
PTF

**DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ**

POSTĘPY FIZYKI

**TOM 41
ZESZYT 5
1990**

**PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA—ŁÓDŹ 1991**

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ
Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr STANISŁAW G. ROHOZIŃSKI

Skarbnik

Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI

Członkowie Zarządu

Dr TERESA BIAŁECKA
Prof. dr JERZY DEMBZYŃSKI
Doc. dr STANISŁAW HAŁAS
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI
Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK
Prof. dr JÓZEF TERLECKI
Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI – *Postępy Fizyki*
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ – *Acta Physica Polonica*
Doc. dr JAN KALINOWSKI – *Delta*
Prof. dr ROMAN INGARDEN – *Reports on Mathematical Physics*

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (<i>Białystok</i>)	Doc. dr JERZY GAWIN (<i>Łódź</i>)
Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (<i>Bydgoszcz</i>)	Doc. dr MIECZYSLAW PIRÓG (<i>Opole</i>)
Doc. dr JÓZEF ŚWIĄTEK (<i>Częstochowa</i>)	Doc. dr STANISŁAW K. HOFFMAN (<i>Poznań</i>)
Doc. dr JERZY GRZYWACZ (<i>Gdańsk</i>)	Prof. dr ALEKSANDER SZYMAŃSKI (<i>Rzeszów</i>)
Doc. dr MIECZYSLAW F. PAZDUR (<i>Gliwice</i>)	Dr HENRYK WREMBEL (<i>Ślupsk</i>)
Doc. dr WIESŁAWA ZAREK (<i>Katowice</i>)	Doc. dr TADEUSZ REWAJ (<i>Szczecin</i>)
Dr ADAM S. WRÓŃSKI (<i>Kielce</i>)	Prof. dr STANISŁAW DEMBIŃSKI (<i>Toruń</i>)
Prof. dr JERZY Blicharski (<i>Kraków</i>)	Prof. dr JAN ŻYLICZ (<i>Warszawa</i>)
Doc. dr STANISŁAW HAŁAS (<i>Lublin</i>)	Doc. dr hab. MARIA SUSZYŃSKA (<i>Wrocław</i>)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69, tel. 21-26-86

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 41, Zeszyt 5
1990

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA – ŁÓDŹ 1991

RADA REDAKCYJNA

Iwo Białynicki-Birula, Jerzy Czerwonko, Marek Demiański, Adam Kujawski, Marian Mięśowicz,
Ludwik Natanson, Tadeusz Skaliński, Maciej Suffczyński, Józef Szudy, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny – Adam Sobiczewski
Członkowie Redakcji – Tomasz Dietl, Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

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

Redaktor techniczny PWN: Krystyna Chęcińska

Korespondenci Oddziałów PTF

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

Printed in Poland

Państwowe Wydawnictwo Naukowe – Oddział w Łodzi, ul. Więckowskiego 13

Wydanie I. Nakład 1225 + 85 egz. Ark. wyd. 7,75. Ark. druk. 6,25. Papier offset. kl. III,
80 g, 70 × 100. Oddano do składania we wrześniu 1990 r. Podpisano do druku w grudniu
1990 r. Druk ukończono w styczniu 1991 r. Zam. 0656.

Zakład Graficzny Wydawnictw Naukowych, Łódź, ul. Żwirki 2

Andrzej Kuczkowski

Katedra Fizyki Molekularnej
Politechnika Gdańska
Gdańsk

Efekt Becquerela

Becquerel Effect

Abstract: In 1839, E. Becquerel, father of the famous H. Becquerel – discoverer of radioactivity, noted that when silver chloride electrode, immersed in electrolyte solution and connected to counter electrode is illuminated, voltage and current are generated. That was the first observation of the photovoltaic effect occurring at a semiconductor-electrolyte contact. Now, 150 years after the first observation, photoelectrochemical cells (PEC) based on this effect have become one of the most promising routes to solar energy utilization, producing either electricity (regenerative photoelectrochemical cells) or chemical compounds (photoelectrosynthetic cells). A short review of the development and the present state of photoelectrochemical cells is presented.

1. Wstęp

Ograniczone zasoby źródeł energii, takich jak ropa naftowa czy węgiel, oraz problemy związane z bezpieczeństwem siłowni jądrowych powodują, że poszukiwania wysoko wydajnych urządzeń, które byłyby zdolne przetwarzać energię słoneczną na inne dostępne rodzaje energii, stają się coraz bardziej intensywne. Energia słoneczna docierająca do powierzchni Ziemi wynosi ok. 3×10^{24} J/rok. Wartość ta jest ok. 10 000 razy wyższa niż wynosi roczne zapotrzebowanie ludności Ziemi na energię. Wydajna konwersja nawet małej części tej energii na inne łatwo dostępne formy pokryłaby całkowicie zapotrzebowanie energetyczne świata. Łatwo można wykazać, że przy sprawności konwersji równej 10% urządzenia te zajęłyby 1% powierzchni Ziemi [2–4]. Konwersja energii świetlnej na energię elektryczną realizowana w efekcie fotoelektrochemicznym (efekcie Becquerela) jest właśnie przykładem takich możliwości. Efekt Becquerela polega na generacji siły elektromotorycznej między półprzewodnikiem i elektrodą obojętną, zanurzonymi w elektrolicie, w wyniku oświetlenia powierzchni półprzewodnika. W zasadzie jest to więc efekt fotowoltaiczny zachodzący na kontakcie elektrolit – półprzewodnik. Oczywisty wydaje się fakt, iż aby takie komórki fotoelektrochemiczne (PEC) mogły znaleźć praktyczne zastosowanie muszą być stosunkowo tanie, wysoko wydajne i stabilne. Okazuje się jednak, że spełnienie tych dwóch ostatnich warunków w przypadku komórek PEC jest bardzo trudne. Wysoko wydajne komórki PEC, w których stosuje się półprzewodniki o małej przerwie wzbronionej są niestabilne. W wyniku oświetlenia kontaktu półprzewodnik – elektrolit obserwuje się wówczas fotokorozję pół-

przewodnika. Kontakty półprzewodnik o dużej wartości przerwy wzbronionej — elektrolit są stabilne, cechuje je jednak niska wydajność konwersji energii świetlnej. Problemy te oraz inne problemy wynikające ze specyfiki kontaktu półprzewodnik — elektrolit udało się obecnie częściowo rozwiązać. Zostały one omówione w rozdz. 5.

2. Przegląd ważniejszych prac poświęconych badaniom efektu Becquerela

W 1839 r. E. Becquerel stwierdził, że gdy w układzie składającym się z zanurzonych w roztworze elektrolitu elektrody AgCl oraz elektrody obojętnej, oświetli się elektrodę AgCl to w obwodzie generuje się siła elektromotoryczna i płynie prąd [1], gdy połączymy obie elektrody zewnętrznym przewodnikiem. Istota tego efektu była wówczas niejasna. W roku 1955 Brattain i Garrett stwierdzili, że rodzaj reakcji chemicznej jaka zachodzi na powierzchni monokrystalicznej elektrody germanowej i jej szybkość zależą od półprzewodnikowych własności germanu i od oświetlenia elektrody [5].

Efekt Becquerela był pierwszym zaobserwowanym zjawiskiem fotoelektrycznym. Opis tego odkrycia jak również dalszych prac wykonanych w początkowym okresie i poświęconych zbadaniu jak również wykorzystaniu tego zjawiska można znaleźć w monografii Görlicha [6]. Pierwsze systematyczne pomiary efektu Becquerela zostały wykonane w 1960 r. przez Williamsa dla znacznej grupy materiałów półprzewodnikowych [7]. Również w 1960 r. Kallmann i Pope stwierdzili występowanie efektu fotowoltaicznego w komórce, w której elektrodę roboczą stanowił kryształ antracenu [8].

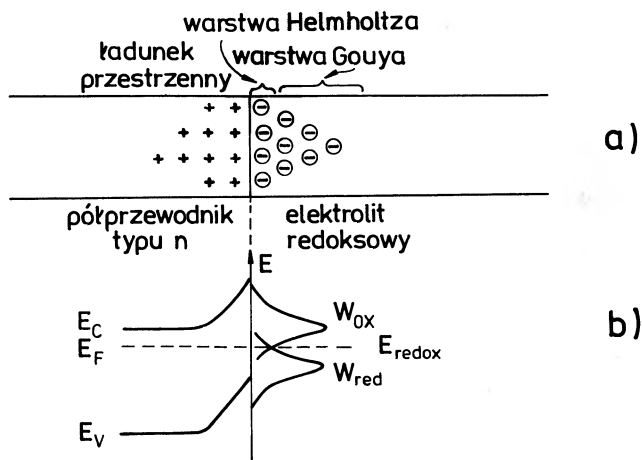
W 1972 r. Fujishima i Honda wykazali możliwość użycia nieorganicznych półprzewodników o szerokiej przerwie wzbronionej do fotoelektrolizy wody [9].

Po roku 1972 pojawia się coraz więcej prac poświęconych komórkom fotoelektrochemicznym. Przegląd ich można znaleźć w licznych opracowaniach, np. [10–17].

3. Zasada działania komórek fotoelektrochemicznych

Podstawą działania wszystkich komórek fotoelektrochemicznych są zjawiska zachodzące na kontakcie półprzewodnik — elektrolit, otrzymanym w wyniku zanurzenia półprzewodnika w stosownym elektrolicie. Rozpatrzmy najpierw procesy zachodzące przy utworzeniu tego złącza. W wyniku zanurzenia do elektrolitu półprzewodnika typu n , w którym poziom energii Fermiego przed zanurzeniem znajdował się powyżej poziomu energetycznego potencjału elektrochemicznego, który będziemy dalej nazywać poziomem redokсовym (będącego odpowiednikiem energii Fermiego dla elektrolitów) następuje przechodzenie elektronów z półprzewodnika do elektrolitu, aż do wyrównania się tych poziomów. Efektem tego

procesu przenoszenia jest utworzenie warstwy dodatniego ładunku przestrzennego w półprzewodniku przy kontakcie z elektrolitem, zwanej także warstwą zubożoną, gdyż pozbawiona jest ona częściowo większościowych nośników ładunku. Warstwa ta wytwarza na powierzchni półprzewodnika barierę potencjału zapobiegającą dalszemu przechodzeniu większościowych nośników ładunku do elektrolitu. W obszarze tym występuje spadek potencjału elektrycznego φ_{sc} który prowadzi do zmian energii potencjalnej elektronu ze zmianą odległości od kontaktu. W związku z tym obserwuje się zakrzywienie krawędzi pasm energetycznych przy kontakcie. Ponieważ ładunek elektronu jest ujemny, krawędzie pasm zginają się do góry, gdy $\varphi_{sc} < 0$ a w dół gdy $\varphi_{sc} > 0$. Całkowita wielkość zagięcia pasm jest równa $|e\varphi_{sc}|$. Podobna sytuacja zachodzi w przypadku zanurzenia do elektrolitu półprzewodnika typu *p* charakteryzującego się położeniem poziomu Fermiego przed zanurzeniem poniżej poziomu redokсового elektrolitu redokсового. W półprzewodniku pojawia się warstwa ujemnego ładunku przestrzennego, powodująca wytworzenie bariery potencjału zapobiegającej dalszemu przechodzeniu dziur do elektrolitu. W praktyce w wyniku zanurzenia półprzewodnika do elektrolitu najczęściej obserwuje się omówione powyżej przypadki polegające na przenoszeniu większościowych nośników ładunku z półprzewodnika do elektrolitu, prowadzące do utworzenia w półprzewodniku przy kontakcie warstwy zubożonej w większościowe nośniki ładunku.



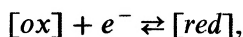
Rys. 1. Schematyczne przedstawienie: a) rozkładu ładunku elektrycznego, b) poziomów energetycznych występujących na kontakcie półprzewodnik typu *n* – elektrolit. Oznaczenia: E_F – poziom energii Fermiego, E_{redox} – poziom redokсовy elektrolitu redokсового, W_{ox} i W_{red} – funkcje rozkładu energetycznego dla stanów utlenionych i zredukowanych pary redokсовej, E_C – dolna krawędź pasma przewodnictwa, E_V – górna krawędź pasma walencyjnego

Warstwa ładunku występuje również w elektrolicie przylegającym do międzypowierzchni półprzewodnik–elektrolit (tzw. warstwa Helmholtza). Warstwa ta składa się z jonów elektrolitu zaadsorbowanych na powierzchni elektrody. Jony te mają ładunek przeciwnego znaku względem ładunku przestrzennego wytworzonego w półprzewodniku przy kontakcie.

Poza warstwą Helmholtza w elektrolicie rozciąga się rozmyta warstwa jonów tzw. warstwa Gouya (rys. 1). Złącze półprzewodnik–elektrolit jest pod wieloma względami podobne do złącza metal–półprzewodnik, tzw. złącza Schottky'ego.

W wyniku oświetlenia powierzchni tak utworzonego złącza światłem o energii równej lub większej od wartości przerwy wzbronionej półprzewodnika, w półprzewodniku generowane są pary nośników: elektron–dziura. Pole złącza powoduje separację nośników. Nośniki mniejszościowe przenoszone są w kierunku złącza, natomiast nośniki większościowe w głąb półprzewodnika. Gdy w elektrolicie zanurzona jest oprócz półprzewodnika elektroda obojętna (elektroda platynowa czy grafitowa) i elektrody te są połączone zewnętrznym przewodnikiem, wtedy generowane fotonami i rozdzielone przez pole złącza większościowe nośniki ładunku przepływają z półprzewodnika do elektrody obojętnej. Nośniki te, podobnie jak nośniki mniejszościowe dochodzące do powierzchni półprzewodnika, są zobojętniane przez obecne w elektrolicie jony przeciwnego znaku. Taka jest zasada działania komórki fotoelektrochemicznej.

W zależności od znaku ładunku wymienionego na elektrodzie obecne w elektrolicie jony mogą być redukowane (pobierać ujemny ładunek lub oddawać dodatnią dziurę), albo być utleniane (oddawać elektron lub pobierać dodatnią dziurę). Reakcje, w których zachodzi równocześnie redukcja i utlenianie, nazywają się reakcjami redokswymi. Można je zapisać w postaci:



gdzie $[ox]$ oznacza postać utlenioną, a $[red]$ postać zredukowaną jonu, e^- – oznacza ładunek elektronu.

Reakcje redokswowe zachodzące na poszczególnych elektrodach można zapisać w postaci:



W wyrażeniu tym h^+ oznacza dziurę. Jak widać z powyższych rozważań do komórek fotoelektrochemicznych wskazane jest użycie elektrolitów zawierających jony, które łatwo zmieniają wartościowość. Elektrolity takie nazywają się elektrolitami redokso-

T a b e l a 1. Fotowoltaiczne komórki elektrochemiczne [11]

Rodzaj elektrod	Wartość przerwy wzbronionej eV	Elektrolit	Para redokswowa	Wydajność
$n\text{-CdS/SnO}_2$	2,4	$KCl + K_4Fe(CN)_6 + K_3Fe(CN)_6$	$Fe(CN)_6^{-4/-3}$	5,0
$n\text{-CdS/C}$	2,4	$Na_2S + NaOH + S$	S^{2-}/S_2^{2-}	1,3
$n\text{-CdSe/C}$	1,7	$Na_2S + NaOH + S$	S^{2-}/S_2^{2-}	8,0
$n\text{-GaAs/C}$	1,4	$K_2Se + Se + KOH$	Se/Se^{2-}	9,0
$n\text{-MoS}_2/Pt$	1,75	–	Fe^{2+}/Fe^{3+}	1,0

wymi. Obecne w elektrolicie jony, które mogą przybierać dwie wartościowości tworzą tzw. pary redoksove. Przykładem elektrolitu redoksovego może być np.: wodny alkaliczny roztwór siarczku sodu do którego dodaje się siarkę aż do nasycenia roztworu ($\text{NaOH} + \text{Na}_2\text{S} + \text{S}$). Parę redoksową w tym przypadku tworzą jony: $\text{S}^{2-}/\text{S}_2^{2-}$. W wyrażeniu tym S^{2-} oznacza atom siarki w drugim stanie utlenienia, natomiast S_2^{2-} oznacza dwuatomową cząsteczkę siarki w drugim stanie utlenienia. Przykłady elektrolitów redoksowych oraz obecnych w nich par redoksowych podane są w tab. 1.

Podczas pracy komórki fotoelektrochemicznej produkt reakcji powstający na fotoelektrodzie półprzewodnikowej podlega reakcji odwrotnej na elektrodzie obojętnej, tak że stężenie składników red i ox w roztworze pozostaje nie zmienione.

Rozpatrzmy teraz bardziej szczegółowo zjawiska zachodzące na kontakcie półprzewodnik – elektrolit. Specyfika własności kontaktu półprzewodnik – elektrolit wynika z faktu, że gęstość nośników ładunku w półprzewodniku wynosi zaledwie $10^{13} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (w metalach około 10^{22} cm^{-3}), podczas gdy w roztworze 0,1M elektrolitu około 10^{20} cm^{-3} . Dlatego ładunek w półprzewodniku zanurzonym w elektrolicie nie jest zlokalizowany jedynie przy powierzchni, lecz rozciąga się na odległość 10 do 1000 nm od granicy fazy. Jest to tzw. obszar ładunku przestrzennego w półprzewodniku. Zależność gęstości ładunku od odległości od granicy fazy ma charakter wykładniczy. Własności elektryczne obszaru gdzie występuje ładunek przestrzenny można zmieniać przez polaryzację, dobór elektrolitu i domieszkowanie półprzewodnika. Na rysunku 1 przedstawiono poglądowo rozkład ładunku elektrycznego oraz schemat poziomów energetycznych występujących na kontakcie półprzewodnik typu n – elektrolit redoksowy.

Spadek potencjału φ_{sc} w warstwie ładunku przestrzennego w półprzewodniku równa się różnicy potencjałów przy powierzchni półprzewodnika φ_s i w głębi półprzewodnika φ_0 . Przestrzenny rozkład potencjału w tej warstwie ładunku można otrzymać przez rozwiązanie równania Poissona

$$\frac{d^2\varphi_{sc}(x)}{dx^2} = -\frac{1}{\varepsilon_1\varepsilon_0}\rho(x),$$

gdzie: ε_1 i ε_0 – stałe elektryczne odpowiednio półprzewodnika i próżni, $\rho(x)$ – gęstość ładunku przestrzennego. Odległość x liczy się od powierzchni kontaktu w głąb półprzewodnika. Gęstość ładunku określona jest równaniem

$$\rho(x) = e[N_D - n(x) + p(x) - N_A],$$

gdzie: N_D i N_A oznacza odpowiednio koncentrację donorów i akceptorów, a n i p koncentrację elektronów i dziur. Powyższe równanie słuszne jest przy założeniu, że wszystkie donory i akceptory są zjonizowane, co na ogół ma miejsce w warunkach normalnych.

Całkując równanie Poissona przy założeniu, że natężenie pola elektrycznego oraz potencjał pochodzące od ładunku przestrzennego są równe zero w głębi półprzewodnika, można otrzymać przestrzenną zależność potencjału $\varphi_{sc}(x)$ oraz wartość ładunku przestrzennego q_{sc} . Sposób rozwiązywania oraz dokładną analizę wyników można znaleźć np. w pracy [17].

Znając wartość $\varphi_{sc}(x)$ można napisać równania określające zachowanie się pasm energetycznych przy kontakcie

$$\begin{aligned} E_c &= E_c^0 - e\varphi_{sc}(x) \\ E_v &= E_v^0 - e\varphi_{sc}(x), \end{aligned}$$

gdzie: E_c^0 i E_v^0 oznaczają wartości energii pasm przewodnictwa i walencyjnego w głębi półprzewodnika.

Wartość ładunku przestrzennego q_{sc} , a co za tym idzie wielkość zakrzywienia pasm energetycznych przy powierzchni półprzewodnika można zmieniać przykładając do półprzewodnika zewnętrzny potencjał elektryczny. W przypadku np. półprzewodnika typu n , w którym pasma energetyczne przed spolaryzowaniem zagięte były do góry, polaryzacja katodowa powoduje przesunięcie się poziomu Fermiego do góry (w stronę wyższej energii), a ponieważ położenie pasm energetycznych na powierzchni półprzewodnika nie zmienia się ze zmianą polaryzacji, powoduje to zmniejszenie zakrzywienia pasm. Przy pewnej wartości potencjału pasma energetyczne w półprzewodniku są płaskie. Odpowiada to sytuacji, gdy w półprzewodniku nie ma już warstwy ładunku przestrzennego q_{sc} . Wartość tego potencjału nosi nazwę potencjału płaskich pasm U_{fb} . W elektrochemii potencjał elektrody półprzewodnikowej U mierzy się względem elektrody odniesienia (najczęściej elektrody kalomelowej lub normalnej elektrody wodorowej) [17]. Wielkość spadku potencjału w warstwie ładunku przestrzennego φ_{sc} równa się różnicy potencjałów: elektrody półprzewodnikowej U i potencjału płaskich pasm U_{fb} .

$$\varphi_{sc} = U - U_{fb}.$$

W celu wyznaczenia potencjału płaskich pasm należałoby mierzyć zależność wartości ładunku przestrzennego od napięcia zewnętrznego. Jednakże eksperymentalnie znacznie łatwiej jest mierzyć zależność pojemności różniczkowej warstwy ładunku przestrzennego φ_{sc} od napięcia. Pojemność ta zdefiniowana jest równaniem:

$$C_{sc} = - \frac{dq_{sc}}{d\varphi_{sc}}.$$

W przypadku silnie domieszkowanych półprzewodników o dużej wartości przerwy wzbronionej zależność C_{sc} od potencjału powierzchniowego φ_{sc} określona jest równaniem Motta-Schottky'ego

$$\frac{1}{C_{sc}^2} = \frac{2}{\varepsilon_0 \varepsilon_1 e N} \left[\varphi_{sc} - \frac{kT}{e} \right].$$

W równaniu tym N oznacza koncentrację donorów w przypadku półprzewodników typu n lub koncentrację akceptorów w przypadku półprzewodników typu p . Pozostałe oznaczenia mają swój zwykły sens. Ponieważ $\varphi_{sc} = U - U_{fb}$, więc

$$\frac{1}{C_{sc}^2} = \frac{2}{\varepsilon_0 \varepsilon_1 e N} \left[U - \left(U_{fb} + \frac{kT}{e} \right) \right].$$

Wykres zależności $\frac{1}{C_{sc}^2}$ od U jest linią prostą i z przecięcia tego wykresu z osią U dla $\frac{1}{C_{sc}^2} = 0$ można wyznaczyć U_{fb} . Znajomość U_{fb} jest niezwykle ważna gdyż umożliwia ona lokalizację pasm przewodnictwa i walencyjnego na powierzchni półprzewodnika.

Całkowity spadek potencjału na kontakcie półprzewodnik – elektrolit składa się ze spadku potencjału w obszarze ładunku przestrzennego w półprzewodniku φ_{sc} oraz spadku potencjału w warstwie Helmholtza w elektrolicie. Spadek potencjału w warstwie Gouya w przypadku stężonych elektrolitów można zaniedbać. Również pojemność złącza można traktować jako wypadkową pojemności szeregowo połączonych dwóch pojemności C_{sc} i C_H odpowiadających pojemności warstwy ładunku przestrzennego w półprzewodniku i pojemności warstwy Helmholtza w elektrolicie. Ponieważ pojemność C_{sc} jest znacznie mniejsza od pojemności C_H więc całkowita pojemność złącza jest równa w przybliżeniu C_{sc} . Zmiana potencjału elektrody powoduje głównie zmianę potencjału φ_{sc} , podczas gdy spadek potencjału w warstwie Helmholtza nie ulega zmianie. Dlatego to właśnie, mierząc zależność pojemności złącza od napięcia zewnętrznego oraz korzystając z równania Motta-Schottky'ego można wyznaczyć potencjał płaskich pasm.

Elektrolity redoksowe charakteryzuje tzw. energia poziomu redoksowego E_{red} , określająca energię potrzebną do przeniesienia elektronu od znajdującego się w elektrolicie jonu zredukowanego do nieskończoności. W przypadku gdy koncentracja jonów zredukowanych C_{red} różni się od koncentracji jonów utlenionych C_{ox} w elektrolicie, poziom energii redoksowej elektrolitu E_{red} różni się od standardowego poziomu redoksowego E_{red}^0 i jest określony równaniem

$$E_{red} = E_{red}^0 + kT \ln \left(\frac{C_{red}}{C_{ox}} \right).$$

Stany energetyczne obecnych w elektrolicie utlenionych i zredukowanych jonów opisane są przez funkcje rozkładu W_{ox} i W_{red} . Rozmycie tych stanów spowodowane jest fluktuacjami termicznymi oraz oddziaływaniem jonów z rozpuszczalnikiem. Jeżeli oznaczymy koncentrację obecnych w elektrolicie jonów zredukowanych i utlenionych odpowiednio przez C_{red} i C_{ox} , to gęstość stanów zredukowanych D_{red} i utlenionych D_{ox} można opisać wzorami

$$D_{red} = C_{red} \cdot W_{red}$$

$$D_{ox} = C_{ox} \cdot W_{ox}.$$

Stany zredukowane można rozpatrywać jako zajęte, a stany utlenione jako niezajęte stany elektronowe elektrolitu. Udział pasma przewodnictwa i pasma walencyjnego w wymianie ładunku z elektrolitem zależy od stopnia przekrywania się tych pasm ze stanami zapełnionymi i pustymi w elektrolicie [12, 17]. Kiedy np. energia poziomu redoksowego w elektrolicie leży w pobliżu pasma przewodnictwa półprzewodnika wtedy wymiana ładunku między obiema fazami zachodzi głównie przez wymianę elektronów. Natomiast w przypadku, gdy energia poziomu redoksowego

leży w pobliżu energii pasma walencyjnego wtedy wymiana ładunków zachodzi głównie za pośrednictwem dziur. Reakcje, w których elektrony przechodzą z elektrody półprzewodnikowej do elektrolitu, noszą nazwę katodowych reakcji elektrodowych, natomiast reakcje, w których elektrony przechodzą z elektrolitu do półprzewodnika, noszą nazwę anodowych reakcji elektrodowych.

O mechanizmie wymiany elektronów na kontakcie półprzewodnik – elektrolit można wnioskować z kształtu charakterystyki prądowo-napięciowej. Podczas polaryzacji elektrody półprzewodnikowej większa część spadku napięcia zachodzi w warstwie ładunku przestrzennego w półprzewodniku. Spadek napięcia w warstwie Helmholtza, który jest zależny od stężenia elektrolitu, przy zwykle stosowanych stężeniach jest pomijalny przy przybliżonym rozumowaniu. Podczas polaryzacji katodowej szybkość reakcji elektrochemicznej jest ograniczona ilością elektronów dostarczonych przez elektrodę. Podczas polaryzacji anodowej szybkość reakcji elektrodowej jest ograniczona ilością dziur dostarczanych przez elektrodę. Charakterystyka prądowo-napięciowa ma w obu przypadkach kształt zbliżony do charakterystyki diody [12]. Jeżeli występuje zmiana spadku potencjału w warstwie Helmholtza ze zmianą zewnętrznego potencjału, wówczas charakterystyka prądowo-napięciowa wykazuje kształt typowy dla charakterystyki kontaktu metal – elektrolit. Podobne odstępstwa w przebiegu charakterystyki prądowo-napięciowej obserwuje się w przypadku zbyt dużej akumulacji ładunku na powierzchni półprzewodnika wywołanej obecnością stanów powierzchniowych. W tym przypadku możliwa jest wymiana nośników między elektrolitem a stanami nie tylko z pasma przewodnictwa lub walencyjnego półprzewodnika, lecz również poprzez stany powierzchniowe zlokalizowane wewnątrz przerwy wzbronionej półprzewodnika lub dzięki zjawisku tunelowania elektronów przez cienką barierę potencjału przy powierzchni [12].

Oświetlenie niespolaryzowanego zewnątrznie złącza półprzewodnik – elektrolit powoduje generację w półprzewodniku nadmiarowych nośników ładunku. W przypadku komórek fotoelektrochemicznych stosuje się elektrolity przezroczyste dla światła, dlatego nie rozpatruje się wzbudzania światłem jonów redoksowych. Komórki wykorzystujące wzbudzanie elektrolitu nazywają się komórkami fotogalwanicznymi. Cechuje je niska wydajność konwersji energii świetlnej na energię elektryczną i nie będą one rozpatrywane w tym artykule.

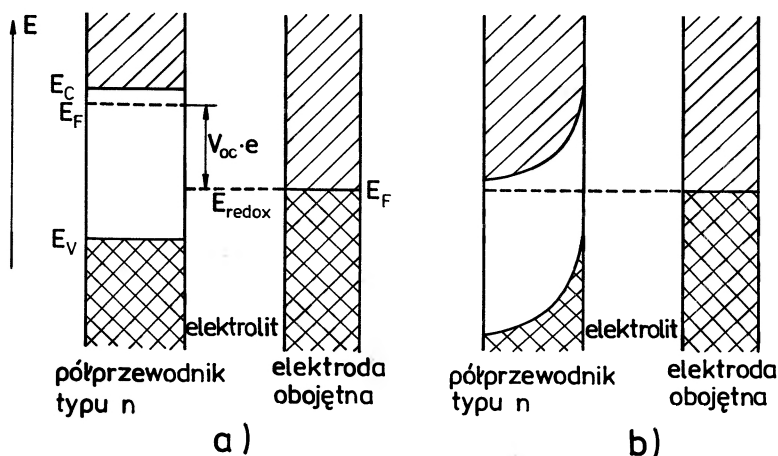
Koncentracja fotogenerowanych nadmiarowych nośników ładunku w półprzewodniku zależna jest od natężenia światła, współczynnika absorpcji światła w półprzewodniku, długości dyfuzji i czasu życia nośników ładunku, obecności centrów rekombinacji itp. Fotony o energii większej od wartości przerwy wzbronionej półprzewodnika absorbowane w warstwie zubożonej generują pary elektron – dziura, które są rozdzielane pod wpływem pola elektrycznego obecnego w warstwie. Nośniki większościowe poruszają się w głąb półprzewodnika, podczas gdy nośniki mniejszościowe poruszają się w kierunku powierzchni. Pary elektron – dziura fotogenerowane poza obszarem warstwy zubożonej będą separowane jeżeli nośniki mniejszościowe zdążą przedyfundować do warstwy zubożonej zanim zrekombinują z nośnikami większościowymi. Fotony będą absorbowane tylko w warstwie zubożonej półprzewodnika jeżeli jego współczynnik absorpcji α będzie dostatecznie duży, tak

by $\frac{1}{\alpha} < W$, gdzie W oznacza szerokość warstwy zubożonej. Fotogeneracja oraz rozdzielanie nośników ładunku w warstwie zubożonej powoduje przesuwanie się poziomu Fermiego w kierunku jego położenia przed zanurzeniem do elektrolitu (położenia płaskich pasm) oraz zmniejszenie zakrzywienia pasm. Fotogeneracja nośników może zachodzić również w wyniku dysocjacji ekscytonów dochodzących do powierzchni kontaktu [8].

Na rysunku 2 przedstawiono schemat poziomów energetycznych występujących w komórce fotoelektrochemicznej składającej się z półprzewodnika typu n , elektrolitu redokсового oraz elektrody pomocniczej (platynowej lub grafitowej). Maksymalne fotonapięcie U_{oc} generowane na kontakcie półprzewodnik – elektrolit określone jest przez różnicę energii Fermiego E_F w półprzewodniku i energii poziomu redokсового w elektrolicie E_{redox} (rys. 2a).

$$U_{oc} = \frac{E_F - E_{redox}}{e}$$

Napięcie o tej wartości jest obserwowane, gdy komórkę fotoelektrochemiczną oświetli się światłem o odpowiednio dużym natężeniu, tak że w elektrodzie półprzewodnikowej nie występuje warstwa ładunku przestrzennego. Położenie poziomu Fermiego określa wtedy położenie poziomu płaskich pasm. Gdy w komórce fotoelektrochemicznej zamienimy dany elektrolit redokсовy na inny elektrolit redokсовy, który cechuje niższa wartość energii redokсовой, generowane fotonapięcie będzie wyższe. Jeżeli jednak poziom redokсовy tego elektrolitu będzie leżał poniżej charakterystycznego dla danego półprzewodnika poziomu energetycznego, tzw. poziomu fotokorozji, to półprzewodnik będzie ulegał rozkładowi w wyniku oświetlenia [18]. Sposoby zabezpieczenia powierzchni półprzewodnika przed rozkładem zostaną omówione w rozdz. 5.



Rys. 2. Schemat poziomów energetycznych w komórce fotoelektrochemicznej: a) przy rozwartym obwodzie zewnętrznym w przypadku silnego oświetlenia komórki, b) przy zamkniętym obwodzie zewnętrznym w ciemności i przy oświetleniu. Obszary zakreskowane w kratkę oznaczają stany zajęte przez elektrony, a obszary zakreskowane ukośnie – stany niezajęte przez elektrony w temperaturze 0 K [19]

Rysunek 2b przedstawia schemat poziomów energetycznych występujących w komórce fotoelektrochemicznej w przypadku zwarcia elektrod zarówno w ciemności jak i przy oświetleniu. W tym przypadku poziom Fermiego w półprzewodniku, poziom redokсовy w elektrolicie oraz poziom Fermiego elektrody obojętnej są równe. W półprzewodniku występuje warstwa ładunku przestrzennego oraz zakrzywienie pasm energetycznych [19].

Stwierdzono, że położenie krawędzi pasm w półprzewodniku na kontakcie z elektrolitem jest ustalone względem położenia energii poziomu redokсового elektrolitu i jest niezależne od potencjału elektrody. Stwierdzenie to jest słuszne gdy gęstość ładunku i pojemność elektryczna warstwy Helmholtza w elektrolicie są znacznie większe niż w warstwie ładunku przestrzennego w półprzewodniku, tak że zmiany potencjału przyłożonego do elektrody półprzewodnikowej uwidaczniają się głównie w zmianie ładunku przestrzennego w półprzewodniku. Spadek napięcia w warstwie Helmholtza jest stały i niezależny od potencjału. Zmiany potencjału w obszarze ładunku przestrzennego w półprzewodniku powodują proporcjonalne zmiany w zakrzywieniu pasm [18].

Stosunkowo rzadko obserwowano przypadki, gdy napięcie U_{oc} nie zmieniało się mimo zastosowania elektrolitów redokсовых o różnych poziomach redokсовых. W tych przypadkach gęstość ładunku elektrycznego oraz pojemność warstwy ładunku przestrzennego w półprzewodniku były większe niż w warstwie Helmholtza w elektrolicie [18].

W celu ilościowego opisanie procesów zachodzących w komórkach fotoelektrochemicznych zostały opracowane dwie teorie będące adaptacją do złącza półprzewodnik–elektrolit znanych teorii z fizyki ciała stałego. Pierwsza z nich, która wykazuje dość dobrą zgodność z danymi doświadczalnymi nazywa się teorią bariery Schottky'ego komórek fotoelektrochemicznych. Opiera się ona na teorii Schottky'ego złącza metal–półprzewodnik i została zaproponowana przez Butlera [11, 17]. W teorii tej zakłada się że całkowity fotoprąd płynący przez złącza jest sumą prądu dyfuzyjnego pochodzącego od dyfuzji nośników mniejszościowych generowanych poza obszarem warstwy zubożonej oraz prądu dryfu nośników mniejszościowych w warstwie zubożonej. Gęstość fotoprądu j opisana jest równaniem

$$j = eF_0 \left[1 - \frac{\exp(-\alpha W)}{1 + \alpha L} \right],$$

gdzie: F_0 – wartość strumienia fotonów padających na powierzchnię półprzewodnika, α – współczynnik absorpcji światła, L – długość dyfuzji nośników mniejszościowych, W – szerokość warstwy zubożonej w półprzewodniku, zależna od napięcia.

$$W = W_0(U - U_{fb})^{1/2},$$

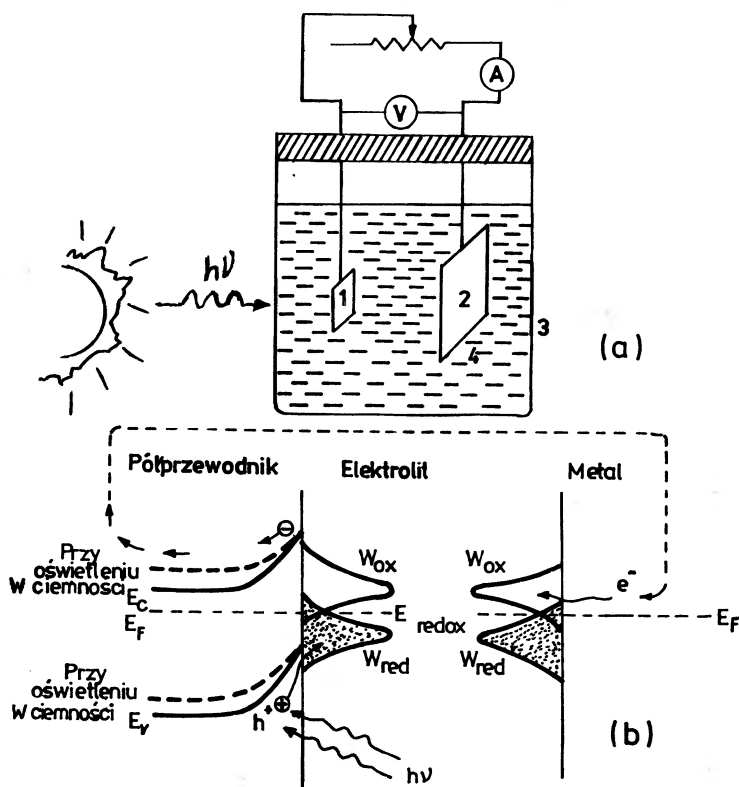
gdzie: W_0 – stała.

Druga teoria nazwana teorią Bockrisa komórek fotoelektrochemicznych opiera się na założeniu że fotoprąd jest wynikiem tunelowania fotoemitowanych z po-

wierzchni półprzewodnika elektronów i dziur przez barierę potencjału występującą na kontakcie półprzewodnik – elektrolit. Wyniki tej teorii nie wykazują zadowalającej zgodności z danymi eksperymentalnymi [11].

4. Zastosowanie komórek fotoelektrochemicznych

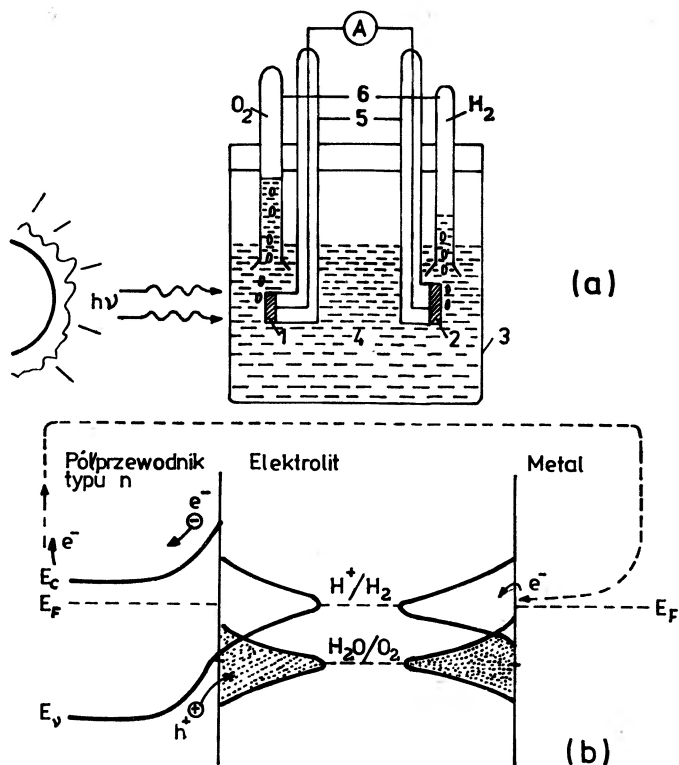
Efekt fotoelektrochemiczny może być wykorzystany do bezpośredniej konwersji energii słonecznej na energię elektryczną w fotowoltaicznych komórkach elektrochemicznych. Zasada działania fotowoltaicznej komórki elektrochemicznej przedstawiona jest na rys. 3. Jest ona identyczna z zasadą działania omówionej powyżej komórki fotoelektrochemicznej. Maksymalną wydajność konwersji energii słonecznej na energię elektryczną wynoszącą od 17,1% do 22% obserwowano w fotowoltaicznych komórkach elektrochemicznych n -WSe $|I^- , I_2|$ Pt [20]. W zapisie tym pierwszy człon oznacza zastosowaną elektrodę półprzewodnikową, drugi parę redoksovą występującą w elektrolicie, a trzeci elektrodę obojętną. Tak wysoką



Rys. 3. a) Schemat fotowoltaicznej komórki elektrochemicznej. Oznaczenia: 1 – półprzewodnik, 2 – elektroda obojętna, 3 – obudowa komórki, 4 – elektrolit redoksovany, b) Schemat poziomów energetycznych w półprzewodniku i w elektrolicie. Oznaczenia: E_F – poziom energii Fermiego w półprzewodniku, E_{redox} – poziom redoksovany elektrolitu redoksoowego, W_{ox} i W_{red} – funkcje rozkładu energetycznego dla stanów utlenionych i zredukowanych pary redoksowej

wartość wydajności udało się osiągnąć dzięki wyhodowaniu kryształów WSe typu n o wysokiej jakości oraz odpowiedniej obróbce ich powierzchni. W tak otrzymanych kryształach czas życia fotogenerowanych dziur był dłuższy od czasu ich przejścia przez obszar ładunku przestrzennego, dlatego też mogły one dochodzić do powierzchni kryształu i reagować z elektrolitem bez rekombinacji. Przykłady innych fotowoltaicznych komórek elektrochemicznych podano w tab. 1.

