

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

KATEDRA FIZYKI DOświadczalnej
Marszałkowska 143
Lublin, ul. Nowotki Nr 3.

PTF

TOM XIV

ZESZYT 4

1963

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski (Warszawa).
Członkowie — Władysław Kapuściński (Warszawa),
Karol Majewski (Warszawa), Ludwik Natanson
(Warszawa), Henryk Niewodniczański, czł. rzecz.
PAN (Kraków), Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN
(Warszawa), Leonard Sosnowski, czł. koresp. PAN
(Warszawa), Jan Weysenhoff, czł. koresp. PAN (Kraków)

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weysenhoff, czł. koresp. PAN (Kraków)
Członkowie Redakcji — Antoni Bajorek (Kraków), Lubomir Gabła (Kraków)
Andrzej Kisiel (Kraków)

Adres Redakcji, Kraków, Gołębia 13
tel. 267-45

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem Redakcji. O przyjęciu do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XIV, ZESZYT 4

KATEDRA FIZYKI DOŚWIADZALNEJ
Uniwersytetu F. J. Celi - Szkolowskiej
BIBLIOTEKA
Lublin, ul. Nowotki Nr 8

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1963

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1784 + 136 egz.	Rękopis dostarczono 1. IV. 1963
Ark. wyd. 8 ark. druk. 7	Podpisano do druku 17. VIII. 1963
Papier druk. sat. 80 g, kl. III, 70 × 100	Druk ukończono w sierpniu 1963
Zamówienie 264/63.	Cena zł 15.— F-2

DRUKARNIA UNIWERSYTETU JAGIELLOŃSKIEGO, KRAKÓW, CZAPSKICH 4

Giuseppe Cocconi

Cornell University

Ithaca, New York, N. Y.

Fizyka wysokich energii

(referat doświadczalny) *

W niniejszym sprawozdaniu pragnę zebrać rezultaty prac doświadczalnych przedstawionych na tej konferencji w sekcji fizyki wysokich energii i w sekcji fizyki promieni kosmicznych. W tym celu podzielę materiał doświadczalny w sposób następujący:

1. Zderzenia nukleonów z nukleonami

- A) Całkowite przekroje czynne
- B) Różniczkowe przekroje czynne
- C) Procesy nieelastyczne

2. Zderzenia pionów z nukleonami

- A) Całkowite przekroje czynne
- B) Różniczkowe przekroje czynne
- C) Procesy nieelastyczne

3. Procesy nieelastyczne w oddziaływaniu z promieniami kosmicznymi

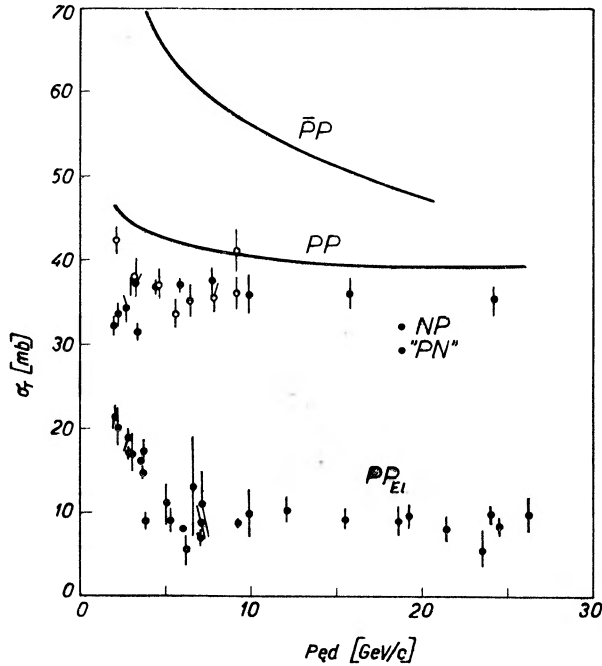
1 A. Całkowite przekroje czynne na zderzenia nukleonów z nukleonami

Zachowanie się całkowitego przekroju czynnego σ_{tot} dla zderzeń protonów z protonami (pp) i protonów z antyprotonami ($p\bar{p}$) jest dzisiaj dobrze znane. Według nowych danych przedstawionych na tej konferencji, dotyczących całkowitego przekroju czynnego na zderzenia protonów z neutronami (np), zachodzi w granicach błędów statystycznych w przypadku protonów o pędach pomiędzy 5-25 GeV/c równość $\sigma_{\text{tot}}(pn) \approx \sigma_{\text{tot}}(pp) \approx 40$ mb.

Na rys. 1 krzywe ciągle przedstawiają stare dane doświadczalne odnoszące się do zderzeń pp i $p\bar{p}$. Nowe dane dla zderzeń pn w obszarze od 3 do 10 GeV/c

* Jest to tłumaczenie referatu wygłoszonego na X Sesji Plenarnej Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii w Genewie w lipcu 1962 r. Tłumaczenia dokonano za zgodą wydawcy i autora ze Sprawozdania 1962 *International Conference High-Energy Physics at CERN*, CERN 1962, str. 883-893.

otrzymali: Diddens, Lillethun, Manning, Taylor, Walker i Wetherell [1] (CERN), którzy mierzyli σ_{tot} dla protonów i neutronów w deuterze (pn). Dane w obszarze od 2 do 8 GeV/c otrzymali też Pantujew, Chaczaturian i Czuwiło (Dubna), którzy użyli wiązki neutronów bombardujących protony (np). Wyniki grupy CERN-u, otrzymane przy zastosowaniu deuteru po powiększeniu o około 10% w celu uwzględnienia „cienia“ protonu, dają przekrój czynny $\sigma_{\text{tot}}(pn)$ zbiegający się z przekrojem czynnym otrzymanym dla zderzeń pp . Dlatego wydaje się, że prowizoryczne rezultaty dubnieńskie są o około



Rys. 1. Całkowite przekroje czynne. Krzywe oznaczone przez pp i $\bar{p}p$ przedstawiają kolejno dane odnoszące się do rozpraszania protonów na protonach i antyprotonów na protonach. Punkty oznaczone literami pn odnoszą się do przekrojów czynnych otrzymanych metodą różnicową (właściwie $pd - pp$) bez poprawek na cień protonu. Dane dla rozpraszania np otrzymano stosując wiązkę neutronów. Punkty w dole wykresu przedstawiają elastyczne rozpraszanie pp

10% za małe. Dr Czuwiło stwierdza, że tak jest istotnie, gdyż istnieją pewne argumenty niezależne od powyższego. Z tego wynika wniosek, że różnica $\sigma_{\text{tot}}(pp) - \sigma_{\text{tot}}(\bar{p}p)$ nie może być w zakresie pędów 5-25 GeV/c większa niż parę milibarnów. W dolnej partii rys. 1 naniesione są punkty uzyskane z nowych pomiarów $\sigma_{\text{elastic}}(pp)$ ([3, 4, 5]). Dla pędów cząstek padających wyższych niż około 10 GeV/c jest $\sigma_{\text{elastic}}(pp) \approx 9$ mb, chociaż Diddens i inni [3] przedstawiają dane wskazujące, że σ_{elastic} powoli maleje ze wzrostem pędu protonów.

Pomiary przekroju czynnego na wymianę ładunku dla protonów padających o pędzie 26 GeV/c wykonali w Fribourgu Hahn, Lindt i Steinrisser w komorze pęcherzykowej wypełnionej freonem. Po raz pierwszy otrzymano

tutaj dane odnoszące się do przekroju czynnego przy tych energiach. Przekrój czynny w freonie jest równy $\sigma_{\text{ch.ex.}}(pn) = 44 \pm 12 \mu\text{b}$, skąd wywnioskowano, że dla zderzeń ze swobodnymi neutronami

$$\sigma_{\text{ch.ex.}}(pn) \approx 100 \mu\text{b}.$$

1 B. Różniczkowe przekroje czynne na zderzenia nukleonów z nukleonami

Większość danych doświadczalnych, które teraz chciałbym przedyskutować odnosi się do elastycznego rozpraszania protonów na protonach, $p + p \rightarrow p + p$. Analiza tych rezultatów została wykonana przy pomocy wielkości niezmienniczych:

$$t = (\text{czterowektor przekazu (transferu) pędu})^2 = -2MT_{\text{rec}}(\text{GeV}/c)^2$$

$$s = (\text{energia całkowita w układzie środka masy (c. m.)})^2 = 2M(T_1 + 2M)(\text{GeV})^2,$$

gdzie M — masa spoczynkowa nukleonu,

T_{rec} — energia kinetyczna odrzutu,

T_1 — energia kinetyczna w układzie laboratoryjnym.

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{-\pi}{p_{\text{c.m.}}^2} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{c.m.}} \left(\frac{\text{cm}}{\text{GeV}/c} \right)^2.$$

Istnieją powody natury ogólnej, aby przewidywać, że

a) $\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} = -\pi \left(\frac{\sigma_{\text{tot}}}{4\pi} \right)$, tzn. że amplituda na rozpraszanie w przód jest czysto urojona (twierdzenie optyczne).

b) Przy małych t główną rolę w $d\sigma/dt$ gra rozpraszanie dyfrakcyjne, tzn., że przy $-t < 0,5(\text{GeV}/c)^2$ zachodzi

$$X = \frac{d\sigma/dt}{(d\sigma/dt)_{t=0}} = e^{At}, \quad (1)$$

gdzie $A = (r/2)^2$, a r jest „promieniem“ obszaru, gdzie odbywają się oddziaływania elastyczne.

Jeżeli w rozpraszaniu elastycznym pp główną rolę grają bieguny Reggego z zerowymi liczbami kwantowymi ($S = B = T = 0$)¹, tzw. bieguny Pome-ranczuka, to należy oczekiwać, że stosuje się wzór Chewa, Frautschiego, Gribowa i Lovelace'a (CFGL) [7, 8, 9]:

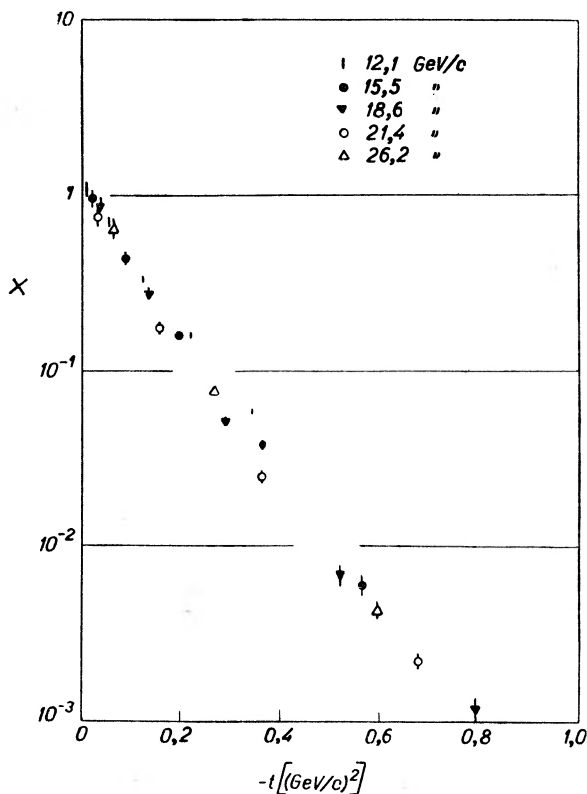
$$\frac{d\sigma}{dt} = f(t) \left(\frac{s}{2M^2} \right)^{2\alpha(t)-2}.$$

Jak wynika z doświadczenia, na to, aby przekrój czynny $\sigma_{\text{tot}}(pp)$ był prawie stały dla rozważanych energii musi $\alpha(t) \rightarrow 1$, gdy $t \rightarrow 0$. Wtedy stosunek X staje się równy

$$X = \frac{d\sigma/dt}{(d\sigma/dt)_{t=0}} = F(t) \left(\frac{s}{2M} \right)^{2\alpha(t)-2} \quad (2)$$

¹ S — dziwność, B — liczba barionowa, T — izospin całkowity.

