
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 32
ZESZYT 4
1981

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

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr GRZEGORZ BIAŁKOWSKI

Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ

Sekretarz Generalny

Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik

Prof. dr AUGUST CHEŁKOWSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr JERZY CZERWONKO

Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK

Prof. dr JAN STANKOWSKI

Dr hab. JAN TÖKE

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI — *Delta*

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

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

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

Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (*Bydgoszcz*)

Doc. dr JACEK DWORAKOWSKI (*Częstochowa*)

Doc. dr BRONISŁAW JACHYM (*Gdańsk*)

Dr ANDRZEJ SYCZ (*Gliwice*)

Dr JÓZEF KUŹMIŃSKI (*Katowice*)

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

Prof. dr JACEK HENNEL (*Kraków*)

Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)

Doc. dr STANISŁAW MICHALAK (*Łódź*)

Doc. dr hab. JÓZEF KUSZ (*Opole*)

Doc. dr hab. TADEUSZ HILCZER (*Poznań*)

Prof. dr ROMAN WYRZYKOWSKI (*Rzeszów*)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Szczecin*)

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

Doc. dr hab. ŁUKASZ A. TURSKI (*Warszawa*)

Prof. dr hab. JAN MOZRZYMAS (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 32, ZESZYT 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1981

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Adam Sobiczewski

Członkowie Redakcji — Barbara Wojtowicz, Wojciech Rozmus, Marek Szczekowski

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

Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Irena Lasocka* (Białystok)

dr *Wojciech Lenkow* (Częstochowa)

dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)

doc. dr hab. *Józef Szpilecki* (Gliwice)

dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)

dr *Anna Kapuścik* (Kraków)

mgr *Józef Pomorski* (Lublin)

prof. dr hab. *Leszek Wojtczak* (Łódź)

mgr *Wojciech Dindrof* (Opole)

doc. dr hab. *Andrzej Graja* (Poznań)

mgr *Alina Lakner-Malowicz* (Szczecin)

dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)

doc. dr hab. *Aniela Wolska* (Warszawa)

dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

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

Nakład 2415+105 egz. Ark. wyd. 8,75. Ark. druk. 6²³/₁₆+2 wkl. Papier druk. sat. kl. III. 70×100, 80 g. Oddano do składania w kwietniu 1980. Podpisano do druku w sierpniu 1981. Druk ukończono we wrześniu 1981. Zam. 256/81. Cena zł 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Tadeusz Figielski

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Dyslokacje i procesy elektronowe w półprzewodnikach

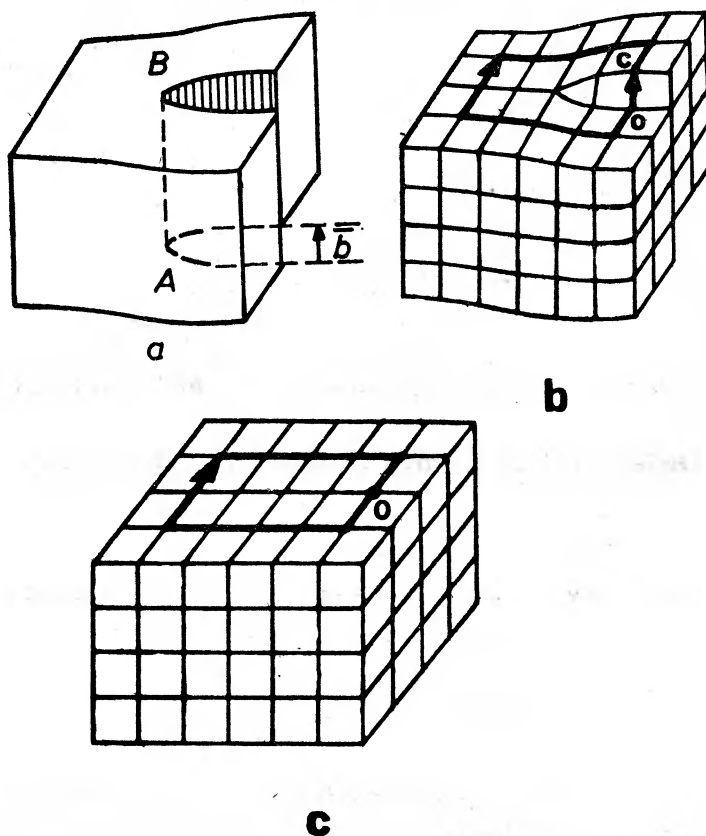
Dislocations and Electron Processes in Semiconductors

Abstract: This review presents actual state of research of dislocations as electrically active defects in semiconductors.

1. Wstęp

Materiały półprzewodnikowe wytwarzane dla potrzeb współczesnej elektroniki są najbardziej doskonałymi ze znanych obecnie kryształów. Materiały te zawierają jednak zawsze niedoskonałości, nazywane defektami struktury, które mogą w sposób zasadniczy wpływać na ich właściwości elektryczne. Szczególnie ważną rolę w półprzewodnikach odgrywają defekty liniowe — dyslokacje.

Dyslokacja jest defektem, jaki powstaje w ciele stałym w wyniku jego odkształcenia ścinającego, którego szczególny przypadek jest przedstawiony na rys. 1a. Odcinek AB reprezentuje tu linię dyslokacyjną. To samo odkształcenie w kryształach o prostej sieci regularnej jest pokazane na rys. 1b. Dla zidentyfikowania i scharakteryzowania dyslokacji w kryształach posługujemy się pojęciami konturu i wektora Burgersa. Utwórzmy w idealnym kryształach (rys. 1c) zamknięty kontur zaczynający się np. w punkcie O i przechodzący przez węzły sieci krystalicznej. Taki sam kontur możemy utworzyć w realnym kryształach zawierającym defekty. Jeśli kontur ten obejmuje linię dyslokacyjną, to jego punkt końcowy C nie pokryje się z początkowym O. Wektor poprowadzony z punktu O do punktu C nazywa się wektorem Burgersa dyslokacji, b . W przypadku przedstawionym na rysunku 1 wektor b jest równoległy do dyslokacji, która nazywana jest wówczas dyslokacją śrubową. W ogólnym przypadku dyslokację w każdym jej punkcie charakteryzuje kąt, jaki tworzy ona z wektorem Burgersa. Gdy kąt ten jest równy 90° , dyslokacja nazywa się krawędziową. Istotną własnością dyslokacji jest to, że jej wektor Burgersa musi być zachowany wzdłuż całej linii dyslokacyjnej. Bardziej szczegółowe wprowadzenie do fizyki dyslokacji może Czytelnik znaleźć w artykule [1].



Rys. 1. Schematyczne przedstawienie dyslokacji śrubowej: (a) w ośrodku ciągłym, (b) w prostej sieci kubicznej, b oznacza wektor Burgersa, (c) kontur zamknięty w idealnym kryształe

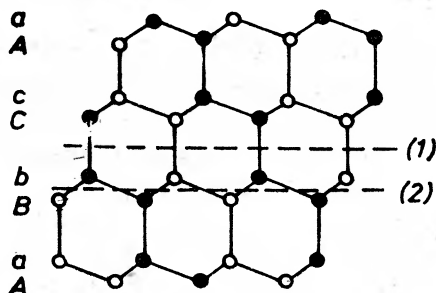
Niniejszy przegląd przedstawia aktualny stan badań dyslokacji jako elektrycznie aktywnych centrów w półprzewodnikach. Ograniczymy się w nim do struktur typu diamentu i sfalerytu, w których krystalizuje większość praktycznie ważnych półprzewodników.

2. Struktura krystalograficzna dyslokacji

W strukturach typu diamentu i sfalerytu występują dwa zasadnicze rodzaje dyslokacji: dyslokacja śrubowa i dyslokacja tzw. 60-stopniowa. Obie one mają wektor Burgersa $\langle 110 \rangle / 2$, który w pierwszym przypadku jest równoległy do linii dyslokacji, w drugim zaś tworzy z nią kąt 60° . Wektor $\langle 110 \rangle / 2$ (wyrażony w jednostkach stałej sieci) jest to najkrótszy wektor w omawianych strukturach, o jaki można przemieścić jedną warstwę atomową w płaszczyźnie $\{111\}$ względem sąsiedniej, nie zakłócając doskonałości kryształu, tj. nie wprowadzając błędu ułożenia. Płaszczyznami łatwego poślizgu w tych strukturach są płaszczyzny najgęstszego upakowania $\{111\}$.

Diament i sfaleryt tworzą sieć regularną ściennie centrowaną, w której w każdym

punkcie sieciowym umieszczone są dwa atomy przesunięte względem siebie o wektor $\langle 111 \rangle / 4$. Porządek ułożenia kolejnych warstw atomowych leżących w płaszczyznach $\{111\}$ jest tu zatem typu $\dots AaBbCcAa \dots$, gdzie duże i małe litery odnoszą się do warstw atomów odpowiadających różnym podsieciom (rys. 2). Odległości pomiędzy sąsiednim



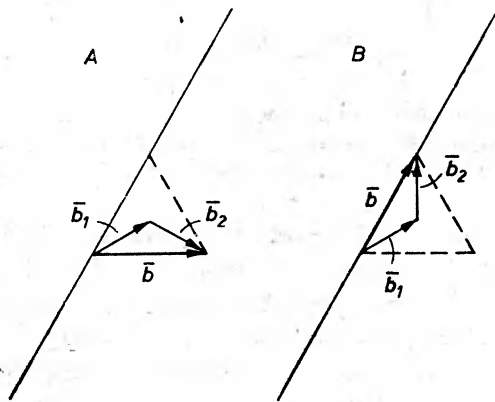
Rys. 2. Rzut struktury typu diamentu na płaszczyznę (110). Białe i czarne kółka odpowiadają położeniom atomów przesuniętych względem siebie o wektor $\langle 111 \rangle / 4$. Zaznaczone są dwie możliwe płaszczyzny poślizgu; (1) układ przetasowania, (2) układ poślizgu

warstwami jednoliterowymi są większe niż między warstwami różnoliterowymi. Odpowiednio do tego istnieją dwie możliwości deformacji typu ścinania kryształu; płaszczyzna poślizgu może leżeć pomiędzy odległymi lub pomiędzy bliskimi warstwami atomów. Do niedawna jeszcze uważano, że poślizg zachodzi między odległymi warstwami, chociażby dlatego, że wówczas liczba wiązań kowalencyjnych, które muszą być zerwane w czasie poślizgu, jest trzykrotnie mniejsza niż w drugim przypadku. O dyslokacjach, których poślizg zachodzi między odległymi warstwami mówi się, że należą do układu przetasowania. Koncepcja dyslokacji układu przetasowania była do tej pory szeroko stosowana w fizyce półprzewodników i zgodnie z nią uważano, że dyslokacja 60-stopniowa posiada zerwane wiązania sterzące prostopadłe do linii dyslokacyjnej, natomiast dyslokacja śrubowa nie posiada w ogóle zerwanych wiązań.

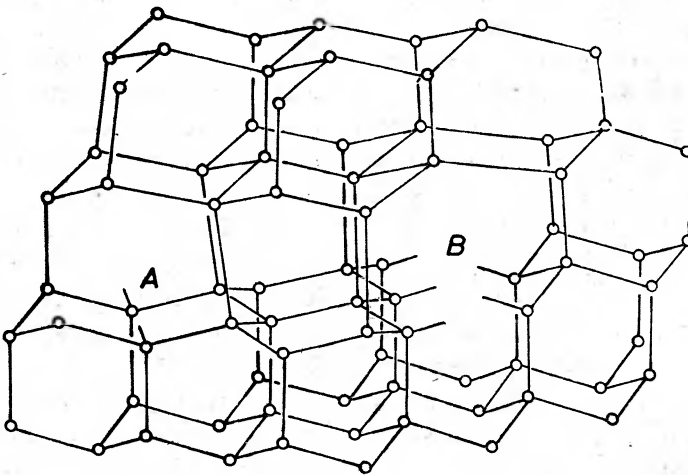
Przed jedenastu laty wynaleziono tzw. metodę słabej wiązki w prześwietleniowej mikroskopii elektronowej, która pozwala na rozróżnienie szczegółów defektów większych od 20 Å. Gdy przy pomocy tej metody zaczęto badać strukturę dyslokacji w półprzewodnikach, okazało się, że niemal wszystkie dyslokacje występujące w germanie i krzemie [2,3] oraz w związkach $A^{III}B^V$ [4] są rozszczepione na pary tzw. dyslokacji częściowych z wektorami Burgersa typu $\langle 211 \rangle / 6$. Jeśli w prostej sieci regularnej ściennie centrowanej przemieścić względem siebie sąsiadujące warstwy atomowe $\{111\}$ o taki właśnie wektor, to w płaszczyźnie poślizgu utworzy się błąd ułożenia, tj. porządek ułożenia kolejnych warstw atomowych będzie np. $\dots ABCAB|ABC \dots$, gdzie pionową kreską zaznaczono położenie błędu. W strukturach typu diamentu i sfalerytu błąd ułożenia może wystąpić w zasadzie między odległymi lub bliskimi warstwami atomów. W pierwszym przypadku błąd miałby miejsce pomiędzy atomami należącymi do różnych podsieci, co prowadziłoby do zakłócenia tetraedrycznej koordynacji kryształu a zatem związana z nim energia byłaby bardzo wysoka. Stąd wyprowadza się, pociągający za sobą głębokie konsekwencje wniossek, że rozszczepione dyslokacje mają płaszczyznę poślizgu leżącą między bliskimi warstwami

atomów, tj. należą do tzw. układu poślizgowego. Bardzo istotnym faktem jest, że dyslokacje poruszają się w kryształach w postaci rozszczerzonej tzn. rozszczepienie (dysocjacja) nie jest wyłącznie cechą dyslokacji stacjonarnych. Rozszczepienie nie jest jednorodne wzdłuż całej linii dyslokacyjnej; zazwyczaj długie segmenty par dyslokacji częściowych, zawierających między sobą błąd ułożenia, są porozielane krótkimi odcinkami pełnych dyslokacji.

Proces dysocjacji związany jest z obniżeniem energii sprężystej, która jest proporcjonalna do kwadratu wektora Burgersa. Rozszczepienie może zachodzić gdy między wektorami Burgersa częściowych dyslokacji b_1 , b_2 i wektorem Burgersa początkowej dyslokacji b zachodzi relacja: $b_1^2 + b_2^2 < b^2$, co ma miejsce dla przypadku opisanego powyżej. Tak



Rys. 3. Charakter rozszczepienia dyslokacji 60-stopniowej (A) i śrubowej (B). Boki trójkątów równobocznych odpowiadają wektorom typu $\langle 110 \rangle / 2$. b , b_1 i b_2 oznaczają odpowiednio wektory Burgersa pełnej dyslokacji i obu składowych rozszczerzonej dyslokacji



Rys. 4. Rozszczerzona dyslokacja 60-stopniowa należąca do układu poślizgu. A — częściowa dyslokacja 30-stopniowa, B — częściowa dyslokacja 90-stopniowa

więc 60-stopniowa dyslokacja układu poślizgowego może dysocjować na dyslokacje częściowe 30-stopniową i 90-stopniową, natomiast dyslokacja śrubowa — na dwie częściowe 30-stopniowe (rys. 3). Wielkość rozszczepienia ograniczona jest wzrostem energii błędu ułożenia i zawiera się w granicach $30 \div 80 \text{ \AA}$. Model rozszczepionej dyslokacji 60-stopniowej przedstawiony jest na rys. 4[5].

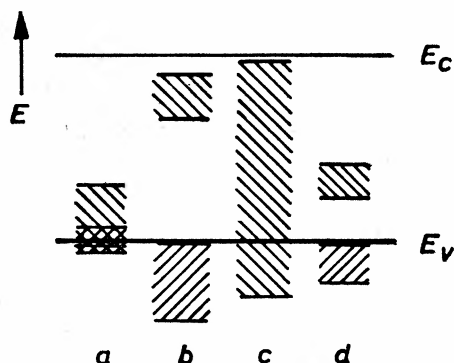
3. Stany zlokalizowane elektronów na dyslokacji

Dyslokacja zakłóca doskonałą periodyczność kryształu w dwojaki sposób. Na zewnątrz tzw. rdzenia dyslokacji sieć krystaliczna jest odkształcona zgodnie z izotropową teorią sprężystości. Wokół dyslokacji istnieje złożone pole naprężeń-odkształceń, które maleje z odległością jak $1/r$. Wewnątrz obszaru rdzenia, tj. wewnątrz cylindra o promieniu równym 2—3 odległościom międzyatomowym, rozmieszczenie atomów jest bardzo silnie zakłócone i co więcej, mogą tam występować zerwane wiązania. Wzdłuż idealnej prostoliniowej dyslokacji zachowana jest oczywiście symetria translacyjna kryształu, a zatem wszelkie zlokalizowane stany elektronu na dyslokacji będą miały charakter jednowymiarowych pasm energetycznych. Problem stanów elektronowych dyslokacji może być w dobrym przybliżeniu rozdzielony na dwa niezależne: problem stanów indukowanych dalekozasięgowym polem naprężeń i problem stanów związanych z rdzeniem dyslokacji. Ten pierwszy problem daje się rozwiązać w przybliżeniu masy efektywnej jeśli oddziaływanie elektron-dyslokacja opisać potencjałem deformacyjnym. W tym przypadku, ze względu na dalekozasięgowość potencjału nie ma potrzeby rozróżniania pomiędzy dyslokacjami układu poślizgowego i układu przetasowania, a również rozszczepienie dyslokacji ma słaby wpływ na widmo energetyczne stanów. Wyniki szeregu prac [6], które były wykonane głównie dla germanu, można zreasumować następująco: pole naprężeń dyslokacji wytwarza płytkie stany w przerwie energetycznej, odległe mniej niż 0,1 eV od krawędzi pasm.

Główna trudność przy rozwiązywaniu problemu stanów elektronowych związanych z rdzeniem dyslokacji wynika z nieznaności dokładnych położań atomów w obszarze rdzenia. Oczywiście, zadowalająca teoria powinna być samouzgodniona, tzn. powinny z niej wynikać zarówno energie elektronów, jak i konfiguracje atomów, niestety nadzieja na skonstruowanie takiej teorii w najbliższej przyszłości jest niewielka. Ostatnio wykonano obliczenia jednoelektronowych stanów dyslokacyjnych w germanie, krzemie i GaAs stosując teorię silnego wiązania — przybliżenie LCAO [7]. Obliczenia były przeprowadzone dla bloków zawierających do stu kilkudziesięciu atomów na jednej ze ścian, w których dyslokacja biegła prostopadle do ściany. Dla spełnienia cyklicznych warunków brzegowych na powierzchniach bloków, każdy blok zawierał dwie dyslokacje o przeciwnych znakach. Stany elektronowe częściowych dyslokacji 30-stopniowych i 90-stopniowych były liczone niezależnie, uwzględniając ponadto tzw. rekonstrukcję rdzenia. Otóż konfiguracja atomów w rdzeniu rozszczepionej dyslokacji układu poślizgowego wydaje się niestabilna w tym sensie, że możliwa jest taka rekonstrukcja rdzenia, która prowadzi do obniżenia energii kosztem parowania części zerwanych wiązań. Na przykład, przemieszczenie dwóch równoległych rzędów atomów z zerwanymi wiązaniami w częściowej 90-stopniowej dyslo-

kacji w przeciwnych kierunkach wzdłuż linii dyslokacyjnej może prowadzić do wiązania się przeciwległych atomów. Podobnie, w częściowej dyslokacji 30-stopniowej może nastąpić wiązanie się par sąsiednich atomów, które początkowo posiadały zerwane wiązania. W tym przypadku, w co drugim atomie wzdłuż linii dyslokacji powinno wystąpić skrócenie zerwanego wiązania o 180° . Zgodnie z tymi intuicyjnymi argumentami obliczenia pokazują, że struktura energetyczna stanów elektronowych dyslokacji jest bardzo czuła na konfigurację atomów w rdzeniu.

Przytoczymy tu wyniki obliczeń wykonanych dla krzemu dla dwóch konfiguracji atomów rdzenia – konfiguracji wynikającej z izotropowej teorii sprężystości oraz dla konfiguracji odbiegającej od poprzedniej tym, że zostało wprowadzone 3,5-procentowe prze-



Rys. 5. Stany elektronowe związane z dyslokacjami częściowymi: (a) dyslokacja 90-stopniowa przed rekonstrukcją rdzenia, (b) dyslokacja 90-stopniowa po rekonstrukcji, (c) dyslokacja 30-stopniowa przed rekonstrukcją, (d) dyslokacja 30-stopniowa po rekonstrukcji

mieszczenie atomów w kierunku sprzyjającym parowaniu zerwanych wiązań w takim sensie jak to zostało opisane poprzednio. Dla niezrekonstruowanego rdzenia dyslokacji częściowej 90-stopniowej pojawiają się w dolnej połowie pasma wzbronionego dwa nakładające się częściowo na siebie pasma. Ich stany są silnie lokalizowane w obszarze zerwanych wiązań. Stany w górnym pasmie mają charakter zbliżony do orbitali sp^3 i są niewiążące, podczas gdy stany w dolnym pasmie mają funkcje falowe o charakterze silnie wiążącym. Rekonstrukcja 3,5-procentowa rdzenia powoduje rozszczepienie nakładających się pasm na dwa oddzielne, z których jedno jest zepchnięte do pasma walencyjnego, drugie zaś podchodzi do pasma przewodnictwa (rys. 5).

W przypadku niezrekonstruowanej częściowej dyslokacji 30-stopniowej otrzymuje się szerokie pasmo wypełniające prawie całkowicie przerwę wzbronioną półprzewodnika. Pasma jest tak szerokie ponieważ w tym przypadku funkcje falowe związane z zerwanymi wiązaniami są ukierunkowane wzdłuż linii dyslokacyjnej. W wyniku rekonstrukcji rdzenia w kierunku tworzenia się związanych par atomów wzdłuż linii dyslokacyjnej, jednowymiarowa strefa Brillouina zmniejsza się o połowę co powoduje rozszczepienie pasma dyslokacyjnego na dwa, z których jedno jest wypełnione a drugie puste. Obliczenia pokazują, że parowanie zerwanych wiązań jest zawsze energetycznie wygodne. To sugeruje, że dyslokacje częściowe tworzą struktury bez zerwanych wiązań.

Trzeba tu zwrócić uwagę na to, że wnioski powyższe są wyprowadzone na gruncie przybliżenia jednoelektronowego, które w odniesieniu do stanów dyslokacyjnych jest bardzo złym przybliżeniem. W przypadku wąskiego pasma dyslokacyjnego gęstość elektronowa jest skoncentrowana wokół jąder atomowych, co prowadzi do atomopodobnego zachowania. Jak to zostało pokazane przez Hubbarda efekty korelacji elektronów w wąskim pasmie prowadzą do rozszczepienia jednoelektronowego pasma na dwa podpasma, w których liczba stanów jest funkcją ich zapełnienia.

Sytuacja w związkach $A^{III}B^V$ i $A^{II}B^{VI}$ jest znacznie bardziej skomplikowana niż w półprzewodnikach jednopierwiastkowych. Przede wszystkim dyslokacje ze składową krawędziową mogą występować w dwóch postaciach, z atomami typu A na krawędzi dodatkowej półpłaszczyzny atomowej lub typu B. Dodatkowa komplikacja wynika z faktu, że kryształy te nie posiadają środka symetrii tzn. są piezoelektrykami. Sprzężenie piezoelektryczne między polem elektrycznym i polem naprężeń wokół dyslokacji prowadzi do powstania ładunku polaryzacyjnego o skomplikowanym rozkładzie [8]. Dotychczas zostały wykonane jedynie obliczenia stanów elektronowych rdzenia 60-stopniowej dyslokacji układu przetasowania w GaAs [9].

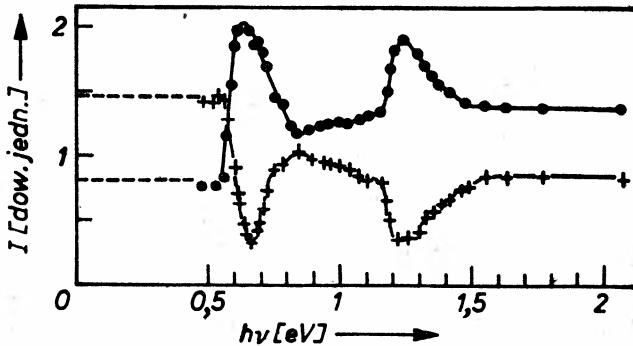
4. Elektronowy rezonans paramagnetyczny (EPR)

Elektronowy rezonans paramagnetyczny jest świetnym narzędziem badania defektów w krzemie; może on dostarczyć bezpośrednich informacji o ich konfiguracji jonowo-elektronowej. Sygnał EPR w plastycznie deformowanym krzemie był po raz pierwszy znaleziony przez Alexandrą i współpracowników w 1965 [9]. Mimo dalszych szczegółowych badań tego efektu, do chwili obecnej nie została definitywnie rozszyfrowana struktura dyslokacyjnych centrów paramagnetycznych. Zasadnicze wyniki eksperymentalne są następujące. Liczba centrów paramagnetycznych w deformowanych plastycznie kryształach krzemu nie przewyższa procenta topologicznie możliwych zerwanych wiązań. Widmo EPR pojawiające się w deformowanym Si składa się z dwóch układów linii, tzw. linii centralnych i linii peryferyjnych rozmieszczonych symetrycznie po obu stronach linii centralnych [10, 11].

Widmo linii centralnych można podzielić na dwie części. Pierwsza część nie wykazuje bezpośredniego związku z aktywowanym układem poślizgu, toteż uważa się, że jest ona wywołana defektami punktowymi generowanymi podczas plastycznej deformacji kryształu. Druga część linii centralnych (K1) jest rejestrowana tylko przy temperaturach poniżej 60 K. Składa się ona z dwóch linii pochodzących od centrów o spinie 1/2, które wykazują niemal osiowo-symetryczny tensor czynnika g . Oś główna tego tensora tworzy pewien mały kąt z normalną do głównej płaszczyzny poślizgu i z normalną do poprzecznej płaszczyzny poślizgu, odpowiednio dla każdej z linii. Udało się wykryć nadsztylną strukturę linii K1 wynikającą z oddziaływania elektronu ze spinem jądra ^{29}Si . Tensor oddziaływania nadsztylnego jest tensorem osiowo-symetrycznym z główną osią normalną do głównej płaszczyzny poślizgu i do poprzecznej płaszczyzny poślizgu, odpowiednio dla każdej z linii K1. Wynika stąd, że centrum odpowiedzialne za linię K1 jest symetryczne względem dwóch płaszczyzn $\{111\}$, których linia przecięcia daje wektor Burgersa dyslokacji. Z analizy ten-

sora oddziaływania nadsubtelnego wynika ponadto, że charakter funkcji falowej paramagnetycznego elektronu jest w przybliżeniu sp^3 . Jedynym rodzajem dyslokacji, które są symetryczne względem głównej i poprzecznej płaszczyzny poślizgu są dyslokacje śrubowe. Opierając się na tych wynikach, Alexander i Weber [10] zaproponowali próbny model centrum K1, zgodnie z którym związane jest ono z dyslokacją śrubową rozszczepioną wzdłuż poprzecznej płaszczyzny poślizgu, która zaabsorbowała w swoim rdzeniu lukę.

Linie peryferyjne, których jest co najmniej 12 po obu stronach linii centralnych, stanowią rodzaj struktury subtelnej. Główna oś tensora rozszczepienia subtelnego leży w kierunku wektora Burgersa aktywowanego układu poślizgu. Linie te, K2, muszą pochodzić od niesparowanych spinów w rdzeniu dyslokacji, sprzężonych wzajemnie tak, że tworzą one wypadkowy spin $> 1/2$. Sprzężenie to może być wywołane oddziaływaniem wymiennym typu ferromagnetycznego. Położenia wszystkich linii peryferyjnych można wyjaśnić przy założeniu istnienia łańcuchów sprzężonych spinów zawierających do pięciu spinów. Oświetlenie krzemu typu n światłem o energii fotonów większej niż 0,6 eV zwiększa inten-



Rys. 6. Zależność spektralna amplitud linii foto-EPR. Kółka — jedna z linii peryferyjnych K2, krzyżyki — nadsubtelne satelity linii K1 [11]

sywność linii peryferyjnych kosztem intensywności linii centralnych [11] (rys. 6). To sugeruje, że absorpcja światła transformuje centra K1 w K2. Byłaby to zatem zależna od stanu ładunkowego zmiana struktury rdzenia dyslokacji.

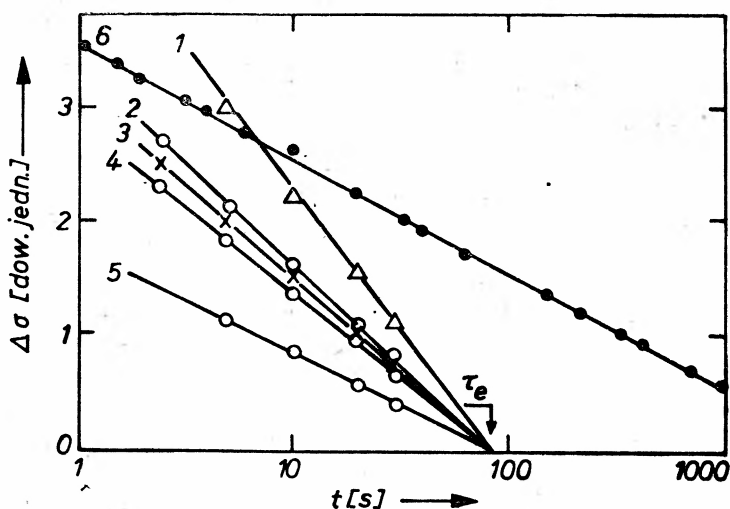
Wosiński próbował znaleźć sygnał EPR pochodzący od dyslokacji w GaAs [12]. Obserwował on trzy szerokie linie, których amplitudy silnie wzrastały ze stopniem deformacji. Dokładna analiza tych linii wskazuje jednak, że odpowiedzialne za nie centra paramagnetyczne nie są związane bezpośrednio z dyslokacjami lecz raczej z defektami punktowymi generowanymi w czasie deformacji plastycznej.

5. Rekombinacja nośników ładunku i fotoprzewodnictwo

Dyslokacje w kryształach Si, Ge i GaAs redukują koncentrację i ruchliwość nośników prądu w tych materiałach. Jednak najbardziej drastyczny jest wpływ dyslokacji na rekombinację nadmiarowych elektronów i dziur. W różnych materiałach (Ge, Si, GaAs, GaP) obserwuje się odwrotną proporcjonalność pomiędzy czasem życia nośników mniejszości-

wych i gęstością dyslokacji, dla gęstości większych od pewnej minimalnej wielkości [13]. Ta właściwość dyslokacji jest szczególnie dokuczliwa w działaniu wielu przyrządów półprzewodnikowych takich jak tranzystory bipolarne, diody elektroluminescencyjne i lasery półprzewodnikowe. Procesy rekombinacyjne bada się wykorzystując bardzo różne zjawiska, np. fotoprzewodnictwo jednorodnych próbek, niestacjonarną pojemność i prądy indukowane wiązką elektronową w diodach Schottky'ego lub w złączach *p-n*.

Przedyskutujemy najpierw najprostszyp przypadek, gdy nadmiarowe pary elektron-dziura są generowane, np. światłem, w objętości jednorodnego materiału zawierającego dyslokacje. Najbardziej uderzającym wynikiem, uzyskanym najpierw na germanie i krzemie [14, 15], a następnie na GaAs [16], było znalezienie w niskich temperaturach nietypowego prawa zaniku fotoprzewodnictwa. Po wyłączeniu światła równowaga między generacją i rekombinacją nośników zostaje zakłócona i nośniki ładunku zanikają w czasie.



Rys. 7. Zanik fotoprzewodnictwa w plastycznie deformowanych próbkach Si o różnych koncentracjach elektronów i gęstościach dyslokacji w $T = 195\text{ K}$ (1–5) [15] oraz w deformowanej próbce GaAs w $T = 273\text{ K}$ (6), [16]: 1) $\rho = 150\ \Omega\text{cm}$, $N \approx 10^7\ \text{cm}^{-2}$, 5) $\rho = 150\ \Omega\text{cm}$, $N \approx 10^4\ \text{cm}^{-2}$

Jednak w miarę upływu czasu prędkość tego procesu staje się coraz wolniejsza, prowadząc w niskich temperaturach do stanu, który można by nazwać zamrożonym fotoprzewodnictwem. Bliższa analiza procesu zaniku pokazuje, że zachodzi on według prawa logarytmicznego zaniku, co jest zilustrowane na rys. 7. W niezależnych eksperymentach było pokazane, że fotoprzewodnictwo w niskich temperaturach jest wywołane głównie nośnikami większościowymi.

Te fakty doświadczalne wskazują na to, że dla zdyslokowanego kryształu chwilowa prędkość zaniku nie jest proporcjonalna do aktualnej nierównowagowej koncentracji, jak w przypadku zaniku wykładniczego. Wynik ten doprowadził do sformułowania barierowego modelu rekombinacji na dyslokacjach [17], którego istota zostanie tu przedstawiona na przykładzie materiału typu *n*. Dyslokacja, dla osiągnięcia równowagi z kryształem, przyłącza elektrony z pasma przewodnictwa stając się ujemnie naładowaną linią.

Równowagowy ładunek dyslokacji, liczony na jeden stan, jest zawsze drobnym ułamkiem jednośc, gdyż wzrost energii elektrostatycznej oddziałujących ładunków ogranicza obsadzenie stanów dyslokacyjnych. Ten ładunek wytwarza potencjał elektrostatyczny dyslokacji, który ma charakter przyciągający dla dziur i odpychający dla elektronów. Różnica potencjałów pomiędzy linią dyslokacyjną i objętością kryształu Φ jest w pierwszym przybliżeniu proporcjonalna do liniowej gęstości ładunku na linii dyslokacyjnej η . Rekombinacja pary elektron-dziura jest procesem dwustopniowym. Najpierw wychwycona jest dziura przez dyslokację a następnie elektron, który ma dostateczną energię dla pokonania bariery potencjału. Koncentracja takich elektronów jest określona czynnikiem wykładniczym $\exp(-e\Phi/kT)$, który staje się bardzo mały w niskich temperaturach. Można się zatem spodziewać, że istotna część nadmiarowych dziur jest wychwycona przez dyslokację i nie przewodzi prądu, podczas gdy ich partnerzy — nadmiarowe elektrony — pozostają w pasmie przewodnictwa, gdzie są nośnikami prądu. W ramach opisanego wyżej przybliżenia mogą być wyjaśnione wszystkie charakterystyczne cechy zarówno stacjonarnego fotoprzewodnictwa, jak i jego kinetyki, w przypadku rekombinacji ograniczonej dyslokacjami. Na przykład, dokładne wyrażenie opisujące zanik, wyrażone poprzez koncentrację wychwyconych dziur $\Delta m = \Delta n - \Delta p$, ma postać

$$\Delta m = \frac{kT \eta_0}{e^2 \Phi_0} N \ln \frac{t_0 + t}{\tau_e},$$

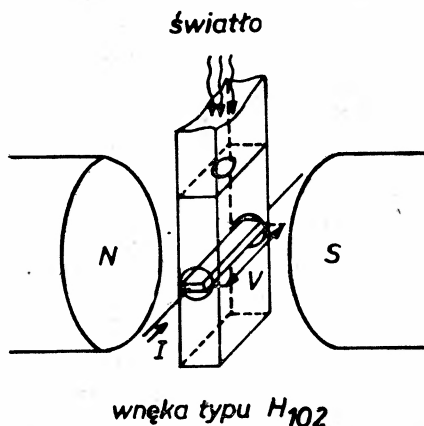
gdzie N jest gęstością dyslokacji, a t_0 jest parametrem określającym warunki początkowe w próbce, natomiast τ_e ma znaczenie czasu życia nośników większościowych

$$\tau_e \sim \exp(\epsilon_{CF}/kT).$$

Sytuacja fizyczna opisywana powyższymi wyrażeniami jest następująca. Bariera potencjału na dyslokacji, zredukowana w stanie ustalonym dzięki ładunkowi wychwyconych dziur, zostaje stopniowo odbudowywana w procesie rekombinacji aż do swojej wysokości równowagowej. Tego typu właściwość uwidacznia najbardziej istotną różnicę między zachowaniem się izolowanych centrów rekombinacji i dyslokacji. W pierwszym przypadku pojedyncze centrum może znajdować się w jednym z co najwyżej kilku stanów ładunkowych, scharakteryzowanych różnymi przekrojami czynnymi na wychwyt elektronu. Dyslokacja lub jej segment zawiera bardzo wiele miejsc, na których elektron lub dziura mogą być lokalizowane, ale zachowuje się ona jak pojedynczy układ, którego stan ładunkowy może zmieniać się w sposób prawie ciągły.

Prawdopodobieństwo wychwytu elektronu jest parametrem termicznie aktywowanym z energią aktywacji ϵ_{CF} , która jest równa różnicy energii krawędzi pasma przewodnictwa i poziomu Fermiego w rdzeniu dyslokacji. Ponieważ eksperymenty dają zawsze te same wartości energii aktywacji, niezależnie od temperatury deformacji i warunków wygrzewania próbek, wskazuje to na związek poziomu Fermiego z pewnymi dominującymi stanami dyslokacyjnymi. Przypomina to sytuację w półprzewodnikach amorficznych. Wartość ϵ_{CF} wynosi ok. 0,42 eV w germanie, 0,6 eV w krzemie, natomiast w GaAs obserwuje się dwie wartości energii aktywacji 0,7 eV i 0,9 eV, które być może są związane z dwoma rodzajami dyslokacji.

Innego typu zjawiskiem zaobserwowanym w plastycznie deformowanym krzemie jest fotoprzewodnictwo zależne od spinów (SDP — *spin dependent photoconductivity*). Próbka jest umieszczona we wnęce mikrofalowej w polu magnetycznym podobnie jak w standardowym eksperymencie EPR, i jest oświetlona światłem generującym pary elektron-dziura (rys. 8). Obserwuje się różnicę pomiędzy fotoprzewodnictwem próbki w warunkach rezonansu spinowego i poza rezonansem, tj. przy dwóch różnych polaryzacjach spinowych układu elektronów. Pojawiający się, w reżimie pułapkowania nośników mniejszościowych, sygnał przypomina centralne linie standardowego EPR-u. Jednak w odróżnieniu od tego ostatniego, sygnał SDP może być rejestrowany nawet w temperaturze 350 K i to przy znacznie niższych gęstościach dyslokacji niż standardowy sygnał EPR.



Rys. 8. Fotoprzewodnictwo zależne od orientacji spinów. Konfiguracja próbki we wnęce mikrofalowej

Szczególną cechą sygnału SDP jest jego niespodziewanie duża amplituda, która nie może być wyjaśniona przy założeniu rekombinacji poprzez izolowane centra paramagnetyczne o spinie $1/2$. Został zatem zaproponowany próbny model [19], w którym uwzględnia się oddziaływania wymienne typu ferromagnetycznego pomiędzy sąsiednimi niesparowanymi elektronami na linii dyslokacyjnej co zwiększa polaryzację układu zlokalizowanych spinów. Wosiński obliczył całą wymianę pomiędzy dwoma zerwanymi wiązaniami 60-stopniowej dyslokacji układu przetasowania i pokazał, że jeśli wzdłuż dyslokacji występują segmenty złożone średnio z 20 sprzężonych wymiennie niesparowanych elektronów, to można wyjaśnić zarówno amplitudę obserwowanego sygnału SDP, jak i jego temperaturową zależność.

Odnosnie czasu życia nośników mniejszościowych powstaje pytanie czy jest on ograniczony dyfuzją nośników prądu do linii dyslokacyjnych czy też wychwytem tych nośników przez dyslokacje. W przypadku rekombinacji ograniczonej procesem dyfuzji, dyslokację można scharakteryzować cylindrem o promieniu r_0 . Na powierzchni tego cylindra nośniki mniejszościowe znikają. Jeśli w kryształ nie występują inne kanały rekombinacji poza dyslokacyjnym, a dyslokacje są rozmieszczone regularnie i wzajemnie równoległe, wówczas

rozwiązanie równania transportu prowadzi do następującego przybliżonego wyrażenia na czas życia nośników mniejszościowych [20]:

$$\tau = [-\ln(r_0\sqrt{\pi N}) - 3/5]2\pi DN,$$

gdzie D jest współczynnikiem dyfuzji nośników mniejszościowych. Dotychczasowe wyniki eksperymentalne wydają się wskazywać, że w GaAs i GaP rekombinacja nośników mniejszościowych jest procesem kontrolowanym dyfuzją, natomiast w Ge i Si — wychwytem nośników do obszaru rdzenia [21].

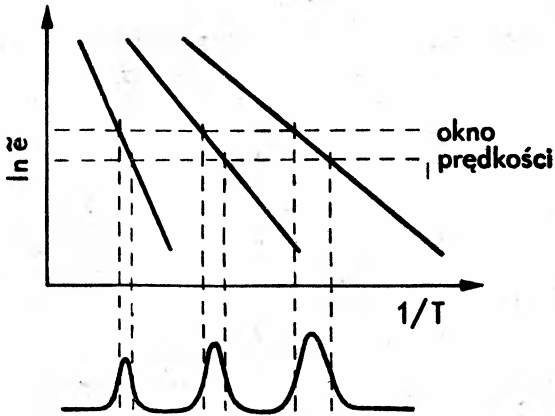
6. Efekty indukowane wiązką elektronową (EBIC)

Rozwój techniki elektronowej mikrosondy stworzył w ostatnich latach możliwość badania własności pojedynczych dyslokacji. W tej metodzie wiązka elektronowa zogniskowana na kryształ generuje wewnątrz małego obszaru próbki nadmiarowe nośniki ładunków, które są następnie zbierane przez złącze $p-n$ lub barierę Schottky'ego. Powierzchnia próbki jest przemiataana wiązką elektronów i na ekranie lampy oscyloskopowej obserwowany jest kontrast odwzorowujący lokalną gęstość prądu płynącego przez złącze lub barierę. Ten rodzaj pracy nosi nazwę EBIC (*electron beam induced current*). Innym modelem wykorzystywanym w tej technice jest indukowana wiązka elektronową katodoluminescencja (CL). Najbardziej interesująca jest tu możliwość porównania obrazów prześwietleniowej mikroskopii elektronowej i EBIC-u dla tych samych dyslokacji. W eksperymentach przeprowadzonych przez Ourmazda i Bookera [22] na krzemie pokazano, że kontrast EBIC-u jest zawsze zwiększony gdy dyslokacje są rozszczepione. Wnioskuje się stąd, że efektywność rekombinacji jest związana z konkretną strukturą rdzenia dyslokacji. Z drugiej strony grupa Heydenreicha [23] argumentuje, że jedynie odcinki dyslokacji zawierające obserwowalne wydzielienia domieszek dają kontrast w EBIC-u.

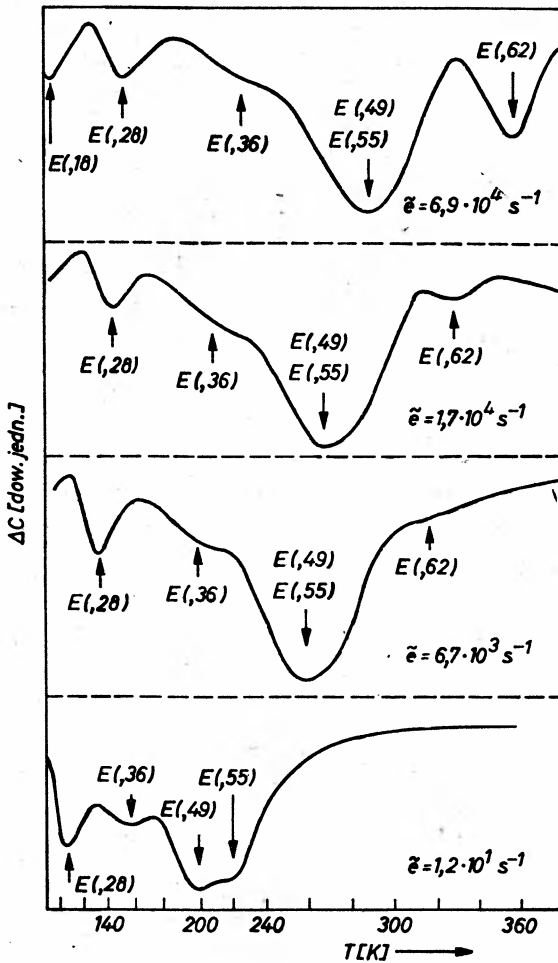
Dla szerokopasmowych związków półprzewodnikowych wygodną metodą badania dyslokacji jest zastosowanie modu katodoluminescencji. Dyslokacje przejawiają się wówczas jako ciemne niepromieniujące obszary. W warstwach epitaksjalnych GaP obserwuje się dokładną odpowiedniość pomiędzy ciemnymi punktami i dyslokacjami przecinającymi warstwę [21]. Z analizy dużej liczby dyslokacji wynika, że różne typy dyslokacji działają jako centra bezpromienistej rekombinacji nie wykazując widocznej zależności od typu. Podobną korelację pomiędzy ciemnymi punktami i dyslokacyjnymi jamkami trawienia obserwowano w słabo deformowanym CdTe [24].

7. Metody niestacjonarnej pojemności DLTS

Całkiem niedawno do badania deformowanego krzemu zostały zastosowane metody niestacjonarnej pojemności. W tak zwanej technice DLTS (*deep level transient spectroscopy*) mierzy się pojemność warstwy zubożonej w funkcji temperatury. Każdy stan defektowy powoduje maksimum pojemności przy temperaturze, przy której prędkość termicznego wzbudzenia elektronu z defektu do pasma przewodnictwa (ewentualnie dziury do



Rys. 9. Schematyczne przedstawienie zasady tworzenia się widma DLTS



Rys. 10. Widmo DLTS plastycznie deformowanego krzemu, zdejmowane przy różnych częstościach „okna prędkości” $\bar{\omega}$ [27]. Liczby w nawiasach oznaczają położenia poziomów energetycznych defektów poniżej krawędzi pasma przewodnictwa w eV

pasma walencyjnego) jest równa tzw. aparaturowemu oknu prędkości (rys. 9). Pierwsze eksperymenty wykonane przez Patela i Kimmerlinga [25, 26] wykazały pojawienie się złożonego widma zawierającego co najmniej pięć nakładających się maksimów. Uzyskane widmo było charakterystyczne dla wszystkich badanych próbek i nie zależało od struktury sieci dyslokacyjnych ale dosyć istotnie zmieniało się po wygrzaniu próbek. Konkluzja z tych eksperymentów była taka, że w procesie deformacji krzemu w temp. 770°C zostaje wprowadzona do kryształu duża różnorodność stanów defektowych, tym nie mniej położenie poziomu Fermiego jest zależne od stanów energetycznych leżących w pobliżu środka przerwy wzbronionej.

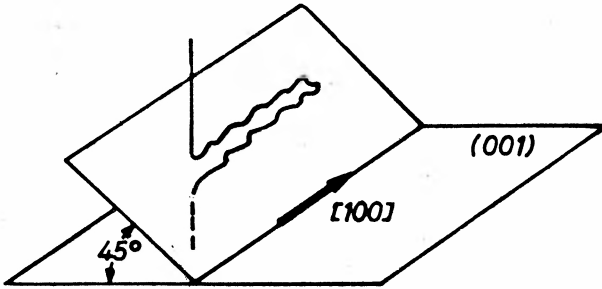
Szkiełko [27] zaobserwował widmo DLTS plastycznie deformowanego krzemu, wykazujące istnienie sześciu pułapek elektronowych, i ujawnił jego cechy charakterystyczne. Przy przesuwaniu okna prędkości w kierunku niższych częstości wszystkie maksima emisji przesuwają się oczywiście w stronę niższych temperatur. Szkiełko stwierdził, że w takim przypadku znikają maksima odpowiadające najgłębszym poziomom energetycznym (rys. 10). Można było przypuszczać, że w niskich temperaturach wypełnienie pułapek krótkim impulsem polaryzującym strukturę jest mało efektywne ze względu na barierę potencjału wokół dyslokacji. Specjalne eksperymenty prowadzone ze zmienną długością impulsu wypełniającego potwierdziły te przypuszczenia. Przy zmianie czasu wypełniania od 100 ns do 1 ms obserwuje się monotoniczny wzrost amplitudy maksimów DLTS. Ta specyfika widma świadczy o tym, że wszystkie obserwowane maksima są związane z pułapkami elektronowymi zlokalizowanymi w obrębie bariery potencjalnej dyslokacji. Są nimi prawdopodobnie różne niedoskonałości samej dyslokacji, np. absorbowane defekty punktowe, progi dyslokacyjne itp.

8. Procesy szybkiej degradacji

Problemem o wyjątkowej ważności w optoelektronice jest zagadnienie degradacji diod elektroluminescencyjnych i laserów półprzewodnikowych. Zjawisko to było intensywnie badane w przypadku laserów (GaAl)As-GaAs z podwójnym heterozłączeniem, wytwarzanych metodą ciekłej epitaksji. Proces degradacji tych laserów może być obserwowany w obrazie elektroluminescencyjnym, gdzie uwidacznia się jako pojawienie się ciemnych niepromieniujących obszarów, których powierzchnia wzrasta w czasie pracy przyrządu. Proces tzw. szybkiej degradacji związany jest ze wzrostem w obszarze aktywnym lasera tzw. defektów ciemnych linii (DLD — *dark line defect*). Większość defektów DLD rozwija się w kierunkach $\langle 100 \rangle$ równoległych do płaszczyzny złącza (001), a niektóre z nich w kierunku $\langle 110 \rangle$. Prześwietleniowa mikroskopia elektronowa zidentyfikowała DLD jako przestrzenne sieci dyslokacyjne zawierające gigantyczne dipole dyslokacyjne (rys. 11). Dipole dyslokacyjne wyrastają zazwyczaj z dyslokacji przecinających obszar aktywny lasera lub z dyslokacji generowanych w tym obszarze przez wydzielenia wbudowane w warstwę w procesie epitaksjalnego wzrostu [28, 29]. Dipole wzrastają w wyniku wstrzykiwania dużej koncentracji nośników prądu do obszaru aktywnego, a nie na skutek procesu termicznego. Dipole mają charakter międzywęzłowy i składają się z par czysto krawędziowych dyslokacji o wektorze Burgersa normalnym do średniej płaszczyzny dipola. Rozwijają

się one zazwyczaj w kierunkach $\langle 100 \rangle$ i mają płaszczyzny nachylone pod kątem 45° do płaszczyzny złącza lub też w kierunkach $\langle 110 \rangle$ i wtedy płaszczyzny dipoli są równoległe do złącza.