Jeszcze bardziej interesująca jest możliwość użycia komórek fotoelektrycznych do fotoelektrolizy wody przy użyciu światła słonecznego. Podczas fotoelektrolizy energia świetlna przekształcana jest na energię chemiczną w postaci energii swobodnej końcowych produktów. Wydajny proces fotoelektrolizy mógłby być idealnym źródłem otrzymywania wodoru. W tym typie konwersji energii słonecznej ułatwiony jest problem przechowywania energii, gdyż wodór można znacznie łatwiej przechowywać niż energię elektryczną czy ciepłą. Wodór jest wartościowym materiałem zarówno jako nośnik energii jak i potencjalne paliwo. Jest on paliwem niezanieczyszczającym środowisko, odnawianym oraz bardzo wygodnym do konwersji na inne rodzaje energii np. energię ciepłą przez spalanie czy energię elektryczną w bateriach paliwowych. Gdybyśmy chcieli skopiować proces fotosynte-



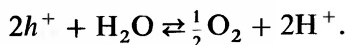
Rys. 4. a) Schemat komórki fotoelektrochemicznej służącej do fotoelektrolizy wody. Oznaczenia: 1 – półprzewodnik, 2 – elektroda obojętna, 3 – obudowa komórki, 4 – elektrolit z parami redokсовymi H_2O/O_2 i H^+/H_2 , 5 – szklane osłony doprowadzeń elektrycznych, 6 – pojemniki do zbierania O_2 i H_2 , b) Schemat poziomów energetycznych w półprzewodniku i w elektrolicie [11]

zy przebiegający w przyrodzie to fotoelektroliza wody przedstawiałaby pierwszy etap. Drugim jest proces asymilacji CO_2 [10].

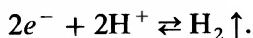
Proces rozkładu wody na tlen i wodór jest procesem wysoce endoenergetycznym. Dla stałoprądowej elektrolizy wody wymagane jest teoretycznie napięcie 1,23 V, a praktycznie powyżej 1,48 V. Wynika stąd, że fotony o energii większej niż 1,48 eV są energetycznie zdolne do fotolizy (rozkładu) wody. Około 60% promieniowania słonecznego ma energię powyżej 1,5 eV wystarczającą do procesu fotolizy [15]. Jednakże woda z wyjątkiem dalekiego ultrafioletu i podczerwieni jest przezroczysta, dlatego nie obserwuje się fotolizy wody przez światło z obszaru widzialnego. Fotoelektroliza wody możliwa jest przy pomocy komórki fotoelektrochemicznej przedstawionej na rys. 4. Jest ona podobna do fotowoltaicznej komórki elektrochemicznej przedstawionej na rys. 1 z dwoma wyjątkami:

- 1) występują teraz dwie pary redoksove $\text{H}_2\text{O}/\text{O}_2$ oraz H^+/H_2 ;
- 2) w baterii umieszczone są dodatkowo dwa naczynia dla zbierania gazów.

Reakcję fotoelektrolizy wody można ogólnie zapisać w postaci $\text{H}_2\text{O} \xrightarrow{2h\nu} \text{H}_2 + \frac{1}{2}\text{O}_2$. Na elektrodzie półprzewodnikowej (załóżmy, że jest to półprzewodnik typu n) fotogenerowane nośniki mniejszościowe (dziury) biorą udział w reakcji wymiany ładunku na międzypowierzchni półprzewodnik – elektrolit



Na elektrodzie pomocniczej fotogenerowane elektrony, które przeszły przez zewnętrzny obwód z półprzewodnika, redukują jony H^+



Zastosowanie w charakterze półprzewodników materiałów tlenkowych typu TiO_2 pozwoliło osiągnąć wydajność fotoelektrolizy wody w bateriach fotoelektrochemicznych rzędu 1% [18]. Niska wydajność konwersji oraz mała stabilność elektrod półprzewodnikowych są głównymi czynnikami ograniczającymi zastosowanie tych baterii. Nic więc dziwnego, że badania w tej dziedzinie koncentrują się głównie na poszukiwaniu nowych i lepszych materiałów półprzewodnikowych. Trzeba zaznaczyć jednak, że w zasadzie wszystkie materiały półprzewodnikowe typu p lub n mogą być użyte w charakterze elektrod w układach fotoelektrochemicznych, gdy zastosuje się odpowiedni odwracalny redoksovy elektrolit, który powoduje utworzenie w półprzewodniku, w wyniku zanurzenia, zubożonej lub wzbogaconej warstwy ładunku przestrzennego.

5. Problemy związane z zastosowaniem komórek fotoelektrochemicznych oraz stosowane rozwiązania

Aby komórki fotoelektrochemiczne mogły znaleźć szerokie zastosowanie w konwersji energii słonecznej muszą być one wysoko wydajne, stabilne i stosunkowo tanie.

Wydajność konwersji energii świetlnej na energię elektryczną w komórkach fotoelektrochemicznych podlega podobnym ograniczeniom jak w przypadku ogniw fotowoltaicznych wykorzystujących złącze $p-n$. Dla tych ogniw optymalna szerokość pasma wzbronionego zawarta jest w granicach od 1,2 eV do 1,6 eV, a teoretyczna maksymalna wydajność wynosi około 30% [17]. Przeprowadzone obliczenia wykazują, że komórki fotoelektrochemiczne powinny cechować zbliżoną wartość maksymalnej wydajności konwersji. Wynika ona z analizy wydajności kolejnych procesów konwersji.

Z ogólnych rozważań termodynamicznych wynika, że maksymalna możliwa wydajność konwersji energii słonecznej jest równa

$$\eta_{\text{term}}^{\text{max}} = \frac{T_s - T_c}{T_s},$$

gdzie: T_s – temperatura źródła energii (temperatura Słońca) ≈ 6000 K, T_c – temperatura chłodnicy (temperatura powierzchni Ziemi ≈ 300 K).

Z równania tego wynika, że maksymalna sprawność termodynamiczna konwersji energii słonecznej jest równa 0,95. Jednakże bardziej dokładne obliczenia uwzględniające zarówno energię jak i entropię promieniowania słonecznego podają wartość sprawności termodynamicznej η_{term} równą 0,7 [17].

Generacja nośników w obszarze ładunku przestrzennego kontaktu półprzewodnik – elektrolit zachodzi w wyniku absorpcji kwantów światła o energii równej lub większej od wartości przerwy wzbronionej elektrody półprzewodnikowej E_g . Foton o energii $h\nu > E_g$ nie są w pełni wykorzystane. Różnica energii ($h\nu - E_g$) tracona jest na wzbudzenie wibracyjnych stopni swobody (na ciepło) w półprzewodniku. Natomiast fotony o energii $h\nu < E_g$ nie wnoszą wkładu do przejść międzypasmowych. Progową naturę tego procesu można uwzględnić przez wprowadzenie bezwymiarowego współczynnika wydajności progowej K_p ,

$$K_p = \frac{E_g \int_{E_g}^{\infty} N(E)(1 - R)dE}{\int_0^{\infty} E \cdot N(E)dE},$$

gdzie: $N(E)$ jest liczbą kwantów promieniowania słonecznego o energii E padających na powierzchnię komórki w jednostce czasu, R – współczynnik odbicia światła od powierzchni komórki. Z przebiegu zależności współczynnika K_p od wartości przerwy wzbronionej półprzewodnika obliczonego na podstawie powyższego wzoru, przy założeniu, że $N(E)$ przedstawia widmową zależność promieniowania słonecznego padającego na powierzchnię Ziemi (tzw. promieniowania AM1), wynika że półprzewodniki o wartości przerwy wzbronionej zawartej w granicach od 1,2 eV do 1,6 eV powinna cechować optymalna wydajność konwersji. AM jest skrótem od air mass. AM1 oznacza natężenie światła słonecznego padającego na powierzchnię Ziemi na poziomie morza przy zenitalnej pozycji Słońca. W wielkości tej uwzględnione jest osłabienie natężenia słonecznego przez atmosferę Ziemi.

Następnym współczynnikiem determinującym wydajność konwersji jest tzw. współczynnik wydajności przechowania energii w elementarnym akcie konwersji K_s^e . Określony jest on przez zmianę potencjału elektrochemicznego mniejszościowych nośników w półprzewodniku przy danym oświetleniu. Miarą jego jest wartość generowanego napięcia w rozwartym obwodzie U_{oc} . W komórkach fotoelektrochemicznych, w których energia świetlna zamieniana jest na energię chemiczną, współczynnik przechowywania jest określony przez zmianę energii swobodnej ΔG zachodzącej w wyniku wszystkich reakcji chemicznych przebiegających w oświetlonej komórce K_s^{ch} . Współczynniki te są następująco zdefiniowane

$$K_s^e = \frac{eU_{oc}}{E_g} \quad K_s^{ch} = \frac{G}{E_g}$$

Współczynnik K_s^e nosi też nazwę współczynnika napięciowego [4]. Miarą wydajności generacji i separacji fotogenerowanych nierównowagowych nośników ładunku jest wartość prądu zwarcia i_{sc} . Proces ten opisany jest przez tzw. współczynnik wydajności kwantowej Y . Charakteryzuje on wydajność konwersji wchodzącego strumienia fotonów na prąd elektryczny

$$Y = \frac{i_{sc}/e}{\int_{E_g}^{\infty} N(E)(1-R)dE}$$

Straty energii w komórkach fotoelektrochemicznych spowodowane oporem omowym półprzewodnika i elektrolitu można uwzględnić wprowadzając tzw. współczynnik wypełnienia f . Określony jest on równaniem

$$f = \frac{(i_f U_f)_{max}}{i_{sc} U_{oc}}$$

Licznik w powyższym równaniu przedstawia iloczyn natężenia prądu i napięcia w punkcie maksimum mocy charakterystyki $I-U$ komórki fotoelektrochemicznej. Wartość współczynnika f jest największa i zbliżona do jedności, gdy charakterystyka $I-U$ komórki ma kształt zbliżony do prostokątnego. Gdy w komórce występuje znaczny opór omowy charakterystyka $I-U$ jest w przybliżeniu liniowa i moc wyjściowa stanowi tylko część maksymalnej możliwej mocy. Całkowitą wydajność konwersji energii świetlnej η można przedstawić w postaci iloczynu wydajności poszczególnych procesów, z których każda jest mniejsza od jedności

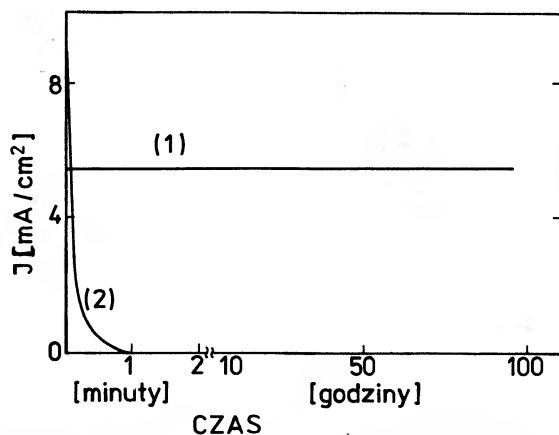
$$\eta = K_p K_s^e Y f$$

Tak wyznaczona wartość wydajności fotowoltaicznych komórek elektrochemicznych jest znacznie niższa od szacowanej termodynamicznej wydajności konwersji energii słonecznej η_{term} .

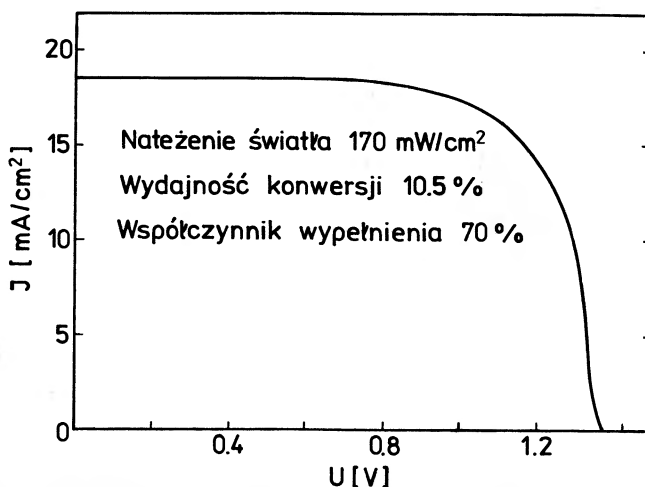
Reakcje chemiczne związane z przejściem ładunku elektrycznego przez międzypowierzchnię półprzewodnik-elektrolit nie powinny powodować fotokorozji, tj. utlenienia lub redukcji półprzewodnika, oraz ograniczać szybkości przenoszenia

ładunku przy poziomie natężenia oświetlenia odpowiadającego natężeniu światła słonecznego.

W celu stabilizacji powierzchni elektrod półprzewodnikowych stosuje się ich modyfikację polegającą na pokrywaniu ich warstwą stabilizujących par redokso- wych związanych chemicznie z powierzchnią półprzewodnika [21], pokrywaniu ich warstwą adsorbowanych jonów [22], pokrywaniu powierzchni półprzewodnika cienką warstwą przewodzących polimerów [23] lub warstwą jonowo selektywnych polimerów [24].



Rys. 5. Zależność prądu zwarcia od czasu w fotowoltaicznej komórce elektrochemicznej, w której zastosowano elektrodę półprzewodnikową w postaci GaAs typu *n* osłoniętą warstwą polipirrolu (krzywa 1) i bez osłony (krzywa 2). Jako elektrolit redokso- wy użyty był metanolowy roztwór $0,2\text{M Fe(CN)}_6^{3-/4-}/0,1\text{M ET}_4\text{NBF}_4$. [23]



Rys. 6. Charakterystyka fotoprąd–napięcie fotowoltaicznej komórki elektrochemicznej: (elektroda GaAs pokryta warstwą polipirrolu | wodny roztwór $0,2\text{M Fe(CN)}_6^{3-/4-} + 0,1\text{M NaCN} + 0,1\text{M NaOH}|\text{Pt}$). [23]

Działanie chemicznie związanych z powierzchnią par redoksowych, na ogół związków organometalicznych jak np. ferrocenu lub porfiryny, polega głównie na pułapkowaniu fotogenerowanych mniejszościowych nośników z półprzewodnika. W ten sposób powierzchnia zostaje zabezpieczona od wpływu niszczących reakcji redoksowych. W drugim etapie zredukowany lub utleniony jon redoksowy związany z powierzchnią, który zapułapkował ładunek, przekazuje go do elektrolitu wywołując stosowne reakcje redoksowe w elektrolicie. W pracy Hellera i współpr. [22] wykazano, że pewne zaadsorbowane jony, szczególnie jony Ru^{3+} powodują drastyczne zmniejszenie prędkości rekombinacji par elektron–dziura na stanach powierzchniowych i na granicach ziaren półprzewodnika. Powoduje to znaczne zwiększenie wydajności konwersji w fotowoltaicznych komórkach elektrochemicznych. Szczególnie dobre efekty w zabezpieczeniu elektrod półprzewodnikowych przed fotokorozją osiągnięto pokrywając je cienką warstwą elektroprowadzących polimerów, głównie polipirrolu. Warstwa polimeru, działając jako bariera dla transportu jonów i rozpuszczalnika, zabezpiecza powierzchnię półprzewodnika przed korozją, a równocześnie umożliwia łatwą wymianę elektronów z elektrolitem. Na rysunku 5 przedstawiono zależność prądu zwarcia od czasu w fotowoltaicznej komórce elektrochemicznej, w której zastosowano elektrodę półprzewodnikową w postaci GaAs typu *n* osłoniętą cienką warstwą polipirrolową i bez osłony. W pierwszym przypadku nie stwierdzono po czasie pracy komórki równym 100 godzin przy gęstości prądu zwarcia równym $5,5 \text{ mA/cm}^2$ dających się zauważyć zmian, podczas gdy w przypadku zastosowania nie osłoniętej elektrody wartość fotoprądu już po upływie jednej minuty spadła do niemierzalnie małej wartości. Na rysunku 6 pokazano charakterystykę $I-U$ fotowoltaicznej komórki elektrochemicznej w której zastosowano elektrodę GaAs pokrytą warstwą polipirrolu (oświetlenie równe 170 mW/cm^2). Charakterystyka $I-U$ była stabilna. Nawet po pięćdziesięciu cyklach nie stwierdzono żadnych zmian. Kształt jej był podobny jak w przypadku zastosowania nie osłoniętej polipirrolem elektrody GaAs tylko wartość prądu zwarcia była niższa (z $31 \text{ mA/cm}^2 \rightarrow 19 \text{ mA/cm}^2$) [23]. Przewodzące polimery wykazują również interesujące własności fotoelektrochemiczne. Wartość przerwy wzbronionej w tych polimerach jest zbliżona do wartości optymalnej, poza tym niektóre z nich jak np. poliacyetylen mają porowatą, włóknistą strukturę zapewniającą efektywny kontakt z elektrolitem. Ponieważ fotowzbudzenie w tych polimerach związane jest z elektronami π , a nie z odpowiedzialnymi za wiązania elektronami σ , należało się spodziewać, że polimery te nie powinny ulegać fotokorozji [25]. Przeprowadzone pomiary wykazały jednak niewielką wydajność konwersji energii świetlnej (do 1%) w komórkach fotoelektrochemicznych wykorzystujących w charakterze elektrod półprzewodnikowych przewodzące polimery [26, 27].

Problem stabilności elektrod i zwiększenia wydajności konwersji energii słonecznej występuje szczególnie ostro w przypadku komórek fotoelektrochemicznych stosowanych do fotoelektrolizy wody. Problem ten próbowano rozwiązać stosując w komórce fotoelektrochemicznej zamiast jednej elektrody półprzewodnikowej i jednej elektrody obojętnej, dwie elektrody półprzewodnikowe typu *n* i *p* i zwiększając w ten sposób fotonapięcie niezbędne do reakcji fotorozkładu wody. Natomiast

pozostaje w dalszym ciągu problem stabilności elektrod i to w jeszcze większym stopniu, gdyż należy teraz znaleźć dwie elektrody półprzewodnikowe o różnym charakterze przewodnictwa odporne na fotokorozję. Inny sposób polegał na użyciu elektrody wykonanej z dwóch różnych półprzewodników o tym samym charakterze przewodnictwa, lecz o różnych wartościach przerwy wzbronionej tworzących złącze. Półprzewodnik o większej wartości przerwy wzbronionej działał jak ochronna warstwa zewnętrzna znajdująca się w kontakcie z elektrolitem i absorbująca promieniowanie o energii większej od wartości przerwy wzbronionej. Wewnętrzna warstwa półprzewodnika o małej wartości przerwy wzbronionej absorbowała światło, które przeszło przez pierwszą warstwę. Dla zapewnienia optymalnej wydajności w każdej warstwie powinny być absorbowane równe liczby fotonów. Całkowite fotonapięcie jest równe sumie napięć na złączu półprzewodnik – elektrolit i napięcia na złączu między warstwami półprzewodnika. Takie rozwiązanie badano m. in. dla złącz $n\text{-Si}/n\text{-SnO}_2$ oraz $n\text{-GaAs}/n\text{-TiO}_2$ [18].

Pokrycie powierzchni półprzewodnika warstwą elektrokatalizatorów takich jak np. Pt lub RuO_2 zwiększa szybkość reakcji rozkładu wody [28, 29]. Ciekawy układ służący do fotorozkładu wody został opisany w pracy [30]. Składał się on z połączonych przewodem dwóch klasycznych złącz fotowoltaicznych $n\text{-}p$ i $p\text{-}n$ wykonanych z GaAs. Światło padało na część p pierwszego złącza i część n drugiego złącza połączonych przewodem i znajdujących się w powietrzu. Natomiast część n pierwszego złącza pokryta warstwą platyny oraz część p drugiego złącza pokryta warstwą RuO_2 były zanurzone w elektrolicie (5M wodnym roztworze H_2SO_4). Układ ten pracował stabilnie i miał wydajność konwersji energii słonecznej w przeliczeniu na produkcję wodoru równą 8%.

Z przedstawionych danych wynika, że efekt fotoelektrochemiczny (efekt Becquerela) może być wykorzystany do konwersji energii słonecznej na energię elektryczną lub energię chemiczną, jednakże badane dotychczas stabilne i wysokowydajne układy są stosunkowo skomplikowane i drogie, podczas gdy zastosowanie materiałów tańszych nie zapewnia wymaganej wydajności i stabilności procesu konwersji.

Powszechnie uważa się, że aby baterie słoneczne mogły znaleźć szerokie zastosowanie wydajność ich musi być wyższa od 10% w celu pokrycia kosztów budowy i utrzymania instalacji [15]. W 1979 r. Departament Energii USA szacował, że koszt wytwarzania modułów fotowoltaicznych o mocy 1 kW obniży się z 12 000 dol. w 1979 do 150 dol. w 1990 r., natomiast całkowite koszty wytworzenia 1 kW w instalacjach fotowoltaicznych zbliżą się do kosztów wytwarzania w klasycznych elektrowniach. W rozważaniach tych uwzględniono również możliwość zastosowania baterii fotoelektrochemicznych [31]. Obecnie wydaje się, że prognozy te były zbyt optymistyczne, niemniej jednak obserwowany ciągły postęp w tej dziedzinie, jak również rosnące zagrożenie ekologiczne związane z energetyką opartą na paliwach kopalnianych oraz energetyce jądrowej, wydają się wskazywać na celowość dalszych prac w tym zakresie.

Literatura

- [1] E. Becquerel, *C.R. Acad. Sci.* **9**, 144 (1839) i **9**, 561 (1839).
- [2] A.S. Lakshmanan, C.V. Suryanarayana, *Trans. SAEST* **18**, 281 (1983).
- [3] T. Rathman, *Energia. Poszukiwania i niepokoje*, Iskry, Warszawa 1988.
- [4] J.J. Loferski, *Postępy Fizyki* **26**, 535 (1975).
- [5] W.H. Brattain, C.G.B. Garrett, *Bell Syst. Tech. J.* **34**, 129 (1955).
- [6] P. Görlich, *Photoeffekte*, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig, Leipzig 1962.
- [7] R. Williams, *J. Chem. Phys.* **32**, 1505 (1960).
- [8] H. Kallmann, M. Pope, *Nature* **188**, 935 (1960).
- [9] A. Fujishima, K. Honda, *Nature* **238**, 37 (1972).
- [10] A.J. Nozik, *Annu. Rev. Phys. Chem.* **29**, 189 (1978).
- [11] S. Chandra, R.K. Pandey, *Phys. Status Solidi (a)* **72**, 415 (1982).
- [12] H. Gerischer, *J. Electroanal. Chem.* **58**, 263 (1975) oraz H. Gerischer, D.M. Kolb, J.K. Sass, *Adv. Phys.* **27**, 437 (1978).
- [13] M. Przasnyski, *Wiadomości Chemiczne* **35**, 461 (1981).
- [14] M. Łapkowski, K. Raszka, J.W. Strojek, H. Trzcina, *Wiadomości Chemiczne* **37**, 853 (1983).
- [15] M. Tomkiewicz, H. Fay, *Appl. Phys.* **18**, 1 (1979).
- [16] *Energy Resources through Photochemistry and Catalysis*, red. M. Grätzel, Academic Press 1983.
- [17] Yu.V. Pleskov, Ju.Ja. Gurevich, *Semiconductor Photoelectrochemistry*, Consultants Bureau, N. York, London 1986.
- [18] A.J. Nozik, *Faraday Disc. Chem. Soc.* **70**, 7 (1980).
- [19] P. Carlsson, B. Holmstrom, *Sol. Energy* **36**, 151 (1986).
- [20] G. Campet, C. Azaiez, F. Levy, H. Bouezc, J. Claverie, *Act. Passive Electron Compon.* **13**, 33 (1988) [cytat za *Phys. Abstracts*] oraz G. Prasad, O.N. Srivastava, *J. Phys. D.* **21**, 1028 (1988).
- [21] J. Bolts, M.S. Wrighton, *J. Amer. Chem. Soc.* **100**, 5257 (1978).
- [22] A.B. Heller, B. Parkinson, B. Miller, *Appl. Phys. Lett.* **33**, 521 (1978).
- [23] R.N. Noufi, *Appl. Phys. Commun.* **3**, 33 (1983).
- [24] R.C. Hughes, D.S. Ginley, A.K. Hays, *Appl. Phys. Lett.* **40**, 853 (1982).
- [25] S.N. Chen, A.J. Heeger, Z. Kiss, A.G. Mac Diarmid, S.C. Gau, D.L. Peebles, *Appl. Phys. Lett.* **36**, 96 (1980).
- [26] G. Zotti, G. Schiavon, G. Mengoli, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **121**, 341 (1985).
- [27] A. Kuczkowski, *Phys. Status Solidi (a)* **89**, K109 (1985).
- [28] J. Sobkowski, K. Franszczuk, *Wiadomości Chemiczne* **41**, 409 (1987).
- [29] M. Szklarczyk, J.O'M. Bockris, *J. Phys. Chem.* **88**, 1808 (1984).
- [30] O.J. Murphy, J.O'M. Bockris, *Int. J. Hydrogen Energy* **9**, 557, (1984).
- [31] *Scientific American*, October 1979, str. 68.

Jack Steinberger

CERN

Genève, Szwajcaria

i

Scuola Normale Superiore

Pisa, Włochy

Eksperymenty z wiązkami wysokoenergetycznych neutrin* **Experiments with high-energy neutrino beams**

Nobel Lecture, December 8, 1988, Stockholm

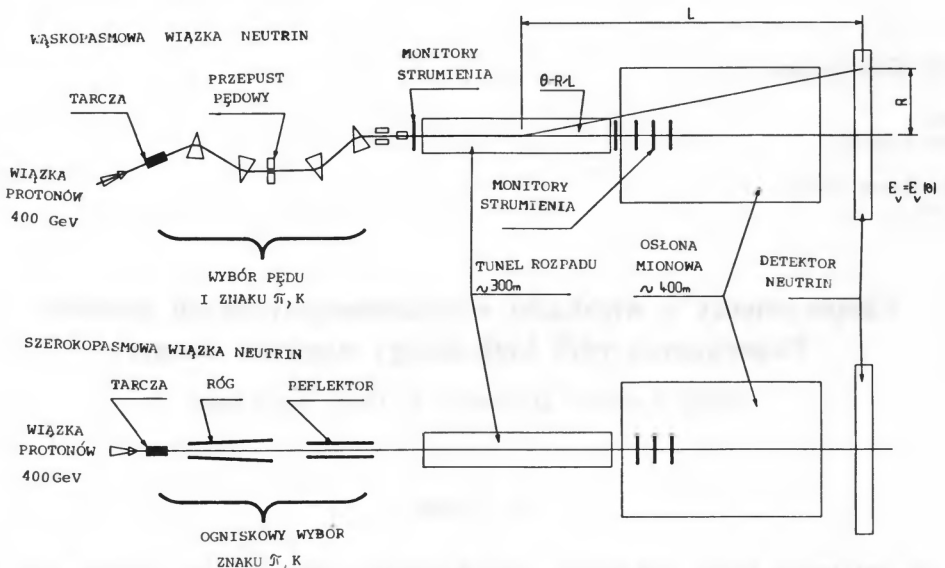
1. Wstęp

W ostatnich kilku dekadach, wysokoenergetyczne wiązki neutrin znalazły szerokie i różnorodne zastosowanie w eksperymentalnej fizyce cząstek elementarnych. Poniższy przegląd ogranicza się do kilku najbardziej owocnych przykładów: odkrycia prądów neutralnych, pomiaru kąta Weinberga, badania prądów słabych i wynikającego z nich testu teorii elektroslabej, badania kwarkowej struktury nukleonu i testów chromodynamiki kwantowej (QCD). Inne badania, takie jak produkcja „natychmiastowych” neutrin, próby wyznaczenia masy neutrina i poszukiwanie oscylacji neutrin, poszukiwanie ciężkich leptonów i innych nowych cząstek, czy też pomiar funkcji struktury protonu i neutronu, elastyczne i pseudoelastyczne przekroje czynne i inne reakcje ekskluzywne nie będą tutaj poruszane. Eksperymenty neutrinowe prowadzono z zapałem w Narodowym Laboratorium w Brookhaven, w Laboratorium Fermiego i w CERN-ie. Można śmiało powiedzieć, że przyczyniły się one w dużym stopniu do naszego zrozumienia fizyki cząstek elementarnych.

2. Wiązki neutrin

Obecnie produkcja wiązki neutrin składa się z czterech etapów: 1) produkcji wtórnych hadronów w zderzeniu wysokoenergetycznej wiązki protonów z nieruchomą tarczą; 2) selekcji pędu (znaku ładunku) i ogniskowania hadronów; 3) przejścia wiązki przez (próżniowy) obszar rozpadu, na tyle długi, żeby większa część hadronów zdążyła się rozpaść; 4) absorpcji pozostałych hadronów i mionów, produkowanych razem z neutrinami, w osłonie o odpowiedniej grubości. Około 97% neutrin we współczesnych wiązkach jest produkowane w rozpadach dwuciałowych

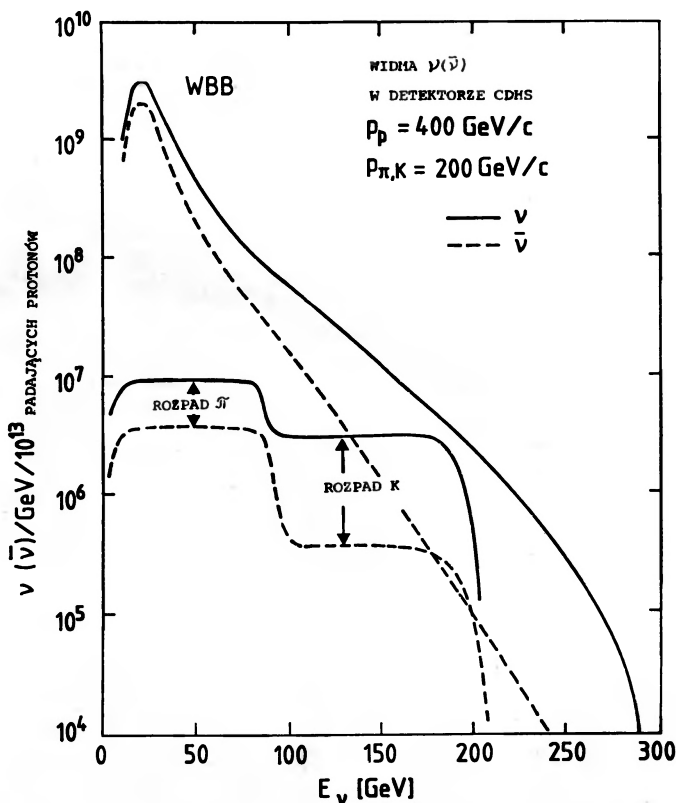
*Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1988 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. [Translated with permission. Copyright © 1989 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).



Rys. 1a. Szkic układu wiązki wąskopasmowej i wiązki szerokopasmowej w CERN-ie pokazujący ustawienie tarczy pierwotnej, elementów ogniskujących, obszar rozpadu i urządzenia monitorujące

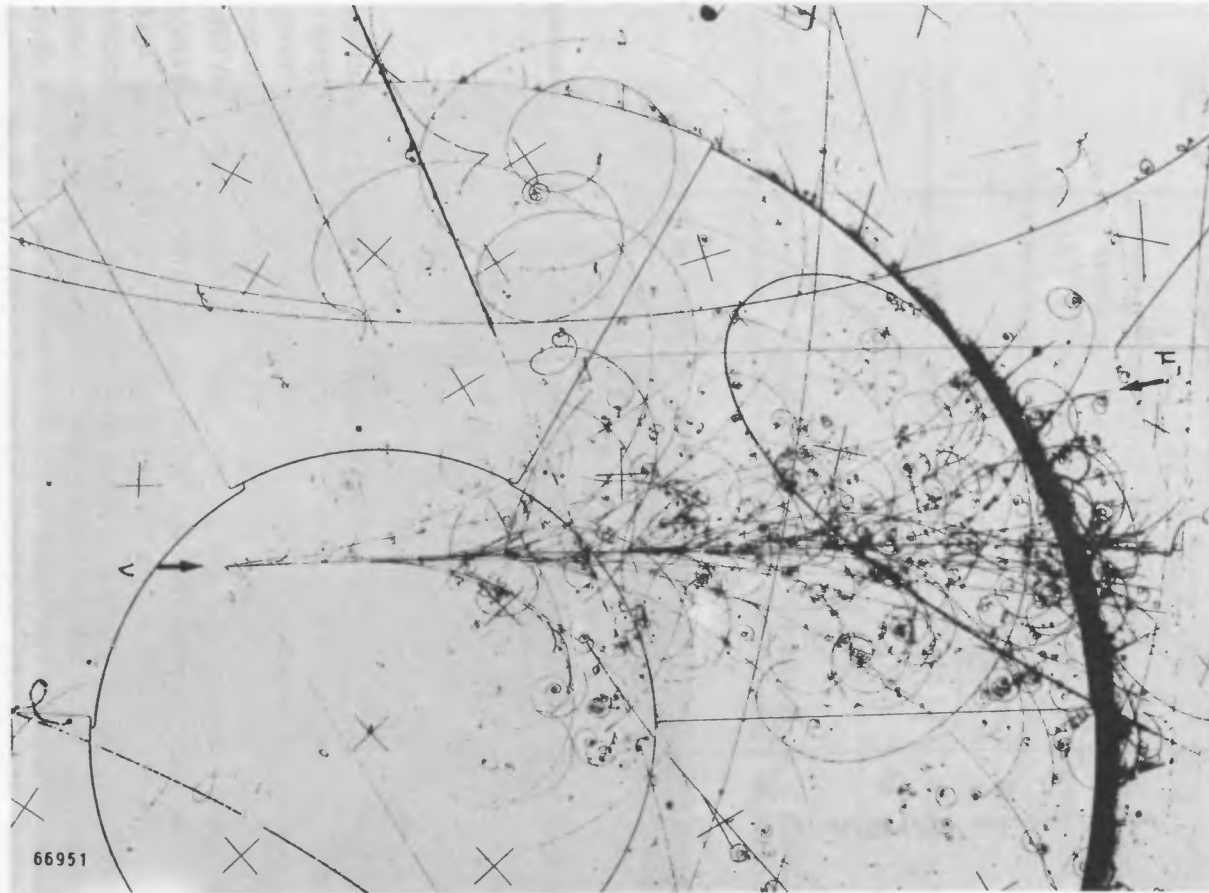


Rys. 1b. Widok tunelu wiązki neutrinowej przy SPS w CERN-ie w 1976 r., zanim uruchomiono urządzenie. W środku widoczna jest linia wiązki wąskopasmowej (NBB); po prawej stronie znajduje się transformator impulsowy rogu Van der Meera wiązki szerokopasmowej (WBB); sam róg, przeznaczony do ustawienia na podwyższeniu z lewej strony, nie jest jeszcze zainstalowany. W głębi widać okienko tytanowe o średnicy 2,5 mm obszaru próżniowego, w którym mają zachodzić rozpady. Fot. PHOTO CERN



Rys. 2. Widma energii neutrini i antyneutrini obliczone dla ogniskowanej rogiem wiązki szerokopasmowej (WBB) i konwencjonalnej wiązki wąskopasmowej (NBB)

$\pi^{+(-)} \rightarrow \mu^{+(-)} + \nu(\bar{\nu})$, $K^{+(-)} \rightarrow \mu^{+(-)} + \nu(\bar{\nu})$. Dodatkowo hadrony produkują neutrino, ujemne hadrony antyneutrino. Rysunki 1a i 1b przedstawiają, jeden obok drugiego, dwa rodzaje dostępnych obecnie w CERN-ie układów formujących wiązkę: konwencjonalny, wytwarzający tzw. wiązkę wąskopasmową (NBB) i formujący achromatyczną, ogniskowaną rogiem Van der Meera, wiązkę szerokopasmową (WBB). Widma neutrini wytwarzane przez obie te wiązki różnią się bardzo, jak to pokazuje rys. 2. Wiązka WBB charakteryzuje się dużym natężeniem, szybkim (na ogół niepożądanym) spadkiem liczby neutrini z energią i znacznym zanieczyszczeniem neutriniami złego „znaku”. Wiązki NBB mają mniejsze natężenie, wkład od każdego z dwóch rodzajów rozpadów ma płaską zależność od energii, tło od neutrini złego „znaku” jest małe. Ważną cechą wiązki wąskopasmowej jest fakt, że energię neutrini można określić, z dokładnością do tego czy pochodzi ono z K czy z π , jeżeli znany jest kąt rozpadu. Zazwyczaj kąt można określić na podstawie położenia przypadku w detektorze.



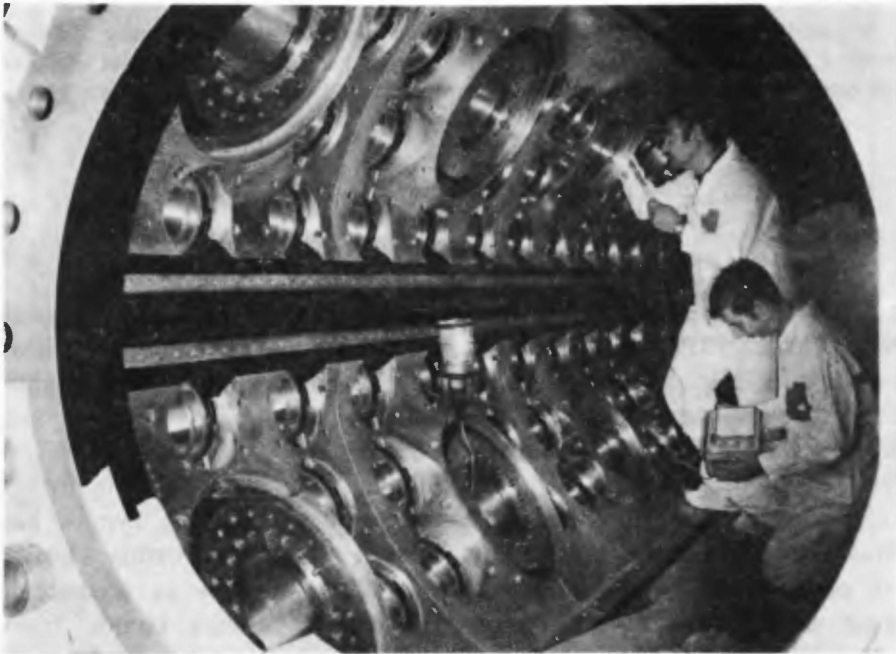
Rys. 3. Typowy przypadek neutrinowy zarejestrowany w Wielkiej Europejskiej Komorze Pęcherzykowej (BEBC), wypełnionej neonem, ustawionej przy CERN-owskim 450-GeV-owym supersynchrotronie protonowym (SPS). Po lewej stronie widoczny jest ślad mionu. Został on zarejestrowany przez zewnętrzne urządzenia do identyfikacji mionów. Wielocząstkowa kaskada hadronowa podąża w prawo

3. Detektory

Niski przekrój czynny na oddziaływanie neutrina odzwierciedla się w dwóch cechach detektorów neutrinowych:

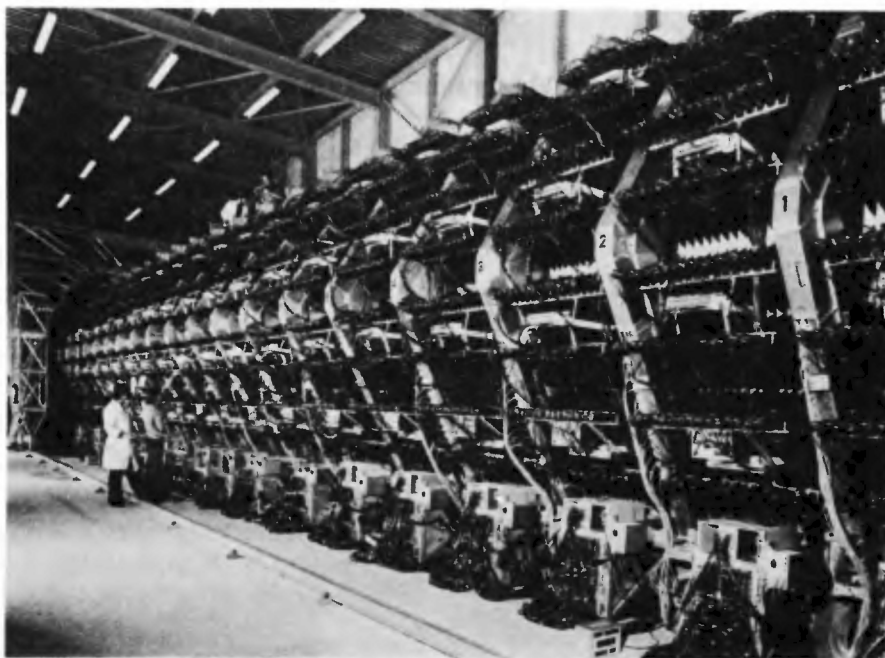
- 1) są one masywne
- 2) tarcza służy jednocześnie jako detektor.

