geneza.
4. Działalność naukowa, ośrodki i współpracownicy, motywy wyboru tematyki badawczej (geneza pracy doktorskiej i habilitacyjnej), ewolucja zainteresowań, główne publikacje.
5. Wpływ innych — poza fizyką — zainteresowań na wybór tematyki i przebieg pracy badawczej.
6. Czy posiada Pan(i) materiały o charakterze źródłowym dla historii fizyki w Polsce w XX w., które mógłby Pan(i) udostępnić Zakładowi Historii Nauki, Oświaty i Techniki PAN (Komisji Historii Fizyki PTF)?
7. Czy zetknął się Pan(i) w szczególności z którymś z wybitnych nieżyjących już

- polskich fizyków (C. Białobrzeski, L. Infeld, W. Natanson, S. Pieńkowski, W. Rubinowicz, A. Sołtan, J. Weyssenhoff, M. Wolfke i in.) i prowadził z nimi wymianę korespondencji bądź posiada inne materiały dotyczące tych uczonych?
8. Jakie są Pana(i) ogólne refleksje i spostrzeżenia na temat fizyki i specyficznych cech jej rozwoju na świecie i w Polsce w XX w.?
9. Czy byłby Pan(i) gotów sporządzić obszerniejszą relację, bądź w inny sposób podzielić się swymi uwagami i wspomnieniami istotnymi dla historii fizyki w Polsce?

IV Konferencja Generalna EPS

IV Konferencja Generalna EPS odbędzie się w dniach 25-29 września 1978 w Uniwersytecie York w Wielkiej Brytanii. Ogólnym tematem konferencji będą tendencje rozwojowe fizyki.

Przewiduje się kilka sesji plenarnych, na których zostaną wygłoszone odczyty przez zaproszonych referentów oraz 8 sympozjów na następujące tematy:

- 1) Nowoczesna Optyka (sekretarz: E. Courstens)
 - postępy optyki nieliniowej
 - nowe osiągnięcia w dziedzinie laserów i ich zastosowań
 - optoelektronika
 - spektroskopia laserowa.
- 2) Fizyka Powierzchni (sekretarz: C. Todd) szczegółowy program jeszcze nie ustalony
- 3) Przejścia Fazowe (sekretarz: H. Thomas)
 - nowe osiągnięcia w dziedzinie własności krytycznych
 - układy niskowymiarowe i nieuporządkowane
 - nierównowagowe przejścia fazowe
- 4) Astrofizyka Jądrowa (sekretarz: A. Edwards)
 - wczesne stadia wszechświata
 - galaktyka
 - układ słoneczny
 - i jeszcze jakiś aktualny w 1978 temat.
- 5) Gorąca Plazma w Przestrzeni i w Laboratorium (sekretarz: F. Engelmann)
 - turbulencje w płazmie (dynamika kolektywnej plazmy)
 - magnetohydrodynamika
 - diagnostyka.

- 6) Fizyka Ciężkich Jonów (sekretarz: K. Bethge)
 - ciężkie jony w fizyce jądrowej
 - zastosowania ciężkich jonów w fizyce atomowej
 - problemy fizyki stosowanej (implantacja ciężkich jonów, badania materiałów, wytwarzanie zniszczeń).
- 7) Promieniowanie synchrotronowe (sekretarz: S. Leach)
 - fizyka atomowa i promieniowanie synchrotronowe
 - pobudzenia powłok zewnętrznych i relaksacje w cząsteczkach
 - teoria zjawisk spójnych
 - promieniowanie synchrotronowe i źródła promieni X w galaktyce
 - rozproszenie sprężyste
 - EXAFS
 - wytwarzanie obrazów przy pomocy promieni X
 - fotoemisja.
- 8) Kwarki (sekretarz: G. Preparata).

Skład Międzynarodowego Komitetu Programowego:

przewodniczący — P. Radvanyi (Kom. Wyk. EPS) Orsay — Francja, przewodniczący Komitetu Lokalnego — O. S. Heavens (Kom. Wyk. EPS) York, W. Brytania. Członkowie: K. Bethge (Oddz. Fiz. Jądr.) Frankfurt n/Menem (RFN), H. Casimir (Kom. Wyk. EPS) Heeze (Holandia), E. Courtens (Oddz. Elektr. Kwant.) Rueschlikon (Szwajcaria), A. Edwards (Oddz. Astr. i Astrofiz.) Oxford (W. Brytania), F. Engelmann (Oddz. Fiz. Plazmy) Jutphaas (Holandia), M. Guenin (Kom. Wyk. EPS) Genewa (Szwajcaria), D. J. Jacobs (Uniw. York) (W. Brytania), S. Kapica (Kom. Wyk. EPS) Moskwa (ZSRR), S. Leach (Oddz. Fiz. Atom.) Paryż (Francja), A. Loesche (Kom. Wyk. EPS) Lipsk (NRD), W. Martienssen (wiceprez. EPS) Frankfurt n/Menem (RFN), W. J. Merz (Kom. Konferencji) Zurych (Szwajcaria), G. Preparata (Oddz. Fiz. Wys. En. i Czast.) CERN (Szwajcaria), B. Robinson (Kom. Fiz. i Eduk.), Paryż (Francja), G. Thomas (Skr. Kom. Wyk. EPS), H. Thomas (Oddz. Mat. Skondens.) Bazylea (Szwajcaria), L. A. A. Thomas, Wembley (W. Brytania), C. Todd (Oddz. Mat. Skondens.) Ipswich (W. Brytania), I. Ursu (prezydent EPS), Bukareszt (Rumunia), H. van Regemorter (Kom. Fiz.

i Społecz.) Meudon (Francja), Z. Wilhelmi (Kom. Wyk. EPS) Warszawa (Polska).

Autorzy pragnący zgłosić referat na któryś z wymienionych w programie sympozjów tematów winni skomunikować się z organizatorami: EPS 4, University of York, Heslington, York YO1 5DD, Wielka Brytania.

Nowi profesorowie

Rada Państwa nadała tytuły naukowe profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych następującym osobom:

Bronisławowi Rozenfeldowi, docentowi Uniwersytetu Wrocławskiego, Cecylii Wesołowskiej, docentowi Politechniki Wrocławskiej i Kazimierzowi Wojciechowskiemu, docentowi Uniwersytetu Wrocławskiego.

Marian Danysz doktorem h. c. Uniwersytetu Warszawskiego

W dniu 30 marca 1977 odbyła się w Pałacu Kazimierzowskim uroczystość nadania stopnia doktora *honoris causa* Uniwersytetu Warszawskiego Marianowi Danyszowi. Promotorem był prof. Andrzej Wróblewski.

Na uroczystości, której przewodniczył J. M. Rektor Uniwersytetu Warszawskiego prof. Z. Rybicki, obecne było liczne grono współpracowników, uczniów i przyjaciół profesora Danysza.

W swoim przemówieniu nowo kreowany doktor h. c. opowiedział o początkach swojej pracy naukowej i zwrócił uwagę na ewolucję charakteru badań naukowych w okresie swojej działalności.

Kierunki doskonalenia polityki naukowej w Polsce

Na zlecenie sekretarza naukowego PAN Komitet Naukownawstwa opracował w ciągu 2 miesięcy ekspertyzę „Kierunki doskonalenia polityki naukowej”. Celem ekspertyzy było pokazanie problemów, przed którymi staje polityka naukowa w Polsce i propozycji ich rozwiązania. Ze względu na bardzo krótki termin postawiony Komitetowi Naukownawstwa ekspertyza objęła jedynie wybrane zagadnienia polityki naukowej, skupiające się

przede wszystkim na sprawach bliskich PAN i uczelniom akademickim. Zagadnienia instytutów resortowych i placówek rozwojowych musiały być z konieczności potraktowane fragmentarycznie. Wnioski ekspertyzy dotyczyły głównie:

1) uporządkowania pojęć i koncepcji w sferze nauki, w szczególności przeciwdziałania dewaluacji pojęcia nauki i badań naukowych,

2) udoskonalenia działania systemu programów i problemów preferowanych z uwzględnieniem planowania perspektywicznego,

3) ulepszenia podziału terytorialnego i resortowego placówek badawczych,

4) usprawnienia kierowania placówkami naukowymi,

5) rewizji systemu bodźców motywacyjnych dla podniesienia rzeczywistej efektywności badań i zapewnienia międzyresortowego przepływu kadr.

Zainteresowanych ekspertyzą Komitetu Naukownawstwa PAN kierujemy do czasopisma *Nauka Polska*, Nr 12 (1976).

Znaczek pocztowy w 20 rocznicę ZIBJ

Poczta Polska wydała w dwudziestą rocznicę założenia ZIBJ znaczek wartości nominalnej 1,50 zł. Na znaczku przedstawiono model atomu, w którym orbitale utworzone są z flag państw członkowskich ZIBJ. Napis: „Dubna 1956 — Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych”.