Pochodzenie i nietypowe własności dipoli dyslokacyjnych w zdegradowanych obszarach pozostają ciągle jeszcze nie w pełni wyjaśnione. Przyjęty jest pogląd, że za rozwój dipoli odpowiedzialny jest mechanizm wspinania się dyslokacji. Wspinanie jest procesem niezachowawczym, w tym sensie, że zachodzi ono poprzez emisję lub absorpcję defektów punktowych. Dla wyjaśnienia obserwowanej wielkości wspinania się dyslokacji w procesie



Rys. 11. Schematyczne przedstawienie dipola dyslokacyjnego rosnącego w procesie degradacji lasera biheterozłączeniowego (GaAl) As-GaAs

degradacji wymagana jest koncentracja defektów punktowych w kryształach rzędu 10^{19}cm^{-3} , i to w dodatku dwóch rodzajów, odpowiadających atomom A i B. Petroff i Kimmerling [30] zaproponowali nowy model wspinania się dyslokacji w półprzewodnikach o strukturze sfalerytu, który wymaga przesycenia defektów tylko jednego rodzaju. Hutchinson i współpracownicy [31] argumentują, że defekty punktowe generowane są w procesie rekombinacji nośników na dyslokacjach. Dla wyjaśnienia bardzo dużej prędkości wzrostu dipoli uwzględnia się specjalny mechanizm aktywacji ruchu defektów punktowych. Jest nim tzw. migracja wzmocniona rekombinacją. Może ona mieć miejsce wówczas, gdy energia rekombinującego nośnika ładunku jest przekazana defektowi punktowemu i jest zużyta na wzbudzenie jego stanu wibronowego, w którym prawdopodobieństwo jego przeskoku do sąsiedniego punktu sieciowego jest zwiększone.

Na konferencji RECON-79 został zaproponowany przez autora tego artykułu alternatywny model wzrostu dipoli dyslokacyjnych, który omija trudności pojawiające się przy poprzednich interpretacjach [32]. Model ten rozpatruje zachowawcze wspinanie się dyslokacji, w którym atomy migrują wzdłuż dyslokacji dzięki tzw. dyfuzji rurkowej. Model ten, chociaż wymaga pewnych dodatkowych założeń, potrafi wyjaśnić wysoce ukierunkowany wzrost dipoli z dużą prędkością.

Na zakończenie tego przeglądu należy wspomnieć o występującym w związkach półprzewodnikowych II-VI tzw. efekcie fotoplastycznym. Zjawisko to polega na wpływie oświetlenia, lub ściślej generowanych nośników prądu, na plastyczność kryształu. Na ogół, oświetlenie powoduje wzrost naprężenia potrzebnego do plastycznego płynięcia kryształu (utwardzenie kryształu). Zjawisko to wywołane jest zmianą efektywnej ruchliwości dyslokacji w polu naprężeń w wyniku zmiany stanu ładunkowego dyslokacji lub defektów punktowych, z którymi oddziałuje poruszająca się dyslokacja [33].

Literatura

- [1] T. Figielski, *Postępy Fizyki* **28**, 16 (1977).
- [2] I. L. F. Ray, D. J. H. Cockayne, *Philos. Mag.* **22**, 853 (1970).
- [3] I. L. F. Ray, D. J. H. Cockayne, *Proc. Roy. Soc.* **A325**, 543 (1971).
- [4] H. Gottschalk, G. Patzer, H. Alexander, *Phys. Status Solidi (a)* **45**, 207 (1978).
- [5] H. Alexander, *J. Physique Colloq.* **40**, C6-1 (1979).
- [6] A. Claesson, *J. Physique Colloq.* **40**, C6-39 (1979).
- [7] S. Marklund, *Phys. Stat. Sol. (b)* **92**, 83 (1979).
- [8] H. Boyens, J. S. Vermaak, *J. Appl. Phys.* **50**, 4302 (1979).
- [9] H. Alexander, R. Labusch, W. Sander, *Solid State Commun.* **3**, 357 (1965).
- [10] E. Weber, H. Alexander, *J. Phys. Colloq.* **40**, C6-101 (1979).
- [11] R. Erdmann, H. Alexander, *Phys. Status Solidi (a)* **55**, 251 (1979).
- [12] T. Wosiński, *Phys. Status Solidi* w druku.
- [13] H. F. Matare, *Defect Electronics in Semiconductors*, Wiley-Interscience, New York—London—Sydney—Toronto 1971.
- [14] M. Jastrzębska, T. Figielski, *Phys. Status Solidi* **7**, K101 (1964).
- [15] Z. Gołacki, praca doktorska, IF PAN, Warszawa 1971.
- [16] H. Nakata, T. Ninomiya, *J. Phys. Soc. Jap.* **47**, 1912 (1979).
- [17] T. Figielski, *Solid State Electron.* **21**, 1403 (1978).
- [18] T. Figielski, *J. Phys. Colloq.* **40**, C6-95 (1979).
- [19] T. Wosiński, T. Figielski, *Phys. Status Solidi (b)* **83**, 93 (1977).
- [20] W. R. Harding, I. D. Blenkinsop, D. R. Wight, *Electron. Letters* **12**, 503 (1976).
- [21] G. R. Booker, A. Ourmazd, D. B. Darby, *J. Phys. Colloq.* **40**, C6-19 (1979).
- [22] A. Ourmazd, G. R. Booker, *Phys. Status Solidi (a)* **55**, 771 (1979).
- [23] J. Heydenreich, H. Blumtritt, R. Gleichmann, H. Johansen, *J. Phys. Colloq.* **40**, C6-23 (1978).
- [24] K. Nekagawa, K. Maeda, S. Takeuchi, *Appl. Phys. Lett.* **34**, 574 (1979).
- [25] L. C. Kimerling, J. R. Patel, *Appl. Phys. Lett.* **38**, 73 (1979).
- [26] J. R. Patel, L. C. Kimerling, *J. Phys. Colloq.* **40**, C6-67 (1979).
- [27] W. Szkielko, O. Breitenstein, R. Pickenhein, *Kristall Technik* (w druku).
- [28] P. Petroff, R. L. Hartman, *J. Appl. Phys.* **45**, 3899 (1974).
- [29] P. W. Hutchinson, P. S. Dobson, S. O'Hara, D. H. Newman, *Appl. Phys. Lett.* **26**, 250 (1975).
- [30] P. M. Petroff, *J. Phys. Colloq.* **40**, C6-201 (1979).
- [31] P. W. Hutchinson, P. S. Dobson, B. Wakefield, S. O'Hara, *Solid State Electron.* **21**, 1413 (1978).
- [32] T. Figielski, *Czech. J. Phys.* **B30**, 318 (1980).
- [33] Yu. A. Ossipyan, M. Sh. Shikhsaidov, *Fiz. Tver. Tela* **15**, 3711 (1973).

Stanisław Mrówczyński

Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Tachiony: cząstki szybsze niż światło

Tachions: Faster than Light Particles

Abstract: Objections to particles faster than light are discussed. The ideas of the special theory of relativity extended to tachions are also presented.

Fundamentem, na którym zbudowana jest szczególna teoria względności (STW), jest założenie, że prędkość światła c jest maksymalną i niezmienniczą prędkością występującą w przyrodzie. Doświadczalnie potwierdzony jest jedynie niezmienniczy charakter tej prędkości. Zachodzi więc pytanie, czy możliwe jest zbudowanie teorii, w której prędkość c będzie niezmiennicza oraz dopuszczalne będą zarówno prędkości mniejsze, jak i większe od c . Ponieważ nowa teoria powinna być zgodna z STW przy opisie obiektów wolniejszych niż światło, zastanówmy się, co na gruncie STW przemawia przeciw jej rozszerzaniu.

Przy okazji warto przypomnieć zdanie Gell-Manna, że „coś co nie jest zabronione, musi istnieć”.

Pierwszym argumentem wysuwany przez przeciwników koncepcji tachionów jest stwierdzenie, że niemożliwe jest przyspieszenie cząstki do prędkości większej niż c , gdyż wymagałoby to przejścia przez barierę nieskończonej energii występującej przy tej prędkości. Wynika to z relatywistycznego związku energii E i prędkości v dla cząstki

$$E = \frac{m}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (1)$$

gdzie m jest masą cząstki, a $\beta = v/|\beta| < 1$, gdyż przejmujemy $c = 1$.

Ale czyż nie znamy obiektów, których nie potrafimy rozpędzić, czy też w ogóle zmienić ich prędkości. Przecież zatrzymanie fotonu czy neutrino jest równoważne z jego unicestwieniem. Można więc wyobrazić sobie obiekty, które są bez przerwy w ruchu z prędkością większą niż c i których nie możemy przeprowadzić przez barierę prędkości światła. Według jednego z twórców teorii tachionów E. C. G. Sudarshana wysuwając powyższy argument przeciw istnieniu tachionów zachowujemy się jak ów indyjski demograf, który twierdził, że nie ma ludzi na północ od Himalajów, gdyż wówczas nikt nie potrafił przejść przez te

góry. Uogólnienie wzoru (1), tak, by opisywał on energię cząstek poruszających się zawsze szybciej niż światło jest dość oczywiste. Jeżeli $|\beta| > 1$, to energia staje się urojona. Gdy jednak wprowadzimy urojoną masę $m' = i \cdot m$, gdzie m jest rzeczywiste, to energia staje się wielkością rzeczywistą. Wzór na energię tachionu możemy napisać w postaci $(\sqrt{1-\beta^2} = \pm i\sqrt{\beta^2-1}$ dla $|\beta| > 1$):

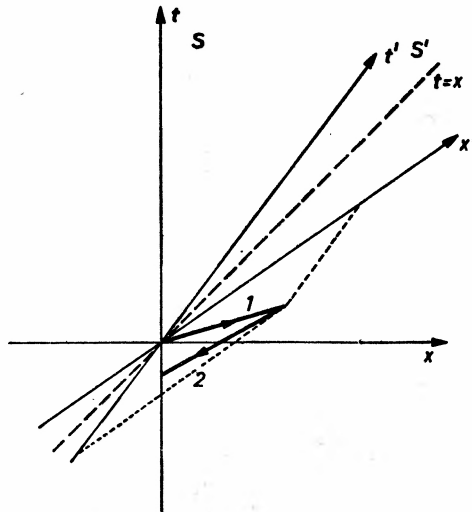
$$E = \pm \frac{m}{\sqrt{\beta^2-1}}, \quad |\beta| > 1.$$

Sprawę znaku przedyskutujemy w dalszej części artykułu, gdzie powyższy wzór wyprowadzimy i dokładniej przeanalizujemy.

Czy pomysł z urojoną masą jest do przyjęcia? Masa jest wielkością mierzalną tylko w układzie spoczynkowym. W układach poruszających się możemy zmierzyć jedynie energię. Dopóki obracamy się w świecie, gdzie masa jest rzeczywista, to nie możemy przekroczyć prędkości światła i przejść do układu spoczynkowego tachionu. Tym samym nie możemy zmierzyć jego masy spoczynkowej, lecz jedynie energię, a ta jest rzeczywista.

Drugim, znacznie silniejszym argumentem przeciw tachionom jest tzw. paradoks przyczynowy, zwany również paradoksem Tolmana [1].

Rozważmy dwa poruszające się względem siebie układy S i S' oraz dwóch obserwatorów związanych z tymi układami. Obserwator w S wysłał tachion do obserwatora w S' . Ten po odebraniu go wysłał drugi tachion do obserwatora w S . Istnieje możliwość takiego doboru prędkości tachionów oraz względnej prędkości układów (tej ostatniej mniejszej od c) że drugi tachion przybywa do obserwatora w S zanim pierwszy tachion został wyemitowany. Powyższą sytuację, określoną jako zamknięcie pętli przyczynowej, ilustruje rys. 1.



Rys. 1. Paradoks Tolmana. Obserwator z układu S wysłał tachion 1 do obserwatora znajdującego się w poruszającym się układzie S' . Obserwator z S' po odebraniu tachionu 1 wysłał tachion 2 do obserwatora z S . Widzimy, że tachion 2 przybył do punktu $x = 0$ zanim tachion 1 został wyemitowany. Strzałkami zaznaczono kierunek ruchu tachionów

Źródłem paradoksu jest to, że tachion poruszający się do przodu w czasie w jednym układzie (tutaj w układzie z którego jest wysyłany) może poruszać się wstecz w czasie w innym układzie (w naszym przypadku w układzie, w którym jest odbierany).

Istnienie przedstawionego paradoksu sformułowanego w roku 1917, którego rezultat jest niezgodny z zasadą przyczynowości, spowodował brak zainteresowania tachionami aż do lat sześćdziesiątych, kiedy to został sformułowany postulat reinterpretacji [2], umożliwiający rozwiązanie paradoksu. Zgodnie z tym postulatem tachion poruszający się do tyłu w czasie należy interpretować jako antytachion poruszający się do przodu w czasie.

Konsekwencje stosowania postulatu reinterpretacji są zadziwiające. Po pierwsze pojęcia przyczyny i skutku nie są bezwzględne. Ocena co jest przyczyną, a co skutkiem zależy od układu, w którym znajduje się obserwator. Tak samo względne są detektor i źródło, emisja i absorpcja. Po drugie, transformacja cząstka-antycząstka może być zrealizowana przez właściwą transformację Lorentza. Znaczy to, że ten sam obiekt widziany przez dwóch obserwatorów, dla jednego może być cząstką, a dla drugiego antycząstką!

Pomijając te dosyć szokujące fakty, sprawiające, że postulat reinterpretacji nie jest powszechnie akceptowany, zastanówmy się jakie argumenty za tym postulatem przemawiają. Od razu można powiedzieć, że nadawanie relatywnego charakteru pewnym pojęciom jest zgodne z duchem teorii względności i przedstawiona idea wydaje się być bardziej lub mniej logiczną kontynuacją myśli Einsteina. Dalej, warto wspomnieć, że podobny charakter do postulatu reinterpretacji ma postulat, zgodnie z którym rozwiązania równania Diraca bądź innych równań relatywistycznych z ujemnymi energiami interpretuje się jako rozwiązania odpowiadające antycząstkom, co, jak wiadomo, prowadzi do wyników zgodnych z doświadczeniem. Na gruncie mechaniki kwantowej można poczynić jeszcze jedną obserwację. Jeżeli

$$f(\vec{p}, E) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int \tilde{f}(\vec{x}, t) \exp(i\vec{p}\vec{x} - iEt) d^4x,$$

to

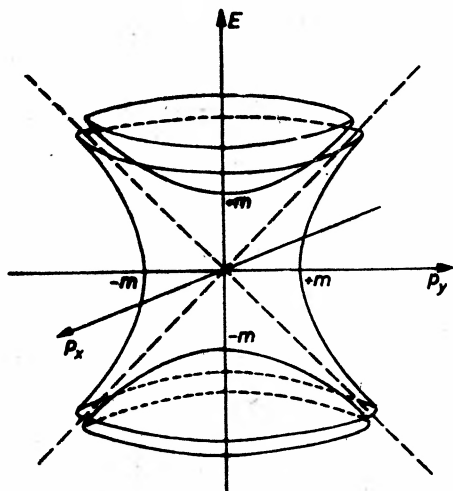
$$f(\vec{p}, -E) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \tilde{f}(\vec{x}, -t) \exp(i\vec{p}\vec{x} - iEt) d^4x.$$

Dwa paradoksalne fakty ujemnej energii i ruchu do tyłu w czasie można więc reinterpretować, jeśli występują jednocześnie.

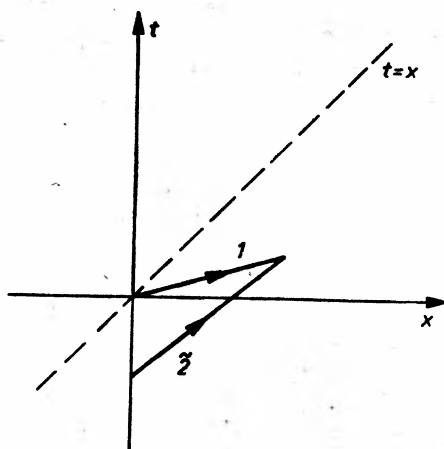
Jeśli przyjąć, że tachiony mają urojoną masę $m' = i \cdot m$, to wówczas

$$E^2 - \vec{p}^2 = \pm m^2,$$

gdzie znak plus odpowiada bradionowi, tzn. cząstce wolniejszej niż światło, znak zaś minus tachionowi. Na dualnym wykresie Minkowskiego powyższą równość możemy przedstawić w postaci dwóch hiperboloid, jak to pokazano na rys. 2. Z wykresu odczytujemy, że w przypadku bradionów dokonując właściwych transformacji Lorentza możemy uzyskać różny znak pędu cząstki. Nie możemy natomiast zmienić znaku energii, co oznacza, że przez właściwą transformację Lorentza nie możemy zmienić cząstki na antycząstkę. Ponieważ hiperboloida tachionu, w odróżnieniu od hiperboloidy bradionu, jest jednopowło-



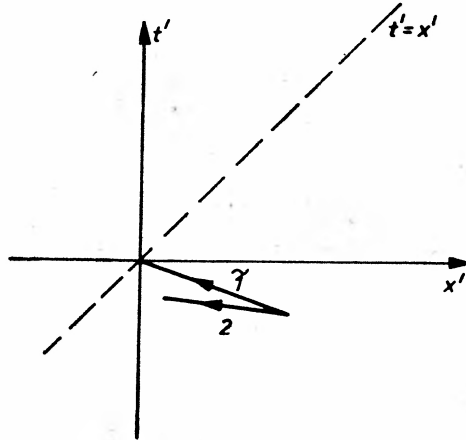
Rys. 2. Dwupowłokowa hiperboloida bradionu i jednopowłokowa hiperboloida tachionu. Niezmienniczość wielkości m^2 oznacza, że przy właściwych transformacjach Lorentza następuje przesunięcie po hiperboloidzie punktu opisującego energię i pęd cząstki. Na rysunku przedstawiona jest dualna przestrzeń Minkowskiego ograniczona do dwóch wymiarów przestrzennych



Rys. 3. Sytuacja z rys. 1 widziana przez obserwatora w S po reinterpretacji. Tachion 2 stał się antytachionem $\tilde{2}$ i zmienił kierunek ruchu

kowa, właściwymi transformacjami Lorentza możemy zmienić zarówno pęd jak i energię tachionu, co nieco wyjaśnia drugą z wyliczonych konsekwencji postulatu reinterpretacji.

Po tych uwagach zademonstrujemy, jak korzystając z postulatu reinterpretacji można rozwiązać paradoks Tolmana. Należy stwierdzić co widzą obserwatorzy w układach S i S' , pamiętając o tym, że w danym układzie tachiony poruszające się do tyłu w czasie należy reinterpretować (patrz rys. 3 i 4). Każdy z obserwatorów uważa, że to on wyemitował oba tachiony, a dokładniej tachion i antytachion, a ponieważ w żadnym z układów nie ma związków przyczynowych między aktami emisji obu tachionów, zasada przyczynowości



Rys. 4. Sytuacja z rys. 1 widziana przez obserwatora w S' po reinterpretacji. Tachion 1 stał się antytachionem $\bar{1}$ i zmienił kierunek ruchu

nie jest łamana. Cena za rozwiązanie paradoksu jest wysoka. Po pierwsze, o przyczynie i skutku można mówić tylko w danym układzie odniesienia, co odbiera tym pojęciom charakter absolutny i nadaje szczególny sens zasadzie przyczynowości. Po drugie, pojawia się przy powyższym rozwiązaniu tzw. problem wolnej woli. Chodzi o to, że wysłanie tachionu 2 z układu S jest niezależne od woli obserwatora w S . Problem wolnej woli pojawiający się przy stosowaniu postulatu reinterpretacji jest jednym z większych mankamentów teorii tachionów.

Po pokazaniu, lub jak kto woli próbie pokazania, że koncepcja tachionów nie jest pozbawiona sensu, przedstawimy postulaty i szereg ważniejszych rezultatów rozszerzonej teorii względności (RTW). Zanim to zrobimy zapoznamy Czytelnika z terminologią używaną w tej teorii. Do poprzednio wprowadzonych określeń bradion i tachion dołączymy nazwę lukson¹ oznaczającą cząstkę poruszającą się z prędkością światła [4]. Układ nazywamy subluminalnym (superluminalnym), gdy porusza się on względem danego układu z prędkością mniejszą (większą) niż c . Analogiczny sens mają: transformacja subluminalna i superluminalna. Tachion lub układ nazywamy transcendentnym, gdy porusza się on z prędkością nieskończoną względem danego układu.

Postulaty RTW

1. Czasoprzestrzeń jest jednorodna i przestrzeń jest izotropowa.
2. Prawa fizyki są niezmiennicze przy transformacjach z jednego układu inercjalnego do drugiego, przy czym układy te mogą być zarówno subluminalne, jak i superluminalne.
3. Prędkość światła jest taka sama we wszystkich układach inercjalnych subluminalnych i superluminalnych.

¹ Nazwy bradion, tachion i lukson pochodzą z języka greckiego i znaczą powolny, szybki, świetlny.

4. Nie istnieją obiekty poruszające się do tyłu w czasie. Cząstki poruszające się do tyłu w czasie należy interpretować jako antycząstki poruszające się do przodu w czasie.

Postulat drugi jest rozszerzoną zasadą względności, zaś postulat czwarty uprzednio wprowadzonym postulatem reinterpretacji. W postulacie pierwszym zaznaczamy nieizotropowość czasu, przyjmując kierunek zgodny z kierunkiem przemian termodynamicznych i ewolucją wszechświata za wyróżniony. Dalsze rozważania ograniczymy do teorii jednowymiarowej (jeden wymiar przestrzenny i jeden czasowy), zaznaczając, że uogólnienie na pełną czasoprzestrzeń nie jest trywialne i budzi cały szereg kontrowersji (patrz np. [3]).

Zastanówmy się jakie własności będzie miał interwał czasoprzestrzenny zdefiniowany wzorem

$$s^2 = t^2 - x^2, \quad (c = 1).$$

Rozważmy transformację s^2 z jednego układu inercyjnego do drugiego

$$S'^2 = F(S^2)$$

Ze względu na jednorodność przestrzeni funkcja F nie może zależeć od współrzędnych przestrzennych. Jedynym parametrem tej funkcji może być względna prędkość układów β , co zaznaczamy

$$F(s^2) = F_{\beta}(s^2).$$

Zauważmy, że

$$F_{\beta}^{-1} = F_{-\beta}.$$

Jeżeli zażądamy, zgodnie z postulatem izotropowości przestrzeni, aby

$$F_{\beta} = F_{-\beta},$$

to dostajemy ostatecznie

$$F_{\beta} = F_{\beta}^{-1}.$$

Ponieważ,

$$F_{\beta=0}(s^2) = s^2,$$

to zgodnie z warunkiem ciągłości F jako funkcji β oraz poprzednio wyprowadzonymi warunkami otrzymujemy

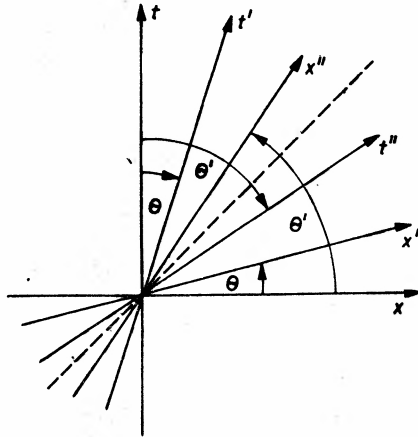
$$F_{\beta}(s^2) = s^2 \quad \text{dla} \quad |\beta| < 1$$

Ponieważ F nie musi być funkcją ciągłą β dla $|\beta| = 1$ (nie istnieją luksonowe układy odniesienia, zgodnie bowiem z STW, lukson jest obiektem bezmasowym), możemy funkcję transformującą interwał zdefiniować w sposób następujący, zgodny z wyżej wyprowadzonym warunkiem

$$S'^2 = \begin{cases} +S^2 & \text{dla} \quad |\beta| < 1 \\ -S^2 & \text{dla} \quad |\beta| > 1 \end{cases} \quad (2)$$

Za wyborem takiej postaci funkcji F dla $|\beta| > 1$ przemawia fakt następujący. Na wykresie Minkowskiego układ poruszający się względem danego przedstawiamy jako układ skośno-

kątny jak to zrobiono na rys. 5, gdzie $\operatorname{tg} \theta = \beta$. Jeśli $|\beta| > 1$, to $\theta > 45^\circ$, co oznacza, że współrzędna czasowa i przestrzenna „zamieniają się rolami”. Sprawia to, że wektory przestrzenne w układach subluminalnych są wektorami czasowymi w układach superluminalnych. Analogicznie zamieniają się oczywiście wektory czasowe na przestrzenne. Zmiana typu wektora przy transformacjach superluminalnych odpowiada właśnie zmianie znaku interwału. Tak więc uzyskaliśmy pierwszą bardzo istotną cechę RTW — przy transformacjach superluminalnych typ wektora ulega zmianie, podczas gdy przy transformacjach subluminalnych zachowuje się. Na podstawie wzoru (2) można dokonać podziału układów



Rys. 5. Układ spoczywający S i dwa układy poruszające się S' i S'' . Względna prędkość S i S' jest mniejsza niż c , a S i S'' większa niż c . $\operatorname{tg} \theta = \beta$

inercjalnych względem danego obserwatora na dwa rozłączne zbioru układów subluminalnych i superluminalnych. Prędkość względna dwóch dowolnych układów subluminalnych albo superluminalnych jest mniejsza niż c , zaś układu subluminalnego i superluminalnego jest większa niż c . Dalej stwierdzamy, że względem układu superluminalnego tachion jest bradionem, zaś bradion tachionem. Luksony mają charakter bezwzględny, tzn. mają stałą szybkość we wszystkich układach odniesienia. I jeszcze jedna uwaga dotycząca dualnej przestrzeni Minkowskiego. Odpowiednikiem wzoru na interwał czasoprzestrzenny jest wzór

$$E^2 - \bar{p}^2 = +m^2,$$

który dla tachionów przyjmuje postać

$$E^2 - \bar{p}^2 = -m^2.$$

Co oznacza, że

$$E^2 = \bar{p}^2 \pm m^2.$$

Widzimy więc, że nie jest konieczne traktowanie masy tachionu jako wielkości urojonej, można uważać, że

$$\begin{aligned} E^2 &= \bar{p}^2 + m^2 && \text{dla bradionów,} \\ E^2 &= \bar{p}^2 - m^2 && \text{dla tachionów.} \end{aligned}$$

Poszukując liniowej transformacji współrzędnych zachowującej interwał albo zmieniającej jego znak, otrzymujemy [5]

$$x = \mu\gamma(x' + \beta t'), \quad t = \mu\gamma(t' + \beta x'), \quad (3)$$

gdzie

$$\mu = \begin{cases} 1 & \text{dla } |\beta| < 1 \\ \beta & \text{dla } |\beta| > 1 \end{cases}; \quad \gamma = |1 - \beta^2|^{-1/2}.$$

Dla $|\beta| < 1$, powyższa transformacja jest oczywiście zwykłą transformacją Lorentza. Ze wzorów (3) otrzymujemy dobrze znane prawo składania prędkości

$$\beta = \frac{\beta_1 + \beta_2}{1 + \beta_1 \cdot \beta_2}.$$

Wzory na transformację energii i pędu są zupełnie analogiczne do wzorów (3)

$$p = \mu\gamma(p' + \beta E'), \quad E = \mu\gamma(E' + \beta p'). \quad (4)$$

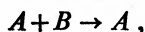
Korzystając z (4) możemy zapisać wyrażenia na energię i pęd bradionu i tachionu w funkcji prędkości

$ \beta < 1$	$ \beta > 1$
$p = \frac{m\beta}{\sqrt{ 1 - \beta^2 }}$	$p = \frac{m \beta }{\sqrt{ 1 - \beta^2 }}$
$E = \frac{m}{\sqrt{ 1 - \beta^2 }}$	$E = \frac{\beta}{ \beta } \frac{m}{\sqrt{ 1 - \beta^2 }},$

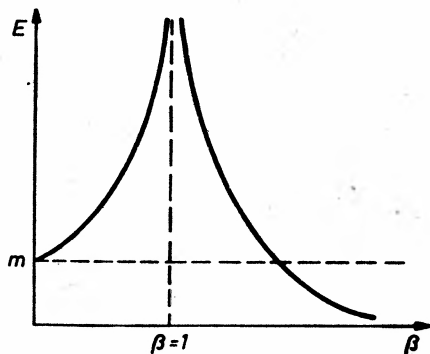
lub w bardziej zwartej postaci

$$E = \mu\gamma m, \quad p = \mu\beta\gamma m.$$

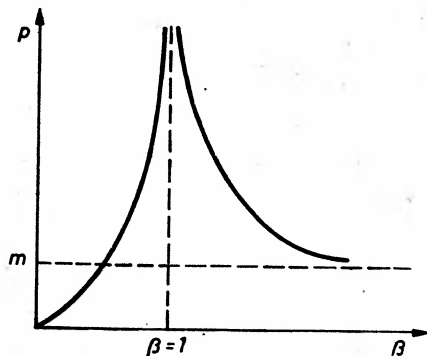
Zauważmy, że znak energii tachionu zależy od kierunku ruchu, podczas gdy znak pędu od kierunku prędkości jest niezależny. Mamy więc tutaj sytuację odwrotną niż w przypadku bradionu. Wykresy energii i pędu w pełnym zakresie zmienności β przedstawiają się jak na rys. 6 i 7. Tachion transcendentny niesie pęd, natomiast jego energia jest zerowa, co sprawia, że nie można przekazać energii z nieskończoną prędkością. Jest to niewątpliwie ładny wynik zgodny z fizyczną intuicją. Warto zwrócić uwagę na jeszcze inny fakt wynikający ze szczególnych własności kinematycznych tachionu. Otóż pewne typy reakcji niemożliwe, gdy obracamy się w świecie bradionów, stają się możliwe gdy jeden bradion zastąpić przez tachion. Np. reakcja zapisana symbolicznie



niedozwolona kinematycznie gdy cząstki A i B są bradionami, jest dozwolona, gdy cząstka A jest bradionem, a B tachionem. Co ciekawe, w takim przypadku, w pewnych ukła-



Rys. 6. Zależność energii od prędkości dla cząstki o masie m w pełnym zakresie zmienności β



Rys. 7. Zależność pędu od prędkości dla cząstki o masie m w pełnym zakresie zmienności β

dach odniesienia powyższa reakcja zgodnie z postulatem reinterpretacji będzie widziana jako rozpad bradionu A na bradion A i antytachion \bar{B} .

Jak dotychczas, nie została sformułowana teoria oddziaływania tachionów z bradionami, a co za tym idzie brak jest opisu oddziaływania tachionów z materią (bradionową). Nie wiadomo również jak powinien wyglądać detektor tachionów. Cały szereg eksperymentów, w których próbowano wykryć tachiony, okazał się oparty na błędnych, bądź co najmniej wątpliwych, podstawach teoretycznych [3]. Jedyny eksperyment, którego wartość jest niepodważalna, to doświadczenie, w którym poszukiwano tachionów wyprodukowanych w zderzeniach mezonu K^- z protonem [6]. Nie zakładając nic o oddziaływaniu tachionów z bradionami, a korzystając jedynie z własności kinematycznych obiektów nadświetlnych, wyznaczono górne granice przekrojów czynnych na produkcję tachionu w kilku reakcjach badając tzw. masę brakującą w reakcji. I tak np.

$$\frac{\sigma(K^- p \rightarrow \Lambda^0 + t^0)}{\sigma(K^- p \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0)} < 2 \cdot 10^{-3},$$

gdzie t^0 oznacza neutralny tachion, zaś symbol $\sigma(K\bar{p} \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0)$ przekrój czynny na produkcję hiperonu Λ^0 i mezonu π^0 w zderzeniu mezonu K^- z protonem. Trzeba stwierdzić, że zebrany dotychczas materiał doświadczalny dotyczący tachionów jest bardzo ubogi i niewiele dostarcza argumentów zarówno zwolennikom jak i przeciwnikom tachionów.

Na koniec wyliczę już tylko kilka zagadnień szeroko dyskutowanych wśród „tachionologów”, które z powodu ograniczonej objętości artykułu zostały zupełnie w nim pominięte. Są to: tachiony w ogólnej teorii względności [7], elektrodynamika tachionów i związków tachionów z monopolami magnetycznymi, kwantowe teorie obiektów szybszych niż światło, tachiony w astrofizyce. Materiały dotyczące tych i szeregu innych problemów można znaleźć w sprawozdaniu z pierwszej międzynarodowej konferencji poświęconej tachionom jaka odbyła się na Sycylii w roku 1976 [8].

Literatura

- [1] R. C. Tolman, *The Theory of Relativity of Motion*, Univ. of California Press, Berkeley 1971, str. 54—55
- [2] O. M. P. Bilaniuk, V. K. Deshpande, E. C. G. Sudarshan, *Am. J. Phys.* **30**, 718 (1962).
- [3] E. Recami, R. Mignani, *Riv. Nuovo Cimento* **4**, 209 (1974).
- [4] G. Feinberg, *Phys. Rev.* **159**, 1089 (1967).
- [5] A. F. Antippa, *Nuovo Cimento* **10A**, 389 (1972).
- [6] C. Baltay et al., *Phys. Rev.* **D1**, 759 (1970).
- [7] J. K. Kowalczyński, *Phys. Lett.* **65A**, 269 (1977), **74A**, 157 (1979).
- [8] *Proceedings of the First Session of Interdisciplinary Seminars on Tachions and Related Topics*, Erice 1—15 September 1976, ed. Erasmo Recami 1978.

Abdus Salam

International Centre for Theoretical Physics
Triest, Włochy
i
Imperial College
Londyn, Anglia

Unifikacja fundamentalnych oddziaływań w oparciu o transformacje cechowania *

Gauge Unification of Fundamental Forces

W czerwcu 1938 roku, Sir George Thomson, naówczas profesor fizyki w Imperial College w Londynie, wygłosił wykład z okazji otrzymania w 1937 roku nagrody Nobla. Mówiąc o Alfredzie Noblu stwierdził on: „Idealizm przenikający charakter Nobla spowodował, że... był on równie zainteresowany wspieraniem nauki jako całości, jak i wspieraniem poszczególnych uczonych ... Naród szwedzki na czele z Rodziną Królewską sprawił za pośrednictwem Królewskiej Akademii Nauk, iż nagroda Nobla stała się jednym z głównych czynników wzrostu prestiżu nauki na świecie... Jako człowiek korzystający osobiście z wielkoduszności Nobla składam najszczersze podziękowania jemu i narodowi szwedzkiemu”.

Jestem pewien, że wyrażę odczucia nie tylko własne, lecz i moich kolegów, podpisując się pod tym co powiedział Sir George Thomson odnośnie wielkoduszności Nobla i jej wpływu na wzrost prestiżu nauki. Dziś jego słowa są jeszcze bardziej aktualne. I właśnie w związku z tym ośmielony przez Stałego Sekretarza Akademii — prof. Karola Gustawa Bernharda zdecydowałem się powiedzieć kilka słów, zanim rozpocznę naukową część mojego wykładu.

Myśl naukowa i jej dzieła są powszechnym i wspólnym dziedzictwem ludzkości. W związku z tym historia nauki, podobnie jak historia całej cywilizacji, przebiega cyklicznie. Spróbuję zilustrować to na konkretnym przykładzie.

Siedemset sześćdziesiąt lat temu, pewien młody Szkot porzucił rodzinne strony, by wyruszyć na południe do Toledo w Hiszpanii. Nosił on imię Michał, jego zaś celem było żyć i pracować na arabskich uniwersytetach w Toledo i Kordobie, gdzie niewiele wcześniej nauczał największy podówczas uczony żydowski Mosze ben Majmon.

Michał dotarł do Toledo w 1217 r. Tam od razu zrealizował ambitny projekt udostępnienia łacińskiej Europie dzieł Arystotelesa, tłumacząc je nie z oryginałów greckich, gdyż

* Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1979 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. [Translated with permission, Copyright © 1979 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.)

nie znał greckiego, lecz z tłumaczeń arabskich, z których nauczano wtedy w Hiszpanii. Z Toledo Michał udał się na Sycylię na dwór cesarza Fryderyka II.

Zwiedzając szkołę medyczną w Salerno, założoną przez Fryderyka w 1231 r., Michał spotkał duńskiego lekarza, Henrika Harpestraenga, późniejszego nadwornego lekarza Eryka IV Waldemarssöna. Henrik przybył do Salerno, aby napisać rozprawę na temat puszczania krwi i chirurgii. Materiałami źródłowymi Henrika były rozprawy medyczne wielkich lekarzy Islamu, al-Raziego i Awicenny, które mógł dla niego przetłumaczyć jedynie Michał Szkot.

Szkoły Salerno i Toledo, reprezentujące najwspanialszą syntezę wiedzy arabskiej, greckiej, łacińskiej i hebrajskiej, były jednymi z najbardziej pamiętnych przykładów międzynarodowej współpracy naukowej. Do Toledo i Salerno przybywali nie tylko uczniowie z bogatych krajów Wschodu, jak Syria, Egipt, Iran czy Afganistan, lecz również uczniowie z rozwijających się dopiero krajów Zachodu, jak Szkocja i Skandynawia. I wówczas, tak jak dziś, istniały przeszkody w działalności takich zgromadzeń naukowych, wynikające z ekonomicznych i intelektualnych różnic pomiędzy poszczególnymi rejonami świata. Ludzie tacy jak Michał Szkot lub Henrik Harpestraeng byli wyjątkami. Nie reprezentowali oni żadnej kwitnącej dziedziny badawczej w ich własnych krajach. Pomimo najszerszych chęci ich nauczyciele w Toledo i Salerno powątpiewali w sens i wartość przygotowywania ich do zaawansowanych badań naukowych. Zapewne niejeden z mistrzów Michała Szkota radził mu powrócić do strzyżenia owiec i tkania materiałów we własnym kraju.

Postaram się scharakteryzować różnice w rozwoju naukowym w sposób bardziej ilościowy. George Sarton w swojej monumentalnej pięciotomowej *Historii Nauki* dzieli dzieje rozwoju nauki na okresy, z których każdy trwa pół stulecia. Każdemu okresowi przypisuje jedną centralną postać. Tak więc okres pomiędzy 450 rokiem p.n.e. i 400 rokiem p.n.e. Sarton nazywa okresem Platona; po nim następują okresy Arystotelesa, Euklidesa, Archimedesza itd. Od 600 do 650 roku n.e. mamy chiński okres Hsian Tsanga, od 650 do 700 roku n.e. I-Chinga, po czym od 750 r. n.e. do 1100 r. n.e. nieprzerwaną sukcesję okresów Jabirā, Chwarizmiego, Raziego, Masudiego, Wafy, Biruniego i Awicenny a następnie Omar Khayama — wszyscy reprezentują kulturę Islamu — byli to Arabowie, Turcy, Afgańczycy i Persowie. Po roku 1100 pojawiają się pierwsi uczeni Zachodu: Gerard z Cremony, Roger Bacon; muszą oni jednak dzielić swą sławę z takimi uczonymi jak Ibn-Rushd (Averroes), Mosze ben Majmon, Tusi oraz Ibn-Nafis (człowiek, który wyprzedził teorię krążenia krwi Harveya). Żaden Sarton nie uwzględnił jak dotąd twórczości naukowej wśród prehiszpańskich Majów i Azteków, którzy odkryli zero, opracowali kalendarz księżycowy i wenusjański, dokonali licznych odkryć farmakologicznych włącznie z odkryciem chininy. Sens naszej historii pozostaje jednak taki sam — stwierdzamy, że w rozpatrywanym okresie inne kultury wyprzedzały pod względem rozwoju kulturę europejską.

Jednakże, po roku 1350 nauka w krajach, które dziś nazywamy rozwijającymi się, upada. Osiągnięcia naukowe trafiają się tylko sporadycznie, jak to miało miejsce w przypadku Uług Bega (wnuka Tamerlanda) w Samarkandzie w roku 1400, czy też w przypadku maharadży Dżaj Singha z Dżajpuru w 1720 roku, który dokonał poważnych korekt w europejskich tablicach zaćmień Słońca i Księżycy, wnosząc poprawki sięgające aż sześciu

minut kątowych; techniki badawcze Dżaj Singha zostały jednak wkrótce potem prześcignięte wskutek wynalezienia w Europie teleskopu. Ówczesny kronikarz hinduski pisze o Dżaj Singhu — „Wraz z jego śmiercią zmarła również cała nauka Wschodu”. W ten sposób dochodzimy do obecnego stulecia, w którym cykl rozpoczęty przez Michała Szkota zamyka się i teraz my z krajów rozwijających się zwracamy się po naukę ku Zachodowi. Jak 1100 lat temu pisał al-Kindi: „Nie jest rzeczą wstydliwą uznać prawdę i przyswoić ją, niezależnie od źródła z jakiego pochodzi. Dla człowieka szanującego prawdę najważniejsza jest ona sama, dążenie do prawdy nikogo nie upokarza ani nie poniża”.

Panie i Panowie!

Właśnie w duchu tej wypowiedzi al-Kindiego rozpoczynam mój wykład, wyrażając szczerą wdzięczność współczesnym odpowiednikom Uniwersytetów w Toledo i Kordobie, z którymi miałem przywilej być związany — Cambridge, Imperial College i Centrum w Trieście.

1. Fundamentalne cząstki, fundamentalne siły i unifikacja teorii z cechowaniem

Tegoroczne wykłady noblowskie dotyczą idei związanych z unifikacją przy pomocy pól cechowania oddziaływań elektromagnetycznych i słabych. Data tych wykładów niemal pokrywa się z setną rocznicą śmierci Maxwella, który jako pierwszy dokonał unifikacji oddziaływań (elektrycznych i magnetycznych) i który dał początek teoriom z cechowaniem. Data ta niemal pokrywa się również z setną rocznicą urodzin Einsteina — człowieka, który przekazał nam wizję ostatecznej unifikacji wszystkich sił.

Dzisiejsze idee pojawiły się w postaci przeblysków w oczach pewnej liczby teoretyków przeszło dwadzieścia lat temu. Zdolność przewidywania uzyskały one ponad dziesięć lat temu. Ich eksperymentalne potwierdzenie rozpoczęło się przed około sześciu laty.

Tak więc unifikacja oddziaływań ma jak widzimy bogatą przeszłość. W obecnym wykładzie chciałbym przeanalizować pewne dzisiejsze idee teoretyczne i postawić pytanie dotyczące szans ich rozwoju w następnym dwudziestoleciu.

Od niepamiętnych czasów człowiek pragnął zrozumieć złożoność natury w terminach możliwie najmniejszej liczby elementarnych pojęć. Jednym z celów jego poszukiwań było odnalezienie najgłębiej ukrytych trybików (wg słów Feynmana „trybików w trybikach”) w skomplikowanej maszynierii przyrody (o ile takie istnieją). Następny cel dotyczył fundamentalnych sił, które wprawiają w ruch tę całą maszynierię i są odpowiedzialne za współdziałanie jednych trybików z drugimi. Wielkość idei pól cechowania polega na tym, że sprowadzają one oba te problemy do jednego; cząstki elementarne (opisane przez relatywistyczne pola kwantowe) są reprezentacjami pewnych operatorów ładunku, odpowiadających masie grawitacyjnej, spinowi, zapachowi (*flavour*), kolorowi, ładunkowi elektrycznemu itp., podczas gdy siły fundamentalne są siłami przyciągania lub odpychania pomiędzy tymi samymi ładunkami. Trzeci cel to unifikacja tych ładunków (a tym samym sił) poprzez znalezienie jednej wielkości fizycznej, której składowymi byłyby różne ładunki, tak iż mogłyby one być transformowane jedne w drugie.

Czy jednak wszystkie fundamentalne siły pochodzą od pól cechowania? Czy jako takie mogą być rozumiane tylko w terminach ładunków i odpowiednich prądów? Jeśli

tak, to ile ma być tych ładunków? Składowymi jakiej wielkości fizycznej są te ładunki? Jaka jest natura ładunku? Czy tak jak Einstein pojmował naturę ładunku grawitacyjnego w kategoriach krzywizny czasoprzestrzeni potrafimy zrozumieć naturę innych ładunków — naturę całego zunifikowanego zespołu ładunków, właśnie jako zespołu, w kategoriach czegoś równie głębokiego? Takie jest pokrótce marzenie, jednakże marzenie uzasadnione przez weryfikację przewidywań teorii z cechowaniem. Zanim jednak dokonam przeglądu nowych, przyszłościowych idei teoretycznych, chciałbym prosić o pozwolenie przedstawienia z czysto subiektywnej perspektywy rozwoju fizyki cząstek jaką nastąpił w ciągu ostatnich dwudziestu lat. To co chciałbym podkreślić w tej części mojego przemówienia dobrze wyrażają słowa G. P. Thomsona wypowiedziane w jego noblowskim wykładzie z 1937 r. Thomson powiedział: „... Według legendy bogini wiedzy wyskoczyła z głowy Zeusa w pełni rozwinięta. W rzeczywistości rzadkością jest, by jakaś koncepcja naukowa zrodziła się od razu w skończonej formie lub zawdzięczała swe narodziny pojedynczemu umysłowi. Z reguły koncepcja taka jest wytworem wielu umysłów, z których każdy kolejno modyfikuje idee wcześniejsze i dostarcza materiału dla tych, którzy przyjdą później”.

2. Pojawienie się spontanicznie łamanej symetrii $SU(2) \times U(1)$ w teorii z cechowaniem

Pracę naukową w dziedzinie fizyki rozpocząłem jako eksperymentator w Cavendish, gdzie zająłem się zderzeniami trytu z deuterem. Szybko zorientowałem się, że praca w dziedzinie fizyki eksperymentalnej przekracza moje siły. Praca taka wymagała cierpliwości najwyższej próby — cierpliwości w gromadzeniu rezultatów doświadczeń, cierpliwości w operowaniu krnąbrną aparaturą — jednym słowem tego czego mi dotkliwie brakowało. Nie bez pewnych wahań wycofałem się i zacząłem pracę w dziedzinie kwantowej teorii pola współpracując z Nicholasem Kemmerem w fascynującym zespole P. A. M. Diraca.

Rok 1949 stanowił kulminacyjny punkt nowego sformułowania przez Tomonagę, Schwingera, Feynmana i Dysona renormalizowalnej teorii z cechowaniem Maxwella-Diraca oraz jej triumfalnego potwierdzenia eksperymentalnego. Teoria pola powinna być renormalizowalna i gwarantować usunięcie z niej nieskończoności jeżeli rachunek zaburzeń ma mieć jakiś sens (sprawę tę dyskutował po raz pierwszy Waller). Co więcej, teoria renormalizowalna nie zawierająca wymiarowego parametru w członie z oddziaływaniem oznacza w jakiś sposób, że pola przedstawiają elementarne obiekty pozbawione struktury. Wraz z Pauliem Matthewsem rozpoczęliśmy badanie renormalizowalności teorii mezonowych. Stwierdziwszy, iż renormalizowalne są wyłącznie teorie opisujące mezony skalarne, jedyne których istnienie było wówczas potwierdzone doświadczalnie (pseudo-skalarne piony wymyślone przez Kemmera, który wzorował się na Yukawie) wpadliśmy w euforię na myśl, że za pomocą trypletu pionów (traktowanych jako nośniki sił jądrowych w dublecie neutron-proton) można będzie rozwiązać problem pochodzenia sił odpowiedzialnych za reakcje syntezy i rozszczepienia. Te same oznaki wskazywały, że tzw. słabe oddziaływania jądrowe — odpowiedzialne za rozpad β (i opisane wówczas przez nierenormalizowalną teorię Fermiego) powinny, o ile mają być renormalizowalne, zachodzić za pośrednictwem jakichś nieznanych cząstek o spinie zero. Jeżeli bozonami pośrednimi byłyby obdarzone masą, naładowane cząstki o spinie 1, to według ówczesnych poglądów teoria byłaby nierenormalizowalna.

Tymczasem ta powabna renormalizowalna teoria opisująca piony była teorią pola, lecz nie teorią pola z cechowaniem. Nie było zachowanego ładunku, który określałby oddziaływanie pionów. Jak wiadomo, teoria ta okazała się wadliwa już wkrótce po jej opracowaniu. Ostatecznie zdezawuował ją jako teorię fundamentalną rezonans $\Delta(3/2, 3/2)$; mieliśmy do czynienia ze złożonym układem dynamicznym, a nie obiektem pozbawionym struktury w sensie teorii polowym.