W latach siedemdziesiątych największe sukcesy odniesiono stosując duże komory pęcherzykowe. Najświetniejsze były kriogeniczne urządzenia zbudowane w CERN-ie i Lab. Fermiego, każde o pojemności ok. 15 m^3 , umieszczone w silnych polach magnetycznych, zdolne do pracy z wypełnieniem wodorowym, deuterowym lub freonowym. Obraz typowego przypadku neutrinowego w komorze CERN-owskiej przedstawiony jest na rys. 3. Jest to przykład reakcji za pośrednictwem „prądu naładowanego” (CC): $\nu + N \rightarrow \mu^- + \text{hadrony}$. Jednakże jedno z większych odkryć dokonanych w CERN-ie zostało zrobione nie w tej komorze, ale w dużej wypełnionej freonem komorze pęcherzykowej, sentymentalnie zwanej Gargamelle. Obszar aktywny miał kształt cylindra o długości 4,8 m, średnicy 1,9 metra i objętości ok. 13 m^3 , wewnątrz magnesu wytwarzającego pole 2 T. Rysunek 4 daje pewne wyobrażenie o wielkości komory.



Rys. 4. Przygotowanie wnętrza komory pęcherzykowej Gargamelle (o pojemności 13 m^3), przeznaczonej do wypełnienia freonem. W tym detektorze odkryto prądy neutralne. Fot. PHOTO CERN

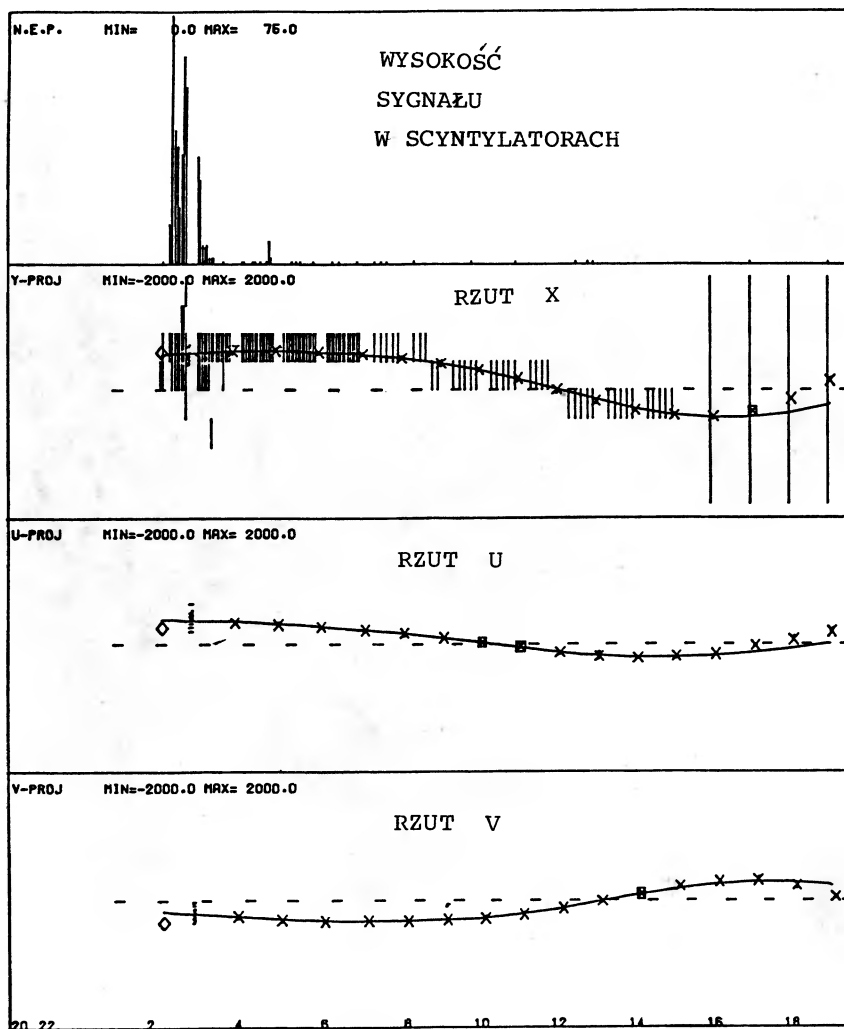
Komory pęcherzykowe zostały obecnie w dużym stopniu zastąpione detektorami wykorzystującymi elektroniczne metody detekcji. Jako przykład, wymienię tutaj



Rys. 5. Widok 19 modułów elektronicznego detektora neutronowego CDHS przy SPS-ie. Czarne światłowodowe i fotopowielacze (służące do pomiaru energii hadronów) wystają z namagnesowanych żelaznych modułów. Sześciokątne aluminiowe konstrukcje to komory dryfowe służące do rejestracji śladów mionów. Fot. PHOTO CERN

detektor CDHS (współpracy CERN-Dortmund-Heidelberg-Saclay) używany w CERN-ie w latach 1977–85. Składa się on z 19 modułów wykonanych z żelaznych płyt o średnicy 3,75 m; grubość żelaza w każdym module wynosi 75 cm, moduł waży ok. 65 t. Żelazo jest namagnesowane teroidalnie do wartości pola 1,7 T przy pomocy uzwojenia przechodzącego przez otwór w środku.

Płyty żelazne o grubości 5 cm poprzekładane są wstęgami scyntylatorów, które próbując jonizację służą do pomiaru energii hadronów wtórnych. Typowa kaskada hadronowa ma promień ok. 25 cm i długość ok. 1 m, tak więc rozmiary kaskady są małe w porównaniu z wielkością detektora. Pędy mionów są wyznaczane na podstawie zakrzywienia w polu magnetycznym za pomocą komór dryfowych umieszczonych pomiędzy żelaznymi modułami. Komory te mierzą położenia przechodzącego toru w trzech rzutach. Masa czynnego obszaru tarczy wynosi ok. 800 t. Rysunek 5 pokazuje eksperyment CDHS, a rys. 6 typowy przypadek tego samego rodzaju co na rys. 3.

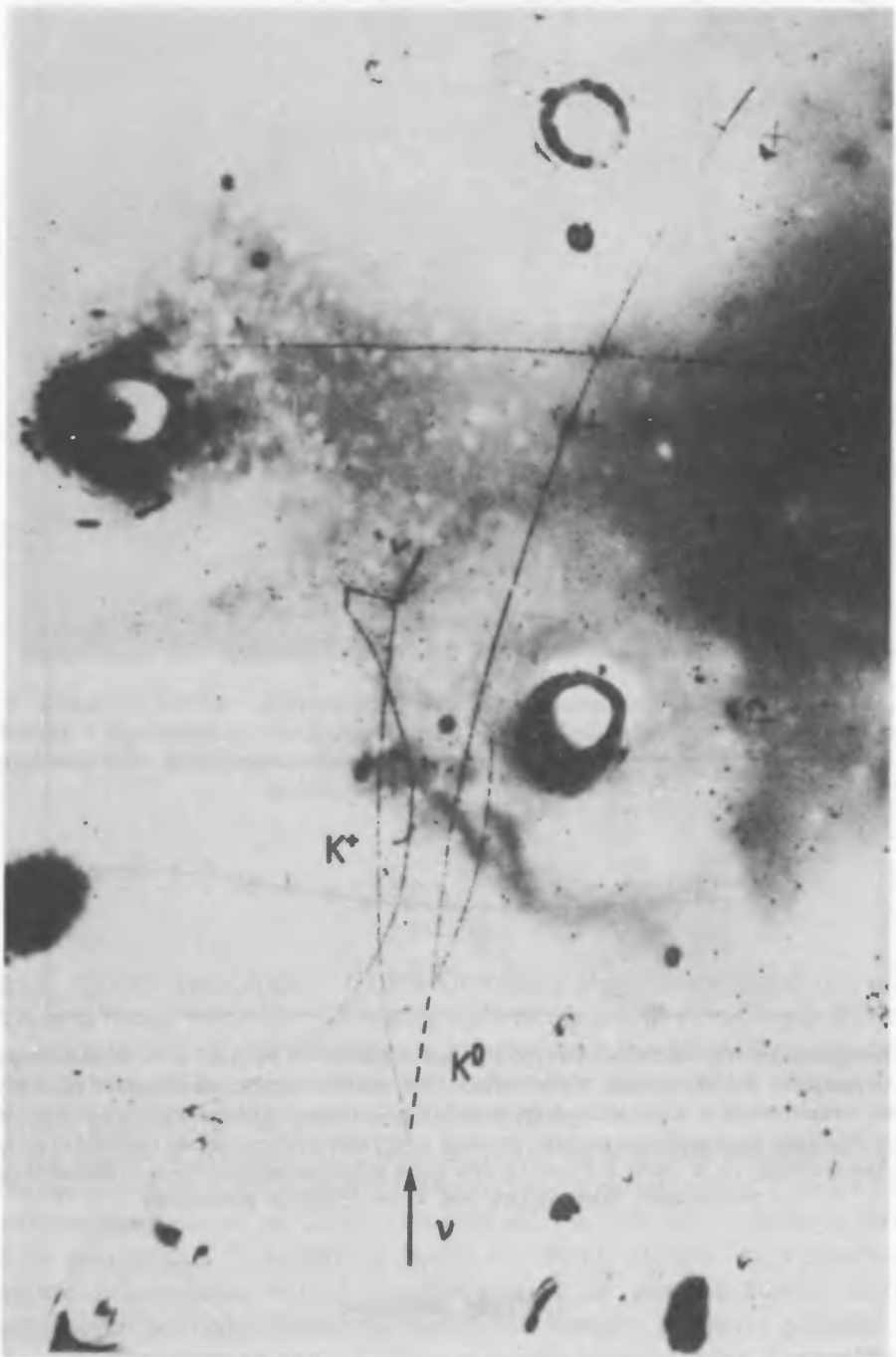


Rys. 6. Komputerowa rekonstrukcja typowego przypadku reakcji $\nu + \text{Fe} \rightarrow \mu^- + X$. Widoczne są cztery ujęcia, oś pozioma jest skierowana wzdłuż wiązki. Na górnym ujęciu przedstawione są wysokości impulsów zarejestrowane w scyntylatorach (proporcjonalne do energii hadronowej) i ich rozkład wzdłuż detektora. Następne ujęcie pokazuje zarówno zapalone scyntylatory, jak i zapalone, poziome druty komór oraz zrekonstruowany tor w rzucie x. Pozostałe dwa ujęcia pokazują zapalone druty i rekonstrukcję toru w płaszczyznach skierowanych pod kątem $\pm 60^\circ$ do płaszczyzny x

4. Prądy neutralne

4.1. Odkrycie

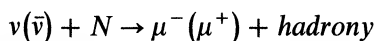
Rozwój zunifikowanej elektrosłabej teorii z cechowaniem w późnych latach sześćdziesiątych i wczesnych siedemdziesiątych był wspaniałym osiągnięciem, ale nie miał natychmiastowego wpływu na większość fizyków cząstek elementarnych



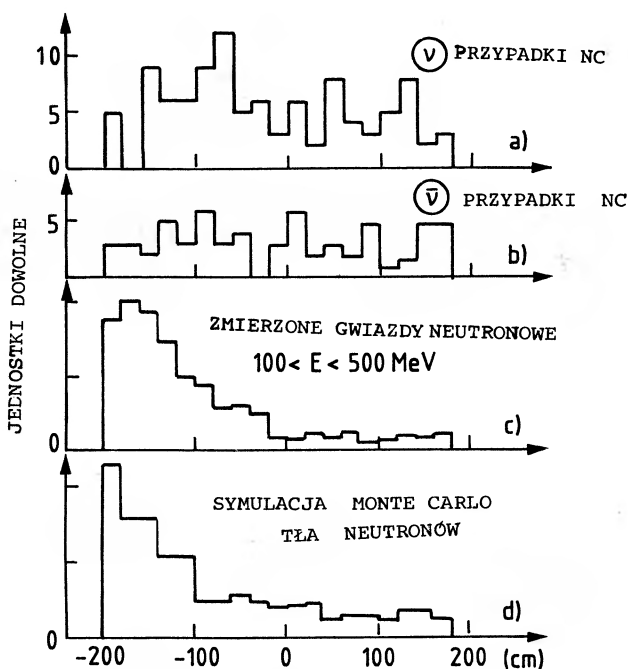
Rys. 7. „Bezmionowy” przypadek w Gargamelle. Wszystkie ślady zatrzymują się lub oddziałują w komorze. Żaden z nich nie mógłby być mionem. Neutrino wytwarza jeden mezon K^+ i jeden K^0 . Mezon K^+ oddziałuje w cieczy, a następnie rozpada się. Niewidoczny mezon K^0 rozpada się na dwa piony

— a z pewnością nie na mniej — być może dlatego, że ta konstrukcja teoretyczna nie miała konsekwencji dla istniejącej wiedzy eksperymentalnej. Co prawda, przewidywała pewne zupełnie nowe zjawiska, z których najpierw odkryto słabe prądy neutralne. Doświadczalne sprawdzenie istnienia prądów neutralnych (NC) było natychmiastowym potwierdzeniem teorii, a następne eksperymenty, badające dokładnie strukturę prądów neutralnych wzmocniły jeszcze jej status. Obserwacja prądów neutralnych [1] w CERN-ie w 1973 r. przez grupę Gargamelle, była pierwszym wielkim odkryciem zrobionym w CERN-ie. Dziesięć lat później nastąpiło drugie, także potwierdzające tę samą teorię — odkrycie bozonu pośredniczącego.

Komorę pęcherzykową zbudowaną pod kierownictwem A. Larrigue'a w École Polytechnique w Paryżu naświetlano szerokopasmowymi wiązkami neutrinowymi i antyneutrinowymi pochodzącymi z CERN-owskiego akceleratora protonowego dającego energię 24 GeV. Normalne reakcje zachodzące za pośrednictwem prądów naładowanych.



zostały jak zwykle zaobserwowane, ale reakcje „bezmionowe”



Rys. 8. Rozkład położenia wierzchołka bezmionowego przypadku wzdłuż osi wiązki dla przypadków bezmionowych w Gargamelle. Spodziewamy się, że przypadki neutrinowe będą rozłożone równomiernie, podczas gdy liczba przypadków wywołanych przez neutrony powinna maleć z odległością, ze względu na absorpcję neutronów we freonie. Średnia droga swobodna neutronu we freonie wynosi ok. 80 cm. Zaobserwowany i oczekiwany rozkład oddziaływań neutronów jest narysowany na dwóch dolnych wykresach. Rozkład przypadków bezmionowych jest zgodny z rozkładem oddziaływań neutrin, a nie neutronów [1]

$$\nu(\bar{\nu}) + N \rightarrow \nu(\bar{\nu}) + \text{hadrony},$$

których nikt przedtem nie szukał, i których w związku z tym przedtem nie zaobserwowano, były tam także obecne. Taki przypadek jest pokazany na rys. 7. Głównym zadaniem eksperymentalnym było pokazanie, że przypadki te nie są spowodowane neutronami towarzyszącymi wiązce. Ja osobiście byłem przez dłuższy czas sceptykiem i straciłem z tego powodu jedną lub dwie butelki dobrego wina. Należało się spodziewać, że tło od neutronów będzie spadało wykładniczo wzdłuż detektora, z grubsza ze średnią drogą swobodną neutronu we freonie. Zamiast tego, rozkład przypadków był płaski, jak tego oczekiwano dla przypadków neutrinowych (rys. 8). Nigdy tyle radości nie sprawiło mi zwracanie długu co podczas tej kolacji, którą wydaliśmy na cześć zwycięzców, dobrych przyjaciół, Jacka Prentkiego, Johna Iliopoulosa i Henriego Epsteina.

Stosunki przekrojów czynnych

$$R_{\nu} = \sigma_{\nu}^{NC} / \sigma_{\nu}^{CC} \quad \text{i} \quad R_{\bar{\nu}} = \sigma_{\bar{\nu}}^{NC} / \sigma_{\bar{\nu}}^{CC}$$

wyrażają się w teorii elektrosłabej przez kąt Weinberga Θ_W

$$R_{\nu} = \frac{1}{2} - \sin^2 \Theta_W + (1 + r) \frac{5}{9} \sin^4 \Theta_W \quad (1)$$

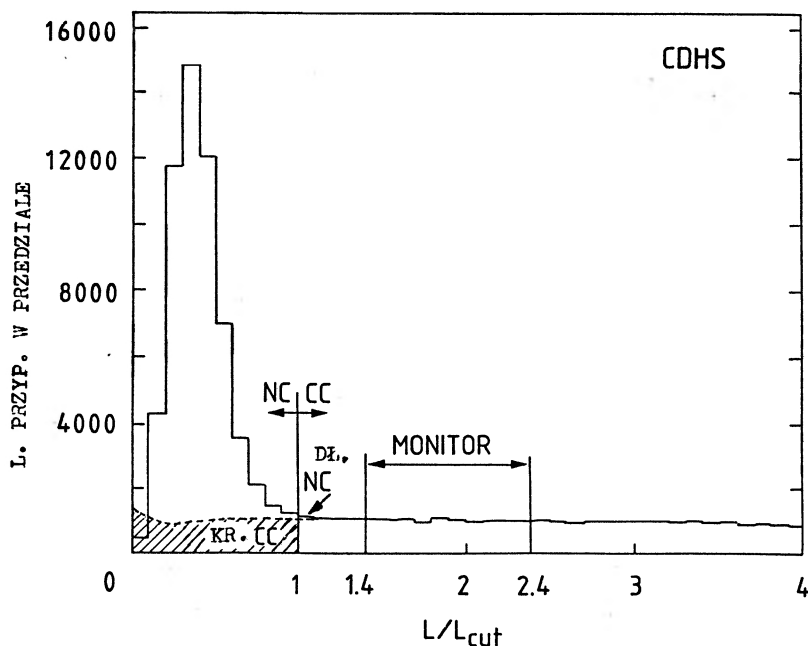
i

$$R_{\bar{\nu}} = \frac{1}{2} - \sin^2 \Theta_W + \left(1 + \frac{1}{r}\right) \frac{5}{9} \sin^4 \Theta_W, \quad (2)$$

gdzie r jest stosunkiem całkowitych przekrojów czynnych na reakcję prądów naładowanych antyneutrino do neutrin. Doświadczalnie: $r = \sigma^{CC, \bar{\nu}} / \sigma^{CC, \nu} = 0,48 \pm 0,02$. Na podstawie tych stosunków, eksperyment dostarczył pierwszego pomiaru $\sin^2 \Theta_W$, którego wynik nie był bardzo różny od obecnego, dokładniejszego. W tym samym naświetleniu znaleziono piękny przykład innego procesu NC , rozpraszania antyneutrina na elektronie [2].

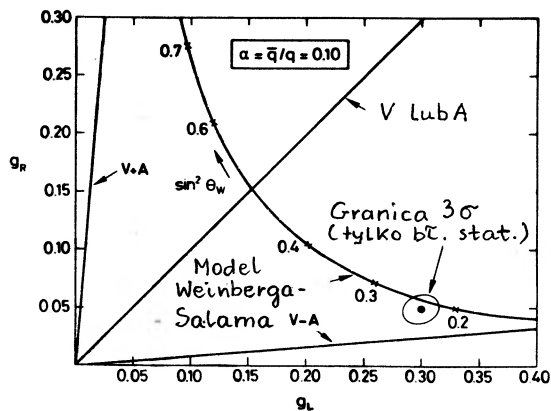
4.2. Dokładny pomiar $\sin^2 \Theta_W$ i prawoskrętne prądy neutralne

Wyższe energie, które stały się osiągalne w CERN-ie i Lab. Fermiego kilka lat później, uczyniły badanie prądów neutralnych znacznie łatwiejszym. Miony z tła CC miały teraz znacznie większą zdolność przenikania, co pozwoliło na bezpieczniejsze oddzielenie przypadków NC i CC . Także, wraz z nadejściem wyższych energii, prym w badaniu inkluzywnych reakcji neutrin objęły elektroniczne techniki detekcji. W latach 1977–1985 hadronowe rozpraszanie neutrin za pośrednictwem prądów neutralnych było szeroko badane przez współpracę CDHS w CERN-ie w celu dokładniejszego pomiaru Θ_W [3] i sprawdzenia przewidywania teorii elektrosłabej dla stosunku prawoskrętnych do lewoskrętnych prądów neutralnych [4]. Przypadki prądów neutralnych są wybierane na podstawie ich małej długości, tj. krótkiego zasięgu kaskady hadronowej w porównaniu z zasięgiem mionu z przypadku CC .



Rys. 9. Identyfikacja przypadków NC na podstawie ich krótkiego zasięgu przeprowadzona przez grupę CDHS. Maksimum przy małych długościach przypadku pochodzi od przypadków NC . Długi „ogon” jest spowodowany przypadkami z mionem, w celu otrzymania czystych przypadków NC należy je odjąć od maksimum [3]

Ilustruje to rys. 9. Odejmuje się piętnastoprocentowe tło od przypadków CC . Stosunek NC do CC dla neutronów dostarcza najdokładniejszej, dostępnej obecnie wartości kąta Weinberga, $\sin^2 \theta_W = 0,227 \pm 0,006$. Jeżeli znany jest $\sin^2 \theta_W$, można obliczyć $R_{\bar{\nu}}$ ze wzoru (2). Pomiar $R_{\bar{\nu}}$ jest czułym testem teorii elektrosłabej i potwierdza ją w jej najprostszej wersji. Obecność prawoskrętnych NC (CC są tylko lewoskrętne) w ilości przewidywanej przez teorię, można zademonstrować porównując rozkłady energii hadronów dla procesów NC i CC . Wynik jest pokazany na rys. 10.



Rys. 10. Natężenie lewo- i prawoskrętnego prądu neutralnego. Gdyby NC były całkowicie lewoskrętne, tak jak CC , punkt doświadczalny leżałby na linii $V-A$. Doświadczenie pokazuje domieszkę składowej prawoskrętnej w ilości przewidywanej przez teorię elektrosłabą (model Weinberga-Salama) [4]

4.3. Rozpraszanie neutrino-elektron

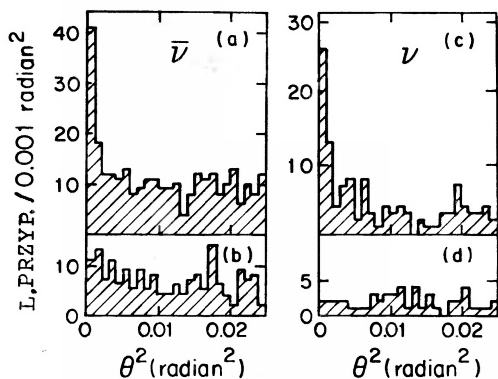
Reakcje elastycznego rozpraszania neutrin na elektronach atomowych

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^- \quad \text{i} \quad \bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$$

zachodzą za pośrednictwem prądów neutralnych. Charakteryzują się małym przekrojem czynnym (mniejszym m_e/m_p razy niż ich hadronowe odpowiedniki, ze względu na mniejszą energię w układzie środka masy) i (z tego samego powodu) małym kątem wylotu elektronu: $\Theta_e \approx \sqrt{(m_e/E_\nu)}$. Jak dotychczas, nie mierzy się tak małych kątów w eksperymentach, wyznaczono zatem jedynie całkowite przekroje czynne. Przewidywania teorii elektroslabej są następujące:

$$\sigma^{\nu,e} = \frac{G_F^2 E m_e}{\pi} \left(1 - 4 \sin^2 \Theta_W - \frac{16}{3} \sin^4 \Theta_W \right),$$

$$\sigma^{\bar{\nu},e} = \frac{G_F^2 E m_e}{\pi} \left(\frac{1}{3} - \frac{4}{3} \sin^2 \Theta_W + \frac{16}{3} \sin^4 \Theta_W \right).$$



Rys. 11. Identyfikacja zdarzeń neutrino—elektron na podstawie ich małego kąta w stosunku do wiązki, w doświadczeniu Ahrensa i współpracowników [5]. Maksimum przy małych kątach, na dwóch górnych rysunkach, pochodzi od rozpraszania neutrino—elektron. Płaski rozkład, przedstawiony na dolnych rysunkach, zaobserwowano rejestrując fotony zamiast elektronów. Rysunki te pokazują rozkład kątowy przypadków tła

Te reakcje mogą służyć także jako test teorii, i mają tę zaletę, że nie występują w nich cząstki silnie oddziałujące, a więc zrozumienie poprawek pochodzących od oddziaływań silnych nie jest konieczne do interpretacji wyniku. Ich wadą, z doświadczalnego punktu widzenia, jest mała szybkość zachodzenia reakcji i w konsekwencji wysokie tło. W obecnej chwili, najlepsze wyniki pochodzą z eksperymentu w Brookhaven National Laboratory [5], używającego neutrin o względnie niskiej energii, $E \approx 1,5 \text{ GeV}$, i 140-tonowego detektora skonstruowanego w całości z wielu warstw scyntylatorów i komór dryfowych. Tło jest oddzielane na podstawie rozkładu kąta wylotu kaskady elektronowej (patrz rys. 11). Zamiast porównywać neutrinowe i antyneutrinowe przekroje czynne bezpośrednio z teorią, autorzy obliczali ich stosunek, który jest mniej wrażliwy na niektóre błędy systematyczne. Otrzymali stąd wynik $\sin^2 \Theta_W = 0,209 \pm 0,32$. Grupa CERN-owska opublikowała podobny wynik [6] $\sin^2 \Theta_W = 0,211 \pm 0,037$. Zgodność z innymi metodami wyznaczania kąta Weinberga jest ważnym potwierdzeniem teorii. Eksperyment z masywnym detektorem, mający na celu poprawienie dokładności wyniku, jest właśnie przeprowadzany w CERN-ie.

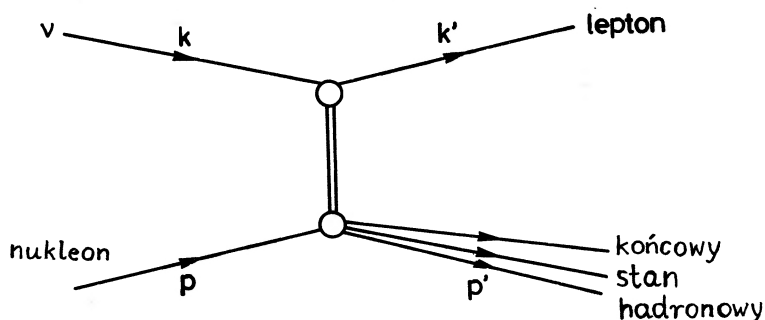
5. Rozpraszanie inkluzywne neutrino-nukleon i kwarkowa struktura hadronów

5.1. Fenomenologia

Rozważmy reakcje zachodzące za pośrednictwem prądów naładowanych,

$$\nu + N \rightarrow \mu^- + \text{hadrony} \quad \text{i} \quad \bar{\nu} + N \rightarrow \mu^+ + \text{hadrony},$$

niezależnie od stanu końcowego hadronów. Nazywa się je procesami inkluzywnymi. Zakłada się, że wierzchołek leptonowy opisywany jest przez prąd wektorowo-aksjalny teorii elektrosłabej. Niech k będzie początkowym, a k' końcowym cztero-wektorem energii-pędu leptonu, p – początkowego nukleonu, a p' hadronów w stanie końcowym:



Zdefiniujmy zmienne kinematyczne:

$$Q^2 \equiv -(k - k')^2 = 4EE' \sin^2 \Theta/2,$$

$$v \equiv p \cdot Q/m_p = E_h - m_p \approx E_h \quad (\text{energia stanu końcowego hadronów w układzie laboratoryjnym}),$$

$$x \equiv Q^2/2m_p v, \quad 0 \leq x \leq 1,$$

$$y \equiv v/E \approx E_h/E, \quad 0 \leq y \leq 1,$$

gdzie E i E' to odpowiednio energia początkowego neutrino i końcowego mionu, a Θ jest kątem pomiędzy nimi, wszystko w układzie laboratoryjnym. Przekrój czynny można wyrazić przez trzy funkcje struktury, każda z nich zależy od zmiennych x i Q^2 charakteryzujących wierzchołek hadronowy

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{\nu(\bar{\nu})}}{dx dy} = & \frac{G^2 m_p E_\nu}{2\pi} \{ F_2(x, Q^2) [1 + (1 - y)^2] - y^2 F_L(x, Q^2) \pm \\ & \pm x F_3(x, Q^2) [1 - (1 - y)^2] \}. \end{aligned}$$

Trzy funkcje struktury $F_2(x, Q^2)$, $x F_3(x, Q^2)$ i $F_L(x, Q^2)$ opisują to co się dzieje w wierzchołku hadronowym. Suma przekrojów czynnych na rozpraszanie neutrino

i antyneutrino zależy tak samo od funkcji struktury, jak przekrój czynny na rozpraszanie leptonów naładowanych:

$$\frac{d^2\sigma^{l^\pm}}{dx dy} = \frac{2\pi\alpha^2 m_p E_\nu}{Q^4} \{F_2(x, Q^2)[1 + (1-y)^2] - y^2 F_L(x, Q^2)\}.$$

5.2. Kwarkowa struktura nukleonu

W r. 1969 przy nowo zbudowanym liniowym akceleratorze (o długości 2 mil) w SLAC-u odkryto [7], że w zderzeniach elektron–proton przy wysokich przekazykach pędu, czynniki postaci są niezależne od Q^2 . To tzw. „skalowanie” jest charakterystyczne dla „punktowych” albo inaczej mówiąc, pozbawionych struktury cząstek. Interpretacja tego faktu, odnosząca się do złożonej struktury protonu – to znaczy proton zbudowany z punktowych kwarków – została podana przez Bjorkena [8] i Feynmana [9].

Neutrino są cząstkami *par excellence* do badań struktury protonu, częściowo z powodu dużej masy bozonu pośredniczącego, a częściowo dlatego, że dzięki strukturze $V-A$ prądu słabego, neutrino rozprasza się w inny sposób na kwarkach niż na antykwarkach; można je w związku z tym odróżnić w rozpraszaniu neutrin, podczas gdy w rozpraszaniu leptonów naładowanych jest to niemożliwe. Model kwarkowy daje konkretne przewidywania dla rozpraszania neutrino–hadron, są one doskonale potwierdzone doświadczalnie. Wiele przewidywań opiera się na fakcie, że teraz zmienna kinematyczna x nabiera fizycznego znaczenia: można ją interpretować jako część pędu lub masy nukleonu, niesioną przez kwark, na którym zachodzi rozproszenie. W eksperymentach neutrinowych, o których tutaj mówimy, używano początkowo żelaza jako tarczy. Liczba protonów w żelazie jest z grubsza równa liczbie neutronów. Przekroje czynne dla takiego jądra można wyrazić przez sumaryczne rozkłady kwarków i antykwarków w protonie. Oznaczmy przez $u(x)$, $d(x)$, $s(x)$, $c(x)$, itd., rozkłady kwarków górnych (up), dolnych (down), dziwnych, powabnych, itd. w protonie. Proton zawiera trzy kwarki „walencyjne”: dwa górne i jeden dolny. Dodatkowo zawiera on „morze” wirtualnych par kwark–antykwark. Rozkład górnych kwarków walencyjnych jest równy $u(x) - \bar{u}(x)$, rozkład dolnych kwarków walencyjnych równa się $d(x) - \bar{d}(x)$. Kwarki i antykwarki morza powinny mieć te same rozkłady, więc $s(x) = \bar{s}(x)$, $c(x) = \bar{c}(x)$, itd. Dla neutronu u i d zamieniają się rolami, natomiast s i c pozostają te same. Niech

$$q(x) = u(x) + d(x) + s(x) + c(x) + \dots \quad \text{i} \quad \bar{q}(x) = \bar{u}(x) + \bar{d}(x) + \bar{s}(x) + \bar{c}(x) + \dots$$

będą całkowitymi rozkładami odpowiednio kwarków i antykwarków w protonie. Dla kwarków o spinie $1/2$ oddziałujących zgodnie z modelem standardowym, dla tarczy o równej liczbie neutronów i protonów, przy założeniu $Q^2 \ll m_W^2$ i $m_p \ll E$

$$\frac{d^2\sigma^\nu}{dx dy} = \frac{G_F^2 m_p E_\nu}{\pi} x [q(x) + (1-y)^2 \bar{q}(x)]$$

oraz

$$\frac{d^2\sigma^{\nu}}{dx dy} = \frac{G_F^2 m_p E_\nu}{\pi} x [\bar{q}(x) + (1-y)^2 q(x)]$$

Porównanie z przekrojami czynnymi wyrażonymi przez funkcje struktury pozwala wyrazić te funkcje przez rozkłady kwarków

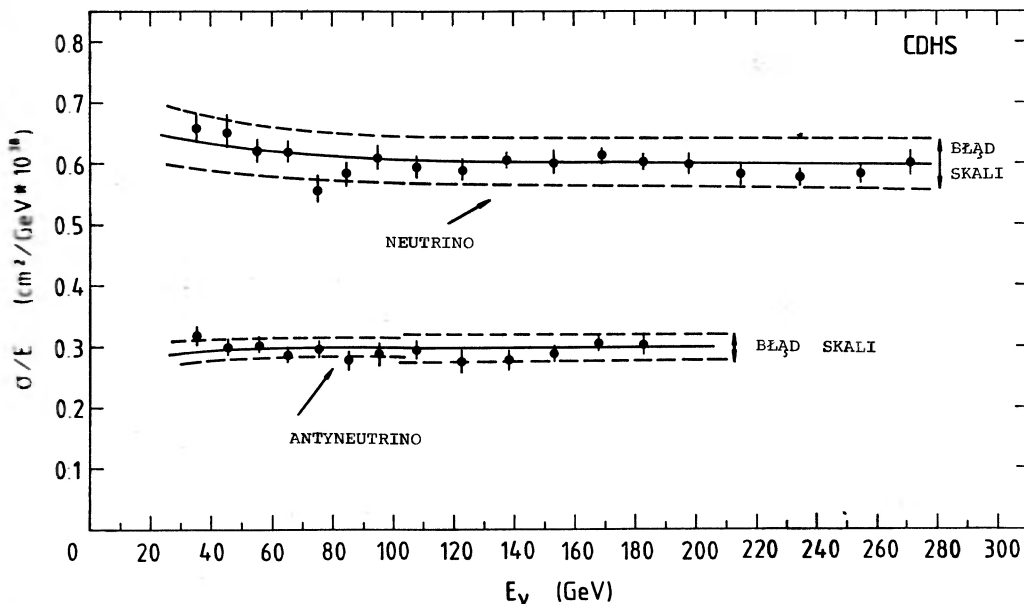
$$F_2(x, Q^2) = x[q(x) + \bar{q}(x)]; \quad q(x) + \bar{q}(x) \text{ jest całkowitym rozkładem kwarków i antykwarków,}$$

$$xF_3(x, Q^2) = x[q(x) - \bar{q}(x)]; \quad q(x) - \bar{q}(x) \text{ jest rozkładem kwarków „walencyjnych”,}$$

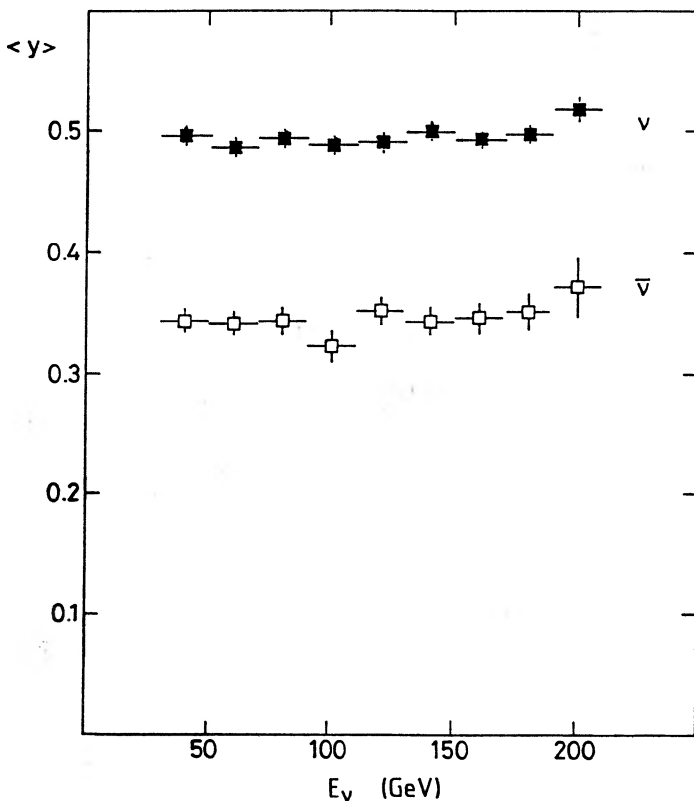
$$F_L(x, Q^2) = 0; \quad \text{jest to konsekwencja spinu } 1/2 \text{ kwarków.}$$

Z tego prostego wyrażenia przekrojów czynnych przez rozkłady kwarków wynika kilka możliwych testów modelu standardowego. Do porównania weźmiemy wyniki doświadczalne otrzymane przez grupę CDHS [10]. Zauważmy, że wielkości mierzone w kalorymtrze tj. energia hadronowa i pęd mionu, wystarczają do opisu procesu inkluzywnego.

1) **Skalowanie.** Niezależność różniczkowych przekrojów czynnych od Q^2 jest wyraźna wszędzie, w dużym obszarze Q^2 . Jako jeden z przykładów, na rys. 12 pokazano liniową zależność całkowitego przekroju czynnego od energii neutrina; drugi przykład, niezależność średniego y od energii neutrina, jest pokazany na rys. 13;



Rys. 12. Całkowity przekrój czynny na nukleon, na oddziaływanie neutr i antyneutr, podzielony przez energię neutrina. Brak zależności od energii (skalowanie) jest konsekwencją punktowości składników nukleonu [10]



Rys. 13. Średnie y (część energii neutrina przekazana do układu hadronowego) jako funkcja energii neutrina, dla neutrin i antyneutrin. Jednorodność jest konsekwencją skalowania, które z kolei wynika z punktowej natury oddziaływań kwarków [10]

obydwa przykłady są konsekwencją skalowania. Małe odstępstwa od skalowania, jak to zobaczymy później, obserwuje się w funkcjach struktury; są one spowodowane silnym oddziaływaniem kwarków.