Dawydow w Toruniu

W dniu 21 marca 1977 odbyło się zebranie Oddziału Toruńskiego PTF, na którym prof. A. S. Dawydow (Instytut Fizyki Teoretycznej Akademii Nauk w Kijowie) wygłosił odczyt *Teoria oddziaływania światła z kryształami oraz polimerami z uwzględnieniem zastosowań w biofizyce*.

Jak dużą popularnością cieszy się autor znanego podręcznika *Mechaniki kwantowej* może świadczyć fakt, że na odczyt przybyli nie tylko pracownicy Instytutu Fizyki UMK, lecz także studenci wszystkich lat fizyki. Duża sala wykładowa wypełniona była do ostatnich miejsc, a jest ich około 400!

Po wykładzie prof. Dawydow, spełniając prośbę wielu słuchaczy, podpisywał egzemplarze swojej książki. Zdziwił się przy tym, że jest to jeszcze ciągle stare wydanie *Mechaniki kwantowej*. Drugiego wydania, poprawionego i uzupełnionego, które ukazało się w ZSRR przed trzema laty, w Polsce nie widział. Czy nie należałoby jak najszybciej udostępnić je polskim czytelnikom?

H. Męczyńska

IX Mazurska Szkoła Fizyki Jądrowej

IX Mazurska Szkoła Fizyki Jądrowej, zorganizowana przez Uniwersytet Warszawski przy współpracy Instytutu Badań Jądrowych odbyła się na początku września 1976. Dyrektorem Szkoły był prof. Zdzisław Wilhelmi, a sekretarzem naukowym dr Brunon Sikora.

Zeszyty 1 i 2 (1977) czasopisma „Nukleonika” publikują referaty plenarne i seminaryjne tej Szkoły. Ogólnym tematem były badania struktury jąder przy pomocy reakcji jądrowych ze szczególnym uwzględnieniem procesów jedno- i wielonukleonowych.

Nowe potwierdzenie eksperymentalne teorii względności

Przewidziane przez teorię Einsteina zakrzywienie promienia świetlnego w polu grawitacyjnym zostało ponownie potwierdzone eksperymentalnie i to z bardzo dużą dokładnością, 25 listopada 1976 zostały wysłane sygnały radiowe z pojazdów kosmicznych na Marsie. Ziemia i Mars znajdowały się wówczas po przeciwnych stronach Słońca w odległości od siebie około 100 milionów mil. Działanie pola grawitacyjnego Słońca spowodowało wydłużenie toru sygnału radiowego. Irwin Shapiro (MIT) podał, że dokładność pomiaru wynosiła 5 stóp na 200 milionów mil, a wynik był w doskonałej zgodności z teorią.

CERN Courier 17, No 1/2, 1977

„Acta Physica Polonica” — Europhysics Journal

Europejskie Towarzystwo Fizyczne przyznało znak Europhysics Journal czasopismu „Acta Physica Polonica”.

Od 1 lipca 1976 rozpoczęła się edycja nowego miesięcznika wydawanego przez Optical Society of America — „Optics Letters”. Miesięcznik jest poświęcony szybkiej informacji o nowych ważnych osiągnięciach we wszystkich działach optyki. Czasopismo to jest ściśle związane z „Journal of the Optical Society of America” oraz z „Applied Optics”.

Artykuły publikowane nie mogą przekraczać 3 stron druku (700 słów na stronę), a obowiązujące autorów zasady są takie same jak przy publikowaniu w „JOSA” lub w „Applied Optics”.

Redaktorem naczelnym „Optics Letters” jest Robert W. Terhune, (Ford Motor Co. Research Laboratories, PO Box 2053, Dearborn, Mich. 48121).

Physics Today, March 1977 H. Męczyńska

P. Auger członkiem Francuskiej Akademii Nauk

Wybitny fizyk francuski Pierre Auger został wybrany członkiem Francuskiej Akademii Nauk.

Z inicjatywy prezydenta Giscard d'Estaing liczba członków Francuskiej Akademii Nauk została niedawno zwiększona z 80 do 130.

Nagrody OSA

Amerykańskie Towarzystwo Optyczne (The Optical Society of America) przyznało nagrody naukowe za rok 1976.

Emil Wolf otrzymał Medal Fredericka Ivesa, za wybitne osiągnięcia w optyce. Wolf urodził się w Pradze, w latach 1940-1959 przybywał w Wielkiej Brytanii, doktoryzował się na Uniwersytecie Brytolskim. W r. 1959 przeniósł się do USA, od 1961 jest profesorem Uniwersytetu Rochester. Zajmuje się badaniami teoretycznymi optyki fizycznej, w szczególności dyfrakcji i częściowej spójności. Wolf jest w tym roku prezydentem-elektem OSA.