Dla mnie, osobiście, trend w kierunku teorii z cechowaniem jako fundamentalnych teorii fizycznych rozpoczął się na serio we wrześniu 1956 roku — roku, w którym na konferencji w Seattle prof. Yang rozwinął idee własne i prof. Lee [1] na temat możliwości łamania uświęconej zasady zachowania parzystości w słabych oddziaływaniach jądrowych. Lee i Yang doszli do wniosku, że rezygnacja z zachowania parzystości w słabych oddziaływaniach może stanowić rozwiązanie zagadki (θ, τ) . Pamiętam mój powrót do Londynu transportowcem amerykańskich sił powietrznych. Choć miałem na tę noc zagwarantowany status generała lub marszałka (dokładnie nie pamiętam, którego z nich), samolot był bardzo niewygodny, pełen rozkrzyczanych dzieci ludzi z obsługi. Nie mogłem spać. Nadal rozmyślałem o niezachowaniu parzystości w słabych oddziaływaniach. Cechą większości słabych oddziaływań było wprowadzenie w zjawiska promieniotwórcze neutrino Pauliego. Przelatując nad Atlantykiem przypominałem sobie bardzo głębokie pytanie, jakie postawił mi na temat neutrino prof. Rudolf Peierls, egzaminując mnie przed kilku laty na stopień doktora. Pytanie to brzmiało: „masa fotonu jest równa zero z powodu makswellowskiej zasady symetrii cechowania dla elektromagnetyzmu, proszę mi powiedzieć dlaczego równa zero jest masa neutrino?” Poczuję się wówczas trochę niezręcznie wobec Peierlsa stawiającego na egzaminie doktorskim pytanie, na które, jak sam to stwierdził, nie znał odpowiedzi. Odpowiedź znalazłem dopiero podczas tej niewygodnej nocy w samolocie. Otóż dla neutrino istniał odpowiednik cechowania dla fotonu; wiązał się on z zerową masą spoczynkową neutrino i symetrią przy transformacji γ_5 [2] (później nazwaną symetrią chiralną). Istnienie takiej symetrii dla bezmasowego neutrino musi implikować dla oddziaływań neutrinowych kombinacje $(1 + \gamma_5)$ lub $(1 - \gamma_5)$. Natura miała wybór pomiędzy teorią estetycznie zadowalającą, lecz naruszającą zachowanie parzystości, z neutrinem poruszającym się dokładnie z prędkością światła, a teorią, gdzie parzystość jest zachowana, ale neutrino ma pewną niewielką masę (około dziesięć tysięcy razy mniejszą od masy elektronu).

Wydało mi się wówczas jasne jakiego wyboru dokonała natura. Z całą pewnością symetria lewe-prawe powinna być zarzucona we wszystkich oddziaływaniach neutrinowych. Następnego ranka wysiadłem z samolotu, naturalnie bardzo podniecony. Popędziłem do Cavendish, obliczyłem parametr Michela oraz zbadałem kilka innych konsekwencji symetrii γ_5 , wybiegłem i dostałem się na pociąg do Birmingham, gdzie mieszkał Peierls. Przedstawiłem Peierlsowi moją ideę; to on postawił pytanie dotyczące masy neutrino; czy zaaprobuje moje rozwiązanie? Odpowiedź Peierlsa była uprzejma, lecz stanowcza: „nie wierzę w niezachowanie parzystości w słabych oddziaływaniach. Takie idee budzą moją niechęć”. Odprawiony w ten sposób w Birmingham zacząłem się zastanawiać, gdzie jeszcze mógłbym się udać. Wybór był oczywisty, należało pojechać do ośrodka CERN w Genewie, w sąsiedztwie którego, w Zurichu, pracował ojciec neutrino — Pauli. W tym czasie ośrodek CERN mieścił się w drewnianym baraku w pobliżu portu lotniczego.

Poza moimi przyjaciółmi, Prentkim i d'Espagnatem w baraku tym znajdowała się kuchenka gazowa, na której przyrządzano podstawową potrawę w CERN-ie — antrykot à la creme. Był także prof. Villars z MIT, który właśnie w dniu mego przyjazdu miał odwiedzić w Zurichu Pauliego. Dałem mu moją pracę. Wrócił następnego dnia z odpowiedzią Wyroczni: „Przekaż pozdrowienia mojemu przyjacielowi Salamowi i powiedz mu, by pomyślał o czymś lepszym”. Taka odpowiedź była zniechęcająca, lecz wynagrodziła mi ją niezwykła życzliwość Pauliego w kilka miesięcy później, kiedy to eksperymenty pani Wu [3], Ledermana [4] i Telegdiego [5] wykazały, że zasada zachowania parzystości była istotnie łamana w słabych oddziaływaniach, podobne zaś do moich idee dotyczące symetrii chiralnej wyrazili niezależnie Landau [6] oraz Lee i Yang [7]. Pierwszy, w pewnym stopniu przeprasający list od Pauliego otrzymałem 24 stycznia 1957 r. Sądząc, iż intelekt Pauliego powinien być już teraz odpowiednio „urobiony”, wysłałem mu dwie krótkie prace [8], które w międzyczasie napisałem. Prace te zawierały sugestię, by symetrię chiralną rozszerzyć na elektrony i miony, zakładając, że ich masy stanowią konsekwencję tego co stało się znane jako dynamiczne spontaniczne łamanie symetrii. Założenie chiralnej symetrii dla elektronów, mionów i neutrin powodowało, iż jedynymi bozonami pośrednimi w słabych rozpadach mionów mogły być bozony o spinie jeden. Wskrzyszając w ten sposób pojęcie naładowanych bozonów pośrednich o spinie jeden można było postulować dla nich pewien typ cechowania, który nazwałem cechowaniem neutrinowym. Reakcja Pauliego była szybka i gwałtowna. Napisał do mnie 30 stycznia 1957 r., następnie 18 lutego oraz 11, 12 i 13 marca. W jednym z listów napisał: „Czytam pańską pracę spokojnie, w blasku słońca (nad brzegiem Jeziora Zuryskiego) ... Jestem bardzo speszony jej tytułem „Uniwersalne oddziaływanie Fermiego”... Od pewnego czasu wyznaję regułę: jeżeli teoretyk mówi uniwersalne, to oznacza to czysty absurd. Odnosi się to zwłaszcza do oddziaływania Fermiego, lecz także do innych przypadków. Tymczasem ty Brutusie, synu mój przychodzisz z tym słowem...”. Wcześniej, 30 stycznia Pauli pisał: „Istnieje pewne podobieństwo pomiędzy pańskim typem symetrii cechowania i tym, który przedstawili w swojej pracy Yang i Mills (*Phys. Rev.* **96**, 191 (1954))... Oczywiście w ich pracy nie użyto w eksponencie γ_5 ”. W dalszej części listu Pauli pisze: „W pańskiej pracy są ciemne punkty dotyczące pola wektorowego B_μ . Jeżeli masa spoczynkowa kwantów pola jest nieskończona (lub bardzo duża), to jak to pogodzić z transformacją cechowania $B_\mu \rightarrow B_\mu - \partial_\mu \Lambda$?” List kończy się konkluzją: „Każdy czytelnik zda sobie sprawę, że pan rozmyślnie coś tu przemilcza i postawi panu te same pytania”. Choć dalej następują serdeczne pozdrowienia, to z listu widać jasno, że Pauli zapomniał o swej niedawnej skrusze i wkroczył na ścieżkę wojenną.

Cechowanie typu Yanga-Millsa (nieabelowe, $SU(2)$ niezmiennicze) nie było dla mnie nowością. Rzecz w tym, że teoria Yanga-Millsa (która ożeniła ideę cechowania Maxwella z wewnętrzną symetrią $SU(2)$, gdzie proton i neutron stanowiły dublet) została niezależnie odkryta przez mojego doktoranta Ronalda Shawa [10], w Cambridge, w tym samym czasie co przez Yanga i Millsa. Wyniki Shawa są raczej nieznanne, pozostały zapomniane w jego pracy doktorskiej w Cambridge. Muszę przyznać, że byłem zaskoczony gwałtownym uprzedzeniem Pauliego do uniwersalizmu, do tego co obecnie nazwalibyśmy unifikacją podstawowych oddziaływań, lecz nie brałem tego nazbyt poważnie. Czulem, że była to pozostałość po irytacji, do której doprowadzały Pauliego podejmowane przez Einsteina,

niewielkie formalne, próby unifikacji oddziaływań grawitacyjnych i elektromagnetycznych — oddziaływań, które według słów Pauliego „nie mogą być połączone, gdyż rozłączył je sam Bóg”. Jednakże Pauli miał absolutną rację zarzucając mi niejasność w ujęciu problemu mas kwantów pól Yanga-Millsa; nie można było przypisać tym kwantom masy spoczynkowej bez nieumotywowanego naruszenia symetrii cechowania, która stanowiła punkt wyjścia. Problem ten był bardzo poważny, gdyż Yang i Mills założyli renormalizowalność ich teorii a następnie przeprowadzili dowód polegający w sposób zasadniczy na tym, że ich bozony pośrednie o spinie jeden miały masę spoczynkową równą zero. Sprzeczności te zostały usunięte dopiero w siedem lat później przez to, co obecnie znane jest pod nazwą mechanizmu Higgsa, do sprawy tej jednak wrócę później.

Wniosek, jaki chciałbym wysnuć na podstawie tej wymiany korespondencji z Paulim, jest następujący: otóż już w r. 1957 tuż po pierwszej serii eksperymentów z niezachowaniem parzystości, skryształizowało się wiele idei owocujących obecnie. Oto one:

1. Na samym początku pojawiła się idea symetrii chiralnej prowadząca do teorii V-A. W tych wczesnych dniach moje skromne sugestie [2, 8] ograniczały się do oddziaływań neutrin, elektronów i mionów, podczas gdy wkrótce potem (jeszcze tego samego roku) Sudarshan i Marshak [11], Gell-Mann i Feynman [12] oraz Sakurai [13] mieli odwagę postulować symetrię γ_5 nie tylko dla leptonów, lecz również dla barionów, przekształcając ją w uniwersalną zasadę fizyki¹.

Równoległe z teorią V-A znany był ówczesnie rezultat głoszący, że o ile słabe oddziaływania odbywają się przy udziale bozonów pośrednich, to bozony te muszą mieć spin jeden.

2. Następną była idea spontanicznego naruszenia symetrii chiralnej w celu obdarzenia masami elektronu i mionu, choć cena jaką żądali za to ci współcześni Szejlukowie, Nambu i Jona-Lasinio [14] oraz Goldstone [15] (tzn. pojawienie się bezmasowych skalarów) była jeszcze niedoceniana.

3. Na koniec, chociaż wykorzystanie teorii Yanga-Millsa-Shawa z nieabelowym cechowaniem do opisu naładowanych bozonów pośrednich zostało zasugerowane już w r. 1957, to sprawa nadania mas bozonom pośrednim w drodze spontanicznego naruszenia symetrii z równoczesnym zachowaniem renormalizowalności teorii została rozwiązana dopiero w ciągu długiego okresu rozwoju fizyki cząstek pomiędzy 1963 i 1971 rokiem.

Skoro tylko idee Yanga-Millsa-Shawa zostały zaakceptowane jako istotne dla naładowanych słabych prądów — do których w tej teorii były sprzężone naładowane bozony pośrednie — powstało w latach 1957—1958 pytanie, jaka jest trzecia składowa trypletu $SU(2)$, którego dwiema składowymi były naładowane prądy słabe. Istniały dwie alternatywy: unifikacja oddziaływań słabych i elektromagnetycznych, gdzie prąd elektromagnetyczny uważano za trzecią składową dwu prądów słabych lub też pogląd, że trzecia składowa jest prądem neutralnym, niezwiązanym z unifikacją oddziaływań słabych i elektromagnetycznych. Alternatywy te nazwałbym, odpowiednio, alternatywami Kleina [16] (1938)

¹ Obecnie wierzymy, że protony i neutrony zbudowane są z kwantów, tak więc symetrię γ_5 postulujemy dla elementarnych obiektów — kwarków.

i Kemmera [17] (1937). Sugestie Kleina pojawiające się w kontekście pięciowymiarowej czasoprzestrzeni Kaluzy-Kleina stanowią prawdziwy *tour de force*; łączą one dwa hipotetyczne naładowane bozony o spinie jeden w jeden multiplet z fotonem, wywodząc z uzwarzenia piątego wymiaru teorię, która przypomina teorię Yanga-Millsa-Shawa. Wprawdzie Klein przeznaczył swoje naładowane bozony dla **silnych** oddziaływań, to jednak jeśli potraktujemy „silne” bozony Kleina jako „słabe” uzyskamy teorię stworzoną niezależnie przez Schwingera [18] (1957), choć Schwinger, w przeciwieństwie do Kleina, nie wbudowywał w teorię żadnego nieabelowego cechowania. Jednakże, właśnie dzięki temu nieabelowemu cechowaniu Yanga-Millsa została rozwinięta z dużym wyprzedzeniem idea unifikacji oddziaływań słabych i elektromagnetycznych. Dokonano tego w pracach Glashowa [19] i Warda oraz Salama [20] w końcu 1958 r. Konkurencyjna idea Kemmera globalnie niezmienniczego względem $SU(2)$ trypletu składającego się ze słabych prądów naładowanych i słabego prądu neutralnego została niezależnie zaproponowana przez Bludmana [21] (1958) w kontekście cechowania. I tak miały się sprawy do roku 1960.

Aby odtworzyć atmosferę, na przykład, roku 1960 pozwolę sobie zacytować fragment pracy Warda i mojej [22]: „Nasz podstawowy postulat stwierdza, iż powinno być możliwe generowanie silnych, słabych i elektromagnetycznych członów oddziaływania z ich wszystkimi własnościami symetrii (jak również ze wskazówkami co do ich względnej siły) przez dokonanie lokalnej transformacji cechowania na członach energii kinetycznej wszystkich cząstek w swobodnym lagranżjanie. Tak wygląda ideał, który, przynajmniej w tej pracy, udało się nam zrealizować w bardzo niewielkim stopniu”. Nie utrzymuję, że byliśmy jedynymi, którzy reprezentowali taki pogląd, chcę tylko dać wyobrażenie o stanie fizyki cząstek elementarnych sprzed dwudziestu lat — jakościowo nie różniącym się od dzisiejszego. Jakaż jednak różnica powstała w ciągu tych dwudziestu lat, jeśli chodzi o precyzyjne ilościowe sformułowania! Stało się to po pierwsze dzięki nowym i znaczącym osiągnięciom teorii, a następnie, dzięki bardzo rozszerzonym możliwościom testowania teorii w ośrodkach CERN, Fermilab, Brookhaven, Argonne, Sierpuchow i SLAC.

Jeśli chodzi o samą teorię to przełomowe znaczenie miało następne siedem lat pomiędzy 1961 a 1967 rokiem, lat ilościowego zrozumienia spontanicznego łamania symetrii i pojawienia się teorii $SU(2) \times U(1)$ w postaci nadającej się do eksperymentalnego sprawdzenia. Historia ta jest dobrze znana, poza tym — mówił już na ten temat Steve Weinberg. Ograniczę się więc do krótkiego szkicu. Po pierwsze zdano sobie sprawę, że dwie wspomniane powyżej możliwości prądu czysto elektromagnetycznego i czysto słabego prądu neutralnego (czyli koncepcji Kleina-Schwingera i koncepcji Kemmera-Bludmana) nie były alternatywne lecz wzajemnie uzupełniały się. Jak stwierdził Glashow [23], a niezależnie później Ward i ja [24], oba typy prądów i odpowiadające im kwanty pola cechowania (W^\pm , Z^0 i γ) były konieczne w celu stworzenia teorii, która godziłaby niezachowanie parzystości w oddziaływaniach słabych z zachowaniem parzystości w oddziaływaniach elektromagnetycznych. Po drugie, istniała ważna praca Goldstone’a [25] z 1961 roku, która wykorzystując nie podlegające cechowaniu samooddziaływanie cząstek skalarnych, wskazała, iż ceną spontanicznego łamania ciągłej symetrii wewnętrznej jest pojawienie się cząstek skalarnych o masie zero — rezultat taki został przewidziany wcześniej przez Nambu. W celu udowodnienia tego twierdzenia współpracowałem z Goldstonem i Weinbergiem [26], który spędził rok w Imperial College w Londynie. Chciałbym wyrazić tutaj

najszczerze podziękowanie dla niego i Sheldona Glashowa za ich serdeczną i bardzo osobistą przyjaźń.

Nie będę zatrzymywał się dłużej nad dobrze znanym wkładem jaki, począwszy od roku 1963, wnieśli Anderson [27], Higgs [28], Brout i Englert [29], Guralnik, Hagen i Kibble [30], którzy wykazali w jaki sposób spontaniczne łamanie symetrii z użyciem pól o spinie zero może generować masę dla bozonów wektorowych przewyżając jednocześnie trudności związane ze znanym twierdzeniem Goldstona. Jest to tzw. mechanizm Higgsa.

Ostateczne kroki ku unifikacji oddziaływań słabych i elektromagnetycznych zostały podjęte przez Weinberga [31] i niezależnie przeze mnie [32] (z Kibblem, który w Imperial College dokształcał mnie w tym, co dotyczyło zjawiska Higgsa). Udało nam się dojść do obecnego sformułowania spontanicznie łamanej teorii $SU(2) \times U(1)$ w zakresie słabych oddziaływań leptonowych. Wszystkie oddziaływania słabe i elektromagnetyczne opisywał tu jeden parametr $\sin^2 \theta$ i jeden izodublet Higgsa. Przegląd tych osiągnięć został przedstawiony na Sympozjum Noblowskim [32] w 1968 r. (sympozjum to zorganizował w Gothenburgu, po pewnej zwłoce, na początku 1968 r. Nils Svartholm, a przewodniczył mu Lamek Hulthen). Jak dobrze wiadomo nie potrafiliśmy wówczas, jak zresztą i obecnie, przewidzieć masy skalarnego bozonu Higgsa.

Obaj z Weinbergiem podejrzewaliśmy, że nasza teoria jest renormalizowalna². Co się tyczy w ogólności teorii Yanga-Millsa-Shawa sugestie takie wyrazili wcześniej Englert, Brout i Thiry [29]. Badania nad tym problemem były jednak prowadzone na poważnie jedynie w Utrechcie, gdzie w 1971 roku 't Hooft przedstawił rzeczywisty dowód renormalizowalności. Dalsze badania w tym kierunku prowadził znakomity fizyk zmarły ostatnio Benjamin Lee [34] współpracujący z Zinn Justinem oraz 't Hooft i Veltman [35]. Opierały się one na wcześniejszych postępach w technice rachunkowej dotyczącej pól Yanga-Millsa poczynionych przez Feynmana [36], de Witta [37], Fadiejewa i Popowa [38], Mandelstama [39], Fradkina i Tyutina [40], Boulwara [41], Taylora [42], Sławnowa [43], Strathdee i Salama [44]. Według wymownego zdania Colemana „praca 't Hoofta przekształciła żabę Weinberga-Salama w zaczarowanego księcia”. Tuż przedtem wynaleziono tzw. mechanizm GIM (Glashow, Iliopoulos, Maiani) [45] wykazujący, że istnienie czwartego powabnego kwarku (co postulowało wcześniej wielu autorów) odgrywa fundamentalną rolę w naturalnym rozwiązaniu dylematu łączącego się z nieobecnością prądów nie zachowujących dziwności. Wiązało się to w oczywisty sposób ze zrozumieniem anomalii [46] Steinbergera-Schwingera-Rosenberga-Bella-Jackiwa-Adlera i usunięciem tej anomalii dla $SU(2) \times U(1)$ przez paralelizm czterech kwarków i czterech leptonów wskazany przez Bouchiata, Iliopoulosa i Meyera oraz niezależnie przez Grossa i Jackiwa [47].

Gdyby ktoś liczył, stwierdziłby, że do tej pory wymieniłem nazwiska około pięćdziesięciu teoretyków. Jako nieudany eksperymentator zawsze zazdrościłem eksperymentato-

² Podczas prowadzonej przeze mnie dyskusji na temat ostatecznej wersji teorii $SU(2) \times U(1)$ i możliwej renormalizowalności tej teorii, jesienią 1967 r. w trakcie podoktoranckich wykładów w Imperial College, obecny był Nino Zichichi z CERN-u. Ucieszyłem się z tego spotkania, ponieważ Zichichi począwszy od roku 1958 zadreślał mnie pytaniami, jaki pożytek dla teorii miały jego precyzyjne pomiary czasu życia oraz $(g-2)$ dla mionu. Było to wówczas, gdy nie tylko niepewny był wpływ poprawek elektromagnetycznych na słabe rozpady, lecz i na odwrót, nieznaną był wpływ nierenormalizowalnych słabych oddziaływań na „renormalizowalne” elektromagnetyczne.

rom atmosfery wielkich zespołów eksperymentalnych i obecnie z wielką przyjemnością wskazuję na bezpośredni lub pośredni udział tego szeregu teoretyków w rozwoju spontanicznie łamanej teorii $SU(2) \times U(1)$ z cechowaniem. Najgłębsze, osobiste wyrazy uznania kieruję do moich współpracowników w Imperial College, Cambridge i Trieście: Paula Matthews, Johna Warda, Jogesha Patiego, Johna Strathdee'go, Toma Kibble'a i Nicholasa Kemmera.

Gdy spoglądam wstecz, najbardziej uderza mnie fakt, jak dalece na początku naszej pracy nie poinformowani byliśmy nie tylko nawzajem o naszych własnych pracach, lecz także o pracach napisanych wcześniej. Tak na przykład o pracy Kemmera napisanej w Imperial College w 1937 r. dowiedziałem się dopiero w 1972 roku. Według Kemmera teoria słabych oddziaływań Fermiego, która nie była globalnie niezmiennicza względem $SU(2)$ powinna być przeformułowana tak by była niezmiennicza względem $SU(2)$ – choć nie dla samej siebie lecz jako prototyp dla silnych oddziaływań. W tym roku dowiedziałem się z kolei, że wcześniej w roku 1936 promotor pracy doktorskiej Kemmera, Gregor Wentzel [48] wprowadził (dotąd nie odkryte) odpowiedniki lepto-kwarków, za pośrednictwem których można by, po transformacji Fierza, otrzymać prądy neutralne. Natomiast dopiero tego lata Cecilia Jarlskog w Bergen wybawiła od zapomnienia prace Oscara Kleina zawarte w Sprawozdaniach Międzynarodowego Instytutu Współpracy Intelktualnej w Paryżu. Dowiedzieliśmy się stąd, iż Klein stworzył teorię podobną do teorii Yanga-Millsa-Shawa na długo przed tymi autorami. Jak wskazałem powyżej interesującym jest, iż Klein używał swojego trypletu, dwu naładowanych bozonów plus foton, nie w celu opisu słabych oddziaływań, lecz do zunifikowania silnych oddziaływań jądrowych z oddziaływaniami elektromagnetycznymi, czym nasza generacja zaczęła zajmować się dopiero w roku 1972, i co jeszcze nie jest zweryfikowane eksperymentalnie. Choć wymieniłem powyżej wiele nazwisk, pewien jestem, że mimo woli pominąłem niektóre nazwiska tych, którzy w jakiś sposób przyczynili się do stworzenia teorii $SU(2) \times U(1)$. Być może, morał jest taki, że dopiero wówczas, gdy istnieje perspektywa ilościowej weryfikacji jakościowa idea zaczyna poważnie się liczyć w fizyce.

To sprowadza mnie na tory eksperymentu i roku Gargamelle [49]. Ciągle jeszcze pamiętam, jak wraz z Paulem Matthewsem wysiadaliśmy z pociągu w Aix-en-Provence udając się na Europejską Konferencję w 1973 r. Powzięliśmy wtedy raczej szaloną decyzję pójścia pieszo z ciężkim bagażem do hotelu studenckiego, gdzie mieliśmy być zakwaterowani. Po pewnym czasie jakiś nadjeżdżający z tyłu samochód zatrzymał się obok nas. Z samochodu wyrzwał Musset, którego wówczas jeszcze dobrze nie znałem. Spytał mnie: „Czy pan jest Salamem?” Tak, odrzekłem. Musset powiedział: „Wsiadajcie do samochodu. Mam dla pana wiadomości. Znaleźliśmy prądy neutralne”. Nie wiem co bardziej mnie ucieszyło: pojawienie się środka transportu dla naszych ciężkich bagaży, czy też odkrycie prądów neutralnych. Na spotkaniu w Aix-en-Provence był również obecny wielki i skromny człowiek nazwiskiem Lagarrigue, zaś atmosfera — tak to przynajmniej odczuwałem — była atmosferą ciągłego karnawału. Referat plenarny wygłosił Steve Weinberg, przewodniczył T. D. Lee. Gdy Weinberg skończył, T. D. poprosił mnie o komentarz. Tamtego lata wraz z Jogeshem Pati przepowiedzieliśmy rozpad protonu w ramach teorii, która obecnie zwana jest wielką unifikacją. Obawiam się, że na fali związanego z tym podniecenia, zlekceważyłem nieco prądy neutralne, jako coś, co zakończyło się już pełną sukcesu

konkluzją, i skoncentrowałem się w komentarzu na możliwych rozpadach protonu. Jak mi obecnie wiadomo, eksperymenty dotyczące rozpadu protonu zostały już zaplanowane w Stanach Zjednoczonych przez zespoły z Brookhaven, Irvine i Michigan oraz Wisconsin-Harvard, jak również przez europejską grupę doświadczalną. W tym ostatnim przypadku eksperyment zostałby przeprowadzony w tunelu pod Mont Blanc w sektorze Nr 17. Ostatnie ilościowe eksperymenty dotyczące prądów neutralnych w CERNie, Fermilabie, Brookhaven, Argonne i Sierpuchowie stanowią już historię. Szczególne wyrazy uznania należą się twórcom pięknego eksperymentu SLAC-Yale-CERN [50] z 1978 r., który pokazał rzeczywistą interferencję Z^0 -foton, zgodnie z przewidywaniami teorii. Doświadczenie to było poprzedzone przez eksperymenty Barkowa i innych [51] w Nowosybirsku w ZSRR, gdzie badano niezachowanie parzystości w oddziaływaniach elektronów z jądrem w atomach bizmutu. Istnieje apokryficzna anegdota o Einsteinie, który zapytany, co pomyślałby, gdyby eksperyment nie potwierdził przewidywanego przezeń zakrzywienia promienia świetlnego, miał odpowiedzieć — „Pomyślałbym, że Pan Bóg przegapił najwspanialszą okazję”. Sądzę jednak, iż następny cytat z wykładu im. Herberta Spencera, a który miał Einstein w 1933 roku, wyrazi wierniej poglądy jego, moich kolegów i moje: „Czysto logiczne myślenie nie może dostarczyć nam żadnej wiedzy o realnym świecie, cała wiedza o otaczającej nas rzeczywistości zaczyna się od doświadczenia i na nim kończy”. Takie właśnie odczucia żywię w związku z doświadczeniami Gargamelle-SLAC.

3. Teraźniejszość i jej problemy

W poprzednich częściach referatu przedstawiłem rozwój fizyki cząstek elementarnych w minionym dwudziestolecu. Mówiłem o pojawieniu się $SU(2) \times U(1)$, o rozwoju, opartej na cechowaniu i symetriach wewnętrznych, teorii oddziaływań fundamentalnych i o spontanicznym naruszaniu symetrii wewnętrznych. Teraz krótko omówię sytuację jaka, według mnie, zaistniała obecnie i przedstawię najpilniejsze do rozwiązania problemy. Następnie zajmę się perspektywami na przyszłość.

1. Wierzmy, iż przynajmniej w zakresie dotychczas zbadanych energii, cząstki zawarte w następujących „rodzinach” nie mają struktury wewnętrznej (w rozumieniu teoriiopolowym) i stanowią elementarne jednostki, z których zbudowane są inne cząstki

tryplety $SU_c(3)$

$$\text{Rodzina I} \quad \text{kwarki} \left\{ \begin{array}{l} u_R, u_Y, u_B \\ d_R, d_Y, d_B \end{array} \right\} \quad \text{leptony} \left\{ \begin{array}{l} \nu_e \\ e \end{array} \right\} \quad \text{dublety } SU(2)$$

$$\text{Rodzina II} \quad \text{kwarki} \left\{ \begin{array}{l} c_R, c_Y, c_B \\ s_R, s_Y, s_B \end{array} \right\} \quad \text{leptony} \left\{ \begin{array}{l} \nu_\mu \\ \mu \end{array} \right\} \quad \text{dublety } SU(2)$$

$$\text{Rodzina III} \quad \text{kwarki} \left\{ \begin{array}{l} t_R, t_Y, t_B \\ b_R, b_Y, b_B \end{array} \right\} \quad \text{leptony} \left\{ \begin{array}{l} \nu_\tau \\ \tau \end{array} \right\} \quad \text{dublety } SU(2)$$

Wraz z odpowiednimi antycząstkami każda rodzina składa się z 15 lub 16 dwukomponentowych fermionów (15 lub 16 w zależności od tego czy neutrino jest bezmasowe, czy też ma masę). Istnienie trzeciej rodziny wciąż leży w sferze przypuszczeń, ponieważ kwarki (t_R, t_Y, t_B) nie zostały jeszcze odkryte. Czy rodzina ta będzie mieć właściwości analogiczne do dwu pozostałych? A może istnieje więcej rodzin? Czy fakt, że rodziny stanowią swoje wzajemne kopie implikuje, iż naturę cechuje dynamiczna stabilność w przypadku 15 (lub 16) elementarnych obiektów i czy oznacza to, że kryje się za tym jakaś bardziej podstawowa struktura?

2. Zauważmy, że kwarki występują w trzech kolorach: czerwonym (R), żółtym (Y) i niebieskim (B). Analogicznie do teorii $SU(2) \times U(1)$ dla oddziaływań słabych i elektromagnetycznych powstała dla silnych oddziaływań teoria z cechowaniem³ oparta na grupie $SU(3)$ transformacji dokonywanych na zmiennych koloru (chromodynamika kwantowa, QCD) [53]. Grupy eksperymentalne w laboratorium DESY są już jak się wydaje na dobrej drodze do wykrycia ośmiu bozonów pośrednich związanych z QCD (gluonów) [54].

3. Wszystkie znane bariony i mezony są singletami kolorowej $SU_c(3)$. Doprowadziło to do hipotezy, że kolor jest zawsze uwięziony. Jednym z głównych nierozwiązanych problemów teorii pola jest zbadanie, czy chromodynamika kwantowa (QCD) — traktowana nieperturbacyjnie — jest zdolna do uwięzienia kwarków i gluonów.

4. Jeśli chodzi o elektroslabą grupę $SU(2) \times U(1)$, to wszystkie wykonane dotychczas eksperymenty dotyczące oddziaływań słabych i elektromagnetycznych w zakresie poniżej 100 GeV zgadzają się z teorią zawierającą jeden teoretycznie niewyznaczony parametr $\sin^2 \theta = 0,230 \pm 0,009$ [55]. Przewidywane wartości mas odpowiednich bozonów pośrednich (W^\pm i Z^0) dla $0,25 \geq \sin^2 \theta \geq 0,21$ wynoszą: $m_W \approx 77-84$ GeV, $m_Z \approx 89-95$ GeV.

5. Przypuszczalnie najbardziej godnym uwagi pomiarem w fizyce oddziaływań elektroslabych jest pomiar parametru $\rho = (m_W/m_Z \cos \theta)^2$. Aktualnie wartość ρ została wyznaczona ze stosunku przekroju czynnego odpowiadającego prądowi neutralnemu do przekroju czynnego odpowiadającego prądowi naładowanemu. Jeśli pole Higgsa jest izodoubletem, to przewidywana teoretycznie wartość $\rho = 1$. Wartość wyznaczona eksperymentalnie⁴ $\rho = 1,00 \pm 0,02$.

6. Dlaczego natura faworyzuje najprostsze rozwiązanie w teorii $SU(2) \times U(1)$, przy którym pole skalarnie Higgsa jest izodoubletem?⁵ Czy istnieje tylko jeden fizyczny higgson?

³ „Moim zdaniem najbardziej uderzającą cechą ostatnich trzydziestu sześciu lat jest to, że żadna pojedynką nowa idea o fundamentalnym charakterze nie odniosła pełnego sukcesu. Wyobrażenia relatywistycznej kwantowej teorii... okazywały się w każdym przypadku silniejsze niż rewolucyjne idee... wielu utalentowanych fizyków. Mieszkamy w wałącym się domu i wydaje nam się niemożliwością wyjście na zewnątrz. Różnica pomiędzy tym domem i więzieniem jest prawie niedostrzegalna” — Res Jost (1963) w Pochwale kwantowej teorii pola (Europejska Konferencja w Sienie).

⁴ Jednopętlowe poprawki radiacyjne do ρ wskazują, że maksymalna masa leptonów dających wkład do ρ nie przekracza 100 GeV [56].

⁵ Istnieje sugestia, że w celu zredukowania dowolności sprzężeń pól Higgsa oraz uzasadnienia ich izodoubletowego charakteru można użyć supersymetrii. Supersymetria jest symetrią Fermiego-Bosego, dlatego izodoublety leptonowe jak (ν_e, e) lub (ν_μ, μ) muszą występować w tym samym multiplecie z izodoubletem Higgsa. Inna możliwość to identyfikacja pól Higgsa ze złożonymi polami towarzyszącymi stanom związanym na nieznanym jeszcze, nowym poziomie cząstek oraz sił elementarnych (Dimopoulos

O jakiej masie? Obecnie oddziaływania higgsonów z leptonami i kwarkami, podobnie jak ich samooddziaływanie nie są oddziaływaniami z cechowaniem. Dla modelu z trzema rodzinami (sześcioma kwarkami) 21 z 26 koniecznych parametrów przypisuje się oddziaływaniom pól Higgsa. Czy istnieje fundamentalna zasada, równie nieodparta i ekonomiczna jak cechowanie, która obejmowałaby te oddziaływania? Alternatywnie czy samo zjawisko Higgsa mogłoby być przejawem dynamicznego naruszenia symetrii cechowania?

7. Mamy w końcu problem rodzin, czy istnieją oddzielne reprezentacje $SU(2)$ dla pierwszej drugiej i trzeciej rodziny przy takim spontanicznym naruszeniu symetrii, by reprezentacja $SU(2)$, taka jak się ją obecnie rozumie w eksperymencie, stanowiła diagonalną sumę reprezentacji $SU(2)$ dla wszystkich rodzin? Inaczej mówiąc, do jakich energii rozciąga się (na przykład) uniwersalność $e-\mu$? Czy istnieje nie jeden, lecz więcej bozonów Z^0 [59] sprzężonych różnie z e i μ ? (prowadziłoby to do niewielkich modyfikacji teorii, bez drastycznej zmiany podstawowych idei).

W następnym rozdziale zajmę się taką bezpośrednią ekstrapolacją idei odgrywających kluczową rolę w unifikacji oddziaływań słabych i elektromagnetycznych, która umożliwiłaby włączenie również oddziaływań silnych. Później rozpatrzę bardziej drastyczne alternatywy, które mogą być konieczne do zunifikowania wszystkich oddziaływań (łącznie z grawitacyjnymi) — idee rokujące nadzieje głębszego zrozumienia pojęcia ładunku. Niestety, będę tu musiał wniknąć głębiej w szczegóły techniczne, co może stanowić trudność dla niespecjalistów. Przepraszam za to. Niespecjalista może zorientować się w czym rzecz czytając następny (4) rozdział, by później, pomijając dodatki, przejść do rozdziału 5, noszącego już mniej techniczny charakter.

4. Bezpośrednia ekstrapolacja od oddziaływań elektroślabych do oddziaływań elektrojądrowych

4.1. Trzy idee

Trzy główne idee, na których oparła się elektrojądrowa — zwana także wielką — unifikacja oddziaływań elektroślabych i oddziaływań silnych (i które pochodzą z lat 1972—1974), są następujące:

1. Po pierwsze: przełamanie oporów psychicznych towarzyszących grupowaniu kwarków i leptonów w tym samym multiplecie unifikującej grupy G , jak to zostało zasugerowane przez Patięgo i mnie w roku 1972 [60]. Grupa G musi zawierać $SU(2) \times U(1) \times SU_c(3)$, musi też być grupą nieabelową, jeżeli wszystkie liczby kwantowe (zapach, kolor, liczba leptonowa, liczba kwarkowa i liczba rodzinna) mają być automatycznie skwantowane, zaś odpowiednia teoria z cechowaniem — asymptotycznie swobodna.

2. Po drugie: proponowane przez Georgiego i Glashowa (1974) [61] rozszerzenie grupy unifikującej tak, by w jednym multiplecie tej grupy znalazły się nie tylko (lewoskrętne) kwarki i leptony, lecz także odpowiadające im antycząstki.

i Susskind [57], Weinberg [58] i 't Hooft), których w obecnym niskoenergetycznym zakresie nie obserwujemy, a które mogą się przejawiać w zakresie 1—100 TeV. Niestety, obie powyższe idee wydają się na pierwszy rzut oka prowadzić do powikłań, choć w kontekście naszej teorii, obejmującej skalę energii rozciągającą się do znacznie wyższych mas, idee te mogą prowadzić do w pełni zadowolającej teorii zjawiska Higgsa.

W Dodatku I podaję kilka przykładów rozważanych obecnie grup unifikujących.

Teoria z cechowaniem oparta na prostej (lub z uwzględnieniem symetrii dyskretnych, półprostej) grupie G zawiera jedną podstawową stałą sprzężenia. Stała ta powinna ujawnić się fizycznie powyżej „wielkiej unifikującej masy” M , przekraczającej masy wszystkich cząstek w teorii, które same byłyby generowane (o ile to możliwe) hierarchicznie przez odpowiedni mechanizm spontanicznego łamania symetrii.

3. Trzeci zasadniczy krok został zrobiony przez Georgiego, Quinna i Weinberga (1974, [62], którzy pokazali jak, korzystając z idei grupy renormalizacyjnej, można powiązać obserwowane niskoenergetyczne stałe sprzężenia $\alpha(\mu)$, $\alpha_s(\mu)$ ($\mu \approx 100$ GeV) z wartością wielkiej masy unifikującej M i obserwowaną wartością $\sin^2 \theta(\mu)$; ($\tan \theta$ oznacza stosunek stałej sprzężenia $U(1)$ do stałej sprzężenia $SU(2)$).

4. Jeśli ekstrapolować za Jowettem⁶, że nic zasadniczo nowego nie można już odkryć — tzn. jeśli przyjąć, iż dopóki nie wyjdziemy poza wielką unifikującą energię M , nie odkryjemy już nowych właściwości, nowych sił ani nowych typów cząstek, wówczas metoda Georgiego, Quinna i Weinberga prowadzi do zaskakującego rezultatu: otóż takie pozbawione właściwości plateau, bez wzniesień „nowej fizyki”, które można by zdobywać, rozciąga się do fantastycznie wysokich energii. Dokładniej, jeżeli $\sin^2 \theta(\mu)$ wynosi 0,23, to wielka unifikująca masa M nie może być mniejsza niż $1,3 \cdot 10^{13}$ GeV [63] (dla porównania, masa Plancka, związana ze stałą grawitacji Newtona, $m_p \approx 1,2 \cdot 10^{19}$ GeV)⁷. Rezultat ten wynika ze wzoru [63] [64]

$$\frac{11\alpha}{3\pi} \ln \frac{M}{\mu} = \frac{\sin^2 \theta(M) - \sin^2 \theta(\mu)}{\cos^2 \theta(M)},$$

jeżeli przyjąć, że wartość $\sin^2 \theta(M)$ dla energii rzędu masy unifikującej M wynosi 3/8 (por. Dodatek II).

Ten zaskakujący wynik zostanie bardziej dokładnie przeanalizowany w Dodatku II. Wykażę tam, że stanowi on konsekwencję założenia, iż symetria $SU(2) \times U(1)$ przeżywa nietknięta w całym obszarze, począwszy od niskich energii μ aż do energii odpowiadającej wielkiej unifikującej masie M . Pokażę również, że już obecnie istnieją pewne poszlaki eksperymentalne wskazujące, iż założenie to jest zbyt silne i począwszy od energii 10 TeV mogą wystąpić ostre wzniesienia nowej fizyki.

⁶ Powszechny pociąg do ekstrapolacji tego, co wiemy dziś i do wiary, że nic nowego nie zostanie już odkryte, wyraża dobrze następujący angielski wierszyk:

Jestem pierwszy, dziekan Jowett
Władca, mistrz i szef Collegu
Ja wiem wszystko, wielkie nieba
Czego nie wiem, nie jest wiedzą

(wierszyk pochodzi prawdopodobnie z maskarady studenckiej Balliol Collegu w Oksfordzie, którego dziekanem był Jowett (uw. tłum.)).

⁷ Ze względu na stosunkowo bliskie sąsiedztwo $M \approx 10^{13}$ GeV i m_p (i nadzieję ewentualnej unifikacji z grawitacją), masa Plancka została obecnie zaakceptowana jako „naturalna” skala masy w fizyce cząstek elementarnych. Poważnym i nierozwiązanym problemem wielkiej unifikacji jest, jak wychodząc z masy Plancka, m_p , uzyskać w sposób naturalny hierarchie mas ($m_p, am_p, a^2 m_p \dots$) lub $m_p \exp(-c_n/a)$, gdzie wielkości c_n są stałymi ($m_e/m_p \approx 10^{-30}$).

4.2. Testy dla wielkiej unifikacji elektrojądrowej

Najbardziej charakterystyczną konsekwencją istnienia sił elektrojądrowych jest rozpad protonu, rozpatrywany po raz pierwszy w kontekście wielkiej unifikacji w Aix-en-Provence (1973) [65]. W przypadku półprostych grup unifikujących o multipletach zawierających tylko kwarki i leptony (bez antykwarków i antyleptonów) kombinacje leptokwarkowe mają masy (wyznaczone na podstawie grupy renormalizacyjnej) rzędu 10^5 — 10^6 GeV [66]. Dla takich teorii charakterystyczne rozpady protonu (zachodzące w drodze wymiany trzech leptokwarków) zachowują sumę liczby kwarków i liczby leptonów, to jest $P = qqq \rightarrow ll\bar{l}$, $\tau_p \approx 10^{29}$ — 10^{34} lat. Przeciwnie, dla prostych grup unifikujących jak $SU(5)$ [61] lub $SO(10)$ [67] (o multipletach zawierających również antykwarki i antyleptony) rozpad protonu zachodzi przez wymianę jednego leptokwarka w antylepton (plus piony itd.) ($P \rightarrow l$).

Ciekawą możliwość stanowi w tym kontekście badana ostatnio maksymalna grupa unifikująca $SU(16)$ — największa grupa zawierająca 16-komponentową rodzinę fermionową (q, l, \bar{q}, \bar{l}). Grupa ta dopuszcza cztery typy rozpadów protonu: $P \rightarrow 3l$, $P \rightarrow l$, $P \rightarrow l$ (np. $P \rightarrow l^- + \pi^+ + \pi^+$) i $P \rightarrow 3\bar{l}$ (np. $N \rightarrow 3\bar{\nu} + \pi^0$, $P \rightarrow 2\bar{\nu} + e^+ + \pi^0$); względny udział każdego z tych typów rozpadu zależy od mechanizmu naruszenia $SU(16)$ prowadzącego od symetrii $SU(16)$ do symetrii $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Oczywiście najważniejszym faktem jest sam rozpad protonu. Obecnie przygotowywane eksperymenty powinny być nastawione na stwierdzenie tego rozpadu nie zaś na badanie określonego typu rozpadu.

Wielkie teorie unifikujące przewidują relacje masowe typu [68]

$$\frac{m_d}{m_e} = \frac{m_s}{m_\mu} = \frac{m_b}{m_\tau} \approx 2,8$$

dla 6 (lub najwyżej 8) zapachów (*flavours*) poniżej masy unifikującej. Ważne jest, że zarówno rozpad protonu jak i relacje masowe tego typu, a także nadmiar barionów [69] we Wszechświecie ⁸ wynikają z samego faktu wielkiej unifikacji, nie zależą zaś od konkretnego modelu.

„A jednak każdy człowiek niszczy rzecz, którą kocha” — śpiewał z bólem Oscar Wilde w swojej słynnej *Balladzie z więzienia Reading Goal*.

Podobnie do poprzedzających nas generacji fizyków również niektórzy z naszej generacji (przez bezpośrednią ekstrapolację metodologii cechowania z oddziaływań elektroślabych na oddziaływania elektrojądrowe) — z wiarą w słuszność przypuszczenia, że nie ma już „nowej fizyki”, które doprowadziło do wartości wielkiej masy unifikującej

⁸ Obliczenia nadmiaru barionów we Wszechświecie, oparte na kombinacji naruszenia symetrii CP i liczby barionowej, dostarczają, jak się ostatnio uważa, argumentów teleologicznych przemawiających za wielką unifikacją. Tak na przykład Nanopoulos [70] wykazał, że istnienie istot ludzkich konieczne do pomiaru stosunku n_B/n_γ (gdzie n_B jest liczbą barionów, zaś n_γ — liczbą fotonów we Wszechświecie) nakłada na tę wielkość poważne ograniczenia, a mianowicie $10^{-11} \approx (m_e/m_p)^{1/2} \lesssim n_B/n_\gamma \lesssim 10^{-4} (\approx 0(\alpha^2))$. Przy wyprowadzeniu tych warunków odgrywa rolę ograniczenie (z góry i z dołu) na liczbę zapachów (≈ 6) uzyskane w oparciu o 1) podane powyżej relacje masowe, 2) argumenty kosmologiczne zmierzające do ograniczenia liczby bezmasowych neutrin, 3) asymptotyczną swobodę, 4) liczne (jednopętlowe) rachunki radiacyjne. Oczywiście jest, że brak akceleratorów do uzyskiwania coraz to wyższych energii zmusi w końcu fizykę cząstek elementarnych do oparcia się na teleologii i kosmologii (co według słynnej wypowiedzi Landaua jest „często mylne, lecz nigdy wątpliwe”).

$\approx 10^{13}$ GeV — przewidują, iż rozwiązanie problemu elementarności cząstek i sił fundamentalnych jest bliskie. Być może słuszność jest po ich stronie, lecz nim damy się ponieść tej perspektywie, warto podkreślić, że nawet w najprostszym modelu wielkiej unifikacji (model $SU(5)$ Georgiego i Glashowa z dwoma multipletami Higgsa (5 i 24)) liczba koniecznych obecnie parametrów *ad hoc* jest „chorobliwie” duża — 22. W sześciokwarkowym modelu opartym na skromnej grupie $SU(2) \times U(1) \times SU_c(3)$ liczba ta jest jeszcze większa — 26. Jak widać, na razie nie mamy powodów do dumy.

5. Elementarność: unifikacja z grawitacją i natura ładunku

W pozostałych rozdziałach będę rozpatrywał między innymi dwa problemy, które stanowią bezpośrednią ekstrapolację problemów z rozdziału IV. Pierwszy z nich to problem czy kwarki i leptony są opisane przez właściwe pola elementarne⁹, które powinny występować w lagranżianie materii i które są pozbawione struktury z punktu widzenia renormalizacji. Drugi — to czy niektóre z obecnie rozważanych pól z cechowaniem mogą być same polami złożonymi. Ta część wykładu opiera się głównie na przemówieniu, jakie miałem zaszczyt wygłosić na spotkaniu zorganizowanym w lipcu tego roku przez Europejskie Towarzystwo Fizyczne w Genewie [64].

5.1. Poszukiwanie obiektów elementarnych, prekwarki (preony i prepreony)

O ile spora liczba (15) pól elementarnych dla grupy generacyjnej $SU(5)$ może nieco niepokoić to liczby 561 — zaproponowana w kontekście trójrodzinnej grupy szczepowej $SU(11)$ lub 2048 dla $SO(22)$ (por. Dodatek I) wyglądają naprawdę dziwnie. Czy istnieją jakieś racjonalne przesłanki niechęci jaką odczuwamy instynktownie wobec tak dużych liczb pól elementarnych?

Otóż liczby te, same przez się nie mają większego znaczenia. Dla przykładu, Einstein do opisu pola grawitacyjnego [71] użył 10 pól $g_{\mu\nu}(x)$ zamiast jednego pola skalarnego, którym posłużył się przed nim Nördstrom [72]. Einstein nie martwił się liczbą wprowadzonych przez siebie wielkości, ponieważ dysponował fundamentalną zasadą (zasadą równoważności), która pozwoliła mu powiązać owych 10 pól grawitacyjnych z 10 składowymi ważnej wielkości fizycznej, jaką jest tensor energii-pędu $T_{\mu\nu}$. **Einstein wiedział, że natura nie kieruje się ekonomią struktur, lecz ekonomią fundamentalnych zasad.** Pytanie, jakie musimy sobie zatem postawić, jest następujące: czy w naszych badaniach elementarności odkryliśmy już takie zasady, które usprawiedliwiałyby traktowanie jako elementarne pól o tak dużej liczbie składowych.

Przypomnijmy sobie, że kwarki mają co najmniej trzy ładunki (kolor, zapach, liczbę rodzinną). Czy nie powinniśmy obecnie traktować kwarki (a może i leptony) jako obiekty złożone z bardziej fundamentalnych wielkości¹⁰ (prekwarków lub preonów), z których

⁹ Chciałbym zacytować Feynmana z ostatniego wywiadu, jakiego udzielił czasopismu *Omni*: „Jak długo wydaje się, że przyroda jest skonstruowana na zasadzie trybików, w trybikach szukamy tego najbardziej wewnętrznego — ale to może nie być tak i wtedy szukamy czym u diabła jest to, co znajdujemy!” W tym samym wywiadzie zauważa on „przed kilku laty byłem bardzo sceptyczny w stosunku do teorii z cechowaniem... Spodziewałem się mgiełki, a obecnie wygląda to na góry i doliny”.

¹⁰ Należy jednak podkreślić, że bardzo trudno jest wyobrazić sobie bezmasowe neutrino jako obiekty złożone.

każda jest nośnikiem **jednego** podstawowego ładunku [52]. Idee takie głoszono już wcześniej; stały się one jednak znacznie bardziej aktualne obecnie, w związku ze wzrastającą liczbą kwarków i leptonów. Jak wiadomo, podobne idee doprowadziły od oktetu barionów, do trypletu sakatonów, a później kwarków.

Pojęcie preonu nie jest nowe. W roku 1975 między innymi Pati, Salam i Strathdee [52] wprowadzili 4 chromony (czwarty kolor odpowiadał liczbie leptonowej) i 4 flawony, przy czym grupą podstawową była grupa $SU(8)$ zawierająca podgrupę $SU_F(4) \times SU_C(4)$. Obecnie, po rozszerzeniu tych idei, wierzymy, że preony niosą ładunek magnetyczny i związane są ze sobą bardzo dużymi siłami krótkozasięgowymi, zaś kwarki i leptony stanowią ich magnetycznie neutralne kombinacje [73]. Istotne jest, że w teorii zawierającej **zarówno** uogólnione ładunki elektryczne, jak i magnetyczne, warunki kwantyzacyjne podobne do dobrze znanych warunków wprowadzonych przez Diraca [74], dają relacje typu $e \cdot g/4\pi = n/2$ wiążące wartości obu typów ładunków. Oczywiście, monopole magnetyczne¹¹ ($g = 4\pi n/2e$, $e^2/4\pi = 1/137$) o przeciwnej biegunowości mogą się wiązać siłami znacznie większymi niż ładunki elektryczne tworząc obiekty, których nieelementarna natura przejawia się dopiero przy bardzo wysokich energiach. Taka sytuacja ma miejsce, jak się wydaje, przynajmniej dla leptonów (o ile są one obiektami złożonymi).