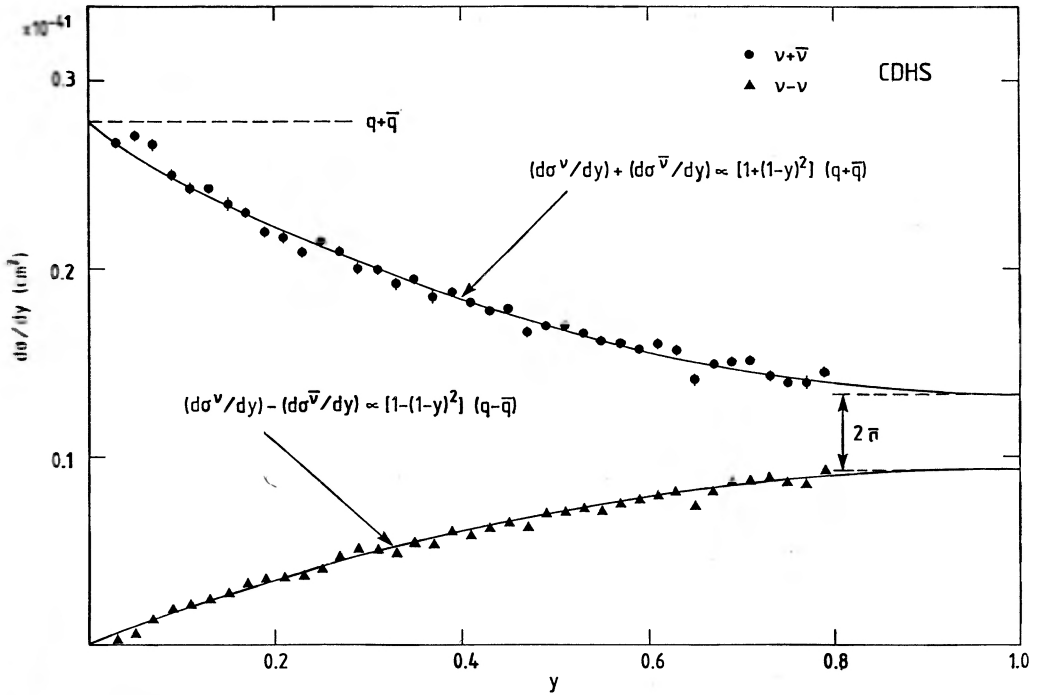
2) Zależność przekrojów czynnych od y . Spodziewamy się, że

$$\frac{d\sigma^{\nu}}{dy} + \frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dy} \propto [1 + (1 - y)^2] x [q(x) + \bar{q}(x)] dx$$

oraz

$$\frac{d\sigma^{\nu}}{dy} - \frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dy} \propto [1 - (1 - y)^2] x [q(x) - \bar{q}(x)] dx.$$

Zgodność tych przewidywań z danymi jest dosyć dobra, jak to można zobaczyć na rys. 14. W uzupełnieniu należy powiedzieć, że F_L jest małe. Okazuje się, że $\int F_L(x) dx / \int F_2(x) dx \approx 0,1$. Znowu, odstępstwo od prostego obrazu kwarkowego można, jak to zobaczymy później, wytłumaczyć silnym oddziaływaniem kwarków.



Rys. 14. Zależność od y sumy i różnicy neutrinowego i antyneutrinowego przekroju czynnego. Dla rozpraszania na kwarkach o spinie $1/2$ spodziewamy się rozkładu typu $1 + (1-y)^2$ dla sumy i $1 - (1-y)^2$ dla różnicy

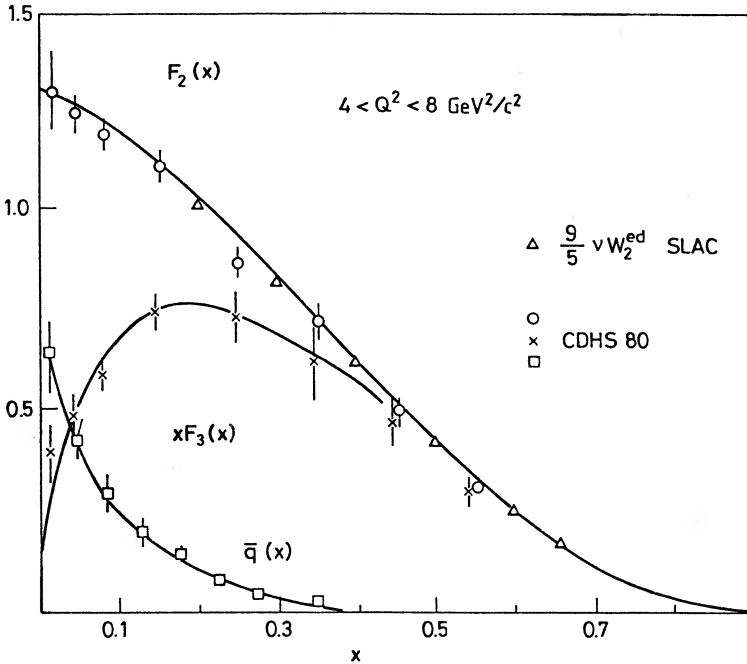
3) Odpowiedniość pomiędzy $F_2^{l^\pm}$ i F_2^ν . Obydwe te funkcje są proporcjonalne do $q(x) + \bar{q}(x)$, w związku z tym w prostym modelu kwarkowym spodziewamy się dla nich tej samej zależności od x . Współczynnik proporcjonalności pomiędzy nimi wynosi

$$\frac{F_2^{l^\pm}(x)}{F_2^\nu(x)} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{2}{3} \right)^2 + \left(-\frac{1}{3} \right)^2 \right] = \frac{5}{18}.$$

Liczby $2/3$ i $-1/3$ są tutaj odpowiednio ładunkiem kwarka górnego i dolnego. Zgodność kształtu i wartości, pokazana na rys. 15, nie tylko jest potwierdzeniem modelu kwarkowego, ale także pokazuje, że ładunki elektryczne kwarków są wielokrotnością $1/3$.

4) $\int xF_3 dx/x = 3$. Ponieważ $xF_3(x) = x[q(x) - \bar{q}(x)]$ w modelu kwarkowym, a $q(x) - \bar{q}(x)$ jest rozkładem kwarków walencyjnych, powyższa reguła sum mówi, że w nukleonie są trzy kwarki walencyjne. Doświadczalne sprawdzenie jest o tyle trudne, że, ponieważ przekroje czynne ν i $\bar{\nu}$ są skończone dla $x \rightarrow 0$, więc ich różnica, proporcjonalna do xF_3 , jest w konsekwencji obciążona dużym błędem dla małych x , który dodatkowo jest dzielony przez x dla $x \rightarrow 0$. Tym niemniej, we wszystkich eksperymentach otrzymano wartość w okolicach 3 z typowym błędem ok. 10%.

Eksperymenty neutrinowe, rozpatrywane razem z eksperymentami badającymi inkluzywne rozpraszanie naładowanych leptonów, nie pozostawiają wątpliwości co do stosowności kwarkowego obrazu struktury nukleonu. Dodatkowo eksperymenty neutrinowe jako jedyne oferują możliwość niezależnego pomiaru rozkładu kwarków i antykwarków w protonie, jak to pokazuje rys. 15.

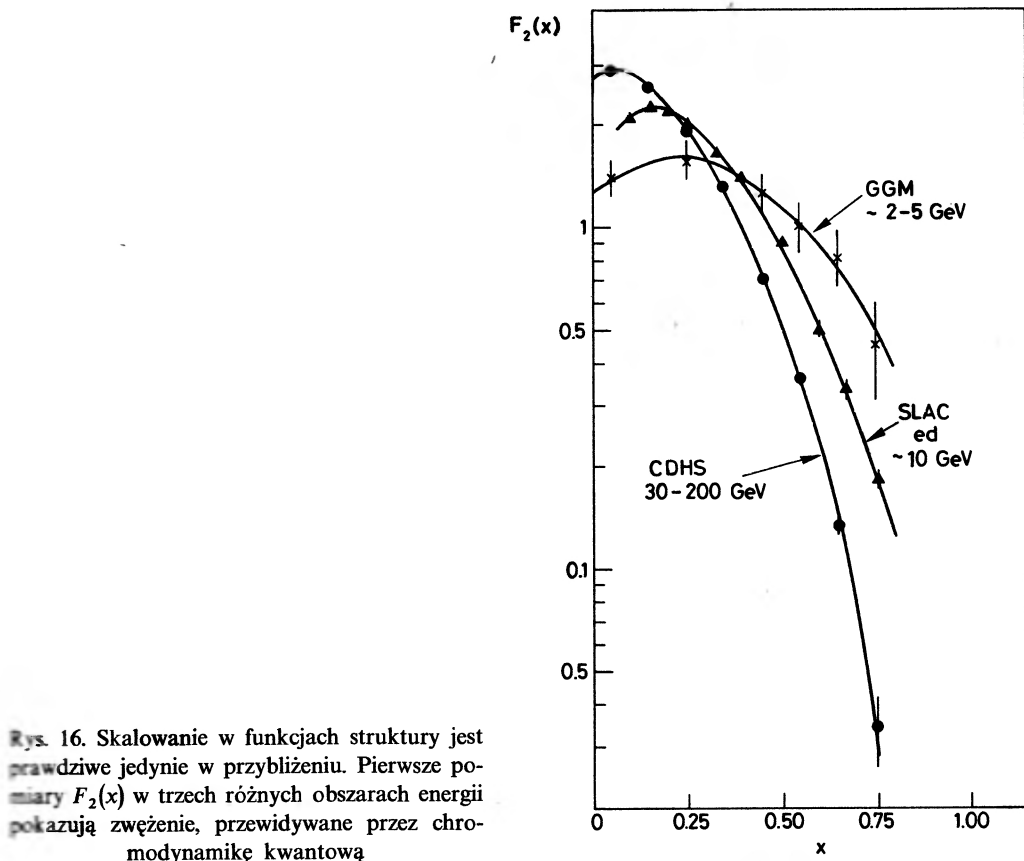


Rys. 15. Funkcje struktury $xF_3(x)$, $F_2(x)$ i $q(x)$. W prostym obrazku partonowym $F_2(x) = x[q(x) + \bar{q}(x)]$, a $xF_3 = x[q(x) - \bar{q}(x)]$

Gdyby kwarki były jedynymi składnikami nukleonu, spodziewalibyśmy się, że $\int F_2 dx = \int x[q(x) + \bar{q}(x)] dx$ jest równe 1. Doświadczalnie, $\int F_2 dx = 0,48 \pm 0,02$. Powinniśmy się spodziewać, że część pędu nukleonu niesiona jest przez gluony, bozony wiążące kwarki. Ten wynik doświadczalny, jak się uważa, oznacza, iż gluony niosą mniej więcej połowę pędu (albo masy) nukleonu.

5.3. Rozpraszanie neutrin i chromodynamika kwantowa (QCD)

Chromodynamika kwantowa (QCD) jest nową, elegancką teorią z cechowaniem dotyczącą kwarków i gluonów, opisującą wiązanie kwarków w hadrony. Głęboko nieelastyczne rozpraszanie leptonów umożliwiło testowanie tej ważnej teorii i dostarczyło pierwszych danych potwierdzających ją. Nikomu jeszcze nie udało się przeprowadzenie rachunków opisujących zjawiska niskoenergetyczne, takie jak funkcje falowe kwarków w hadronie, z powodu dużej stałej sprzężenia uniemożliwiającej rachunek przy niskich energiach. Dla dużych Q^2 stała sprzężenia maleje

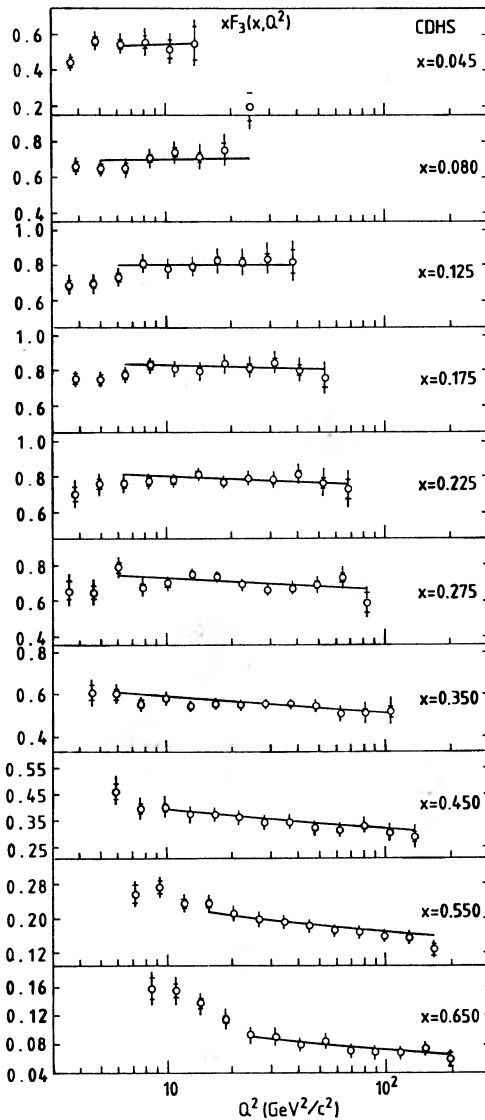


Rys. 16. Skalowanie w funkcjach struktury jest prawdziwe jedynie w przybliżeniu. Pierwsze pomiary $F_2(x)$ w trzech różnych obszarach energii pokazują zwięźnienie, przewidywane przez chromodynamikę kwantową

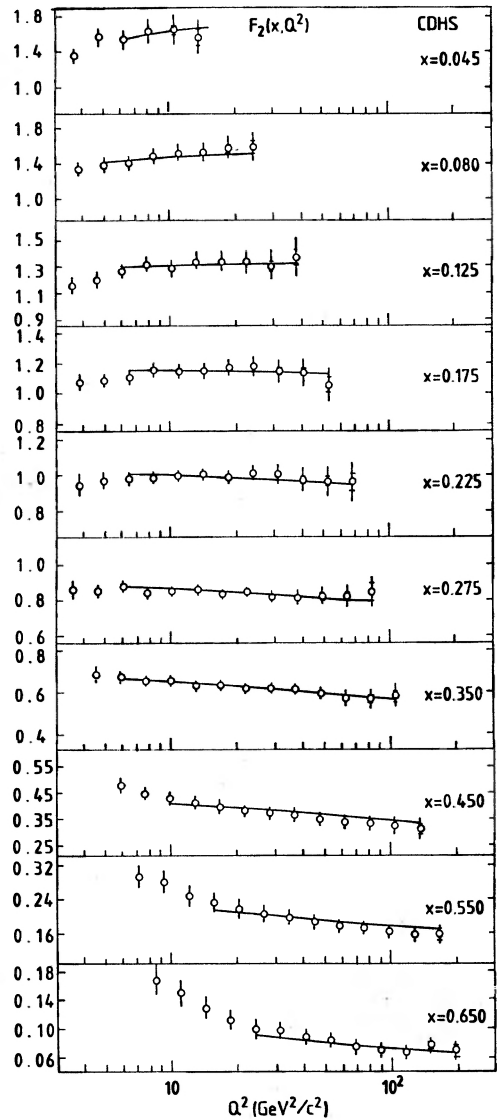
logarytmicznie i rachunek perturbacyjny staje się możliwy. Teoria przewiduje „łamanie skalowania” w postaci „zwięźnienia się” funkcji struktury w stronę małych x w miarę jak Q^2 rośnie. Stwierdzają to wyniki doświadczeń, jak widać na rys. 16. W teorii to zwięźnienie jest konsekwencją emisji gluonów w procesie rozpraszania. Wpływ tej emisji można obliczyć. Zmiana funkcji struktury z Q^2 dla dużych Q^2 jest ilościowo przewidziana przez teorię. W eksperymentach neutronowych ta zmiana może być zmierzona; pomiary, potwierdzając teorię, przyczyniły się do jej zaakceptowania. W przypadku xF_3 , w przewidywaniach teoretycznych występuje tylko jeden swobodny parametr, stała sprzężenia α_s . W przypadku F_2 , ewolucja z Q^2 zależy także od rozkładu gluonów $G(x, Q^2)$. Zależność xF_3 i F_2 od Q^2 zmierzona ostatnio przez grupę CDHS, razem z dopasowaniem QCD jest pokazana na rys. 17 i 18. Teoria prawidłowo opisuje dane. Z dopasowania można otrzymać wartość parametru Λ w biegnącej stałej sprzężenia oddziaływań silnych,

$$\alpha_s = [6/(33 - 2N_f)\ln(Q^2/\Lambda^2)],$$

gdzie N_f jest liczbą wzbudzonych zapachów kwarkowych (w tym doświadczeniu $N_f \approx 4$), $\Lambda \approx 100$ MeV. Wynika z niego także rozkład gluonów pokazany na rys. 19. Przedstawione tutaj porównanie z QCD cierpi nieco z tego powodu, że Q^2 jest ciągle

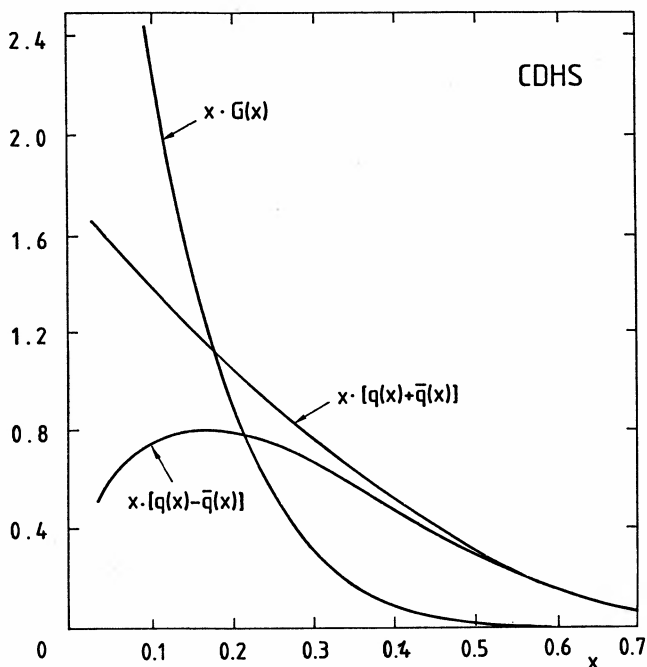


Rys. 17. Zmiana $xF_3(x, Q^2)$ z $\ln Q^2$ w różnych przedziałach x . Pokazano także zależność od Q^2 przewidywaną przez QCD dla $\Lambda = 128$ MeV [10]

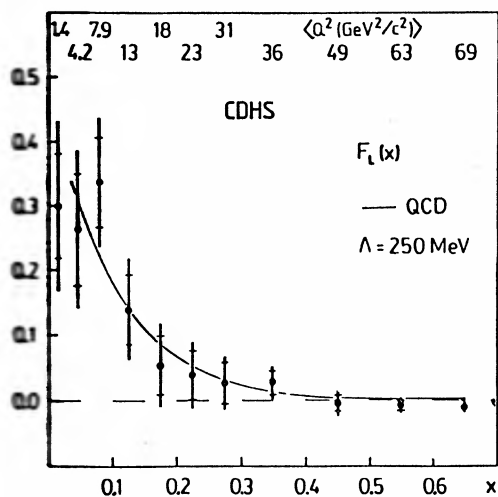


Rys. 18. Zmiana $F_2(x, Q^2)$ w funkcji $\ln Q^2$. Pokazano także dopasowanie QCD

zbyt niski, żeby zmniejszyć efekty nieperturbacyjne do zanedbywalnego poziomu, ale dające się obliczyć efekty perturbacyjne dominują i są potwierdzone przez doświadczenie. Perturbacyjna QCD przewiduje także niezerową podłużną funkcję struktury $F_L(x, Q^2)$, jako jeszcze jedną konsekwencję emisji gluonów. To przewidywanie jest porównane z wynikiem eksperymentu CDHS na rys. 20. Doświadczenie znowu potwierdza teorię.



Rys. 19. Rozkład gluonów $G(x)$ otrzymany z dopasowania QCD do $F_2(x, Q^2)$, $\bar{q}(x, Q^2)$ i $x F_3(x, Q^2)$ [10]



Rys. 20. Funkcja struktury $F_L(x)$, związana z podłużnie spolaryzowanym bozonem, i przewidywanie QCD. Funkcja F_L znika w prostym modelu kwarkowym [10]

6. Oddziaływania neutron, prąd słaby GIM i kwarki dziwne w nukleonie

Jedne z najpiękniejszych wyników, które zostały po raz pierwszy otrzymane w eksperymentach z wiązkami neutron, są związane z „dimionami” przeciwnego znaku, zaobserwowanymi po raz pierwszy w Laboratorium Fermiego [11] i bada-

nymi dokładnie przez grupę CDHS [12]. Tego typu reakcje pojawiają się z grubsza sto razy rzadziej niż dominujące przypadki z jednym mionem. Doświadczenia są interesujące, z jednej strony dlatego, że potwierdzają dubletową strukturę prądu słabego, zaproponowaną jakiś czas temu przez Glashowa, Iliopoulosa i Maianiego (GIM) [13], która jest podstawowa w teorii elektroslabej, a z drugiej strony dlatego, że są tak żywym potwierdzeniem kwarkowej struktury nukleonu.

Szybko zrozumiano, że pojawienie się drugiego mionu jest spowodowane produkcją kwarka powabnego i następującego po niej rozpadu mionowego tego kwarka. W modelu GIM przekroje czynne na produkcję kwarka powabnego są proporcjonalne odpowiednio:

$$v + d \rightarrow \mu^- + c; \quad c \rightarrow \mu^+ + \dots \quad \text{do} \quad xd(x)\sin^2\theta_c, \quad (3)$$

$$v + s \rightarrow \mu^- + c; \quad c \rightarrow \mu^+ + \dots \quad \text{do} \quad xs(x)\cos^2\theta_c, \quad (4)$$

i

$$\bar{v} + \bar{d} \rightarrow \mu^+ + \bar{c}; \quad \bar{c} \rightarrow \mu^- + \dots \quad \text{do} \quad x\bar{d}(x)\sin^2\theta_c, \quad (5)$$

$$\bar{v} + \bar{s} \rightarrow \mu^+ + \bar{c}; \quad \bar{c} \rightarrow \mu^- + \dots \quad \text{do} \quad x\bar{s}(x)\cos^2\theta_c. \quad (6)$$

Związek drugiego mionu z rozpadem kwarka powabnego jest potwierdzony doświadczalnie na wiele sposobów:

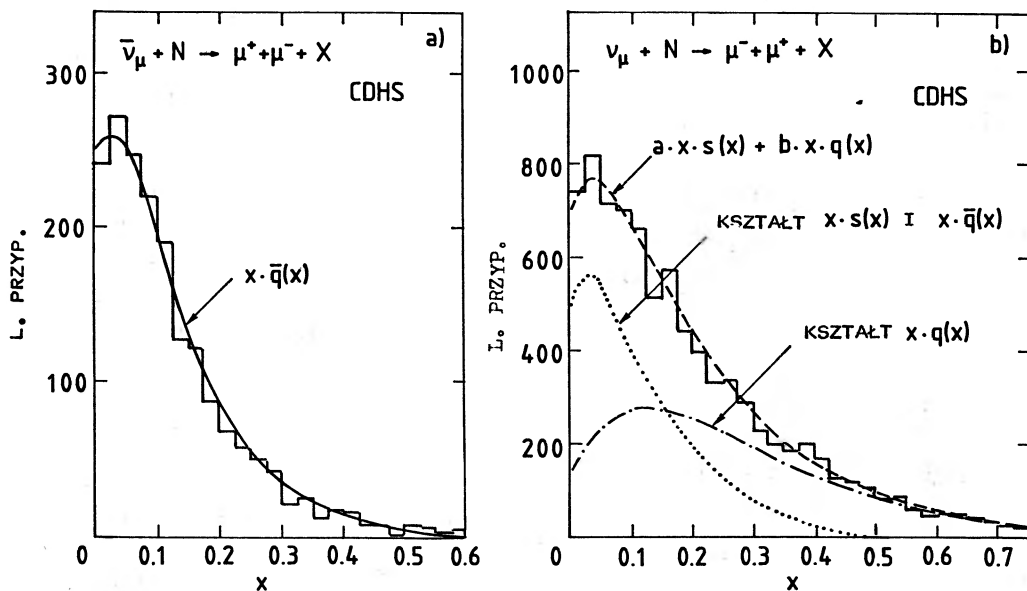
1) dimiony przeciwnego znaku są produkowane, podczas gdy dimiony tego samego znaku – nie;

2) dodatkowy mion ma na ogół małą energię;

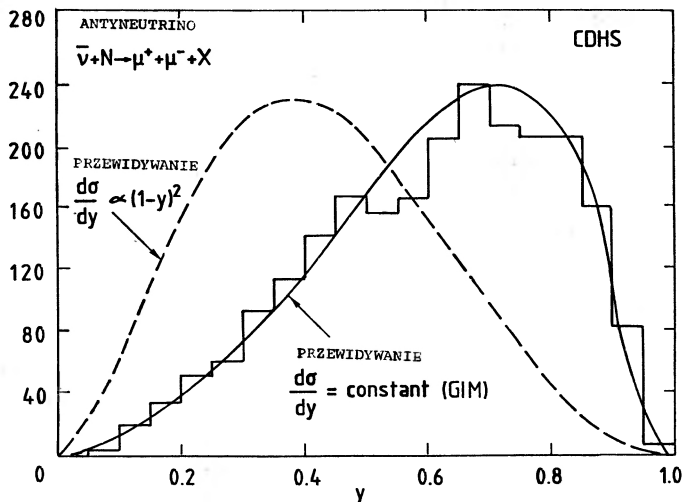
3) dodatkowy mion jest, tak jak się tego należy spodziewać, skorelowany z kierunkiem kaskady hadronowej, której częścią jest cząstka powabna.

Praca GIM [13] wyprzedziła doświadczalne odkrycie powabu o pięć lat. Model GIM został zaproponowany ze względu na teoretyczną atrakcyjność dubletowej struktury prądu słabego. Przewidywania były precyzyjne. Przekroje czynne są proporcjonalne do $\sin^2\theta_c$ dla kwarków d i \bar{d} oraz do $\cos^2\theta_c$ dla kwarków s i \bar{s} . Kąt Cabibbo θ_c był znany już wcześniej, $\cos^2\theta_c = 0,95$ jest bardzo bliski jedynki, $\sin^2\theta_c = 0,05$ jest znacznie mniejszy. Reakcji (3) i (4) oraz (5) i (6) nie można oddzielić doświadczalnie, ze względu na to, że nukleony tarczy zawierają zarówno kwarki s jak i d , a stan końcowy jest taki sam. W przypadku antyneutrino reakcja (6) dominuje, ponieważ $\sin^2\theta_c$ jest bardzo mały. Dla każdego przypadku mierzone jest x i y , tak samo, jak dla przypadków z jednym mionem. Dlatego też, rozkład x dla zdarzeń dimionowych wywołanych przez antyneutrino, pokazany na rys. 21a, mierzy ilość i kształt morza dziwnego $s(x)$.

W reakcjach neutrino, niewielka wartość $\sin^2\theta_c$ w procesie (3) jest niemal dokładnie skompensowana przez to, że $d(x)$ (zawierające także kwarki walencyjne) jest znacznie większe od $s(x)$ w reakcji (4). Poprzez dopasowanie do danych można sprawdzić, że rozkład x z rys. 21b składa się z rozkładu $s(x)$ otrzymanego z oddziaływań antyneutrino i rozkładu $d(x)$ wyznaczonego z normalnych przypadków CC, w mniej więcej równych proporcjach. Stosunek tych dwóch wkładów jest miarą θ_c , tak jak to wynika ze wzorów (3) i (4). Kąt Cabibbo otrzymany w ten sposób jest równy (w granicach błędów) θ_c zmierzonemu w rozpadach cząstek dziwnych, tak jak



Rys. 21. Rozkład x dla dimionów przeciwnego znaku. a) Antyneutrino – dominuje proces $\bar{\nu} + s \rightarrow \mu^+ + c$. Obserwowany rozkład odpowiada zatem rozkładowi morza dziwnego w nukleonie. b) Neutrino – są tu dwie reakcje $\nu + (s \text{ lub } d) \rightarrow \mu^- + c$. Kształt rozkładu pozwala na ustalenie względnych wkładów kwarków s i d , a zatem na wyznaczenie względnej stałej sprzężenia. Wyznaczona stała potwierdza przewidywanie GIM [12]



Rys. 22. Rozkład y dimionów wyprodukowanych przez antyneutrino. Niestety, akceptacja zależy od y , ponieważ tylko miony z energią większą niż 5 GeV były uwzględniane. Obserwowany rozkład y zgadza się z rozkładem płaskim (po uwzględnieniu akceptacji) przewidywanym przez model GIM, natomiast różni się zasadniczo od rozkładu $(1-y)^2$ charakterystycznego dla przypadków antyneutrino z jednym mionem [12]

to zostało zaproponowane w modelu GIM. Dalszego potwierdzenia modelu dostarcza rozkład y . Odzwierciedla on względną skrętność neutrina i uderzonego kwarka: jeśli skrętności są takie same, jak to jest w przypadku wszystkich czterech reakcji z produkcją powabu, spodziewamy się płaskiego rozkładu y ; jeśli zaś są przeciwne, tak jak to jest na przykład dla reakcji $\nu + \bar{q} \rightarrow \bar{\nu} + q$, oczekujemy rozkładu o kształcie $(1 - y)^2$. W reakcjach neutrin i antyneutrin z pojedynczym mionem występuje mieszanina obu tych rozkładów, tak jak to widzieliśmy na rys. 14. Kontrast jest szczególnie duży dla antyneutrin, gdzie rozkład y dla zdarzeń z jednym mionem jest zdominowany przez wkład $(1 - y)^2$, natomiast rozkład dimionów jest płaski, jak widać na rys. 22, co znowu potwierdza obraz zaproponowany przez GIM.

7. Podsumowanie

Przedstawiłem kilka przykładów ilustrujących wpływ badań w dziedzinie wysokoenergetycznych neutrin na postęp fizyki cząstek elementarnych ostatnich lat, zarówno na polu oddziaływań słabych, jak i struktury nukleonu. Jak to się będzie rozwijało w przyszłości? Tego, oczywiście, nie wiem. Zwiększenie energii akceleratorów protonowych do zakresu 10 TeV z pewnością pozwoli na lepsze testy QCD od wspomnianych powyżej. W ogólności, można się jednak spodziewać, że postęp w fizyce cząstek elementarnych będzie coraz bardziej opierał się na zderzacach (colliders), z powodu większych energii w układzie środka masy, jakie są przy nich dostępne. Wysokoenergetyczne akceleratory $e - p$ takie jak HERA, pozwolą na zbadanie rozpraszania inkluzywnego w zakresie Q^2 wyższym, niż to będzie możliwe przy użyciu wiązek neutrin i nieruchomej tarczy.

Niemniej jednak, fascynacja neutrinami i pozostające bez odpowiedzi pytania — np. o masy neutrin — motywują zakrojone na szeroką skalę poszukiwania w astrofizyce, fizyce akceleratorowej i fizyce jądrowej. Jednym z pierwszych i najważniejszych wyników, oczekiwanych w związku z uruchamianiem dwóch zderzaczy e^+e^- (Akceleratora Liniowego w Stanford i LEP-u w CERN-ie), które będą wytwarzać mnóstwo bozonów Z^0 , jest ustalenie liczby istniejących rodzin kwarków i leptonów. Czy są jeszcze jakieś, poza trzema znanymi dzisiaj? Odpowiemy na to fundamentalne pytanie, jeśli ustalimy, jak często Z^0 rozpada się na neutrina, nawet wtedy kiedy masy innych cząstek należących do ewentualnych nowych rodzin są tak duże, że nie mogą być one produkowane przy tych energiach.

Z języka angielskiego tłumaczyła
Anna Lipniacka

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa

Literatura

- [1] F.J. Hasert et al., *Phys. Lett.* **46B**, 138 (1973).
[2] F.J. Hasert et al., *Phys. Lett.* **46B**, 121 (1973)

- [3] M. Holder et al., *Phys. Lett.* **71B**, 222 (1977);
H. Abramowicz et al., *Z. Phys.* **C28**, 51 (1985); *Phys. Rev. Lett.* **57**, 298 (1986).
- [4] M. Holder et al., *Phys. Lett.* **72B**, 254 (1977).
- [5] L.H. Ahrens et al., *Phys. Rev. Lett.* **54**, 18 (1985).
- [6] J. Dorenbosch et al., *Z. Phys.* **C44**, 15 (1989).
- [7] E.D. Bloom et al., *Phys. Rev. Lett.* **23**, 930 (1969);
M.L. Breitenbach et al., *Phys. Rev. Lett.* **23**, 935 (1969);
E.D. Bloom et al., *Recent results in inelastic electron scattering*, preprint SLAC-PUB 796 (1970).
- [8] J.D. Bjorken, *Phys. Rev.* **179**, 1547 (1969).
- [9] R.P. Feynman, *Photon – hadron interactions*, Benjamin, New York 1972.
- [10] J.G.H. De Groot et al., *Z. Phys.* **C1**, 143 (1979);
H. Abramowicz et al., *Z. Phys.* **C12**, 289 (1982); **C17**, 283 (1983);
P. Barge et al., *A measurement of differential cross sections and nucleon structure functions in charged-current neutrino interactions on iron*, preprint CERN-EP/89-103.
- [11] A. Benvenuti et al., *Phys. Rev. Lett.* **34**, 419 (1975).
- [12] M. Holder et al., *Phys. Lett.* **69B**, 377 (1977).
H. Abramowicz et al., *Z. Phys.* **C15**, 19 (1982).
- [13] S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, *Phys. Rev.* **D2**, 1285 (1970).

R Ó Ź N E

Bohdan Macukow

Instytut Matematyki
Politechnika Warszawska
Warszawa

Neurokomputery

Neurocomputers

Abstract: The relationship of neurocomputers to the brain and conventional computers is discussed. Important neural-net models that can be used for pattern classification are reviewed.

1. Wstęp

Pod nazwą *neurokomputery* rozumiemy zarówno komputery, których budowa jest podobna do biologicznej struktury mózgu ludzkiego, jak i programy komputerowe, które przeprowadzają obliczenia w sposób zbliżony do zasad działania mózgu. Oznacza to, że zarówno w pierwszym jak i drugim przypadku naśladują one sieci neuronowe. W różnych publikacjach neurokomputery występują pod różnorodnymi nazwami. Najbardziej popularne z nich to: komputery neuronowe, modele sieci neuronowych, sztuczne systemy neuronowe (nerwowe), elektroniczne sieci neuronowe, równoległe sieci skojarzeniowe, równoległe procesory czy komputery szóstej generacji.

Dziedzina neurokomputerów (czy inaczej – obliczeń neurokomputerowych – *neurocomputing*), szczególnie w swych aspektach psychologicznych, jest często określana jako dziedzina zajmująca się wpływem struktur połączeń sieciowych, schematów połączeń i sposobów współdziałania na zasady działania sieci (ang. *connectionism*) [1].

W swojej metodologii połączeniowej neurokomputery są bardzo odległe od konwencjonalnych komputerów cyfrowych. Trzeba jednakże pamiętać, że komputery konwencjonalne są dzisiaj wykorzystywane do symulacji neurokomputerów, czyli są urządzeniami, „w których istnieją” neurokomputery. Neurokomputery mogą rozwiązywać problemy, które są trywialne dla mózgu ludzkiego, a przy których komputery konwencjonalne (cyfrowe), a także urządzenia z rodziny tzw. *sztucznej inteligencji* nie sprawdzają się, są niewydajne, powolne itp.

Ogólnie rzecz biorąc neurokomputery są szybkie, bardzo sprawne i wydajne w układach rozpoznawania obrazów. Mogą one również pracować jako systemy

eksperckie¹. Podobnie jak mózg człowieka są to układy samoorganizujące się i w swojej podstawowej funkcji samoprogramujące. Postaramy się pokrótce omówić podstawowe cechy tych układów, a także możliwości różnych typów neurokomputerów w porównaniu zarówno z mózgiem ludzkim jak i konwencjonalnymi komputerami cyfrowymi.

2. Rys historyczny

W 1943 r. Warren McCulloch i Walter Pitts opublikowali pracę nt. teorii sieci neuronowych *A Logical Calculus of Ideas Immanent in Nervous Activity* [2]. W tej pracy założyli, że neurony działają zasadniczo jako przekaźniki typu *on-off*, które można łączyć w bardzo różny sposób, tak aby w rezultacie realizowały one różne funkcje logiczne. Wprowadzili pojęcie tzw. **neuronu formalnego**. Przypuszczali oni, że w ten sposób będzie można wyjaśnić różnorodną działalność mózgu. Uważali, że m.in. zamknięte obwody neuronowe, które są samopobudzające, mogą pełnić rolę jednostek zdolnych do zapamiętywania informacji. Przypuszczali, że hipotezy te będzie można łatwo sprawdzić przy pomocy np. elektroencefalografii (EEG). Niestety okazało się, że sprawa nie jest tak prosta, mimo że ich przypuszczenia i dowody na temat zależności między funkcjami mózgu a sposobami w jaki neurony są połączone (w szczególności jaka jest waga tych połączeń) są zasadniczo słuszne.

W 1949 r. psycholog Donald Hebb w swojej książce *The Organization of Behavior* [3] przedstawił nową ideę, polegającą na tym, że w mózgu istnieją wyspecjalizowane grupy komórkowe. Wierzył on, że w każdej grupie następuje zakodowanie jakiejś cechy i że każda taka grupa przetwarza impulsy zgodnie z danym schematem, kodem. Jedną z idei Hebba było twierdzenie, że neurony są połączone we właściwy sposób dzięki ich samoorganizacji, a użycie pewnych dróg, połączeń, powoduje zwiększanie siły (wagi) połączenia pomiędzy neuronami. Idea ta zwana **zasadą Hebba** jest także dzisiaj podstawą działania pewnych typów neurokomputerów.

W 1960 r. dwóch inżynierów elektryków, Bernard Widrow i Marcian Hoff opublikowało artykuł *Adaptive Switching Circuits* [4] opisujący jeden z pierwszych neurokomputerów – *Adeline*. Urządzenie wykorzystywało regułę uczenia, zwaną dzisiaj regułą **Widrowa-Hoffa** i często stosowaną w neurokomputerach dnia dzisiejszego. Zasada działania była prosta. Różnica pomiędzy sygnałem wyjściowym urządzenia a sygnałem, jaki pragnęlibyśmy na tym wyjściu uzyskać, jest ponownie wprowadzana do układu poprzez pętle sprzężenia zwrotnego. W ten sposób kolejne wyjście jest bardziej „poprawne” i procedura ta jest zbieżna. Ich urządzenie było zdolne do rozpoznawania prostych obrazów, a nawet mogło opracowywać prognozy pogody.

¹Najprostszym systemem eksperckim jest wyspecjalizowany układ, który pozwala na skojarzenie (dopasowanie) sygnału wejściowego (danych wejściowych) z odpowiednim sygnałem wyjściowym (odpowiednią decyzją czy diagnozą). Systemy eksperckie mają naśladować sposób myślenia, rozumowania człowieka – specjaliści.

W 1962 r. informatyk Frank Rosenblatt opublikował książkę *The Principles of Neurodynamics* [5], w której opisał teorię perceptronu oraz omówił prowadzone z nim doświadczenia komputerowe. Perceptron był tablicą elementów neuropodobnych, które przekazywały obraz zazwyczaj w sposób zawężający do następnej warstwy (tzn. sygnały wyjściowe grup elementów danej warstwy stanowiły sygnał wejściowy jednego z elementów warstwy następnej). Zgodnie z pierwotną ideą Rosenblatta, warstwa pierwsza (wejściowa) była odbiciem analogowej tablicy receptorów znajdujących się w oku. Warstwa końcowa, wyjściowa, zbudowana była z elementów, z których każdy reagował tylko na jeden kod, tylko na jeden schemat wejściowy. Warstwy elementów pośrednich nazywane były **jednostkami skojarzeniowymi**. Dzisiaj te elementy skojarzeniowe (asocjacyjne) nazywa się elementami ukrytymi (hidden units) ponieważ, podobnie jak w mózgu, ich działalność nie jest widoczna, w odróżnieniu od elementów wejściowych i wyjściowych.