André Maréchal otrzymał Medal C. E. K. Meesa, nadawany co dwa lata uczonemu, który „jest przykładem, że optyka może przekraczać wszelkie granice”, oraz mieszka i pracuje poza USA. Maréchal, profesor Uniwersytetu Paryskiego i dyrektor Institut d'Optique i b. prezydent Międzynarod-

1	2	3	4
pierścienie magazynujące			
Frascati, Włochy	ADONE	1,5 elektron-pozytron	1969
Orsay, Francja	DCI	1,8 elektron-pozytron	1975
Hamburg, RFN	DORIS	3 elektron-pozytron	1974
Nowosybirsk, ZSRR	VEPP 3	3 elektron-pozytron	1972
Stanford, USA	SPEAR	4 elektron-pozytron	1972
CERN	ISR	31,5 proton-proton	1971

50 lat zasady Francka-Conzona

W r. 1925 J. Franck opublikował w *Trans. Farad. Soc.* **21**, 536 (1925) pracę, w której sformułował na gruncie klasycznym następującą zasadę: „w czasie przejścia cząsteczki z jednego stanu elektronowego do drugiego względne położenie i prędkości ruchu jąder atomowych nie ulegają zmianie”.

W trzy lata później, w r. 1928, E. Condon w *Phys. Rev.* **32**, 858 (1928) podał kwantowo mechaniczne ujęcie zasady Francka.

Zasada ta, znana jako zasada Francka-Conzona, odegrała bardzo ważną rolę w spektroskopii cząsteczkowej. Pozwoliła ona wyjaśnić rozkład natężeń oraz przesunięcie stokesowskie widm absorpcji i emisji, rozkład natężeń składowych oscylacyjnych przejścia elektronowego absorpcji lub emisji.

W r. 1970 zasada Francka-Conzona została rozszerzona przez A. Kastlera i C. Cohen-Tannoudji dla przejść związanych z momentem magnetycznym jąder atomowych.

Z okazji jubileuszu zasady Francka-Conzona odbyło się w Oddziale Toruńskim PTF posiedzenie, na którym dr J. Szudy wygłosił odczyt pt.: „50 lat zasady Francka-Conzona”.

H. Męczyńska

Józef Mazur
(1896—1977)

Dnia 20 lutego 1977 r. zmarł we Wrocławiu Józef Mazur, emerytowany profesor zwy-

czajny Uniwersytetu Wrocławskiego, znany specjalista w dziedzinie fizyki niskich temperatur i fizyki atmosfery.

J. Mazur urodził się 29 listopada 1896 r. w Czeladzi. Studiował fizykę i matematykę na Uniwersytecie Warszawskim, gdzie też rozpoczął pracę badawczą nad katodowym rozpyleniem stopów. Następnie na Politechnice Warszawskiej prowadził badania ciepła właściwego i stałej dielektrycznej cieczy w niskich temperaturach. W latach 1932-1933 J. Mazur pracował w Laboratorium Kamerlingh Onnesa w Lejdzie nad termodynamicznymi własnościami kryptonu. W czasie II wojny światowej przebywał w Anglii, gdzie jako oficer RAF-u prowadził dla potrzeb lotnictwa badania chmur i prace nad zwalczaniem mgły na lotniskach. Po wojnie prowadził w Anglii prace nad austenitem w niskich temperaturach i był profesorem Rady Akademickich Szkół Technicznych w Londynie. W r. 1960 J. Mazur wraca do Kraju i obejmuje kierownictwo Zakładu Niskich Temperatur Instytutu Fizyki PAN we Wrocławiu, jedyne wtedy w Polsce ośrodka prowadzącego badania w obszarze najniższych temperatur. Prowadzi również działalność naukową i dydaktyczną na Uniwersytecie Wrocławskim. W Zakładzie Niskich Temperatur kieruje badaniami nad nadprzewodnictwem i ciepłem właściwym metali i stopów w temperaturach helowych oraz w silnych polach magnetycznych oraz inspiruje badania wiskerów. Kontynuował te prace po przejściu na emeryturę. Prof. Mazur był wieloletnim członkiem Rady

Naukowej Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN-u, Rady Naukowo-Dydaktycznej Instytutu Fizyki Politechniki Wrocławskiej, Rady Naukowo-Dydaktycznej Instytutu Materiałoznawstwa i Mechaniki Technicznej Politechniki Wrocławskiej. Józef Mazur był członkiem licznych Towarzystw Naukowych polskich i zagranicznych m. in. długoletnim członkiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego (po powrocie do kraju członkiem Zarządu i przewodniczącym wrocławskiego Oddziału PTF), członkiem Wrocławskiego Towarzystwa Naukowego, Polskiego Towarzystwa Naukowego na Obczyźnie, Stowarzyszenia Techników

Polskich w Wielkiej Brytanii, członkiem Institut International du Froid, The Physical Society of London, The Institute of Physics (London). Był odznaczony Medalem Niepodległości, Złotym Krzyżem Zasługi, Air Force Medal, Defence Medal, War Medal, Croix des Combattants Volontaires.