$F(t)$ jest pewnym rodzajem czynnika postaci (formfaktora), danego przez równanie (1) dla małych $-t$; oczekuje się, że $\alpha(t)$ maleje dla rosnących $-t$. Z równania (2) wynika wtedy, że obraz dyfrakcyjny na wykresie zależności X od t staje się coraz bardziej stromy w miarę wzrostu energii protonu. Odpowiada to w interpretacji klasycznej pozornemu wzrostowi promienia oddziaływania pomiędzy dwoma protonami, gdy rośnie ich energia względna.

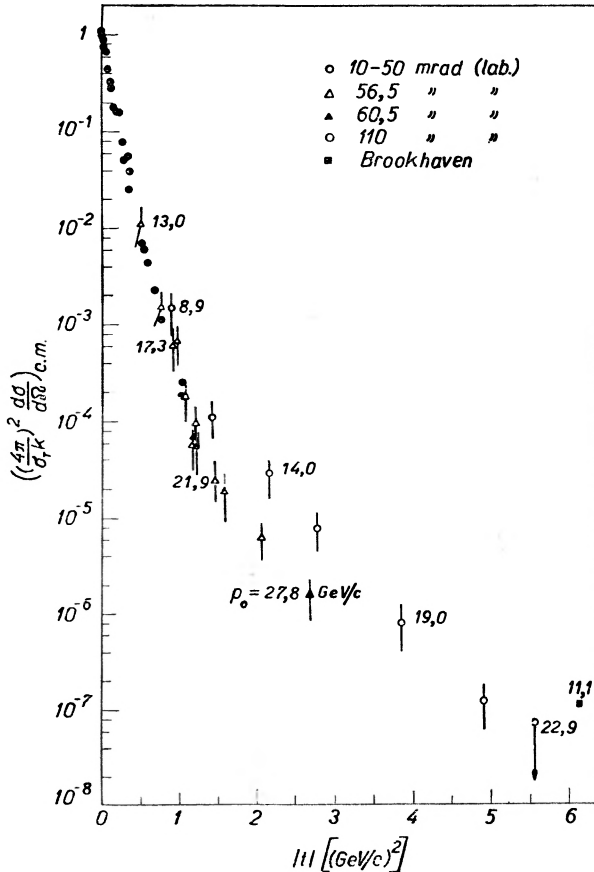


Rys. 2. Przekroje czynne na elastyczne rozpraszanie protonów na protonach znormalizowane według równania (1) dla małych wartości kwadratu niezmienniczego przekazu pędów t . Dane wzięte z pracy [3]

Na posiedzeniach sekcji fizyki wysokich energii miała miejsce ożywiona dyskusja nad przypuszczeniem, że amplituda w przód jest urojona.

W zgodności z innymi pomiarami kliszowymi grupa fizyków z University College z Londynu [4] przedstawiła argumenty przemawiające za tym, że $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} > -\pi \left(\frac{\sigma_{\text{tot}}}{4\pi}\right)^2$. Jednak pomiary licznikowe z tarczą wodorową wykonane przez grupę z CERN-u [10] przemawiają za amplitudą czysto urojoną. Bardzo pożądane byłyby dokładne pomiary, lecz w tym sprawozdaniu przyjmę nieco dowolne założenie, że część rzeczywista amplitudy na rozpraszanie w przód znika.

Rozpatrzmy najpierw pomiary o małym przekazie (transferze) pędu, referowane przez grupę z CERN-u, wykonane za pomocą liczników, przy użyciu zewnętrznej wiązki protonowej i tarczy wodorowej. Celem tego względnie dokładnego doświadczenia było stwierdzenie, czy obraz dyfrakcyjny zżęwa się ze wzrostem pędu protonów, jak przewidziano wzór *CFGL*. Dane przedstawione na rys. 2 pokazują, że tak właśnie się dzieje. Dopasowanie metodą najmniej-



Rys. 3. Przekroje czynne na elastyczne rozpraszanie protonów na protonach w zależności od t . Dane wzięte z prac [10] i [11]

szych kwadratów krzywej danej przez (1) do danych doświadczalnych w zakresie $-t < 0,4 (\text{GeV}/c)^2$ daje wartości A od $8,4 \pm 0,4$ przy $12,5 \text{ GeV}/c$ do $10,4 \pm 0,7$ przy $26,2 \text{ GeV}/c$. Jeżeli z drugiej strony dopasuje się wszystkie dane do tego samego nachylenia krzywej, otrzymuje się dla pięciu punktów wartość na A wynoszącą $9,62$ przy $X^2 = 23$. Dane są przeto zgodne z kurczeniem się obrazu dyfrakcyjnego odpowiadającego zmianie promienia protonu o około 10% (od 1,17-1,27 f) w tym zakresie pędów. Wyniki pomiarów dla większych wartości $-t$ są przedstawione na rys. 3 i okazują znowu, że $d\sigma/dt$ zależy wyraźnie zarówno od s , jak i od t .

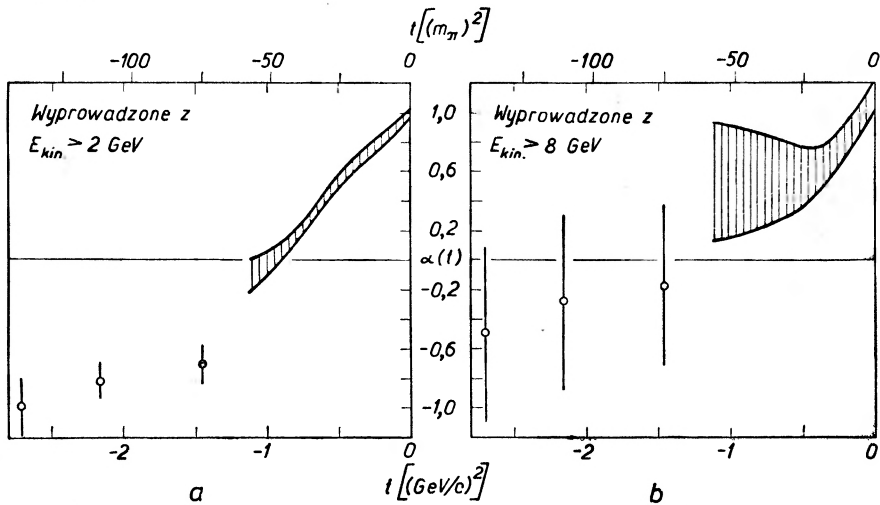
Przed omówieniem interpretacji tych danych spójrzmy na pewne aspekty techniczne doświadczeń. Wyniki uzyskane w CERN dla dużych $-t$ otrzymano przy użyciu wewnętrznej wiązki protonowej z synchrocyclotronu protonowego (*PS*) i przy zastosowaniu precyzyjnej analizy jądrowej wiązek rozproszonych pod różnymi kątami przez tarcze z polietylenu i węgla. Aby otrzymać rozpraszanie protonów na protonach należy wziąć różnicę pomiędzy strumieniami z dwóch tarcz. Nie wykonano jednak żadnych pomiarów na protonach odrzutu. Ta metoda postępowania ma dwie główne zalety, jest prosta i pozwala na pomiary protonów zarówno ze zderzeń elastycznych, jak i słabo nieelastycznych². Zobaczymy później, jak ważne są te protony pochodzące ze zderzeń słabo nieelastycznych. Metoda różnicowa ogranicza jednak nieco dokładność wyników końcowych, dla otrzymania dużych zdolności rozdzielczych musi się stosować małe apertury. Grupa z Brookhaven i Cornell (Baker, Jenkins, Read, G. Cocconi, V. T. Cocconi i Orear) zmierzyła niedawno rozpraszanie elastyczne używając również wewnętrznej wiązki protonowej z synchrotronu protonowego *AGS* i tarcz polietylenowych i węglowych, lecz wykrywając przy pomocy liczników rozproszone protony z jednej strony urządzenia i protony odrzutu z drugiej strony. Warunki geometryczne dobrano tak, że nawet przy dużych aperturach rejestrowane były tylko protony rozproszone elastycznie przez protony spoczywające. Dlatego przy użyciu tarczy polietylenowej mierzone były tylko zderzenia z protonami swobodnymi. Przeto można się spodziewać, że metoda ta będzie użyteczna przy pomiarach elastycznego rozpraszania protonów na protonach przy dużych s oraz $-t$. Pomiary w Brookhaven dostarczyły dotąd tylko ostatniego punktu na rys. 3, przy $-t = 6,1 (\text{GeV}/c)^2$.

Przechodząc teraz do obliczenia $a(t)$ i $F(t)$ musimy zauważyć, że oczekujemy ważności wzoru *CFGL* dla dużych s ($s \rightarrow \infty$). Niektóre z pomiarów mogą się nie mieścić w zakresie stosowalności tego wzoru. Rys. 4, po dołączeniu rezultatów odnoszących się do niskich energii, wykazuje, że $a(t)$ jest dobrze określone i, jak oczekiwano, maleje w przybliżeniu liniowo, aż osiągnie wartość zero przy $t = -1 \pm 0,1 (\text{GeV}/c)^2$. Poza $t = -1 (\text{GeV}/c)^2$ zachowanie się jest mniej pewne.

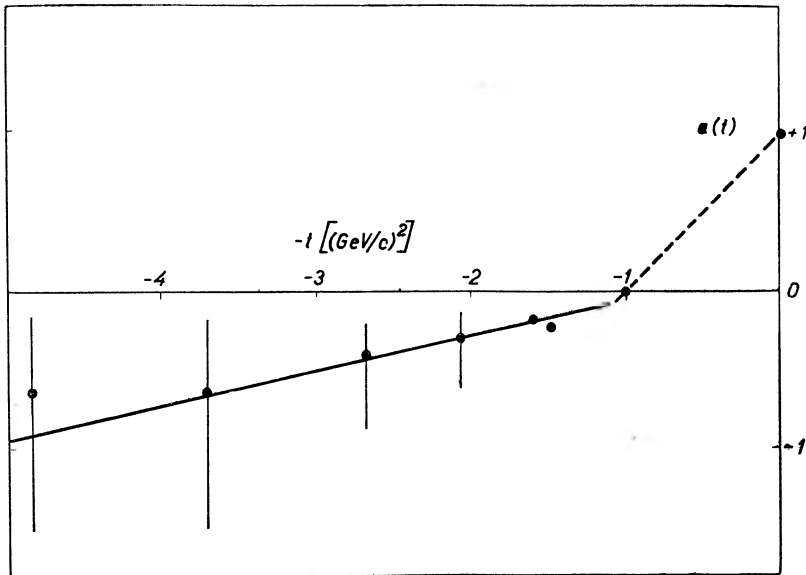
Jeżeli uwzględnimy tylko dane CERN-u (rys. 4b), $a(t)$ ma ten sam przebieg jak wtedy gdy dołączy się dane dla niskich energii, lecz wykazuje dążność, aby nieco wzrosnąć, szczególnie dla dużych wartości $-t$. Gdy rozważa się punkt otrzymany w Brookhaven-Cornell razem z punktami przy wysokich energiach, otrzymanymi w CERN, dochodzi się do wniosku, że $a(t)$ zdaje się zdychać do wartości asymptotycznej $-1/2$, jak okazano na rys. 5. Ponieważ znajomość wartości asymptotycznej funkcji $a(t)$ jest ważna dla zrozumienia natury silnych oddziaływań, wykonanie dokładniejszych pomiarów różniczkowego przekroju czynnego dc/dt jest rzeczą nagłą. Stwierdzono, że funkcja $F(t)$ maleje wykładniczo od wartości $+1$ przy $t = 0$ do około 10^{-1} przy $t =$

² Zob. § 1 C, w oryginale użyty jest termin „slightly inelastic“ (przyp. tłum.).