Prace i wyniki Rosenblatta prowadzone w Uniwersytecie Cornella były bardzo obiecujące. Prosty perceptron (tablica o 400 elementach) można było nauczyć rozpoznawać proste obrazy, np. litery. Był on zdolny do grupowania obiektów w pewne klasy na zasadzie podobieństwa. Mimo, że urządzenie miało wiele braków (np. stosunkowo łatwo było je „zmylić”), była to wielka sensacja naukowa. Wydawało się, że jest to odkrycie, które pozwoli studiować działalność mózgu i pozwoli zbudować mózg, jeśli tylko uda się wykonać niezbędną liczbę połączeń między elementami i warstwami. Rosenblatt twierdził, że przyszłość badań leży wyłącznie w urządzeniach typu perceptronu, a nie w programach i ideach sztucznej inteligencji. W przeciągu niewielu lat tysiące ludzi na całym świecie zajęły się tymi badaniami.

W 1969 r. Marvin Minsky i Seymour Papert opublikowali rozprawę matematyczną *Perceptrons: An Introduction to Computational Geometry* [6], w której praktycznie zakwestionowali wartość idei perceptronu. Na umiejętnie wybranych przykładach pokazali jego ograniczenia, udowodnili, że niemożliwe jest określenie, które z połączeń w perceptronie odpowiada za wygenerowanie konkretnego wyjścia, że perceptron nie jest w stanie rozróżnić wejść binarnych różniących się pomiędzy sobą tylko jednym bitem itp. Na tej podstawie opracowali teorię prowadzącą do wniosku że wady te spotęgują się w przypadku bardziej złożonych sieci neuronowych. Aczkolwiek wniosek ten bardzo szybko okazał się fałszywy — *Perceptron* stał się przyczyną przerwy w badaniach nad sieciami neuronowymi na wiele lat. Bernard Widrow powiedział wówczas:

„...wg mnie, Minsky i Papert przyjęli definicję perceptronu na tyle wąską, że nie mógł on doprowadzić praktycznie do niczego interesującego. Łatwo jest stworzyć coś nowego znacznie lepszego od rzeczy istniejących, jeśli uprzednio wykazało się, że istniejące urządzenia do niczego się nie nadają. Praca ta sprawiała wrażenie, jakby jedynym jej celem było wykazanie, że perceptron nie jest nic wart — i zrobiono to metodami nie *fair*”.

Na kilkanaście lat, poza nielicznymi wyjątkami, badania zostały przerwane.

Dopiero w 1982 r. biofizyk i chemik John Hopfield (pracujący w CalTech i AT&T Bell Laboratories) opublikował pracę *Neural Networks and Physical*

Systems with Emergent Collective Computational Abilities [7]. Poprzez analogię do stanów energetycznych w fizyce, Hopfield, wprowadził w niej pojęcie **energii obliczeniowej**. Minimum tej energii wyznacza stan końcowy układu. Stan ten realizowany jest przez odpowiedni dobór wag połączeń synaptycznych w sieci, tak, by obraz (schemat, wzór) wejściowy został przyporządkowany jednemu z obrazów zakodowanych w układzie.

Do niezaprzeczalnych zasług Hopfielda (niezależnie od błędów, zbytnich i niesłusznych uproszczeń, wielkiej liczby ograniczeń narzuconych na układ) należy fakt, że (dzięki przeprowadzonej analizie matematycznej sposobu działania neuronów w dużych grupach przy przetwarzaniu i przechowywaniu informacji) ponownie rozbudził on zainteresowanie sieciami neuronowymi i spowodował lawinowy rozwój badań.

Praca Hopfielda ukazała się w bardzo dobrym momencie. Od kilku lat coraz więcej mówiło się o dojściu do pewnej bariery technologicznej i koncepcyjnej w rozwoju maszyn cyfrowych. Kolejne, coraz bardziej wysublimowane generacje układów, o wielkim stopniu integracji i ogromnej szybkości działania, nie zawsze były dobrze wykorzystywane w konwencjonalnym układzie szeregowego przetwarzania i przy zastosowaniu konwencjonalnych metod algorytmicznego programowania. Od pojawienia się pracy Hopfielda rozpoczął się ogromny, skokowy wzrost zainteresowania sieciami neuronowymi. Przykładowo, w ostatnich dwóch latach na Międzynarodowych Konferencjach nt. Sieci Neuronowych IEE w San Diego uczestniczyło każdorazowo ponad 2000 osób. Odbywają się dziesiątki konferencji poświęconych różnym aspektom sztucznej inteligencji, sieci neuronowych, rozpoznawaniu itp. Powstają nowe towarzystwa naukowe (np. International Society on Neural Networks) wydające specjalne czasopisma [8].

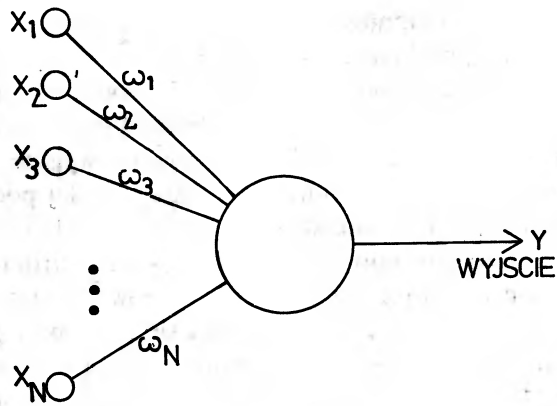
3. Jak działa mózg i jak powiązać układy biologiczne z ich techniczną repliką — neurokomputerami

Dziedzina neurokomputerów jest podniecającą dziedziną badań, ponieważ łączy ze sobą badaczy, którzy zajmują się badaniami teoretycznymi nad działaniem mózgu i tych, którzy usiłują ten mózg zbudować, stworzyć jego model.

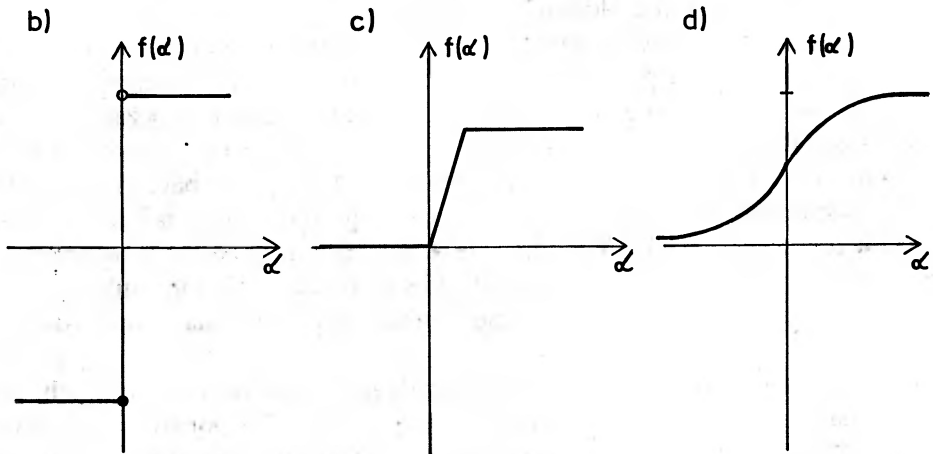
Podstawowym elementem przetwarzającym w mózgu jest neuron i jest tych neuronów w układzie nerwowym człowieka ok. $5 \cdot 10^{10}$. Neurony oddziałują na siebie poprzez połączenia synaptyczne, a połączeń tych mamy w układzie nerwowym ok. 10^{14} . Wiele już wiadomo na temat biofizyki neuronów i synaps, ale ciągle jeszcze niewiele na temat, w jaki sposób oddziałują na siebie układy zbudowane z większej liczby neuronów. Stworzenie modelu takiego systemu początkowo wydawało się zadaniem zupełnie beznadziejnym i dopiero dokonanie pewnych, niejednokrotnie bardzo silnych założeń upraszczających, które w znacznym stopniu zredukowały stopień złożoności problemu — pozwoliło na stworzenie pewnych modeli.

Przyjmujemy, że neuron jest elementem sumującym wszystkie sygnały pobudzające i hamujące, które do niego dochodzą. W przypadku gdy przeważają sygnały

a)



$$Y = f \left\{ \sum_{i=1}^N \omega_i x_i - \Theta \right\}$$



Rys. 1.a). Pojedynczy element przetwarzający (neuron) o charakterystyce nieliniowej, którego sygnałem wyjściowym jest ważona suma \$N\$ sygnałów wejściowych, \$\omega_i\$ – waga \$i\$-tego wejścia, \$\Theta\$ – wartość progowa; b) Charakterystyka skokowa neuronu; c) Charakterystyka progowa neuronu; d) Charakterystyka sigmoidalna (esowa) neuronu

pobudzające neuron wysyła sygnał do wszystkich swoich wyjść — do wszystkich synaps. To z kolei powoduje pobudzenie lub hamowanie neuronów powiązanych z nim tymi połączeniami (rys. 1).

Wyniki badań neuropatologicznych, neurohistologicznych i neurofarmakologicznych sugerują, że w mózgu jest ok. 100 różniących się ośrodków, z których każdy zbudowany jest z ok. 50 milionów neuronów. Lekarz neurolog jest w stanie niemal natychmiast rozpoznać po objawach złe funkcjonowanie czy brak działania jednego z tych ośrodków. Przypuszcza się, że w każdym z ośrodków znajduje się jeden rodzaj sieci neuronowej — wielokrotnie powielony. Przewiduje się, że stosunkowo niedługo będziemy zdolni do określenia zależności wejście—wyjście dla tych ośrodków. Należy również zauważyć, że struktura kory mózdzku, tej podstawowej aparatury, w której odbywa się większość procesów (np. procesów obliczeniowych) ma podobne cechy. Typowy ośrodek mózgowy ma ok. 500 sieci neuronowych wykonujących odpowiednie wyspecjalizowane czynności, a typowy neuron wysyła sygnał do ok. 2 tysięcy połączeń synaptycznych. Nasuwa się natomiast pytanie ile neuronów współdziała z nim w sposób istotny? Badania wydają się wskazywać, że jest ich ok. 10, ale liczba ta może ulegać zmianom w bardzo szerokich granicach.

W taki sposób problem działania i budowy mózgu sprowadziliśmy do zagadnienia określenia struktury i zasad działania sieci zbudowanej z pobudzanych i hamowanych elementów przetwarzających, które sumują wejścia i reagują po przekroczeniu pewnej wartości progowej. Elementy te tworzą struktury warstwowe z powiązaniem wewnątrz warstw i pomiędzy warstwami.

Jakich uproszczeń można jeszcze dokonać? Na przykład takich:

- neuron pobudza lub hamuje inne neurony, ale nie może robić tego jednocześnie;
- połączenia mogą być rozchodzące, zbiegające, równoległe itp.;
- sprzężenia mogą być dodatnie i ujemne;
- połączenia mogą być wzajemne lub przeciwne między parami neuronów, itp.

Wielka różnorodność połączeń na pewno nie pomaga w zmniejszaniu stopnia złożoności, ale opierając się na tej klasyfikacji można już rozpocząć prace nad budową sieci, która będzie realizowała pewne zadane operacje. Są różne sposoby programowania i uczenia sieci. Jednym z nich jest precyzyjne i bardzo szczegółowe ustalenie początkowych wag połączeń, innym jest np. określanie właściwego doboru wag na drodze eksperymentu. Wiadomo, że w mózgu istnieją pewne uwarunkowania genetyczne, pewne schematy połączeń, ale zdecydowana większość mikrostruktury połączeń zostaje uformowana w procesie uczenia, w procesie nabywania doświadczenia.

Podobnie jak w maszynie cyfrowej, działanie zespołów neuronowych może określać znacznie bardziej złożone funkcje niż w przypadku pojedynczych elementów. Przykładowo, przy użyciu N dwustanowych neuronów można zakodować 2^N różnych wzorców. Podobnie 8-bitowy komputer może zapamiętać 256 różnych liczb w pojedynczym elemencie pamięciowym. Działanie dwuwymiarowych struktur neuronowych może reprezentować obrazy w podobny sposób, jak np. plamki na ekranie telewizora czy kropki na papierze tworzą obrazy.

Żywy mózg to nie tylko wspaniałe urządzenie do gromadzenia i przetwarzania informacji. Jest to także układ rozpoznawania obrazów mający cechy samoorganizacji, układ który potrafi wybrać, wydzielić te obrazy (często niekompletne), z pełnego szumów i prawie chaotycznego otoczenia, a następnie określić właściwą reakcję.

Taki sposób rozpoznawania obrazów jest połączeniem detektorów kształtu (proste układy neuronowe działające jak bramki logiczne) z hierarchicznymi układami struktur znacznie bardziej złożonych. Cały układ działa tak długo, aż na jednym z ostatnich poziomów przetwarzania (w jednej z końcowych, małych grup neuronów) nastąpi pobudzenie, które odpowiada pobudzeniu wejściowemu poprzez wielki i skomplikowany obraz. Kiedy na tym wysokim poziomie przetwarzania połączymy grupy odpowiadające za różne cechy danej informacji (np. kształt, kolor, zapach, itp.) otrzymamy w wyniku pełny obraz powstający na drodze kojarzenia różnych informacji.

Uczenie, powstawanie pamięci jest natomiast procesem tworzenia połączeń pomiędzy neuronami lub grupami neuronów, w których są zakodowane cechy lub kształty. Pamięć zatem zostaje stworzona jako schemat, struktura połączeń pomiędzy neuronami, które zajmują się przetwarzaniem poszczególnych fragmentów.

Metoda podejścia do problemu zwana neurokomputerową czy też połączeniową polega na tym, że system neuropodobnych elementów przetwarzających, połączonych w taki sposób jak rzeczywiste neurony, będzie realizował funkcję przejścia, zapamiętywał, rozpoznawał i odtwarzał obrazy w taki sposób, w jaki robi to biologiczna sieć nerwowa. Ten punkt widzenia jest już dzisiaj dostatecznie dobrze podbudowany badaniami teoretycznymi i przeprowadzonymi doświadczeniami, aby uważać go za słuszny. Natomiast problem polega na opracowaniu odpowiednich zasad tworzenia połączeń pomiędzy prostymi sieciami, co pozwoli na przetwarzanie znacznie bardziej złożonych funkcji, bardziej skomplikowanych obrazów.

4. Działanie prostych neurokomputerów

Postaramy się teraz bardzo syntetycznie scharakteryzować neurokomputery i dokonać ich porównania z konwencjonalnymi komputerami. Należy zdać sobie sprawę, że neurokomputery to nie jest jakiś genialny wynalazek, lekarstwo na wszystko. Neurokomputery nie zawsze działają w oczekiwany przez nas sposób. Pewne struktury sieciowe, nawet pomimo setek i tysięcy operacji uczących, mogą dawać odpowiedzi błędne (wskutek np. złej liczby elementów lub niemożliwości dokonania właściwych zmian wag połączeń). Bardzo istotnym zagadnieniem jest określenie zasad uczenia. Proste reguły uczenia są czasem bardzo efektywne, lecz należy pamiętać, że są to reguły bardzo uzależnione od przyjętych parametrów. Wydajność procesów uczenia jest krytycznym parametrem neurokomputerów. Liczba doświadczeń niezbędnych w procesie uczenia jest bardzo uzależniona od struktury i liczby połączeń oraz od liczby wzorców wejściowych.

T a b e l a 1. Porównanie cech funkcjonalnych

Cecha	Neurokomputery	Komputery konwencjonalne
1. Czulość na sprzężenie	b. dobra	minimalna
2. Pamięć	duża gęstość, rozłożona, skojarzeniowa	mała gęstość, zlokalizowana
3. Przeszukiwanie zbiorów danych	szybkie, zbliżone dopasowanie	wolne, dokładne dopasowanie
4. Obliczenia matematyczne i algorytmiczne	słabe	b. dobre
5. Zdolności heurystyczne	b. dobre	słabe
6. Zdolność rozpoznawania obrazów	szybkie	wolne
7. Rozpoznawanie obrazów niekompletnych	b. dobre	słabe

T a b e l a 2. Porównanie cech strukturalnych i rozwiązań sprzętowych

Cecha	Neurokomputery	Komputery konwencjonalne
1. Reprezentacja danych	quasi-analogowe	cyfrowe
2. Połączenia elem. przetwarzających	ok. 10, dynamicznie zmienne przez samoprogramowanie	ok. 3, nie zmieniające się
3. Sposób przetwarzania	równoległe	szeregowo
4. Lokalizacja pamięci, logiki i sterowania	nielokalna, rozłożona w połączeniach	umiejscowiona w elementach przetwarzających
5. Typ elementów przetwarzających	nieliniowe, mogą być nieprogowe	liniowe z progiem
6. Struktura budowy	elementy ułożone równoległe	elementy ułożone szeregowo

T a b e l a 3. Porównanie komputerów 5-tej i 6-tej generacji

Cecha	5-ta generacja	6-ta generacja
1. Zastosowanie	sztuczna inteligencja	rozpoznawanie obrazów
2. Elementy przetwarzające	układy scalone o bardzo wielkiej skali integracji (VLSI)	sztuczne sieci neuronowe
3. Technologia	krzemowa	krzemowa, optyczna, optyki molekularnej
4. Architektura	moduły równoległe	równoległe elementy przetwarzające
5. Połączenia	zewnętrznie programowalne	dynamicznie samoprogramowalne
6. Samouczenie	ograniczone	dobre
7. Rola oprogramowania	podstawowa	umiarkowana
8. Wykorzystanie układów neurobiologicznych	praktycznie żadne	umiarkowane

Można by więc powiedzieć, że neurokomputery są urządzeniami o wielu wadach, mało wydajnymi i w związku z tym ich użyteczność jest bardzo problematyczna. Należy jednak pamiętać, że są one bardzo odporne na różnorodne i nawet dosyć poważne zakłócenia czy uszkodzenia. Nawet usunięcie pewnej liczby połączeń (i to zarówno przed, jak i po fazie uczenia) nie zmniejsza w istotnym stopniu możliwości układu.

Neurokomputery są pewnym rodzajem komputerów, ale różnią się bardzo od typowych, konwencjonalnych rozwiązań. Można je scharakteryzować następująco:

- 1) Są to struktury o budowie równoległej aż do poziomu podstawowych elementów przetwarzających; podobnie przetwarzanie informacji odbywa się w sposób równoległy;
- 2) Struktura połączeń pomiędzy elementami przetwarzającymi, która w komputerach konwencjonalnych jest ustalana w fazie budowy i nie ulega już zmianom – w neurokomputerach podlega dynamicznemu samoprogramowaniu;
- 3) W konwencjonalnych komputerach pamięć, układy logiczne i sterowania są ściśle zlokalizowane – natomiast w neurokomputerach funkcje te są rozłożone na całą sieć.

W tabelach 1, 2 i 3 przedstawione jest porównanie cech neurokomputerów i komputerów konwencjonalnych [1].

5. Przykłady sieci neuronowych

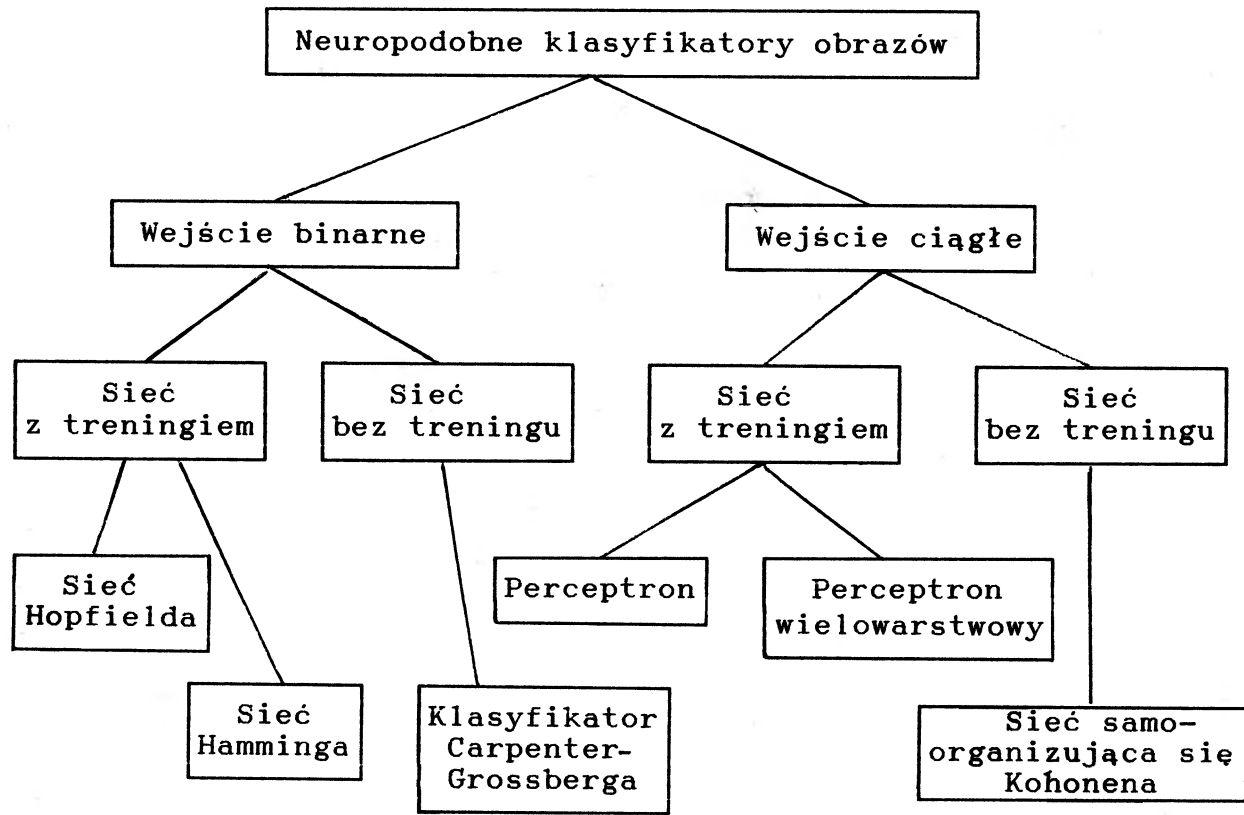
Na rys. 2 przedstawiona jest przykładowa klasyfikacja sieci neuronowych obejmująca 6 ważnych i najczęściej omawianych rodzajów. W dalszej części tego paragrafu omówimy kilka przykładowych typów sieci [9].

5.1. Sieć Hopfielda

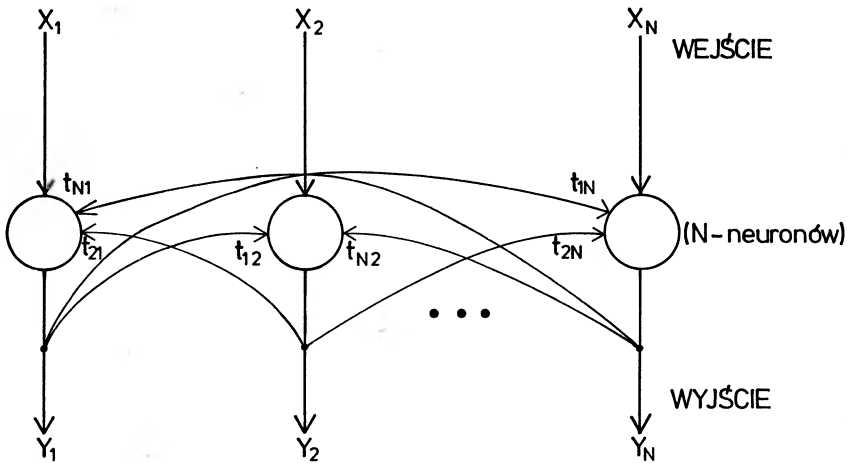
Jest to sieć zbudowana z elementów o wejściach binarnych (0 i 1 albo -1 i $+1$). Na rys. 3 pokazany jest jednowarstwowy model takiej sieci, a w tab. 4 opisany jest algorytm jej działania jako adresowalnej pamięci skojarzeniowej (content addressable memory).

Przyjmijmy, że sieć zbudowana jest z N identycznych nieliniowych elementów (o charakterystyce skokowej jak na rys. 1b i binarnych sygnałach wejściowych $X = [x_1, x_2, \dots, x_N]$ i wyjściowych $Y = [y_1, y_2, \dots, y_N]$). Sygnał wyjściowy każdego elementu jest poprzez pętlę sprzężenia zwrotnego podawany na wejścia pozostałych elementów z odpowiednią wagą t_{ij} (waga połączenia pomiędzy i -tym a j -tym elementem). Po ustaleniu wag w etapie uczenia, na elementy wejściowe sieci w chwili $\tau = 0$ podawany jest niezny sygnał i sieć ma poprzez procedurę iteracyjną „dopasować” sygnał wyjściowy do sygnału wejściowego. Działanie procedury kończy się po osiągnięciu stanu ustalonego (o ile to jest w ogóle możliwe).

Sieć Hopfielda może być wykorzystywana jako pamięć skojarzeniowa (asocjacyjna) albo np. do rozwiązywania pewnych zagadnień z zakresu optymalizacji.



Rys. 2. Klasyfikator obrazów typu sieci neuronowej



Rys. 3. Model sieci Hopfielda

T a b e l a 4

Algorytm Hopfielda

Krok 1: Ustalenie wag połączeń (dla M wzorców w procesie uczenia)

$$t_{ij} = \begin{cases} \sum_{s=1}^M x_j^s x_i^s & \text{dla } i \neq j \\ 0 & \text{dla } i = j, \end{cases} \quad i, j = 1, 2, \dots, N$$

t_{ij} jest wagą połączenia wyjścia i -tego elementu z wejściem j -tego elementu ($t_{ij} = t_{ji}$),
 x_i^s ($= -1, +1$) jest i -tą składową s -tego wzorca.

Krok 2: Inicjacja procedury iteracyjnej – dla nieznanego sygnału wejściowego $X = [x_1, \dots, x_N]$

$$\mu_i(0) = x_i$$

$\mu_i(t)$ jest sygnałem wyjściowym i -tego elementu w chwili t .

Krok 3: Procedura iteracyjna

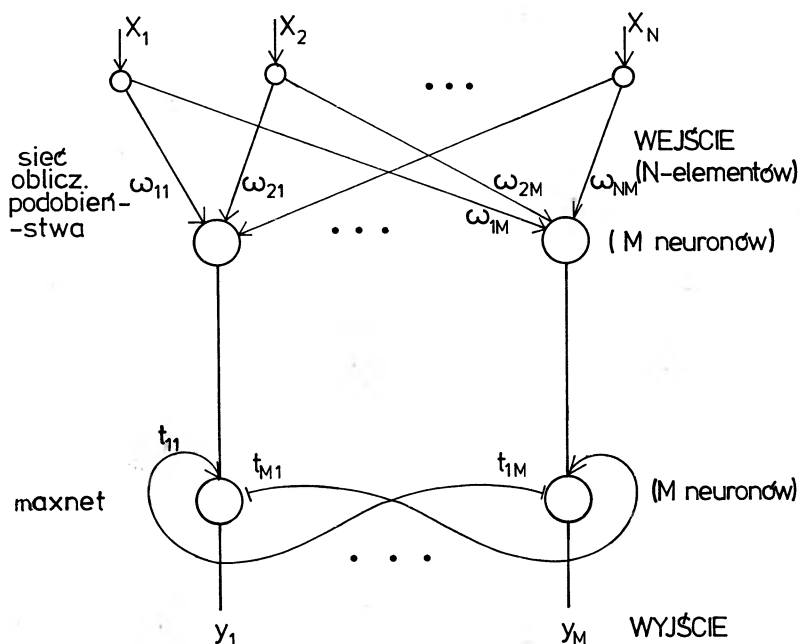
$$\mu_j(t+1) = f \left[\sum_{i=1}^N t_{ij} \mu_i(t) \right] \quad j = 1, 2, \dots, N$$

f jest funkcją opisującą skokową (rys. 1b) charakterystykę elementu.
 Procedura jest powtarzana aż do osiągnięcia stanu ustalonego.

5.2. Sieć Hamminga

Podobnie jak poprzednia, jest to sieć o binarnych sygnałach wejściowych i ustalonych wagach połączeń po okresie treningu.

Sieć składa się z dwóch niezależnych części, z których pierwsza (górna – rys. 4) dokonuje obliczenia podobieństwa sygnału wejściowego do zapamiętanych wzorców, a część druga – MAXNET (dolna – rys. 4) dokonuje określenia tego wzorca.



Rys. 4. Model sieci Hamminga

Sieć ma N elementów wejściowych i dwie warstwy po M elementów (M jest liczbą zapamiętanych wzorców). Wagi ω_{ij} i progi Θ_j w sieci górnej są ustalone w taki sposób, aby wyjście tej sieci było równe N minus odległość Hamminga dla danego wzorca (odległość Hamminga jest równa liczbie elementów **różnych** w porównywanych obrazach). Stąd wielkości wyjściowe należą do przedziału $[0; N]$ i wartość największą osiągają w tych elementach, w których zostały „zapamiętane” wzorce najbardziej podobne do sygnału wejściowego. MAXNET ma progi i wagi w pętlach sprzężenia zwrotnego stałe ($\Theta = 0$, $t_{ii} = 1$, $t_{ij} = -\varepsilon$, gdzie $\varepsilon = 1/M$). W tab. 5 opisany jest algorytm działania sieci Hamminga.

Przy podaniu na wejście nieznanego sygnału (binarnego) X , MAXNET iteracyjnie działa tak długo, aż tylko jedno wyjście pozostanie dodatnie realizując w ten sposób operację „zwycięzca bierze wszystko” (winner — take-all) charakterystyczną dla sieci spotykanych np. w mózgu.

Sieć Hamminga może być pomocna w rozwiązywaniu typowych problemów z zakresu telekomunikacji, gdzie w sygnałach o zadanej długości występują losowe zniekształcenia.

T a b e l a 5

Algorytm Hamminga

Krok 1: Ustalanie wag połączeń i wartości progowych (dla M wzorców w procesie uczenia)

$$\text{Sieć górna: } \omega_{ij} = x_i^j/2, \quad \Theta_j = N/2, \\ i = 1, 2, \dots, N; \quad j = 1, 2, \dots, M$$

ω_{ij} jest wagą połączenia i -tego elementu warstwy wejściowej z j -tym elementem warstwy obliczania podobieństwa,

Θ_j jest wartością progu j -tego elementu,

x_i^j jest i -tą składową j -tego wzorca.

MAXNET:

$$t_{kj} = \begin{cases} 1 & \text{dla } k \neq j \\ -\varepsilon & \text{dla } k = j, \quad \varepsilon < 1/M, \end{cases} \\ k, j = 1, 2, \dots, M$$

$\Theta = 0$ jest wartością progu w elementach sieci MAXNET,

t_{kj} jest wagą połączenia k -tego elementu z j -tym elementem w sieci MAXNET.

Krok 2: Inicjacja dla nieznanego sygnału wejściowego $X = [x_1, \dots, x_N]$

$$\mu_j(0) = f \left\{ \sum_{i=1}^N \omega_{ij} x_i - \Theta_j \right\}, \quad j = 1, 2, \dots, M$$

x_i jest i -tą składową sygnału wejściowego,

f jest funkcją opisującą progową (rys. 1c) charakterystykę elementu sieci MAXNET,

$\mu_j(t)$ jest sygnałem wyjściowym j -tego elementu sieci MAXNET w chwili t .

Krok 3: Procedura iteracyjna

$$\mu_j(t+1) = f \left\{ \mu_j(t) - \varepsilon \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^M \mu_k(t) \right\} \quad j = 1, 2, \dots, M$$

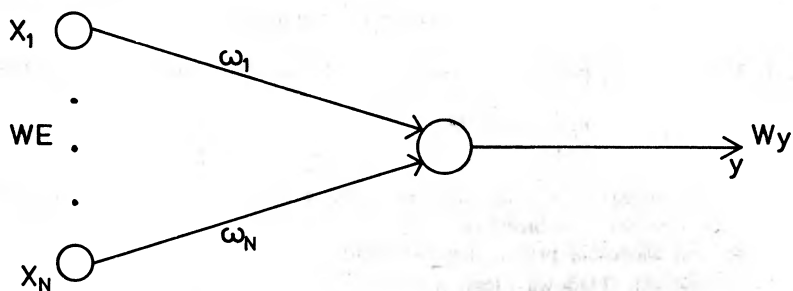
Procedura jest powtarzana aż do osiągnięcia stanu, w którym tylko jeden element sieci MAXNET ma niezerowy (dodatni) sygnał wyjściowy.

5.3. Perceptron jednowarstwowy

Perceptron jest urządzeniem rozpoznającym sygnały wejściowe bez konieczności określania z góry cech, według których następuje klasyfikacja.

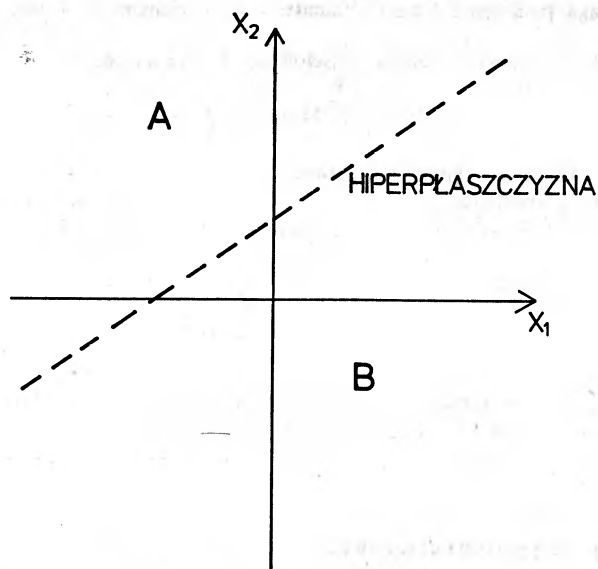
Na rys. 5a pokazany jest prosty, tzw. jednowarstwowy (i jednoelementowy) perceptron, w którym pojedynczy element decyzyjny o nieliniowej charakterystyce typu skokowego (rys. 1b) pozwala na dokonanie podziału sygnałów wejściowych na dwie rozłączne klasy. Po fazie uczenia perceptronu, będzie on klasyfikował każdy z nieznanych sygnałów wejściowych jako należący do jednej z dwóch klas A albo B , reprezentowanych na płaszczyźnie decyzyjnej przez dwa obszary (dwie półpłaszczyzny) rozdzielone hiperpłaszczyzną (w naszym przypadku — prosta, rys. 5c).

a)



$$y = f \left\{ \sum x_i \omega_i - \Theta \right\} = \begin{cases} +1 \text{ dla klasy A} \\ -1 \text{ dla klasy B} \end{cases}$$

b)



Hiperpłaszczyzną rozdzielającą
jest prosta

$$x_2 = \frac{-\omega_1}{\omega_2} x_1 + \frac{\Theta}{\omega_2}$$

Rys. 5. a) Perceptron jednoelementowy; b) Obszar decyzyjny dla przypadku dwuwymiarowego

T a b e l a 6

Algorytm uczenia perceptronu

Krok 1: Jako początkowe wartości wag $\omega_i(0)$, $i = 1, 2, \dots, N$ i progów Θ – przyjmujemy małe losowe wartości.

Krok 2: Na wejście podawany jest nieznanzy sygnał wejściowy $X = [x_1, \dots, x_N]$ wraz z prawidłowym sygnałem wyjściowym $d(t)$.

Krok 3: Obliczenie sygnału wyjściowego

$$y(t) = f \left\{ \sum_{j=1}^N x_j(t) \omega_j(t) - \Theta \right\},$$

$\omega_j(t)$ jest wagą połączenia j -tego elementu warstwy wejściowej z elementem decyzyjnym (w chwili t),

f jest funkcją opisującą skokową (rys. 1b) charakterystykę elementu decyzyjnego.

Krok 4: Dobór wag

$$\omega_i(t+1) = \omega_i(t) + \eta [d(t) - y(t)] x_i(t) \quad i = 1, 2, \dots, N$$

$$d(t) = \begin{cases} +1 & \text{gdy sygnał wejściowy należy do klasy } A \\ -1 & \text{gdy sygnał wejściowy należy do klasy } B \end{cases}$$

$$\eta \in (0; 1)$$

Wagi połączeń oraz wielkość progu mogą być albo ustalone *a priori*, albo dobierane przy użyciu różnych algorytmów. W tab. 6 opisany jest algorytm działania klasycznego modelu Rosenblatta [5]. W chwili początkowej wagi połączeń i próg mają charakter przypadkowy. W procesie uczenia następuje modyfikacja wag (tylko wtedy gdy w kroku 4 błąd jest różny od zera).

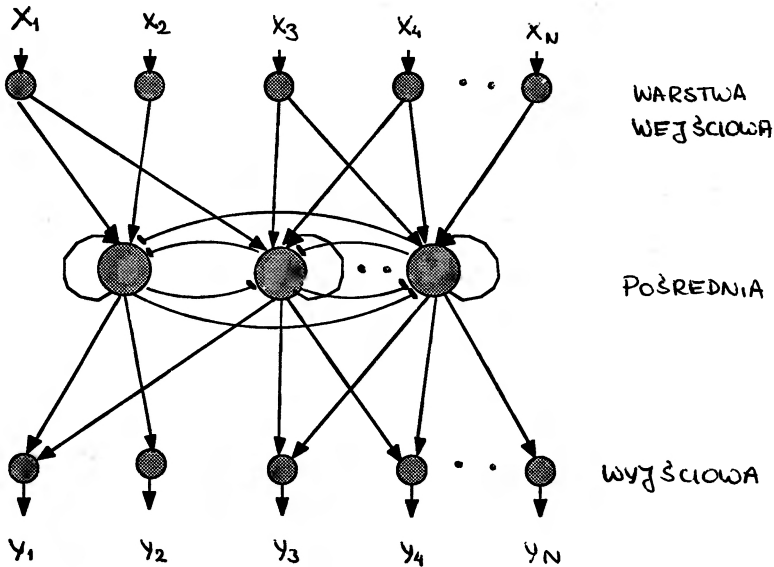
Jeżeli chcemy uzyskać na płaszczyźnie decyzyjnej obszary o bardziej skomplikowanych kształtach (np. jedna z klas jest sumą rozłącznych zbiorów) można zbudować strukturę wielowarstwową. Pomiedzy warstwą elementów wejściowych a warstwą elementów wyjściowych jest wówczas jedna (lub więcej) warstwa elementów ukrytych (hidden units) i zazwyczaj każda z nich ma inną liczbę elementów. Przykładowo, przy pomocy dwuwarstwowego perceptronu można uzyskać, praktycznie dowolny, zbiór wypukły na płaszczyźnie decyzyjnej.

Do niedawna, ze względu na brak efektywnych algorytmów uczenia dla perceptronów wielowarstwowch, były one używane stosunkowo rzadko, chociaż przy rozwiązywaniu wielu konkretnych zagadnień uzyskuje się bardzo dobre wyniki.

Udowodniono, że jeżeli zbiór sygnałów wejściowych można rozdzielić na rozłączne klasy, to ten algorytm uczenia jest zbieżny, gdy natomiast sygnałów wejściowych rozdzielić się nie da i obszary nakładają się hiperpowierzchnia graniczna może oscylować.

5.4. Sieciowa pamięć skojarzeniowa

Omówimy tutaj pokrótce jeszcze jeden model sieciowej pamięci skojarzeniowej, który częściowo wywodzi się z modelu Hamminga [9] i Grossberga [10], ale przy znacznie prostszym i szybszym algorytmie daje znacznie lepsze rezultaty [11, 12].



Rys. 6. Model pamięci skojarzeniowej

Sieć składa się z trzech warstw: wejściowej, pośredniej i wyjściowej (rys. 6). Połączenia pomiędzy elementami warstwy wejściowej i jednym ustalonym elementem warstwy pośredniej zawierają pełną informację o jednym „zapamiętanym” wzorcu. Liczba elementów w warstwie pośredniej jest zatem równa liczbie zapamiętanych wzorców. Wszystkie elementy warstwy pośredniej są ze sobą połączone pętlami sprzężenia zwrotnego zgodnie z zasadą hamowania obocznego² i sieć ta w trybie iteracyjnym realizuje regułę „zwycięzca bierze wszystko”. Natomiast od sposobu połączenia elementów tej warstwy z warstwą wyjściową zależy rodzaj operacji realizowanej przez sieć. Może to być np. klasyfikator sygnałów wejściowych bądź, gdy schemat połączeń jest odtworzeniem połączeń pomiędzy warstwą wejściową a warstwą pośrednią, otrzymujemy układ pamięci skojarzeniowej. Sygnały wejściowe $X^s = [x_1, \dots, x_N]$, $s = 1, 2, \dots, M$ przyjmują wartości zero lub jeden. W tab. 7 opisany jest algorytm uczenia sieci działającej jako pamięć skojarzeniowa.