W innej formie idea preonów odżyła w tym roku (1979) w pracy Curtrighta i Freunda [52], którzy kierując się ideami rozszerzonej supergravitacji (rozpatrywanej w następnym paragrafie) wprowadzili $SU(8)$ na bazie 3 chromonów (R, Y, B), 2 flawonów i 3 familonów (straszne nazwy). Grupa rodzinna $SU(5)$ mogłaby być podgrupą tej grupy $SU(8)$. W modelu Curtrighta-Freunda, $3 \times 15 = 45$ fermionów $SU(5)$ można było odnaleźć wśród reprezentacji $8+28+56$ grupy $SU(8)$ (lub alternatywnie $3 \times 16 = 48$ fermionów grupy $SO(10)$ wśród wektorowych 56 fermionów $SU(8)$). (W następnej kolejności, po poziomie preonowym, może następować poziom pre-preonowy. Na konferencji w Genewie [64] sugerowano, że wraz z rozwojem teorii pola pól złożonych może okazać się, iż dwa pre-preony są wystarczające. Na obecnym etapie przypuszczenie to jest jednak czystą spekulacją).

Przed zakończeniem tego paragrafu, chciałem poczynić pewne przewidywania dotyczące rozwoju teorii cząstek w następnym dziesięcioleciu opierając się na doświadczeniach nabytych w tym względzie w minionych dziesięcioleciach:

Tabela 1

Dziesięciolecie	1950—1960	1960—1970	1970—1980	1980→
Odkrycia we wczesnym okresie dziesięciolecia	Cząstki dziwne	Pośmna ścieżka, Ω^-	Odkrycie prądów neutralnych	W, Z , Rozpad protonu
Przewidywania na resztę dziesięcioleci		Rezonanse $SU(3)$		Wielka unifikacja Grupy szczepowe
Aktualne odkrycia		Odkrycie następnego, kwarkowego poziomu elementarności		Możliwość odkrycia preonów i złożonej struktury kwarków

¹¹ Zgodnie z twierdzeniem 't Hoofta, monopol odpowiadający grupie symetrii cechowania $SU_L(2)$ powinien mieć masę co najmniej równą m_W/a [75, 76]. Nawet wówczas, gdy takie monopole są uwięzione,

5.2. Fizyka poplanckowska, supergravitacja i marzenia Einsteina

Obecnie zajmę się problemem głębszego zrozumienia pojęcia ładunku (podstawy cechowania), które według mojego skromnego zdania, odgrywa **jedną z najważniejszych ról w fizyce cząstek**. Einstein w ostatnich trzydziestu pięciu latach swego życia żył dwoma marzeniami. Pierwsze to powiązanie grawitacji z materią (fotonem). Einstein chciał znaleźć podstawową zasadę, na mocy której tensor naprężeń (energii i pędu) $T_{\mu\nu}$, występujący w prawej części jego równania $R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} = -T_{\mu\nu}$, zostałby przekształcony przez ten związek w „kamień węgielny” grawitacji w lewej części równania. Drugie marzenie (komplementarne) polegało na wykorzystaniu tej unifikacji do zrozumienia w kategoriach geometrii czasoprzestrzeni ładunku elektrycznego, podobnie jak udało się zrozumieć ładunek grawitacyjny.

Ktoś mógłby sądzić ¹², że takie głębsze zrozumienie jest bez znaczenia dla „ilościowej fizyki”. Aby wykazać, że tak nie jest, powołam się na eksperymenty testujące teorię grawitacji Einsteina i teorie będące modyfikacjami tej teorii (np. teorię Bransa-Dicke’a) [77]. Ostatnio (1976), silna zasada równoważności (tj. hipoteza głosząca, że siły grawitacyjne wnoszą wkład zarówno do masy bezwładnej, jak i grawitacyjnej) została sprawdzona ¹³ z dokładnością do jednej bilionowej (tzn. z taką samą dokładnością, jaką osiągnięto w fizyce cząstek dla $(g-2)_e$) przez pomiary położenia Księżyca za pomocą lasera [78]. Pomiary te wykazały odstępstwa od przewidywanych przez Keplera wzajemnych położenia równowagi Księżyca, Ziemi i Słońca z dokładnością przekraczającą ± 30 cm i triumfalnie potwierdziły przewidywania Einsteina.

Istniały cztery główne kierunki zmierzające do realizacji marzeń Einsteina:

1) Próba Kaluzy-Kleina [79]: Pewien lagranżjan Einsteina (skalarna krzywizna) w pięciowymiarowej czasoprzestrzeni (gdzie piąty wymiar jest uzwarcony w tym sensie, że wszystkie pola nie zależą jawnie od piątej współrzędnej) dokładnie reprodukuje teorię Einsteina-Maxwella w czterech wymiarach, przy czym składowe metryki $g_{\mu 5} (\mu = 0, 1, 2, 3)$ identyfikuje się z polami Maxwella A_μ . Z tego punktu widzenia pole Maxwella powiązane jest z dodatkowymi składowymi krzywizny implikowanymi przez wprowadzenie piątego wymiaru.

2) Druga próba została ostatnio podjęta przez Cremmera, Scherka, Englerta, Brouta, Minkowskiego i innych [80], którzy spostrzegli, że uzwarcenie dodatkowych wymiarów (zakrzywienie ich do rozmiarów mniejszych niż długość Plancka ($\approx 10^{-33}$ cm), co odpowiada bardzo dużej krzywiznie) – może być wynikiem spontanicznego łamania symetrii (w pierwszych 10^{-43} sekundy), które redukuje wyżej wymiarową czasoprzestrzeń efektywnie do czterech wymiarów rejestrowanych przez nas bezpośrednio.

pośrednie efekty ich istnienia powinny się przejawiać. (Zauważmy, że wartość m_W/a stanowi istotnie dolną granicę dla wielkiej unifikującej teorii jak np. $SU(5)$, dla której masa monopolu równa jest iloczynowi α^{-1} i masy ciężkiego leptokwarka).

¹² Na miejscu jest tutaj następujący cytat z pracy Einsteina: „Zdajemy sobie obecnie jasno sprawę z tego, jak bardzo błędzą ci teoretycy, którzy wierzą, że teoria powstaje na drodze indukcyjnej z doświadczenia. Od błędu tego nie był wolny nawet wielki Newton [*Hypotheses non fingo* (hipotez nie tworzę)]”.

¹³ Słaba zasada równoważności (twierdzenie, że wszystkie oddziaływania za wyjątkiem grawitacyjnych wnoszą jednakowy wkład do masy grawitacyjnej i bezwładnej) została sprawdzona przez Eötvösa z dokładnością $1:10^8$, zaś przez Dickego oraz Braginskiego i Panowa z dokładnością $1:10^{10}$.

3) Dotychczas zajmowaliśmy się drugim marzeniem Einsteina, tj. unifikacją elektromagnetyzmu (i ewentualnie innych teorii z cechowaniem) z grawitacją, rozpatrując wynikające z cechowania ładunki jako odpowiadające rozszerzonej krzywiznie w dodatkowych bozonowych wymiarach. Pełna realizacja pierwszego marzenia (unifikacja spinorowej materii z grawitacją i innymi polami z cechowaniem) musi poczekać na rozwój supergrawitacji [81, 82] i rozszerzenie na dodatkowe wymiary fermionowe superprzestrzeni [83] (z rozszerzoną skrętnością wprowadzoną obok krzywizny). Sprawę tę przedyskutuję później.

4) Mamy w końcu koncepcję Wheelera [84] i Schemberga łączącą ładunek elektryczny z topologią czasoprzestrzeni z dziurami (jak w serze). Koncepcja ta została ostatnio rozwinięta przez Hawkinga ¹⁴ i jego współpracowników [85].

5.3. Rozszerzona supergrawitacja, preony $SU(8)$ i złożone pola cechowania

Do tej pory dokonałem przeglądu kierunków realizacji marzeń Einsteina, tak jak referowane były one w tej sali na Konferencji Sztokholmskiej zorganizowanej w 1978 r. przez Szwedzką Akademię Nauk.

Dalszy istotny postęp w tej dziedzinie nastąpił w r. 1979 dzięki pracom Julii i Cremmera [87], którzy wykorzystali idee Kaluzy i Kleina do sformułowania teorii rozszerzonej supergrawitacji w czasoprzestrzeni o większej liczbie wymiarów (uzwarconych) — dokładnie w czasoprzestrzeni jedenastowymiarowej. Teoria ta wiąże się, jak zobaczymy, z preonami i złożonymi polami Fermiego — i co ważniejsze — z pojęciem złożonych pól cechowania.

Przypomnijmy, że prosta supergrawitacja [81] jest teorią cechowania supersymetrii [88], w której są dwa rodzaje pól cechowania-grawitony (o skrętności ± 2) i grawitina ¹⁵ (o skrętności $\pm 3/2$). Rozszerzona supergrawitacja jest teorią z cechowaniem zbudowaną na supersymetrii skombinowanej z grupą symetrii wewnętrznej $SO(N)$. Dla $N = 8$, szerepowy multiplet supergrawitacyjny składa się z następujących rodzin $SO(8)$:

Skrętność \pm	2	1
	$\pm 3/2$	~ 8
	± 1	~ 28
	$\pm \frac{1}{2}$	~ 56
	0	~ 70
		\sim

¹⁴ Lagranżjan Einsteina dopuszcza duże fluktuacje metryki i topologii w skali długości Plancka. Hawking przyjął, że dominujący wkład do całki po wszystkich drogach w kwantowej grawitacji pochodzi od metryk, które niosą jedną jednostkę topologii w objętości Plancka. Ze względu na ścisły związek (de Rham, Atiyah–Singer [86]) krzywizny z miarami topologii czasoprzestrzennej (liczba Eulera, liczba Pontriagina) istnieje pomimo wszystko, nadzieja na uzgodnienie punktów widzenia Kaluzy–Kleina i Wheelera–Hawkinga.

¹⁵ Algebra supersymetrii rozszerza algebrę grupy Poincarégo przez dołączenie doń supersymetrycznych ładunków Q_α , które transformują bozony w fermiony. Prądy odpowiadające tym ładunkom (Q_α i P_μ), to $J_{\mu\alpha}$, $T_{\mu\nu}$. W supersymetrii z cechowaniem (tj. supergrawitacji) są one sprzężone, odpowiednio, z grawitino i grawitonem.

Jak dobrze wiadomo, grupa $SO(8)$ jest zbyt mała, by mogła zawierać $SU(2) \times U(1) \times SU_c(3)$. Tak więc w tym szczepie nie ma miejsca dla W^\pm (choć zawarte są w nim Z^0 i γ) oraz leptonów μ lub τ czy też kwarka t .

Tak wyglądała sytuacja w ubiegłym roku. Tego roku Cremmer i Julia [87] spróbowali napisać jawną postać lagranżjanu dla supergrawitacji przy $N = 8$, korzystając z rozszerzonej hipotezy Kaluzy-Kleina. Hipoteza ta przyjmuje, że **rozszerzona supergrawitacja** (z wewnętrzną symetrią $SO(8)$) posiada ten sam lagranżjan w czterowymiarowej czasoprzestrzeni, co **prosta supergrawitacja** w (uzwarconych) jedenastu wymiarach. To formalne i raczej straszne założenie doprowadziło do wielce obiecującego rezultatu. Otóż okazało się, iż **supergrawitacyjny lagranżjan posiada nieoczekiwanie lokalną symetrię $SU(8)$** , mimo że punkt wyjścia stanowiła symetria $SO(8)$. Narzucają się teraz następujące pytania:

1) Czy ta wewnętrzna grupa $SU(8)$ może być grupą symetrii wprowadzonych uprzednio 8 preonów (3 chromonów, 2 flavonów, 3 familonów)?

2) W teorii z cechowaniem zbudowanej na grupie $SU(8)$ powinny pojawić się 63 pola o spinie jeden. Supergrawitacyjny szczep zawiera tylko 28 fundamentalnych obiektów o spinie jeden, które nie są sprzężone minimalnie. Czy 63 pola $SU(8)$ należy identyfikować ze złożonymi polami cechowania postaci $V^{-1} \partial_\mu V$ utworzonymi z 70 obiektów o spinie zero? Czy obiekty te propagują się analogicznie, jak to ma miejsce w teoriach CP^{n-1} [89], gdzie złożone pola takiej postaci propagują się w wyniku efektów kwantowych?

Wszystkie opisane tu zjawiska — niespodziewane rozszerzenie symetrii $SO(8)$ do $SU(8)$ — będące wynikiem wprowadzenia dodatkowych uzwarconych wymiarów czasoprzestrzennych oraz możliwość istnienia i kwantowej propagacji złożonych pól cechowania są **tak ważne, że z całą pewnością będą decydowały o dalszym postępie w teorii unifikującej wszystkie oddziaływania.**

Gdzie tu jednak jest możliwość bezpośredniego odwołania się do eksperymentu? W przypadku wielkich teorii unifikujących możliwość taką stanowił rozpad protonu. Jak wygląda ta sprawa w przypadku supergrawitacji? Być może odpowiedzi na to pytanie dostarczy grawitino o spinie $3/2$, uzyskujące masę spoczynkową w wyniku superefektu Higgsa [90]. Jak wykazał Fayet [91] dla spontanicznie łamanej globalnie supersymetrycznej teorii słabych oddziaływań wprowadzenie lokalnych oddziaływań grawitacyjnych prowadzi do superefektu Higgsa. Przy założeniu, że łamanie supersymetrii następuje przy masach rzędu m_W , grawitino uzyskuje masę spoczynkową i zdolność oddziaływania będącego jednakże raczej konwencjonalnym oddziaływaniem słabym niż grawitacyjnym (różnica o czynnik 10^{34}). Tak więc można poszukiwać grawitino wśród produktów neutralnych rozpadów J/ψ dla częstości rozpadu 10^{-3} — 10^{-5} razy mniejszych od częstości rozpadu $J/\psi \rightarrow e^+ e^-$. Przeprowadzenie takiego eksperymentu wymagać będzie z pewnością wielkiej pomysłowości od eksperymentatorów w SLAC i DESY. Innym testującym efektem może być zasugerowane przez Scherka [92] zjawisko antygrawitacji — zniwelowanie przyciągających sił grawitacyjnych przez siły wytworzone przez grawifotony o spinie jeden istniejące we wszystkich rozszerzonych teoriach supergrawitacyjnych. Scherk wykazuje, że uniknięcie konfliktu z tym, co obecnie wiadomo na temat siły oddziaływań grawitacyjnych, wymaga by komptonowska długość fali grawifotonu była albo mniejsza od 5 cm, lub też mieściła się w zakresie od 10—850 metrów.

Podsumujmy: jest oczywiście do pomyślenia, że istnieje wielkie *Plateau* — rozciąga-

Dodatek I

Przykłady wielkich grup unifikujących

<p>Grupy półproste * (z symetrią lewe-prawe)</p> <p>Przykład $[SU(6)_F \times SU(6)_c]_{L \rightarrow R}$</p>	<p>Multiplet</p> $G_L \rightarrow \begin{Bmatrix} q \\ l \end{Bmatrix} \quad G_R \rightarrow \begin{Bmatrix} \bar{q} \\ \bar{l} \end{Bmatrix}_R$ $G = G_L \times G_R$	<p>Cząstki egzotyczne</p> <p>Leptokwarki $\rightarrow (\bar{q}l)$</p> <p>Masa unifikująca $\approx 10^6$ MeV</p>	<p>Rozpad protonu</p> <p>Leptokwarki $\rightarrow W +$ (higgsony) lub proton = $qqq \rightarrow ll$</p>
<p>Grupy proste</p> <p>Przykłady</p> <p>Grupy rodzinne $\left\{ \begin{array}{l} SU(5) \\ \downarrow \\ SU(11) \end{array} \right.$ lub $\left\{ \begin{array}{l} SO(10) \\ \downarrow \\ SO(22) \end{array} \right.$</p> <p>Grupy szczepowe</p>	$G \rightarrow \begin{Bmatrix} q \\ l \\ \bar{q} \\ l \end{Bmatrix}_L$	<p>Dikwarki $\rightarrow (qq)$ Dileptony $\rightarrow (ll)$ Leptokwarki $\rightarrow (\bar{q}l), (ql)$ Masa unifikująca $\approx 10^{13} - 10^{15}$ GeV</p>	<p>$qq \rightarrow \bar{q}l$ tj. Proton $P = qqq \rightarrow \bar{l}$ Możliwe także $P \rightarrow l$, $P \rightarrow 3 \bar{l}$, $P \rightarrow 3 l$</p>

* Grupowanie razem kwarków (q) i leptonów (l) implikuje traktowanie liczby leptonowej jako czwartego koloru, czyli rozszerzenia $SU_c(3)$ do $SU_c(4)$ (Pati i Salam) [93]. Grupa szczepowa (*tribal group*), z definicji, zawiera wszystkie znane generacje w swojej podstawowej reprezentacji. Wyróżnione reprezentacje szczepowej grupy $SU(11)$ (Georgi) [94] i szczepowej grupy $SO(22)$ (Gell-Mann [95] i inni) zawierają, odpowiednio 561 i 2048 fermionów!

jące się nawet do energii planckowskich. Jeśli tak, to jedynym laboratorium dla fizyki cząstek może być wczesny Wszechświat i w nim powinniśmy szukać odpowiedzi na pytania dotyczące natury ładunku. Możliwe jest wszakże pojawienie się nowego poziomu struktur przy energiach 10 TeV; i tutaj mamy również piękne idee (jak np. dualność monopolu elektrycznego i magnetycznego), które mogą ujawniać swe znaczenie dla energii rzędu $\alpha^{-1}m_p (= 10 \text{ TeV})$. Nie można jednak przewidzieć czy ten nowy poziom pozwoli nam na ostateczne rozwiązanie problemu natury ładunku. Wszystko co mogę stwierdzić to fakt, że przy odkrywaniu każdego nowego poziomu stale i wciąż zdumiewa mnie głębia nowych idei i pojęć koniecznych do opisu zjawisk na tym poziomie. Pragnę zakończyć, podobnie jak to zrobiłem w roku 1978 na Konferencji Sztokholmskiej, przepowiednią J. R. Oppenheimera sprzed ponad dwudziestu pięciu lat, której spełnienia nie było mu dane dożyć. Bardziej niż cokolwiek wyraża ona wiarę w przyszłość, którą kończy się to największe dziesięciolecie w fizyce cząstek: „Fizyka zmieni się jeszcze bardziej... Jeśli dziś jest ona radykalna i obca..., to w przyszłości będzie ona nie mniej, lecz bardziej radykalna, bardziej dziwna i bardziej obca; będzie miała nowe własne ścieżki dla docieklivego ludzkiego umysłu” (J. R. Oppenheimer, *Reith Lectures*, BBC 1953).

Dodatek II

Wyprowadzenie wzoru (1) w tekście opiera się na następujących założeniach:

a) $SU_L(2) \times U_{L,R}$ (1) pozostaje nienaruszona jako elektrosłaba grupa symetrii w zakresie energii od μ do M . Implikuje to rezygnację ze wszystkich sugestii: 1) że nieskoenergetyczna $SU_L(2)$ może być diagonalną sumą $SU_L^I(2)$, $SU_L^{II}(2)$, $SU_L^{III}(2)$, gdzie wskaźniki I, II i III odnoszą się do (trzech?) znanych rodzin; 2) lub że $U_{L,R}^{(1)}$ jest sumą składników, gdzie $U_R(1)$ może pochodzić z symetrycznej względem $(V+A)$ grupy $SU_R(2)$ zawartej w G czy też 3), że $U(1)$ zawiera składnik pochodzący z czterokolorowej grupy symetrii $SU_c(4)$ (z liczbą leptonową odgrywającą rolę czwartego koloru), przy czym, w zakresie mas pośrednich, $SU_c(4)$ redukuje się do $SU_c(3) \times U_c(1)$.

b) Drugim założeniem potrzebnym do wyprowadzenia wzoru (1) jest założenie, że nie ma nie przewidzianych ciężkich fundamentalnych fermionów, których istnienie mogłoby nadać $\sin^2 \theta(M)$ wartość różną od $3/8$ – wartości jaką przyjmuje $\sin^2 \theta(M)$ dla obecnie znanych fermionów o niskich masach¹⁶.

c) Jeżeli założenia te zostają osłabione, to, na przykład, dla trójrodzinnej grupy $G = [SU_F(6) \times SU_c(6)]_{L \rightarrow R}$, gdzie $\sin^2 \theta(M) = 9/28$, wartość wielkiej unifikującej masy M spada do 10^6 GeV .

¹⁶ Przy nieznanomości G jedyną drogę wyznaczenia wartości parametru $\sin^2 \theta(M)$ stanowi wzór

$$\sin^2 \theta(M) = \frac{\sum T_{3L}^2}{\sum Q^2} \left(= \frac{9N_q + 3N_l}{20N_q + 12N_l} \right).$$

N_q i N_l oznaczają tu liczby fundamentalnych kwarkowych i leptonowych dubletów $SU(2)$ (przy założeniu, że są to jedyne istniejące multiplety). Jeżeli przyjmiami dalsze założenie, że $N_q = N_l$ (wynikające z żądania zniesienia anomalii dla kwarków i leptonów), to otrzymamy $\sin^2 \theta(M) = 3/8$. Założenie to nie jest jednak konieczne; tak na przykład anomalie ulegają redukcji również wtedy, gdy istnieją (ciężkie) fermiony zwierciadlane [98]. Tak właśnie jest w przypadku $[SU(6)]^4$, dla której $\sin^2 \theta(M) = 9/28$.

d) Wprowadzenie pośrednich mas (na przykład takich, które oznaczają naruszenie uniwersalności rodzin lub też symetrii lewe-prawe, czy w końcu redukcję czterokolorowej $SU_c(4)$ do $SU_c(3) \times U_c(1)$) przesuwają w górę wartość wielkiej masy unifikującej M [96]. Jest to pożądané w celu utrzymania wartości czasu życia protonu w zgodności z obecną empiryczną dolną granicą ($\sim 10^{30}$ lat) [97]. (Czas życia protonu dla $M \approx 10^{13}$ GeV jest niedopuszczalnie mały $\approx 6 \times 10^{23}$ lat, chyba że mamy 15 higgsonów). Jest to, z tego punktu widzenia, wskazówka, że w fizyce cząstek istnieje jedna lub więcej skal mas pośrednich rozpoczynających się od 10^4 GeV i idących dalej w górę. Takim rezultatem chcę zakończyć ten Dodatek.

Tłumaczył: Stanisław Dymus

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa

Literatura

- [1] T. D. Lee, C. N. Yang, *Phys. Rev.* **104**, 254 (1956).
- [2] Abdus Salam, *Nuovo Cimento* **5**, 299 (1957).
- [3] C. S. Wu i in., *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957).
- [4] R. Garwin, L. Lederman, M. Weinrich, *Phys. Rev.* **105**, 1415 (1957).
- [5] J. I. Friedman, V. L. Telegdi, *Phys. Rev.* **105**, 1681 (1957).
- [6] L. Landau, *Nucl. Phys.* **3**, 127 (1957).
- [7] T. D. Lee, C. N. Yang, *Phys. Rev.* **105**, 1671 (1957).
- [8] Abdus Salam, Imperial College, London, preprint (1957). Pozycje literatury — patrz odnośnik 7 str. 89 książki *Theory of Weak Interactions in Particle Physics*, R. E. Marshak, Riazuddin i C. P. Ryan, Wiley-Interscience, New York 1969 oraz listy W. Pauliego (Archiwum CERN).
- [9] C. N. Yang, R. L. Mills, *Phys. Rev.* **96**, 191 (1954).
- [10] R. Shaw, *The problem of particle types and other contributions to the theory of elementary particles*, praca doktorska w Cambridge, nie publikowane.
- [11] R. E. Marshak, E. C. G. Sudarshan, Proc. Padua-Venice Conference on Mesons and Recently Discovered Particles (1957) oraz *Phys. Rev.* **109**, 1860 (1958). Idea uniwersalnego oddziaływania Fermiego dla dubletów (P, N) , (ν_e, e) i (ν_μ, μ) bierze początek w pracach J. Tiomno i J. A. Wheeler, *Rev. Mod. Phys.* **21**, 144 (1949), **21**, 153 (1949) oraz C. N. Yanga i J. Tiomno, *Phys. Rev.* **75**, 495 (1950). Transformację γ_5 dla pól fermionowych rozpatruje J. Tiomnow, *Nuovo Cimento* **1**, 226 (1956).
- [12] R. P. Feynman, M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **109**, 193 (1958).
- [13] J. J. Sakurai, *Nuovo Cimento* **7**, 1306 (1958).
- [14] Y. Nambu, G. Jona-Lasino, *Phys. Rev.* **122**, 345 (1961).
- [15] Y. Nambu, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 380 (1960); J. Goldstone, *Nuovo Cimento* **19**, 154 (1961).
- [16] O. Klein, *On the theory of charged fields*, Proceedings of the Conference organized by International Institute of Intellectual Cooperation, Paris 1939.
- [17] N. Kemmer, *Phys. Rev.* **52**, 906 (1937).
- [18] J. Schwinger, *Ann. Phys. (N. Y.)* **2**, 407 (1957).
- [19] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **10**, 107 (1959).
- [20] Abdus Salam, J. C. Ward, *Nuovo Cimento* **11**, 568 (1959).
- [21] S. Bludman, *Nuovo Cimento* **9**, 433 (1958).
- [22] Abdus Salam, J. C. Ward, *Nuovo Cimento* **19**, 165 (1961).
- [23] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22**, 579 (1961).
- [24] Abdus Salam, J. C. Ward, *Phys. Lett.* **13**, 168 (1964).
- [25] J. Goldstone, patrz odnośnik [15].

- [26] J. Goldstone, Abdus Salam, S. Weinberg, *Phys. Rev.* **127**, 965 (1962).
- [27] P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **130**, 439 (1963).
- [28] P. W. Higgs, *Phys. Lett.* **12**, 132 (1964); *Phys. Rev. Letters* **13**, 508 (1964); *Phys. Rev.* **145**, 1156 (1966).
- [29] F. Englert, R. Brout, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 321 (1964); F. Englert, R. Brout i M. F. Thiry, *Nuovo Cimento* **48**, 244 (1966).
- [30] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, T. W. B. Kibble, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 585 (1964); T. W. B. Kibble, *Phys. Rev.* **155**, 1554 (1967).
- [31] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1264 (1967).
- [32] Abdus Salam, Proceedings of the 8th Nobel Symposium, Ed. N. Svartholm, Almqvist i Wiksell, Stockholm 1968.
- [33] G. 't Hooft, *Nucl. Phys.* **B33**, 173 (1971); **B35**, 167 (1971).
- [34] B. W. Lee, *Phys. Rev.* **D5**, 823 (1972); B. W. Lee, J. Zinn-Justin, *Phys. Rev.* **D5**, 3137 (1972); **D7**, 1049 (1973).
- [35] G. 't Hooft, M. Veltman, *Nucl. Phys.* **B44**, 189 (1972); **B50**, 318 (1972). Ważnym krokiem było tu odkrycie techniki regularyzacji wymiarowej przez C. Bolliniego i J. Giambiagi, *Nuovo Cimento* **B12**, 20 (1972) oraz J. Ashmore, *Nuovo Cimento Letters* **4**, 289 (1972) i G. 't Hooft'a i M. Veltmana.
- [36] R. P. Feynman, *Acta Phys. Pol.* **24**, 297 (1963).
- [37] B. S. DeWitt, *Phys. Rev.* **162**, 1195 i 1239 (1967).
- [38] L. D. Faddeev, V. N. Popov, *Phys. Lett* **25B**, 29 (1967).
- [39] S. Mandelstam, *Phys. Rev.* **175**, 1588 i 1604 (1968).
- [40] E. S. Fradkin, I. V. Tyutin, *Phys. Rev.* **D2**, 2841 (1970).
- [41] D. G. Boulware, *Ann. Phys. (N. Y.)* **56**, 140 (1970).
- [42] J. C. Taylor, *Nucl. Phys.* **B33**, 436 (1971).
- [43] A. Slavnov, *Theor. Math. Phys.* **10**, 99 (1972).
- [44] Abdus Salam, J. Strathdee, *Phys. Rev.* **D2**, 1869 (1970).
- [45] S. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, *Phys. Rev.* **D2**, 1285 (1970).
- [46] Artykuł przeglądowy na ten temat, patrz R. Jackiv w publikacji S. B. Treimana, R. Jackiva, D. J. Grossa *Lectures on Current Algebra and its Applications*, Princeton Univ. Press 1972.
- [47] C. Bouchiat, J. Iliopoulos, Ph. Meyer, *Phys. Lett.* **38B**, 519 (1972); D. J. Gross, R. Jackiv, *Phys. Rev.* **D6**, 477 (1972).
- [48] G. Wentzel, *Helv. Phys. Acta* **10**, 108 (1937).
- [49] F. J. Hasert i in., *Phys. Lett.* **46B**, 138 (1973).
- [50] R. E. Taylor, Proceedings of the 19th International Conference on High Energy Physics, Tokyo, Physical Society of Japan 1979, p. 422.
- [51] L. M. Barkov, Proceedings of the 19th International Conference on High Energy Physics, Tokyo, Physical Society of Japan 1979, p. 425.
- [52] J. C. Pati Abdus Salam, ICTP, Trieste, IC/75/106, Palermo Conference, czerwiec 1975; J. C. Pati, Abdus Salam, J. Strathdee, *Phys. Lett.* **59B**, 265 (1975); H. Harari, *Phys. Lett.* **86B** (1979); M. Schupe, **86B**, 87 (1979); T. L. Curtwright, P. G. O. Freund, Enrico Fermi Inst. preprint EFI 79/25, University of Chicago, April 1979.
- [53] J. C. Pati, Abdus Salam, patrz artykuł przeglądowy J. D. Bjorkena, Proceedings of the 16th International Conference on High Energy Physics, Chicago—Batavia 1972, Vol. 2, str. 304; H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler, *Phys. Lett.* **47B**, 365 (1973). S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 494 (1973); *Phys. Rev.* **D8**, 4482 (1973); D. J. Gross, J. Wilczek, *Phys. Rev.* **D8**, 3633 (1973); Artykuł przeglądowy W. Marciano i H. Pagels, *Phys. Rep.* **36C**, 137 (1978).
- [54] Tasso Collaboration, Brandelik i in., *Phys. Rev. Lett.* **86B**, 243 (1979); Mark-J Collaboration, Barber i in., *Phys. Rev. Lett.* **43**, 830 (1979); Patrz również sprawozdania zespołów Jade, Mark-J, Pluto i Tasso na Międzynarodowym Sympozjum Oddziaływań Leptonów i Fotonów przy Wysokich Energiach, Fermilab, sierpień 1979.
- [55] K. Winter, Proceedings of the International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Fermilab, August 1979.
- [56] J. Ellis, Proceedings of the „Neutrino-79” International Conference on Neutrinos, Weak Interactions and Cosmology, Bergen, June 1979.

- [57] S. Dimopoulos, L. Susskind, *Nucl. Phys.* **B155**, 237 (1979).
- [58] S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D19**, 1277 (1979).
- [59] J. C. Pati, Abdus Salam, *Phys. Rev.* **D10**, 275 (1974); R. N. Mohapatra, J. C. Pati, *Phys. Rev.* **D11**, 566, 2558 (1975); V. Elias, J. C. Pati, Abdus Salam, *Phys. Lett.* **73B**, 451 (1978); J. G. Pati, S. Rajpoot, *Phys. Lett.* **79B**, 65 (1978).
- [60] See J. C. Pati, Abdus Salam, Odnosnik [53] powyżej, oraz J. C. Pati, Abdus Salam *Phys. Rev.* **D8**, 1240 (1973).
- [61] H. Georgi, S. L. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 438 (1974).
- [62] H. Georgi, H. R. Quinn, S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 451 (1974).
- [63] W. J. Marciano, *Phys. Rev.* **D20**, 274 (1979).
- [64] Patrz Abdus Salam, Proceedings of the European Physical Society Conference, Geneva, August 1979, ICTP, Trieste, preprint IC/79/142.
- [65] J. C. Pati, Abdus Salam, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 661 (1973).
- [66] V. Elias, J. C. Pati, Abdus Salam, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 920 (1978); S. Rajpoot, V. Elias, ICTP, Trieste, preprint IC/78/159.
- [67] H. Fritzsch, P. Minkowski, *Ann. Phys. (N. Y.)* **93**, 193 (1975); *Nucl. Phys.* **B103**, 61 (1976); H. Georgi, *Particles and Fields* (APS/OPF Williamsburg), Ed. C. E. Carlson, AIP, New York 1975, p. 575; H. Georgi, D. V. Nanopoulos, *Phys. Lett.* **82B**, 392 (1979).
- [68] A. Buras, J. Ellis, M. K. Gaillard, D. V. Nanopoulos, *Nucl. Phys.* **B135**, 66 (1978).
- [69] M. Yoshimura, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 381 (1978); S. Dimopoulos, L. Susskind, *Phys. Rev.* **D18**, 4500 (1978); B. Toussiant, S. B. Treiman, F. Wilczek, A. Zee, *Phys. Rev.* **D19**, 1036 (1979); J. Ellis, M. K. Gaillard, D. V. Nanopoulos, *Phys. Lett.* **80B**, 360 (1979); Erratum **82B**, 464 (1979); S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 850 (1979); D. V. Nanopoulos, S. Weinberg, Harvard University preprint HUTP-79/A023.
- [70] D. V. Nanopoulos, CERN preprint TH2737, September 1979.
- [71] A. Einstein, *Annalen der Phys.* **49**, 769 (1916). Tłumaczenie angielskie patrz *The Principle of Relativity*, Methuen 1923, Dover Publications, str. 35.
- [72] G. Nordstrom, *Phys. Z.* **13**, 1126 (1912); *Ann. Phys. (Leipzig)* **40**, 856 (1913); **42**, 533 (1913); **43**, 1101 (1914); *Phys. Z.* **15**, 375 (1914); *Ann. Acad. Sci. Fenn.* **57** (1914, 1915); Patrz również A. Einstein, *Ann. Phys. (Leipzig)* **38**, 433 (1912).
- [73] J. C. Pati, Abdus Salam, w przygotowaniu.
- [74] P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A133**, 60 (1931).
- [75] G. 't Hooft, *Nucl. Phys.* **B79**, 276 (1974).
- [76] A. M. Polyakov, *JETP Lett.* **20**, 194 (1974).
- [77] C. H. Brans R. H. Dicke, *Phys. Rev.* **124**, 925 (1961).
- [78] J. G. Williams i in., *Phys. Rev. Lett.* **36**, 551 (1976); I. I. Shapiro i in., *Phys. Rev. Lett.* **36**, 555 (1976); Dyskusja tego problemu patrz Abdus Salam, w *Physics and Contemporary Needs*, Ed. Riazuddin Plenum Publishing Corp. 1977, str. 301.
- [79] Th. Kaluza, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.*, p. 966 (1921); O. Klein, *Z. Phys.* **37**, 895 (1926).
- [80] E. Cremmer, J. Scherk, *Nucl. Phys.* **B103**, 399 (1976); **B108**, 409 (1976); **B118**, 61 (1976); P. Minkowski, Univ. of Berne preprint, October 1977.
- [81] D. Z. Freedman, P. van Nieuwenhuizen, S. Ferrara, *Phys. Rev.* **D13**, 3214 (1976); S. Deser, B. Zumino, *Phys. Lett.* **62B**, 335 (1976); Artykuł przeglądowy i pełna lista referencji, patrz referat D. Z. Freedmana na 19 Konferencji Fizyki Wysokich Energii, Tokio 1979.
- [82] R. Arnowitt, P. Nath, B. Zumino, *Phys. Lett.* **56B**, 81 (1975) B. Zumino, w Proceedings of the Conference on Gauge Theories and Modern Field Theory, Northeastern University, September 1975, Eds. R. Arnowitt P. Nath (MIT Press); J. Wess, B. Zumino, *Phys. Lett.* **66B**, 361 (1977); V. P. Akulov, D. V. Volkov, V. A. Soroka, *JETP Lett.* **22**, 187 (1975); L. Brink, M. Gell-Mann, P. Ramond, J. H. Schwarz, *Phys. Lett.* **74B**, 336 (1978); J. G. Taylor, King's College, London, preprint 1977 (nie publikowane); W. Siegel, Harvard University preprint HUTP-77/AO68, 1977 (nie publikowane); V. Ogievetsky E. Sokatchev, *Phys. Lett.* **79B**, 222 (1978); A. H. Chamseddine i P. C. West, *Nucl. Phys.* **B129**, 39 (1977); S. W. MacDowell F. Mansouri, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 739 (1977).
- [83] Abdus Salam, J. Strathdee, *Nucl. Phys.* **B79**, 477 (1974).

- [84] P. W. Fuller, J. A. Wheeler, *Phys. Rev.* **128**, 919 (1962); J. A. Wheeler, w *Relativity Groups and Topology*, Proceedings of the Les Houches Summer School 1963, Eds. B. S. DeWitt and C. M. DeWitt, Gordon and Breach, New York 1964.
- [85] S. W. Hawking, w *General Relativity: An Einstein Centenary Survey*, Cambridge University Press, 1979; Patrz również *Euclidean quantum gravity*, DAMTP, Univ. of Cambridge preprint, 1979; G. W. Gibbons, S. W. Hawking, M. J. Perry, *Nucl. Phys.* **B138**, 141 (1978); S. W. Hawking, *Phys. Rev. D* **18**, 1747 (1978).
- [86] M. F. Atiyah, I. M. Singer, *Bull. Am. Math. Soc.* **69**, 422 (1963).
- [87] E. Cremmer, B. Julia, J. Scherk, *Phys. Lett.* **76B**, 409 (1978); E. Cremmer, B. Julia, *Phys. Lett.* **80B**, 48 (1978); Ecole Normale Supérieure preprint, LPTENS 79/6, March 1979; Patrz również B. Julia, w Proceedings of the Second Marcel Grossmann Meeting, Trieste, lipiec 1979 (w przygotowaniu).
- [88] Yu. A. Bol'fand, E. P. Likhtman, *JETP Lett.* **13**, 323 (1971); D. V. Volkov, V. P. Akulov, *JETP Lett.* **16**, 438 (1972); J. Wess, B. Zumino, *Nucl. Phys.* **B70**, 39 (1974); Abdus Salam, J. Strathdee, *Nucl. Phys.* **B79**, 477 (1974); *ibid.* **B80**, 499 (1974); *Phys. Lett.* **51B**, 353 (1974); Artykuł przeglądowy, patrz Abdus Salam, J. Strathdee, *Fortschr. Phys.* **26**, 57 (1978).
- [89] A. D'Adda, M. Lüscher, P. Di Vecchia, *Nucl. Phys.* **B146**, 63 (1978).
- [90] E. Cremmer i in., *Nucl. Phys.* **B147**, 105 (1979); Patrz również S. Ferrara, w Proceedings of the Second Marcel Grossmann Meeting, Trieste, lipiec 1979 (w przygotowaniu) i podane tam referencje.
- [91] P. Fayet, *Phys. Lett.* **70B**, 461 (1977); *ibid.* **84B**, 421 (1979).
- [92] J. Scherk, Ecole Normale Supérieure preprint, LPTENS 79/17, September 1979.
- [93] J. C. Pati, Abdus Salam, *Phys. Rev.* **D10**, 275 (1974).
- [94] H. Georgi, Harvard University Report. No. HUTP-29/A013 (1979).
- [95] M. Gell-Mann (nie publikowane).
- [96] Patrz odnośnik [64] powyżej, jak również Q. Shafi i C. Wetterich, *Phys. Lett.* **85B**, 52 (1979).
- [97] J. Learned, F. Reines, A. Soni, *Phys. Lett.* **43**, 907 (1979).
- [98] J. C. Pati, Abdus Salam, J. Strathdee, *Nuovo Cimento* **26A**, 72 (1975); J. C. Pati, Proceedings Second Orbis Scientiae, Coral Gables, Florida 1975, Eds. A. Perlmutter and S. Widmayer, p. 253.

R Ó Ż N E

*Zbigniew Werner*Instytut Badań Jądrowych
Świerk**Perspektywy wykorzystania energii słonecznej w Polsce
na drodze bezpośredniej przemiany w energię elektryczną****Perspectives of Utilization of the Solar Energy in Poland by Its Direct Transformation
into the Electric Energy**

Abstract: Panel discussion on the perspectives of utilization of the solar energy in Poland by its direct transformation into the electric energy, organized in Warsaw on September 24, 1980, is shortly reported.

Kryzys energetyczny współczesnego świata oraz coraz powszechniejsza świadomość nieuchronności wyczerpania się ziemskich surowców energetycznych wywołuje rosnące zainteresowanie Słońcem — jedynym praktycznie niewyczerpalnym źródłem energii dla ludzkości.

Spośród wielu sposobów praktycznego wykorzystania energii słonecznej, pierwszoplanową rolę odgrywa niewątpliwie bezpośrednia przemiana jej w energię elektryczną w bateriach słonecznych wykorzystujących efekt fotowoltaiczny. Badania w tym kierunku rozwijają się na całym świecie niezwykle dynamicznie, a baterie słoneczne są coraz poważniej brane pod uwagę jako źródło energii elektrycznej, które pod koniec obecnego wieku i na początku przyszłego może w istotny sposób uzupełnić inne, eksploatowane dotychczas źródła.

Polskie Towarzystwo Fizyczne, wychodząc naprzeciw zainteresowaniom tą tematyką, wystąpiło z inicjatywą zorganizowania we współpracy z Instytutem Badań Jądrowych i Instytutem Fizyki PAN panelu dyskusyjnego poświęconego wykorzystaniu energii słonecznej w Polsce. Odbył się on w dniu 24 września 1980 r. w Warszawie w Instytucie Fizyki Doświadczalnej UW. W panelu wzięły udział następujące, imiennie zaproszone osoby: prof. Julian Auleytner (IF PAN), dr Eugeniusz Bandura (ZFCS PAN, Zabrze), dr inż. Jerzy Chmielewski (MEiEA), dr Alfred Fiderkiewicz (MEiEA), doc. Robert Gałązka (IF PAN), dr Małgorzata Górską (IF PAN), doc. Waław Jakubowski (IF PAN), prof. Jerzy Krzyżanowski (IMP PAN, Gdańsk), prof. Czesław Mejro, doc. Andrzej Opanowicz (IF PŁ), dr hab. Jerzy Piekoszewski (IBJ, Świerk), prof. Henryk Rzewuski (IBJ, Świerk), prof. Leonard Sosnowski (IFD UW i IF PAN), doc. Rajmund Trykozko (IF PAN), prof. Wiesław Wardzyński (IF PAN), dr hab. Zbigniew Werner (IBJ, Świerk), prof. Zdzi-

sław Wilhelmi (IFD UW), prof. Witold Źdanowicz (ZFCS PAN, Zabrze). Obradom przewodniczył prof. Henryk Rzewuski.

Celem panelu było przedyskutowanie polskich perspektyw wykorzystania energii słonecznej na drodze bezpośredniej przemiany jej w energię elektryczną. Program panelu podzielony został na 4 sesje, dla których organizatorzy zaproponowali następującą tematykę: Sesja I – Potrzeba wprowadzenia energetyki słonecznej w Polsce, Sesja II – Problematyka badań fotowoltaicznych, Sesja III – Kierunki rozwoju prac o tematyce fotowoltaicznej w Polsce, Sesja IV – Opracowanie wniosków panelu.

Rzeczywisty przebieg dyskusji nie odzwierciedlał dokładnie przygotowanego programu. Pewne problemy zostały zaledwie dotknięte, niektóre nie znalazły w ogóle oddźwięku w głosach dyskutantów, inne za to zostały potraktowane znacznie szerzej niż by na to wskazywało ich miejsce w programie.

W pierwszej sesji na uwagę zasługiwało wystąpienie prof. Mejro, który w dość ciemnych barwach przedstawił perspektywy rozwoju polskiej energetyki, zarówno konwencjonalnej jak i jądrowej, i to nie tylko w perspektywie 20–30 lat, którą musimy brać pod uwagę rozpatrując potencjalne wykorzystanie energii słonecznej, ale nawet w najbliższej przyszłości. Barierami ograniczającymi rozwój energetyki konwencjonalnej jest brak chętnych do pracy w górnictwie, postulaty skracania czasu pracy i ogromna materiało- i energochłonność procesu wydobycia węgla. Z kolei, rozwój energetyki jądrowej zagrożony jest brakiem materiałów konstrukcyjnych o odpowiednio wysokiej jakości. Prof. Mejro wskazał również na trudności związane z masową produkcją energii elektrycznej z baterii słonecznych, wywołane nierozwiązanymi dotychczas zadowalająco problemami magazynowania tej energii oraz wysoką energochłonnością stosowanych obecnie technologii wytwarzania baterii słonecznych.

Replikując, dr Piekoszewski przedstawił ogromny postęp, jaki dokonuje się obecnie właśnie w dziedzinie energochłonności procesu wytwarzania baterii, wskazując, że nowe technologie są w stanie zredukować energochłonność tego procesu o całe rzędy wielkości.

W czasie trwania drugiej sesji bardzo cenne było wystąpienie prof. Źdanowicza, który przedstawił pionierskie osiągnięcia Zakładu Fizyki Ciała Stałego w Zabrzu w zakresie technologii krzemowych baterii słonecznych oraz stan rozwoju badań nad urządzeniami fotowoltaicznymi w Polsce i w krajach RWPG. Z wypowiedzi prof. Źdanowicza oraz przedstawicieli innych ośrodków krajowych wynika, że badania takie prowadzone są w kilku miejscach, obejmują zarówno badania podstawowe jak i zmierzające do praktycznych zastosowań, a dotyczą szerokiej gamy materiałów fotowoltaicznych od krzemu do złożonych półprzewodników wieloskładnikowych. Jednakże środki finansowe kierowane obecnie na te badania są bardzo skromne.

Trzecia sesja poświęcona była przedyskutowaniu kierunków dalszego rozwoju badań i prac fotowoltaicznych w Polsce. Na uwagę zasługuje tu program, przedstawiony przez dr Piekoszewskiego, który projektuje się realizować w Instytucie Badań Jądrowych w okresie najbliższych 5 lat*. Program ten przewiduje prace nad najnowocześniejszymi i najbardziej

* W maju 1981 r. decyzją Dyrekcji Instytutu Badań Jądrowych w Świerku powstała Pracownia Materiałów Fotowoltaicznych, kierowana przez doc. dr. hab. Jerzego Piekoszewskiego. Będzie ona prowadziła badania nad nowoczesnymi metodami wytwarzania baterii fotowoltaicznych w aspekcie przyszłych zastosowań energetycznych.

energooszczędnymi technikami wytwarzania złącz fotowoltaicznych na krzemie, wytwarzanymi różnymi nowoczesnymi metodami. Chodzi tu o takie technologie jak implantacja jonów i formowanie złącz przy pomocy impulsowanej wiązki elektronów. Metody te roszą w tej chwili największe nadzieje z punktu widzenia możliwości masowej produkcji krzemowych baterii słonecznych. Program ten, zdaniem dr Piekoszewskiego, w powiązaniu z programem Zakładu Fizyki Ciała Stałego — Zabrze wydaje się wskazywać w tej chwili najkrótszą drogę do osiągnięcia progu technologicznej dojrzałości krajowych baterii słonecznych.

Przedstawiciele Instytutu Fizyki PAN, Politechniki Warszawskiej i Politechniki Łódzkiej przedstawili interesujące programy prac nad innymi, perspektywicznymi materiałami fotowoltaicznymi, przede wszystkim w postaci cienkowarstwowej, podkreślając w swoich wypowiedziach konieczność dalszych badań podstawowych w tej dziedzinie z uwagi na ogromne potencjalne możliwości otrzymania na bazie tych materiałów wysokosprawnych i tanich baterii słonecznych.

Ostatnia sesja poświęcona była opracowaniu wniosków Panelu. Po długiej i niezwykle ożywionej dyskusji uczestnicy Panelu sformułowali je następująco:

1. Konwersja energii słonecznej w energię elektryczną na drodze bezpośredniej przemiany w fotowoltaicznych bateriach krzemowych stanowi obecnie najbardziej obiecujący kierunek prac nad wykorzystaniem energii słonecznej.

2. Ocena stanu zaawansowania w świecie prac nad technologią wytwarzania krzemowych baterii słonecznych, umożliwiających opłacalną ekonomicznie produkcję energii elektrycznej w warunkach naziemnych wykazuje, że w okresie najbliższych 5–10 lat można oczekiwać osiągnięcia progu opłacalności masowej produkcji energii elektrycznej tą metodą.

3. Osiągnięcie tego celu da początek szybkiemu rozwojowi tej gałęzi techniki przynoszącej ogromne korzyści ekonomiczne i społeczne krajom, które ją opanowały, w postaci złagodzenia trudności surowcowych przy wytwarzaniu energii elektrycznej, zmniejszenia strat ekologicznych oraz eksportu technologii słonecznej do krajów rozwijających się.

4. W związku z powyższym uczestnicy Panelu uważają, że wobec szybkiego postępu w dziedzinie technologii słonecznych materiałów fotowoltaicznych należy zintensyfikować badania w tym kierunku w Polsce. Badania te winny obejmować:

— prace nad technologią krzemu i baterii krzemowych;

— badania podstawowe nad innymi półprzewodnikami, interesującymi z punktu widzenia wytwarzania baterii słonecznych.