$= -1(\text{GeV}/c)^2$, a potem zbliża się do wartości 10^{-2} , gdy t wzrasta. Lecz znowu muszę zwrócić uwagę na to, że poza $t = -1$ błędy są bardzo duże. W każdym razie, wydaje mi się, że jak dotąd doświadczenia potwierdzają równanie *CFGL*.



Rys. 4. $\alpha(t)$ określone z równania (2) otrzymane z różniczkowych przekrojów czynnych na rozpraszanie protonów na protonach przy energiach kinetycznych i cząstek padających (a) większych niż 2 GeV (z prac [5], [10], [15]); (b) większych niż 8 GeV (z pracy [10])



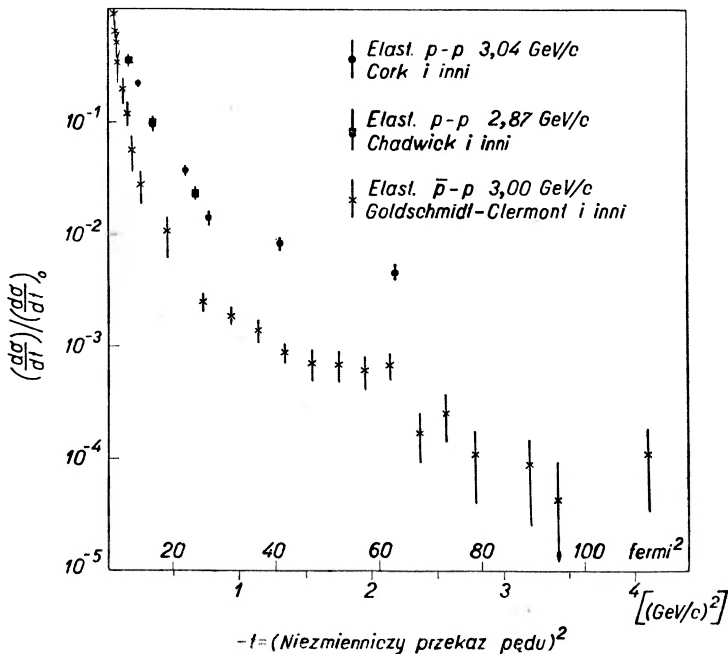
Rys. 5. $\alpha(t)$ dla dużych przekazów pędu przy zastosowaniu danych z rys. 3 (z prac [10] i [11])

Muszę tu jeszcze wspomnieć o interesującej konsekwencji tego faktu, że ze wzrastającą energią wymiary nukleonu zdają się powiększać wraz z rosnącą energią, podczas gdy całkowity przekrój czynny pozostaje stały. Jak wskazali Udgaonkar i Gell-Mann, a ostatnio Gribow, Joffe, Pomeranczuk i Rudik,

oznacza to, że nukleon staje się bardziej przezroczysty. Po przekroczeniu pewnej energii wymiary nukleonu stają się większe niż wymiary jądra. Wtedy $\sigma_{\text{absorp.}}(p, A)$ staje się proporcjonalne do liczby nukleonów A , podczas gdy dla mniejszych energii jest, jak wiadomo, $\sigma_{\text{absorp.}}(p, A) \sim A^{2/3}$. Być może, że tę zmienność przekroju czynnego można by wykryć przy zastosowaniu już istniejących akceleratorów. W bardzo grubym przybliżeniu, gdy r jest promieniem nukleonu, mamy

$$\frac{\Delta\sigma(p, A)}{\sigma(p, A)} = \frac{2\pi(rA^{1/3})\Delta r\eta}{\pi(rA^{1/3})^2} = 2\eta \frac{\Delta r/r}{A^{1/3}},$$

gdzie $\eta \approx \frac{1}{2}$ jest średnią przezroczystością nukleonu. Dla miedzi, korzystając z rezultatu otrzymanego w CERN, że $\Delta r/r$ zmienia się o około 10%, gdy pęd



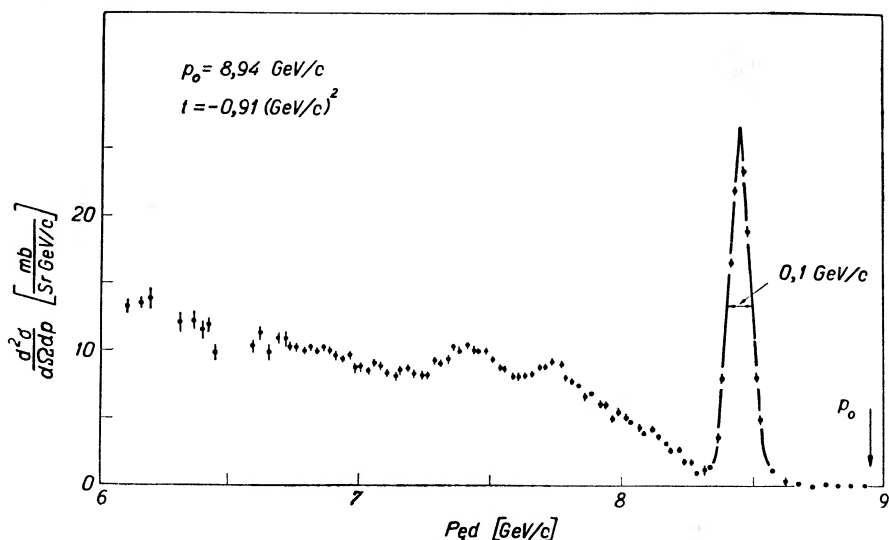
Rys. 6. Znormalizowane przekroje czynne na rozpraszanie elastyczne pp i $\bar{p}p$ przy pędach bliskich 3,0 GeV/c z prac [5], [14] i [15]

protonu rośnie od 12 do 26 GeV/c, otrzymuje się $\Delta\sigma(p, A)/\sigma(p, A) \approx 2\%$. Wykrycie doświadczalne tego byłoby trudne, lecz chyba możliwe.

W związku z rozpraszaniem elastycznym muszę wspomnieć o doświadczeniach wykonanych w CERN (Goldschmidt—Clermont, Guinea, Hofmokl, Lewisch, Morrison, Schneeberger i de Unamuno) z antyprotonami o pędzie 3 GeV/c rozpraszanymi elastycznie w wodorowej komorze pęcherzykowej. Obraz dyfrakcyjny na rys. 6 wskazuje na to, że promień antyprotonu jest dużo większy niż promień protonu. Istotnie, całkowity przekrój czynny $\sigma_{\text{tot}}(\bar{p}p)$ przy 3 GeV/c nie jest jeszcze niezależny od energii i jest dwa razy większy od całkowitego przekroju czynnego dla protonów, nie można więc oczywiście oczekiwać w tych warunkach stosowalności wzoru CFGL.

1 C. Nieelastyczne zderzenia nukleonów z nukleonami

Większość informacji, jakie chciałbym przedstawić na temat nieelastycznego rozpraszania nukleonów na nukleonach, pochodzi znowu z pomiarów wykonanych przez Diddensa i innych [10] w CERN. Jak zostało wyjaśnione poprzednio, analiza pędowa protonów opuszczających tarcze wewnętrzne dała im możliwość wyodrębnienia przypadków, w których pojawiają się zderzenia słabo elastyczne. Typowy obraz otrzymany dla szerokiego zakresu kątów i pędów protonów pierwotnych dany jest na rys. 7, około 1 GeV/c poniżej



Rys. 7. Widmo pędowe dla różniczkowego rozpraszania protonów na protonach, gdzie widać maksima dla rozpraszania elastycznego i prawie elastycznego, których odległość wynosi około 1 GeV/c (z pracy [10])

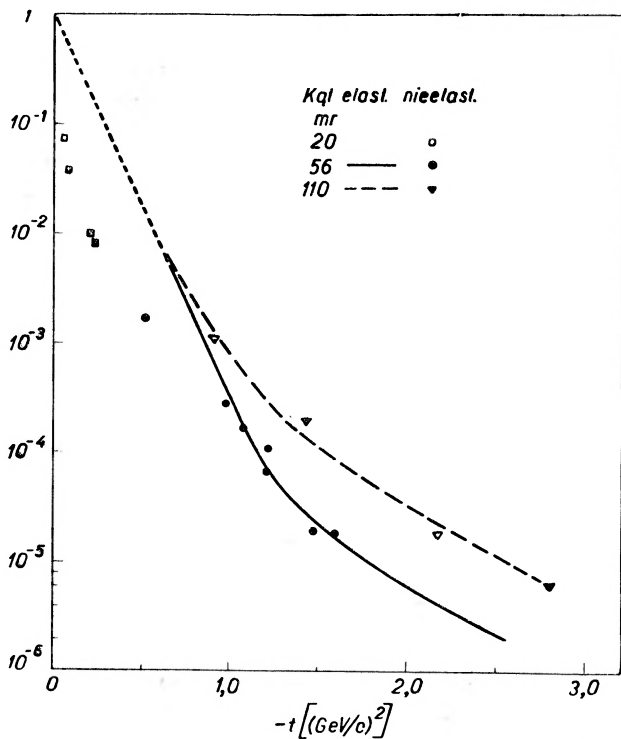
ostrego maksimum odpowiadającego zderzeniom elastycznym zaznaczają się wyraźnie dwa maksima ponad kontinuum. Te dwa maksima pojawiają się w położeniach odpowiadających utworzeniu mas cząstek odrzutu równym $M_2^* = 1,51 \pm 0,01$ i $M_3^* = 1,69 \pm 0,01$ GeV/c. Są to dokładnie masy dwóch rezonansów πp , obu o spinie izotopowym równym $T = 1/2$. Ta cecha charakterystyczna utrzymuje się dla wszystkich wartości s i t , dla których obserwowano ten obraz dyfrakcyjny.

Zatem wyniki te wykazują, że przy zderzeniu dwóch protonów istnieje zwiększona możliwość zajścia reakcji



W jaki sposób zależy przekrój czynny w tym kanale od s i t ? Wybór powierzchni na rys. 7, odpowiadającej pobudzeniu dla tego kanału, jest w dużym stopniu

dowolny. Założono, że przekrój czynny w tym kanale jest dany przez pole pomiędzy słabymi maksimami, a linią łączącą kontinum po obu jego stronach. Ten przekrój czynny, podzielony przez $(d\sigma/dt)_{el}(t=0)$, obliczono dla trzech różnych kątów rozproszenia w układzie laboratoryjnym i wynik przedstawiono na rys. 8. Obie te krzywe przedstawiają również przekrój czynny na zderzenie, omówiony w ust. 1B. Jest rzeczą zdumiewającą, że przekroje czynne na zde-



Rys. 8. Krzywe przedstawiają różniczkowe przekroje czynne na elastyczne rozpraszanie protonów na protonach, a punkty przedstawiają przekroje czynne wyprowadzone metodą opisaną w tekście z maksimów dla rozpraszania słaboelastycznego, wykreślonego na rys. 7. X jest określone równaniem (1)

rzenie zarówno elastyczne, jak i nieelastyczne wykazują tę samą zależność od t dla $-t > 1(\text{GeV}/c)^2$. Podobieństwo to widać w zakresie zmienności przekroju czynnego wynoszącej około 100. Odkrycie to zinterpretowali Frautschi, Gell-Mann i Zachariasen [16], Gribow i inni [13] i Contogouris, Frautschi i Wong [17]. Przypuszczają oni, że biegun Reggego typu Pomerańczyka (odpowiedzialny za zderzenia elastyczne) jest również odpowiedzialny za nieelastyczną przemianę nukleonu N tarczy w nukleon wzbudzony N^* z $t = 1/2$. Cząstka N^* ma te same liczby kwantowe co nukleon, a reakcja może być przedstawiona przy pomocy diagramu 1.