²Zasada hamowania obocznego polega na tym, że w danej sieci (warstwie), waga w pętli sprzężenia zwrotnego pomiędzy wyjściem a wejściem danego elementu jest dodatnia, natomiast wagi w pętlach sprzężeń zwrotnych pomiędzy wyjściem danego elementu a wejściami pozostałych elementów tej warstwy są ujemne (albo równe zero) – dla każdego elementu tej warstwy.

T a b l i c a 7

Algorytm uczenia pamięci skojarzeniowej

Krok 1: Ustalenie wag połączeń pomiędzy elementami warstwy wejściowej i warstwy pośredniej dla danego wzorca $X^s = [x_1^s, \dots, x_N^s]$

$$\omega_j^s = \begin{cases} 0 & \text{gdy } x_j^s = 0, \quad j = 1, 2, \dots, N \\ 1/b_s & \text{gdy } x_j^s = 1 \quad s = 1, 2, \dots, M \end{cases}$$

ω_j^s jest wagą połączenia j -tego elementu warstwy wejściowej z s -tym elementem warstwy pośredniej,

b_s jest liczbą niezerowych elementów s -tego wzorca.

Procedura ta jest powtarzana dla każdego z M wzorców, przy czym każdy element warstwy pośredniej „zapamiętuje” tylko jeden wzorzec.

Krok 2: Ustalenie wag połączeń w warstwie pośredniej

$$\omega(k, s) = \begin{cases} 1 & \text{gdy } k = s \\ \frac{1 + \text{cor}(k, s)\omega^k}{2(M-1)} & \text{gdy } k \neq s \end{cases}$$

$\omega(k, s)$ jest wagą sprzężenia wyjścia k -tego elementu z wejściem s -tego elementu,

$\text{cor}(k, s)$ jest iloczynem skalarnym k -tego i s -tego wzorca,

$\omega^k = \omega_j^k \neq 0$ jest dodatnią wagą połączenia k -tego elementu warstwy pośredniej z elementami warstwy wejściowej,

M jest liczbą elementów warstwy pośredniej.

Krok 3: Inicjacja procedury dla nieznanego sygnału wejściowego X

$$G(0) = f \{W^2(X W^1)^T\},$$

W^1 jest macierzą ($M \times N$) wag połączeń elementów warstwy wejściowej z elementami warstwy pośredniej $W^1 = [\omega_j^s]$,

W^2 jest macierzą ($M \times M$) wag połączeń pomiędzy elementami warstwy pośredniej $W^2 = [\omega(k, s)]$,

f jest funkcją opisującą progową (rys. 1c) charakterystykę neuronów warstwy pośredniej,

$G(t)$ jest wektorowym sygnałem wyjściowym warstwy pośredniej w chwili t .

Krok 4: Procedura iteracyjna

$$G(t+1) = f \{W^2 G(t)\}$$

Zakończenie działania procedury następuje w chwili, gdy tylko jeden element warstwy pośredniej ma sygnał wyjściowy różny od zera (dodatni).

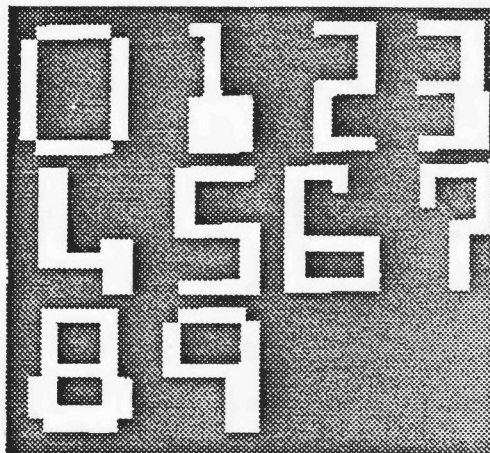
Krok 5: Obliczenie wartości wyjściowych sieci

$$Y = W^3 G,$$

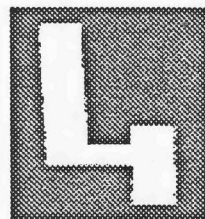
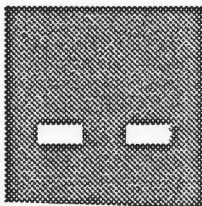
W^3 jest macierzą połączeń elementów warstwy pośredniej z elementami warstwy wyjściowej (dla pamięci skojarzeniowej $W^3 = W^1$).

Sieć pokazana na rys. 6 jest jednowymiarowa, ale w przypadku obrazów dwuwymiarowych można stosować albo sieć dwuwymiarową albo sieć jednowymiarową otrzymaną poprzez przemiatanie po wierszach (kolumnach) tablicy wejściowej.

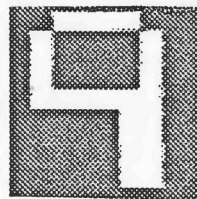
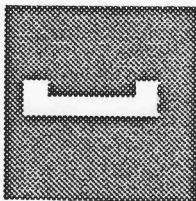
a)



b)



c)



Rys. 7. Wyniki doświadczenia: a) zapamiętane wzorce; b) sygnały wejściowe; c) sygnały wyjściowe

Jeżeli jako sygnał wejściowy podamy np. obraz będący częścią (nawet z przekłamaniami) jednego z zapamiętanych wzorców, na wyjściu otrzymamy wzorec, który był najbardziej podobny do tego wejścia.

Na rys. 7 pokazane są przykłady zastosowania sieci tego typu. W sieci zapamiętano 10 cyfr zbudowanych z matrycy 63 (7×9) punktów (rys. 7a). Na wejście podano fragmenty cyfr 4 i 9 (rys. 7b) i po kilku iteracjach na wyjściu otrzymano kompletne odtworzone obrazy (rys. 7c).

6. Możliwości zastosowania neurokomputerów

Omówione powyżej cechy neurokomputerów i przedstawione przykłady pozwalają na scharakteryzowanie ich możliwości i obszarów potencjalnych zastosowań. Neurokomputery nie uczą się algorytmów, lecz uczą się przez przykłady (training). W przeciwieństwie do konwencjonalnych komputerów są słabymi maszynami matematycznymi i słabo nadają się do typowego przetwarzania algorytmów. Bardzo dobrze natomiast nadają się do rozpoznawania obrazów (nawet obrazów o niepełnej lub zafalszowanej informacji) i mogą mieć zastosowanie np. w diagnostyce medycznej, do odczytywania i analizy EEG czy EKG. Dzięki swej równoległej strukturze i rozłożonej pamięci są urządzeniami bardzo szybkimi i mogą być wykorzystywane do przeszukiwania baz danych. Inne możliwości wykorzystania to systemy eksperckie, tworzenie prognoz pogody, dokonywanie analiz finansowych, a także sterowanie np. ruchem robotów czy manipulatorów [13].

7. Przyszłość neurokomputerów

W chwili obecnej dostępnych jest już na rynku kilkadziesiąt różnorodnych programów symulujących neurokomputery za pomocą typowych mikrokomputerów. Są to głównie programy demonstracyjne albo programy pozwalające na rozwiązywanie stosunkowo prostych problemów. Poza nielicznymi próbami, jest to zazwyczaj symulacja przy wykorzystaniu typowego, konwencjonalnego sprzętu. Z tego względu wymaga to dużych pamięci i dużej szybkości obliczeniowej. To z kolei bardzo ogranicza ich możliwości i użyteczność. Dlatego też zaczyna się stosować specjalne pakiety typu koprocessora, gdzie szybkość przetwarzania może być znacznie większa niż w typowym urządzeniu. W Stanach Zjednoczonych w ostatnich latach pojawiło się wiele firm oferujących takie oprogramowanie albo zestawy sprzętowo programowe. Należą do nich m.in. firmy Hecht-Nielsen Neurocomputer, Synaptics, Neural Tech, Nestor, Revelation Research. Wydaje się, że w ciągu kilku najbliższych lat powinny pojawić się już pierwsze „prawdziwe” neurokomputery zbudowane na innych niż dzisiaj zasadach, wykorzystujące elementy zdolne do przetwarzania równoległego oraz zdolne do dynamicznej zmiany połączeń, czyli urządzenia, które znacznie pełniej pozwolą wykorzystać wielkie możliwości przetwarzania równoległego. Ogromne możliwości pojawiają się na

styku teorii neurokomputerów i ich realizacji wykorzystującej ideę komputerów optycznych [14]. Optyczne przetwarzanie informacji (w samej swej naturze równoległe) może być idealnym rozwiązaniem jako konkretna, techniczna realizacja sieci neuropodobnych. Natomiast szeroko pojęte rozpoznawanie (np. obrazów czy mowy), różnorodne rodzaje pamięci skojarzeniowej, systemy baz danych, systemy diagnostyczne itp., powinny być w najbliższym okresie podstawowym zastosowaniem neurokomputerów.

Literatura

- [1] D.F. Stubbs, *Neurocomputers*, SAIC, Artificial Neural System Division, San Diego CA, 1988.
- [2] W.S. McCulloch, W.H. Pitts, *Bull. Math. Biophys.* **5**, 115 (1943).
- [3] D.O. Hebb, *The Organization of Behavior*, J. Wiley & Sons, New York, 1949.
- [4] B. Widrow, M.E. Hoff, „Adaptive switching Circuits” w: *1960 IRE WESCON Convention Record*, Part 4, 96–104, (1960).
- [5] F. Rosenblatt, *Principles of Neurodynamics*, Spartan Books, Washington D.C., 1962.
- [6] M. Minsky, S. Papert, *Perceptrons: An Introduction to Computational Geometry*, MIT Press, Cambridge Mass., 1969.
- [7] J.J. Hopfield, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **79**, 2554 (1982).
- [8] *Neural Networks* t. 1, No.: 1–4, Pergamon Press, 1988.
- [9] R.P. Lippmann, *IEEE ASSP Magazine*, April 1987, 4 (1987).
- [10] G. Carpenter, S. Grossberg, *Computer Vision Graphic Image Proc.* **37**, 54 (1987).
- [11] B. Macukow, H.H. Arsenault, w: *Proc. IEEE ICNN*, t. 1, 225–230, Dan Diego CA, (1988).
- [12] H.H. Arsenault, B. Macukow, *Optical Eng.* **28**, 506 (1989).
- [13] H.H. Arsenault, B. Macukow, *Proc. SPIE* **960**, 206 (1988).
- [14] zobacz np. E. Abraham, C.T. Seaton, S.D. Smith, *Postępy Fizyki* **35**, 253 (1984).

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Józef Terlecki, Sławomir Bautembach

Katedra i Zakład Fizyki i Biofizyki
Akademia Medyczna
Gdańsk

O miejsce fizyki w nauczaniu medycyny* For a place for physics in medical education

Abstract: The actual state of physics education in medical academies has been presented. Major reasons causing its weak position among other subjects of study have been shown. Consequences of the declining role of basic biophysical education on results of general medical education of physicians have been discussed. It is concluded, that realization of some postulates is essential for better professional training of under-graduates in medical academies.

1. Fizyka w dotychczasowych planach studiów na wydziałach lekarskich

W okresie międzywojennym kształcenie lekarzy odbywało się na wydziałach lekarskich w uniwersytetach, a program kursu fizyki nie różnił się od programów na innych kierunkach przyrodniczych; na ogół zajęcia dydaktyczne (wykłady) odbywały się wspólnie dla kilku wydziałów. Wyjątek stanowił Uniwersytet Poznański, na którym powołana została odrębna katedra fizyki dla wydziału lekarskiego (1921 r.); jak się można zorientować z ówczesnego podręcznika Stanisława Kalandyka, program obejmował podstawowy kurs fizyki z elementami fizyki lekarskiej, takimi jak np. akustyka i optyka fizjologiczna, promieniowanie X.

Po powołaniu w 1950 r., w miejsce uniwersyteckich wydziałów lekarskich, akademii medycznych (w Gdańsku w 1945 r.) w uczelniach tych powstały samodzielne katedry fizyki lekarskiej. Programy nauczania nadal wzorowały się na programach podstawowego kursu fizyki w uniwersytetach i uzupełniono je elementami fizyki lekarskiej. Zajęcia obejmowały początkowo wymiar 210 godzin, później zaś 150 godzin – na pierwszym roku studiów.

W latach 1964–65 fizykę zastąpiono biofizyką, której program nauczania – opracowany przez ośrodek poznański – zatwierdzono w 1968 r. W świetle tego programu określenie „biofizyka” jest w mojej opinii na wyrost; ściśle biorąc, są to elementy fizyki medycznej, którą można traktować jako jeden z działów fizyki stosowanej. Zatem w dalszym ciągu będę używać dla określenia tego przedmiotu zamiennie nazw: fizyka – w znaczeniu szerszym, fizyka medyczna lub biofizyka – umownie.

Na realizację programu omawianego przedmiotu przewidziano wówczas 120 godzin (60 godzin wykładów, 60 godzin ćwiczeń laboratoryjnych) i umieszczono go na drugim roku studiów (w bloku przedmiotów fizjologicznych).

W odróżnieniu od poprzedniego, program ten wyróżniał się dużym stopniem spójności i był niewątpliwie ambitny. Niestety, w wyniku kolejnej reformy studiów w 1972 r. ilość zajęć została zmniejszona o dalsze 30 godzin, a przedmiot został przeniesiony na pierwszy rok. Przekreślone zostały tym samym założenia, na których został oparty omawiany program. Powstała sytuacja zmusiła

*Referat plenarny, wygłoszony na Międzynarodowej Konferencji nt. Kształcenia w Dziedzinie Fizyki Medycznej i Biofizyki, Poznań 20–22 września 1989 r.

wykładowców do znacznego okrojenia programu, co zostało w pewnym zakresie uzgodnione na konferencji kierowników katedr w Łodzi w 1974 r.; prawdopodobnie obecnie w poszczególnych akademiach medycznych wybór zakresu treści tego przedmiotu jest zróżnicowany.

W ostatnich latach są podejmowane próby dalszego ograniczania nauczania fizyki w uczelniach medycznych. Taką próbą była również reforma planów studiów na wszystkich wydziałach akademii medycznych (a.m.) w 1986 r. Tym razem, prawdopodobnie dzięki stanowisku zajętemu przez przedstawicieli uczelni, w których działalność katedr fizyki znajduje większe uznanie, ograniczono się jedynie do poważniejszej redukcji liczby godzin na wydziałach farmaceutycznych. Natomiast w odniesieniu do wydziałów lekarskich i oddziałów stomatologicznych nie doszło do zamierzonego zmniejszenia liczby godzin, a nawet dokonano w niektórych przypadkach pozytywnej korekty warunków realizacji programów nauczania. Za taką pozytywną zmianę należy uznać np. przeniesienie biofizyki w Akademii Medycznej w Gdańsku na drugi rok studiów.

Aktualną liczbę godzin (do r. ak. 1989/90), przeznaczoną w planie studiów na fizykę na poszczególnych wydziałach w akademiach medycznych zestawiliśmy w tab. 1. Dla porównania podajemy w tab. 2 siatkę godzin fizyki na wydziałach medycznych w innych krajach. Sądzymy, że porównanie to nie wymaga komentarza.

T a b e l a 1. Liczba godzin fizyki w akademiach medycznych w Polsce

Wydział	Liczba godzin		
	wykłady	ćwiczenia laborat.	razem
Lekarski	30	60	90
Stomatologiczny	15	45	60
Farmaceutyczny	—	45	45

T a b e l a 2. Liczba godzin fizyki na wydziałach medycznych w wybranych krajach

Kraj	Liczba godzin
ZSRR	218
Bułgaria	196
NRD	196
Francja	ok. 200
W. Brytania	ok. 200

Stan obecny przedmiotu „biofizyka” nadal nie jest stabilny. Jak wiadomo, projektuje się generalne zmniejszenie obciążenia studentów (o ok. 30%) na studiach medycznych. Według zaleceń odgórnych liczba godzin zajęć z fizyki miałaby również ulec zmniejszeniu w większości uczelni o ok. 30%. Zaplanowana reforma miała być wdrożona już w najbliższym roku akademickim (1989/90) i na wszystkich latach studiów równocześnie. W ostatniej chwili realizacja tych projektów została w niektórych uczelniach zawieszona, w innych zmniejszono liczbę godzin przeznaczonych na fizykę medyczną nawet do połowy (45 godzin).

2. Źródła słabości pozycji fizyki w akademiach medycznych

Wśród wielorakich przyczyn, których skutkiem jest niedocenywanie znaczenia nauk podstawowych, w szczególności fizyki, dla postępu nauk medycznych (w tym i klinicznych) wymienić należy na pierwszym miejscu ogólną słabość nauk medycznych w naszym kraju. Konsekwencją tego stanu jest nikielne zapotrzebowanie na efekty działalności dydaktycznej i naukowej nauk podstawowych i szereg dalszych, niekorzystnych skutków; to małe zainteresowanie pracowników naukowych – klinicystów stwierdzamy w Gdańsku m. in. na przykładzie skromnego ich udziału w corocznych sympozjach „Fizyka i elektronika w medycynie” i w odczytach o tematyce ściśle fizyko-medycznej (tomografia, leczenie nowotworów, hipertermid), nawet jeśli prelegentami są specjaliści zagraniczni. Niejednokrotnie frekwencja lekarzy na tego rodzaju odczytach bywała żenująco mała, jeśli się zważy znaczenie tematu odczytu.

Podobnie ma się rzecz z nowymi opracowaniami z dziedziny techniki medycznej, które z dużym trudem przebijają się przez bariery rutyny lekarskiej.

W szerszej skali współpraca katedr fizyki i klinik ogranicza się do prac o charakterze przyczynkowym w zakresie aparaturowo-technicznym. Do wyjątków należą zespoły, w skład których wchodzi fizycy i lekarze, wykonujące poważniejsze badania podstawowe.

Faktem, którego nie należy ukrywać, jest ciągle jeszcze słaby potencjał kadrowy większości katedr fizyki a.m.; jakkolwiek według zestawień statystycznych liczba zatrudnionych obecnie w a.m. pracowników nauki oraz pracowników ze stopniem doktora jest już pokaźna, nie można jeszcze mówić o powstaniu w szerszej skali ośrodków naukowych. Są niestety jeszcze i takie uczelnie medyczne, w których katedry fizyki nie wykazują większej aktywności naukowej czy szkoleniowej, co nie zakłóca dobrego samopoczucia władzom tych uczelni. W uczelniach tych fizycy nie mają praktycznie nic do zaproponowania katedrom i klinikom, chociaż jest dla mnie oczywiste, że nie ma dyscypliny medycznej, w której współpraca z należycie przygotowanym fizykiem nie byłaby owocna.

Żadna (bez wyjątku) z katedr fizyki nie dysponuje dostatecznie wyposażonym warsztatem pracy, co uniemożliwia efektywną realizację zarówno zadań badawczych, jak i dydaktycznych. Dopelniają ten zły stan rzeczy słabe kontakty z nauką światową (trudności w dostępie do informacji naukowej, ograniczone możliwości wyjazdów na staże zagraniczne), przeciążenie zadaniami dydaktycznymi, niskie uposażenia. Niedostatki te, odczuwalne obecnie powszechnie, dotyczą od wielu lat ze szczególnym nasileniem placówki fizyki w a.m. Nie można się zatem dziwić przypadkom porzucania przez jednostki zdolne, ambitne i przedsiębiorcze zatrudnienia w tych katedrach i brakowi przepływu ludzi zdolnych z uniwersytetów do akademii medycznych. Akcentując problem działalności naukowej, pragnę podkreślić prawdę oczywistą o ścisłym związku między tą działalnością i poziomem nauczania oraz pozycją fizyki w a.m.

Skutkiem ogólnej słabości katedr biofizyki (fizyki medycznej) w większości a.m. jest brak zainteresowania ze strony klinik tą dyscypliną; do wyjątków należą katedry rozwijające szerszą współpracę z klinikami, inicjujące postęp w naukach medycznych. Na domiar złego niektórzy przedstawiciele dyscyplin ściśle medycznych, mając zakodowany w pamięci obraz katedr fizyki i ich działalności dydaktycznej z lat 50-tych, działając dzisiaj w Radzie Głównej Szkolnictwa Medycznego, w komisjach programowych, senatach, nie wyrażają poparcia dla postulatów zgłaszanych do tych gremiów przez środowiska fizyków medycznych.

W podsumowaniu powyższych uwag można stwierdzić, że koło się zamyka; niski poziom nauk medycznych ogranicza zapotrzebowanie na „usługi” ze strony fizyki i hamuje jej rozwój w a.m., a słabość tej ostatniej nie sprzyja postępowi tych nauk.

3. Cele i zadania nauczania fizyki w a.m.

3.1. Cele ogólne

Jest sprawą oczywistą, że nauczanie fizyki w uczelniach medycznych musi być dostosowane do założonego modelu absolwenta. Można przyjąć w naszych warunkach, że studia lekarskie winny przygotowywać z jednej strony do jak najlepszego wykonywania zawodu lekarza – praktyka, z drugiej

— do pracy twórczej w wybranej dyscyplinie medycznej, przy czym zdobyta wiedza i umiejętności muszą być wystarczające dla dalszego, ustawicznego samokształcenia. Realizacja tych zasad w szerokiej skali nie jest łatwa i wydaje się celowe rozważenie wprowadzenia (wzorem niektórych uniwersytetów zagranicznych) na wydziałach lekarskich dwóch kierunków: zawodowego i naukowego, a nawet włączenia a.m. do uniwersytetów.

Wychodząc z powyższych założeń i obecnego stanu medycyny na świecie, cele nauczania fizyki można sformułować bardziej szczegółowo, następująco:

- a) przyswojenie wybranych wiadomości (pojęć, praw, zjawisk fizycznych) umożliwiających zrozumienie procesów zachodzących w układach żywych na różnych poziomach ich organizacji;
- b) zapoznanie z mechanizmami oddziaływania czynników fizycznych na organizm ludzki — ich działanie patologiczne i zasady ochrony;
- c) opanowanie podstawowych metod badania struktury i funkcji układów biologicznych;
- d) zaznajomienie z podstawami fizycznymi nowoczesnych metod i aparatury biomedycznej — diagnostycznej;
- e) rozwijanie umiejętności samodzielnego rozwiązywania problemów o charakterze poznawczym i praktycznym, wdrażanie myślenia abstrakcyjnego.

3.2. Zadania szczegółowe

Ocena realizowanego obecnie programu i procesu nauczania biofizyki na wydziałach lekarskich a.m. jest, niestety, negatywna. Takie opinie są wygłaszane zarówno przez studentów, jak i klinicystów. Na przykład, w materiale przygotowywanym przez Samorząd Studentów AMG na konferencję dydaktyczną w maju 1989 r. postulowano m.in. znaczne ograniczenie biofizyki w obecnym kształcie na rzecz szerszej prezentacji nowoczesnej aparatury medycznej, fizycznych podstaw medycyny nuklearnej i tematyki ekologicznej. Proponuje się również przesunięcie części zajęć na 4-ty lub 5-ty rok studiów. Należy również przyznać, że w kilku ośrodkach zdarzają się głosy skrajne, domagające się całkowitej likwidacji przedmiotu.

Jest dla nas oczywiste, że w nauczaniu przedmiotu pomocniczego (jakim jest niewątpliwie fizyka) treść programu musi spełniać w pierwszej kolejności wymagania bezpośredniej przydatności w procesie przygotowania studenta do pracy zawodowej.

Dlatego też przytoczone wyżej postulaty konstruktywne zostały w znacznym stopniu już uwzględnione w opracowanym przez Zespół Redakcyjny (A. Pilawski, F. Jaroszyk, J. Terlecki) konspekcie nowego podręcznika *Biofizyka medyczna* i w zaproponowanym przez nas projekcie ramowego programu tego przedmiotu.

Projekt ten przewiduje m.in. zmianę nazwy przedmiotu na „biofizykę medyczną” obejmującą praktycznie 3 części: a) elementy biofizyki (podstawy biofizyki molekularnej, biofizykę komórek i tkanek; b) biofizykę medyczną (termografia, mikroskopia elektronowa, współczesna elektroniczna aparatura biomedyczna, fizyczne metody obrazowania tkanek i narządów, podstawy fizyczne medycyny nuklearnej i technika pomiarów promieniowania jonizującego); c) biofizykę ekologiczną (wpływ czynników fizycznych na organizm ludzki: hałas, wibracje, działanie pól elektromagnetycznych niskiej i wysokiej częstotliwości, działanie biologiczne promieniowania jonizującego, działanie aerojonów — zasady ochrony przed działaniem poszczególnych czynników).

Dla stworzenia ścisłych związków międzyprzedmiotowych należałoby rozłożyć nauczanie tego przedmiotu w planie studiów na 2 etapy: elementy biofizyki i ćwiczenia laboratoryjne w bloku przedmiotów fizjologiczno-biochemicznych (na 2-gim roku), i dalsze dwie części w bloku przedmiotów klinicznych (na roku 4-tym).

Jest sprawą oczywistą, że wobec szybkiego postępu w różnych dyscyplinach medycznych i w technice, dobór treści nauczania winien być starannie przeprowadzony i systematycznie korygowany. Stawia to wysokie wymagania przed nauczycielami tego przedmiotu.

Przedstawiona propozycja ramowego programu biofizyki medycznej „grzeszy” niestety brakiem spójności. Jednak w obecnej sytuacji — przy obowiązującej siatce godzin oraz stosunku do dotychczasowego programu — rozsądna jest jedynie koncepcja programu stanowiącego wybór tematów traktowanego przez środowiska medyczne jako priorytetowe.

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

25 Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej

Od 20 lutego do 4 marca 1989 r. w Karpaczu (już po raz 25-ty) odbyła się Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej, zorganizowana przez Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego. Szkoła była poświęcona przede wszystkim teorii strun i superstrun, a więc tematyce będącej od kilku lat w centrum zainteresowania fizyków zajmujących się teorią oddziaływań fundamentalnych.

Wielkie zainteresowanie teoriami strun i superstrun wiąże się z ich kilkoma bardzo ciekawymi własnościami. Otóż, po pierwsze okazało się, że teorie te jako teorie kwantowe obiektów rozciągniętych po prostu istnieją, tj. są wolne od wewnętrznych sprzeczności. Po drugie, prowadzą w sposób niejako automatyczny do unifikacji innych oddziaływań z grawitacją (zrozumienie tego faktu jest ciągle jeszcze niepełne). Po trzecie wreszcie, są to teorie o bardzo bogatej strukturze wewnętrznej i mogą prowadzić do różnych przewidywań tego, jak powinna być przez nas postrzegana fizyka cząstek elementarnych, przy obecnie dostępnych możliwościach eksperymentalnych. Ten ostatni aspekt teorii strun może być traktowany jako jej wada, bo teoria, która jest w stanie wyjaśnić wszystko, w istocie wyjaśnia niewiele. Z innych ciekawych własności strun może warto przypomnieć to, że teoria struny zamkniętej przewiduje tylko jeden (o prostej interpretacji geometrycznej) rodzaj oddziaływania, w przeciwieństwie do wielu typów oddziaływań badanych w teorii cząstek elementarnych.

Mimo że kilku zapowiadzianych wykładowców w ostatniej chwili odwołało swój przyjazd, Szkoła zgromadziła grupę bardzo dobrych fizyków i była wydarzeniem naukowym wysokiej rangi. Program wykładów i seminariów był bardzo napięty, obejmując aż 77 godzin zajęć. Spośród 40 mówców wymienię tylko sześciu najbardziej znaczących.

M. Kaku z Nowego Jorku w efektywnym cyklu wykładów, oprócz ogólnego przeglądu sytuacji w teorii strun, przedstawił najnowsze wyniki w teorii pola struny. K. Gawędzki z Bures-sur-Yvette mówił o teorii Wessa-Zumino-Wittena, S. Carlip z Princeton i A. Morozow z Moskwy o matematycznych technikach powierzchni Riemanna w kontekście teorii struny, A. Zamołodczikow z Moskwy o konforemnych teoriach pola, a J. Gates z Maryland o uzwarczeniu struny i supersymetrii na powierzchni świata struny.

Nowym elementem w historii Szkół Zimowych w Karpaczu była prowadzona przez I. Białynickiego-Birulę dyskusja przy okrągłym stole. M. Kaku, J. Gates, A. Jevicki z Providence, S. Carlip, A. Zamołodczikow i A. Pierelomow z Moskwy przedstawiali swoje osobiste poglądy i nadzieje (lub brak takowych) na temat roli, jaką w fizyce teoretycznej odegra teoria strun.

Sprawozdanie ze Szkoły, której dyrektorem był doc. Z. Haba, a wspomagali go dr J. Sobczyk, dr hab. Z. Popowicz i dr Z. Jaskólski, chciałbym zakończyć fragmentem umieszczonego w kronice Szkoły przez J. Gataśa posłania do przyszłych uczestników spotkań w Karpaczu: „Wielu fizyków wyznaje ptolemejski punkt widzenia, że nasz Wszechświat pojawił się jako jedyna próżnia w prawdziwej teorii pola struny. Ja wyznaję punkt widzenia kopernikański: nasz Wszechświat powinien być tylko jednym z wielu możliwych rozwiązań! Jest jeszcze grupa zwolenników teorii Kaluzy-Kleina. (...) Wreszcie tylko bardzo nieliczni z nas uświadamiają sobie, że musi istnieć nie-wielomianowe sformułowanie wszystkich teorii superstrun. (...) Moją najgłębszą nadzieją i pragnieniem jest to, żeby w czasie, kiedy będziecie czytać te słowa, moje pokolenie uwolniło się od zamętu, w którym tkwi, aby przekazać waszemu pokoleniu przejrzysty obraz teorii pola struny”.

Materiały 25 Zimowej Szkoły Fizyki Teoretycznej ukazały się w wydawnictwie Birkhauser Verlag z Bazylei.

Jan Sobczyk

Instytut Fizyki Teoretycznej UWr.
Wrocław

W dniach 27–30 czerwca 1989 odbyło się w Poznaniu międzynarodowe symposium: „Fotobiologia i Biotechnologia”. Organizatorem była Politechnika Poznańska (Instytut Fizyki i Instytut Inżynierii Środowiska) przy udziale Instytutu Towaroznawstwa Akademii Ekonomicznej w Poznaniu oraz przy finansowym wsparciu funduszami problemów centralnych MEN RP.13 (Badania biologiczne ważnych molekuł), RP.II.11 (Makromolekuły w modelowych membranach), CPB.05.02 (Fizjologiczne podstawy produkcji roślinnej), a także Wojewódzkiego Urzędu Ochrony Środowiska. Patronatu udzieliły: Polskie Towarzystwo Biofizyczne i Polska Grupa Fotobiologiczna.

Celem symposium było przemyslenie w gronie specjalistów perspektyw zastosowania metod fotobiologicznych i fotobiofizycznych w burzliwie obecnie rozwijającej się biotechnologii.

W biotechnologii wykorzystujemy żywe organizmy do wytwarzania lub przetwarzania użytecznych dla nas produktów. Wykorzystujemy też elementy tych organizmów lub układy odtwarzające w sposób modelowy procesy zachodzące w organizmach. Tematyka symposium ograniczała się do tych działań biotechnologii, w których istotną rolę odgrywa światło.

W obradach wzięło udział ok. 150 osób, w tym połowa z zagranicy (z Chin, Czechosłowacji, Grecji, Hiszpanii, Holandii, Izraela, Japonii, Kanady, Nowej Gwincei, NRD, RFN, Szwecji, USA, Węgier, Wielkiej Brytanii i ZSRR). Zaproszeni wykładowcy przedstawiali aktualny stan badań poszczególnych zagadnień w referatach zgrupowanych w pięciu sesjach. Na podobne grupy tematyczne były podzielone doniesienia plakatowe, przedstawiane przez pozostałych uczestników. Wszystkie referaty odbywały się kolejno (nie było sesji równoległych), chodziło bowiem o wymianę informacji pomiędzy specjalistami z różnych dziedzin.

Pierwsza sesja była poświęcona zamianie energii słonecznej na inne użyteczne formy energii. Naturalnym procesem, w którym produkowana jest biomasa kosztem energii słonecznej, wody i dwutlenku węgla jest proces fotosyntezy zachodzący w roślinach, glonach i niektórych typach bakterii. Przez odpowiedni dobór organizmu i warunków hodowli można zmusić organizmy do bardzo intensywnej produkcji związków chemicznych użytecznych np. w lecznictwie. W referacie M. Avrona (Izrael) w sposób niezwykle konsekwentny przedstawiony był pełny cykl produkcji karotenoidów — od podstaw naukowych procesu, poprzez hodowlę prowadzoną na skalę techniczną aż do uzyskania lekarstwa, będącego już obecnie w handlu. H. T. Tien (USA) przedstawił opracowany w jego laboratorium układ, w którym z wody morskiej, przy wykorzystaniu energii słonecznej, produkuje się wodór, niezatrujące środowiska paliwo przyszłości. Referat R. M. Leblanca (Kanada), wygłoszony przez jego współpracownika S. Hotchandaniego, poświęcony był zamianie energii świetlnej na elektryczną za pomocą układów zawierających uporządkowane sztucznie warstwy barwników występujących w roślinach. Pomimo dużej liczby prac temu poświęconych, wyprodukowanie ekonomicznie korzystnych takich konwerterów nie zostało dotychczas osiągnięte, toteż doświadczenia ustalające możliwości uzyskania bardziej trwałych i wydajnych układów są bardzo cenne. Nie jestem w stanie streścić wszystkich referatów tej sesji, ale na ich podstawie mogę stwierdzić, że przyroda dostarcza technice nie tylko modelu efektywnej konwersji energii słonecznej na inne rodzaje energii, ale również, że można wykorzystać na skalę techniczną elementy organizmów lub nawet całe organizmy.

Bardzo obszerna sesja poświęcona była fotoreceptorom — barwnikom odpowiedzialnym za absorpcję energii świetlnej na potrzeby różnych reakcji zachodzących w organizmach. (W tej sesji znalazła się większość referatów i doniesień polskich uczestników symposium). Zaabsorbowane przez odpowiednie receptory biologiczne światło reguluje cały szereg procesów, takich jak biosynteza różnych kompleksów, nadanie kształtu organizmowi, przemieszczenia całego organizmu lub jego części w stosunku do wiązki światła. Różne reakcje są związane z różnymi fotoczujnikami biologicznymi. Niezwykle czułym fotosensorem jest fitochrom występujący w roślinach, absorbujący światło czerwone, które daje początek ok. stu różnym procesom istotnym dla rozwoju organizmu. Temu właśnie fotoczujnikowi i drugiemu, nowo odkrytemu w prymitywnych jednokomórkowych organizmach — stentorinie, poświęcony był referat Pill-Soon Songa (USA). W czasie tej sesji omawiano rolę różnorodnych układów biologicznych (barwniki, enzymy, lipidy). Ich funkcje i mechanizmy działania ustalone zostały przy użyciu nowoczesnych metod pomiarowych i rachunkowych.

Przedmiotem następnej sesji był niezwykle aktualny problem ochrony środowiska naturalnego. Omawiano wpływ różnych szkodliwych czynników chemicznych i fizycznych (zmiana temperatury, składu widmowego światła) na organizmy żywe, metody badania zatrucia środowiska i metody osłabiania szkodliwości. Ciekawa była zaproponowana przez L. Bjoerna (Szwecja) metoda śledzenia kondycji roślin przez pomiar bardzo słabego ich świecenia (luminescencji).

Następny obszar zainteresowań symposiumu to metody spektralne w fotobiologii, a w szczególności metody pomiarów szybkich i bardzo szybkich procesów. I. Yamazaki (Japonia) zapoznał uczestników ze specjalnym typem bardzo szybko reagującego odbiornika światła — fopowielacza z fotokatodą mikrokanałową, produkowanym już wg jego projektu przez firmę Hamamatsu. Natomiast S. Braslavsky (RFN) mówiła o opracowanych w jej laboratorium metodach bardzo szybkich pomiarów własności cieplnych ciał, a J. R. Lakowicz (USA) — o różnych typach pomiarów czasu emisji światła.

Ostatnia sesja była poświęcona nowym kierunkom i perspektywom zastosowań fotobiologii w biotechnologii. Zainteresowanie wzbudził referat D. O. Halla (wygłoszony przez P. Williamsa — obaj z Londynu) dotyczący produkcji paliw i związków chemicznych przez unieruchomione w specjalnych kolumnach bakterie fotosyntetyzujące.

Możliwości dalszych zastosowań fotobiologii w biotechnologii dyskutowano podczas zamykającego symposiumu spotkania okrągłego stołu. Podsumował te dyskusje prof. Avron zwracając uwagę, że potencjalne zastosowania są obiecujące, ale można je podzielić na dwie grupy. Do pierwszej należą te, które już teraz są lub też mogą i powinny być szeroko stosowane — są to przede wszystkim zastosowania medyczne w diagnostyce i terapii chorób nowotworowych i skórnych. Druga grupa to prace dotyczące produkcji paliw (przede wszystkim wodoru) i produkcji energii elektrycznej przy użyciu układów wzorowanych na układach biologicznych i zawierających ich elementy. Ta grupa będzie rokować nadzieje na zastosowania wtedy, gdy metody okażą się ekonomicznie korzystne. Dotychczasowe metody produkcji energii elektrycznej bezlitośnie zatruwają środowisko, a więc poszukiwania nowych sposobów muszą być energicznie kontynuowane. Prace dotyczące ochrony środowiska powinny być prowadzone przez grupy uczonych z różnych krajów.

Program symposiumu był bardzo bogaty. Uczestnicy pracowali od rana do późnego popołudnia. Mimo to chcieliśmy, by nasi goście zapoznali się również z naszym miastem, z Wielkopolską i z polską kulturą. Toteż część mniej formalnych dyskusji była prowadzona podczas wycieczek (zwiedzaliśmy Poznań, Lednogórę i Gniezno). Uczestnicy byli przyjęci przez prezydenta miasta Poznania. W czasie tej wizyty, w pięknej sali, w której kiedyś koncertował Chopin, wysłuchali utworów muzyki polskiej. Dzięki życzliwości Akademii Rolniczej w Poznaniu i pracowników Nadleśnictwa Zielonka odbyło się spotkanie przy pięknym ognisku na wyspie w lesie, gdzie poza atrakcjami kulinarnymi (pieczone w ognisku kiełbaski) podziwialiśmy występy regionalnego zespołu ludowego z Szamotuł.

Materiały symposiumu *Photobiology and Biotechnology* ukazały się w 1989 r. nakładem Politechniki Poznańskiej.

Pragnę serdecznie podziękować moim kolegom z Pracowni Fizyki Molekularnej i Pracowni Ciekłych Kryształów za współpracę w zorganizowaniu symposiumu. Tylko dzięki ich bardzo intensywnej pracy, a także pomocy Kolegów z innych uczelni Poznania symposium było udane.

Danuta Frąckowiak

Instytut Fizyki PP
Poznań

Europejska Konferencja: „Materiały Magnetyczne i Zastosowania” (EMMA 89)

W dniach 6—9 września 1989 r. odbyła się w Rimini (Włochy) trzecia Europejska Konferencja „European Magnetic Materials and Applications Conference” (EMMA). Konferencje typu EMMA powstały z inspiracji Sekcji Magnetycznej Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, która kilka lat temu wysunęła koncepcję łączenia małych, lokalnych konferencji magnetycznych w jedną większą, w celu

integracji środowiska europejskiego, znacznie słabiej zintegrowanego niż np. środowisko naukowe USA. Konferencje EMMA powinny więc grać w Europie rolę podobną do Konferencji MMM (Magnetism and Magnetic Materials) organizowanych w USA. Profil Konferencji EMMA nie został jeszcze ostatecznie ustalony. Według zamysłu Międzynarodowego Komitetu Doradczego, odpowiedzialnego za program Konferencji, powinny one gromadzić nie tylko fizyków zajmujących się badaniami podstawowymi, ale również pracowników zaplecza naukowego przemysłu i inżynierów zajmujących się zastosowaniami. Jest już tradycją, że w czasie Konferencji znane zachodnioeuropejskie firmy wystawiają sprzęt pomiarowy i produkowane nowoczesne materiały magnetyczne.

Z Konferencją EMMA w Rimini połączona została Konferencja MRM 89 (Magnetic Recording Media), która odbyła się w tym samym miejscu w dniach 4–6 września. Obie Konferencje zostały tak zaplanowane by mieć jeden dzień wspólny.

Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego Konferencji EMMA 89 był L. Pareti. W Konferencji wzięło udział ponad 350 osób z 27 krajów (w tym 30 z Polski). Przyjęto do druku w materiałach Konferencji (publikowanych w *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*) 245 prac (najwięcej z Polski – 42, Francji – 27, Włoch – 26 i Wielkiej Brytanii – 25). Większość referatów poświęconych było badaniom materiałów magnetycznie twardych oraz badaniom cienkich warstw, powierzchni i supersieci. Stosunkowo dużo prac dotyczyło materiałów amorficznych, magnetyków molekularnych oraz materiałów do zapisu magnetycznego. Problematyka zapisu magnetycznego należy od kilku lat do najważniejszych i najszybciej się rozwijających (szczególnie w USA i Japonii) dziedzin fizyki materiałów magnetycznych. Wspomniany już jeden wspólny dzień dla Konferencji MRM i EMMA poświęcono właśnie tej tematyce. Z sześciu zamówionych referatów, przedstawionych tego dnia, najciekawsza informacja zawarta była w referatach M. H. Krydera i P. Hansena dotyczących perspektywy wykorzystania metod magnetoptycznych do zapisu informacji. Już obecnie znajdują się w sprzedaży dyski magnetoptyczne o pojemności 400–600 MB i czasie dostępu 45–200 ms. Parametry te zostaną, jak się przewiduje, poprawione w najbliższym czasie co najmniej o jeden rząd wielkości. Warto w tym miejscu powiedzieć, że coraz mniej mówi się o pamięciach wykorzystujących linie Blocha, z którymi jeszcze niedawno wiązano duże nadzieje.

O znaczeniu, jakie kraje Zachodniej Europy przywiązują do europejskich konferencji typu EMMA najlepiej świadczy fakt powierzenia referatu plenarnego w Rimini drowi I. V. Mitchelowi z Komisji Wspólnoty Europejskiej ds. Nauki i Postępu Technicznego. W referacie pt. „Pomoc Wspólnoty dla rozwoju materiałów magnetycznych – przeszłość, teraźniejszość i przyszłość” przedstawił on zasady finansowania wspólnych przedsięwzięć, dotyczących zarówno badań podstawowych jak i zastosowań (w tym również wdrożeń przemysłowych). Referat ten był niezwykle pouczający, szczególnie dla tych, którzy zetknęli się z planowaniem i realizacją podobnych przedsięwzięć w naszej części Europy. Dobrym przykładem efektywności współpracy może być znany projekt CEAM (Concerted European Action on Magnets), celem którego było opanowanie technologii wytwarzania magneśców typu Nd-Fe-B. Projekt ten był finansowany przez Wspólnotę Europejską i skupił 58 grup badawczych z 10-ciu krajów.

Inny referat o charakterze ogólnym dotyczył kierunków rozwoju badań magnetyzmu (A. R. Miedema „Trends in magnetic materials”). Prof. Miedema zwrócił uwagę, że zarówno w magnetyzmie jak i w innych działach fizyki ciała stałego obserwuje się przejście od badań układów trójwymiarowych do badań układów dwu- i jedno wymiarowych. Wzrasta zainteresowanie, zarówno teoretyków jak i eksperymentatorów, układami złożonymi, wieloskładnikowymi. Inny ważny kierunek badań to układy metatrwałe (np. stopy amorficzne) i sztuczne (np. supersieci). Wykorzystanie superkomputerów pozwoli prawdopodobnie na podjęcie prób opisu teoretycznego układów wieloskładnikowych i metatrwałych. Piękny przykład możliwości superkomputerów dał A. J. Freeman w referacie „Magnetyzm powierzchni, międzypowierzchni i układów wielowarstwowych”. Okazuje się, że za pomocą nowoczesnych maszyn cyfrowych można z pierwszych zasad obliczyć nie tylko stany elektronowe jedno-atomowej warstwy Fe (lub Co) osadzonej na Cu, ale również oszacować energię anizotropii magnetokrystalicznej układu.

Ogromne zainteresowanie wywołał referat H. R. Hilzingera „Najnowsze osiągnięcia w zakresie szybko zestalanych materiałów magnetycznie miękkich” poświęcony przede wszystkim wynikiom badań prowadzonych w Vacuumschmelze (Hanau) nad nową grupą materiałów magnetycznych: materiałami nanokrystalicznymi. Materiały te leżą, ze strukturalnego punktu widzenia, na granicy między materiałami

amorficznymi i polikrystalicznymi. Właściwości strukturalne materiałów nanokrystalicznych w istotny sposób wpływają na właściwości magnetyczne, takie jak koercja, anizotropia magnetyczna czy magnetostrykcja.

Z bardzo wielu referatów plakatowych warto zwrócić uwagę na pracę, którą przedstawił K. Turek, pt. „Włókna magnetyczne”. Referat dotyczył nowego materiału kompozytowego, wytworzonego w Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie. Materiałem tym jest włókno magnetyczne zawierające proszki materiałów magnetycznie twardych lub miękkich. Wydaje się, że materiały te mogą znaleźć interesujące zastosowania praktyczne.

Na posiedzeniu Międzynarodowego Komitetu Doradczego ustalono, że następna konferencja EMMA odbędzie się w październiku 1991 r. i prawdopodobnie będzie stowarzyszona z konferencją na temat materiałów magnetycznie miękkich.

Henryk Szymczak

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

R E C E N Z J E

I. W. Sawieliew: **Kurs Fizyki**, t. 2, **Elektryczność i magnetyzm, Fale, Optyka**, z języka rosyjskiego tłumaczył Jan Kalinowski, PWN, Warszawa 1989, str. 592, Wyd. I, nakład 5000, cena 1200,-

Recenzowana książka jest drugim tomem trzypięciotomowego podręcznika fizyki, przeznaczonego dla studentów wyższych szkół technicznych o rozszerzonym programie fizyki. Wydanie polskie jest oparte na drugim wydaniu oryginalnego opracowania w języku rosyjskim z 1982 r. i, po opuszczeniu pewnych partii materiału, może być wykorzystane w politechnikach o skróconym wariantcie programu, a więc również dla studentów studiów dla pracujących. Pomimo tradycyjnego układu treści, książka jest częścią nowoczesnego kursu fizyki ogólnej łączącą wykład tradycyjny z zakresu elektryczności i magnetyzmu, fal oraz optyki, z nowoczesnym opisem zjawisk charakterystycznych dla tych działów fizyki. Jej zaletą jest zwięzłość, odpowiednio dobrany materiał, ciekawe ujęcia niektórych zagadnień wzbogacone ilustracjami dobrze dobranych przykładów, a przede wszystkim wysoki poziom dydaktyczny. Przystudiowanie choć w części takiego podręcznika gwarantuje dobre opanowanie materiału. W „Uwagach metodycznych” poprzedzających zasadniczą treść książki wymieniony jest orientacyjny wykaz paragrafów, które można opuścić w przypadku braku czasu na przystudiowanie całości materiału. Oczywiście są to niezobowiązujące zalecenia, zgodne z poglądami Autora.

Materiał recenzowanego drugiego tomu *Kursu Fizyki* (zawarty w 21 rozdziałach i w uzupełnieniach na końcu książki) przedstawiono używając wielkości elektrycznych i magnetycznych w układzie SI i jednostek Gaussa, podstawowych wzorów elektromagnetyzmu w układzie SI i w układzie Gaussa, oraz omówiono potencjał wektorowy.

Pierwsza część książki obejmuje zagadnienia elektryczności i magnetyzmu, w szczególności pole elektryczne w próżni i w dielektrykach, energię pola, przewodniki w polu elektrycznym i prąd stały, pole magnetyczne w próżni i w materii, indukcję elektromagnetyczną, równania Maxwella, ruch cząstek naładowanych w polach elektrycznych i magnetycznych, elementy klasycznej teorii przewodnictwa elektrycznego metali, prąd elektryczny w gazach i drgania elektryczne. Rozważania są prowadzone w międzynarodowym układzie jednostek (SI) przy jednoczesnym formułowaniu zagadnień w układzie Gaussa, który jest jeszcze szeroko stosowany w literaturze. Przedstawienie niektórych wielkości i zależności jednocześnie w dwóch różnych układach: SI i Gaussa jest niewątpliwie cenne z dydaktycznego punktu widzenia, ponieważ nie tylko ilustruje w przejrzysty sposób przebieg określonych zjawisk, ale również pokazuje związek pomiędzy jednostkami poszczególnych wielkości w jednym i drugim układzie. Niezbyt słusznie krytykowane w książce, a powszechnie stosowane w literaturze polskiej nazwy przenikalność elektryczna próżni ϵ_0 i przenikalność magnetyczna próżni μ_0 , oznaczają stałe fizyczne. Autor uważa, że poprawna nazwa tych wielkości powinna brzmieć odpowiednio: stała elektryczna ϵ_0 i stała magnetyczna μ_0 .

Druga część książki zawiera zjawiska falowe ze szczególnym omówieniem fal sprężystych i elektromagnetycznych, a trzecia część – obejmuje zjawiska optyczne z punktu widzenia optyki geometrycznej i optyki falowej, a więc zjawisko odbicia i załamania, fotometrię, zjawiska interferencji, dyfrakcji i polaryzacji światła, oddziaływanie fal elektromagnetycznych z materią, oraz optykę ośrodków w ruchu. Wydaje się, że w porównaniu z innymi zjawiskami optycznymi skąpo potraktowane zostało zjawisko dyspersji światła. Pomimo, że książka zawiera również elementarną teorię dyspersji, zbyt pobieżnie potraktowano charakterystykę $n = n(\lambda)$, pochodną współczynnika załamania względem długości fali oraz wpływ współczynnika tłumienia na zależność $n = n(\omega)$. Krótka analiza pochodnej współczynnika załamania ośrodka względem długości fali w nawiązaniu do prędkości grupowej tak dla dyspersji normalnej jak też i anomalnej, byłaby niewątpliwie dobrą ilustracją zjawiska. Oprócz tego wzmianka o wykorzystaniu tego zjawiska w budowie spektroskopów i spektrografów przyrządowych byłaby pożądana tym bardziej, że z wyjątkiem interferometrów w książce nie ma praktycznie mowy o zasadzie działania przyrządów optycznych.

Niestety, występują w książce pewne usterki czy nieścisłości, które zauważyłem w czasie czytania.

I tak np.:

29_{7,8}: powinno być (pb.) ... energię potencjalną, zamiast ... potencjalną energię

30¹⁵: pb. ... potencjał pola w danym punkcie

32₁₂: pb. ładunku q_i , zamiast ładunku q

32₃: pb. energii potencjalnej

34₁₂: pb. ładunku q

Na str. 37 brakuje oznaczenia wzoru (9.3)

Na str. 42 pb. $F_y = p \frac{\partial E}{\partial y}$, zamiast $F_y = \frac{\partial E}{\partial y}$

117_{3,5}: sumowanie przebiega po wskaźniku „i”, dlatego pb. $\sum_{i=1}$, zamiast $\sum_{v=1}$

s. 130₄ prawa strona równania: powinno być $E_1 + E_1^*$.

Niektóre rysunki są mało kontrastowe i słabo czytelne, np. rys. 36.2, 45.3, 54.3.

178^{11,12}: pb. podzielonej przez ϵ_0 , zamiast pomnożonej przez ϵ_0)

200₆ pb. $IS = e\nu\pi r^2$, zamiast $IS = e\pi r^2$

222₁₃: w równaniu n jest wektorem, pb. = nds

256: we wzorze (73.3) pb. e'/m , zamiast e'/v_0^2

261: we wzorze (74.10) brakuje stałej π

265: we wzorze (75.1) pb. $y = \frac{e'}{m} E \frac{1}{v^2} (\dots)$

282¹⁴: pb. wzór $\kappa = \frac{1}{3} nmv\lambda c_0$

365₈: w równaniu pb. $\Delta E = \dots$, zamiast $\nabla E = \dots$

409⁹: pb. ... obrazem odwróconym, zamiast obrazem odwrotnym

418₇: pb. ... przebyły, zamiast ... poprzedziły

425¹⁴: pb. ... nie rejestruje, zamiast ... nie zauważy

428₁₂: pb. $k = \omega/v$, zamiast $k = \omega/\bar{v}$

489: w mianowniku równania (130.3) pb. $(\pi b \sin \varphi / \lambda)^2$ zamiast $(\pi b \sin \varphi / \lambda)$

547: we wzorze (144.1) pb. $- e[\mathbf{vB}]$, zamiast $- [\mathbf{vB}]$

548₈: w równaniu oznaczenia wielkości zespolonych \hat{r}_0 , \hat{E}_0 zostały przesunięte względem odpowiednich symboli, a w wierszu 6 od dołu brakuje oznaczenia wielkości zespolonej \hat{E}_0

549⁶: w równaniu pb. ...

$$+ \sum_k e_k [r_{ok} + r_k(t)] = \left\{ \sum_l q_l R_{ol} + \sum_k e_k r_{ok} \right\} + \dots$$

563₈: w równaniu brakuje znaku równość za wyrażeniem

$$\frac{c(t_2 - t_1)}{\lambda_0}$$

Zapis funkcji wykładniczych np. na str. 386 i dalszych byłby bardziej przejrzysty za pomocą symbolu $\exp[\dots]$, aniżeli e^{\dots} . Wydaje mi się również, że podpisy pod rysunkami zwiększyłyby z pewnością ich czytelność. Na przykład rysunek 120.4 na str. 429 — pomimo pewnego komentarza w tekście — jest mało czytelny i niejasny.

Podręcznik jako całość napisany jest jasno i przejrzysto oraz umożliwia zrozumienie omawianych zjawisk fizycznych. Błędy tu wyszczególnione należą raczej do błędów drukarskich spowodowanych brakiem starannej korekty. Pomimo poprawnego tłumaczenia tekstu, znaleźć też można pewne niezręczne sformułowania. Na przykład na str. 444 — „rozjaśnianie optyki” jest raczej żargonem stosowanym przez optyków — praktyków. Rzadko też jest stosowana nazwa światło płasko-spolaryzowane (str. 529) lub dwójłomność sztuczna (str. 535), zamiast dwójłomność wymuszona.

Wydanie tego podręcznika należy do przedsięwzięć uzasadnionych i pożytecznych, pomimo że na półkach księgarskich znaleźć można sporo undanych opracowań z zakresu fizyki ogólnej przeznaczonych dla studentów wyższych szkół technicznych. Jest to niewątpliwie wartościowa pozycja, która cieszy się już zasłużonym powodzeniem.

Eugeniusz Jagoszewski

Instytut Fizyki
Politechnika Wroclawska
Wroclaw

I. N. Sawieliew, *Kurs fizyki*, t. 3, z języka rosyjskiego tłumaczył Włodzimierz Komar, PWN, Warszawa 1989, s. 362, nakład 4800 egz., zł 1000,-

Recenzowana książka jest trzecim tomem *Kursu Fizyki* przeznaczonego dla studentów wyższych szkół technicznych z rozszerzonym programem fizyki.

Liczba godzin fizyki w wyższych szkołach technicznych w kraju jest nie wystarczająca, aby wyłożyć w całości materiał tu zawarty, co w niczym nie umniejsza wartości tego podręcznika; jest on bardzo pożyteczny zarówno dla studentów jak i dla prowadzących wykłady z fizyki, bowiem napisany jest bardzo jasno. Autor zwraca uwagę na stronę fizyczną omawianych zagadnień, nie ogranicza się do podania końcowych wyników, a każdy wzór (z nielicznymi wyjątkami) wyprowadzony jest do końca. Na podkreślenie zasługuje wysoki poziom naukowy, umiejętność dydaktyczna Autora w przekazywaniu wiedzy w sposób bardzo jasny, przejrzysty i możliwie prosty.

Książkę warto polecić jako podręcznik dla studentów. Należy witać ten przekład z wielkim zadowoleniem i jestem przekonana, że wśród fizyków spotka się ona z zasłużonym uznaniem.

Książka składa się z 4 części. Oto ich tytuły: 1) Optyka kwantowa, 2) Fizyka atomowa, 3) Fizyka ciała stałego, 4) Fizyka jądra atomowego i cząstek elementarnych. Część pierwsza, „Optyka kwantowa”, składa się z dwóch rozdziałów. W pierwszym „Promieniowanie ciepłe”, Autor omawia promieniowanie termiczne i luminescencję. Podaje definicję ciała doskonale czarnego oraz definiuje podstawowe wielkości, jak emitancję energetyczną, zdolność emisyjną, zdolność absorpcyjną, a także wyprowadza bardzo pożyteczny związek między zdolnością emisyjną ciała doskonale czarnego a gęstością zrównoważonego promieniowania ciepłego. Następnie omówiono (z wyprowadzeniem wzorów) prawo Stefana-Boltzmann, prawo Wiena, prawo Rayleigha-Jeansa. Na zakończenie tego rozdziału wyprowadzony został wzór Plancka, który w sposób wyczerpujący opisuje zrównoważone promieniowanie ciepłe. Autor pokazuje, jak ze wzoru Plancka można otrzymać omówione wcześniej prawa Stefana-Boltzmann, Wiena i Rayleigha-Jeansa oraz ponadto otrzymać liczbowe wartości stałych występujących w tych wzorach. W rozdziale drugim, „Fotony”, Autor omawia zjawiska potwierdzające kwantową naturę promieniowania elektromagnetycznego, jak krótkofalową granicę promieniowania rentgenowskiego, zjawisko fotoelektryczne oraz zjawisko Comptona. W rozdziale, dotyczącym zjawiska fotoelektrycznego, omówione zostało ponadto wielofotonowe zjawisko fotoelektryczne, zaobserwowane przy użyciu wiązek świetlnych o dużych mocach. Omawiając własności fotonów Autor, posługując się teorią względności, otrzymuje wzór na pęd fotonu, z którego można wnioskować o zerowej masie spoczynkowej fotonu, co z kolei oznacza, że foton porusza się zawsze z prędkością światła. Traktując fale elektromagnetyczne jako zbiór fotonów Autor w sposób bardzo elegancki wyprowadza (otrzymany wcześniej na innej drodze) związek między zdolnością emisyjną ciała doskonale czarnego, a gęstością promieniowania. Na zakończenie Autor omawia dualizm korpuskularno-falowy światła i wyjaśnia związek między obrazem falowym a korpuskularnym.

Druga część, „Fizyka atomowa”, składa się z 3 rozdziałów (III–V). Rozdział III, „Model atomu Bohra” — poświęcony jest omówieniu widm emisyjnych atomu wodoru, modelu atomu Thomsona, rozpraszaniu cząstek α przez atomy rtęci oraz omówieniu jądrowego modelu, sformułowanego przez Rutherforda. W sposób oryginalny wyprowadzony został wzór Rutherforda na kąt odchylenia rozpraszania

nych cząstek α . Następnie omówiono postulaty Bohra, reguły kwantowania orbit stacjonarych i doświadczenie Francka-Hertza, potwierdzające istnienie dyskretnych poziomów energetycznych w atomach. Następnie omówiono model atomu wodoru Bohra z obliczeniem stałej Rydberga. Teoria Bohra ma dzisiaj znaczenie głównie historyczne, ale jej omówienie jest ważne, bowiem to teoria Bohra wykazała całkowitą niestosowność pojęć fizyki klasycznej do zjawisk wewnątrzatomowych i była z tego powodu ważnym krokiem w rozwoju teorii atomu. Rozdział IV poświęcony jest elementom mechaniki kwantowej. Omówiono hipotezę de Broglie'a, jej potwierdzenie doświadczalne przez Davissona i Germera nad odbiciem elektronów przez monokryształy. Omówiono również doświadczenie Thomsona i Tartakowskiego, którzy jako pierwsi otrzymali obraz dyfrakcyjny wiązki elektronów przechodzących przez cienkie folie. Ponadto omówiono współcześnie przeprowadzone eksperymenty nad przechodzeniem pojedynczych elektronów, w których ujawniły się ich własności falowe. Następnie Autor bardzo obrazowo omawia korpuskularno-falowe własności mikrocząstek oraz zasadę nieoznaczoności Heisenberga, jedno z podstawowych twierdzeń mechaniki kwantowej. Na podstawie tej zasady Autor wyjaśnia szereg faktów, między innymi niemożliwość spadania elektronu na jądro atomu, wymiary atomu oraz minimalną energię elektronu w atomie. Następnie omówiono równanie Schrödingera z czasem i bez czasu. Pokazano również, w jaki sposób, wychodząc z falowych własności cząstki swobodnej, można dojść do równania Schrödingera. Omówiono pojęcie operatorów w fizyce, a także sens fizyczny funkcji falowej. Jako przykład rozwiązania równania Schrödingera rozpatrzono zagadnienie cząstki w nieskończenie głębokiej jednowymiarowej jamie potencjału, efekt tunelowy i oscylator harmoniczny. Obliczono dla każdego z tych zagadnień dyskretne widmo energii własnej cząstki, jej funkcje własne i podano wykresy tych funkcji. Autor omówił również kwantowanie momentu pędu i zasadę superpozycji stanów.

W rozdziale V – „Fizyka atomów i cząsteczek” – Autor omawia rozwiązanie równania Schrödingera dla atomu wodoru i jonów wodoropodobnych oraz wyjaśnia pojęcie liczb kwantowych. Następnie szczegółowo omawia widma emisyjne i absorpcyjne atomu wodoru oraz metali alkalicznych, wyjaśnia naturalną szerokość linii widmowych, ich poszerzenie oraz przesunięcie linii emisyjnej i absorpcyjnej względem siebie. Następnie omawia subtelną strukturę widm na przykładzie atomów sodu i cezu. Posługując się naturalnym układem jednostek wyjaśniono sens fizyczny stałej struktury subtelnej. Dla atomów wieloelektronowych wyjaśniono powstawanie momentu pędu oraz momentu magnetycznego tych atomów. Wykorzystując wektorowy model atomu otrzymano wzór na moment magnetyczny atomu oraz na czynnik Landégo. Następnie Autor przechodzi do omówienia zjawiska Zeemana, Paschena-Becka oraz elektronowego rezonansu paramagnetycznego. Opierając się na zasadzie Pauliego Autor przeanalizował rozmieszczenie elektronów w atomie i wyjaśnił konstrukcję układu okresowego pierwiastków Mendelejewa. Wyjaśnione zostało również promieniowanie rentgenowskie oraz omówiono prawo Moseleya. Następnie Autor rozpatruje wiązania atomów w cząsteczce dwuatomowej, możliwe wartości energii oraz widma emisyjne cząsteczek dwuatomowych i rozpraszanie ramanowskie światła. W końcu omawia zjawisko emisji wymuszonej i jej praktyczne wykorzystanie w laserach, a także własności promieniowania laserowego oraz niektóre nieliniowe zjawiska optyczne.

Część 3, „Fizyka ciała stałego”, składa się z 4 rozdziałów (VI – IX). Tę część Autor zaczyna od omówienia drgań sieci krystalicznej, symboliki opisu elementów geometrycznych kryształów. Następnie szczegółowo omówiono klasyczną i kwantową teorię pojemności cieplnej kryształów, fonony oraz zjawisko Mössbauera. W rozdziale VII podano podstawy kwantowej teorii elektronów swobodnych, sposób obliczenia gęstości stanów energetycznych, energii Fermiego w temperaturze zera bezwzględnej oraz wyjaśniono udział elektronów swobodnych w pojemności cieplnej kryształów. Idąc w ślady Kittla Autor wyprowadza wzór na funkcję rozkładu Fermiego, z którego otrzymuje bardzo pożyteczny wzór na zależność energii Fermiego od temperatury. Następnie (VII) omawia tworzenie się pasm energetycznych w kryształach. Występowanie zabronionych obszarów energii (przerw energetycznych) i sposób zapelnienia przez elektrony pasm wyjaśnia istotę materiałów półprzewodnikowych, dielektryków oraz metali. Wprowadzone zostało pojęcie masy efektywnej i wyjaśniono jej sens fizyczny. Rozdział VIII poświęcony jest przewodnictwu elektrycznemu metali i półprzewodników. Omówiono tu przewodność elektryczną metali, wyprowadzono wzór na gęstość prądu oraz przewodność właściwą metalu, a dalej własności substancji w stanie nadprzewodzącym oraz w sposób popularnonaukowy podano teorię BCS. Następnie Autor przechodzi do omówienia półprzewodników samoistnych i domieszkowych, omawia sens fizyczny „dziury” oraz w sposób opisowy omawia przewodność samoistną i domieszkową półprzewodników.

W końcu tej części (IX) Autor omawia zjawiska kontaktowe i termoemisję. Wyjaśnia pojęcie pracy wyjścia elektronów z metali oraz potencjał wyjścia i omawia emisję termoelektronową, a także jej wykorzystanie w lampach elektronowych. Następnie przeanalizowano powstawanie zewnętrznego i wewnętrznego napięcia kontaktowego na styku dwu metali, metalu z półprzewodnikiem, a także na styku dwu półprzewodników. Omówiono zjawiska Seebecka, Peltiera i Thomsona w metalach i półprzewodnikach. W końcu Autor omawia złącza *p-n* i ich wykorzystanie do prostowania prądu i wzmacniania napięcia. Omówione zostało również wewnętrzne zjawisko fotoelektryczne w dielektrykach i izolatorach oraz omówiono zjawisko powstawania fotonapięcia w złączach *p-n* lub złączach metal-półprzewodnik pod wpływem światła. Omówiono także działanie fotooporników i fotometrów fotoelektrycznych.

Część 4, „Fizyka jądra atomowego i cząstek elementarnych”, składa się z dwóch rozdziałów (X, XI). W rozdziale X Autor omawia skład i wielkości charakteryzujące jądro atomowe, energię wiązania jąder oraz modele kropłowy i powłokowy jąder, a także istotę sił jądrowych. Następnie Autor przechodzi do omówienia promieniotwórczości naturalnej jąder, podaje prawa tej przemiany i omawia rozpady α , β oraz promieniotwórczość protonową. W końcu omówione zostały niektóre reakcje jądrowe, rozszczepienie jąder, reaktory jądrowe oraz synteza jądrowa.

W rozdziale XI, poświęconym cząstkom elementarnym, omówiono rodzaje oddziaływań między cząstkami elementarnymi, klasyfikację cząstek oraz metody ich rejestracji. Następnie omówiono cząstki i antycząstki, liczby kwantowe wprowadzone w celu wyjaśnienia własności i zachowania się różnych cząstek elementarnych. Autor omówił również promienie kosmiczne oraz własności *neutrino*. Na zakończenie przedstawiono systematykę cząstek elementarnych i omówiono współczesną teorię kwarków.

Jest w książce trochę błędów natury drukarskiej, istotnie jednak zmieniających treść. Oto niektóre z nich:

Str. i wiersz	jest	powinno być
33 (wzór 6.3)	$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^3} kT$	$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT$
37 (wzór 7.9)	$f(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^3} \frac{1}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1}$	$f(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2} \frac{1}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1}$
47 ¹¹	od jednego elektronu	od jednego fotonu
47 ¹⁶	od <i>N</i> elektronów	od <i>N</i> fotonów
55 ¹	$mc(k - k') - \hbar k k'(1 - \cos\theta)$	$mc(k - k') = \hbar k k'(1 - \cos\theta)$
107 ¹	$16x/(x^2 + 1)^2$	$16x/(x + 1)^2$
145 ⁴	$ \Delta\lambda = \frac{2\pi c}{\omega^2} \omega_0 = \frac{\pi e B c}{m_e \omega^2}$	$ \Delta\lambda = \frac{2\pi c}{\omega^2} \Delta\omega_0 = \frac{\pi e B c}{m_e \omega^2}$
186	w płaszczyźnie <i>x y</i>	w płaszczyźnie <i>y z</i>
198 ¹³	gaz fononowy	gaz fotonowy
233 ¹⁶	10 ⁶ par Coopera	10 ³ par Coopera
	znacznie ...	widocznie zachodzi
285 ¹⁰	ruchem mezonu μ^+	ruchem mezonu π^+

Podsumowując, uważam, że dobrze się stało, iż książka ta pojawiła się na naszym rynku księgarskim oraz że warta jest ona polecenia jako podręcznik dla studentów wyższych szkół technicznych.

Elżbieta Idczak

Instytut Fizyki PWR
Wrocław

Biospektroskopia, tom 3, pod redakcją Jacka Twardowskiego, PWN, Warszawa 1989, s. 352, wydanie I, nakład 1500 egz., cena zł 1500.-

Trzeci tom *Biospektroskopii* jest kolejną częścią serii składającej się z sześciu tomów. Seria ta obejmuje wszystkie dziedziny spektroskopowe stosowane w biofizyce i biologii. Jest to ambitne

zamierzenie zaplanowane i praktycznie zrealizowane przez (obecnie już niestety nieżyjącego) Jacka Twardowskiego, jako Redaktora, niestrudzonego i energicznego animatora wydawnictw z dziedziny biofizyki i organizatora międzynarodowych szkół i konferencji.

Realizacja tak ambitnego zadania jakim jest opracowanie całego zagadnienia biospektroskopii siłami nauki polskiej, nie była łatwa. W zasadzie pisać mieli poszczególne rozdziały specjaliści pracujący w danej dziedzinie. Nie wszystkie działy są równie intensywnie w Polsce uprawiane, lecz przy energicznych działaniach Redaktora udało się większość istotnych rozdziałów powierzyć odpowiednim autorom.

Adresatem serii książek jest zarówno biolog lub biochemik stosujący metody spektroskopowe, jak i biofizyk, który je proponuje, ulepsza i stosuje w swych badaniach. Przy bardzo różnym przygotowaniu tych grup czytelników w zakresie fizyki i matematyki trudno utrafić w poziom, nietrywialny dla nikogo i niezbyt trudny dla niektórych adresatów. Różni Autorzy różnie wybrnęli z tych trudności. Drugą trudność, z której niełatwo jest się wyzwolić, jest pokusa pisania zbyt szczegółowo o własnych pracach. W książce tego typu, przeznaczonej dla magistrantów, doktorantów i pracowników różnych specjalności, zbyt duża ilość szczegółowych wyników, nie koniecznych jako przykłady zastosowania metody, jest balastem utrudniającym pożyteczne czytanie.

Recenzowany tom zawiera trzy rozdziały:

1. „Luminescencyjne metody badania układów biologicznych” napisany przez Andrzeja Kowalczyka ze znanego ośrodka badań luminescencji Instytutu Fizyki Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu,
2. „Absorbcyjna spektroskopia różnicowa i różniczkowa”, której autorami są Pavel Anzenbacher i Jiri Hudecek z Uniwersytetu Karola w Pradze, z grupy, z którą blisko i przez wiele lat współpracował doc. Jacek Twardowski. Jest to jedyny rozdział napisany przez zagranicznych autorów,
3. „Metody badania słabych emisji fotonowych z układów biologicznych” opracowany przez Janusza Sławińskiego, który podczas swej kariery naukowej wznicił zainteresowanie chemiluminescencją i bardzo słabą emisją układów biologicznych aż w trzech miastach polskich: Szczecinie, Poznaniu i Krakowie.

Każdy z Autorów inaczej próbował pokonać te trudności, o których wspomniałam i jeszcze jedną, bardzo istotną, wynikłą z nieznamości materiału ujętego w innych rozdziałach. Ta ostatnia trudność w istotny sposób wpływa na układ materiału: powoduje liczne powtórzenia, przede wszystkim podstawowych elementarnych informacji z optyki molekularnej w wielu rozdziałach serii. Nie powinnam sięgać do tomów, których nie recenzuję, ale szczególnie dużo zbędnych powtórzeń znajdujemy przy porównaniu tomu drugiego z trzecim (np. „Spektroskopia elektronowa UV-VIS” Józefa Grabowskiego i II rozdział tomu 3, oraz „Spektroskopia pikosekundowa w badaniach biologicznych” Andrzeja Dobka, tj. rozdział III tomu 2 i I oraz III rozdział tomu 3). Z punktu widzenia czytelnika całości lepszy byłby wstęp „teoretyczny” do całości opracowania i oparcie na informacjach z tego wstępnego rozdziału szczegółowych metod i wyników opisanych w następnych rozdziałach, niż powtarzanie w sposób skrótowy i często niecisły szereg razy tych samych informacji. A zupełnym już nonsensem jest opisywanie w artykule z tomu 2 spektroskopii różnicowej, skoro w tomie 3 jest jej poświęcony specjalny rozdział.

To niedopatrzenie mogło wyniknąć z niespodziewanej śmierci Redaktora *Biospektroskopii*, a na pewno nie jest winą autorów, którzy nie znali szczegółowej koncepcji całości opracowania.

Wszystkie trzy rozdziały zawierają wiele interesujących informacji. Sposób przedstawienia informacji jest najbardziej przejrzysty w rozdz. II. Nie jest on przedławiany przykładami. Daje dyskusję przydatności omawianych metod i jest łatwo zrozumiały nawet dla początkującego czytelnika. Nie zawiera też omyłek w sformułowaniach i terminologii. Rozdział I też może być z dużym pożytkiem czytany. Miejscami opis jest zbyt ogólnikowy, aby był pożyteczny np. początek I.4.2 — Autor ucieka szybko w ilustrację zjawisk przykładami i to takimi, które z „rozpuszczalnikiem” mają mało wspólnego np. przyłączenie tryptofanu do różnych części makromolekuły. Autor uzupełnia opisy poszczególnych metod licznymi przykładami ich zastosowań. W metodach polaryzacyjnych ogranicza się do fotoselekcji omijając bardzo obecnie popularne układy zorientowane przez np. działanie pola magnetycznego lub przez wprowadzenie próbki do matrycy anizotropowej. Przy omawianiu przekazywania energii wzbudzenia Autor omawia jedynie najpopularniejsze wśród biologów przekazywanie rezonansowe („Foersterowskie”), nie dając nawet wzmianki o innych możliwych mechanizmach. Podsumowując, uważam że Autor dobrze wywiązał się z zadania. Wybrał materiał zgodnie ze swymi zainteresowaniami, a wybrać musiał, bo inaczej rozdział rozrósłby się nadmiernie.

Rozdział III poświęcony jest bardzo interesującym zjawiskom – bardzo słabym świeceniom układów biologicznych. Przyznam się, że czytanie tego rozdziału nie było dla mnie łatwe. W dążeniu do popularności ujęcia Autor rezygnował często ze ścisłości opisu. Nie mogę zgodzić się z twierdzeniem, że „poziomy trypletowe są łatwiej osiągalne, gdyż leżą niżej niż singletowe... i z tego powodu $N_T/N_S > 1$ ” (str. 125); również emisja wymuszona w bardzo nieregularnie zbudowanych układach biologicznych nie bardzo mnie przekonuje. Byłoby chyba bezpieczniej wyraźnie odgraniczyć bezspornie stwierdzone fakty od luźnych hipotez. Użyta terminologia nie zawsze jest zgodna z przyjętą w literaturze polskiej (np. zamiast „przekazywanie energii wzbudzenia” występuje w książce zbyt ogólne „przenoszenie wzbudzenia” str. 130; podobnie niezbyt ściśle jest używanie wymiennie terminu migracja i przekazywanie, gdy migracja energii jest wynikiem szeregu aktów przekazania energii wzbudzenia, itp.). Rozdział III.2.3. zawiera pewne nieścisłości (np. rozróżnienie pomiędzy mechanizmem Dextera i Foerстера str. 132; „stykające się z sobą”, lub „niestykające się molekuly” – jest to może obrazowe, ale fizyka razi). Terminologia aparaturowej części artykułu też ma drobne usterki (np. pod rys. III–14: „MCP-powielacz elektronowy «ang. microchannel plate»”, a na str. 136 i str. 141 taki sam powielacz nazywa się po polsku „wielokanałowym powielaczem elektronów”). Dość dużo jest zbędnych powtórzeń i szczegółów. Ciekawy ten i oparty na bogatej literaturze rozdział zyskałby wiele na ponownej, krytycznej redakcji przeprowadzonej przez Autora, który jest uznanym w świecie autorytetem z zakresu chemiluminescencji i detekcji słabych świeceń.

Reasumując, cały tom znajdzie z pewnością wielu czytelników. Polecić go mogę biologom, biochemikom i biotechnologom stosującym w swych badaniach metody spektroskopowe. Ponieważ metody takie stosuje się również w badaniach medycznych i rolniczych, adresatów książki będzie wielu. Całość *Biospektroskopii* stanowi naprawdę imponujące przedsięwzięcie i ma szanse na wejście w wersji angielskiej na rynek światowy, po lepszym skorelowaniu zakresu materiału przedstawionego w poszczególnych rozdziałach i uściśleniu i skróceniu niektórych części materiału.

Danuta Frąckowiak

Instytut Fizyki
Politechnika Poznańska
Poznań

KRONIKA

PTF

Oddział Gliwicki

Dnia 12 grudnia 1989 odbyło się Walne Zebranie Oddziału. Wybrano nowy Zarząd w składzie: przewodniczący – Mieczysław F. Pazdur, z-ca przewodniczącego – Roman Bukowski, sekretarz – Krystyna Skrodzka, skarbnik – Adam Michczyński, członkowie Zarządu – Michał Kobyliński, Piotr Kochan, Franciszek Kumaszka.

Komisję Rewizyjną Oddziału tworzą: Eugeniusz Soczkiewicz, Włodzimierz Paprotny i Tomasz Goslar.

Oddział Gliwicki liczy 65 członków zwyczajnych i 2 wspierających.

W ubiegłej kadencji Oddział był współorganizatorem VI Konferencji „Fizyka dla Przemysłu” (Gliwice 14–16 września 1988) oraz III Konferencji „Metody Chronometrii Bezwzględnej” (Rudy Raciborskie 8–10 marca 1989). Zorganizowano 7 zebrań naukowych, w tym 4 z referatami gości zagranicznych z Bułgarii, Francji i ZSRR. W ramach współpracy ze szkołami średnimi zorganizowano 18 odczytów połączonych z pokazami z fizyki dla młodzieży szkolnej. Spotkania z młodzieżą cieszyły się dużą popularnością, na niektórych liczba obecnych przekraczała 500 osób.

Eugeniusz Soczkiewicz

Oddział Wrocławski PTF

Dnia 8 marca 1990 r. odbyło się Walne Zebranie Oddziału. Ustępujący Zarząd przedstawił sprawozdanie z dwuletniej działalności.

Odbyło się osiem posiedzeń naukowych. Ich tematami były zagadnienia zarówno ściśle fizyczne jak i z pogranicza innych nauk. Oto cztery wystąpienia osób spoza Wrocławia: prof. E. Hauge (Uniwersytet w Trondheim, Norwegia) – „Transmission and reflection times for wave packets scattering off tunnelling barriers”; prof. A. Hryniewicz (UJ) – „Rola energetyki jądrowej w ochronie środowiska naturalnego”; prof. M. Grynberg (UW) – „Niskoenergetyczne pobudzenia w półprzewodnikach – spektroskopia sub-

milimetrowa”; prof. J. Pniewski (UW) – „Spektroskopia hiperjader”. Liczba słuchaczy wahała się od 22 do 30 osób.

Poza tym prowadzono działalność popularyzatorską. Wygłoszono 7 odczytów z pokazami dla młodzieży szkół średnich w połączeniu ze zwiędaniem pracowni specjalistycznych na Politechnice Wrocławskiej. Frekwencja na tych spotkaniach była duża, przekraczając niekiedy 200 osób.

Wybrano nowy Zarząd w składzie: przewodnicząca – Maria Suszyńska, z-ca przew. – Ewa Dobierzewska-Mozrzyńskas, sekretarz – Paweł Tomaszewski, skarbnik – Jarosław Sztucki, członkowie – Jan Misiewicz i Stefan Mróz.

Bernard Jancewicz

Nominacje profesorskie

Na wniosek prezesa Rady Ministrów prezydent RP nadał tytuły naukowe profesorów.

Tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Józef Namysłowski (Uniwersytet War-

szawski), Aleksander Opilski (Politechnika Śląska, Gliwice), Janusz Wilczyński (Inst. Problemów Jądrowych, Świerk).

Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Marian Jaskóła i Eryk Infeld (Inst. Problemów Jądrowych, Świerk), Reinhard Kulesa i Stanisław Micak (Uniwersytet Jagielloński),

Marian Maćkowiak (Inst. Fizyki Molekularnej PAN, Poznań), Bogdan Rompold (Uniwersytet Wrocławski), Jan Suwalski (Inst. Energii Atomowej, Świerk).

Akty nominacji zostały wręczone 19 kwietnia, 11 maja, 20 czerwca i 10 lipca 1990 r.

Nagroda Nobla – 1989

Nagroda Nobla z fizyki za rok 1989 została przyznana za rozwój współczesnej spektroskopii o najwyższej zdolności rozdzielczej. Podzielona ona została na dwie połowy. Jedną otrzymał Amerykanin, profesor Uniwersytetu Harvarda, Norman Ramsey, a drugą dwaj Niemcy: Wolfgang Paul z Uniwersytetu w Bonn oraz pracujący od 1952 w Stanach Zjednoczonych profesor Uniwersytetu stanu Washington w Seattle Hans Dehmelt.