5. Celem tych badań powinno być opanowanie wiodących technologii wytwarzania elementów fotowoltaicznych i ich systemów oraz przygotowanie zespołu specjalistów-praktyków, którzy stanowiliby załazek kadry przemysłu materiałów fotowoltaicznych i energetyki słonecznej. Jednym z celów tych badań byłoby także przeprowadzenie analizy techniczno-ekonomicznej warunków rozwoju tego przemysłu.

6. Ponadto postuluje się, aby:

a) tematyka energetyki słonecznej była szerzej popularyzowana zarówno na łamach czasopism techniczno-naukowych, jak również przez wydawnictwa naukowe i popularno-naukowe,

b) problematyka energetyki słonecznej została wprowadzona do programów nauczania na wyższych uczelniach,

c) organizować periodycznie spotkania poświęcone energetyce słonecznej w następnych latach.

Tak sformułowane wnioski Panelu zostały rozesłane do instytucji i resortów kształtujących politykę naukowo-techniczną w Polsce, a więc do Polskiej Akademii Nauk, Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego, Ministerstwa Energetyki i Energii Atomowej, Wydziału Nauki KC PZPR, Kierownictwa programu rządowego PR-8 oraz do wydawnictw naukowych, technicznych i popularnonaukowych.

Panel dyskusyjny był pierwszym spotkaniem tego typu poświęconym perspektywom energetyki w Polsce. Wykazał on, że istnieje w kraju grupa pracowników nauki zajmujących się tematyką fotowoltaicznych baterii słonecznych i liczne grono sympatyków tej dziedziny doceniających potrzebę i wagę prowadzonych prac. Badania obejmują szereg tematów od prac o charakterze czysto poznawczym i podstawowym do prac zmierzających do opracowania technologii możliwych do wykorzystania w praktyce.

Środki finansowe kierowane na badania baterii słonecznych są aktualnie niewielkie, ale opierając się na analogiach z rozwojem tej dziedziny w innych krajach należy oczekiwać, że zaczną one szybko wzrastać w miarę postępów technologii wytwarzania baterii słonecznych i urealniania się perspektywy ich praktycznych zastosowań. Należy również oczekiwać, że ze względu na atrakcyjność i aktualność celów do jakich zmierzają te badania, będą one przyciągać coraz liczniejsze grono pracowników nauki i praktyków.

NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW

Jay N. Marx, David R. Nygren

Lawrence Berkeley Laboratory
University of California
Berkeley, California, USA

Komora projekcji czasowej *

The Time Projection Chamber

Abstract: By combining the particle-identification function in the same detector volume as the tracking and momentum-measurement functions, this device achieves substantial reduction in overall size.

Postęp w fizyce eksperymentalnej wysokich energii jest w praktyce ograniczony przez dwa komplementarne aspekty: dostępne rodzaje wiązek cząstek z użytecznymi natężeniami i energiami oraz charakterystyki dostępnych technik doświadczalnych do pomiaru informacji o zderzeniach będących przedmiotem zainteresowania i ich kolejnych produktów reakcji. Co jest najbardziej imponujące, postępy w projektowaniu akceleratorów na przestrzeni trzech ostatnich dekad doprowadziły do wzrostu energii wiązek o ponad trzy rzędy wielkości, a pojawienie się urządzeń z wiązkami przeciwbieżnymi przyniosło porównywalny wzrost energii dostępnej w układzie środka masy. Rozmaitość użytecznych rodzajów wiązek zwiększyła się i objęła w zasadzie wszystkie znane cząstki o czasach życia większych niż 10^{-11} s.

Z drugiej strony, liczba ważnych dobrze rozwiniętych podstawowych technik detekcji cząstek i pomiarów pozostała ograniczona. Oprócz urządzeń o ciągłej czułości — takich jak emulsje fotograficzne, liczniki Czerenkowa, liczniki scyntylacyjne, drutowe detektory dryfowo-proporcjonalne, w połączeniu z urządzeniami wyzwalanymi takimi jak komory pęcherzykowe, iskrowe czy strimerowe, praktycznie wyczerpują listę powszechnie stosowanych technik.

Wyzwanie postawione przez ten kontrastujący stan rozwoju jest szczególnie widoczne w projektowaniu eksperymentów dla najnowszej generacji urządzeń z przeciwbieżnymi wiązkami elektron-pozyton takich jak PEP czy PETRA (PEP, budowany w SLAC-u przez ośrodki Stanford i Lawrence Berkeley Laboratory, oznacza „Projekt Elektronowo-Pozytonowy”. PETRA, skonstruowana w Hamburgu, oznacza „Pozytonowo-Elektro-

* Artykuł opublikowany w *Physics Today* 31, 46 (1978) został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy [Translated with permission, Copyright © 1978 by the American Institute of Physics](Przyp. Red.).

nowy Tandemowy Pierścień Akceleracyjny". Obie te maszyny będą dawać energię ponad 30 GeV w układzie środka masy).

W urządzeniach tych pojedyncze interesujące zderzenie może produkować rzędu dwudziestu cząstek naładowanych i neutralnych z dużą różnorodnością interesujących (i prawdopodobnie nowych!) liczb kwantowych. By pogłębić tę trudność, oczekuje się że rozkład torów cząstek uśredniony po wielu przypadkach będzie prawie izotropowy, lecz w obrębie pojedynczego przypadku tory mogą skupiać się razem w wyraźną strukturę „strumieniową”. Ta sytuacja przekłada się na zestaw niezwykle trudnych i sprzecznych żądań stawianych osiągom detektorów i okazuje się, że nie istnieje całkowicie zadowalające rozwiązanie tych żądań poprzez konwencjonalne techniki. Wynikająca stąd frustracja była źródłem idei prowadzących do koncepcji Komory Projektacji Czasowej.

Koncepcja ta, zwana dla wygody TPC (od pierwszych liter nazwy angielskiej *Time Projection Chamber* — przyp. tłum.), oparta jest na niespotykanej zwykle równoległej orientacji dryfowych pól elektrycznych i pól magnetycznych; stanowi to nowe podejście, które jednocześnie daje lepsze rozpoznawanie konfiguracji torów, identyfikowanie cząstek, rekonstruowanie torów i pomiaru pędów, a wszystko to we względnie zwartej objętości. Dostarczając dane przestrzenne o istotnie trójwymiarowej jakości i aż do 200 punktów na tor, osiągnięto nowy poziom zdolności wyszukiwania torów. Podstawowe nowe urządzenie dla PEPu oparte na koncepcji TPC, obecnie konstruowane, planuje się uruchomić w połowie roku 1980¹. Mały prototyp komory działał na wiązce cząstek naładowanych przez ubiegłe 10 lat i wykazał się osiąganymi w zgodzie z oczekiwaniami (rys. 1).

PEP i fizyka z nim związana

Główną częścią PEP-u jest pojedynczy pierścień magnesów otaczających wysoko-próżniową komorę, w której w przeciwnych kierunkach krążą elektrony i pozytony. Oddziaływanie krążących wiązek z prowadzącymi polami magnetycznymi prowadzi do obfitej produkcji promieniowania synchrotronowego, co wymaga kilku megawatów mocy przyspieszania w zakresie częstotliwości radiowej dla podtrzymania krążenia wiązek. Każda z wiązek jest sformowana w trzy bardzo krótkie paczki ustalone systemem przyspieszania rf, tak że zderzenia wiązka-wiązka zachodzą tylko w sześciu równoodległych „obszarach przecięć” rozmieszczonych wzdłuż pierścienia. Sam pierścień magnesu podzielony jest na sześć odchylających łuków połączonych długimi prostymi odcinkami przechodzącymi przez obszary oddziaływania. Nadaje to pierścieniowi zaokrąglony heksagonalny kształt o całkowitej długości obwodu 2160 metrów. W konsekwencji, paczki cząstek przechodzą przez siebie co każde 2,4 mikrosekundy.

Częstości występowania interesujących zdarzeń są jednak całkiem małe. Podstawowe zainteresowanie fizyczne będzie przypuszczalnie dotyczyło reakcji anihilacji elektron-pozyton przebiegającej za pośrednictwem pojedynczego wirtualnego fotonu o dużej masie. W tym przypadku cała energia w układzie środka masy zamienia się w różnorodne stany końcowe, ograniczone tylko przez prawa zachowania rządzące oddziaływaniami z fotonem jako stanem pośrednim. Aby dać pewne pojęcie o częstości reakcji: liczba przypadków

¹ Trudności techniczne, jakie napotkano przy konstruowaniu TPC, spowodowały pewne opóźnienia prac i TPC będzie prawdopodobnie gotowe w 1981 r. (Przyp. tłum.).

$e^+ + e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ na godzinę, przy maksymalnej świetlności (intensywności wiązek w obszarach przecięć – przyp. tłum.), wynosi tylko 30. Ten przykład uwydatnia jedną własność o kapitalnym znaczeniu wymaganą od każdego detektora dla akceleratora PEP czy PETRA: czułość w zakresie prawie całego kąta bryłowego 4π . Należy uczynić wszystko dla detekcji i pomiaru wszystkich interesujących zdarzeń.

Badanie produkcji par mionowych przy energiach PEP jest szczególnie interesujące nie tylko ze względu na dokładne sprawdzenie elektrodynamiki kwantowej, lecz ze względu na możliwość obserwacji mierzalnych efektów powstających w wyniku interferencji amplitudy anihilacji jednofotonowej z amplitudą słabego prądu neutralnego związanego z proponowanym neutralnym bozonem Z^0 . Te obserwowalne efekty mogłyby zawierać łamanie parzystości i niezmienniczości względem sprzężenia ładunkowego ujawniane w asymetrii przód–tył rozkładu kąтового względem kierunku wiązki. W celu przetestowania modelowych zależności unifikujących teorii oddziaływań elektromagnetyczno-słabych, wymagana jest statystyczna dokładność 2% [1].

Oczekuje się, że także produkcja hadronów przy energiach dostępnych w PEP dostarczy bardzo interesujących danych. W procesie anihilacji jednofotonowej, jak się uważa, hadrony wytwarzane są poprzez produkcję par kwark – antykwark. W tym słabo zrozumianym modelu, kwark i antykwark materializują się następnie każdy jako strumień hadronów niosących pęd i liczby kwantowe pierwotnego kwarka. Przekrój czynny na produkcję hadronów jest w tym modelu powiązany z przekrojem czynnym na produkcję par mionowych w szczególnie prosty sposób. Mianowicie założenie, że kwarki reagują na oddziaływanie elektromagnetyczne jak punktowe fermiony różniące się od mionów ładunkiem i masą, prowadzi do następującego wyniku przy wysokich energiach. Niech R będzie stosunkiem całkowitego przekroju czynnego na produkcję hadronów do całkowitego przekroju czynnego na produkcję par mionowych. Wówczas R jest równe sumie kwadratów ładunków wszystkich rodzajów kwarków mogących uczestniczyć w procesie. Gdy wzrasta energia układu elektron – pozyton, nowe progi energetyczne mogą być przekroczone pozwalając na wkład nowych typów kwarków i prowadząc do znacznej zmiany w stosunku R . Tak więc już sam pomiar R daje niezwykle użyteczny wgląd w podstawowe składniki materii [2]. Staranny pomiar R przy energiach PEP będzie miał wysoki priorytet, lecz nałoży to surowe wymagania co do zdolności detektora rejestrowania i mierzenia końcowych stanów hadronowych o dużej różnorodności. Jeśli ekstrapolować dane SPEAR do energii PEP, to oczekuje się wartości R pomiędzy 5 i 10. Dlatego liczba przypadków hadronowych na godzinę może być w zakresie 150–300.

Ekstrapolacja danych z niższych energii wskazuje także, że średnio będzie produkowanych około 15 cząstek, w tym około połowa neutralnych, a struktura strumieniowa będzie dominującą cechą przypadków. Oczekuje się, że osie strumieni będą rozłożone w przestrzeni prawie izotropowo. Identyfikacja rodzajów cząstek wewnątrz strumieni jest szczególnie ważna w naszych usiłowaniach oddzielenia pierwotnych procesów produkcji od rozpadów bardzo krótkożytych stanów prowadzących z kolei do obserwowanych cząstek długożytych.

Zadania detekcji i szczegółowego pomiaru tych strumieni hadronowych stawiają najpoważniejsze wyzwanie dla projektowania eksperymentów przy akceleratorze PEP. Idealny system detekcji powinien być zdolny do obserwacji przypadków w prawie pełnym kącie

bryłowym 4π z bardzo dużą efektywnością, powinien mierzyć dokładnie pędy co najmniej połowy tuzina cząstek zgrupowanych blisko w przestrzeni, identyfikować każdą cząstkę składającą się na strumień hadronowy, mierzyć dokładnie energie i kierunki wszystkich wyemitowanych fotonów, a przy tym wykazywać nieczułość na nieinteresujące tło, które może być o wiele rzędów wielkości obfitsze.

Problemy podejścia konwencjonalnego

W usiłowaniu znalezienia konwencjonalnego rozwiązania tych wszystkich problemów eksperymentalnych, szereg czynników łączy się uniemożliwiając uzyskanie atrakcyjnego rozwiązania: — Zwykły solenoidalny spektrometr magnetyczny z polem około 0,5 tesli wymagałby długości torów około 1,5 m dla dobrego pomiaru pędów. Dla uniknięcia generacji olbrzymiego tła pochodzącego z promieniowania synchrotronowego, pole magnetyczne musi być skierowane równoległe do kierunku wiązki. Układ komór iskrowych lub dryfowych mógłby służyć do pomiaru torów lecz nie do identyfikacji cząstek.

— Jeśli przewiduje się identyfikację cząstek naładowanych w przedziale pędów interesujących w PEP przy użyciu licznika Czerenkowa i/lub metodą czasu przelotu, to wówczas detektor o bardzo dużych rozmiarach jest nie do uniknięcia. Jest tak ponieważ wymagałoby to wielu warstw liczników Czerenkowa i długich dróg przelotu. Dodatkowy promień (układu detekcyjnego — przyp. tłum.) potrzebny do tych celów wyniósłby około 3 m. Ponieważ cząstki muszą przechodzić przez zwojnice magnesu, związane z tym oddziaływanie obniżają jakość identyfikacji przez detektory umieszczone poza magnesem.

— By detekcja fotonów była efektywna, system detekcji musi opierać się na całkowitej absorpcji poprzez rozwój lawiny w ośrodku o dużym Z , takim jak ołów. Ze względu na silne rozpraszanie i pochłanianie cząstek naładowanych przechodzących przez ołów, system detekcji fotonów musi koniecznie znajdować się poza układem identyfikacji cząstek. Tak więc system detekcji fotonów wymagałby pokrycia olbrzymiej powierzchni licznymi wielotonowymi, wielowarstwowymi urządzeniami mierzącymi lawiny.

— Ważne zadanie odróżniania mionów od pionów i innych hadronów musi być realizowane nawet poza układem detekcji fotonów, ponieważ miony najlepiej są identyfikowane poprzez ich unikalną zdolność penetracji. W praktyce detekcję mionów przeprowadza się przez absorbowanie wszystkich innych cząstek naładowanych w warstwie stali o grubości ok. 1 m i przypisywanie wychodzących torów mionom. Tak więc zewnętrzna warstwa detektora w tym podejściu byłaby powłoką stali o średnicy około 10 m, pokrytą detektorami śladowymi. Całkowity ciężar układu detekcyjnego wyniósłby ok. 3000 ton, głównie ze względu na detektor mionowy.

— By uporać się z rekonstrukcją torów oraz identyfikacją cząstek naładowanych przy oczekiwanej strukturze strumieniowej cząstek, systemy fotonowy i mionowy powinny odznaczać się wysokim stopniem segmentacji w kącie bryłowym, by nakładanie się torów i wynikające stąd wieloznaczności mogły być zminimalizowane. Badania typu Monte Carlo wskazują, że potrzeba by kilkuset indywidualnych komórek w liczniku Czerenkowa. Co więcej, cząstki o małym pędzie zamknięte polem magnetycznym solenoidu w obszarze pomiaru torów stwarzają poważne problemy w rozpoznawaniu konfiguracji oddziaływań.

Ten fikcyjny detektor przedstawiony schematycznie byłby zbyt ciężki i kosztowny by mógł przeżyć rygory konkurencji w procesie zatwierdzania, lecz służy do zilustrowania tego, dlaczego nowe i ambitne podejście może być pożądaną, jeśli niesie obietnicę otrzymania potrzebnych osiągnięć przy dającej się zaakceptować cenie.

TPC: koncepcja i jej ewolucja

Nasza powyższa dyskusja sugeruje, że jeśli funkcja identyfikacji cząstek mogłaby zostać sprzężona z funkcjami rekonstrukcji torów i pomiaru pędów w tej samej objętości detekcyjnej, to zrealizowano by istotną redukcję ogólnych rozmiarów detektora. To z kolei zmniejszyłoby koszt i złożoność mechaniczną układu w znacznym stopniu. Funkcje rekonstrukcji torów i pomiaru pędów zależą ostatecznie od procesów, w których cząstki naładowane tracą energię w ośrodku; zbadajmy więc to zjawisko, by zobaczyć czy można stąd otrzymać informację użyteczną do identyfikacji cząstek. W szczególności pragniemy zbadać straty energii w bardzo cienkich próbkach gazu, na przykład grubości 1 cm w normalnych warunkach ciśnienia i temperatury, ponieważ odpowiada to typowemu obszarowi czułości drutowej komory proporcjonalnej bądź dryfowej.

Najbardziej prawdopodobna strata energii w mieszaninie argon-metan w funkcji pędu dla różnych interesujących cząstek pokazana jest na rys. 2. Rodzina krzywych reprezentuje pojedyncze wyrażenie, w którym straty energii zależą jedynie od grubości próbki i jej składu oraz od ładunku cząstki i jej prędkości [3]. Okazuje się, że z wyjątkiem kłopotliwych punktów przecięć krzywych pomiar gęstości jonizacji daje potencjalnie użyteczny sposób rozróżniania cząstek z tymi samymi pędami lecz różnymi prędkościami. Z rys. 2 wynika jasno, że potrzebny jest pomiar pędu i jonizacji o wysokiej precyzji, by zminimalizować obszary niejednoznaczności przy punktach przecięć krzywych.

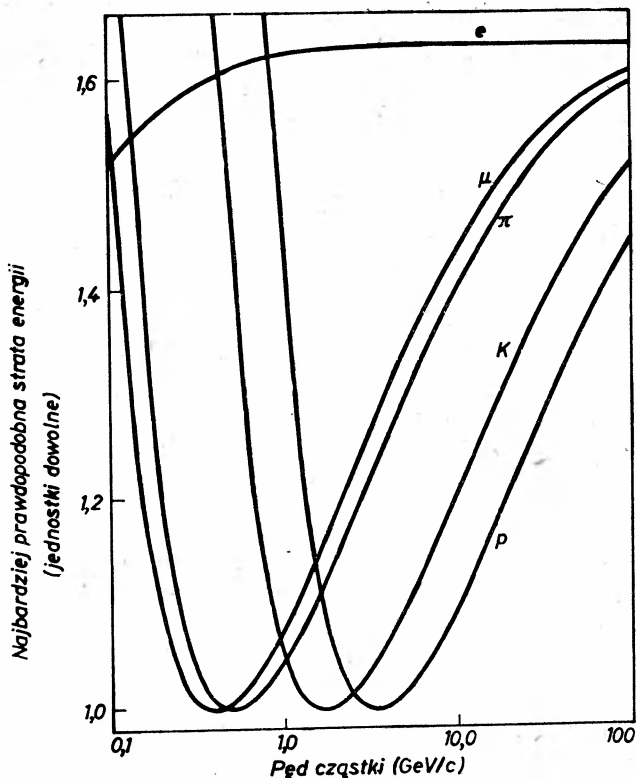
Wzór reprezentowany na rys. 2 jest współczesną wersją formuły Bethe-Blocha i dla naszych celów może być podzielony na trzy interesujące zakresy prędkości:

– obszar nierelatywistyczny, $\beta\gamma \leq 2$, gdzie dominująca zależność wyrażenia jest jak odwrotność kwadratu β ($\beta = v/c$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, c – prędkość światła w próżni). Czułość tutaj jest oczywiście duża, co czyni identyfikację cząstek względnie łatwą;

– obszar relatywistyczny, $2 \leq \beta\gamma \leq 100$, gdzie gęstość jonizacji zamiast maleć przechodzi przez minimum i następnie rośnie jak logarytm $\beta\gamma$ w wyniku relatywistycznej kompresji pola elektrycznego cząstki. Oczekuje się, że szczególnie interesujące cząstki takie jak kaony i protony często będą produkowane w PEP w tym zakresie $\beta\gamma$, co jest argumentem za tym, by gęstość jonizacji mierzyć co najmniej ze zdolnością rozdzielczą 3% średniej wartości kwadratowej;

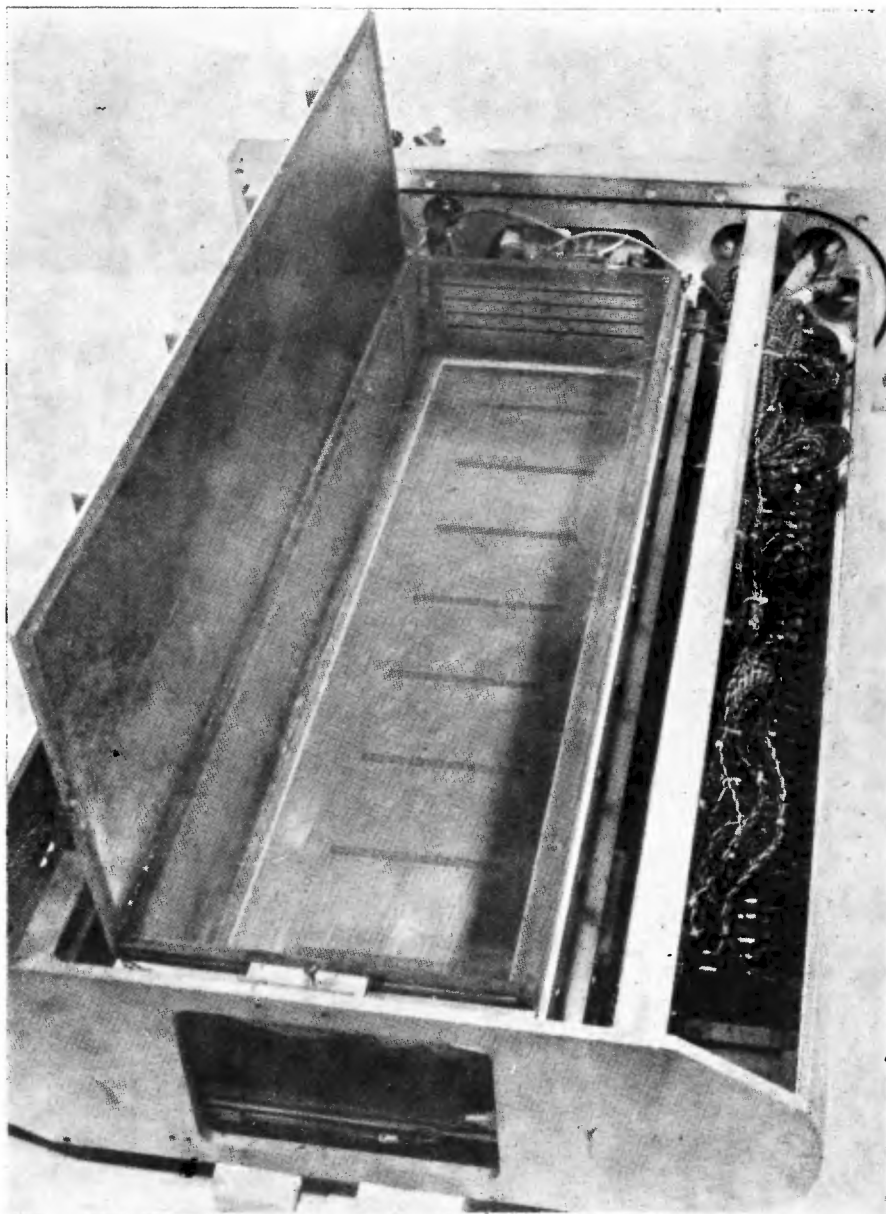
– obszar ultrarelatywistyczny, $\beta\gamma \gg 100$, charakteryzujący się stopniowym ustalaniem (gęstości jonizacji – przyp. tłum.) w związku z rosnącymi efektami polaryzacji ośrodka przez relatywistycznie ściśnięte pole elektryczne. Oczekuje się, że w PEP tylko elektrony będą znajdować się w tym obszarze. Wartość $\beta\gamma$ odpowiadająca początkowi wyrównywania się do „plateau Fermiego” zależy od gęstości i polaryzowalności ośrodka, tak że tylko gazy wykazują znaczący wzrost powyżej minimum z okolic $\beta\gamma = 3,3$.

Jak dobrze można mierzyć najbardziej prawdopodobną stratę energii? Lub lepiej, jaka jest optymalna droga uzyskiwania informacji o prędkości z obserwowanej straty

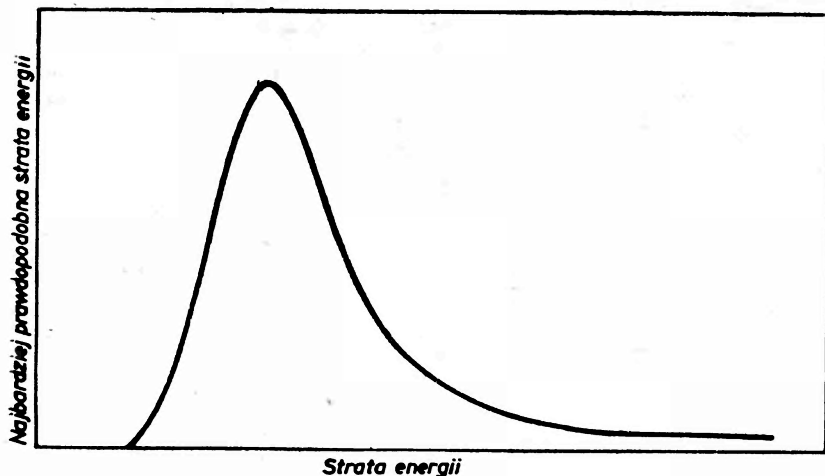


Rys. 2. Najbardziej prawdopodobna strata energii dla różnych rodzajów cząstek w warstwie grubości 1 cm dla mieszaniny 80% argonu i 20% metanu w warunkach standardowego ciśnienia i temperatury. Zwracamy uwagę czytelnika na przesunięcie zera układu współrzędnych. Strata energii w minimum odpowiada 6 keV

energii? Rozkład strat energii cząstek przechodzących przez $5,85 \text{ mg/cm}^2$ mieszaniny argon-metan pokazany jest na rys. 3, tak jak go zmierzono w prototypowej komorze projekcji czasowej. Charakterystyczna asymetria, rozciągnięcie w kierunku dużych strat energii, jest cechą dobrze znaną eksperymentatorom fizyki wysokich energii, nawet tym pracującym zwykle z grubszyimi absorbentami takimi jak plastikowy scyntylator. Ten „ogon Landaua” jest wynikiem bardzo szerokiego widma $1/E^2$ wybijanych elektronów, produkowanych w sporadycznych bliskich zderzeniach z elektronami atomów. Silnie niegaussowski charakter tego widma powoduje słabą zależność od grubości, tak że zdolność rozdzielcza otrzymywana z grubym absorbentem nie jest wiele lepsza od uzyskiwanej z dużo cieńszym pochłaniaczem. Na odwrót, zdolność rozdzielcza otrzymywana w układzie z wieloma cienkimi absorbentami może być lepsza niż uzyskana z pojedynczym pochłaniaczem o identycznej całkowitej grubości, pod warunkiem wyeliminowania z danych przypadkowych fluktuacji dużych strat energii [4]. Załóżmy na przykład, że cząstka przechodzi przez 200 pojedynczych komór proporcjonalnych, a powstały zbiór impulsów porządkujemy według wielkości amplitud. Weźmy średnią, powiedzmy ze stu najniższych impulsów, i porównajmy wartości średnich po wykonaniu dalszych pomiarów z identycznymi cząstkami. Wówczas



Rys. 1. Prototyp Komory Projektacji Czasowej. Zdjęcie przedstawia osiem rzędów segmentów katodowych $8\text{ mm} \times 8\text{ mm}$, które dostarczają informacji o torach cząstek. 192 proporcjonalne druty czynne są równoległe do rzędów segmentów katodowych. Elektrony jonizacji pozostawione przez przechodzące cząstki dryfują prostopadle do płaszczyzny katodowej pod wpływem jednorodnego pola elektrycznego. Całkowita długość obszaru aktywnego wynosi $76,8\text{ cm}$. Prototyp ten zawiera większość projektowanych cech konstrukcyjnych komory TPC



Rys. 3. Rozkład prawdopodobieństwa strat energii pionów o pędzie $1,8 \text{ GeV}/c$ w warstwie o grubości 4 mm mieszaniny 80% argonu i 20% metanu pod ciśnieniem 10 atmosfer. Najbardziej prawdopodobna strata energii wynosi w przybliżeniu $6,7 \text{ keV}$. „Ogon Landaua” tego rozkładu rozciąga się do 157 MeV , granicy kinematycznej na produkcję wybijanych elektronów. Rozkład otrzymano przy użyciu prototypu TPC

zdolność rozdzielcza otrzymana w tej metodzie obciętej wartości średniej jest znacznie lepsza, pewnie o czynnik 3 , aniżeli wtedy gdy bierzemy średnią z całego zespołu wartości. Ponadto zdolność rozdzielcza jest względnie nieczuła na procent uwzględnionych danych w zakresie od 30% do 70% . Przepis na konstrukcję detektora jest jasny: weź dostatecznie dużo gazu i podziel jonizację na dostatecznie wiele porcji tak, by osiągnąć średnią wartość kwadratową zdolności rozdzielczej co najmniej 3% .

Dokładne badanie tego zagadnienia wykazuje, że w typowym gazie w warunkach normalnych potrzebne są tory długości od 4 do 8 metrów i powinno się pobierać co najmniej 100 próbek jonizacji. To zdawałoby się rzucać niedobre światło na całe podejście, lecz inaczej niż w technice liczników Czerenkowa czy technice czasu przelotu gaz daje się łatwo sprężyć. Jednakże poza bezpośrednim mechanicznym problemem powłoki zbiornika, sprężenie gazu o czynnik 10 dla uzyskania rozsądnych rozmiarów detektora pociąga za sobą niepożądaną konsekwencję polegającą na tym, że gęstość jonizacji osiąga swoją wartość asymptotyczną przy niższych wartościach $\beta\gamma$, redukując tym samym całkowity wzrost pokazany na rys. 2 o około 33% . Niemniej ta technika wydaje się na tyle zachęcająca, że obecnie rozważamy zagadnienie, jaki rodzaj geometrii detektora powinien być zastosowany by otrzymać wymagane próbkowanie jonizacji. Zagadnienie to musi być jednak rozpatrywane równoległe z problemem opisanym wcześniej – jak można otrzymać informację przestrzenną wystarczająco wysokiej jakości dla rekonstrukcji wszystkich torów, nawet w obrębie strumieni (cząstek – przyp. tłum.).

Startując z nieuniknionym solenoidalnym polem magnetycznym równoległym do kierunku wiązki, rozwinęliśmy i oceniliśmy wiele wariantów konwencjonalnych technik instrumentacyjnych. Zawierały one zazwyczaj olbrzymie liczby komór dryfowych o drutach równoległych do pola magnetycznego dla dokładnego pomiaru krzywizny toru i dla

otrzymania niezbędnej liczby próbek dla informacji jonizacyjnej. Nie znaleziono żadnego dogodnego sposobu otrzymywania dobrej informacji przestrzennej dla współrzędnej podłużnej – to znaczy miejsca przecięcia toru wzdłuż drutu. Co więcej, ponieważ elektryczne pole dryfu było prostopadłe do pola magnetycznego, siły $E \times B$ poważnie zmieniały prędkość dryfu elektronów i jej kierunek w gazie, komplikując związek pomiędzy czasem dryfu i położeniem toru.

„No dobrze, a co by się stało, gdyby kierunek elektrycznego pola dryfu obrócić tak, by stał się równoległy do pola magnetycznego?” To proste pytanie postawione przez jednego z nas (Nygrena), gdy koniec klasycznej drogi wydawał się nieuchronny, natychmiast doprowadziło do licznych nowych rozwiązań, których kulminacją było sformułowanie koncepcji komory projekcji czasowej [5].

Jeśli pola magnetyczne i elektryczne dryfowe są dokładnie równoległe, to brak sił $E \times B$ zachęca do rozważenia bardzo długich dróg dryfu elektronów jonizacji, takich jak metr lub więcej. Praktyczna granica będzie jednak wyznaczona przez całkowite napięcie potrzebne do generacji pola dryfu na dużych odległościach. Przebadań możliwych gazów pokazało, że mieszanina argon – metan odznacza się wyjątkowo wysoką ruchliwością elektronów dając w wyniku najniższe wymagane napięcie całkowite dla danej prędkości dryfu. Wychwył elektronów przez elektroujemne molekuly na długich odcinkach dryfu jest innym możliwym ograniczeniem, lecz tu najbardziej pospolite problemy, zanieczyszczenia tlenem i wodą, dają się łatwo usunąć z argonu i metanu przy użyciu dostępnych w handlu puryfikatorów. Ostateczna górna granica długości dryfu będzie określona przez degradację informacji o torze w wyniku dyfuzji elektronów jonizacji w trakcie ich dryfu przez gaz. Dyfuzja rośnie tylko jak kwadrat długości dryfu i szybko zorientowano się, że jest znacznie zmniejszona w obecności pola magnetycznego. To zjawisko spiralnego uwięzienia, znane od dziesiątków lat wszystkim pracującym w zakresie elektroniki gazowej, nie było docenione przez społeczność fizyków wysokich energii jako potencjalnie użyteczny efekt [6]. Dyfuzja równoległa do kierunku pola nie jest modyfikowana obecnością pola magnetycznego, lecz wymagania co do zdolności rozdzielczej w tym kierunku są dość umiarkowane.

Podjęto eksperymentalne badania [7] różnych mieszanin argonu i metanu celem ilościowego pomiaru dyfuzji prostopadłej do kierunku pola dryfu z i bez równoległego pola magnetycznego. Wyniki uzyskane przy ciśnieniu bliskim atmosferycznemu wykazały, że stosunek rozmiaru dyfuzji z i bez pola magnetycznego może być nawet tak mały jak 0,1 w warunkach odpowiednich dla fizyki wysokich energii. Zarówno uwięzienie spiralne jak i wysoka ruchliwość elektronów są cennymi konsekwencjami efektu Ramsauera–Townsenda w argonie. To czysto kwantowo-mechaniczne zjawisko interferencyjne prowadzi do bardzo głębokiego minimum w przekroju czynnym elektron-argon przy energii około 1/3 eV. W efekcie argon i w mniejszym stopniu metan, przyczyniwszy się do jonizacji, bez kłopotu „znikają” podczas dryfu elektronów jonizacji, pozwalając na zastosowanie całkiem słabych pól dryfu.

Dane dotyczące dyfuzji mogą być wiarygodnie przeskalowane do różnych wartości pola magnetycznego, ciśnienia i długości dryfu. Na przykład średnia wartość kwadratowa poprzecznej dyfuzji dla 1,5 tesli, 10 atmosfer i jednego metra, przy praktycznych wartościach pola dryfu, jest zazwyczaj nieco większa niż jeden milimetr. Do skutecznego konkuro-

wania z komorami dryfowymi potrzebna jest poprzeczna przestrzenna zdolność rozdzielcza 0,2 mm, co zmusza do bliższego przyjrzenia się informacyjnej zawartości toru.

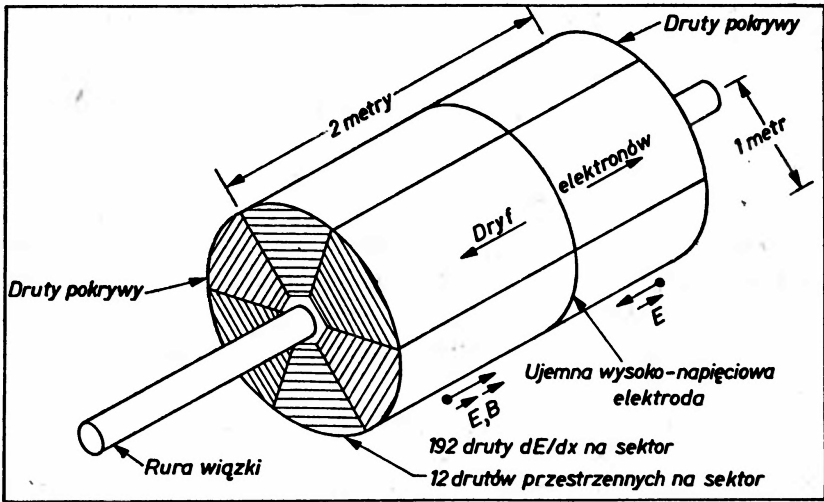
Każdy elektron niesie informację i jeśli znaleziono by technikę odczytu uwzględniającą każdy elektron jednakowo, to otrzymano by maksimum możliwej ilości informacji. W mieszaninie argon-metan przy 10 atmosferach wyzwała się około 250 pierwotnych elektronów jonizacji na 1 cm długości toru. Czynniki poprawy w tym przykładzie wyniosłyby, przy założeniu jednakowego ważenia elektronów i punktowości ich źródła, $(250)^{-1}$ ze względu na gaussowski charakter dyfuzji. W praktyce wzmocnienie proporcjonalne wokół drutu fluktuuje ze względu na statystyczne efekty, a źródłem elektronów jest wysoce zmienna trajektoria cząstki. Nie mniej szczegółowe badanie pokazuje, że przestrzenna zdolność rozdzielcza lepsza niż 200 μm powinna być możliwa przy zastosowaniu techniki czulej na wszystkie elektrony jonizacji.

Praktyczne rozwiązanie było w tym przypadku już pod ręką. Georges Charpak i jego współpracownicy w CERN-ie wykazali, że dodatnie sygnały indukowane na wszystkich elektrodach w pobliżu proporcjonalnego wyładowania zachowują większość informacji o torze. Sygnały te są wynikiem zmian w indukowanych bądź obrazowych ładunkach na sąsiednich elektrodach, gdy dodatnie jony generowane w lawinie oddalają się od czynnego drutu. Mogą być one łatwo odebrane przez wzmacniacze niskoszumowe podłączone do segmentowanej katody (patrz rys. 5). Środek ciężkości indukowanych sygnałów daje bardzo dokładną ocenę położenia fragmentu toru wzdłuż drutu proporcjonalnego wzmacniania (patrz artykuł Charpaka, *Postępy Fizyki* 30, 579 (1979)).

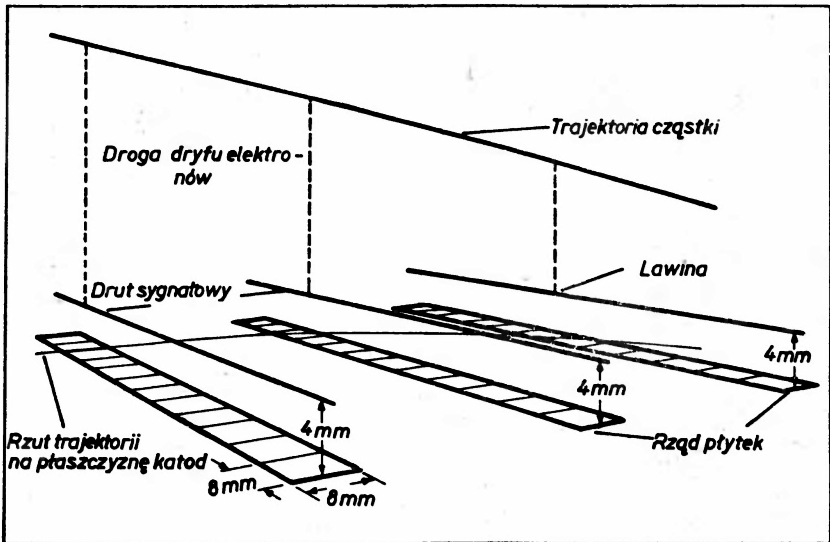
Koncepcja Komory Projektacji Czasowej w warunkach PEP-u była w tym momencie prawie kompletna. Cylindryczny obszar sprężonego argonu-metanu będzie otaczać punkt przecięcia przeciwbieżnych wiązek. Centralna przewodząca membrana, połączona z wysokim ujemnym napięciem (dochodzącym do 150 kV), podzieli elektrostatycznie cylinder na dwie symetryczne połówki. Dokładnie skonstruowane klatki dzielące napięcie wokół rury wiązki i zewnętrznej ściany uzupełnią strukturę generującą pole dryfu. Ponieważ zarówno dokładność pomiaru pędu jak i przestrzenna zdolność rozdzielcza TPC korzystają z silnego pola magnetycznego, planuje się użycie nadprzewodzącego solenoidu wytwarzającego pole 1,5 tesli równoległe do elektrycznego pola dryfu (patrz rys. 4).

Elektrony jonizacji generowane przejściem cząstek naładowanych przez gaz będą przemieszczane przez pole dryfu w kierunku obu końców cylindra, gdzie pojedyncze warstwy płaszczyzn drutów z proporcjonalnym odczytem będą rejestrować i wzmacniać nadchodzące elektrony. Podstawowym zadaniem obu płaszczyzn z odczytem jest porcjowanie gęstości jonizacji wszystkich torów i dostarczanie informacji przestrzennej wysokiej jakości, tak by trajektorie związane z jonizacją mogły być efektywnie i skutecznie zrekonstruowane.

Natychmiast stało się jasne, że gdyby powierzchnie katod były dostatecznie dobrze posegmentowane, to dane przestrzenne posiadałyby unikalną jakość trójwymiarową z olbrzymią korzyścią dla rozpoznawania torów i rekonstrukcji skomplikowanych zdarzeń. Innymi słowy okazało się możliwe skonstruowanie katody tak, by dla odcinka toru otrzymać parę ortogonalnych współrzędnych w dokładnie zlokalizowany sposób; trzecią współrzędną uzyskuje się przez pomiar czasu dryfu fragmentu toru od chwili przecięcia się wiązek. Rys. 5 pokazuje uproszczony obraz płaszczyzny odczytu komory TPC z zaznaczonymi



Rys. 4. Schemat Komory Projektacji Czasowej. Pola magnetyczne i elektryczne dryfu są równoległe do osi cylindra i kierunku wiązki. Nie wszystkie druty płaszczyzny odczytu są pokazane



Rys. 5. Uproszczona izometryczna reprezentacja płaszczyzny odczytu komory TPC, przedstawiająca segmenty katodowe $8\text{ mm} \times 8\text{ mm}$ pod drutami sygnałowymi. Środek ciężkości sygnałów indukowanych na segmentach katodowych używany jest do określania położenia lawiny wzdłuż drutu. Elektrony dryfują w kierunku przeciwnym do kierunku pola elektrycznego

dla jasności tylko trzema drutami. Fragmenty torów dryfują i w wyniku rozwoju lawin są wzmacniane w pobliżu drutów sygnałowych; katoda znajdująca się bezpośrednio za takim drutem jest lokalnie posegmentowana na pasek płytek o rozmiarach $0,8\text{ cm} \times 0,8\text{ cm}$. Dwie lub trzy płytki położone najbliżej lawiny odbierają indukowane sygnały, których amplituda zmienia się gwałtownie wraz z odległością od miejsca lawiny. Ponieważ wszyst-

kie pierwotne elektrony dają wkład do tych indukowanych sygnałów, to środek ciężkości reakcji płytek daje dokładną współrzędną lawiny wzdłuż drutu i to w sposób, który nie jest zakłócony przez obecność innych jednoczesnych lawin wywołanych torami odległymi o kilka centymetrów. Płytki i druty muszą być wyposażone elektronicznie dla dostarczania informacji analogowej o wysokiej zdolności rozdzielczej oraz czasów dryfu związanych z tymi sygnałami analogowymi. Typowy obraz toru może być „odczuty” przez wiele drutów z lokalnie segmentowanymi katodami. Wynikający stąd zbiór trójwymiarowych punktów definiuje trajektorię z dużą dokładnością z zakłóceniami pochodzącymi tylko od bardzo bliskich torów.

Dla przykładu, zwykła metoda polegająca na zastosowaniu płaszczyzn skrzyżowanych drutów dla pomiaru rzutów toru dostarczy dla N torów N^2 możliwych kombinacji par współrzędnych. Poprawne wybranie pary może być określone tylko przy użyciu dodatkowych płaszczyzn pod innymi kątami, lecz okazało się, że problem jest bardzo uciążliwy dla dużych krotkości torów w obecności silnych pól magnetycznych. W komorze TPC projekcji przestrzennych w zasadzie nie ma, jedyna projekcja dotyczy czasu, wzdłuż kierunku dryfu.

Każda płaszczyzna odczytu podzielona jest na sześć identycznych i elektrycznie niezależnych sektorów w kształcie klina. Każdy sektor zawiera zbiór 192 drutów wzajemnie równoległych i prostopadłych do linii radialnej przechodzącej przez środek klina. Odległość między drutami wynosi 4 mm. Wszystkie 192 druty działają dla dostarczania próbek gęstości jonizacji torów. Niezależnie od kąta zagłębienia toru, każdy obraz toru (smuga elektronów jonizacji) w obrębie objętości czynnej dryfuje ostatecznie w całości na tę siatkę. Płaszczyzna katodowa za dwunastoma z tych drutów, w równych odległościach radialnych, jest posegmentowana lokalnie na rzędy płytek celem dostarczania współrzędnych torów wzdłuż kierunku tych specjalnych drutów.

Obecna konfiguracja płaszczyzny odczytu zawiera siatkę 4 mm przed płaszczyzną czynną i dodatkowy układ 193 grubszych drutów „pola” w płaszczyźnie czynnej i umieszczonych pośrodku między drutami czynnymi. Siatka służy do oddzielania obszaru dryfu od obszaru wzmacniania umożliwiając niezależną kontrolę tych funkcji, a także do wychwytywania jonów dodatnich generowanych w procesie wyładowania lawinowego w pobliżu drutu czynnego. Druty pola służą do poprawiania elektrostatycznej stabilności drutów i do redukcji wzajemnych przesłuchów sygnałów indukowanych na sąsiednich drutach czynnych. Pole elektrostatyczne i typowe potencjały operacyjne aktualnej konfiguracji przedstawione są na rys. 6. Obszar wzmacniania ma o wiele silniejsze pole elektryczne niż obszar dryfu, czego konsekwencją jest to, że linie pola dryfowego narysowano jako przechodzące przez siatkę do drutu czynnego z pełną efektywnością.

Okazuje się, że dodatnie jony generowane w procesie lawinowym, chociaż istotne dla detekcji sygnałów w płaszczyźnie odczytu, wprowadzają szczególnie dokuczliwy efekt ładunku przestrzennego gdy wchodzi i mijają obszar dryfu, migrując powoli do centralnej wysokonapięciowej membrany. Chociaż graniczne powierzchnie TPC trzymane są pod dobrze zdefiniowanymi potencjałami, przestrzenny ładunek dodatnich jonów może znacznie modyfikować pole elektryczne wewnątrz objętości dryfu. Jakakolwiek radialna składowa pola elektrycznego bezpośrednio zniekształca obrazy torów w trakcie ich dryfu. W PEP dominującym źródłem elektronów jonizacyjnych w komorze TPC jest tło wytwarzane przez

akcelerator w postaci promieniowania synchrotronowego. Obliczenia pokazują, że powinien istnieć wąski margines bezpieczeństwa, jeśli wzmocnienie sygnału z drutu proporcjonalnego utrzymywać tak małe, na ile jest to możliwe. Obecnie problem przestrzennego ładunku jonów dodatnich stanowi poważne ograniczenie dla zastosowań techniki TPC do innych obszarów potencjalnej użyteczności.

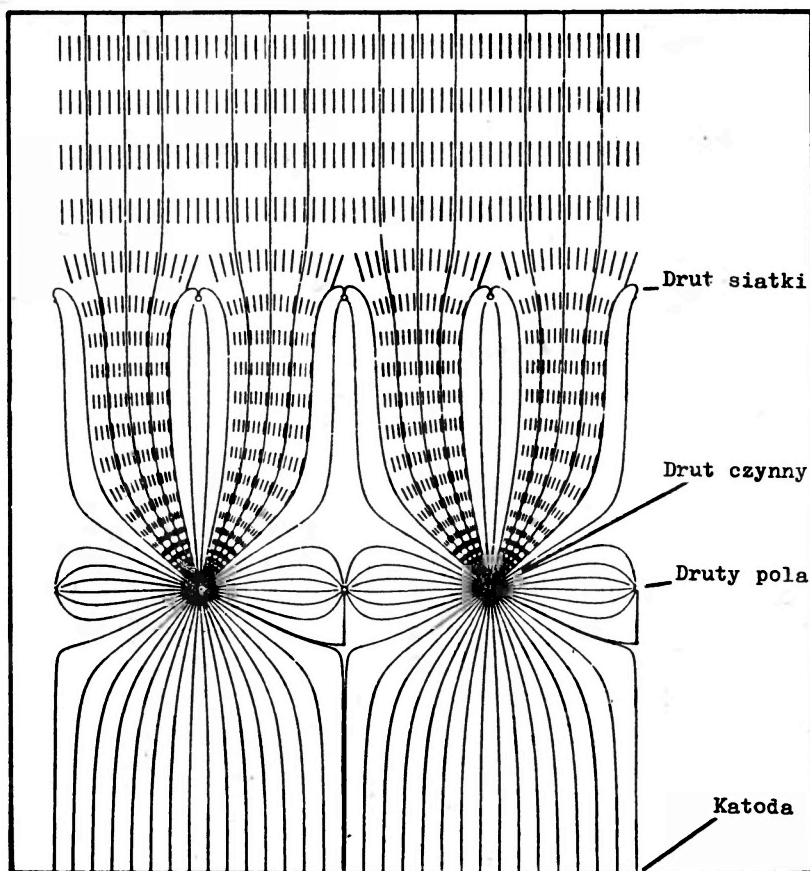
Uzupełniające wyposażenie elektryczne potrzebne do przetwarzania sygnałów z drutów i płytek katodowych rozpoczyna się od niskoszumowego, czułego na ładunek przedwzmacniacza umieszczonego w zasięgu kilku cm od źródła sygnału. Następnie, dalej położony wzmacniacz kształtuje sygnał celem optymalizacji czasowej i amplitudowej zdolności rozdzielczej. Ukształtowany sygnał dla każdego drutu lub płytki jest następnie wprowadzany do ładunkowo sprzężonego urządzenia inaczej CCD (od *charge-coupled device* — przyp. tłum.), którego analogowy przesuwnik rejestru jest zdolny do rejestrowania odpowiadającej sobie informacji czasowej i amplitudowej. Układy CCD próbują wejściową postać fali z częstotliwością określoną przez zewnętrzny zegar. Wynikające stąd poziomy impulsów są przesuwane dalej dopóki cała historia przypadku nie zostaje w pełni zmagazynowana, co następuje w przedziale czasu odpowiadającym maksymalnemu czasowi dryfu. Ponieważ typowa prędkość dryfu elektronów wynosi sześć do siedmiu cm/ μ s, to przedział ten wynosi 16 μ s dla jednometrowej długości dryfu. Układy CCD dostępne w handlu działają w zakresie 15 MHz, tak że można pobrać około 240 próbek, co odpowiada przedziałowi 4 mm w kierunku dryfu. Przy nieobecności sygnału akceptacji przypadku zegar CCD biegnie w sposób ciągły pomijając nieinteresującą informację ukazującą się na wyjściu CCD. Pojawienie się sygnału akceptacji przypadku powoduje zwolnienie zegara CCD, po upływie okresu adaptacyjnego, do częstości wygodnej dla konwencjonalnych obwodów analogowo-cyfrowych. Niska częstość zegara może sięgać 25–50 kHz, co odpowiada czynnikowi ekspansji kilkaset. Typowy impuls z drutu czy płytki obejmuje cztery do siedmiu próbek CCD powyżej progu, pozwalając na określenie z dobrą dokładnością zarówno pola impulsu jak i czasu dryfu. Układy CCD pozwalają w zasadzie na elektroniczny podział komory TPC na kilka milionów niezależnych czułych obszarów, co jest nieosiągalne środkami fizycznymi.