Spadek przekroju czynnego na zderzenia nieelastyczne dla małych wartości $-t$, jak widać na rys. 8, można przypisać niewłaściwemu dobraniu krętów

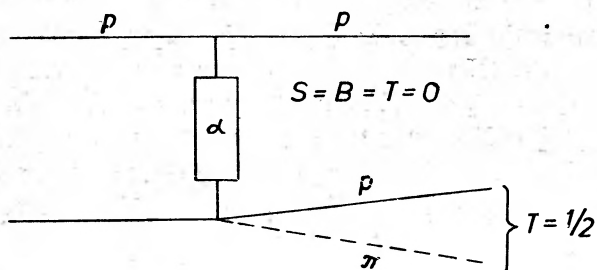


Diagram I

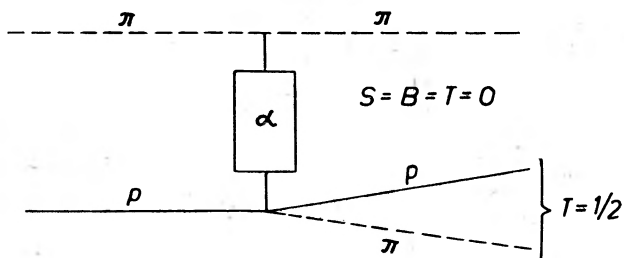


Diagram II

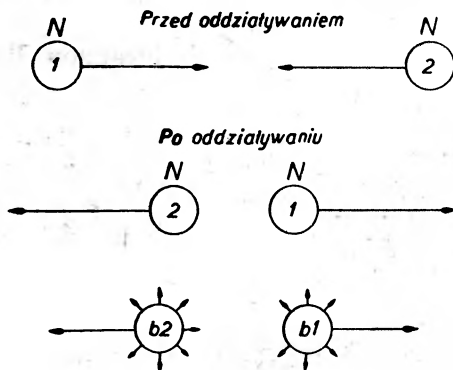


Diagram III

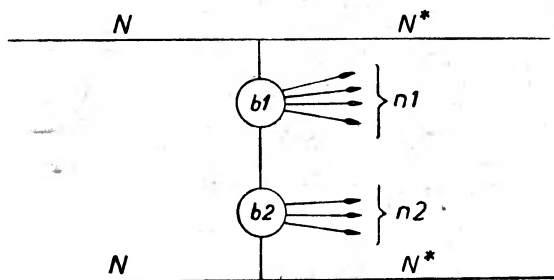


Diagram IV

w wierzchołku nukleonu tarczy na diagramie 1, nawet wtedy gdy biegun Reggego nie zachowuje krętu. Interpretacja ta wyjaśnia też, dlaczego eksperymentatorzy z CERN-u nie mogli zaobserwować rezonansu dla $T = 3/2$. Istotnie, rezonans $T = 3/2$ został zauważony przy około 3 GeV/c przez Chadwicka i innych [18] w Brookhaven w warunkach podobnych do cernowskich. Znaleźli oni jednak, że maksimum odpowiadające $T = 3/2$ szybko znika z wzrastającym s , podczas gdy oba maksima przy $T = 1/2$ nie znikają.

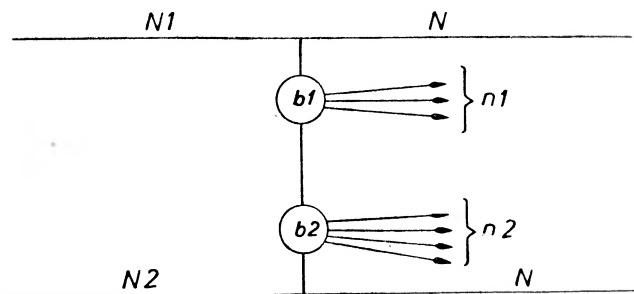


Diagram V

Istnienie zderzeń słabo nieelastycznych o tych własnościach charakterystycznych ma ważne następstwa praktyczne, jeśli chodzi o znalezienie najbardziej wydajnego sposobu wytwarzania energicznych mezonów π z wiązki protonów. Jeżeli wierzymy w interpretację biegunów Reggego, możemy przewidzieć, że kanał ten pozostanie otwarty aż do najwyższych energii z całkowitym przekrojem czynnym najwyżej 10 do 20 razy mniejszym, niż przekrój czynny na całkowite rozpraszanie elastyczne. W zakresie energii akceleratorowych Morrison znalazł, że w wodorowej komorze pęcherzykowej protony o pędzie 25 GeV/c powodują słabo elastyczne zderzenia, dla których przekrój czynny jest rzędu milibarnów.

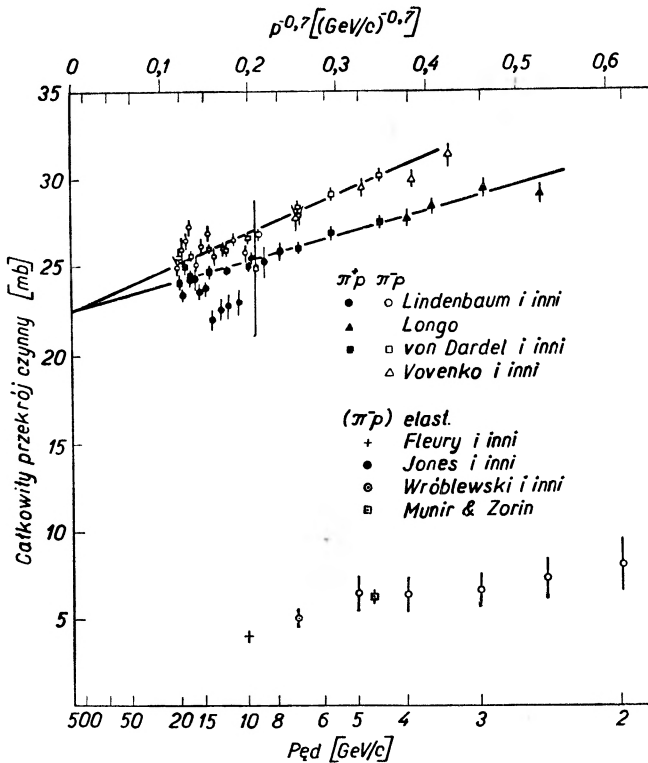
2 A. Całkowite przekroje czynne na zderzenia pionów z nukleonami

Przejdźmy teraz do oddziaływań z pionami. Wyniki pomiarów przekroju czynnego na zderzenia elastyczne referowane na tej konferencji wraz z starszymi danymi odnoszącymi się do całkowitych przekrojów czynnych są przedstawione na rys. 9. Oprócz przekrojów czynnych na zderzenia elastyczne zmierzono trzy górne granice przekroju czynnego z wymianą ładunków:

130 μb przy 10 GeV/c Morrison [23]

56 μb przy 6 GeV/c Bellini

95 μb przy 18 GeV/c i inni [24]



Rys. 9. Całkowite przekroje czynne na rozpraszanie πp wzięte z prac [19], [20], [21], [22], [25]. Skala pędów jest taka jak w pracy [19]

2 B. Różniczkowe przekroje czynne na zderzenia pionów z nukleonami

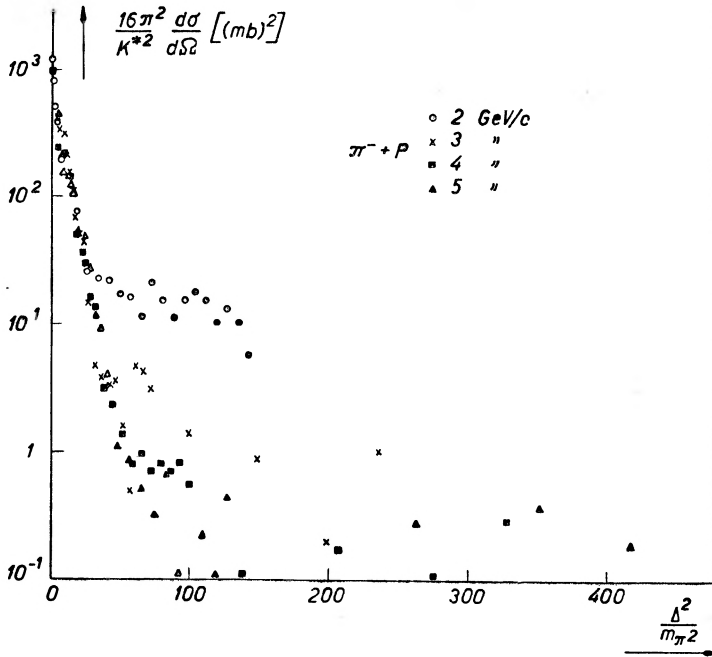
Nowe dane o rozpraszaniu elastycznym mezonów π^- o pędach 2, 3, 4, 5 GeV/c na protonach otrzymali głównie fizycy grupy Michigan i Berkeley: Jones, Perl, Cork, Lai, Ting, Holley i Cook [25]. Pomiary wykonano stosując pewną liczbę komór iskrowych skierowanych na tarczę wodorową. Choć niektóre z ich wyników mają charakter prowizoryczny, to jednak są już oparte na analizie około 1500 zderzeń elastycznych dla każdego pędu. Na rys. 10 wyniki te przedstawione są w postaci zależności X (zob. równanie (1)) od t (obranego w określonych jednostkach). Warto zanotować kilka ich cech charakterystycznych.

a) Różne obrazy dyfrakcyjne zdążają bardzo dobrze ku granicy optycznej dla $t = 0$ (która w skali ryciny znajduje się przy około 10^{-3}). To potwierdza fakt, że w tym przypadku przeważa czysto urojona amplituda rozpraszania w przód.

b) Nachylenie krzywej dX/dt w okolicy maksimum jest takie samo dla wszystkich pędów i odpowiada wielkości $A \approx 8$ w równaniu (1), tzn. w granicach błędów tej samej wartości, jaką znaleziono dla protonów o porówny-

walnych s . Fakt ten potwierdziły wyniki otrzymane przez grupę fizyków przy Ecole Polytechnique i przedstawione przez Müllera [26] i prywatnie przez Munita i Zorna z Brookhaven [22].

c) Przy $-t > 1(\text{GeV}/c)^2$ ($-t = 50$ w skali rys. 10) obrazy dla różnych energii rozmazują się w charakterystyczny sposób zaobserwowany już w przypadku elastycznego rozpraszania protonów na protonach.



Rys. 10. Znormalizowane różniczkowe przekroje czynne na rozpraszanie π^-p

d) Jeżeli przy $-t = 1,5(\text{GeV}/c)^2$ odważymy się zastosować równanie CFGL

$$X = F(t) \left(\frac{s}{M^2 + m^2} \right)^{2\alpha(t) - 2}$$

do tych danych, znajdziemy, że $\alpha(-1,5) = -1/2$.

e) Dla największych s i największych $-t$ wydaje się, że krzywe spłaszczają się. Odnośne punkty odpowiadają rozproszeniu wstecz w układzie środka masy. Jednak zdaniem autorów nie należy zbytnio ufać temu rezultatowi z powodu trudności w ocenie tła w tym obszarze.

Jakościowo można było oczekiwać tego wszystkiego, jeżeli biegun Reggego typu Pomeranczuka był głównie odpowiedzialny za rozpraszanie. Ten ważny wniosek musi być potwierdzony ilościowo.

Ze względu na przyszłą pracę w tej dziedzinie stawiam przed teoretykami dwa zagadnienia.

a) Powinno się wyjaśnić, przy jakich wartościach biegunów Reggego równania asymptotyczne są słuszne dla różnych cząstek.

b) Powinno się wyprowadzić lepsze wzory niż asymptotyczne. Niepokoją mnie trudności w znalezieniu tablic wielomianów Legendre'a $P_n(z)$ dla z rzeczywistych i ujemnych i dużych (bliskich wartości 100).