Norman Ramsey

Siedemdziesięcioletni obecnie Ramsey zasłynął wynalezieniem w 1949 r. metody rozdzielonych pól, zwanej dzisiaj metodą prążków Ramseya. W swojej pierwotnej wersji metoda ta stanowiła ulepszenie metody pomiarowej magnetycznego rezonansu jądrowego, wprowadzonej przez Rabięgo. Zastosowanie dwóch przestrzennie rozdzielonych, ale spójnych impulsów pola elektromagnetycznego o częstotliwości radiowej uniezależniło dokładność tej metody od niejednorodności stałego pola magnetycznego wywołującego precesję momentu magnetycznego jądra. Dziś metoda ta sto-

sowana jest powszechnie także w obszarze częstotliwości optycznych w odniesieniu do dipolowych przejść atomowych i molekularnych. Dzięki niej można efektywnie wydłużyć czas oddziaływania, pozwalając, zgodnie z zasadą nieoznaczoności dla czasu i energii, znacznie zwiększyć spektroskopową zdolność rozdzielczą.

Metoda Ramseya, zastosowana do wyznaczenia częstotliwości rezonansu źródła mikrofalowego dostrojonego do częstotliwości oscylacji atomu cezu posłużyła do wyznaczenia współczesnego wzorca czasu. W układzie SI jedna sekunda to 9 192 631 770 okresów takich drgań odpowiadających przejściu w strukturze nadształtnej atomu cezu 133.

Inny bardzo użyteczny standard czasu skonstruowany przez Ramseya i Kleppnera w 1961 to atomowy maser wodorowy. Wykorzystywano go do sprawdzania przewidywań ogólnej teorii względności oraz do nawigacji sond międzyplanetarnych takich jak Voyager II.



Wolfgang Paul

Paul i Dehmelt otrzymali najwyższe wyróżnienie naukowe za rozwinięcie konstrukcji i wykorzystania pułapek jonowych.



Hans Dehmelt

Siedemdziesięciosześcioletni obecnie Paul w latach pięćdziesiątych skonstruował pierwsze pułapki jonowe, w których pole sił utrzymujące jon w niewielkim obszarze przestrzeni pochodziło od odpowiednio ukształtowanego pola elektromagnetycznego o dwóch składowych: stałego pola elektrycznego oraz pola częstości radiowej. Inny typ pułapki jonowej, pułapkę Penninga, w której wykorzystuje się statyczne pola elektryczne i magnetyczne skonstruował po raz pierwszy w 1955 r. sześćdziesięciosiedmioletni obecnie Dehmelt.

Po skonstruowaniu pułapek, Dehmelt rozwinął metodę laserowego chłodzenia jonów wykorzystującą zjawisko Dopplera oraz przekaz pędu towarzyszący aktom emisji i absorpcji fotonów. O pułapkach jonowych i chłodzeniu laserowym pisała w *Postęпах Fizyki A. Kopystyńska* (*PF 38*, 215 (1987)).

Medal Maxa Plancka

Najwyższe odznaczenie Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego – Medal Maxa Plancka otrzymał w 1990 r. Hermann Haken, profesor Uniwersytetu w Stuttgarcie za „wkład do mechaniki statystycznej układów otwartych, w szczególności samoorganizacji struktur”.

Hermann Haken (ur. 1927 w Lipsku) studiował matematykę i fizykę na uniwersytetach w Halle i w Erlangen. W latach pięćdziesiątych przyczynił się do rozwinięcia teorii ekscytonów. Jest jednym

Wieloletni wysiłek Dehmelta i jego współpracowników zmierzał w kierunku wyizolowania pojedynczej mikrocząstki, bez zakłócających jej zachowanie niepożądanych oddziaływań, „zawieszenie” jej niemal bez ruchu w przestrzeni i umożliwienie najbardziej precyzyjnych pomiarów spektroskopowych. W 1973 udało się Dehmeltowi wyizolować w pułapce Penninga pojedynczy elektron, a w 1980 na Uniwersytecie w Heidelbergu, wraz z Peterem Toschkkiem, pojedynczy jon baru.

Precyzyjna spektroskopia oscylacji elektronu w pułapce Penninga pozwoliła na wyznaczenie z wielką dokładnością współczynnika giromagnetycznego dla elektronu. Obecna dokładność tego pomiaru, opartego wyłącznie na pomiarze stosunku dwóch częstości drgań (jednej ruchu orbitalnego, a drugiej przeskoku spinu) przewyższa dokładność teoretycznego przewidywania opartego na elektrodynamice kwantowej, ponieważ to ostatnie ograniczone jest dokładnością liczbowej wartości stałej struktury subtelnej.

W 1975 r. Dehmelt zaproponował metodę obserwacji pojedynczych przejść kwantowych, tzw. przeskoków kwantowych, w pojedynczym jonie w układzie trzypoziomowym. Pisałem na tych łamach o znaczeniu odkrycia przez Dehmelta w 1985 r. przeskoków kwantowych dla podstaw mechaniki kwantowej oraz kwantowej teorii pomiaru (*PF 39*, 149 (1988)).

Tu warto może dodać, że w ubiegłym roku stosując technikę przeskoków kwantowych udało się wyznaczyć bezwzględną wartość częstości optycznej rzędu 10^{15} Hz z dokładnością do ok. 100 Hz.

Kazimierz Rzążewski

z twórców (obok W. Lamba i M. Laxa) półklasycznej teorii lasera. Wraz ze swoimi uczniami opracował cały zestaw metod matematycznych stosowanych w teorii optyki kwantowej. Na przełomie lat sześćdziesiątych i siedemdziesiątych zajął się systematycznym badaniem układów będących daleko od równowagi termicznej i mogących wytwarzać przestrzenne lub czasowe struktury. Tę nową dziedzinę badań nazwał „synergetyką”. Zjawisko samoorganizacji struktur ma zastosowanie

nie tylko w fizyce czy chemii, lecz również w biologii, a nawet w ekonomii i socjologii. W swojej książce popularnonaukowej *Erfolgsgeheimnisse der Natur* (Tajemnice skuteczności Przyrody) Haken

przedstawił podstawowe idee synergetyki i możliwości ich stosowania również poza fizyką.

Phys. Bl. 46, No. 3 (1990)

B.W.

25 lat ICTP

Przed dwudziestu pięciu laty – w końcu października 1964 powstało w Trieście Międzynarodowe Centrum Fizyki Teoretycznej (ICTP). Pod kierunkiem Abdusa Salama, wspierane przez Międzynarodową Agencję Energii Atomowej, UNESCO i rząd włoski, Centrum rozwija się wspaniale. Odwiedza go teraz ok. 4000 pracowników naukowych rocznie. W początkowych latach tematyka skupiała się na teorii jądra i cząstek elementarnych oraz fizyce plazmy, stopniowo jednak rozszerzyła się na inne działy fizyki i nauk pokrewnych.

W ostatnich latach coraz większą uwagę kieruje się na badania doświadczalne.

Mimo wielkich sukcesów, ambicje Salama nie zostały jeszcze zaspokojone – z jego inicjatywy powstają teraz w Trieście centra badań chemicznych, nauk o Ziemi i materiałoznawstwa.

Z okazji jubileuszu odbyło się w Trieście pięciodniowe seminarium poświęcone fizyce współczesnej.

CERN Courier 30, No. 1 (1990)

B. W.

Zjazd założycielski Towarzystwa Fizycznego ZSRR

W dniach 17 i 18 listopada 1989 odbył się w Moskwie, na terenie Państwowego Uniwersytetu im. Lomonosowa, zjazd założycielski Towarzystwa Fizycznego ZSRR.

Zjazd podjął uchwałę o utworzeniu Towarzystwa oraz uchwalil statut. Prezesem wybrano S. P. Kapicę. W zjeździe uczestniczyło 785 delegatów z 93 miast oraz przedstawiciele niektórych zagranicznych towarzystw fizycznych.

W imieniu Amerykańskiego Instytutu Fizyki wystąpił F. von Hippeln. Mówił m.in. o wkładzie radzieckich i amerykańskich fizyków w starania o wyjście ze stanu zimnej wojny.

Dyskusja nad statutem była gorąca i wniesiono wiele poprawek do pierwotnego projektu. W statucie podkreślono, że Towarzystwo Fizyczne ZSRR jest spadkobiercą Rosyjskiego Towarzystwa Fizycznego, które powstało w 1872 r. w Petersburgu i które zostało rozwiązane w 1931 r. Próby reaktywacji w 1946 r. i w 1961 r. nie udały się.

Członkami TF ZSRR mogą być pracownicy nauki, inżynierowie-fizycy, wykładowcy, którzy mają publikacje naukowe w liczących się czasopiśmie. Nauczyciele szkolni i studenci mogą należeć do Towarzystwa jako członkowie stowarzyszeni.

Niedługo zacznie się ukazywać *Biuletyn Towarzystwa Fizycznego ZSRR*, który będzie zawierał informacje o działalności Towarzystwa, o konferencjach w ZSRR i za granicą oraz o działalności zagranicznych towarzystw fizycznych.

Notatka, jaka ukazała się w *Uspiechach Fizycznych Nauk*, informująca o powstaniu TF ZSRR nie mówi nic o losach Moskiewskiego Towarzystwa Fizycznego (patrz Kronika 1/2 – 1990), które powstało wiosną 1989. Wydaje się, że prowadzi ono działalność niezależną od TF ZSRR.

Usp. Fiz. Nauk 160, No. 1 (1990)

B. W.

Europejskie Towarzystwo Promieniowania Synchrotronowego

Wobec rosnącego w Europie zainteresowania wykorzystywaniem w badaniach fizycznych promieniowania synchrotronowego, powstała inicjatywa utworzenia Europejskiego Towarzystwa Promieniowania Synchrotronowego (European Synchrotron Radiation Society – ESRS). Wśród organizatorów Towarzystwa są: Y. Petroff (LURE, Paryż), J. Fuggle (Uniw. w Nijmegen), S. Mobilio (INFN, Frascati), a także A. Kisiel (IF UJ, Kraków).

Towarzystwo zamierza zajmować się koordynowaniem w Europie badań związanych z zastosowaniem promieniowania synchrotronowego,

rozszerzaniem współpracy międzynarodowej w tej dziedzinie, organizacją konferencji i szkół, rozpowszechnianiem informacji, popieraniem wymiany młodych naukowców i studentów, jak również ułatwianiem współpracy fizyków europejskich z ich kolegami z USA, Japonii i innych krajów pozaeuropejskich.

Osoby zainteresowane przynależnością do ESRS powinny skontaktować się z prof. Andrzejem Kisiel (Inst. Fizyki UJ, Reymonta 4, 30-059 Kraków, telex 0322723 ifuj).

B. W.

Nowy dyrektor IFT w Santa Barbara

Kolejnym dyrektorem Instytutu Fizyki Teoretycznej w Santa Barbara został James S. Langer (po J. R. Schriefferze). Specjalnością Langer jest teoria ciała stałego i kinetyka przejść fazowych. Nasi Czytelnicy mieli okazję zapoznać się z jego wykładem im. Mariana Smoluchowskiego 1988 (*PF* 40, 153 (1989)).

Instytut Fizyki Teoretycznej w Santa Barbara założony przed dwunastu laty przez Walthera

Kohna, utrzymywany jest z funduszków amerykańskiej Narodowej Fundacji Nauki (NSF). Ostatnio budżet roczny wynosił 2 miliony dolarów. Świetnie pomyślany i prowadzony, stał się wzorem, który próbują naśladować inne ośrodki i organizacje.

Phys. Today 43, No. 1 (1990)

B. W.

26 Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej

W dniach od 19 lutego do 1 marca 1990 odbywała się w Karpaczu 26-ta Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej organizowana przez Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego. Tegoroczna szkoła pt. „Mechanizmy porządkowania w fizyce fazy skondensowanej” była podzielona na dwie części. Pierwsza, której gospodarzem był prof. Zygmunt Galasiewicz, poświęcona była głównie teorii nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego.

Zaobserwowanie w 1986 r. nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego jest jednym z największych odkryć fizyki ostatniego ćwierćwiecza. Zafascynowało ono wielkie zespoły doświadczalne, jak też wielu teoretyków. W Karpaczu, podobnie jak na licznych innych spotkaniach naukowych,

specjaliści zapoznali się z różnymi modelami teoretycznymi, dyskutując nad ich zaletami i wadami.

Druga część (gospodarz – prof. Andrzej Pękalski) była poświęcona modelom sieci neuronowych i gazu sieciowego. Szczególnie interesujący był tu wykład D. Amita wprowadzający do teorii sieci neuronowych – tematyki obecnie najbardziej rozwijanej (modele pamięci, rozpoznawanie wzorców, programowanie równoległe itp.). Ponadto odbyły się wykłady poświęcone teorii nadpłynności ^3He , chaosowi, cieplnym i sprężystym własnościom ciał stałych.

W części pierwszej było 17 wykładów plenarnych i 8 seminariów, w drugiej – 7 dłuższych cykli wykładowych i 4 seminaria. Wykładowcami byli wybitni specjaliści: D. Amit z Izraela, K. Benne-

man, H. Brandt i P. Grassberger z RFN, C. P.ENZ ze Szwajcarii, B. Dąbrowski i G. K. Horton z USA, R. Comescot z Francji, R. Micnas z Polski, H. W. Capel i M. Ernst z Holandii i inni z ZSRR, Włoch, Jugosławii i NRD. Udział fizyków o znanych nazwiskach świadczy, że i tym razem wysoka ranga Szkoły została utrzymana.

Materiały Szkoły zostaną wydane przez firmę World Scientific z Singapuru.

*Zygmunt Galasiewicz
Andrzej Pękalski*

**Europejska Konferencja:
„Nadprzewodniki Wysokotemperaturowe – Cienkie Warstwy i Monokryształy”
(HTC-USTRON'89)**

W dniach od 30 września do 4 października 1989 r. w domu wypoczynkowym Muflon w Ustroniu k. Bielska-Białej odbyła się Europejska Konferencja „Nadprzewodnictwo Wysokotemperaturowe – Cienkie Warstwy i Monokryształy” (European Conference of High- T_c Thin Films and Single Crystals). Patronat nad Konferencją miało Europejskie Towarzystwo Fizyczne, co zostało uwidocznione w nazwie Konferencji.

Organizatorem był Instytut Fizyki PAN w Warszawie, który jest krajowym koordynatorem węzłowego programu badawczego RPBP 01.9 „Wysokotemperaturowe materiały nadprzewodzące”. Komitetowi Organizacyjnemu przewodniczył doc. Jerzy Rautuszkiwicz, a Komitetowi Programowemu – prof. Henryk Szymczak. Finansowanie Konferencji zapewniały opłaty uczestników oraz częściowo środki z programu RPBP 01.9. Na podziękowania zasługują też sponsorzy Konferencji: Urząd Postępu Naukowo-Technicznego i Wdrożeń, Komitet Fizyki PAN, Ośrodek Badawczo-Rozwojowy ENERGOKABEL oraz Zakład Wysokich Ciśnień UNIPRESS PAN.

Konferencja poświęcona była najnowszym osiągnięciom oraz tendencjom i kierunkom rozwoju fizyki nadprzewodników wysokotemperaturowych, ze szczególnym uwzględnieniem cienkich warstw i monokryształów. Omawiane były technologie otrzymywania cienkich warstw i monokryształów, ich podstawowe własności fizyczne oraz możliwości zastosowań technicznych.

Konferencja zgromadziła ok. 200 uczestników z 20 krajów świata. Była ona doskonałym pomostem łączącym – mówiąc umownie – Wschód z Zachodem, gdyż 1/3 uczestników pochodziła z krajów zachodnich (włączając do krajów zachodnich USA, Japonię, Indie, jak również Australię), oraz 1/3 ze Związku Radzieckiego i krajów zwanych socjalistycznymi. Była ona doskonałym miejscem do swobodnych dyskusji, wymiany

poglądów i nawiązywania bezpośrednich kontaktów naukowych. W czasie Konferencji odbyła się ciekawa dyskusja „okrągłego stołu”, omawiająca najważniejsze osiągnięcia i najaktualniejsze kierunki badań nadprzewodników wysokotemperaturowych, jak również perspektywy ich zastosowań technicznych.

Dorobek światowy w zakresie cienkich warstw i monokryształów nadprzewodników wysokotemperaturowych przedstawiono w 29 referatach przeglądowych, wygłoszonych przez wybitnych specjalistów zagranicznych oraz jednego referenta krajowego. Na uwagę zasługuje obecność jednego z pionierów badań w zakresie nadprzewodników ceramicznych – prof. B. Raveau z Uniwersytetu w Caen, który z braku czasu przyjechał tylko na jeden dzień, aby przedstawić swój bardzo ciekawy referat. Komunikaty z najnowszymi wynikami prac własnych przedstawiono na sesjach plakatowych (ok. 80 prac). Ponadto w 9-ciu referatach wygłoszonych przez polskich fizyków, omówiono wyróżniające się w tej dziedzinie osiągnięcia krajowych ośrodków.

Swoją sukces Konferencja zawdzięcza zarówno działalności szerokiego Międzynarodowego Komitetu Doradczego, którego sugestie i rady bardzo pomogły w wyborze i zaproszeniu wybitnych specjalistów w celu wygłoszenia referatów przeglądowych, jak też wysokiemu poziomowi komunikatów z prac własnych. Wśród bardzo licznych konferencji na świecie poświęconych nadprzewodnictwu wysokotemperaturowemu, Konferencja HTC-USTRON'89 jest pierwszą konferencją koncentrującą się na cienkich warstwach i monokryształach. Cienkie warstwy wydają się najbliższe zastosowaniu technicznemu, a badania monokryształów przynoszą najważniejsze informacje o podstawowych własnościach fizycznych i procesach nadprzewodnictwa.

Materiały Konferencji zawierające większość

referatów przeglądowych i wyselekcjonowane przez Komitet Programowy komunikaty z prac własnych będą opublikowane przez wydawnictwo World Scientific w Singapurze jako osobny tom w serii *Proceedings of High-T_c Conferences*. Materiały powyższe będą stanowiły reprezentatywny

i najaktualniejszy przegląd kierunków badań i osiągnięć w zakresie cienkich warstw i monokryształów z nadprzewodników wysokotemperaturowych.

Jerzy Rauluszkiewicz

Weisskopf o popularyzacji i dydaktyce

Niemieckie Towarzystwo Fizyczne przyznało Nagrodę Dydaktyczną za r. 1989 V. F. Weisskopfowi. Odbierając tę nagrodę Weisskopf wygłosił odczyt „Problemy popularyzacji nowoczesnej fizyki”, którego tekst ukazał się w *Physikalische Blätter* 46, 73 (1990).

Weisskopf tak przedstawia konieczność popularyzacji fizyki: „Nowoczesne nauki przyrodnicze, a w szczególności fizyka i biologia, są najbardziej pozytywnymi produktami jakie zrodziła kultura XX wieku. Nie muszę tu przypominać postępów, które kiedyś zdawały się nie do pomyślenia, poczynionych w naszym stuleciu: zrozumienie struktury materii, atomów, cząsteczek, materii skondensowanej; w astronomii stworzyliśmy nowe „oczy” do badania nieba: oczy promieniowania γ , czy rentgenowskie, ultrafioletowe, podczerwone, mikrofalowe itd. Nasz obraz świata ogarnia teraz znacznie więcej i głębiej, szczególnie dzięki ideom, które częściowo jeszcze nie są dopracowane do końca. Mam tu na myśli szczególnie Wielki Wybuch, wczesny rozwój materii i rozszerzanie się Wszechświata. To są oczywiście sprawy o niesłychanym znaczeniu. Publiczności interesuje się tym nie tylko z punktu widzenia nauki, ale również ze względów filozoficznych a nawet religijnych. I dlatego właśnie jest łatwiej przedstawiać te sprawy laikowi, bo go to tak interesuje, aczkolwiek jest oczywiście bardzo trudno przedstawiać te sprawy poprawnie, a jednocześnie w sposób prosty. ... Wydaje mi się, a mam nadzieję, że nie jestem tu zbyt jednostronny, iż inne osiągnięcia kultury naszego stulecia, jak malarstwo, muzyka, poezja, dramat itd., nie rozkwitają tak jak nauki przyrodnicze. A mimo to wielkie osiągnięcia nauk przyrodniczych nie wniknęły dostatecznie w świadomość szerokiej publiczności i tu właśnie, według mnie, leży główny cel popularyzacji nowoczesnej fizyki”.

Według opinii Weisskopfa autorzy dzieł popularnonaukowych zbyt wiele uwagi poświęcają najnowszym odkryciom (np. nowym cząstkom elementarnym lub superstrunom). To nie jest właściwa droga do wyjaśnienia nowej fizyki. Laik nie zna podstaw nowej fizyki (teorii względności i me-

chaniki kwantowej), które właśnie zawierają istotne wartości, konieczne do rozszerzenia horyzontów umysłowych.

Weisskopf zwraca uwagę na trudności przedstawiania nowoczesnych osiągnięć nauki w szkołach podstawowych i średnich. „Nauka oznacza bowiem nie zasób wiadomości, lecz ich nabywanie. Dlatego jest tak ważne, aby uczeń przeprowadzał doświadczenia. To daje się stosunkowo łatwo robić w fizyce klasycznej, ale jest prawie niemożliwe, aby przeprowadzać w szkole doświadczenia z podstaw mechaniki kwantowej. Mechanikę kwantową można tylko wyklądać ustnie czy pisemnie, wyjaśniać w dyskusjach z uczniami, ale nie da się jej unaoczniać za pomocą eksperymentów, które przeprowadzają sami uczniowie. ... Popularyzacja i nauczanie w szkole są trudne. O wiele trudniejsze niż niektóre badania oryginalne. ... Zdarzało mi się, że próbując wyjaśnić coś laikowi zdałem sobie sprawę, że tego czegoś nie rozumiałem sam i dopiero teraz dochodziłem do istoty sprawy”.

Jak trudno jest osiągnąć sztukę dobrego nauczania, Weisskopf świetnie zdaje sobie sprawę. Przez kilka lat prowadził w MIT seminarium dydaktyczne. Nie był jednak zadowolony z uzyskanych rezultatów: „Dobrym nauczycielem trzeba się urodzić”. Nie mniej uważa, że do dydaktyki przywiązuje się zbyt mało wagi — „Niestety jest stanowczo zbyt mało katedr dydaktyki”. Umiejętność dobrego nauczania nie zyskuje dostatecznego uznania w społeczności fizyków. Przy awansach, promocjach doktorskich, habilitacjach, uzyskiwaniu posad zawsze najważniejsze są osiągnięcia badawcze. Weisskopf proponował kiedyś w MIT, aby jako prace doktorskie przyjmować nie tylko sprawozdania z badań oryginalnych, lecz również nowe oryginalne opracowania dawno zrobionych odkryć. Nie udało mu się jednak tego przeprowadzić. Jego zdaniem powinniśmy więcej zajmować się problemami dydaktyki i pisać więcej książek popularnonaukowych.

Swobodna (?) wymiana uczonych

W zeszycie styczniowym 1990 czasopisma *Physics Today* ukazał się list pięciu polskich fizyków z Zakładu Fizyki Teoretycznej PAN i z Instytutu Fizyki PAN. Autorzy skarżą się na trudności w terminowym uzyskiwaniu wiz amerykańskich: „Wprawdzie odmowy udzielenia wiza [chodzi tu o wiza służbowe na krótkie lub dłuższe pobyty] są rzadkie (choć się zdarzają), to z reguły procedura trwa długo, zwykle od 6 tygodni do kilku miesięcy. Czas oczekiwania nie zależy od liczby poprzednich wizyt. Proponowane daty wyjazdu z Polski są przez władze amerykańskie ignorowane. Wielokrotnie zdarzało się, że ludzie nie mogli wziąć udziału w ważnych międzynarodowych konferencjach, gdyż dostawali wiza już po zakończeniu spotkania. ... Służbowe wiza amerykańskie znacznie łatwiej uzyskiwało się 5 czy 10 lat temu, gdy Polskę można było traktować ze znacznie większą dozą podejrzliwości niż obecnie”.

Wydaje się, że Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne (APS) zdaje sobie sprawę z istniejącej sytuacji, gdyż w uchwale APS na temat współpracy międzynarodowej czytamy m.in.: „APS ubolewa nad mającymi polityczne podłoże ograniczeniami podróżowania fizyków. W szczególności APS wzywa wszystkie rządy, aby wydawały w porę

dokumenty wyjazdowe fizykom swojego kraju, którzy zostali zaproszeni na międzynarodowe konferencje naukowe lub do wzięcia udziału w innych działalnościach naukowych. Podobnie, wzywa się rządy krajów-gospodarzy, aby wydawały we właściwym czasie wiza wyjazdowe dla fizyków obcokrajowców, którzy zostali zaproszeni do wzięcia udziału w konferencjach naukowych i innych przedsięwzięciach naukowych”.

Jak jednak będzie interpretowane przez fizyków amerykańskich następujące stwierdzenie:

„APS konstatuje, że działania rządów sprzeczne z powyższymi zasadami powodują, iż wielu fizyków amerykańskich nie chce brać udziału w konferencjach i innych wspólnych przedsięwzięciach naukowych organizowanych przez kraje wykraczające przeciw tym zasadom”.

Czy można się spodziewać, że fizycy amerykańscy wezmą serio to stwierdzenie swego Towarzystwa i że dopóki sprawa amerykańskich wiz wyjazdowych dla obcokrajowców nie zostanie uregulowana, będą odmawiać brania udziału w międzynarodowych konferencjach organizowanych na terenie USA?

Phys. Today 43, Nos 1 i 2 (1990)

B. W.

Encyklopedia dla olimpijczyka

Firma wydająca *Encyklopedię Brytyjską* ofiarowała komplet tego wydawnictwa Michaelowi Rutterowi, członkowi brytyjskiego zespołu Olimpiady Fizycznej, zdobywcy złotego medalu na XX Międzynarodowej Olimpiadzie Fizycznej w Warszawie (patrz Kronika 1/2 — 1990).

Jak by to było pięknie, gdyby Państwowe Wydawnictwo Naukowe ofiarowywało polskim zwycięzcom Olimpiady Fizycznej *Wielką Encyklopedię Powszechną!*

Phys. World 3, No. 3 (1990)

B. W.

Nowy redaktor *Europhysics News*

Dotychczasowy redaktor *Europhysics News* — Edwin Shaw, który prowadził to czasopismo przez 20 lat, od początku jego istnienia, przeszedł na emeryturę. Obecnie redaktorem jest P. G. Boswell. W numerze ze stycznia 1990 w krótkiej wypowiedzi przedstawia on plany polityki redakcyjnej. Czasopismo będzie, podobnie jak dotychczas, zawierać artykuły przeglądowe z najważniejszych dziedzin fizyki i nauk pokrewnych. Ponadto jednak nowy redaktor chce znacznie rozszerzyć

dział informacyjny, gdyż w miarę wzrostu tendencji do zjednoczenia politycznego i kulturalnego rośnie doniosłość informacji o tym co się dzieje poza własną ograniczoną wspólnotą. *Europhysics News* może odegrać ważną rolę przez rozpowszechnianie informacji w obrębie prawie 30 krajów europejskich, stowarzyszonych w Europejskim Towarzystwie Fizycznym.

Europhys. News 21, No. 1 (1990)

B. W.

Bogna Klarner
(1908 – 1989)

W dniu 3 listopada 1989 r. zmarła w Warszawie Bogna Klarner, emerytowany profesor nadzwyczajny w Instytucie Fizyki Politechniki Warszawskiej.



Prof. Bogna Klarner

Bogna ze Śliwińskich Klarner urodziła się w 1908 r. w Warszawie w rodzinie inteligentkiej – ojciec był prawnikiem, matka pracowała jako urzędniczka w banku. Fizykę studiowała na Uniwersytecie Warszawskim, dyplom magistra filozofii w zakresie fizyki uzyskała w 1937 r. Jeszcze w czasie studiów została asystentką prof. Stefana Pieńkowskiego w Katedrze Fizyki Doświadczalnej UW. W 1930 r. wyszła za mąż za Tadeusza Klarnera. W latach 1938–39 przebywała w Szwajcarii na leczeniu. W czasie okupacji była w Warszawie. Początkowo zarabiała na utrzymanie udzielając korepetycji z fizyki, a następnie pracowała na stanowisku kierownika produkcji w Wytwórni Zastępczych Artykułów Żywnościowych. Od 1942 r. aż do Powstania Warszawskiego prowadziła własną firmę wytwarzającą brykiety węglowe. Praktycznie przez cały czas okupacji brała czynny udział w działalności konspiracyjnej (Armia Krajowa). Jako uczestnik Powstania Warszawskiego była komendantem cywilnym okręgu Mokotów (rejon Woronicza – Domaniecka). Po wojnie (do 1948 r.) ze względu na trudne warunki materialne rodziny zarabiała na utrzymanie prowadząc ho-

dwolę różnych roślin oraz pisząc artykuły do różnych czasopism. Działalność naukowo-dydaktyczną wznowiła w 1948 r. w Katedrze Fizyki Ogólnej Politechniki Warszawskiej jako asystentka prof. Wacława Szymanowskiego. W 1951 została adiunktem, w 1959 docentem, w 1973 profesorem nadzwyczajnym. Na tym stanowisku pracowała do czasu przejścia na emeryturę w 1978 r.

Pracę badawczą rozpoczęła u prof. Pieńkowskiego, początkowo w zakresie badań fluorescencji (praca magisterska), a następnie zajmowała się badaniem konwersji wewnętrznej promienionowania β . W latach 1948–65 badania Bogny Klarner dotyczyły głównie akustyki i ultradźwięków. Szczególnym osiągnięciem było tu opracowanie nowego oryginalnego sposobu wytwarzania fal ultradźwiękowych. Na przełomie 1961/62 odbyła półroczny staż w Instytucie Pasteura w Paryżu u dyrektora tego Instytutu prof. R. O. Prudhomme'a.

Najbardziej owocny okres pracy Bogny Klarner przypada na lata 1965–1978. Po objęciu Katedry Fizyki w Politechnice Warszawskiej, po śmierci prof. Szymanowskiego, przejmując po nim tematykę badań dotyczącą przewodnictwa i fotoprzewodnictwa warstw wysokooporowych ze szczególnym uwzględnieniem własności elektrofotograficznych i ich zastosowań w kserografii. Od 1971 r. jako kierownik Zakładu w Instytucie Fizyki PW koncentruje się ze swoim zespołem nad badaniem przewodnictwa i fotoprzewodnictwa materiałów amorficznych, a w szczególności materiałów nadających się do rejestracji danych. Znacznym osiągnięciem w tej dziedzinie było opracowanie warstwy elektrofotograficznej z selenkiem arsenu zawieszonym w wysokooporowej żywicy. Warstwę tę zastosowano do rejestratora drgań zarówno powolnych jak i bardzo szybkich.

Pod kierownictwem Bogny Klarner powstał Zakład Półprzewodników Organicznych Instytutu Fizyki PW, w którym działały 4 pracownice: chemiczna, optyki molekularnej, właściwości elektrycznych i zastosowań. W pracowniach tych wytwarzano i badano warstwy światłoczułe amorficzne: a) organiczne (antracen, acenaften, karbazol, zasady Schiffa); b) żywice z zawieszonymi w nich fotoprzewodnikami organicznymi i nieorganicznymi (tiazol, zasady Schiffa, CdS, As₂Se₃); c) nieorganiczne (Se). W większości tych materiałów

badano kinetykę przewodnictwa i fotoprzewodnictwa metodami elektrycznymi i optycznymi. Spośród wytwarzanych warstw znaczną ich liczbę zastosowano w różnych urządzeniach rejestrujących (m.in. w badaniach geofizycznych). W okresie czterech lat Zakład Bogny Klarner opublikował 40 prac oraz opracował liczne sprawozdania (mające charakter publikacji) z prac tajnych prowadzonych na zlecenie Zarządu Topograficznego Sztabu Generalnego WP oraz Wojskowego Instytutu Łączności. Prowadzono również szeroką współpracę z ośrodkami zagranicznymi (Lipsk, Magdeburg, Moskwa, Kijów, Rostów, Wilno, Sofia) – wspólne badania, seminaria, konferencje, wymiana pracowników i stażystów.

Oddzielną, bardzo ważną dziedziną działalności Bogny Klarner było kształcenie kadry. W czasie pełnienia funkcji kierownika Katedry Fizyki PW, a następnie kierownika Zakładu Instytutu Fizyki PW, Bogna Klarner była promotorem 8 doktorantów. Przykładała dużą wagę do kształ-

cenia i wychowywania młodzieży akademickiej. Wyrazem tego był wysoki poziom jej wykładów oraz pełnione funkcje wychowawcze (była opiekunem Domów Studenckich, rzecznikiem dyscyplinarnym ds. studenckich).

Była człowiekiem o ujmującym sposobie bycia, zawsze taktowna, niezwykle życzliwa, chętnie niosąca pomoc każdemu i w każdej potrzebie, umiejąca zachęcić i pracowników i studentów do wyłożonego wysiłku, lubiana i szanowana przez wszystkich, którzy mieli okazję z nią pracować, a nawet tylko ją spotykać przy różnych okazjach. Nawet po przejściu na emeryturę interesowała się pracami prowadzonymi w Zakładzie i służyła radą i pomocą wszystkim, którzy tego potrzebowali.

Bogna Klarner pozostanie w życzliwej pamięci wszystkich, którzy ją gdziekolwiek i kiedykolwiek spotkali, gdyż jej osobowość i sposób bycia zawsze pozytywnie wpływały na otoczenie.

Zdzisław Paczkowski

G. Uhlenbeck (1900 – 1988)

Dnia 31 października 1988 zmarł w Boulder (Colorado) George Eugene Uhlenbeck, jeden z pionierów mechaniki kwantowej.

Uhlenbeck urodził się 6 grudnia 1900 w Batavii (obecnie Djakarta) w Indiach Holenderskich. Gdy miał 7 lat rodzina przeprowadziła się do Holandii. Studia rozpoczął na Politechnice w Delft w 1918 r., po czym przeniósł się na Uniwersytet w Lejdzie, gdzie studiował fizykę i matematykę. Jego profesorami byli tam Paul Ehrenfest, Heike Kamerlingh Onnes i Hendrik Antoon Lorentz. Po skończeniu studiów był przez trzy lata prywatnym nauczycielem w Rzymie. Poznał wtedy Fermiego i zaprzyjaźnił się z nim.

W okresie rzymskim rozwinęło się jego zainteresowanie historią. Pierwsza jego publikacja była z dziedziny historii (dotyczyła Holendra Johannesesa Heckiusa, który w 1603 r. był jednym z założycieli rzymskiej Accademia dei Lincéi). Po powrocie do Holandii przez pewien czas wahał się, czy zajmować się dalej fizyką czy historią. W 1926 doktoryzował się jednak na podstawie pracy „Metody statystyczne w teorii kwantów”. Fizyka statystyczna pozostała na resztę życia głównym przedmiotem jego badań.

W 1930 r. został wykładowcą Uniwersytetu w Utrechcie, w 1939 wyjechał do USA, gdzie pracował w Uniwersytecie Michigan aż do 1960 r. (z przerwą wojenną na pracę w MIT), a potem przeniósł się do Uniwersytetu Rockefellera.

W 1925 r. Uhlenbeck zaczął za namową Ehrenfesta współpracować z młodszym od siebie o 2 lata Samuelem Abrahamem Goudsmitem, wówczas już doświadczonym spektroskopistą. Współpraca ta doprowadziła w październiku 1925 do wysunięcia koncepcji spinu elektronu i wyjaśnienia na drodze półklasycznej rozszczepienia w subtelnej strukturze widm. Wprowadzenie pojęcia spinu elektronowego miało doniosłe konsekwencje dla dalszego rozwoju mechaniki kwantowej. Idea spinu elektronu była początkowo przyjmowana z oporami. Warto tu może przypomnieć, że już wcześniej Ralph Kronig wpadł na tę myśl, ale skutkiem ostrej krytyki ze strony Pauliego nigdy jej nie opublikował.

W dalszej swojej działalności Uhlenbeck zajmował się mechaniką statystyczną i jej zastosowaniami w różnych gałęziach fizyki, m.in. w fizyce promieniowania kosmicznego wprowadził słynne równanie fundamentalne (Master Equation). Wy-

rażał często opinię, że w fizyce trzeba iść śladami mistrza — „fizyka przeciwieństwo matematyka nie jest nauką czysto dedukcyjną i osobiste gusty i intuicja odgrywają tu ważną rolę”. Był przekonany, że w każdym stadium rozwoju fizyki byli pewni ludzie, których wyczucie jakie zjawiska i jakie idee teoretyczne trzeba badać stało się bardzo ważne dla dalszego postępu fizyki — „oni mieli nosa” mawiał.

Uhlenbeck miał zdolność bardzo jasnego przedstawiania swoich myśli, co szczególnie ujawniało się w jego publikacjach oryginalnych.

Phys. Today 42, No. 12 (1989)

B.W.

INFORMACJE DLA AUTORÓW

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

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

2. Maszynopis pracy (oryginał i jedną pełną – z rysunkami, tablicami itd. – kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładne adresy, zarówno prywatny jak i instytucji, z zaznaczeniem, na który przesyłać korespondencje, korektę i honorarium autorskie. O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

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

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

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

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

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

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

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

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

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

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

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

10. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Oddział, ul. Więckowskiego 13, 90-721 Łódź. Przetrzywanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamówić odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1–16 s. wynosi zł 6.480,—

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

WARUNKI PRENUMERATY

Wpłaty na prenumeratę przyjmowane są tylko na okresy kwartalne. Informacji o cenach udzielają urzędy pocztowe oraz oddziały kolportażowe w miastach.

Prenumeratę przyjmują:

- oddziały kolportażowe właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora – odbioru zamówionych egzemplarzy dokonuje prenumerator w wyznaczonych punktach sprzedaży lub w inny, uzgodniony sposób,
- urzędy pocztowe i listonosze – od prenumeratorów z terenów wiejskich lub innych miejscowości, w których nie ma oddziałów kolportażowych, a w miastach tylko od osób niepełnosprawnych – poczta zapewnia dostawę zamówionych egzemplarzy pod wskazany adres pod warunkiem uiszczenia dodatkowej opłaty za każdy doręczony egzemplarz. Wysokość opłat za każdy kwartał ustala poczta.
- Centrala kolportażu Prasy i Wydawnictw, 00-958 Warszawa, konto PBK XIII Oddział Warszawa 370044-1195-139-11 – tylko od prenumeratorów zlecających dostawę za granicę.

Prenumerata ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa; w przypadku zlecenia dostawy drogą lotniczą – koszt dostawy lotniczej w pełni pokrywa prenumerator.

Terminy przyjmowania prenumeraty:

- na kraj i za granicę – do 20.XI. na I kw. roku następnego
do 20.II. na II kw.
do 20.V. na III kw.
do 20.VIII. na IV kw.

Bieżące i wcześniejsze numery można nabyć w Księgarni Państwowego Wydawnictwa Naukowego, ul. Miodowa 10, Warszawa. Również można je nabyć, a także zamówić (przesyłka za zaliczeniem pocztowym) we Wzorcowni Ośrodka Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN, Pałac Kultury i Nauki, 00-901 Warszawa.

Subscription orders for all the magazines published in Poland available through the local press distributors or directly through the

Foreign Trade Enterprise

ARS POLONA

00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, Poland

Our bankers:

BANK HANDLOWY S.A. 20 1061-710-15107-87

SPIS TREŚCI

A. Kuczkowski — Efekt Becquerela	219
J. Steinberger — Eksperymenty z wiązkami wysokoenergetycznych neutronów (tłum. A. Lipniacka)	239
RÓŻNE	
B. Macukow — Neurokomputery	265
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
J. Terlecki, S. Bautembach — O miejsce fizyki w nauczaniu medycyny	285
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	289
RECENZJE	295
KRONIKA	303

CONTENTS

A. Kuczkowski — Becquerel Effect	219
J. Steinberger — Experiments with high-energy neutrino beams	239
MISCELLANEA	
B. Macukow — Neurocomputers	265
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
J. Terlecki, S. Bautembach — For a place for physics in medical education	285
MEETINGS AND CONFERENCES	289
REVIEWS	295
CHRONICLE	303