Program rozwoju TPC

Wiele z zasad funkcjonowania TPC testuje się na prototypie, który pracuje obecnie w laboratorium Lawrence Berkeley Laboratory Bevalac na wiązce cząstek naładowanych wyposażonej w detektory czasu przelotu i liczniki Czerenkowa. W celu dopasowania do geometrii lokalnie dostępnych magnesów dipolowych, czuły obszar prototypu jest prostokątny, a nie klinowaty, a maksymalna długość dryfu wynosi dokładnie 10 cm (patrz rys. 1). Większość pozostałych własności prototypu odpowiadała dokładnie komórce TPC zaprojektowanej dla akceleratora PEP. Płaszczyzna odczytu jest skonstruowana z polem elektrycznym takim, jak pokazuje rys. 6 ze 192 aktywnymi drutami sygnałowymi, z których osiem działa z segmentowanymi katodami dla rekonstrukcji przestrzennej i pomiaru pędów.

Wyniki uzyskane do tej pory są całkiem zachęcające. Zmierzono obciążoną średnią stratę energii pionów o pędzie 1,8 GeV/c, osiągając zdolność rozdzielczą 2,7% (średnia wartość

kwadratowa), otrzymaną przy uwzględnianiu w wartości średniej 70% najniższych sygnałów z drutów. Przy tym pędzie protony i piony mają prawie taką samą najbardziej prawdopodobną stratę energii (patrz rys. 3), lecz ze względu na różnicę w prędkości występuje niewielka różnica kształtu w obserwowanym rozkładzie strat energii. Stosując bardziej wyrafinowany algorytm statystyczny oparty na pojęciach rachunku prawdopodobieństwa, dane pozwalają nam na poprawną identyfikację w 75% przypadków.



Rys. 6. Konfiguracja pola elektrycznego w obszarze klinów zamykających komorę TPC. Potencjał drutu sygnałowego wynosi 3750 V, potencjał drutu pola 400 V; siatka i katoda są uziemione. Linie przerywane zaznaczają drogi przebywane przez elektrony

Badano przestrzenną zdolność rozdzielczą prototypu dopasowując tory do linii krzywych. Stosując przybliżoną postać funkcji reakcji płytek katodowych stwierdzono, że reszta dopasowania rozłożone są ze średnią wartością kwadratową 140 μm . Lepsze zrozumienie reakcji katod i udoskonalona kalibracja mogą obniżyć tę wartość do blisko 100 μm . Praca wykonana dotychczas nad prototypem i związaną z nim elektroniką, włączając w to dane uzyskane przy użyciu układów CCD w łańcuchu przetwarzania sygnałów, przekonuje nas, że TPC będzie działało przy akceleratorze PEP tak jak się tego oczekuje.

Urządzenie PEP

Komora TPC jest rdzeniem złożonego zespołu detektorów rozwijanych dla PEP-u przez współpracę około pięćdziesięciu fizyków i równą liczbę inżynierów oraz techników z ośrodków Lawrence Berkeley Laboratory, University of California w Los Angeles, University of California w Riverside, The John Hopkins University i Yale University. Oczekuje się, że ten system detektorów rozpocznie zbieranie danych w połowie roku 1980. Można się spodziewać, że całkowity koszt wszystkich układów nie przekroczy 14 milionów dolarów. Rysunek 7 przedstawia schematycznie aparaturę składającą się z pięciu zasadniczych podsystemów:

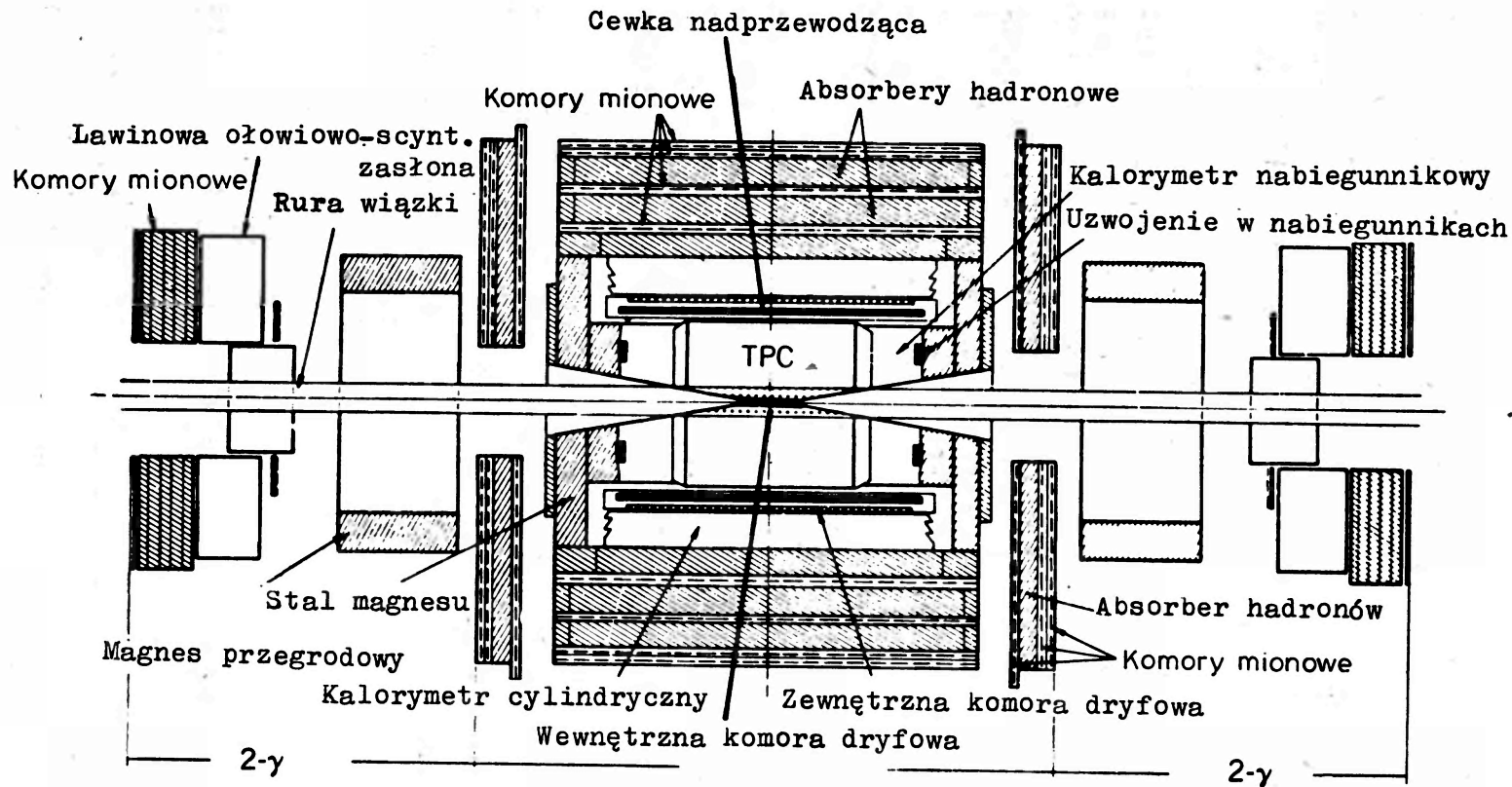
- komora projekcji czasowej, która otacza rurę wiązki PEP-u na długości ± 1 m i rozciąga się radialnie do jednego metra. TPC zapewnia rozpoznawanie torów, pomiar pędów oraz identyfikację cząstek w ponad 80% pełnego kąta bryłowego 4π . Względnie umiarkowane rozmiary TPC redukują wymiary i koszt innych składników przy większych promieniach;

- układ nadprzewodzącego magnesu solenoidalnego, dostarczającego wyjątkowo jednorodne pole 1,5 tesli wewnątrz czułego obszaru TPC. Obliczone niejednorodności wprowadzają poprzeczną dystorsję toru o średniej wartości kwadratowej mniejszej niż $90 \mu\text{m}$. Sama cewka ma około 2,2 m średnicy i 3,8 m długości i została zaprojektowana tak, by stanowiła minimum materiału dla fotonów przez nią przechodzących (mniej niż 0,3 drogi radiacyjnej dla samej cewki);

- cylindryczne komory dryfowe umieszczone są przy wewnętrznym i zewnętrznym promieniu komory TPC. Komory te będą użyte jako część układu wybierającego zdarzenia oraz jako uzupełnienie TPC dla torów odpowiadających najwyższym pędom;

- detektory lawin elektromagnetycznych dla pomiaru energii i kierunku fotonów będą skonstruowane z cienkich płyt ołowianych jako ośrodka dla rozwoju lawin. Mieszanka argonu i metanu między płytami próbkuje jonizację, która jest następnie wzmacniana przez druty komory proporcjonalnej. Zakończenia biegunów magnesu i cała zewnętrzna cylindryczna powierzchnia układu cewki magnesu będzie wyposażona w detektory lawinowe. Detektory lawinowe otaczające cewkę magnesu będą skonstruowane jako sześć płaskich modułów, by utworzyć układ w postaci heksagonalnej. Oczekuje się przestrzennej zdolności rozdzielczej tych urządzeń ± 2 mm. Dla fotonów o energii 1 GeV przewiduje się energetyczną zdolność rozdzielczą około 15% (średnia wartość kwadratowa);

- pozostałym podsystemem jest identyfikator mionów, stosujący tradycyjną metodę absorbowania wszystkich innych cząstek naładowanych w grubym pochłaniaczu. Identyfikator mionów dla układu TPC jest zespołem płyt stalowych z trzema warstwami proporcjonalnych komór drutowych osadzonych wewnątrz i na zewnętrznej powierzchni. Komory proporcjonalne wykonane są z aluminiowych wytłoczeń o trójkątnym przekroju, by zapewnić wytrzymałość i dobrą efektywność detekcji. Miony powyżej 1 GeV/c są wykrywane przez ten system z dobrą efektywnością. Co jest interesujące, chociaż pomiary jcnizacyjne nie będą wystarczające do rozdzielenia pionów i mionów w obszarze relatywistycznym, to nierelatywistyczne miony powinny być z łatwością identyfikowane w TPC. W uzupełnieniu do systemów opisanych powyżej, oddzielna współpraca fizyków z oddziałów Uniwersytetu Kalifornijskiego w San Diego, Santa Barbara i Davis dzieli ten sam



Rys. 7. Urządzenie PEP w SLAC-u (PEP-4), które zawiera Komorę Projektacji Czasowej. Punkt przecięcia wiązka-wiązka znajduje się w środku rysunku. Widoczna jest Komora Projektacji Czasowej (TPC), komory dryfowe, zwojnica magnesu, kalorymetry (nabiegunnikowe i cylindryczne), żelazne absorbery hadronowe („żelazo mionowe”) i komory mionowe. Cewka magnesu TPC i komory dryfowe są cylindryczne jeśli spojrzeć na wprost; cylindryczny kalorymetr, jarzmo magnesu, absorber hadronowy i komory mionowe tworzą otaczającą konfigurację heksagonalną. Pokazane są także detektory eksperymentu 2- γ (PEP-9), para spektrometrów z identyfikacją cząstek, umieszczone pod małym kątem względem wiązek. Detektor 2- γ konstruowany jest we współpracy Uniwersytetu Kalifornijskiego w Davis, Santa Barbara i San Diego, dla badania oddziaływań wirtualnych par fotonów emitowanych z oddziaływających wiązek elektron-pozyton w PEP

obszar oddziaływania z układem TPC i konstruuje dwa spektrometry ustawione pod małymi kątami do wiązki, pokazane także na rys. 7. Celem tej aparatury jest badanie nieanihilacyjnych zderzeń elektron — pozyton, charakteryzujących się, jak się tego oczekuje, małymi pędami poprzecznymi. Pracując razem, dzieląc wspólnie dane z przypadków, w których cząstki przechodzą przez oba układy detektorów, kąt bryłowy czuły na detekcję i pomiar cząstek jest bardzo bliski pożądanym 100% pełnego kąta bryłowego 4π .

Spojrzenie w przyszłość

W tym artykule przedyskutowaliśmy nie tylko zasady działania TPC, lecz także usiłowaliśmy przedstawić niektóre aspekty rozwoju tej koncepcji. W rzeczywistości ewolucja idei TPC posuwała się po nieco bardziej krętej drodze niż mogło to być przedstawione w artykule, a sama idea korzystała z sugestii i wkładu wielu ludzi.

Nowe osiągnięcia mogą prowadzić do dodatkowych zastosowań koncepcji TPC w takich dziedzinach jak badania zderzeń ciężkich jonów lub eksperymenty z przeciwbieżnymi wiązkami proton–antyproton. Ze względu na oczekiwany bardzo wysoki poziom tła cząstek jonizujących w przypadku oddziaływań proton–antyproton, zasada TPC byłaby możliwa do zastosowania tylko wówczas gdyby tę technikę można uczynić mniej wrażliwą na dystorsje elektrycznego pola dryfu wywołane efektem jonów dodatnich. Poprawa o kilka rzędów wielkości wydaje się tutaj możliwa, gdyby siatka mogła być przekształcona w bramkę elektronową, pozwalającą na wchodzenie elektronów jonizacji tylko wtedy, gdy zaszło interesujące zdarzenie. Ponieważ jony dodatnie poruszają się powoli, nawet jony dodatnie generowane w interesujących zdarzeniach byłyby powstrzymywane od powrotu do obszaru dryfu przez zamykanie bramki zaraz po wejściu elektronów do obszaru wzmacniania. Jeśli można by to osiągnąć, wypadkowy efekt jonów dodatnich zostałby w zasadzie zredukowany do zera.

Inne korzystne osiągnięcia mogą wyłonić się w zakresie bardzo szybkiej elektroniki analogowego i cyfrowego przetwarzania sygnałów. Tutaj szczególnie ryzykowne może być spekulowanie co do przyszłości, lecz jak pewnie czytelnik zdążył wywnioskować, nie obawiamy się czynić projekcji w czasie.

Tłumaczył *Adam Jacholkowski*

Institut Kształcenia Nauczycieli
Warszawa

Literatura

- [1] Szczegółowa dyskusja możliwości eksperymentalnych wymaganych dla skonfrontowania przewidywań różnych modeli próbujących zunifikować oddziaływania słabe i elektromagnetyczne jest podana w 1975 *PEP Summer Study*, LBL-4800, 1975.
- [2] S. D. Drell, *Phys. Today* 31, 23 (1978).
- [3] H. D. Bethe, *Ann. Phys.* 5, 325 (1930); F. Block, *Z. Phys.* 81, 363 (1933); L. D. Landau, *J. Phys. (USSR)* 8, 201 (1944); R. Sternheimer, R. F. Peierls, *Phys. Rev.* B11, 3681 (1971).
- [4] A. I. Alikhanov, V. A. Lubimov, G. P. Eliseiev, Proc. of CERN Symp. on Particle Accelerators and Pion Physics, 1956, str. 87–98.

- [5] D. R. Nygren, *Proposal to Investigate the Feasibility of a Novel Concept in Particle Detection*, Report LBL, February 1974.
- [6] J. Townsend, *Electrons in Gases*, Hutchinson's Scientific and Technical Publications, London 1947, R. W. Crompton, L. G. H. Huxley, *The Diffusion and Drift of Electrons in Gases*, Wiley, New York 1974.
- [7] *Proposal for a PEP Facility based on the Time Projection Chamber*, PEP Proposal 4, Johns Hopkins University, Lawrence Berkeley Laboratory, University of California at Los Angeles, University of California at Riverside, Yale University, 1976. Dokument ten zawiera szczegółową dyskusję wielu idei przedstawionych w tym artykule. Rozpraszanie w obecności pól magnetycznych jest omawiane w Dodatku A6.

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

Międzynarodowa Szkoła Elektro-Optyki Molekularnej w Troy

W dniach od 13 do 25 lipca 1980 roku odbyła się w Rensselaer Polytechnic Institute (RPI), w Troy (USA) międzynarodowa szkoła na temat elektro-optyki molekularnej organizowana pod patronatem NATO (NATO Advanced Study Institute on Molecular Electro-Optics). Przewodniczącą Międzynarodowego Komitetu Organizacyjnego była prof. Sonja Krause, pracująca na Wydziale Chemii RPI, znana specjalistka w zakresie elektro-optyki makrocząstek. Głównymi zagadnieniami Szkoły były: teoria molekularnej elektro-optyki i dyfuzji rotacyjnej, oddziaływania układów chemicznych i biologicznych z polami elektrycznymi, aparatura używana w badaniach elektro-optycznych, zastosowania elektro-optyki do badań białek, polipeptydów, polinukleotydów, nukleoprotein, polielektrolitów, koloidów i ciekłych kryształów, rozpraszanie światła w zjawisku elektroforezy oraz magnetoptyka. Obecna, czwarta szkoła (trzy poprzednie odbyły się w Europie), zgromadziła 65 osób ze wszystkich krajów NATO; najlicniejsza była grupa amerykańska. Z krajów socjalistycznych obecny był S. Stoylov z Bułgarii oraz dwie osoby z Polski. Uczestników zakwaterowano na terenie pięknie położonego miasteczka uniwersyteckiego, gdzie odbywały się prace szkoły i korzystało się z wyżywienia w stołówce studenckiej.

Otwarcia Szkoły dokonał prof. George Low, rektor RPI, który po powitaniu uczestników scharakteryzował kierowaną przez siebie placówkę naukową. Uczelnia ta jest najstarszą politechniką na kontynencie amerykańskim (założona w 1824 r.), zatrudniająca obecnie około 350 pracowników naukowych i kształcąca 5300 studentów (w tym 1200 magistrantów i doktorantów). Posiada ona bardzo nowoczesną bibliotekę, znakomicie wyposażoną w czasopisma (3000 tytułów!) i literaturę fachową oraz silny ośrodek obliczeniowy (IBM 3033), obsługujący pracowników i studentów.

W programie zajęć znajdowały się wykłady, referaty z badań własnych, dyskusje i dwie sesje plakatowe. Program dnia był bardzo wypełniony — zajęcia rozpoczynały się o godz. 9 rano i trwały (z półtoragodzinną przerwą obiadową) do godz. 17. Bardzo często odbywały się też sesje wieczorne, trwające do godz. 21, a nawet i dłużej. Powodowało to pewne zmęczenie uczestników, dające się zauważyć w drugim tygodniu Szkoły. Wykłady trwały 1,5 godz., w tym 30 min. na dyskusje; czas referatów wynosił 1 godz. (w tym 15 min. dyskusji). W programie przeważały wykłady o różnym stopniu zaawansowania, prowadzone przez wybitnych specjalistów z różnych dziedzin elektro-optyki molekularnej, od wprowadzających, bardzo podstawowych i ogólnych, do monograficznych, wysoko wyspecjalizowanych.

Większości wykładów słuchało się z prawdziwą przyjemnością — dobrze przygotowane metodologicznie, prowadzone były z dużą swobodą i zaangażowaniem, przerywane często pytaniami z sali, na które referenci starali się udzielać wyczerpujących odpowiedzi. Dobrym poziomem charakteryzowały się też 45-minutowe raporty z prac własnych uczestników, przedstawiające z zasady osiągnięcia ośrodków, często dotąd nie publikowane, w różnych dziedzinach elektro-optyki. Uczestnicy otrzymali streszczenia wszystkich wykładów i referatów; pełne ich teksty ukażą się w specjalnym tomie wydanym w postaci monografii. Należy podkreślić swobodną atmosferę zajęć sprzyjającą zadawaniu pytań i dyskusji. W programie umieszczono również zajęcia pt. „Dyskusje” trwające 3 godz., które inicjowali prowadzący taką programową dyskusję; przeznaczony czas był zawsze wypełniony i często dyskusja przenosiła się poza teren obrad. Wyjątkowej integracji uczestników sprzyjały również wieczorne spotkania towarzyskie uczestników, jak i wspólne posiłki. Praktycznie „każdy z każdym” rozmawiał i dyskutował po kilka razy.

Tematyka Szkoły była bardzo rozległa, dlatego trudno charakteryzować osiągnięcia i stan badań w poszczególnych dziedzinach elektro-optyki molekularnej. Można jednak ocenić aktualne kierunki i ogólne zaawansowanie badań. Należy stwierdzić, że elektro-optyka molekularna osiągnęła obecnie jakościowo nowy etap rozwoju. Wiąże się to z powszechnym stosowaniem laserowych źródeł światła, układów mikroelektroniki oraz maszyn cyfrowych do sterowania pomiarami i opracowania ich wyników. Dużym zainteresowaniem uczonych cieszą się też nowe techniki badawcze, jak rozpraszanie w polu elektrycznym, spolaryzowana fluorescencja w polu elektrycznym oraz laserowa spektroskopia rozproszeniowa w zjawisku elektrofrezji. Ponownie zaczyna się też stosować metody magneto-optyki, które zarzucono nieco w ubiegłych latach. Obok tradycyjnych materiałów badawczych — proste ciecze organiczne, koloidy, makrocząstki organiczne (wirusy, bakterie), coraz większą uwagę poświęca się obecnie badaniom takich substancji pochodzenia organicznego jak: polipeptydy, błony komórkowe, chloroplasty, kwasy nukleinowe. Badania te staną się prawdopodobnie w przyszłości główną domeną elektro-optyki.

Uczestnikom Szkoły umożliwiono zwiedzenie laboratoriów RPI, kierowanych przez prof. S. Krause. Są to trzy laboratoria: Badań Elektro-Optycznych, Badań Spektroskopowych i Syntezy Związków Organicznych (badanych następnie w dwu wymienionych laboratoriach). Są one dobrze wyposażone w nowoczesną aparaturę, a możliwości tradycyjnej i stosunkowo prostej aparatury (np. w Laboratorium Badań Elektro-Optycznych), zostały znacznie zwiększone przez zastosowanie maszyny cyfrowej. Autora sprawozdania interesowały również badania z zakresu elektroniki kwantowej w RPI. Prowadzone są one w laboratorium prof. H. Schwarza, należącym do Wydziału Fizyki oraz laboratorium prof. P. Dasa na Wydziale Elektrycznym. H. Schwarz jest jednym z twórców teorii laserów na elektronach swobodnych. W jego laboratorium prowadzone są prace teoretyczne i doświadczalne nad oddziaływaniami silnych impulsów światła z falami elektronowymi, a ostatnio nad skonstruowaniem lasera na elektronach swobodnych, w którym źródłem światła jest koherentne oddziaływanie dwu wiązek elektronów w polu magnetycznym. W laboratorium prof. Dasa bada się zjawiska akustooptyczne za pomocą fal powierzchniowych i ich wykorzystanie w urządzeniach telekomunikacji i skanowania obrazu.

Dodatkową atrakcją Szkoły była troska organizatorów o pokazanie jej uczestnikom walorów turystycznych regionu (znajduje się tam np. Lake Placid) i zapoznanie się z jego historią i tradycją (kolebka przemysłu amerykańskiego).

Zdzisław Blaszcak

Institut Fizyki
Uniwersytet A. Mickiewicza
Poznań

Międzynarodowa Szkoła Nieliniowych Zjawisk w Fizyce i Biologii w Kanadzie

W dniach 17—20 sierpnia 1980 r. odbyła się w Banff w Kanadzie Międzynarodowa Szkoła na temat zjawisk nieliniowych w fizyce i biologii. Organizatorzy (Canadian Association of Physicist) zadbali o dobór najlepszych wykładowców, wybór zaś Banff, uroczej miejscowości w Górach Skalistych, był niewątpliwie bardzo dobrym pomysłem. Z Polski było trzech uczestników wliczając w to autora niniejszej notki. Byli to równocześnie jedyni przedstawiciele obozu socjalistycznego. Pozostali uczestnicy pochodzili głównie z USA, Kanady, Wielkiej Brytanii, Włoch i Belgii. Do udziału w Szkole zaproszono jako wykładowców N. J. Zabuskiego — współtwórcę pojęcia soliton, A. C. Scotta, B. Fornberga, G. Nicolisa, D. J. Kaupa, L. N. Howarda, P. Schustera, M. J. Ablowitza, J. Rintzela, S. Kauffmana, R. Miurę i D. Ludwiga. Jak widać, byli obecni prawie wszyscy promineneci nieliniowej problematyki w fizyce i biologii. Norman J. Zabusky (Pittsburg) wygłosił cykl wykładów dotyczących nieliniowych fal w hydrodynamice, fizyce ciała stałego i fizyce plazmy. A. C. Scott mówił o teorii nieliniowej fal w układach zachowawczych, B. Fornberg o numerycznych wynikach dla nieliniowych fal.

L. N. Howard (M. I. T.) zaprezentował serię interesujących wykładów dotyczących nieliniowych oscylacji chemicznych. Mówił m. in. o reakcjach Bielousowa-Zabotyńskiego i o falach płaskich dla równań reakcji chemicznych.

Mark J. Ablowitz (Potsdam) mówił o dalszych postępach metody odwrotnej. G. Nicolis (Bruksela) przedstawił cykl wykładów o nieliniowej termodynamice, stabilności, strukturach dyssypatywnych i fluktuacjach. Mówił również o zastosowaniu teorii bifurkacji w biologii. B. J. Kaup (Potsdam) przedstawił ściśle i kompletne rozwiązanie zagadnienia trzech fal przy pomocy metody odwrotnej. P. Schuster (Wiedeń) wygłosił wykłady o zastosowaniu układów równań różniczkowych zwyczajnych w reakcjach autokatalizacyjnych oraz w molekularnej samoreplikacji. Z jego wykładów widać było, jakie efekty może dać połączenie dwóch różnych dziedzin nauki. Schuster jest bowiem biochemikiem i równocześnie matematykiem. Metody normalnie stosowane w teorii równań różniczkowych dały wspaniałe efekty w zastosowaniu do replikacji DNA i RNA oraz do prebiotycznej ewolucji. J. Rinzel mówił o modelach matematycznych neurobiologii. Przedstawił on rozwiązania równań Hodgkina-Huxleya. S. Kauffman mówił o roli bifurkacji w morfogenezie *Drosophila*, a R. Miura (Vancouver) przedstawił model matematyczny nieliniowych fal w korze mózgowej.

Wykłady były często ilustrowane filmami i przezroczami. Podczas Szkoły odbyły się dwie sesje zgłoszonych referatów. Na szczególną uwagę zasługuje wygłoszony podczas pierwszej z nich referat P. Winternitza (Montreal) o nieliniowej superpozycji rozwiązań dla równań różniczkowych zwyczajnych.

Dwa jedyne polskie referaty wygłosił autor niniejszej notatki. Dotyczyły one pewnej metody rozwiązywania równań nieliniowych oraz nieliniowego oddziaływania fal i programu kwantowania nieliniowych teorii pola.

Piękna sceneria Gór Skalistych nastrojała nie tylko do dyskusji na sali i w kuluarach (było ich zresztą co niemiara). Miłośnicy górskiej wspinaczki znaleźli tu świetne pole do popisu. Jedyne od czasu do czasu spokój uczestników zakłócały czarne niedźwiedzie, które nocą schodzą z gór do Banff. Obyło się jednak bez wypadków. W sumie należy stwierdzić, że Szkoła była bardzo udana i stała na wysokim poziomie organizacyjnym.

Marek W. Kalinowski

Instytut Filozofii i Socjologii PAN
Warszawa

XIV Międzynarodowy Kongres Fizyki Statystycznej w Kanadzie

14 Międzynarodowy Kongres Fizyki Statystycznej (Statphys 14), zorganizowany pod auspicjami Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP), odbył się w dniach od 17 do 23 sierpnia 1980 r. w Edmonton (Alberta) w Kanadzie. Poprzedni Kongres odbył się trzy lata temu w Haifie, a następny ma być zorganizowany przez Uniwersytet Edynburski w Edynburgu (W. Brytania).

Siedzibą Statphys 14 był Uniwersytet prowincji Alberta w Edmonton. Przewodniczącym komitetu organizacyjnego Kongresu był prof. D. D. Betts, który tuż przed Kongresem przeniósł się z Edmonton do Halifaxu. Statphys 14 był jego pożegnaniem z Albertą. *Spiritus movens* Kongresu, organizatorem sesji wykładowych, wydawcą materiałów, itp. był prof. H. J. Kreuzer z Uniwersytetu w Edmonton. Bez jego wysiłków i wyjątkowego talentu do omijania kolizji, nieodłącznie związanych z tak dużym Kongresem (około 400 osób), Statphys 14 miałby znacznie gorszy przebieg.

Uniwersytet w Edmonton, mający niewiele lat mniej niż obchodząca w tym roku swoje 75-lecie prowincja Alberta, okazał się idealnym miejscem do odbycia Kongresu. Doskonale wyposażony budynek fizyki plus sale wykładowe pobliskiego gmachu ogólnego, piękny teren i zgrany zespół administracyjny umożliwiły sprawny przebieg sesji plenarnych i wielu równoległe odbywających się sesji tematycznych i plakatowych. Korzystnym dla przebiegu Kongresu było też umieszczenie wszystkich uczestników Kongresu w jednym dużym domu akademickim. Umożliwiło to nieoficjalne wieczorne dyskusje na tematy nie tylko naukowe. Kongres odbywał się w okresie wielu ważnych wydarzeń na arenie światowej.

Tradycyjnie już Kongres rozpoczął się od uroczystości wręczenia medalu im. Boltzmann. W tym roku laureatem tej najwyższej nagrody przyznawanej przez Komisję Termodynamiki i Fizyki Statystycznej IUPAP został prof. R. J. Baxter z Narodowego Uniwersytetu Australii w Canberze. Warto przypomnieć, że poprzednio medale Boltzmann otrzymali R. Kubo i K. Wilson. Tegoroczny laureat wniósł olbrzymi wkład

w fizykę przemian fazowych, szczególnie w ten jej dział, który opiera się na ścisłych rozwiązaniach modeli matematycznych wywodzących się z uogólnień powszechnie znanego modelu Isinga. Jeden z takich uogólnionych modeli, mający zastosowanie m. in. w teorii ferroelektryków nosi nazwę modelu Baxtera.

Pierwszy wykład plenarny Kongresu należał oczywiście do laureata. Prof. Baxter, ustami swej żony (po odbytej operacji krtani ma ciągle kłopoty z wykładaniem) mówił o zastosowaniach tzw. macierzy narożnikowych w ścisłych rozważaniach dotyczących dwuwymiarowych modeli przemian fazowych ciągłych. Macierze narożnikowe (*corner transfer matrices*) są wyjątkowo obiecującym narzędziem matematycznym służącym do badania np. zachowania się parametru uporządkowania w pobliżu punktu krytycznego.

Wykład Baxtera w pewnym sensie nadał ton Konferencji. Upłynęła ona pod znakiem przewagi referatów dotyczących przemian fazowych i to analizy zjawisk równowagowych w pobliżu przemian. Znacznie mniej miejsca poświęcono zjawiskom dynamicznym towarzyszącym przemianom, a teorie kinetyczne potraktowano wręcz po macoszemu. Ponieważ w ciągu ostatnich lat nie pojawiły się nowe idee dotyczące teorii przemian fazowych, poza, być może, teorią zjawisk towarzyszących przemianom I rodzaju w dwu wymiarach, to zasadnicze referaty poświęcone były raczej próbom usystematyzowania istniejących teorii czy też ich krytycznej ocenie.

Podczas pięciu dni posiedzeń wysłuchaliśmy wykładów plenarnych, które omówię w kolejności ich odbywania się.

M. E. Fischer (Cornell) wygłosił wykład pod tytułem *Simple Ising Model Still Thrives!* Był to, jak wszystkie wykłady Fischera, dowód na to, że nawet o bardzo abstrakcyjnych i skomplikowanych matematycznie problemach można mówić tak, aby słuchacze mieli wrażenie słuchania powieści kryminalnej. B.G. Nickel (Guelph) poświęcił swój wykład prawom hiperpodobieństwa (*hiper-scaling*) i hipotezie uniwersalności w trzech wymiarach. R. B. Griffiths (Carnegie-Mellon, Pittsburgh) mówił o trudnościach matematycznych pojawiających się w zastosowaniach metody grupy renormalizacyjnej w przestrzeni konfiguracyjnej. Wydaje się, że nad całą tą metodą zawisła chmura niepewności co do jej podstaw (Griffiths mówił tylko o równowagowych zastosowaniach metody grupy renormalizacyjnej — wiadomo jednak, m. in. z prac F. Haake'a — prezentowanych na sesjach tematycznych kongresu, że w teorii dynamicznej sytuacja jest jeszcze gorsza). A. Jaffe (Harvard) przedstawił, jak to określił, wstęp do związków pomiędzy fizyką statystyczną a teorią pola. O. E. Lanford III (Berkeley) poświęcił swój wykład równaniom kinetycznym dla twardych kul w tzw. granicy Grada-Boltzmannna. (Granica Grada, to mówiąc z grubsza granica, w której przechodzimy z promieniem kul do zera zwiększając jednocześnie gęstość układu do nieskończoności tak, aby średnia droga swobodna cząstki — proporcjonalna do odwrotności iloczynu gęstości i kwadratu promienia kuli — pozostała stała). Dogłębne zrozumienie własności układów w granicy Grada ma pierwszorzędne znaczenie dla teorii kinetycznej. Niestety wykład Lanforda wniósł niewiele do naszego fizycznego zrozumienia problemu. J. R. Dorfman (Maryland) mówił o postępie i pojawiających się wraz z nim nowych problemach w kinetycznej teorii gazów. Był to jeden z najlepszych wykładów na Kongresie. Pojawiły się w nim też polskie akcenty, gdy Bob Dorfman cytował wyniki uzyskane wraz z naszym kolegą z Warszawy, drem B. Cichockim. Wielka szkoda, że z powodów finansowych dr Cichocki nie mógł wziąć udziału w Kongresie.

C. C. Grimes (Bell. Lab.) przedstawił nam wyniki doświadczeń nad własnościami dwuwymiarowego płynu elektronowego, w szczególności topnieniem dwuwymiarowej sieci wignerowskiej elektronów. Należy odnieść się z całym podziwem dla technicznej sprawności, z którą przeprowadzono te doświadczenia; jestem niemal w 100% przekonany, że najbliższe lata przyniosą burzliwy rozwój fizyki układów typu dwuwymiarowej plazmy w granicy wielkich gęstości. Kolejny wykład D. R. Nelsona (Harvard) dotyczył teorii topnienia dwuwymiarowych układów. Teoria ta nabrała nowych rumieńców od czasu zauważenia, przez Kosterlitz'a i Thoulessa, roli defektów strukturalnych (typu dyslokacji) w przebiegu tych zjawisk.

R. K. Riedel (Washington State) zanalizował w swym wykładzie najnowsze wyniki dotyczące własności modelu Potts'a. Jest to jeden z „Isingo — pochodnych” modeli w teorii przemian fazowych, wyróżniający się tym, że dla pewnych jego wariantów w wyrażeniu na tzw. hamiltonian Ginzburga-Landaua pojawiają się człony komplikujące w istotny sposób stosowanie metod np. grupy renormalizacyjnej. L. P. Kadanoff (Chicago) przedstawił nam jeden z najoryginalniejszych wykładów Kongresu. Było to przedstawienie ostatnich wyników grupy Kadanoffa poświęconych związkowi pomiędzy różnego typu przemianami fazowymi w dwuwymiarowych modelach.

Dwa kolejne wykłady plerarne dotyczyły, stającego się już na dobre pełnoprawnym „obywatelem”

kongresów fizyki statystycznej, zagadnienia turbulencji i niestabilności hydrodynamicznych, a także zagadnień związanych z dynamiką nieliniowych reakcji chemicznych i dynamiki populacji. H. L. Swinney (Austin) omówił wyniki doświadczeń dotyczących badania niestabilności przepływu Couetta i początkowych stadiów rozwoju turbulencji. Y. Kuramoto (Tokyo) przedstawił zaś swoje wyniki teoretyczne dotyczące zagadnień powstawania turbulencji w układach dynamiki populacji, a także pewne wyniki dotyczące powstawania periodycznych w czasie przebiegów w dynamice takich układów. H. J. Kreuzer (Alberta) wygłosił wykład poświęcony kinetyce adsorpcji fizycznej (fizysorpcji) na powierzchniach ciał stałych. Większość przedstawionych wyników uzyskana została przez Profesora Kreuzera we współpracy z drem Z. Gortelem z Uniwersytetu Warszawskiego, przebywającym na dwuletnim stażu naukowym w Edmonton. Zagadnienia fizysorpcji mają istotne znaczenie praktyczne m. in. w katalizie. Podczas Kongresu okazało się, że fizysorpcja była polską specjalnością, o czym za chwilę. Wykład R. B. Pearsona (Santa Barbara) dotyczył matematycznych problemów teorii pól z cechowaniem na sieciach. S. Kirkpatrick (IBM Yorktown Heights) poświęcił swoje wystąpienie zjawiskom przewodnictwa w jednowymiarowych nieuporzdkowanych przewodnikach. Pomimo wielu wysiłków problemy np. lokalizacji Andersona nadal pozostają nie całkiem zrozumiałe. D. Stauffer (Kolumbia) omówił pewne wyniki dotyczące związków pomiędzy teorią perkolacji a obserwowanymi zjawiskami przemian fazowych typu „gel”. Wydaje się, że mamy wiele doskonałych eksperymentów numerycznych w tej dziedzinie, ale czy mają one bezpośredni związek z prawdziwą fizyką to trudno w tej chwili powiedzieć.

Dwa ostatnie wykłady plenarne dotyczyły „klasycznych” problemów fizyki statystycznej. M. Baus (Bruksela) mówił o własnościach cieczy cząstek kulombowskich. Był to jedyny wykład plenarny podczas Kongresu, dotyczący własności cieczy. Szkoda, że w programie zabrakło referatu przeglądowego podsumowującego sytuację w dziedzinie fizyki statystycznej cieczy klasycznych. W dziedzinie tej osiągnięto ostatnio znaczny postęp dzięki bardzo rozwiniętej współpracy: doświadczenie — symulacje numeryczne — teoria. Drugi wykład wygłosił W. Israel (Alberta). Był to wykład poświęcony podstawom relatywistycznej termodynamiki i fizyki statystycznej. Piszącemu te słowa wydaje się, że nadal, pomimo upływu wielu lat, w tej dziedzinie nie osiągnięto istotnego postępu w porównaniu z sytuacją z końca lat pięćdziesiątych.

Oprócz sesji plenarnych uczestnicy Statphys 14 mogli brać udział w wielu posiedzeniach sesji tematycznych. Sesji takich, odbywających się niestety równolegle było codziennie 4—5. Poświęcone one były równowagowym zjawiskom krytycznym, ścisłym wynikom w fizyce statystycznej (głównie w teorii przemian fazowych), układom nieuporzdkowanym, solitonom w fizyce statystycznej, powierzchniom i obszarom rozgraniczenia faz, zastosowaniom metody grupy renormalizacyjnej, polimerom, zjawiskom turbulencji, kinetycznej teorii gazów, zastosowaniom teorii Landaua przemian fazowych, równowagowym własnościom cieczy, niestabilnościom chemicznym, zjawiskom lokalizacji Andersona, dwuwymiarowym modelom z ciągłym parametrem uporządkowania, perkolacji, własnościom układów z dala od stanów równowagi i biofizycznym zastosowaniom fizyki statystycznej. Oprócz tego codziennie odbywały się dwie sesje plakatowe. Nie sposób omówić wszystkich referatów wygłoszone na sesjach tematycznych. Na tych kilku, sesjach w których uczestniczyłem, przeważały prace teoretyczne. Jak zwykle jednak najciekawsze były wykłady doświadczalne. Organizatorzy zaprosili kilku wybitnych specjalistów do wygłoszenia nieco dłuższych wykładów na sesjach tematycznych. Kilka z tych referatów było bardzo ciekawych. Wymienię tu tylko dwa: J. Franck (Alberta) mówił o zjawiskach krystalizacji ^4He pod wysokimi ciśnieniami. Jest to nowy dział fizyki przemian fazowych I rodzaju i wyniki Francka nie bardzo pasują do istniejących teorii dynamiki powierzchni rozgraniczenia faz ciała stałe — ciecz. J. P. Gollub (Hafeford College) mówił o swoich wynikach dotyczących powstawania niestabilności i turbulencji na powierzchni cieczy.

W moim przekonaniu, pisałem już o tym w swym sprawozdaniu z Konferencji Fizyko-Chemicznej Hydrodynamiki w Madrycie (1980)¹, wyniki doświadczeń nad niestabilnościami hydrodynamicznymi, rozwojem turbulencji, dynamiką obszaru rozgraniczenia faz, itp. nie pozwalają wątpić, że właśnie w stronę opisu tych zjawisk przemieści się środek ciężkości zainteresowania teoretyków.

Polskie środowisko fizyków statystyków (o ile tak można powiedzieć) reprezentowane było w Edmonton raczej skromnie. Z przyczyn natury finansowej, nie wziął w Kongresie udziału żaden młodszy pracownik naukowy z Polski. Wydaje mi się to wysoce nieprawdłowe. Jedynym uczestnikiem Kongresu, który przy-

¹ *Postępy Fizyki* 31, 598 (1980) (Przyp. Red.).

jechał z Polski, był piszący te słowa. Dwaj inni uczestnicy dr Z. Gortel (Warszawa) i dr Cz. Jędrzejek (Kra-ków) przebywają aktualnie na stażach naukowych za granicą (w Edmonton i Chicago). Prace dr Gortela referowane były przez profesora H. J. Kreuzera w referacie plenarnym. Dr Cz. Jędrzejek wygłosił dwa referaty na sesjach tematycznych. Jeden z nich dotyczył też zjawisk fizysorpcji. Tak więc fizysorpcja staje się specjalnością polską! Podejście reprezentowane przez dr Jędrzejka (i grupę z Chicago, z którą współ-pracował) jest komplementarne do podejścia grupy edmontowskiej. Drugi referat dr Jędrzejka dotyczył zastosowania hierarchii BBGKY do opisu zjawisk krytycznych. Ł. A. Turski będący członkiem między-narodowego komitetu organizacyjnego Kongresu, wygłosił dwa referaty, jeden oparty na pracach wykona-nych wspólnie z drem M. Cieplakiem (Warszawa) dotyczący rozwiązań solitonowych w jednowymiarowym modelu ciągłym ferromagnetyka Heisenberga. Drugi, oparty na pracach wykonanych wspólnie z drem W. Rozmusem (Warszawa) dotyczył kinetycznej teorii sił fluktuujących w plazmodynamice i hydrodynamice. Oprócz tego Ł. A. Turski przewodniczył jednej z sesji tematycznych Kongresu (Teoria i doświadczenie w turbulencji).

Następny Kongres Statphys 15 odbędzie się za trzy lata w Edynburgu (W. Brytania). Mamy w Polsce w tej chwili liczną grupę młodych fizyków intensywnie pracujących nad zagadnieniami z różnych działów fizyki statystycznej. Znając poziom ich prac z całą odpowiedzialnością mogę stwierdzić, że są to prace lepsze niż większość prac przedstawianych na sesjach tematycznych Kongresu Statphys 14. Uważam, że Polskie Towarzystwo Fizyczne, uniwersytety, a także Polska Akademia Nauk powinny dołożyć starań, aby podczas Kongresu Edynburskiego w programie znalazło się więcej polskich referatów i aby nie powtó-rzyła się sytuacja z tego roku, gdy organizatorzy przyjęli referat jednego z naszych kolegów z Poznania, który nie mógł przyjechać z powodu braku środków finansowych. Uważam, że do Edynburga powinni pojechać ci młodszy pracownicy naukowcy, których prace zostaną przyjęte przez komitet organizacyjny. Tego rodzaju inwestycja dewizowa, w przeciwieństwie do wielu innych, na pewno się opłaci.

Lukasz A. Turski

Zakład Fizyki Teoretycznej PAN
Warszawa

Międzynarodowa Konferencja w Pradze na temat podyplomowych studiów fizyki

W dniach 24—30 sierpnia 1980 r. odbyła się w Pradze konferencja pod nazwą International Conference on Post-Graduate Education of Physicists zorganizowana przez Uniwersytet Karola w Pradze przy współudziale Ministerstwa Oświaty CSR. Kierownictwo naukowe Konferencji, w imieniu Międzynarodowej Komisji Nauczania Fizyki ICPE sprawował prof. J. P. Kennedy z Edynburga. W przygotowaniu Konferencji partycypowały: Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej IUPAP oraz UNESCO. Kierownikiem Komitetu Organizacyjnego był dr Z. Pluhař z Uniwersytetu Karola.

W Konferencji uczestniczyło 125 osób reprezentujących wszystkie kontynenty. Wśród uczestników znajdowało się wielu fizyków światowej sławy, a między innymi: laureat nagrody Nobla z fizyki w roku 1979 Abdus Salam, autorzy podręczników o światowej renomie E. M. Lifszyc z ZSRR oraz R. Resnick z USA, przedstawiciel UNESCO — B. L. Robinson z USA, przewodniczący ICPE E. L. Samuelson ze Szwecji i inni. Z Polski w Konferencji uczestniczyły trzy osoby.

Według założeń organizatorów następujące problemy miały być zawarte w pracach Konferencji: zadania studiów podyplomowych oraz ocena celowości stosowanych metod nauczania podyplomowego z punktu widzenia stawianych wymagań, prezentacja i porównanie różnych sposobów kształcenia podyplomowego, próby określenia zmian sposobu studiowania, które doprowadziłyby do zwiększenia wartości studiów ocenianej z punktu widzenia samych studiujących, przedmiotu studiów i potrzeb społeczeństwa.

Faktycznie obrady koncentrowały się wokół następujących tematów: metody kształcenia podyplomowego, kształcenie podyplomowe dla krajów uprzemysłowionych, zatrudnienie fizyków, kształcenie podyplomowe a potrzeby społeczeństwa, kształcenie podyplomowe a ogólne wykształcenie fizyków, kształcenie podyplomowe dla społeczeństw rozwijających się.

Na Konferencji wygłoszono wyłącznie referaty przeglądowe, przygotowane przez zaproszonych wykładców oraz prowadzono dyskusje plenarne i dyskusje w grupach roboczych. Zgodnie z intencją organizatorów, przedmiotem rozważań miały być wszelkiego typu studia podyplomowe, a więc różnego rodzaju studia drugiego stopnia, kursy krótko- i długoterminowe oraz różnego rodzaju studia doktoranckie, do których zaliczano również prace doktorskie wykonywane przez pracujących zawodowo. Praktycznie prace koncentrowały się wyłącznie wokół studiów doktoranckich.

W czasie obrad podkreślano, że fizycy podejmują z sukcesem bardzo wiele różnych zadań, dzięki takim zaletom jak: uniwersalność i elastyczność posiadanej wiedzy, umiejętność jasnego formułowania problemów, przyzwyczajaniu się do stawiania pytań, umiejętności tworzenia modeli itp. Niestety nie potrafią nauczać fizyki w szkole.

W materiałach dostarczonych uczestnikom Konferencji przedstawiono wyniki ankiet zebranych z całego świata zawierające następujące dane: informacje o studiach wyższych przeddyplomowych (wg nomenklatury angielskiej) i podyplomowych, kwalifikacje wstępne kandydatów i ich wiek, czas trwania studiów, sposób kończenia i nazwę stopnia uzyskanego po ukończeniu oraz procent studentów kontynuujących dalsze studia lub badania naukowe. Zamieszczono tam również informacje o zatrudnieniu studentów podyplomowych, sposobie finansowania studiów oraz przygotowaniu dydaktycznym nauczycieli akademickich.

Program Konferencji dawał możliwości nawiązania bardzo ożywionych kontaktów i dyskusji nieformalnych. Umożliwiały to liczne i długie przerwy w obradach, wspólne posiłki i bogaty program kulturalny. Nie bez znaczenia był fakt, że uczestnicy mieszkali w jednym hotelu (domu studenckim), z którego byli dowożeni autobusami do miejsca obrad znajdującego się w centrum starego miasta.