Z drugiej strony jest rzeczą jasną, że musimy postawić sobie program doświadczalny, polegający na tym, aby zmierzyć rozpraszanie elastyczne i nieelastyczne dla wszystkich możliwych cząstek i zobaczyć, czy te pierwsze obiecujące wyniki rzeczywiście oznaczają, że analiza przy pomocy biegunów Reggego daje realne korzyści.

2 C. Nieelastyczne zderzenia pionów z nukleonami

Ponieważ wtórne wiązki pionów mają znacznie mniejsze natężenie niż wewnętrzne wiązki protonów, jedynie komory pęcherzykowe, komory iskrowe i płyty fotograficzne mogą dostarczyć informacji o przypadkach zderzeń nieelastycznych. Na tej konferencji referowano dziesięć przyczynków odnoszących się do nieelastycznych oddziaływań πp ; treść większości z nich przedstawię w skondensowanej formie podając ogólny opis sytuacji doświadczalnej.

Rozpatrzmy najpierw przypadek zderzeń $\pi^- p$ w zakresie 10 GeV. Jeżeli wybrać tylko te zderzenia nieelastyczne, w których z obszaru, gdzie miało miejsce oddziaływanie wylatują dwie wtórne cząstki naładowane (oraz naturalnie jedna lub więcej neutralnych), okazuje się często, że jedna z tych dwóch cząstek jest jeszcze mezonem π^- , niosącym znaczną część swojego pierwotnego pędu. Tor jego leży w wąskim stożku skierowanym do przodu, co jest charakterystyczne dla rozpraszania dyfrakcyjnego. Ten fakt odkrył przed rokiem Morrison [27] w CERN i potwierdziło kilka innych grup fizyków. Odkrycie to sugeruje, że dla pionów istnieje kanał reakcji zderzenia nieelastycznego, dla którego biegun Reggego typu Pomeranczuka działa tak jak przy zderzeniach protonów z protonami.

Nie dokonano jeszcze dostatecznie szczegółowej analizy dowodzącej, że tak jest istotnie i muszę ostrzec Was przed zbytnim upraszczaniem sytuacji. Jednak wydaje mi się, że podobieństwa są ważniejsze niż różnice.

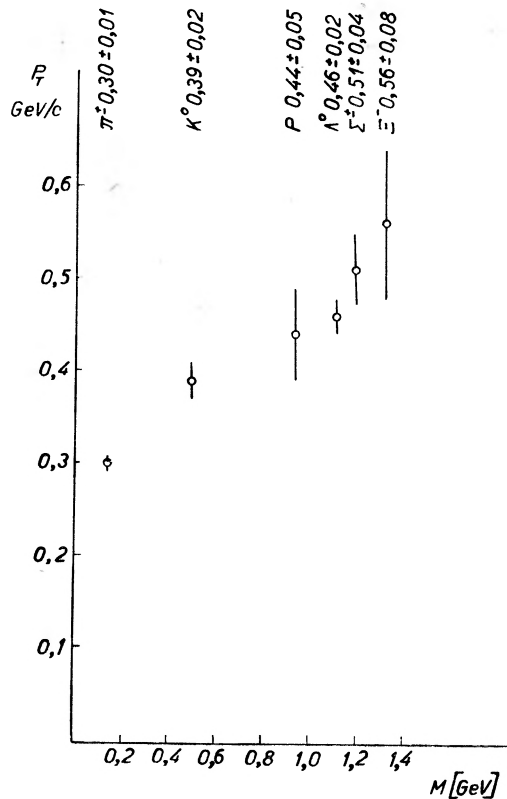
W dodatku istnieją trzy dalsze rezultaty, które muszę specjalnie wymienić: Grupa Jonesa i inni [25] znalazła, że

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow \bar{p} d) = \begin{cases} 24 \pm 10 \mu\text{b} & \text{przy } 9 \text{ GeV}/c \\ 21 \pm 10 \mu\text{b} & \text{przy } 5 \text{ GeV}/c \end{cases}$$

W CERN grupa Caldwell, Bleulera, Elsnera, Jonesa i Zacharowa [28] obserwowała przy pomocy komory iskrowej cząstki wtórne o pędach 12 i 17 GeV/c. Wykazali oni, że zachodzi tu wytwarzanie pary pionów pochodzących od rozpadu mezonu ρ . Otrzymany prowizorycznie przekrój czynny jest około pięć razy mniejszy, niż obliczony przez Drella przy założeniu, że jest to proces z wymianą jednego pionu.

W końcu grupa fizyków pracująca w CERN (Bigi, Brandt, Carrara, Cooper, McLeod, de Marco, Sosnowski i Wróblewski [29] badała zderze-

nia nieelastyczne pionów o pędach 10 GeV/c w wodorze. Stwierdzili oni, że pęd poprzeczny cząstek wtórnych zależy wyraźnie od mas cząstek wtórnych (zob. rys. 11). Jest to wynik interesujący, gdyż poprzednio znaleziono, że średni pęd



Rys. 11. Średni pęd poprzeczny jako funkcja masy według pracy [29]

poprzeczny nie zależy od energii natury cząstek pierwotnych. Będzie rzeczą interesującą zobaczyć, czy ta zależność przestanie być słuszną dla wyższych energii.

3. Promienie kosmiczne

Z różnych prac przedstawionych na sesji promieni kosmicznych wspomnę jedynie o dwóch i to tylko w związku z ogólnym obrazem, jaki wyrobiliśmy sobie dotąd na oddziaływania zachodzące w promieniach kosmicznych. Przed paru laty grupa krakowska Gieruli i Mięśowicza, podobnie jak kilku innych autorów, zdała sobie sprawę z tego, że znaczna część oddziaływań wytworzonych przez nukleony o energii większej niż 10^{12} eV sugeruje kinematyczny opis, zwany modelem dwucentrowym (fireball model). Model ten można przedstawić w układzie środka masy w następujący sposób:

Po ustaniu oddziaływania dwa pierwotne nukleony zatrzymują większą część (70%) energii początkowej i pozostawiają z sobą dwa ciała (dwa centra), które ewentualnie ulegają izotropowemu wyparowaniu. Częstkami wyparowującymi są mezony π i K i czasami pary nukleon-antynukleon. Charakterystyczna energia wyparowania wynosi około 0,5 GeV, a całkowita liczba cząstek wyparowanych z każdego centrum wynosi około pół tuzina. Cały proces dostarcza pionów o średnich energiach w dobrze w przód skolimowanym stożku.

Model dwucentrowy można opisać jak następuje:

Energie względne obu centrów, jak i liczba cząstek wychodzących z każdego centrum podlegają pewnym fluktuacjom. Gierula i Mięśowicz [30] przedstawili na tej konferencji dowody na to, że gdy krotność cząstek wtórnych jest mała, brakuje czasem jednego z centrów. W tych przypadkach obserwuje się tylko jedno izotropowe centrum emisji cząstek wtórnych, zwykle przednie, mające anormalnie dużą prędkość w układzie laboratoryjnym. To samo znaleźli przy energiach około 10^{11} eV przed dwoma laty fizycy grupy moskiewskiej (Dobrotin i inni [31]).

Jednak obraz ten nie jest jeszcze zupełny, gdyż jak wykazał Peters, można z doświadczeń nad promieniami kosmicznymi, wykonywanych przy pomocy wielkich bloków emulsji wnioskować, że przy skrajnie wysokich energiach pojawia się dość często mezon π^0 , rozporządzający dużo większą energią, niżby tego należało oczekiwać, biorąc pod uwagę procesy opisane przed chwilą. Dochodzimy więc do wniosku, że w celu opisanania wszystkich danych doświadczalnych wyżej przedstawiony wykres musi być zmodyfikowany w następujący sposób:

N^* oznacza tu nukleon w stanie wzbudzonym, rozpadający się na barion i mezon. Nie można naturalnie przyjąć, że wszystkie oddziaływania są scharakteryzowane przez ten wykres. Obserwuje się dużą różnorodność przypadków: te, w których brakuje jednego centrum, te, w których nie tworzy się izobar nukleonu i te, w których oba centra pokrywają się.

Przy energiach akceleratorowych, jakimi dzisiaj rozporządzamy, trudno jest zaobserwować wszystkie szczegóły tego wykresu w pojedynczym zderzeniu, ponieważ nie mamy dostatecznej energii, aby oddzielić wyraźnie cząstki należące do różnych wierzchołków wykresu. Lecz możemy już zidentyfikować przypadek, gdy brakuje obu centrów ze słabo elastycznym zderzeniem wykrytym przez grupę cernowską [32]. Z drugiej strony istnienie dwu centrów można wyraźnie rozpoznać, gdy powstaje wiele cząstek wtórnych. Wydaje mi się także, że niektóre opisy teoretyczne tych zjawisk przedstawione na tej konferencji, np. przez Amatięgo, sugerują diagramy niewiele różniące się od wynikających z danych doświadczalnych.

Ogólna sytuacja rokuje duże nadzieje i, jeżeli mogę wyrazić moje prywatne zdanie odnośnie do postępów poczynionych w ostatnich dwóch latach, to powiedziałbym, że dopiero obecnie zaczynamy zajmować się realnie fizyką wysokich energii i że to da duże konkretne korzyści.

Dyskusja

Froissart: Czy w przypadku dwóch centrów można ustalić korelację pomiędzy ich energiami lub krotnościami, czy też są one zupełnie niezależne?

Cocconi: Próbowano znaleźć korelację, lecz jak dotąd bez powodzenia.

Peyrou: W teorii jonizacji występuje relatywistyczny wzrost oznaczający, że atom staje się coraz większy, gdy wzrasta energia padającej cząstki naładowanej. Jednak atom nie staje się bardziej przezroczysty. Czy nie byłoby jednak możliwe interpretowanie wyników w taki prosty sposób? Czy nie można by też pomyśleć, że w zderzeniach z jądrami złożonymi dzieje się coś, co jest podobne do promieniowania Czerenkowa?

Cocconi: W związku z faktem, że przekrój czynny powinien rosnąć proporcjonalnie do A , mogę zauważyć, że sprawa przedstawia się jeszcze bardziej osobliwie: Jeżeli mianowicie rozważa się obszar asymptotyczny, przekrój czynny na zderzenie protonu z jądrem powinien być proporcjonalny do A , natomiast przekrój czynny na zderzenie jądra z jądrem powinien być proporcjonalny do A^2 . Wskazali na to Gribow i Pomeranczuk.

Walker: Wspólnie z Goodem przedstawiliśmy dużo prostszy i bardziej fizyczny obraz tych procesów dyfrakcyjnych niż Regge. Średnica nukleonu rośnie z energią, ponieważ przy danym wzbudzeniu potrzebny do tego przekazany pęd maleje i przez to parametr zderzenia może być większy. Wydaje mi się, że nasz model dysocjacji dyfrakcyjnej opisuje dobrze obserwowane wzbudzenie rezonansów przy $T = 1/2$. Kładliśmy nacisk na fakt, że liczby kwantowe nie zmieniają się, lecz moment pędu nie może się zmieniać tylko wtedy gdy energia dąży do nieskończoności. Dla energii skończonych moment pędu mógłby się zmieniać o jedną lub dwie jednostki. Dane doświadczalne zdają się faktycznie wskazywać, że istnieją efekty pochodzące od tych rezonansów w stanach o niskim momencie pędu.

Cocconi: Prawdopodobnie byłem pod silnym wpływem Frautschiego. Chcę więc położyć nacisk raczej na przedstawienie faktów doświadczalnych, niż na podanie ich interpretacji.

Fubini: Czy mam rację, myśląc, że najlepsze dane odnoszące się do zależności a od t pochodzą od dużych przekazów pędu?