Prof. Mazur był wychowawcą i opiekunem młodej kadry naukowej, zasłużonym dla rozwoju wielu placówek naukowych we Wrocławiu.

Prof. J. Mazur został pochowany w rodzinnym grobowcu w Czeladzi.

C. Sułkowski i C. Wesolowska

Informacje dla Autorów

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

1. Maszynopisy pracy (oryginał i jedną 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.

2. Maszynopis winien być napisany na arkuszach formatu A-4 jednostronnie, z podwójną interlinią (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3,5 cm z lewej strony.

3. 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 polskim i angielskim (wymagania te nie odnoszą się do recenzji książek, notatek do kroniki i sprawozdań ze zjazdów i konferencji).

4. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych, kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

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

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

7. Wszelkie przypisy i uwagi, numerowane kolejno gwiazdkami, winny być zamieszczone nie w spisie literatury, a u dołu strony, na której są odsyłacze.

8. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

[1] A. Białas, W. Czyż, *Acta Phys. Pol.* B 5, 523 (1974).

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

[3] N. N. Bogolyubov, D. V. Shirkov, *Vvedenie v teoriu kvantovannykh polei*, Nauka, Moskva 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.

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

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

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

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

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

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

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

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

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

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

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

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order stating the period of time, subscriber's name and address can be sent to any subscription agent or directly to Foreign Trade Enterprise ARS POLONA—RUCH, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, P.O. Box 1001, Poland.

Please send payments (annual subscription US \$ 12) to the account of ARS POLONA—RUCH, through Bank Handlowy S.A., Traugutta 7, 00-067 Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

A. Piekara — fizyk i humanista niepokojny (J. Stankowski)	349
A. H. Piekara — Przemówienie z okazji wręczenia Medalu im. Mariana Smoluchowskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego	355
Z. Mięgier — Powstanie i rozwój Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Część I	361
S. Pokorski — Produkcja hadronów z dużymi pędami poprzecznymi w zderzeniach hadronów przy wysokich energiach	391
A. Para — Słabe prądy neutralne	405
O. Dumbrajs — Zagadnienie odwrotne w fizyce jądra atomowego i cząstek elementarnych	417
NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW	
J. Bartke — Wielka Europejska Komora Pęcherzykowa	433
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
A. Strzałkowski — „Radiálny kształt jader” — II Konferencja Specjalistyczna Oddziału Fizyki Jądrowej Europejskiego Towarzystwa Fizycznego w Krakowie	443
A. Kisiel — XIII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Półprzewodników w Rzymie	444
R. Čech — IV Sympozjum „Struktura domenowa dielektryków” w Karpaczu	446
RECENZJE	
J. Mażański, M. Masalska — Fizyka dla inżynierów (J. Stankowski)	449
Z. Wilhelm — Fizyka reakcji jądrowych (L. Jarczyk)	451
I. M. Cydilkowski — Elektronny i dziury w półprzewodnikach (M. Miasek)	451
J. B. Brojan, J. Mostowski, K. Wódkiewicz — Zbiór zadań z mechaniki kwantowej (M. Trajdos)	453
LIST DO REDAKCJI	
KRONIKA	

CONTENTS

A. Piekara — the Physicist and the Unquiet Humanist (J. Stankowski)	349
A. H. Piekara — An Address on the Occasion of the Handing the M. Smoluchowski Medal	355
Z. Mięgier — Foundation and Development of the Polish Physical Society. Part I	361
S. Pokorski — High p_{\perp} Hadron Production in High Energy Hadron Collisions	391
A. Para — Weak Neutral Currents	405
O. Dumbrajs — Inverse Problem in Nuclear and Particle Physics	417
LABORATORY EQUIPMENT AND DATA HANDLING	
J. Bartke — Big European Bubble Chamber	433
MEETINGS AND CONFERENCES	
REVIEWS	
LETTER TO THE EDITOR	
CHRONICLE	