Henryk Szydłowski

Instytut Fizyki
Uniwersytet A. Mickiewicza
Poznań

XIII Letnia Szkoła Fizyki Jądrowej w Mikołajkach

Mazurska Letnia Szkoła, organizowana pod patronatem trzech instytucji: Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, Instytutu Badań Jądrowych oraz Polskiego Towarzystwa Fizycznego, jak co roku zgromadziła w Domu Wczasowym OZOS w Mikołajkach w dniach 1—13 września 1980 r., polskich fizyków jądrowych i wielu fizyków z ośrodków zagranicznych. Frekwencja była szczególnie duża — z blisko 20 krajów Europy, Ameryki i Azji zjechało ok. 80 osób, a łączna liczba uczestników wyniosła ok. 170. Program wykładów był bardzo wypełniony. Siedemnastu wykładców (tym dwóch polskich) przygotowało 19 wykładów trwających od jednej do trzech godzin. Celem tych wykładów było nie tyle przedstawienie całości pewnych zagadnień, ile zapoznanie słuchaczy z najnowszymi osiągnięciami w omawianej dziedzinie. Dzięki temu mieliśmy okazję usłyszeć wiele informacji na temat eksperymentów i wyników jeszcze nie publikowanych. Z tych właśnie powodów Mazurska Letnia Szkoła jest ciekawa i ważna nie tylko dla młodych fizyków rozpoczynających pracę naukową, lecz również dla ekspertów w omawianym temacie.

Głównym nurtem programu tegorocznej Szkoły były zagadnienia związane z kształtem jąder w różnych stanach wzbudzenia. Cykl ten rozpoczął wykład R. C. Barretta (Surrey) na temat obecnego stanu wiedzy o elektromagnetycznych i potencjałowych promieniach jądrowych. Problemy deformacji jąder w stanach o wysokim spinie przewijały się w doskonałym wykładzie R. M. Diamonda (Berkeley), który przedstawił również piękne wyniki doświadczalne dotyczące badania struktury przejść elektromagnetycznych w obszarze kontinuum poziomów jądrowych. L. G. Moretto (Berkeley) i C. Dasso (Kopenhaga) przedyskutowali wpływ oscylacji kształtu oraz oscylacji materii jądrowej w początkowej fazie reakcji ciężkojonowych na dalszy ich przebieg. Zresztą zagadnienia reakcji ciężkojonowych już od lat zajmują centralne miejsce wśród tematów omawianych na Szkole. Dużo czasu poświęcono warunkom zachodzenia pełnej i niepełnej syntezy ciężkich jonów (R. Stokstad, Berkeley, K. Grotowski, Kraków). Dokładne przedstawienie jednego z możliwych mechanizmów rozpraszania energii w oddziaływaniach ciężkich jonów dał w swym wykładzie F. Beck

(Darmstadt). O najnowszych wynikach badań egzotycznych jąder dalekich od ścieżki trwałości wytwarzanych za pomocą reakcji ciężkojonowych mówił E. Roeckl (Darmstadt). Część wykładów dotyczyła szczegółów mechanizmu reakcji wywołanych przez lekkie cząstki (G. R. Plattner, Bazylea, A. Budzanowski, Kraków). Mechanizm reakcji wywołanych przez lekkie cząstki złożone był również tematem wykładów S. Vigdora (Bloomington) i E. Gadiolego (Mediolan). V. V. Voronov (Dubna) poświęcił swe wystąpienie opisowi wysokowzbudzonych stanów jądrowych za pomocą funkcji falowych wyrażonych poprzez stopnie swobody różnego typu fononów.

Zgodnie z tradycją, jeden z wykładów zajmował się problemami nie związanymi bezpośrednio z fizyką jądrową. Tym razem E. Sheldon (Lowell) zapoznał nas z wyglądem nieboskłonu obserwowanego nie z Ziemi, lecz ze statku kosmicznego poruszającego się z prędkością bliską prędkości światła. Zmiany obserwowanego nieboskłonu bardzo sugestywnie uzmysłowił nam film przygotowany przy użyciu komputera. W dalszej części wykładu poznaliśmy przewidywane doznania obserwatora znajdującego się w pobliżu czarnej dziury.

Nowością tegorocznej Szkoły była ciągła plakatowa wystawa prac naukowych zgłoszonych przez uczestników. Przygotowano 40 plakatów. Te prace, które cieszyły się największym zainteresowaniem dopuszczono do prezentacji ustnej na sesjach seminaryjnych. Łącznie wygłoszono 16 referatów. Idea takiej ciągłej wystawy prac spotkała się z dużym uznaniem, gdyż sprzyjała „odnajdywaniu” się ludzi o podobnych zainteresowaniach naukowych. Niektóre z wygłoszonych seminariów znajdują się w materiałach Szkoły, które powinny być opublikowane wiosną 1981 r. w czasopiśmie *Nukleonika*.

Jak zwykle w czasie trwania Szkoły nie zabrakło rozrywki, tak potrzebnej dla wytchnienia po wykładach i dyskusjach. Na Jeziorze Mikołajskim odbyły się tradycyjne regaty poprzedzone intensywnym treningiem żeglarskim. Jednego wieczoru, z olbrzymią przyjemnością wysłuchaliśmy pięknego koncertu w wykonaniu gości Szkoły, znanych solistów Krystyny Makowskiej (fortepian) i Mirosława Ławrynowicza (skrzypce).

Szkoła była niewątpliwie imprezą potrzebną i pożyteczną. Była też, mimo niespokojnych dni, w których się odbywała, imprezą udaną, a świadczą o tym z reguły bardzo pozytywne opinie uczestników.

Piotr Decowski

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

R E C E N Z J E

Bronisław Średniawa: *Hydrodynamika i teoria sprężystości*, PWN, Warszawa 1977, stron 412, cena zł 50.—

Recenzowana książka jest podręcznikiem na poziomie uniwersyteckim zawierającym wykład dwóch klasycznych działów mechaniki ośrodków ciągłych: hydrodynamiki (mechaniki płynów) i liniowej teorii sprężystości. Przeznaczona jest przede wszystkim dla studentów fizyki, jako wprowadzenie do mechaniki ośrodków ciągłych; może również służyć innym Czytelnikom, którzy pragną poznać podstawy tej dyscypliny, a także tym, którzy zajmując się techniką, geofizyką, meteorologią itp. poszukują teoretycznego wyjaśnienia wielu spotykanych zjawisk. Autor książki, wykładając na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, niewątpliwie wykorzystał własne doświadczenia dydaktyczne w doborze materiału i układzie treści. W kilku rozdziałach wykorzystano również fragmenty poprzednio wydanego skryptu B. Średniawy i J. Weysenhoffa.

Mając na uwadze dydaktyczny charakter książki, jej obecne wydanie należy uznać za celowe i uzasadnione. Polski rynek księgarski nie obfituje w dobre podręczniki z mechaniki ośrodków ciągłych; trochę lepiej przedstawia się sytuacja w dziedzinie mechaniki płynów i teorii sprężystości. Ponieważ zgodnie z intencjami Autora książka obejmuje tylko dwie wybrane dziedziny wiedzy, porównanie jej z innymi wydawnictwami nie jest sprawą prostą. Inne znane podręczniki z mechaniki ośrodków ciągłych (np. polskie przekłady tomów z serii *Fizyka teoretyczna* Landaua i Lifszycy, skrypty Rubinowicza, monografie obcojęzyczne Siedowa, Truesdella i Nolla, Eringeny i in.) są z reguły znacznie obszerniejsze i zawierają działy mechaniki nie poruszane w niniejszej książce. Z drugiej strony istniejące podręczniki mechaniki płynów i teorii sprężystości (np. polskie wydania Bukowskiego, Wysockiego, Nowackiego, obcojęzyczne książki Love'a, Lamba, Łurie i Łojciańskiego, itp.) są bardziej szczegółowe i poświęcone wyłącznie każdej z wymienionych dziedzin. Recenzowana książka zawiera najważniejsze zagadnienia z tych klasycznych działów mechaniki, ale oczywiście nie może wyczerpywać całości materiału.

Właściwe rozważania nad hydrodynamiką i teorią sprężystości poprzedzono bardzo obszernym wstępem matematycznym (7 rozdziałów) poświęconym analizie wektorowej, polom wektorowym i teorii potencjału, zagadnieniom wartości własnych i równaniom fizyki matematycznej (równania falowe i równania dyfuzji). Kolejne 9 rozdziałów, to podstawy hydrostatyki i hydrodynamiki płynów doskonałych i lepkich. Szczególną uwagę poświęcono przy tym zagadnieniom falowym i ich zastosowaniom do innych działów nauki. Tylko ostatnie dwa rozdziały obejmują podstawy teorii sprężystości i jej niektóre zastosowania. Książka zawiera również rozwiązania zadań zamieszczonych na końcu każdego rozdziału, uzupełnienie podstawowych wzorów z rachunku wektorowego, krótką bibliografię i skorowidz.

Największą zaletą książki jest jej jasność, przystępność i duże walory dydaktyczne, nawet przy samodzielnym przerabianiu materiału. W odczuciu recenzenta zbyt mało uwagi poświęcono zagadnieniom teorii sprężystości w porównaniu z zagadnieniami mechaniki płynów. Wydaje się również, że każdy nowoczesny podręcznik poświęcony tym dziedzinom powinien zawierać pewne minimalne informacje na temat zagadnień nieliniowych w mechanice płynów lepkich i lepkosprężystych oraz w teorii nieliniowej sprężystości.

Książka napisana jest poprawnie, a stosowana terminologia w zasadzie zgodna z terminologią innych wydawnictw podręcznikowych. Pewne wątpliwości może budzić używanie wprowadzonego przez Natansona terminu „pochodna śledcza”, zamiast częściej obecnie używanego terminu pochodna materialna, substancjalna lub pełna. Również używanie terminu „ciśnienie” w odniesieniu do niekulistego tensora naprężenia (*stress tensor*, tensor naprężenia) w płynach lepkich oraz terminu „tensor napięć” zamiast tensor naprężeń

w teorii sprężystości, nie jest w pełni zgodne ze współcześnie przyjętą terminologią w mechanice ośrodków ciągłych.

Nakład książki wyniósł 3 tys. egzemplarzy, co nie jest zbyt dużo dla podręczników uniwersyteckich poświęconych podstawowym dziedzinom wiedzy. Pomimo założenia taniego wydania (niska jakość papieru i oprawa broszurowa), książka została przygotowana starannie, zawiera przejrzysty druk i rysunki.

Reasumując, należy jeszcze raz podkreślić dydaktyczne walory książki i polecić ją studentom oraz wszystkim tym, którzy pragną studiować podstawy hydrodynamiki i teorii sprężystości. Można także żywić nadzieję, że następne jej wydania zostaną rozszerzone i uzupełnione podstawowymi informacjami na temat nieliniowej mechaniki płynów i teorii sprężystości.

Stefan Zahorski

Instytut Podstawowych Problemów
Techniki PAN
Warszawa

Bożena Hilczer, Jerzy Małecki: *Elektrety*, PWN, Warszawa 1980, stron 350, cena zł 85.—

Książka Bożeny Hilczer i Jerzego Małeckiego stanowi monograficzne opracowanie informacji literaturowych na temat nowych materiałów elektretowych i technik ich polaryzowania oraz sposobów badania własności elektretów i ich wykorzystania w praktyce. Wiadomości te podane są na tle obszernego omówienia własności elektretów wykonanych z „klasycznych” materiałów, jakimi były woski.

Książka jest przeznaczona głównie dla praktyków, którzy pragną ze zrozumieniem wykorzystywać liczne możliwości zastosowań elektretów w technice. Jest użyteczna także dla studentów fizyki, pragnących rozszerzyć swą wiedzę poza program nauczania. Czytelnik znajdzie w niej opis niezwykłych własności elektretów, będących wynikiem nakładania efektów związanych z polaryzacją orientacyjną i deformacyjną oraz z transportem i gromadzeniem swobodnych nośników ładunku, występujących w realnych dielektrykach lub wstrzykniętych z zewnątrz. Ukazując te procesy w ich współistnieniu i wzajemnym związku książka może inspirować fizyków do poszukiwania rozwiązań trudnych problemów teoretycznych fizyki dielektryków.

Poznawczym i aplikacyjnym badaniom elektretów poświęcono kilkaset publikacji źródłowych bądź przeglądowych oraz stosunkowo niewiele opracowań monograficznych [1—5]. W Polsce wydano jedynie przekład broszurki popularnonaukowej A. N. Gubkina *Elektrety* (PWN, Warszawa 1963).

Podjęcie przez autorów monograficznego opracowania aktualnego stanu wiedzy na temat elektretów jest cenną inicjatywą uzupełnienia luki nie tylko na polskim rynku księgarskim. Nie bez znaczenia jest fakt, że autorzy książki prowadzą w Instytucie Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu rozległe badania podstawowe z zakresu fizyki dielektryków. Wykorzystanie postępów w tej dziedzinie do wyjaśnienia wielu aspektów efektu elektretowego stanowi bowiem bardzo aktualne zadanie nauki.

Podstawowe pojęcia określające stan elektretowy oraz procesy decydujące o wytworzeniu i zaniku tego stanu określono w rozdziałach 1 i 4. W rozdziale wstępnym przedstawiono ponadto pewne minimum informacji na temat procesów transportu swobodnych nośników ładunku w dielektrykach i półprzewodnikach. W rozdziale 2 zamieszczono podstawowe wiadomości na temat polaryzacji deformacyjnej i orientacyjnej dielektryków. Własności fizykochemiczne różnych grup materiałów elektretowych omówiono w rozdziale 3. Szczególnie obszernie omówiono własności polimerów, a zwłaszcza folii polimerowych używanych do wytwarzania nowoczesnych elektretów. W rozdziale 4, obejmującym czwartą część objętości książki, opisano różne sposoby otrzymywania i własności termoelektretów, fotoelektretów, radioelektretów oraz elektretów z ładunkiem implantowanym. Przedstawiono również teorie fenomenologiczne efektu elektretowego w ich rozwoju historycznym. W rozdziałach 5 i 6 przedstawiono ponownie własności elektretów oraz powtórzone obszerne fragmenty teorii fenomenologicznych, zwłaszcza na temat rozkładu ładunku i pola elektrycznego wewnątrz i na zewnątrz elektretu. Informacje te stanowią podstawę opisu metod wyznaczania gęstości ładunku i jego rozkładu. Opisy praktycznych zastosowań elektretów, zestawione w rozdziałach 7 i 8, obejmują głównie wybrane nowoczesne przykłady. Inne możliwości są tylko sygnalizowane, przy czym Autorzy odsyłają czytelnika do prac źródłowych i opisów patentowych.

Książka jest napisana poprawnie pod względem językowym i użytej terminologii naukowej. Jest sta-

rannie wydana. Czytelność tekstu ułatwiają objaśniające wstępy i krótkie podsumowania, wprowadzone w poszczególnych rozdziałach.

Podstawową zaletą książki, wyróżniającą ją spośród innych monografii na temat elektretów, jest próba ujęcia w jedną całość wiedzy na temat „klasycznych” elektretów woskowych oraz nowoczesnych elektretów, otrzymywanych z folii polimerowych drogą implantacji ładunku. Oryginalne, choć nie przeprowadzone z pełną konsekwencją, jest zamieszczenie w rozdziałach 1 i 2 podstawowych wiadomości dotyczących polaryzacji dielektrycznej oraz procesów transportu i gromadzenia swobodnych nośników ładunku. Te ostatnie procesy, a zwłaszcza procesy polaryzacji ładunku przestrzennego, zasługują na szerszy opis teoretyczny, równorzędny z opisem procesów polaryzacji deformacyjnej i orientacyjnej (rozdz. 2).

Dla fizyków, prowadzących zaawansowane badania podstawowe, nie zawsze wystarczającą jest określenie założeń i przybliżeń przyjmowanych w prezentowanych teoriach fenomenologicznych. W niektórych fragmentach książki założenia te oraz wynikające z teorii wnioski końcowe nie są poddane dostatecznie krytycznej analizie, zwłaszcza w świetle sprzecznych z nimi faktów doświadczalnych. Szkoda, że publikacje zawierające opis takich doświadczeń zostały przez autorów pominięte. Zauważono np., że znany dla elektretów woskowych efekt zmiany polarności następuje dopiero po zdjęciu polaryzujących elektrod, przy czym czas, po którym następuje ta zmiana jest tym dłuższy, im dłuższy czas upłynął od momentu zakończenia polaryzacji do chwili zdjęcia elektrod [6]. Można z tego wnioskować, że homoladunek nie musi koniecznie powstawać równocześnie z heteroladunkiem w procesie polaryzacji elektretu, przez wstrzyknięcie nośników z zewnątrz. Te fakty skłoniły do krytycznej oceny pewnej części założeń jakościowej teorii Grossa, rozwiniętej w ilościową teorię fenomenologiczną przez Swanna i Gubkina [7]. Argumenty, których użyli Autorzy książki przy krytycznej ocenie nowej hipotezy dotyczącej homoladunku (str. 107) są mało przekonujące i nie poparte próbą analizy powyższych faktów doświadczalnych na gruncie przyjmowanej teorii Grossa, Swanna i Gubkina.

Pewne nieporozumienia i wątpliwości, dotyczące założeń teoretycznych (np. str. 87, 177, 265), mogą wynikać z uogólnienia szczególnych przypadków polaryzacji i rozkładu ładunków swobodnych na efekt elektretowy w ogólności. Takim szczególnym przypadkiem są niewątpliwie elektrety wytworzone drogą implantacji ładunku. Podstawową rolę odgrywa w nich określony rozkład ładunków swobodnych i skrajnie małe wartości przewodnictwa elektrycznego materiałów, z których się je uzyskuje. Trzeba jednak zdawać sobie sprawę, że odbiegają one znacznie od pierwowzorów elektretów, w których ważną rolę odgrywała polaryzacja orientacyjna i wynikające z tego analogie do magnesów. Właśnie w tych „klasycznych” elektretach mamy do czynienia z całą złożonością nakładania różnych procesów, które starają się opisywać ogólne teorie fenomenologiczne.

Mimo powyższych uwag należy podkreślić, że w wielu miejscach książki Autorzy nie ukrywają przed czytelnikiem krytycznej opinii na temat stanu wiedzy o elektretach. Przekonują przy tym czytelnika, że wielu jeszcze badań podstawowych wymaga pełne wyjaśnienie teoretyczne skomplikowanych problemów związanych z nakładaniem się w realnych dielektrykach procesów polaryzacyjnych oraz zjawisk transportu i gromadzenia swobodnych nośników ładunku. W aktualnym stanie teorii elektretów większość przyjmowanych założeń, upraszczających problem pod względem matematycznym, nie odpowiada bowiem rzeczywistości. Duże nadzieje można wiązać z podjętą przez Autorów książki próbą włączenia badań efektu elektretowego do ogólnego nurtu rozwoju fizyki dielektryków, gdzie w rozwiązywaniu tych samych w istocie lub zbliżonych problemów osiągnięto znaczne postępy.

Można oczekiwać, że książka B. Hilczera i J. Małeckiego przybliży fizykom nierozwiązane problemy teoretyczne efektu elektretowego a praktykom ukaże wiele ciekawych możliwości wykorzystania elektretów w technice.

Jan Hańderek
Instytut Fizyki
Uniwersytet Śląski
Katowice

Literatura

- [1] A. N. Gubkin, *Elektrety*, przekład z ros., PWN, Warszawa 1963.
[2] W. M. Fridkin, J. S. Żeludiew, *Fotoelektrety i elektrograficzny proces*, Izd. AN SSSR, Moskwa 1960.
[3] B. Gross, *Charge Storage in Solid Dielectrics*, Elsevier Publ. Comp., Amsterdam 1964.

- [4] Praca zbiorowa pod red. M. M. Perlmana *Electrets, Charge Storage and Transport in Dielectrics*, Electrochem. Soc., Princeton 1973.
- [5] P. A. Luszijkin, *Polimernyje elektrity*, Izd. Chimia, Moskwa 1976.
- [6] J. Hańderek, *Fiz. Tverd. Tela* 5, 2517 (1963); *Acta Phys. Pol.* 24, 339 (1963); 29, 623 (1965).
- [7] T. Piech, J. Hańderek, *Phys. Status Solidi* 9, 361 (1965).

Janusz Araminowicz: *Zbiór zadań z fizyki jądrowej*, PWN, Warszawa 1980, stron 236, cena zł 32.—

Zbiór zadań z fizyki jądrowej Janusza Araminowicza, przeznaczony dla studentów wydziałów fizyki, jest zbiorem słabym, a duża liczba występujących w nim błędów merytorycznych różnego kalibru — w tym także najgrubszego, raczej dyskwalifikuje go jako pomoc naukową w dziedzinie nauki ścisłej. Wydanie tego zbioru w jego aktualnej postaci jest nieporozumieniem, a wobec braku na rynku podobnej pozycji w języku polskim na pewno sensowniejsze byłoby tłumaczenie np. z rosyjskiego zbioru zadań I. E. Irodowa *Sbornik zadacz po atomnoj i jądrowej fizikie* (Atomizdat, 1971) lub zbioru I. A. Antonowa i współautorów *Zadacz po jądrowej fizikie* (Izd. Moskowskiego Universitieta, 1979).

Występujące w zbiorze błędy merytoryczne grubego kalibru świadczą, iż Autor poskąpił czasu na staranne przemyślenie proponowanych problemów. Ten brak staranności rzutuje negatywnie na ogólne oblicze zbioru, w którym w stosunku do znacznej liczby zadań można wysunąć następujące zarzuty:

- banalność i brak oryginalności
- brak precyzji sformułowań, brak wystarczającej dla rozwiązania zadania ilości informacji względnie nadmiar takowej. Naiwność sformułowań, nieraz odpowiadająca poziomowi szkoły podstawowej
- brak oparcia w realnych problemach
- niewyważony rozrzut stopnia rachunkochłonności oraz jej relacji do treści fizycznej
- powtarzanie się (szczególnie częste w przypadku zadań z kinematyki)
- błędy merytoryczne, błędy i jeszcze raz błędy, w tym szereg horendalnych. O wiele za dużo jak na publikację książkową mającą służyć celom dydaktycznym.

Wylczenie wszystkich błędów, nieścisłości oraz zadań chybionych wymagałoby zbyt wiele miejsca, aby tu na nie się pokusić. Nawet adekwatne zilustrowanie wszystkich wyliczonych wyżej punktów przykładami konkretnych zadań tego miejsca wymaga za dużo. Dlatego ograniczyć się do przytoczenia tylko kilku przykładów błędów grubych, wierząc, iż muszą one dać pewne wyobrażenie o ogólnym poziomie zbioru. W omawianych niżej przykładach, zadanie oraz proponowane jego rozwiązanie traktuję jako jedną całość, gdyż nawet tam, gdzie treść zadania nie zawiera błędów merytorycznych, samo zadanie staje się bądź to bezsensowne, bądź niewspółmiernie trudne, jeśli zamiast proponowanego błędnego będzie się miało na względzie poprawne rozwiązanie.

Przykład 1. W zadaniu 2.83 Autor proponuje liczyć poprawki na czas martwy analizatora wielokanałowego w taki sposób, że poprawka dla danego kanału zależy jedynie od szybkości rejestracji w tym kanale. Wynikająca z warunków zadania szybkość zliczeń jest w istocie wielokrotnie wyższa od szybkości wystarczającej do całkowitego „zatkania” analizatora.

Przykład 2. W zadaniach 2.89 i 2.90 Autor proponuje liczyć czas martwy układu detektor-przelicznik jako sumę czasów martwych detektora oraz przelicznika.

Przykład 3. W zadaniu 4.66 Autor proponuje obliczać energię pierwszego stanu wzbudzonego jądra berylu-10 jako różnicę energii odpowiednich stanów analogowych w borze-10 pomniejszoną jednakże dodatkowo o różnicę energii wiązania obu jąder. Aby błędnie liczona energia była zgodna z wartością eksperymentalną, Autor przesunął odpowiednio w skali energii jeden z zaangażowanych w problemie stanów analogowych. W dodatku dla stanu analogowego odpowiadającego stanowi podstawowemu parzysto-parzystego berylu-10 ($J^\pi = 0^+$) Autor proponuje $J^\pi = 1^+$.

Przykład 4. W zadaniu 5.64 Autor proponuje szacować relację między prawdopodobieństwami przejść gamma opierając się jedynie na kryterium multipolowości. Znaczna różnica w energiach przejść: 2 keV oraz 142 keV oraz jej silny wpływ na względne prawdopodobieństwa przejść najwidoczniej uszła uwadze Autora.

Przykład 5. W zadaniu 6.8 Autor proponuje z „gołego” faktu, że wzór na przekrój czynny na rozpraszanie ruthefordowskie daje dla małych kątów duże wartości przekrojów wyciągnąć wniosek, iż wzór ów jest

- [4] Praca zbiorowa pod red. M. M. Perlmana *Electrets, Charge Storage and Transport in Dielectrics*, Electrochem. Soc., Princeton 1973.
- [5] P. A. Łuszejkin, *Polimernyje elektrity*, Izd. Chimia, Moskwa 1976.
- [6] J. Hańderek, *Fiz. Tverd. Tela* 5, 2517 (1963); *Acta Phys. Pol.* 24, 339 (1963); 29, 623 (1965).
- [7] T. Piech, J. Hańderek, *Phys. Status Solidi* 9, 361 (1965).

Janusz Araminowicz: *Zbiór zadań z fizyki jądrowej*, PWN, Warszawa 1980, stron 236, cena zł 32.—

Zbiór zadań z fizyki jądrowej Janusza Araminowicza, przeznaczony dla studentów wydziałów fizyki, jest zbiorem słabym, a duża liczba występujących w nim błędów merytorycznych różnego kalibru — w tym także najgrubszego, raczej dyskwalifikuje go jako pomoc naukową w dziedzinie nauki ścisłej. Wydanie tego zbioru w jego aktualnej postaci jest nieporozumieniem, a wobec braku na rynku podobnej pozycji w języku polskim na pewno sensowniejsze byłoby tłumaczenie np. z rosyjskiego zbioru zadań I. E. Irodowa *Sbornik zadacz po atomnoj i jadrienoj fizikie* (Atomizdat, 1971) lub zbioru I. A. Antonowa i współautorów *Zadacz po jadrienoj fizikie* (Izd. Moskowskogo Universitieta, 1979).

Występujące w zbiorze błędy merytoryczne grubego kalibru świadczą, iż Autor poskąpił czasu na staranne przemyślenie proponowanych problemów. Ten brak staranności rzutuje negatywnie na ogólne oblicze zbioru, w którym w stosunku do znacznej liczby zadań można wysunąć następujące zarzuty:

- banalność i brak oryginalności
- brak precyzji sformułowań, brak wystarczającej dla rozwiązania zadania ilości informacji względnie nadmiar takowej. Naiwność sformułowań, nieraz odpowiadająca poziomowi szkoły podstawowej
- brak oparcia w realnych problemach
- niewyważony rozrzut stopnia rachunkowości oraz jej relacji do treści fizycznej
- powtarzanie się (szczególnie częste w przypadku zadań z kinematyki)
- błędy merytoryczne, błędy i jeszcze raz błędy, w tym szereg horendalnych. O wiele za dużo jak na publikację książkową mającą służyć celom dydaktycznym.

Wylczenie wszystkich błędów, nieścisłości oraz zadań chybionych wymagałoby zbyt wiele miejsca, aby tu na nie się pokusić. Nawet adekwatne zilustrowanie wszystkich wyliczonych wyżej punktów przykładami konkretnych zadań tego miejsca wymaga za dużo. Dlatego ograniczyć się do przytoczenia tylko kilku przykładów błędów grubych, wierząc, iż muszą one dać pewne wyobrażenie o ogólnym poziomie zbioru. W omawianych niżej przykładach, zadanie oraz proponowane jego rozwiązanie traktuję jako jedną całość, gdyż nawet tam, gdzie treść zadania nie zawiera błędów merytorycznych, samo zadanie staje się bądź to bezsensowne, bądź niewspółmiernie trudne, jeśli zamiast proponowanego błędnego będzie się miało na względzie poprawne rozwiązanie.

Przykład 1. W zadaniu 2.83 Autor proponuje liczyć poprawki na czas martwy analizatora wielokanałowego w taki sposób, że poprawka dla danego kanału zależy jedynie od szybkości rejestracji w tym kanale. Wynikająca z warunków zadania szybkość zliczeń jest w istocie wielokrotnie wyższa od szybkości wystarczającej do całkowitego „zatkania” analizatora.

Przykład 2. W zadaniach 2.89 i 2.90 Autor proponuje liczyć czas martwy układu detektor-przelicznik jako sumę czasów martwych detektora oraz przelicznika.

Przykład 3. W zadaniu 4.66 Autor proponuje obliczać energię pierwszego stanu wzbudzonego jądra berylu-10 jako różnicę energii odpowiednich stanów analogowych w borze-10 pomniejszoną jednakże dodatkowo o różnicę energii wiązania obu jąder. Aby błędnie liczona energia była zgodna z wartością eksperymentalną, Autor przesunął odpowiednio w skali energii jeden z zaangażowanych w problemie stanów analogowych. W dodatku dla stanu analogowego odpowiadającego stanowi podstawowemu parzysto-parzystego berylu-10 ($J^\pi = 0^+$) Autor proponuje $J^\pi = 1^+$.

Przykład 4. W zadaniu 5.64 Autor proponuje szacować relację między prawdopodobieństwami przejść gamma opierając się jedynie na kryterium multipolowości. Znaczna różnica w energiach przejść: 2 keV oraz 142 keV oraz jej silny wpływ na względne prawdopodobieństwa przejść najwidoczniej uszła uwadze Autora.

Przykład 5. W zadaniu 6.8 Autor proponuje z „gołego” faktu, że wzór na przekrój czynny na rozpraszanie ruthefordowskie daje dla małych kątów duże wartości przekrojów wyciągnąć, wniosek, iż wzór ów jest

dla małych kątów niesłuszny. W tym celu Autor liczy wydajność dla przypadku odpowiednio grubej tarczy opierając się na przybliżonym słusznym dla cienkich tarcz wzorze i stwierdza, że liczba wylatujących cząstek byłaby większa od liczby cząstek padających, gdyby wzór na ruthefordowski przekrój czynny był słuszny. Autor nie zauważa, że w podobny sposób wybierając w rachunkach odpowiednio grube tarcze można obalić jakikolwiek wzór na przekrój czynny.

Przykład 6. W zadaniu 7.46 Autor proponuje liczyć względne wydajności reakcji (n, p) oraz $(n, 2n)$ wywołanych przez prędkie neutrony tak, jak gdyby ubywanie strumienia prędkich neutronów w wyniku jednej z tych reakcji nie miało wpływu na wydajność drugiej. Dzięki temu stosunek wydajności obu reakcji zależy w „prosty” sposób od grubości tarczy: $w_1/w_2 = (1 - e^{-n\delta_1 d})/(1 - e^{-n\delta_2 d})$, gdzie n jest liczbą jąder tarczy w jednostce objętości, a d jest grubością tarczy.

Przykład 7. W serii zadań 10.7, 10.8 i 10.9 Autor proponuje przyjmować, że kąt w układzie laboratoryjnym jest równy połowie kąta mierzonego w układzie środka mas niezależnie od stosunku mas zderzających się sprężyste jąder.

Gwoli sprawiedliwości trzeba powiedzieć, że tak drastycznych błędów, jakie przytoczyłem w powyższych przykładach nie jest w sumie dużo. Z drugiej strony, liczba błędów o mniejszym ciężarze gatunkowym jest odpowiednio wyższa, wystarczająco duża, aby na każdym etapie systematycznego przeglądania zbioru negatywne wrażenie było odpowiednio świeże.

Strona redakcyjna i wydawnicza odpowiada przyjętym u nas dla tego rodzaju wydawnictw standardom, ale niestety nie może ten fakt wynagrodzić użytkownikowi nie najwyższej jakości treści zbioru zadań Janusza Araminowicza.

W konkluzji powstaje nieodpracie pytanie, jak doszło do wydania tego zbioru przez PWN? Kto opiniował go dla Wydawnictwa?

Jan Tóke

Institut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Odpowiedź na recenzję książki *Zbiór zadań z fizyki jądrowej* J. Araminowicza

W recenzji mojej książki doc. J. Tóke sporządził długą listę różnego rodzaju zarzutów i zestawił je w sześciu grupach. Szkoda jednak, że tak skąpo poparł je konkretnymi. W tej sytuacji pięć pierwszych grup zastrzeżeń właściwie nie mieści się w kategoriach merytorycznej dyskusji.

Punktem wyjścia recenzji jest kategorię stwierdzenie usiłujące zasugerować, że omawiany zbiór zadań jest przeznaczony wyłącznie dla studentów wydziałów fizyki. Widać więc, że Recenzent całkowicie zignorował umieszczoną w przedmowie informację, która wyraźnie mówi, że w zbiorze umieszczono szereg łatwych zadań adresowanych do studentów pozafizycznych kierunków studiów, którzy w programie zajęć mają przewidziane elementy fizyki jądrowej. Zapewne pomylenie głównego adresu tej właśnie grupy zadań dało Recenzentowi asumpt do użycia takich określeń jak „banalne, naiwne, chybione” itp.

W innym miejscu Recenzent stwierdza „... brak wystarczającej dla rozwiązania zadań informacji ...”. Pozwolę sobie zacytować fragment przedmowy, która wyjaśnia tę sprawę do końca. „Specyfika obliczeń wykonywanych w zakresie fizyki jądrowej polega między innymi na konieczności korzystania z różnych zestawień, tablic i wykresów. Znalazło to swoje odbicie w sformułowaniu wielu zadań, w których nie zawsze zostały podane wszystkie niezbędne do rozwiązania dane. O celowości lub konieczności korzystania z dodatkowych danych każdorazowo powinien zdecydować sam Czytelnik. Dla jego wygody w poradniku (na końcu książki) zostały umieszczone odpowiednie tablice i wykresy”. Takie potraktowanie zadań zbliża je do profesjonalnego stylu rozstrzygnięcia problemów, wymaga od studenta lepszej orientacji w za-

gadnieniach i bardziej samodzielnego myślenia. Wątpię, czy umieszczenie w zadaniach całej informacji uczyniłoby je mniej „banalnymi”.

Nie podejmuję próby ustosunkowania się do wszystkich zarzutów sklasyfikowanych w pięciu pierwszych grupach. Nie oznacza to jednak, że się z nimi zgadzam. Po prostu brak rzeczowych argumentów w recenzji uniemożliwia mi merytoryczną odpowiedź.

Osobna sprawa to błędy merytoryczne. Recenzent podaje siedem przykładów błędów „najgrubszego kalibru”, przyznaje jednak, że „... tak drastycznych błędów nie jest w sumie dużo”. W tej grupie zastrzeżeń całkowicie bezdyskusyjny jest jedynie zarzut sformułowany w siódmym przykładzie. Istotnie część rachunku odnosi się tam do wodoru, a nie do jąder o liczbie masowej A (jest to dość mechaniczne przeniesienie błędu z książki N. A. Własowa *Neutrony*). Pozostałe zastrzeżenia wymagają jednak omówienia.

Sens ćwiczeń rachunkowych z fizyki na ogół nie polega na drobiazgowej analizie wszystkich aspektów zjawiska, lecz tylko niektórych z nich. Dlatego też w celu wyekspozowania głównego problemu często wprowadza się do zadań różne uproszczenia lub przejawienia sytuacji. Typowym przykładem takiej metody w zadaniach z mechaniki jest pomijanie wszelkich oporów ruchu, nawet wtedy, gdy w realnej sytuacji miałyby one decydujący wpływ na przebieg zjawiska i nikt nie traktuje tego jako „gruby błąd” dyskwalifikujący zadanie. Taką jednak myśl można odczytać w recenzji m. in. w odniesieniu do zadania 2.83. Zadanie to powinno uświadomić studentowi, że martwy czas analizatora w różnym stopniu może wpływać na różne fragmenty widma i zmieniać relacje pomiędzy nimi. Czytelność tych efektów rośnie wraz ze wzrostem średniej częstotliwości sygnałów wejściowych. Stąd też w zadaniu pojawia się przejawienie, które można wydedukować z zamieszczonego tam rysunku, a które zdaniem Recenzenta stanowi „gruby błąd”.

Omawiając drugi przykład Recenzent kwestionuje zasadę liczenia martwego czasu szeregowo połączonych przyrządów. Jest to zastrzeżenie dość zaskakujące. Sumowanie się martwych czasów w sposób oczywisty wynika z podanych w odpowiedzi wzorów, których poprawność nie została podważona. Gdyby jednak to wyjaśnienie okazało się niewystarczające, to obszerniejszy materiał na ten temat można znaleźć w książce W. I. Goldańskiego i wsp. *Statystyka pomiarów przy rejestracji promieniowania jądrowego* (PWN, 1963). Dla uzupełnienia można dodać, że w rekomendowanym przez Recenzenta zbiorze zadań Irodowa ten problem jest rozstrzygnięty tak samo.

W stosunku do zadania 5.64 podstawą do sformułowania zarzutu jest fakt, że wynik zgodny z danymi tablicowymi (a więc poprawny) został osiągnięty bez rozpatrywania relacji energetycznych, które obok multipolowości także decydują o prawdopodobieństwie przejść. Warto przy tym zwrócić uwagę, że w zadaniu wymagana jest jedynie odpowiedź jakościowa.

W trzecim przykładzie Recenzent oskarża mnie o rozmyślne manipulowanie opisem stanów jądra w celu osiągnięcia lepszej zgodności wyniku z wartością doświadczalną. Porównanie układu poziomów jąder ^{10}Be i ^{10}B można znaleźć np. w książce A. S. Dawydowa *Teoria jądra atomowego* (PWN, 1962, str. 41). Opis poziomów w zadaniu (energia, spin, parzystość, izospin) we wszystkich szczegółach jest zgodny z charakterystykami podanymi we wspomnianym podręczniku. W tej sytuacji zarzut Recenzenta mogę uznać za co najmniej bezpodstawny. Zastrzeżenie dotyczące wprowadzenia do rachunku różnicy energii wiązania także wzbudza moje wątpliwości. Porównywanie stanów jąder izobarycznych wymaga wprowadzenia korekty na różnicę mas protonu i neutronu oraz oddziaływanie kulombowskie. Oba te czynniki są zawarte w energii wiązania.

Zastrzeżenia do zadania 6.8 także wzbudzają szereg wątpliwości. Po pierwsze, zadanie nie odwołuje się do żadnego konkretnego doświadczenia. Przedmiotem obliczeń jest wyłącznie to, co bezpośrednio wynika ze wzoru Rutherforda i w tym ujęciu wynik nie może zależeć od rozpraszania wielokrotnego, a w konsekwencji jego aspekt jakościowy nie zależy od grubości tarczy. Zignorowanie tego oczywistego faktu stanowi dla Recenzenta punkt wyjścia do wyjaśnienia genezy mojego „błędu”. Po drugie, wzór Rutherforda prowadzi do nieskończenie dużych wartości przekroju rozpraszania dla kątów dążących do zera i fakt ten nie ma nic wspólnego z grubością tarczy. Nieskończony wzrost wartości przekroju wynika z nieograniczonego zasięgu oddziaływań kulombowskich przez co do rozważań zostają włączone cząstki z nieograniczeniem dużym parametrem zderzenia. Ten warunek nie może być spełniony w sposób ścisły w żadnej realnej sytuacji. Po trzecie, należy zauważyć, że wzór Rutherforda odnosi się do jądra pozbawionego otoczenia. Obecność powłok elektronowych ma tym większy wpływ na rozpraszaną cząstkę im większy jest jej parametr zderzenia. Przy parametrze zderzenia zbliżającym się do promienia atomu efekt ekranowania

ładunku jądra prowadzi do całkowitej nieprzydatności wzoru Rutherforda (L. Groszew, I. Szapiro *Spektroskopia jąder atomowych*, PWN, 1956, str. 25). Po czwarte, wynik jakościowo zgodny z rezultatem zadania można otrzymać dla dowolnie cienkiej tarczy. Fakt, że użycie wzoru Rutherforda doprowadziło do „wygenerowania” dużej liczby cząstek (taki jest sens wyniku) Recenzent usiłuje tłumaczyć pominięciem rozpraszania wielokrotnego. Powstrzymuję się od komentarza. Po piąte wreszcie, gdyby jednak mimo wszystko uznać racje Recenzenta to i tak próba rozciągnięcia tych racji na dowolny mechanizm oddziaływania jest chybiona. Rozpraszanie za pośrednictwem sił krótkozasięgowych zdecydowanie nie poddaje się proponowanej w recenzji metodzie sprowadzenia do absurdu.

W wyniku przeprowadzonej dyskusji rodzi się pytanie, czy rzeczywiście są to „drastyczne błędy”? Nie ma książki całkowicie wolnej od błędów — są i w mojej. Rzecz w tym, że Recenzent znalazł ich dużo. Dostrzegął je również tam, gdzie ich nie ma. Równocześnie błędy stały się udziałem samej recenzji i jest ich sporo w porównaniu z liczbą zarzutów szczegółowych. Nie chodzi jednak o to, aby licytować się, kto z nas popełnił ich relatywnie więcej. Chodzi o to, że w tym świetle z opinią doc. J. Töke nie można się zgodzić w całej rozciągłości.

Janusz Araminowicz

Instytut Fizyki
Uniwersytet Łódzki
Łódź

L I S T D O R E D A K C J I

O Profesorze Andrzeju Sołtanie — parę osobistych wspomnień *

10 grudnia 1980 r. minęło 21 lat od przedwczesnej śmierci prof. Andrzeja Sołtana. Do kilku już wspomnień napisanych przez jego kolegów i współpracowników [1—3], pragnę dodać parę moich osobistych, jako jego studenta, a później asystenta. W środowisku Instytutu Badań Jądrowych postać prof. Sołtana kojarzy się na ogół z jego rolą pierwszego dyrektora naszego Instytutu, Osobiście, ogromnie cennymi dla mnie wspomnieniami są te z lat wcześniejszych, kiedy byłem asystentem Profesora w Katedrze Atomistyki Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW na Hożej, a także pracownikiem Zakładu Izotopów Promieniotwórczych Wydziału III PAN.

Z Profesorem zetknąłem się już w pierwszym roku studiów, tj. w r. 1949. Szybko dowiedziałem się, że prof. Sołtan jest wybitnym fizykiem eksperymentatorem. Wiadomo było o jego niezwykłych w tym kierunku umiejętnościach, wykazanych w pracach z zakresu promieniowania rentgenowskiego, czy w zbudowaniu w roku 1940 pierwszego w Polsce cyklotronu, gdy Profesor pracował w Zakładach Philipsa w Warszawie. Na niezapomnianych wykładach z fizyki doświadczalnej prof. Pieńkowskiego oraz w laboratoriach fizyki optycznej na Hożej posługiwano się specjalną lampą rtęciową, wynalezioną przez Sołtana; lampę tę fizycy nazywali popularnie „sołtanówką”.

Zafascynowany osobą Profesora, wraz z innymi kolegami ze studiów śledziłem z odległości tajemnicze wtedy dla mnie prace nad budową akceleratora Greinachera w tzw. hali atomowej. Wielokrotnie widywałem tam, jak Profesor, wiecznie zajęty, spieszący się i zaaferowany, albo dyskutował z pracownikami o szczegółach technicznych, albo sam wykonywał prace montażowe. Pamiętam go, jak kłęcząc na posadzce hali sprawdzał poziomica i własnoręcznie korygował położenie płyty fundamentowej do ustawienia kolumny akceleracyjnej. Wkrótce potem, gdy jeszcze przed ukończeniem studiów zostałem zatrudniony w IFD na Hożej jako zastępca asystenta, a następnie rozpocząłem pracę magisterską w wybranej przeze mnie fizyce jądrowej, właśnie pod kierunkiem Sołtana, przekonałem się jak rozległą wiedzę praktyczną posiadał Profesor i jak wiele czynności laboratoryjnych i warsztatowych potrafił sam wykonać. Gdy zerwało się delikatne zawieszenie w galwanometrze — pokazał nam, w jaki sposób wykonać nici kwarcowe o mikronowych grubościach, jak wybrać taką samą, jaka została uszkodzona w przyrządzie i jak przeprowadzić reperację do końca. Rysował na poczekaniu układy elektryczne. Cały też czas czuwał potem, aby wszystkie szczegóły układu zostały wykonane dokładnie i starannie. Tak było np. z pracującym do dziś zasilaczem wysokiego napięcia do akceleratora Van de Graaffa.

Na piątkowych konwersatoriach z fizyki doświadczalnej gromadzili się co tydzień niemal wszyscy fizycy przebywający w Warszawie. Profesor brał czynny udział prawie w każdym konwersatorium. Zostawił ślad w pamięci wszystkich tych, którzy byli świadkami jego rzetelnego i głębokiego zainteresowania fizyką, jego entuzjazmu dla rozwoju badań i jednocześnie krytycznej oceny w interpretacji wyników. Miał spośród wszystkich najlepszą pamięć do wzorów i wartości stałych fizycznych; operował nimi z nadzwyczajną łatwością. Gdy jakieś wyniki wzbudzały zastrzeżenia, Profesor zaczynał szybko liczyć na kartce papieru i czę-

* Do listu tego, jak zrzeszą nie pierwszy już raz, sprowokowaliśmy Autora sami. Treść jego stanowi tylko trochę zmienione przez Autora wspomnienie, zamieszczone uprzednio w *Biuletynie Informacyjnym NSZZ „Solidarność” w Instytucie Badań Jądrowych*, Nr 5 (dn. 16. 12. 1980 r.) (Przyp. Red.).

sto wcześniej niż ustala dyskusja nad poprawnością podanej informacji miał już swój wynik rozstrzygający wątpliwości.

Znając skłonność Profesora do dokładnego sprawdzania wszystkiego, co budowało się w jego Katedrze Atomistyki, jeden z kolegów postanowił wykorzystać tę jego cechę charakteru i zażartować z niego. Zdarzyło się to w dniu, gdy do hali atomowej dostarczono segmenty zbiornika ciśnieniowego do akceleratora Van de Graaffa. W górnej kopule zbiornika o wadze ponad dwie tony znajdował się jedyny w całym zbiorniku otwór, przewidziany do zamontowania elektrostatycznego miernika napięcia. Otóż dowcipny kolega kazał przykryć się tą kopułą i cierpliwie pod nią parę godzin czekał aż Profesor — nieobecny przy dostawie zbiornika — przyjdzie i z pewnością zainteresuje się jakością wykonania wspomnianego otworu przez włożenie do niego ręki. Kolega czekał na ten właśnie moment, by niczego nie podejrzewającego Profesora schwycić za włożoną do zbiornika rękę. Tak się też stało. Wtedy jednak kolega usłyszał, jak Profesor, nie próbując nawet wyrwać ręki, spokojnie powiedział: „Panie Grabowski, to z pewnością Pan się tam schował. Trzeba będzie teraz Pana stamtąd wypuścić”.

Jednym z większych zadań otrzymanych przeze mnie od Profesora było wykonanie aparatury do otrzymywania ciężkiej wody metodą elektrolizy. Po pierwszych udanych próbach, zapadła decyzja zaprojektowania i budowy urządzenia, które mogłoby funkcjonować w sposób ciągły na zasadzie tzw. kaskady. Ponieważ w bibliotece IFD literatura naukowa na ten temat była bardzo skromna, zapytałem Profesora, czy mógłby mi wskazać jakieś inne opracowania. Otrzymana pomoc była zaskakująca. Profesor wręczył mi plik własnych rękopisów i jak gdyby z żałowaniem oświadczył, że jest to teoria działania kaskady, opracowana przez niego już parę lat wcześniej, tyle że nie miał dość czasu na jej lepsze dopracowanie i wcześniejsze wykorzystanie praktyczne.

W 1954 r., składaliśmy 30 listopada Profesorowi życzenia imieninowe. Zostaliśmy zaproszeni z gabinetu do sąsiadującego z nim mieszkania i tam, w trakcie rozmowy, Profesor zaczął wspominać swój pobyt w 1933 r. w Kalifornijskim Instytucie Technologii w Pasadenie. Prowadzono tam pionierskie badania nad wytwarzaniem neutronów przez bombardowanie lekkich pierwiastków deuteronami przyspieszonymi w akceleratorze. Otóż eksperymetatorzy, a wśród nich dr A. Sołtan, po wyłączeniu akceleratora, kiedy detektory promieniowania powinny przestać działać, obserwowali przez szereg godzin tajemnicze impulsy, których pochodzenia nie mogli wytłumaczyć. „Żartowaliśmy z tego powodu — opowiadał Profesor — i często przed rozpoczęciem następnego eksperymentu mówiliśmy: zobaczmy, czy ta wzbudzona promieniotwórczość jeszcze istnieje? Mieliśmy to w rękach. To samo, za co Fryderyk i Irena Joliot otrzymali później nagrodę Nobla”. „Nie trzeba było tak żartować” — ktoś zauważył. „Mimo wszystko, przyjemnie mieć świadomość, że pracowało się tak blisko wielkiego odkrycia — odpowiedział Profesor i jeszcze dodał — Nigdy nie wiadomo, czy w normalnej pracy fizyka nie kryją się zaczątki czegoś nowego. Choćby i w naszej”.

Kiedy w 1952 r. Polska Akademia Nauk powierzyła Sołtanowi utworzenie Zakładu Izotopów Promieniotwórczych, nikt nie przewidywał, że w ten sposób powstał załazek przyszłego Instytutu Badań Jądrowych. Jednym z zadań nowego zakładu, a właściwie jego Kierownika, stało się zebranie informacji o potrzebach stosowania izotopów nie tylko w fizyce, ale i w chemii, biologii, medycynie. Zakład miał też spełnić wiodącą rolę w zorganizowaniu odpowiedniego zaplecza laboratoryjnego i zapewnienia dostaw izotopów promieniotwórczych. Na zebrania, którym przewodniczył Sołtan, przychodziło wielu z czołowych wówczas przedstawicieli wymienionych dziedzin: profesorowie C. Pawłowski (radiologia), D. Shugar (biofizyka), W. Zawadowski (rentgenologia), I. Złotowski (chemia), przyjeżdżała też z Łodzi prof. A. Dorabalska (radiochemia). Pełniąc rolę sekretarza tych spotkań mogłem zauważyć, jakim autorytetem cieszy się Profesor. Przykładów szacunku i uznania środowiska naukowego można przytaczać wiele, a życzliwość, z jaką traktowano Jego sprawy, była szczerą. Chyba w rok po utworzeniu IBJ udałem się do Katedry Metaloznawstwa Politechniki Warszawskiej, aby poprosić znanego metalurga, prof. K. Wesołowskiego, o wykonanie folii manganowych. Prof. Wesołowski wyraził wątpliwość, czy taką folię w ogóle da się wykonać, gdyż mangan nie daje się walcować. „Skoro jednak — skonkludował — został pan tutaj skierowany przez prof. Sołtana, to postaramy się zrobić wszystko, aby taką folię wykonać”. Rzeczywiście otrzymałem ją przed upływem miesiąca. Przy okazji usłyszałem tyle słów uznania pod adresem Profesora, że wyszedłem z uczuciem człowieka, który raczej wyświadczył przysługę kierownikowi Katedry Metaloznawstwa niż odwrotnie.