Cocconi: Nie, malenie funkcji a z rosnącym $-t$ pokazano wyraźnie przy $-t < 0,5(\text{GeV}/c)^2$.

Goebel: Chcę powiedzieć o wzbudzeniu izobarów przez rozpad dyfrakcyjny (lub, co na to samo wychodzi, wymianę bieguna Pomeranczuka). Może to spowodować tylko zmianę momentu pędu, a nie spinu izotopowego. W ten sposób z pionu nie może powstać izobar pionu. Dlatego tego efektu nie można w ogóle oczekiwać dla pionów padających. Jest to zgodne z obserwowanymi faktami, w szczególności z doświadczeniem wykonanym w Bombaju, w którym można wyróżnić piony padające.

Lindenbaum: Myślę, że pobudzenie tylko izobarów przy $T = 1/2$ stanowi obraz zbyt uproszczony, ponieważ w dodatku do wymiany bieguna Pome-

ranczuka powstają zawsze piony, a to pozwala na statystyczne równouprawienie barionów, bez względu na to co jest wymieniane. Zatem przypuszczam, że w tych oddziaływaniach, jeżeli się rozważy ogólny obraz, a nie tylko jedną reakcję pod szczególnym kątem, okaże się, że izobar ($^3/2, ^3/2$) będzie bardzo pospolity.

Cocconi: Tak, zgadzam się w zupełności. To było tło, które mogłoby występować dla jakiegoś innego kanału.

Lindenbaum: W takim razie chciałbym zrobić jeszcze jedną uwagę. Czy nie można wyciągnąć jakiegoś wniosku odnośnie do rosnącej średnicy nukleonów, przepowiedzianej przez teorię Chew i Frautschiego biegunów Reggego w związku z obserwowaną stałością pędu poprzecznego. Według tej teorii efektywna średnica nukleonu rośnie logarytmicznie z energią. Z większości doświadczeń wynika, że pęd poprzeczny nie zależy od energii cząstek padających i jest równy $400 \text{ MeV}/c$. Pierwotnie może w sposób naiwny wiązano to w zasadę Heisenberga (średnica $X\Delta_{p_T} \approx \hbar$) i ze stałą średnicą nukleonu. Jeżeli teraz powiększanie się nukleonu z rosnącą energią można przypisać powiększaniu się centrów emitujących piony przy ustalonych rozmiarach centrów barionowych, to można było oczekiwać zmniejszania się pędu poprzecznego. Tego dotychczas nie obserwowano, lecz należałoby szukać tego efektu dla promieni kosmicznych przy najwyższych energiach. Dolna granica tego procesu wynosi około $200 \text{ MeV}/c$ i jest spowodowana przez ruch Fermiego w jądrze.

Yamaguchi: Odnośnie do sugestii Lindenbauma chciałbym powiedzieć, że nie zauważono zmniejszania się pędów poprzecznych cząstek wtórnych pochodzących od energicznych oddziaływań jądrowych promieniami kosmicznymi, gdy energia wzrasta. Stwierdzono natomiast, że w zderzeniach przy skrajnie wysokich energiach pojawiają się niekiedy duże pędy poprzeczne.

Gribov: Chciałbym zrobić jedną uwagę odnośnie do zachowania się $d\sigma/dt$ jako funkcji f . Można wykazać teoretycznie, że dla ustalonego, lecz dużego t wielkość ta nie może maleć prędzej niż s^{-4} . Odpowiada to temu, że $\alpha(t) > -1$. Cocconi wskazał na pewne dane doświadczalne przemawiające za tym. Chciałbym podkreślić, że dokładny pomiar tego miałby duże znaczenie dla sprawdzenia teorii.

Cocconi: Sądzę, że zachowanie się funkcji α będzie lepiej znane po upływie roku.

Wataghin: Chciałbym zająć się diagramem przedstawiającym tworzenie się centrów cząstek wtórnych. Ponieważ sądzą, że nie ma danych doświadczalnych wskazujących na wymianę pędów pomiędzy obydwooma centrami, istnieje możliwość innego schematu, według którego oba centra są utworzone w dwóch wierzchołkach. Te centra grają istotną rolę przy spowalnianiu cząstek padających. Wymiana pędu między dwiema cząstkami padającymi jest dla tego diagramu bardzo mała.

Mandelstam: Chciałbym zapytać Cocconiego, czy uważa, że jego wykres α jako funkcji t jest zgodny z przedstawieniem jako sumy dwóch wyrazów jednego malejącego z t , a drugiego stałego. W ten sposób można by sprawdzić

hipotezę, że pion nie jest cząstką elementarną, naturalnie pod założeniem, że pozostałe hipotezy odnoszące się do biegunów Reggego są poprawne.

Cocconi: Obawiam się, że błędy w wyznaczeniu kształtu są tak duże, że nie można powiedzieć nic pewnego.

Regge: Chciałbym wskazać na to, że inne interesujące zagadnienie polega na zbadaniu zachowania się asymptotycznego amplitud rozpraszania przy stałych kątach dla wysokich energii w przeciwieństwie do stałego przekazu pędu. Wspólnie z Predazzim i Rosetim otrzymałem pewne wskazówki odnoszące się do tego problemu. Chcę tylko wskazać na to, że zachowanie się asymptotyczne przy stałych kątach jest bardzo ważne, gdyż jest potrzebne przy sformułowaniu zupełnego zbioru warunków asymptotycznych, odnoszących się do amplitudy rozpraszania.

Morpurgo: Chciałbym zauważyć, że moi współpracownicy Ademallo i Chinderi obliczyli peryferyczną produkcję mezonów na jądrach bombardowanych przez jony w wyniku wymiany jednego pionu rozpraszanego koherentnie na jądrze. Rachunek jest w druku w *Nuovo Cimento*.

Hayakawa: Miałbym pewną uwagę odnośnie do pytania Froissarta o zależność krotności od energii. Jeżeli trwać przy modelu dwóch centrów, to z prostych przyczyn natury kinematycznej krotność wzrasta z $\gamma_c^{1/2}$. Istnieje jednak model wielocentrowy, proponowany przez Hasegawę; według tego modelu krotność nie zależy od energii, lecz liczba centrów wzrasta stopniowo z energią, przy czym próg znajduje się przy $\gamma_c \approx 8-10$.

Domokos: Mam pytanie natury doświadczalnej. Według schematu rozwiniętego przez Fubiniego i jego współpracowników można oczekiwać produkcji jednego, dwóch lub nawet kilku centrów. Czy coś takiego można zaobserwować doświadczalnie? Chciałbym też odpowiedzieć na uwagę Walkera uczynioną podczas mojego referatu, wygłoszonego na sekcji wysokich energii. Porównaliśmy trajektorie Pomeranczuka obliczone naszą metodą z jego danymi i nie znaleźliśmy sprzeczności.

Cocconi: Powiedziałbym, że może być tyle centrów ile cząstek.

Fubini: Mam dwie uwagi: Po pierwsze wydaje mi się, że zachodzi istotna różnica pomiędzy modelem dwucentrowym tego typu, o którym mówił Cocconi i naszym modelem. W modelu dwucentrowym zakłada się, że z każdego centrum wylatuje izotropowo wiele cząstek, z drugiej strony my uważamy, że każde centrum posiada bardzo skomplikowaną budowę i może być podzielone na części, zawierające dwa lub najwyżej cztery piony. Myślę więc, że nie może powstawać dowolnie wiele centrów, a o tym, który z tych dwóch modeli jest słuszny rozstrzygną przyszłe doświadczenia. Chciałbym też odpowiedzieć na pytanie postawione przez Cocconiego podczas jego referatu. Co znaczy słowo asymptotyczny? Naturalnie, każdy w zależności od swojej teorii mógłby dać inną odpowiedź, a ja odpowiem zgodnie z naszym modelem. Dyfrakcja powstaje dzięki wielorodnej produkcji, a w szczególności produkcji wielu centrów. Kurczenie się jest skutkiem wzrostu liczby centrów. Przypadek asymptotyczny zachodzi wtedy, gdy liczba centrów staje się duża.

Mięsowicz: Chciałbym podkreślić, że mówiąc o modelu dwucentrowym zakładamy zawsze, że w układzie centrum emisja cząstek jest izotropowa, co rzeczywiście zaobserwowano doświadczalnie. Możemy w ten sposób obserwować jedno centrum lub dwa, lecz nie więcej, ponieważ większej liczby centrów nie można rozdzielić przy pomocy rozkładów kątowych.

Segrè: Czy model zakładający powstanie centrów jest rodzajem zbioru statystycznego?

Cocconi: Są dane natury kinematycznej, że cząstki wylatują izotropowo z centrum poruszającego się z pewną prędkością, nie będącą ani prędkością środka masy, ani prędkością nukleonu. Poza tym nie możemy powiedzieć niczego.

Mikhul: Stwierdziliśmy, że w oddziaływaniach mezonów π^- o pędach 7–8 GeV/c liczba względna mezonów π^- , dla których $p_{c.m.} > 1,3$ GeV/c, jest większa, gdy nie obserwuje się cząstek dziwnych, niż gdy są obserwowane. W tym ostatnim przypadku rozkład jest zgodny z teorią statystyczną.

Alichanow: (Uwaga nadesłana po zakończeniu konferencji).

Bajukow i współpracownicy³ pierwsi zwrócili uwagę na wyraźną zależność przekroju czynnego na rozpraszanie elastyczne przy ustalonym przekazie pędu w układzie środka masy od energii padających mezonów π . Ten wniosek uzyskano porównując dane odnoszące się do rozpraszania πN przy 1,2 GeV (Steinberger i Glaser), przy 2,8 GeV (Bajukow i inni) i przy 5 GeV (Thomas). Nawet zanim otrzymano wzór Gribowa $A \sim s^{k(t)}$, Bajukow i współpracownicy napisali w swojej pracy: „Łatwo zobaczyć, że z dokładnością wskazaną na rys. 4 w rozpraszaniu elastycznym πN nukleon nie przejmuje pędu większego niż 1,5 BeV/c w układzie środka masy i prawdopodobieństwo przekazania pędu w zakresie 1–1,5 BeV/c maleje ze wzrostem pierwotnego mezonu π “⁴. Z teorii wynika, że $l(t)$ jest funkcją uniwersalną dla wszystkich rozpraszania elastycznych i dlatego Gribow i Pomeranczuk powołali się w swojej publikacji na pracę Bajukowa i współpracowników, jako na pierwsze potwierdzenie teorii, a potem na pracę Cocconiego, w której porównywał on swoje rezultaty odnośnie do rozpraszania NN z wynikami Corcka i doszedł do tego samego wniosku.

Tłumaczył Bronisław Średniawa

Literatura

- [1] A. N. Diddens, E. Lillethun, G. Manning, A. E. Taylor, T. G. Walker i A. M. Weatherell, *Phys. Rev. Letters*, **9**, 32 (1962).
- [2] V. S. Pantujew, M. N. Chaczaturian i I. V. Czuwiło, *Proceedings ICHEP*, Session 3B, Genewa 1962.
- [3] A. N. Diddens, E. Lillethun, G. Manning, A. E. Taylor, T. G. Walker i A. M. Weatherell, *Phys. Rev. Letters*, **1**, 1962.

³ Ju. D. Bajukow, N. Birger, G. A. Leksin, D. Suchkov, Ja. Ja. Szalamow, V. A. Shebanov, 1962 *International Conference of High-Energy Physics*, str. 588.

⁴ Ju. Bajukow, G. A. Leksin, Ja. Ja. Szalamow, *Ž. eksper. teor. Fiz.*, **41** (1961).