Pomimo zwiększających się obowiązków i dodatkowych funkcji, Profesor zawsze znalazł trochę czasu,

aby np. po powrocie, z Łodzi, gdzie wykładał na Politechnice, a przed wizytą w wysokim urzędzie, zainteresować się tym co robią jego pracownicy. Kiedyś przyszedł np. do warsztatu mechanicznego, w którym, przyuczeni przez Profesora w obsłudze maszyn, obrabialiśmy jakieś detale na tokarni. Profesor oświadczył nam, że jest dziś ubrany lepiej niż zwykle, gdyż za chwilę udaje się do ministra, po czym — przyjrawszy się krytycznie wynikowi naszej pracy — postanowił wykonać ją jednak osobiście. Poświęcając całą uwagę obrabianej na tokarni części, nie zauważył, że koniec krawata, wysunąwszy się z marynarki, wpadł do puszki z olejem. Przed pójściem do ministra musiał Profesor jeszcze raz zmienić ubranie.

Profesor znany był z pasji do budowania dużych urządzeń badawczych. Nie bał się związanych z tym trudności. Dzięki niemu warszawska fizyka jądrowa dysponuje akceleratorem Van de Graaffa „Lech” na Hożej i liniowym akceleratorem protonów „Andrzej” w Świerku. W ostatnim okresie swojej działalności Sołtan zwrócił swoje zainteresowanie w stronę fizyki plazmy. Przewidywał w niej pole do nowej, obiecującej działalności. Przewidywania jego urosły w nowoczesnym świecie do roli wielkich programów badawczych, z którymi ludzkość wiąże swoje przyszłe nadzieje.

Przytaczam te wspomnienia tak, jak utkwily w mej pamięci. Są to tylko drobne epizody, uzupełniające charakterystykę prof. Sołtana świetnie napisaną przez prof. Niewodniczańskiego [1] i wzruszające wspomnienie pióra prof. Natansona [2], a także dwukrotne wspomnienia prof. Wilhelmięgo [3] zamieszczone w *Postęпах Fizyki*.

Konrad Blinowski

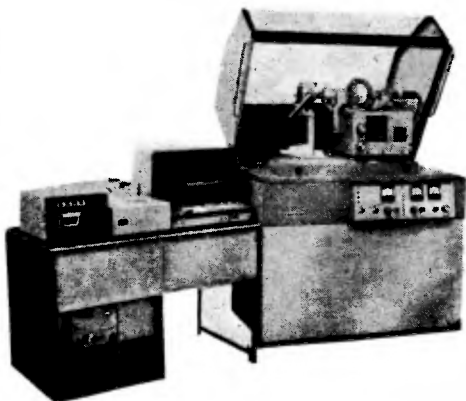
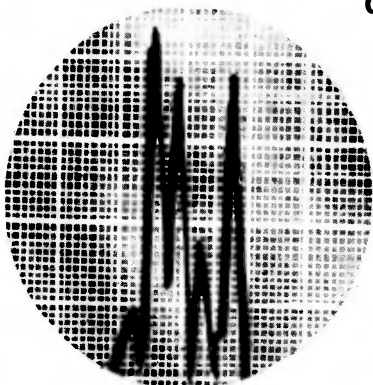
Institut Badań Jądrowych
Świerk

Literatura

- [1] H. Niewodniczański, *Postępy Fizyki* 11, 3 (1960).
- [2] L. Natanson, *Postępy Fizyki* 11, 11 (1960).
- [3] Z. Wilhelmi, *Postępy Fizyki* 21, 317 (1970); 31, 374 (1980).

Dyfraktometry o przeznaczeniu ogólnym DRON-3 i DRON-UM1

do szerokiego zakresu badań
rentgenostrukturalnych
różnych materiałów



**Przyrządy odznaczają się wysoką precyzją pomiaru
kątowny dyfrakcji**

dyfraktometr DRON-UM1 w odróżnieniu od DRON-3 jest
urządzeniem zautomatyzowanym, sterowanym przez kom-
pleks obliczeniowy „Iskra”

Podstawowe charakterystyki techniczne

błąd pomiaru kąta $\pm 0,005^\circ$

podstawowy błąd pomiaru prędkości obliczania impul-
sów, % nie więcej niż 0,5

 **Techsnabexport**
USSR MOSCOW

*Zapytania prosimy kierować na adres :
ZSRR, 121200, Moskwa, Smolenskaja-Siennaja pl., 32/34
V/O „Techsnabexport” Telefon: 244-32-85, teleks: 411328 TSE SU
lub do Punktu Gwarancyjno-Konsultacyjnego V/O „Techsnabexport”
przy Przedstawicielstwie Handlowym ZSRR, 02-515 Warszawa
ul. Puławska 3 m. 3*

K R O N I K A

PTF

Pokazy z fizyki dla szkół średnich

W dniach 29 i 30 stycznia oraz 3 i 4 lutego br. Instytut Fizyki UMK wspólnie z Oddziałem Toruńskim PTF zorganizował pokazy doświadczeń z fizyki dla młodzieży szkół średnich. W ramach pokazów przedstawiono 30 doświadczeń z mechaniki, akustyki, elektromagnetyzmu i optyki. Opis doświadczeń został wydrukowany w formie broszury, którą udostępniiono szkołom. W pokazach wzięło udział około 2000 uczniów szkół średnich z województwa toruńskiego, bydgoskiego, olsztyńskiego, elbląskiego i wrocławskiego.

Hanna Męczyńska

EPS

Nowy Komitet Wykonawczy

Na posiedzeniu Rady EPS, która odbyła się 26 i 27 marca 1981 w Grenoble, wybrano nowy Komitet Wykonawczy w składzie: prezes — A. R. Mackintosh (Kopenhaga), wiceprezes — J. Friedel (Orsay), sekretarz — L. A. Thomas (Wembley), zastępca sekretarza — H. M. Waard (Groningen), skarbnik — E. A. Müller (Genewa), zastępca skarbnika — D. Kuhn (Innsbruck), członkowie: K. E. Ganzhorn (Stuttgart), J. Kaczer (Praga), A. Milcjevic (Belgrad), G. Preparata (Bari), K. K. Rebane (Tallin).

Z poprzedniego składu Komitetu Wykonawczego ustąpili po 5-letnim stażu S. Kapica, W. Martinssen, P. Radwanyj i Z. Wilhelmi.

Rada wybrała dwóch nowych członków honorowych EPS. Są to: P. Kapica i P. A. M. Dirac.

7 — Postępy Fizyki, Tom 32/4

Postanowiono powołać przy Komitecie Wykonawczym Komisję do Spraw Wolności, Nauki i Spraw Ludzkich.

Przyjęto propozycję utworzenia czasopisma *Europhysics Letter Journal*; które mogłoby zastąpić dotychczasowe europejskie czasopisma typu *Letters* i polecono Komitetowi Doradczemu ds. Publikacji przygotować szczegółowy wniosek.

Ustalono, że II Seminarium na temat Wielkich Projektów Europejskich odbędzie się w 1982 r. w Leningradzie.

Nominacje na profesorów

Rada Państwa nadała tytuły profesorskie: tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Bohdan Paczyński z Centrum Astronomicznego PAN w Warszawie i Józef Smak z Centrum Astronomicznego PAN w Warszawie, tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Robert Gałązka z Instytutu Fizyki PAN w Warszawie, Sławomir Jerzy Gibowicz z Instytutu Geofizyki PAN w Warszawie, Aleksander Guterch z Instytutu Geofizyki PAN w Warszawie, Henryk Łożykowski z Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu i Andrzej Staruszkiewicz z Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie.

Nominacje nowo mianowanym profesorom wręczył w Belwederze w dniu 15 kwietnia 1981 Przewodniczący Rady Państwa prof. Henryk Jabłoński.

Sprostowanie

W zeszycie 1/1981 w notatce „Nowi profesorio-
wie” popełniliśmy błąd w nazwisku prof. Bogdana Adamczyka, za co jego samego jak i Czytelników bardzo przepraszamy.

Nagrody naukowe Sekretarza Naukowego PAN 1980

Nagrodę Naukową Sekretarza Naukowego PAN wyróżnione zostały w 1980 r. następujące prace z dziedziny fizyki:

— „Wyjaśnienie podstawowych przyczyn specyficznych własności półprzewodników organicznych” — nagroda indywidualna, doc. Andrzej Graja (IFM PAN);

— „Prace z zakresu matematycznych podstaw klasycznej i kwantowej teorii pola” — nagroda zespołowa: doc. Tadeusz Bałaban (IM UW) i dr hab. Krzysztof Gawędzki (KMMF UW);

— „Badania pobudeł elementarnych w półprzewodnikach z zerową przerwą energetyczną w dalekiej podczerwieni” — nagroda zespołowa: doc. Marian Grynberg (ZFD UW) — kierownik zespołu, dr Krzysztof Pastor (ZFD UW), dr Andrzej Witowski (IFD UW), mgr Roman Stępniewski (IFD UW) i mgr Aleksander Wittlin (IF PAN);

— „Współistnienie nadprzewodnictwa z uporządkowaniem magnetycznym” — nagroda zespołowa: dr hab. Grzegorz Kozłowski (INTiBS PAN) — kierownik zespołu, dr Przemysław Tekiel (INTiBS PAN), mgr Tomasz Krzysztoń (INTiBS PAN) i mgr Jacek Kasperczyk (WSP w Częstochowie);

— „Teoria faz zorientowanych i ciekłych kryształów” — nagroda zespołowa: prof. Jan Stecki (IChF PAN) — kierownik zespołu, dr hab. Leszek Borkowski (IChF PAN), dr Andrzej Kloczkowski (IChF PAN) i mgr Andrzej Poniewierski (IChF PAN);

— „Wyjaśnienie mechanizmu rekombinacji nośników prądu na dyslokacjach w półprzewodnikach oraz odkrycie nowych zjawisk w tym zakresie” — nagroda zespołowa: prof. Tadeusz Figielski (IF PAN) — kierownik zespołu, dr hab. Emil Kamieniecki (IF PAN), dr Tadeusz Wosiński (IF PAN), dr Wiktor Szkiełko (IF PAN), mgr Mirosława Jastrzębska (IF PAN), mgr Andrzej Mąkosa (WSOP w Warszawie), dr Bronisław Pohoryles (IF PAN), Andrzej Świątek (IF PAN) i Ryszard Kuśnierz (IF PAN);

— „Opracowanie technologii półprzewodnikowych warstw wieloskładnikowych i struktur wielowarstwowych oraz wykonanie i zbadanie serii laserów biheterozłączowych” — nagroda zespołowa: dr Marian Herman (IF PAN) i dr Tadeusz Bryskiewicz (IF PAN) — kierownicy zespołu, dr Marek Osiński (IF PAN), dr Konstanty Mazurek (IF PAN), mgr inż. Barbara Wiktor (IF PAN),

mgr inż. Krzysztof Kopalko (IF PAN), mgr inż. Zbigniew Żytewicz (IF PAN), mgr inż. Krzysztof Fronc (IF PAN), mgr inż. Janusz Dmochowski (IF PAN) i mgr inż. Leszek Dobaczewski (IF PAN);

— „Przygotowanie eksperymentu satelitarnego JONOSOND z radiospektrografem IRS-1 na satelicie Inter-Kosmos-19” — nagroda zespołowa: dr Zbigniew Kłos (CBK PAN) i mgr inż. Sławomir Aleszkiewicz (IL w Warszawie) — kierownicy zespołu, dr Jan Błęcki (CBK PAN), mgr Arkadiusz Kiraga (CBK PAN), mgr Krzysztof Nowak (IL w Warszawie), dr Jan Kazimierski (IL w Warszawie) i dr Zygmunt Krawczyk (IL w Warszawie).

Mirosława Jastrzębska

Nagrody naukowe wydziału III PAN 1980

Nagrody Naukowe Wydziału III PAN w zakresie fizyki otrzymali w 1980 r.:

dr Zbigniew Habie z Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego za cykl prac dotyczących stochastycznego podejścia do euklidesowej kwantowej teorii pola,

dr inż. Tomasz Jagieliński z Instytutu Fizyki PAN za prace w zakresie badań magnetosprężystości w stopach amorficznych,

dr hab. Jerzy Kijowski z Katedry Metod Matematycznych Fizyki UW za cykl prac poświęconych klasycznej teorii pola ze szczególnym uwzględnieniem grawitacji,

dr Jan Mostowski z Instytutu Fizyki PAN za prace dotyczące teorii atomowych procesów wielofotonych.

Mirosława Jastrzębska

Jubileusz 35-lecia ośrodka toruńskiego fizyki

Początek działalności ośrodka toruńskiego fizyki związany jest z objęciem przez prof. Aleksandra Jabłońskiego w dniu 1 stycznia 1946 r. stanowiska kierownika Katedry Fizyki Doświadczalnej. W dniu 17 lutego tegoż roku prof. Jabłoński wygłosił pierwszy wykład fizyki doświadczalnej dla studentów nowo utworzonego wówczas Uniwersytetu Mikołaja Kopernika.

Symboliczna data 35 lat spowodowała nas do uczczenia wyżej wspomnianych wydarzeń uroczystym, ale bardzo pracowitym jubileuszem. Z inicjatywy Dyrekcji Instytutu Fizyki, wraz z Zarządem Oddziału Toruńskiego PTF i Komisją Oddziałową NSZZ „Solidarność” pod patronatem dziennika *Nowości*, w ramach akcji „byłem — widziałem — wiem” — zorganizowano uroczystość „Drzwi Otwarte”. W dniu 31 stycznia br. zaproszono mieszkańców Torunia do Instytutu Fizyki. Zainteresowani mogli obejrzeć pokazy doświadczeń z fizyki oraz zwiedzić pracownię dydaktyczne i naukowe. Zorganizowano również wystawę poświęconą 35-leciu ośrodka toruńskiego, na której eksponowano dokumenty związane z powstaniem Katedry Fizyki, pierwsze dyplomy oraz dorobek naukowy i dydaktyczny. Zainteresowanie mieszkańców Torunia jubileuszem toruńskiego ośrodka było ogromne. Świadczyła o tym duża ilość uczestników biorących udział w imprezie, wypowiedzi zaś w prasie wyraziły przekonanie, że było to udane spotkanie z fizyką.

Hanna Męczyńska

Nowi członkowie zagraniczni Académie des Sciences

Paryska Akademia Nauk dokonała wyboru nowych członków zagranicznych. Spośród fizyków zostali wybrani Hendrik Casimir (Holandia) i Andrzej Sacharow (ZSRR).

C. R. Vie Acad. 292, Févr. 1981

Nagroda Fermiego

Nagrodę Enrico Fermiego za rok 1980 otrzymali Sir Rudolf Peierls i Alvin Weinberg. Nagrodę tę, ustanowioną przez amerykańską Komisję Energii Atomowej, przyznaje się w uznaniu wyjątkowych osiągnięć naukowych i technicznych w rozwoju i zastosowaniach energii jądrowej. Pierwszym laureatem tej nagrody był w 1954 r. sam Fermi.

Peierls otrzymał Nagrodę Fermiego za przełomowe prace teoretyczne w dziedzinie fizyki jądrowej i fizyki ciała stałego, pionierskie badania nad wykorzystaniem energii jądrowej i wysiłki w kierunku odpowiedzialnego rozwoju i kontroli broni jądrowej.

Rudolf Peierls urodził się w Niemczech, studiował na uniwersytetach w Berlinie, Monachium i Lipsku, był asystentem Pauliego w Zurychu, od 1933 pracował w Anglii. W latach 1937—63 był profesorem uniwersytetu w Birmingham, a od 1963 aż do przejścia na emeryturę w 1974 — profesorem uniwersytetu oksfordzkiego. We wczesnych swoich pracach dał podstawy teoretyczne efektu Halla i zasadniczy wkład do teorii pasmowej ciał stałych, stworzył ogólną teorię diamagnetyzmu metali. Z końcem lat trzydziestych zajął się problemem masy krytycznej materiału rozszczepialnego, oraz wspólnie z O. Frischem podał sposób separacji izotopu ^{235}U . Te ostatnie prace zostały wykorzystane w wysiłku wojennym brytyjskim i amerykańskim stworzenia broni jądrowej. W latach 1943—45 pracował w Los Alamos, gdzie kierował grupą teoretyków zajmujących się zagadnieniem implozji.

Alvin Weinberg otrzymał Nagrodę Fermiego za pionierski wkład do teorii i projektowania reaktorów jądrowych, nieustające wysiłki ku wykorzystaniu w sposób bezpieczny i ekonomiczny energii jądrowej, inspirujące kierowanie Oak Ridge National Laboratory oraz mądre doradztwo w organach wykonawczych i legislacyjnych rządu USA. Weinberg studiował na uniwersytecie w Chicago. W latach wojennych współpracował z Arthurem Comptonem nad wykorzystaniem łańcuchowej reakcji jądrowej uranu do produkcji plutonu. Od 1948 r. pracuje w Oak Ridge National Laboratory, którego jest obecnie dyrektorem. W latach 1974/5 kierował Biurem Badań Energetycznych amerykańskiego Ministerstwa Energetyki. Przyczynił się w sposób zasadniczy do rozwoju reaktorów chłodzonych wodą pod zwiększonym ciśnieniem i reaktorów z płynnym paliwem. Walczy o rozposzechnienie poglądu, że rozszczepienie i synteza jądrowa mogą być bezpiecznymi źródłami energii.

Phys. Today 34, No 3 (1981)

B. W.

Centrum Fizyki Teoretycznej w Instytucie Weizmanna

Instytut Weizmanna w Izraelu utworzył Centrum Fizyki Teoretycznej im. Alberta Einsteina. Celem jest wzmocnienie wymiany i powiązań fizyków teoretyków izraelskich z ich kolegami z innych krajów. Centrum będzie gościć zarówno młodych doktorów fizyki, jak i starszych uczonych. Planuje się także

zorganizowanie szkół zimowych, które skupiałyby większe grupy fizyków pracujących w danej tematyce.

Fundusz, który umożliwił utworzenie Centrum Einsteina, pochodzi z RFN.

CERN Courier 21, No 3 (1981)

B. W.

Stan fizyki we Francji

Nauka Polska w zeszycie 7/8 (1980) przynosi opracowanie Leona Popławskiego: „Syntetycznego raportu o stanie nauki i techniki we Francji”, który ukazał się w czasopiśmie *Le Progrès Scientifique* (nr 199/200 z marca/czerwca 1979). Sekretarz stanu ds. badań naukowych prof. Pierre Aigrain pisze we wstępie do tego dokumentu, że raport opracowano w wyniku decyzji rządu wprowadzenia stałej oceny działalności badawczej we Francji. Raport ten stanowi syntezę szczegółowych analiz przeprowadzonych dla poszczególnych dziedzin nauki i techniki. O fizyce raport donosi:

„Jest to dziedzina o najbardziej kosztownym wyposażeniu w urządzenia i aparaturę, którego skala jest już dzisiaj na miarę kontynentu, wkrótce zaś będzie na miarę światową. Z uwagi na rozległość obszaru fizyki, od badań najbardziej podstawowych (np. cząstki elementarne) do kierunków bardziej stosowanych (elektronika, metalurgia, energetyka itp.) konieczne jest utrzymywanie ciągłości na całym froncie, aby nie stwarzać barier propagowaniu innowacji i przedstawianiu się badaczy na nową tematykę.

W fizyce badania podstawowe zatrudniają we Francji 10 000 osób, w tym 4500 badaczy; wysokość rocznego budżetu tych badań wynosi ok. 1,7 mld franków. Do tego dochodzi potencjał fizycznych badań inżynierskich zatrudniający 3500 badaczy. Wysoka jakość badań fizycznych jest wynikiem ostrej selekcji przy rekrutacji kadr, chociaż brakuje jej na wyższych uczelniach, gdzie potrzeby dydaktyki prowadzą do rozproszenia badań i, wskutek tego, do małej ich efektywności.

Fizyka cząstek elementarnych (2800 osób; budżet 580 mln fr.) wykazywała ostatnio rozwój spektakularny; dzięki wynikom CERN-u udało się Europie Zachodniej prześcignąć Związek Radziecki. Słabo natomiast są we Francji rozwinięte badania nad grawitacją i promieniowaniem kosmicznym.

Fizyka jądrowa korzysta z wyraźnego priorytetu (ponad 2000 osób, budżet 400 mln fr., trzeci co do wysokości po USA i RFN). Uruchomienie urzą-

dzeń o skali ogólnokrajowej (GANIL, SATURNE II) spowodowało zmianę ukierunkowania badań, z czym wiążą się trudne problemy adaptacji personelu.

Synteza termojądrowa (400 osób, budżet 100 mln fr.) odnotowuje znakomite wyniki uzyskane w Fontenay-aux-Roses (TOKAMAK): Niepokój budzi przyszłość drugiego kierunku badań posługującego się laserami: Francja została tu zdystansowana przez USA i przypuszczalnie przez ZSRR.

Fizyka atomowa i molekularna, astrofizyka. (4700 osób, budżet 640 mln fr.) stanowi jeden z mocnych obszarów francuskiej fizyki, z tym że rozwój fizyki molekularnej jest słabszy. Nowym obiecującym kierunkiem jest badanie procesów zachodzących w strumieniach atomowych lub molekularnych.

Fizyka materii skondensowanej rejestruje znaczne sukcesy w laboratoriach w Grenoble i Orsay. Pomysłnie rozwijają się badania podstawowe w dziedzinie ciekłych kryształów i mikroskopii elektronowej. Zaznacza się jednak rozproszenie wysiłku w nauce uniwersyteckiej. Doskonałej jakości są badania związane z zastosowaniami w elektronice: optyczne i magnetyczne właściwości półprzewodników, przewodniki jednowymiarowe i in. Na czoło wysuwa się fizyka powierzchni i międzypowierzchni.

Nauki inżynierskie w tej grupie optyka uzyskała kilka dobrych wyników w zastosowaniach przemysłowych, wykazuje jednak poważne braki w dziedzinie opracowywania materiałów i zastosowania laserów. Informatyka i automatyka są na dobrym poziomie, zbliżonym do poziomu w Japonii i RFN. Mechanika i badania materiałów dysponują kadrą ok. 2000 badaczy; poziom badań w mechanice płynów jest doskonały, w mechanice ciał stałych — średni, badania te cechuje głównie ukierunkowanie podstawowe, często o charakterze akademickim. Nauka o materiałach stanowi miejsce zetknięcia kilku dyscyplin klasycznych: fizyki i chemii ciała stałego, reologii, mechaniki. Jakość badań dobra, choć nierówna. Mamy tu przykład rozproszenia wysiłków chemików, fizyków i mechaników, hamującego rozwój wiedzy i zamykającego ją w kręgu akademickim, odciętym od rzeczywistości. Należałoby popierać rozwój ośrodków interdyscyplinarnych. Pożądane jest zwiększenie potencjału badawczego w dziedzinie materiałów niemetalicznych, których przyszłość jest zapewniona”.

Encyklopedia Fizyki Współczesnej

Encyklopedia Fizyki Współczesnej, którą przygotowuje do publikacji Państwowe Wydawnictwo Naukowe, nie jest encyklopedią w zwykłym sensie, lecz zbiorem dużych haseł, stanowiących przegląd wybranych zagadnień będących jednocześnie tematem zainteresowania i badania fizyków. Omówione zostały zagadnienia najciekawsze bądź ze względu na ich wartość poznawczą, bądź na nowe i ważne zastosowania w naukach pokrewnych, technice i życiu codziennym. Wiele miejsca poświęcono dziedzinom z pogranicza fizyki i innych nauk, jak chemia kwantowa, astrofizyka, geofizyka, biofizyka, fizyka medyczna.

Hasła w liczbie 140 pogrupowane są w 19 działach (np. cząstki elementarne, kierunki rozwoju optyki, elektronika współczesna, kosmochemia). Każde hasło obejmuje pewną całość tematyczną (objętość haseł od 1/4 do 1,5 arkusza). Nacisk położono na przybliżenie czytelnikowi danej dziedziny przez omawianie szczegółowych przykładów i konkretnych rozwiązań, a także przedstawienie trudności i problemów oczekujących rozwiązania.

U czytelnika zakłada się znajomość fizyki i matematyki na poziomie, w zasadzie, szkoły średniej, ale tematyka i ujęcie zainteresuje również odbiorców o wykształceniu wyższym — studentów, nauczycieli, inżynierów, a także pracowników naukowych z dziedzin matematyczno-fizycznych i przyrodniczych.

Autorami haseł-artykułów jest 105 pracowników naukowych, a redaktorem naukowym całości Andrzej K. Wróblewski (IFD UW). Redaktorami naukowymi działów są: P. Decowski (IFD UW), M. Grynberg (IFD UW), [B. Kuchowicz], A. Kujawski (IF PAN), J. Prochorow (IF PW), A. Śliwiński (IF UG), J. Świdorski (ITE CEMI), E. Skrzypczak (IFD UW), Z. Trzaska Durski (PW) i K. Wierzchowski (I Biochemii i Biofiz. PAN).

Encyklopedia drukowana jest w dwóch kolorach, ma 130 ark. wyd., zawiera ok. 1600 rysunków dwubarwnych i ok. 400 fotografii. Uzupełnia ją szczegółowy skorowidz. Encyklopedia Fizyki Współczesnej ukaże się w drugim półroczu 1981 r.

Barbara Pierzchałska

50 lat AAPT

Przed pięćdziesięciu laty — w 1930 r. — trzydziestu dwóch wykładowców fizyki założyło American Association of Physics Teachers, „nieformalne

stowarzyszenia osób zainteresowanych w nauczaniu fizyki”. W końcu roku 1931 AAPT miało już 500 członków, obecnie ma już ich 10 000.

Stowarzyszenie powstało jako pewnego rodzaju secesja z Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego, któremu wykładowcy fizyki zarzucali wówczas, że nie interesuje się dostatecznie sprawami nauczania. Od 1932 AAPT należy do Amerykańskiego Instytutu Fizyki. W 1933 r. AAPT zaczęło wydawać własne pismo *The American Physics Teacher*, które później zmieniło tytuł na *American Journal of Physics*. W 1934 z fundacji anonimowego ofiarodawcy powstała doroczna nagroda Stowarzyszenia — Medal Oersteda — obecnie najwyższe odznaczenie AAPT. Aby przyczynić się do podniesienia poziomu nauczania fizyki w szkołach, ustanowiono z czasem wiele nagród dla nauczycieli.

Początkowo członkami AAPT byli głównie wykładowcy fizyki na uniwersytetach i w college'ach. Z czasem udostępniono członkostwo nauczycielom szkół średnich. Istnieje również kategoria członków „juniorów” otwarta dla studentów fizyki.

Stowarzyszenie wydaje, poza *Am. J. Phys.*, również biuletyn *AAPT Announcer*, kwartalnik, który członkowie otrzymują bezpłatnie, zawierający programy zjazdów, komunikaty Zarządu itp. Zarząd AAPT zbiera i rozprowadza wśród członków użyteczne dla nauczycieli informacje, jak bibliografie, wykazy filmów dydaktycznych itp., a również zestawy odbitek artykułów na jakiś wybrany temat.

Phys. Today 33, No 12 (1980)

B. W.

Rośnie zainteresowanie historią fizyki

Fizycy coraz bardziej odczuwają potrzebę poznawania historii swojej dyscypliny. W wielu narodowych towarzystwach fizycznych powstają sekcje historii fizyki. Z inicjatywy Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego kilka amerykańskich laboratoriów fizyki wysokich energii podjęło zbieranie materiałów i opracowywanie swoich historii. W Brookhaven i w Fermilab-ie już od 1977 r. działają komisje historyczne. W ubiegłym roku odbyło się w Fermilab-ie seminarium poświęcone historii fizyki cząstek elementarnych (por. Kronika w zesz. 5, 1980). W Argonne zbiera się materiały do napisania historii ośrodka.

W 1979 r. CERN powierzył prof. Arminowi Hermannowi z Uniwersytetu w Stuttgarcie zbadanie

możliwości spisania historii CERN-u. Na podstawie wniosków przedstawionych przez Hermanna i rekomendacji Komitetu Doradczego CERN-u ds. Historii, Rada CERN-u zaakceptowała podjęcie prac nad tą historią. Badania te wykona grupa 3 historyków nauki. Opracowanie obejmować będzie wydarzenia, które doprowadziły do powstania CERN-u oraz wczesne lata ośrodka, co najmniej do 1963 r. Służba Informacji Naukowej CERN-u utworzyła już archiwum historyczne, gdzie gromadzone są dokumenty potrzebne do opracowania historii tego ośrodka.

CERN Courier 21, No 1 (1981)

B. W.

XVIII Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej w Karpaczu

Szkolę jak zwykle zorganizował Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego. W Komitecie organizacyjnym działali: doc. W. Garczyński (dyrektor), dr Z. Popowicz (sekretarz), mgr A. Borowiec i mgr J. Stelmach.

Podczas tegorocznej szkoły, która odbyła się w dniach od 19 lutego do 4 marca 1981 r. liczne grono słuchaczy (84 młodych fizyków, w tym 33 z zagranicy z 16 krajów) wysłuchało cyklu wykładów o problemach pól cechowania. Pola cechowania w ostatnich latach stały się główną areną badań fizyków teoretyków w związku z możliwością jednolitego opisu czterech podstawowych oddziaływań występujących w przyrodzie, a więc elektromagnetycznych, słabych, silnych i grawitacyjnych. Wykłady i seminaria grupowały się w kilku tematach. Pierwsza część wykładów dotyczyła problemów sformułowania pól cechowania na siatce (Creutz, Hasenfrantz, Jacobs, Kotecky, Zuber, Garczyński). Cykl wykładów o klasycznych rozwiązaniach pól Yang-Millsa wygłosili Ling-Lie Chau, Wang, Konopelczenko, Aródz. Sporo wykładów i seminariów poświęconych było problemom kwantowania pól cechowania (Cronstrom, Deans, Di Vecchia, Escobar, Gastmans, Lusanna, Osterwalder, Mickelson), a także supersymetrycznym uogólnieniom tych pól (Ferari, DeWit, Townsend, Stelle, Lukierski, Milewski, Rabsztyn, Wolf). O problemie uwięzienia kwarków w tak zwanych teoriach z $SU(N)$ mówił Olesen, a o modelu łamania symetrii dla unitarnych i ortogonalnych grup — Ruegg. Trygonometryczne relatywistyczne oddziaływania przez procesy Poissona przedstawiła

Sirugue-Collin, a Popow mówił o modelu teorii pola z tensorowym kondensatem Bosego.

Szkoła w opinii uczestników, mimo niespotykanych kłopotów w porównaniu do poprzednich szkół, stała na wysokim naukowym poziomie.

Ziemowit Popowicz

Materiały z konferencji IUPAP

Materiały z konferencji międzynarodowych często są publikowane i rozprawdane w taki sposób, że biblioteki bądź fizycy, którzy w danej konferencji nie brali udziału, mają trudności z dotarciem do nich. Problemem tym zajęła się Komisja Publikacji IUPAP i wymaga teraz od organizatorów konferencji, które odbywają się pod patronatem IUPAP, aby informowali sekretariat Unii o wydanych materiałach. Wykaz opublikowanych materiałów z konferencji, jakie odbyły się w 1979 r. pod patronatem Unii, ukazał się w *IUPAP News Bulletin* 81—1. Nie jest to jeszcze lista kompletna, zawiera dane dotyczące 28 konferencji. Podaje, poza tytułem, cenę i sposób nabycia. Ceny są różne, zapewne zależne od objętości i formy wydawniczej, na ogół jednak wynoszą kilkadziesiąt dolarów za tom. Zdarzają się też tańsze materiały.

IUPAP News Bulletin 81—1

B. W.

Mowa nieswoja jako dowód mądrości?

Zdarzają się jeszcze tacy (nawet fizycy), którzy usiłują imponować słuchaczom przez używanie mało zrozumiałych i dziwacznie brzmiących wyrażań pochodzenia obcego. W zeszycie 1/1981 czasopisma *Delta* w dziale „Magister Pirożyński opowiada...” podanych jest kilkanaście przykładów tej metody. Zacytujmy m. in.:

zamiast	znacznie lepiej brzmi
półwałec	semicylinder
założenie	asumpcja
odpowiednik	analogon
opóźniac	retardować
wyprzedzac	adwansować
zapaść się	skolapsować

Od siebie możemy dodać jeszcze parę przykładów z fizycznej „nowomowy”:

dopasowywać	fitować
wykreślać zależność	plotować
wyświetlacz	displej
przezrocze	slajd
synteza (jądrowa)	fuzja (jądrowa)
tarcza	target
rozszczerzenie	fissja

Delta No 1 (1981)

B. W.

B. M. Kozyriew
(1905—1979)

Dnia 21 października 1979 zmarł Borys Michajłowicz Kozyriew, znany fizyk radziecki, kierownik oddziału radiospektroskopii Kazańskiego Instytutu Fizyko-Technicznego.

Kozyriew był uczniem i współpracownikiem E. K. Zawojkiego, który w 1944 r. odkrył zjawisko elektronowego rezonansu paramagnetycznego. Bardzo istotne były wyniki badań Kozyriewa wykorzystujące metodę EPR do określania symetrii kompleksów, charakteru wiązań ligandów z jonami centralnymi, charakteru mechanizmu relaksacji w roztworach paramagnetyków. Z czasem rozwinął Kozyriew w swoim laboratorium badania bliskiego porządku w szklach, zastosowania rezonansu podwójnego w badaniach efektu Oberhausena, badania wiązków metali przejściowych w ciekłych kryształach.

Duże znaczenie przywiązywał Kozyriew do spraw kształcenia kadr. Był autorem licznych, doskonałych artykułów przeglądowych, a wspólnie z S. A. Altszulerem napisał monografię na temat EPR, która była przełożona na wiele języków, m. in. tłumaczenie polskie wydał PWN w 1965 r.

B. M. Kozyriew stworzył poważną szkołę radiospektroskopii. Był jednym z organizatorów Oddziału Kazańskiego Akademii Nauk ZSRR. Był członkiem korespondentem Akademii Nauk ZSRR i członkiem Europejskiego Towarzystwa Fizycznego.

Usp. Fiz. Nauk 132, No 3 (1980)

B. W.

Maria Majewska
(1902—1980)

W dniu 7 listopada 1980 r. zmarła doc. dr Maria Majewska. Wszyscy, w jakiś sposób związani z Zakładem Fizyki Doświadczalnej na Hożej w War-

szawie, dobrze ją pamiętają: zdolna, pracowita, niezwykle obowiązkowa, życzliwa dla ludzi, zawsze opanowana. Pomimo osiągnięć naukowych w fizyce nie mogła poświęcić się pracy naukowej. Trudne warunki, w jakich znalazła się podczas okupacji



i po wyzwoleniu Polski, skłaniały ją raczej do pracy dydaktycznej i użytkowej pracy naukowo-badawczej.

Urodzona 26 stycznia 1902 r. w Warszawie ukończyła ośmioklasową Szkołę Matematyczno-Przyrodniczą E. Wereckiej. W roku 1920/21 rozpoczęła studia na Wydziale Filozoficznym Uniwersytetu Warszawskiego. Pracę doktorską z dziedziny badań nad świeceniem opóźnionym w powietrzu, zaczęta w 1924 r. w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej UW, ukończyła w 1928 r., występując jeszcze pod nazwiskiem paniieńskim Pietruszyńska.

W latach 1927—31 była asystentką przy wykładach fizyki prowadzonych przez prof. Stefana Pieńkowskiego. W 1927 r. wyszła za mąż za dra Witolda Majewskiego, wtedy st. asystenta w Zakładzie Fizyki, a obecnie em. profesora Politechniki Warszawskiej. W latach 1931—33 przerwała pracę w Zakładzie Fizyki poświęcając czas na wychowanie córki ur. w 1931 r., obecnie doktora med. w Oddziale Instytutu Matki i Dziecka w Rabce, oraz na przygotowanie się do egzaminów i obrony pracy

doktorskiej. Do pracy asystenckiej na Hożej wróciła w 1933 r. pozostając tam do września 1939 r.

18 grudnia 1933 r. uzyskała dyplom doktora filozofii; przedmiot główny — fizyka, poboczny — chemia fizyczna. Oprócz pracy na Hożej, od roku 1935/36 do wybuchu wojny była st. asystentką w Akademii Stomatologicznej w Warszawie. Podczas okupacji ograniczała się z konieczności do obowiązków rodzinnych (wychowanie córki, opieka nad chorą matką, staruszką) oraz udzielania lekcji prywatnych.

Po Powstaniu Warszawskim została wraz z rodziną wywieziona pod Kraków do Skawiny. W 1945 r. na wezwanie Ministerstwa Oświaty zarejestrowała się na Uniwersytecie Jagiellońskim i została wciągnięta na listę asystentów Uniwersytetu Warszawskiego. W Krakowie pracowała społecznie w Miejskim Komitecie Opieki Społecznej.

Do Warszawy wróciła w końcu sierpnia 1945 r. Państwo Majewscy zamieszkali w gmachu Politechniki Warszawskiej; prof. Majewski rozpoczął wykłady z fizyki elektronowej.

W 1946 r. Maria Majewska zgłosiła się do pracy w uruchomionej właśnie Akademii Stomatologicznej, gdzie na etacie st. asystenta pracowała do sierpnia 1948 r.

Dzień 1 września 1948 r. był początkiem pracy dr Majewskiej w Zakładzie Fizyki Ogólnej Politechniki Warszawskiej na stanowisku st. asystenta, następnie adiunkta i od 1951 r. adiunkta awansowanego. Praca jej jako kierownika Laboratorium Fizycznego dla ok. 1000 studentów różnych wydziałów nie była łatwa. Laboratorium zapoczątkowane w bardzo trudnych warunkach w 1945 r. przez adiunkta Czesława Wachtła, obecnie docenta Politechniki Warszawskiej, należało przenieść z tymczasowego lokalu do gmachu fizyki na terenie Politechniki, rozwinąć i zmodernizować. Po objęciu kierownictwa Zakładu Optyki Ogólnej A i wykładów na Wydziale Elektrycznym przez prof. Wacława Szymanowskiego nastąpiły zmiany w laboratorium; zostały wprowadzone ćwiczenia laboratoryjne tzw. „równym frontem”, których tematyka była związana z biegiem wykładów. Pod kierunkiem dr Majewskiej zespół asystentów opracował 240 kompletów ćwiczeń po 10 jednakowych z każdego tematu, zaopatrzonych w opisy tych ćwiczeń z krótkim wstępem teoretycznym. W r. 1951/52, w związku ze zmianą programów fizyki na różnych wydziałach, wycofano „równy front”, wprowadzając część opracowanych tematów do powiększonego zestawu ćwiczeń laboratoryjnych z różnych dziedzin fizyki.

15 kwietnia 1952 r. dr Majewska otrzymała z rektoratu Politechniki Warszawskiej pismo, w którym, w związku z zawieszeniem w czynnościach prof. Franciszka Zienkowskiego, powierzono jej prowadzenie wykładów fizyki na wydziałach: Łączności, Mechaniczno-Technologicznym i Mechaniczno-Technologiczno-Konstrukcyjnym. Nie podjęła się tych wykładów i 30 września 1952 r. zrezygnowała z pracy w Politechnice.

1 listopada 1952 r. rozpoczął się nowy etap pracy dr Majewskiej: w Laboratorium Kolorystycznym Instytutu Przemysłu Organicznego w Warszawie pracowała do r. 1965 na stanowisku kierownika Laboratorium, a następnie do października 1968 r., czyli do przejścia na emeryturę — samodzielnego pracownika naukowego.

20 grudnia 1954 r. Centralna Komisja Kwalifikacyjna dla pracowników nauki przyznała dr Majewskiej tytuł naukowy docenta.

Jako pracownik naukowo-badawczy w Laboratorium Kolorystycznym wykonała szereg interesujących prac użytecznych, m. in.: 1) część fotometryczną pracy mgr inż. Muszkata nad barwieniem wełny mieszaniną dwu barwników, 2) pomiary fotometryczne absorbcjometrem Visomat i fotometrem Pulfricha — współpracując z mgrem inż. Hoffmanem, 3) pomiary bieli próbek wełny rozjaśnionej (z mgrem inż. Muszkatem), 4) pomiary krzywych reemisji próbek barwionych fotochemicznie — wspólnie z mgrem inż. Lewandowskim.

Opracowała, dając szerszą podbudowę teoretyczną, instrukcje do stosowanych przyrządów, jak np. leukometru Zeissa i fotometru Pulfricha do oznaczeń kolorymetrycznych. Prowadziła też wykłady na kursie wełniarskim.

Za opracowanie technologiczne środków optyczne rozjaśniających zespół pracowników Instytutu Przemysłu Organicznego w liczbie 9 osób łącznie z Marią Majewską, otrzymał wyróżnienie w konkursie „Mistrz Techniki 1963 r.”

Z ramienia PWN była redaktorem odpowiedzialnym książek: S. Szczeniowskiego *Fizyka Doświadczalna* cz. II, III i IV.

Od roku 1927 była członkiem Oddziału Warszawskiego PTF; w latach 1957—58 pełniła funkcję skarbnika. Maria Majewska brała czynny udział w konserwatoriach Zakładu Fizyki Doświadczalnej, a następnie Instytutu Fizyki na Hożej wygłaszając szereg referatów.

Śplot warunków życiowych uniemożliwił jej poświęcenie się pracy naukowej. To borykanie się z losem przejawia się nawet w różnorodności instytucji, w których pracowała: Uniwersytet War-

szawski, Akademia Stomatologiczna, Politechnika Warszawska, Instytut Przemysłu Organicznego.

Przeciwności losu, jak strata ukochanego zięcia, dra med. Bohdana Zalewskiego, który zginął dnia 19 grudnia 1962 r. na Okęciu w katastrofie samolotu Viscount, troska o owdowiałą córkę i dwie wnuczki, zamieszkałe stale w Rabce, zły stan zdrowia męża, prof. Witolda Majewskiego wpłynęły na osłabienie sił i zdrowia Marii Majewskiej.

Grono przyjaciół i kolegów Zmarłej z głębokim żalem pożegnało ją w dniu pogrzebu 12 listopada 1980 r. na Cmentarzu Powązkowskim i wyraziło serdeczne wyrazy współczucia prof. Witoldowi Majewskiemu, córce dr med. Hannie Zalewskiej oraz pozostałej Rodzinie.

Ważniejsze publikacje Marii Majewskiej

- [1] M. Pietruszyńska, O zanikaniu świecenia opóźnionego w powietrzu *Spr. i Pr. PTF* 3, z. 1, 61 (1927).
- [2] M. Majewska, W. Bernhardt, Über den Einfluss der Wände auf das Luftnachleutens, *Zs. f. Phys.* 48, 137 (1928).
- [3] M. Majewska, Über das Abklingen des Luftnachleutens, *Zs. f. Phys.* 50, 372 (1928).
- [4] M. Majewska, Przezroczyste błonki przewodzące, *Postępy Fizyki* 4, 226 (1953).
- [5] M. Majewska, W. Majewski — recenzja książki M. Jeżewskiego „Fizyka”, *Postępy Fizyki* 5, 521 (1954).
- [6] M. Majewska, W. Majewski — recenzja książki S. Frisz i A. Timoriewa „Kurs Fizyki”, tom I, *Postępy Fizyki* 7, 57 (1956).
- [7] M. Majewska, W. Majewski — recenzja książki S. Frisz, A. Timoriewa „Kurs Fizyki”, tom II, *Postępy Fizyki* 7, 203 (1956).

Maria Krügerowa

Pragnę dodać kilka słów od siebie. W roku akad. 1950/51 odrabiałem ćwiczenia w Laboratorium Fizyki Ogólnej Politechniki Warszawskiej, którym kierowała wówczas dr Maria Majewska. Bardzo interesowała się ona pracami studentów. Cieszyła się każdym ćwiczeniem wykonanym nieco oryginalniej. Zachęcała i pomagała, jak zresztą cały ówczesny zespół tego Laboratorium, w przygotowaniu ćwiczeń dodatkowych, bardziej ambitnych i wymagających większej dozy samodzielności. Nie wahała się powierzyć potrzebną do nich, często drogą i trudno dostępną, aparaturę nam — studentom pierwszego roku.

Myszę, że należała do tych nauczycieli, którzy wywierają największy i trwały wpływ na studentów przez swój osobisty przykład człowieka bardzo rzetelnego i ogromnie życzliwego.

Adam Sobiczewski

Kalendarz imprez

Informację podajemy w następującej kolejności: data, miejsce i nazwa imprezy, organizator, adres, pod który należy nadesłać zgłoszenia i ewentualnie streszczenia prac, Z — termin nadsyłania zgłoszeń, A — termin nadsyłania streszczeń, P — przewidziane wydanie materiałów, NP — nieprzewidziane wydanie materiałów, U — przewidziana liczba uczestników, język (jeśli inny niż polski), O — wysokość opłaty konferencyjnej.

KONFERENCJE 1981

21—25 września 1981, Lublin

XXVII Zjazd Fizyków Polskich. PTF, prof. S. Szpikowski, Oddział Lubelski PTF, Pl. Marii Curie-Skłodowskiej 1, 20—031 Lublin, tel. 38-241.

O: 400 zł, członkowie PTF 300 zł.

22—25 września 1981, Wrocław

IV Int. Conf. on Cristal Fields and Structure Defects. Inst. Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN, W. Suski, INTiBS, Kolejowa 59, 53-510 Wrocław, tel. 44-33-45.

8—10 października 1981, Krynica

VI Konferencja Mikroskopii Elektronowej Ciała Stałego. Stowarzyszenie Inżynierów i Techników Przemysłu Hutniczego, Podgórze 4, Katowice, tel. 51-55-33.

U: 230.

1—2 grudnia 1981, Kraków

Ogólnopolskie Seminarium Magnetycznego Rezonansu Jądrowego. Inst. Fizyki Jądrowej, prof. J. Hennel, Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków, tel. 70-222.

grudzień 1981, Toruń

14th Symposium on Mathematical Physics. Instytut Fizyki UMK, Grudziądzka 5/7, 87-100 Toruń.

ang.

KONFERENCJE 1982

16—18 lutego 1982, Jabłonna

III Krajowe Sympozjum na temat Światłowodów i ich Zastosowań. Komitet Elektroniki i Telekomunikacji PAN, Instytut Łączności, Samodzielna Pracownia Telekomunikacji Optycznej, Szachowa 1, 04-894 Warszawa.

23—27 sierpnia 1982, Poznań

XXII Kongres Ampère'a: Rezonans Magnetyczny i Zjawiska Pokrewne. Inst. Fizyki Molekularnej PAN, prof. J. Stankowski, Smoluchowskiego 17/19, 60-179 Poznań.
Z: 4.6.82, A: 15.9.81, P, ang., O: 100 S.

30 sierpnia — 3 września 1982, Kraków

IX Międzynarodowa Konferencja Ciekłych Kryształów. Instytut Fizyki Jądrowej, prof. J. Janik, Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków, tel. 70-222.
A: 15.2.82, ang.

wrzesień 1982, Warszawa

Solid State Physics under High Pressure. Inst. Chemii Fizycznej PAN, prof. B. Baranowski, Kasprzaka 44/52, 01-224 Warszawa.
U: 200, ang.

SZKOŁY 1982

15—28 lutego 1982, Karpacz

XIX Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Przejścia Fazowe i Układy Nieuporządkowane. Inst. Fizyki Teoretycznej Uniw. Wrocławskiego, dr hab. A. Pękalski, Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław.
Z: 15.11.81, U: 80, ang., O: około 3000 zł.

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—

rocznie zł 90.—

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

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

do dnia 10 czerwca na II półrocze roku bieżącego.

Jednostki gospodarki uspołecznionej, instytucje i organizacje społeczno-polityczne składają zamówienia w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”, w miejscowościach zaś, w których nie ma Oddziałów RSW — w urzędach pocztowych. Prenumeratorzy indywidualni opłacają prenumeratę wyłącznie w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

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

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

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

Tylko Prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

T. Figielski — Dyslokacje i procesy elektronowe w półprzewodnikach	335
S. Mrówczyński — Tachiony: cząstki szybsze niż światło	351
A. Salam — Unifikacja fundamentalnych oddziaływań w oparciu o transformacje cechowania (tłum. S. Dymus)	361
RÓŻNE	
Z. Werner — Perspektywy wykorzystania energii słonecznej w Polsce na drodze bezpośredniej przemiany w energię elektryczną	387
NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW	
J. N. Marx, D. R. Nygren — Komora projekcji czasowej (tłum. A. Jachólkowski)	391
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	409
RECENZJE	417
LIST DO REDAKCJI	425
KRONIKA	429

CONTENTS

T. Figielski — Dislocations and Electron Processes in Semiconductors	335
S. Mrówczyński — Tachions: Faster than Light Particles	351
A. Salam — Gauge Unification of Fundamental Forces	361
MISCELLANEA	
Z. Werner — Perspectives of Utilization of the Solar Energy in Poland by Its Direct Transformation into the Electric Energy	387
LABORATORY EQUIPMENT AND DATA HANDLING	
J. N. Marx, D. R. Nygren — The Time Projection Chamber	391
MEETINGS AND CONFERENCES	409
REVIEWS	417
LETTER TO THE EDITOR	425
CHRONICLE	429