- [4] V. A. Bull i D. A. Garbutt, *Proceedings IC HEP*, Session 3B, Genewa 1962.
- [5] G. B. Chadwick, G. B. Collins, P. J. Duke, T. Fujii, N. C. Hien i F. Turkot (1962); ukaże się w druku.
- [6] B. Hahn, W. Lindt i F. Steinrisser, *Proceedings IC HEP*, Session 3B, Genewa 1962.
- [7] C. Lovelace, *Proceedings of the Aix-en-Provence Conference II*, p. 128 (1961), report by S. D. Drell.
- [8] G. F. Chew, S. C. Frautschi, *Phys. Rev. Letters*, **7**, 394 (1961).
- [9] V. M. Gribov, *Soviet Physics — JETP*, **14**, 478 (1962).
- [10] A. N. Diddens, E. Lillethun, G. M. Manning, A. E. Taylor, T. G. Walker i A. M. Wetherell, *Proceedings IC HEP*, Session 3B, Genewa 1962.
- [11] W. F. Baker, G. Cocconi, V. T. Cocconi, E. W. Jenkins, J. Orear i A. L. Read; ukaże się w druku.
- [12] B. M. Udgaonkar i M. Gell-Mann, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 346 (1962).
- [13] W. N. Gribov, G. L. Joffe, I. Ja. Pomeranczuk i A. P. Rudik, Preprint, Instytut Teoretycznej i Doświadczalnej Fizyki, Moskwa 1962.
- [14] Y. Goldschmidt-Clermont, M. Guinea, T. Hofmokl, R. Lewisch, D. R. O. Morrison, M. Schneeberger i S. de Unamuno, *Proceedings IC HEP*, Session 1A, Genewa 1962.
- [15] B. Cork, W. A. Wenzel i G. W. Causey, *Phys. Rev.*, **107**, 859 (1957).
- [16] S. C. Frautschi, M. Gell-Mann i F. Zachariasen, *Phys. Rev.*; ukaże się w druku.
- [17] A. P. Contogouris, S. C. Frautschi i How-sen Wong; ukaże się w druku.
- [18] P. J. Duke, G. B. Chadwick, G. B. Collins, T. Fujii, N. C. Hien i F. Turkot, *Proceedings of the Aix-en-Provence Conference*, **1**, 419.
- [19] G. von Dardel, G. Dekkers, R. Mermod, M. Vivargent, G. Weber i K. Winter, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 173 (1962).
- [20] P. Fleury, G. Kayas, F. Müller i C. Pelletier, *Proceedings IC HEP*, Session 3B, Genewa 1962.
- [21] E. Fenyves, T. Gemesy, T. Sandor, A. Sebastyen, S. Telbisz, A. Filipkowski, T. Hofmokl, L. Michejda, S. Otwinowski, R. Sosnowski i A. Wróblewski, *Proceedings IC HEP*, Session 3B, Genewa 1962.
- [22] B. A. Munir i G. T. Zorn; prywatna informacja.
- [23] D. R. O. Morrison i R. Sosnowski, *Proceedings IC HEP*, Session 3B, Genewa 1962.
- [24] G. Bellini, E. Fiorini, A. J. Herz, P. Negri, S. Ratti, C. Baglin, H. Bingham, M. Bloch, D. Drijard, A. Lagarrigue, P. Mitner, A. Orkin-Lecourtois, P. Rançon, A. Rousset, B. de Raad, R. Salmeron i R. G. Voss, *Proceedings IC HEP*, Session 3B, Genewa 1962.
- [25] L. W. Jones, M. L. Perl, B. Cork, K. W. Lai, S. Ting, W. Holley i V. Cook, *Proceedings IC HEP*, Session 3B, Genewa 1962.
- [26] Collaboration Ecole Polytechnique — CERN — Milan, *Proceedings IC HEP*, Session 3B, Genewa 1962.
- [27] D. R. O. Morrison, *Proceedings of the Aix-en-Provence Conference*, **1**, 407 (1961).
- [28] D. O. Caldwell, E. Bleuler, B. Elsner, L. W. Jones i B. Zacharov, *Proceedings IC HEP*, Session 3B, Genewa 1962.
- [29] A. Bigi, S. Brandt, R. Carrara, W. A. Cooper, G. R. MacLeod, A. de Marco, Ch. Peyrou, R. Sosnowski i W. Wróblewski, *Proceedings IC HEP*, Session 3B, Genewa 1962.
- [30] J. Gierula i M. Mięśowicz, *Proceedings IC HEP*, Session 5C, Genewa 1962.
- [31] N. Dobrotin i S. A. Slawatinski, *Proceedings of Rochester Conference* 1960.
- [32] G. Cocconi, A. N. Diddens, E. Lillethun, G. Manning, A. E. Taylor, T. G. Walker i A. M. Wetherell, *Phys. Rev. Letters*, **7**, 450 (1961).

Bernard Steginsky

Batelle Memorial Institute
Columbus, Ohio

Dynamika gazów zjonizowanych *

Wstęp

Oddziaływanie płynu przewodzącego prąd z polem elektromagnetycznym jest źródłem zjawisk dostrzegalnych w skali makroskopowej. Rozpatrywany płyn może być cieczą lub gazem, lecz musi posiadać zdolność przewodzenia prądu elektrycznego. To żądanie ogranicza zasięg możliwych do przyjęcia substancji do pewnych cieczy (takich jak rtęć), płynnych metali i gazów zjonizowanych.

Badania nad zjonizowanymi gazami datują się od roku 1920, kiedy to zajmowano się głównie wyładowaniami w rurach. Dopiero około roku 1940 zajęto się poważniej badaniem zachowania się gazu zjonizowanego w polu magnetycznym. W wyniku wzrastającego zainteresowania problemami astrofizycznymi i kontrolowanymi reakcjami termojądrowymi, teoria gazów zjonizowanych zdobyła w ostatnim dziesięcioleciu równorzędną pozycję wśród innych gałęzi nauk fizycznych. Dzisiaj jest ona jedną z najbardziej intensywnie badanych dziedzin fizyki.

Tematem tego artykułu jest dokonanie przeglądu charakterystycznych własności gazu zjonizowanego, a w szczególności podanie pewnych elementarnych wyników teorii mikroskopowej, metody rozkładu prędkości i teorii makroskopowej. Analityczną część dyskusji poprzedzimy pewnymi ogólnymi uwagami o gazach zjonizowanych.

Pewne uwagi o zachowaniu się gazów zjonizowanych

Zjonizowany gaz jest złożony z elektronów, jonów i cząstek neutralnych. Gdy gaz zostaje ogrzany do odpowiednio wysokiej temperatury, w której molekuly posiadają wystarczająco wysoką energię, wówczas zderzenia pomiędzy parami molekul powodują wzbudzanie i wyrzucanie elektronów z zewnętrznych orbit atomowych¹. Wyrażenie „molekuła” jest używane w szerokim sensie;

* Artykuł ten ukazał się w *American Journal of Physics*, 29, 605 (1961). Tłumaczenia dokonano za uprzejmą zgodą wydawcy.

¹ W tym artykule rozważane są tylko jednokrotnie zjonizowane cząstki.

tutaj oznacza podlegającą jonizacji neutralną cząstkę. Ta metoda produkcji gazu zjonizowanego jest zwana jonizacją termiczną.

Kiedy szybkość jonizacji jest równa szybkości z jaką naładowane cząstki rekombinują, mówi się, że gaz jest w stanie termicznej równowagi jonizacyjnej. W tym stanie elektronowa, jonowa i molekularna temperatura są sobie równe; stopień jonizacji jest wtedy określony przez gęstość i temperaturę gazu i może być wyznaczony z równania Saha:

$$\left[\frac{\alpha^2}{(1 - \alpha^2)} \right] p = 2,4 \times 10^{-4} T^{5/2} \exp(-eV_i/kT), \quad (1)$$

gdzie α jest stopniem jonizacji, p ciśnieniem gazu w mm Hg, T temperaturą bezwzględną, e ładunkiem elektronu, V_i potencjałem jonizacyjnym i k stałą Boltzmanną.

Ponieważ zjonizowany gaz zawiera naładowane cząstki, przeto oddziałuje on z polem elektromagnetycznym. Na ruch indywidualny naładowanych cząstek mogą wpływać dwa czynniki: pole wywołane przez źródła znajdujące się z zewnątrz gazu oraz pole sił międzycząsteczkowych. To ostatnie oddziaływanie ma naturę elektrostatyczną², przy czym siły zależą od rodzaju rozważanych cząstek. Tabela I pokazuje zależność siły od odległości dla różnych możliwych typów oddziaływań w zjonizowanych gazach.

Tablica I. Pole sił międzycząsteczkowych dla różnych typów oddziaływań (r jest odległością między cząstkami)

Siła oddziałująca, $F \sim r^{-s}$	
Typ oddziaływania	s
elektron-elektron	2
elektron-jon	2
jon-jon	2
elektron-molekuła	5
jon-molekuła	5
molekuła-molekuła	7

Oddziaływanie dwóch ciał zwane jest zwykle „podwójnym zderzeniem“. W gazach zjonizowanych zachodzą wszystkie wymienione w tabeli I typy zderzeń. Typ zderzenia (a stąd pola sił międzycząsteczkowych), które można przyjąć za najbardziej charakterystyczne dla układu, ma wielkie znaczenie przy obliczaniu mierzalnych fizycznych własności gazu, takich jak np. przewodnictwo elektryczne. Często zdarza się, że któryś z typów dominuje w danej sytuacji; w takim przypadku zagadnienie znacznie się upraszcza.

Większość zjonizowanych gazów należy do jednej z dwóch kategorii: gazów zjonizowanych słabo lub silnie. W gazie słabo zjonizowanym zderzenia między

² Efekty magnetostatyczne stają się porównywalne z oddziaływaniami elektrostatycznymi tylko dla cząstek poruszających się z prędkością światła.

cząstkami naładowanymi a neutralnymi są o wiele częstsze niż zderzenia między cząstkami naładowanymi, tak że te ostatnie oddziaływania mogą być zupełnie zaniedbane. Oczywiście pociąga to za sobą rozcieńczenie mieszaniny naładowanych cząstek w gazie. Każdą z naładowanych cząstek możemy rozważać jakby się poruszała w „morzu“ neutralnych cząstek, zderzając się często z molekułami pomiędzy kolejnymi zderzeniami z innymi cząstkami naładowanymi.

Podwójne zderzenia, które zachodzą pomiędzy naładowanymi cząstkami i molekułami są zwane „oddziaływaniem krótkozasięgowym“, ponieważ w tym przypadku siła gwałtownie maleje ze wzrostem odległości między cząstkami. Dlatego odpowiednią metodą opisu dla słabo zjonizowanego gazu jest teoria zderzeń dwuciałowych.

Gdy stopień jonizacji wzrasta, stają się ważne zderzenia pomiędzy naładowanymi składnikami gazu. Kiedy ten typ oddziaływań staje się dominującą cechą międzycząstkowego oddziaływania, mówi się, że gaz jest silnie zjonizowany. Taki gaz jest często nazywany plazmą.

Przyjmuje się zwykle, że stopień jonizacji, wynoszący około 1% wystarczy, aby gaz uważać za silnie zjonizowany. Ta niska wartość wyraźnie podkreśla długozasięgowy charakter sił odwrotnie proporcjonalnych do kwadratu odległości. Naładowana cząstka może uzyskać znaczne odchylenia w wyniku oddziaływania jednoczesnego z wieloma odległymi naładowanymi cząstkami. Natomiast do molekuły musi się zbliżyć na bezpośrednią odległość, żeby uzyskać odchylenie tego samego rzędu. Te wielo-zderzeniowe własności stanowią jedną z podstawowych różnic pomiędzy wewnętrznym zachowaniem się gazu zjonizowanego a zwykłego, w którym wszystkie zderzenia są typu podwójnego.

Sposób, w jaki reszta ładunków reaguje z polem indywidualnego ładunku w silnie zjonizowanym gazie, pozwala na jednoznaczne rozdzielenie oddziaływań na dwa prawie niezależne sposoby opisu. To rozdzielenie odzwierciedla indywidualne i kolektywne zachowanie się gazu. Odpychająca siła Coulomba indywidualnego elektronu powoduje przesunięcie sąsiednich elektronów, w rezultacie czego dookoła elektronu powstaje pewna nadwyżka ładunku dodatniego, wytworzonego przez względnie nieruchome jony, które go otaczają. Ta „chmura polaryzacyjna“ efektywnie znosi albo „ekranuje“ pole elektronu poza pewną odległość znaną jako długość Debye'a. Długość ta, która ma fundamentalne znaczenie w fizyce plazmy, jest dana wzorem

$$h = kT / (4\pi n_e e^2)^{1/2}, \quad (2)$$

gdzie n_e jest gęstością elektronów (liczbą elektronów na centymetr sześcienny).

Zależność od temperatury w równaniu (2) może być uzasadniona następująco: im mniejsza jest prędkość danej cząstki, tym mniejszy będzie przedział przestrzenny, w którym równy i przeciwnego znaku ładunek jest indukowany dookoła poruszającej się cząstki, ponieważ ta ostatnia może oddziaływać z sąsiednimi ładunkami przez dłuższy czas. Stąd, jeżeli średnia prędkość cząstki w ruchu termicznym jest mała, długość Debye'a będzie mała. Z tego samego

powodu duża gęstość cząstek będzie zmniejszać długość Debye'a, ponieważ wówczas duża liczba cząstek będzie brać udział w zjawisku ekranowania.

Widzieliśmy jak pojedynczy elektron oddaje część swojej energii reszcie gazu poprzez długozasięgową część oddziaływania. Pozostałe oddziaływanie może być opisane poprzez dwuciałowe zderzenia, w których quasi-cząstki (elektrony plus związane z nimi chmury polaryzacyjne) oddziałują jedna z drugą poprzez siły krótkozasięgowe. Innymi słowy wszystkie pary cząstek, dla których parametr zderzenia³ jest mniejszy niż długość Debye'a mogą być potraktowane przez analityczne metody dla zderzeń dwuciałowych. Tak więc pozostała energia, jaką posiadają cząstki po oddzieleniu oddziaływania długozasięgowego, rozkłada się pomiędzy cząstkami poprzez bezpośrednie spotkania. Ten ostatni aspekt oddziaływania nazywamy zachowaniem indywidualnym, ponieważ jak pokazali Pines i Bohm [1], fluktuacje gęstości wynikłe z tego mechanizmu odzwierciedlają przypadkowy albo statystyczny charakter ruchów indywidualnej cząstki.

Zorganizowanym albo kolektywnym zachowaniem się nazywamy tę część oddziaływania, która gra rolę poza długością Debye'a. Cząstki wzbudzone w ten sposób dają przyczynki do fluktuacji gęstości, która oscyluje z jedną częstością, częstością plazmy daną przez

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi n_e e^2}{m_e} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

gdzie m_e jest masą spoczynkową elektronu. Ogólnie plazma będzie wykazywać kombinację dwóch efektów: przypadkowy termiczny ruch indywidualnych cząstek jest nałożony na zorganizowany ruch, w którym gaz jako całość oscyluje z częstością plazmy.

Oddziaływania dostarczające wyraźnych efektów w większej odległości niż długość Debye'a, mogą być opisywane przez makroskopowe pole elektryczne, w którym każda cząstka porusza się w średnim, łącznym polu pozostałych cząstek. To średnie pole dostarcza siły elektrostatycznej koniecznej do zachowania makroskopowej neutralności gazu. Zastąpienie długozasięgowego oddziaływania cząstek równoważnym oddziaływaniem, wyrażonym poprzez średnie pole, jest znane jako metoda pola samouzgodnionego.

Do opisu efektów, zachodzących w odległościach mniejszych niż długość Debye'a najbardziej stosowna jest teoria zderzeń dwuciałowych. Potencjałem oddziaływania w tym wypadku jest zwykły potencjał Coulomba.

Powyższe rozważania oparte były na milczącym założeniu, że przypadkowe ruchy cząstek istnieją, lecz nie są zaburzane przez zderzenia krótkozasięgowe. Warunkiem na to jest, aby średnia odległość, na którą cząstka się przesuwa w czasie okresu drgań plazmy (która jest długością Debye'a) była znacznie mniejsza niż średnia droga swobodna dla zderzeń krótkozasięgowych. Inaczej można to wyrazić w ten sposób, że częstość drgań plazmy musi być o wiele

³ Parametr zderzenia jest to najmniejsza odległość, na jaką mogą się zbliżyć cząstki gdy nie ma oddziaływania.

większa niż częstość zderzeń. Jeżeli ten warunek nie jest spełniony, wtedy zorganizowane drgania plazmy będą stłumione w czasie rzędu $1/\nu$, gdzie ν jest częstością zderzeń⁴.

Teoria mikroskopowa

W teorii mikroskopowej opisujemy zachowanie się gazu poprzez trajektorie cząstki swobodnej, przyjmując, że dwuciałowe zderzenia mogą być zaniebane. Chociaż badanie ruchów swobodnych cząstek rzadko prowadzi do dokładnego ilościowego opisu makroskopowych własności gazu, niemniej jest wskazane zbadać te ruchy, ponieważ pozwalają one przewidzieć jakościowe cechy zachowania się gazu. To podejście często prowadzi do użytecznych przybliżeń w przypadkach, gdy dokładne rozwiązanie nie jest możliwe.

Punktem wyjściowym teorii mikroskopowej jest prawo Newtona rządzące ruchem naładowanej cząstki w polu elektromagnetycznym

$$m \frac{d\vec{w}}{dt} = q \left[\vec{E} + \frac{\vec{w}}{c} \times \vec{B} \right], \quad (4)$$

gdzie \vec{w} jest to prędkość cząstki, m — masa, q — ładunek („+“ dla jonu i „-“ dla elektronu), \vec{E} — pole elektryczne, \vec{B} — pole magnetyczne, c — prędkość światła w próżni. Bardziej interesujące, niż podanie szczegółowego przeglądu rozwiązań tego równania, jest wskazanie pewnych użytecznych wyników osiągniętych przy jego pomocy⁵.

Jeżeli $\vec{E} = 0$, wtedy rzutem toru naładowanej cząstki poruszającej się w jednorodnym polu magnetycznym, na płaszczyznę prostopadłą do wektora pola magnetycznego, jest orbita kołowa. Częstość kołowa obrotu dookoła linii pola jest zwana częstością Larmora i dana jest przez

$$\vec{\omega}_b = - \frac{2\vec{B}}{mc}. \quad (5)$$

Odległość cząstki od osi obrotu, tzw. promień Larmora, jest dana przez $\frac{w_{\perp}}{\omega_b}$, gdzie w_{\perp} jest składową prędkości prostopadłą do pola magnetycznego.

Ładunek może się poruszać swobodnie wzdłuż pola magnetycznego w górę i w dół, tak więc w ogólności jego trajektoria będzie mieć kształt śruby (rys. 1a). Zauważmy, że jony będą mieć mniejszą częstość Larmora i większy promień niż elektrony z powodu większej masy. Nadto z powodu różnych znaków ich ładunków będą się te dwie cząstki poruszać w przeciwnych kierunkach, co jest pokazane na rys. 1a.

⁴ L. Landau [2] pokazał, że nawet gdy nie ma krótkozasięgowych zderzeń, przypadkowy ruch cząstek powoduje tłumienie ruchu zorganizowanego plazmy dla długości fali krótszych niż długość Debye'a.

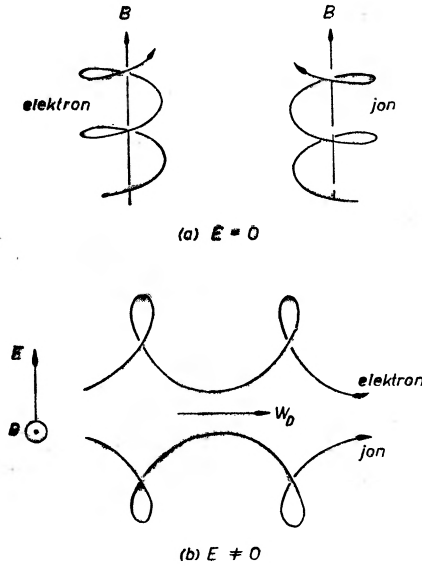
⁵ Rozwiązanie równania (4) można znaleźć w wielu podręcznikach np. [3].

Ponieważ siła magnetyczna jest stale prostopadła do prędkości cząstki, pole magnetyczne nie wykonuje pracy nad ładunkiem. Dlatego energia kinetyczna naładowanej cząstki jest stałą ruchu, tj.

$$\frac{1}{2} m (w_{\perp}^2 + w_{\parallel}^2) = \text{const.}, \quad (6)$$

gdzie w_{\parallel} jest składową prędkości równoległą do pola magnetycznego.

Istnieje inna ważna wielkość, która, ściśle biorąc, nie jest prawdziwą stałą ruchu, lecz może być rozważana jako taka dla powolnych zmian pola magne-



Rys. 1. *a* — ruch naładowanych cząstek w stałym jednorodnym polu magnetycznym, *b* — unoszenie cząstek w polu magnetycznym i prostopadłym do niego polu elektrycznym

tycznego. Jest to moment magnetyczny ładunku. Z definicji moment magnetyczny jest iloczynem prądu cząstki i i powierzchni S , wyznaczonej przez orbitę cząstki, tj. ⁶

$$\mu = \frac{i}{c} \cdot S. \quad (7)$$

Prąd cząstki jest zdefiniowany jako liczba przejść cząstki przez pewien ustalony punkt w ciągu sekundy pomnożona przez ładunek; tak więc $i = qf$, $S = \pi r_b^2$, gdzie f jest częstością obrotu, a r_b promieniem Larmora. Podstawiając to do (7) i biorąc pod uwagę

$$f = \frac{\omega_b}{2\pi}, \quad \omega_b = \frac{qB}{mc} = \frac{w_{\perp}}{r_b},$$

otrzymujemy następujące wyrażenie na moment magnetyczny:

$$\mu = \frac{1}{2} \cdot \frac{mw_{\perp}^2}{B}. \quad (8)$$

⁶ i wyrażone jest w jednostkach elektrostatycznych, stąd $1/c$.

Stałość μ przy wolnych zmianach \vec{B} jest dowiedziona w przypisie A. Z tego twierdzenia wynika interesująca własność. Przypuśćmy, że cząstka porusza się w polu magnetycznym. Przyjmijmy, że całkowita energia kinetyczna rozdziela się na energię ruchu prostopadłego do pola czyli kołowego i energię ruchu równoległego, czyli swobodnego. Jeżeli cząstka w swoim ruchu wzdłuż pola porusza się w kierunku wzrastającego natężenia, to zgodnie ze stałością μ , energia kinetyczna ruchu prostopadłego musi także wzrastać. Dzieje się to kosztem energii ruchu równoległego, ponieważ całkowita energia kinetyczna musi być zachowana. Jeżeli pole będzie dostatecznie silne, nastąpi całkowite przeniesienie energii. Cząstka odbije się wtedy i będzie się poruszać z powrotem w kierunku słabszego pola.

Mikroskopową teorię stosuje się często do wyznaczenia gęstości prądu w przypadku, kiedy zderzenia są tak rzadkie, że można zaniedbać prąd przewodzący. Łączna reakcja indywidualnych cząstek na siły elektromagnetyczne prowadzi do ustalenia makroskopowego prądu \vec{j} i efektywnej gęstości ładunku ε , która z kolei wyznacza pole samouzgodnione poprzez równania Maxwella:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \vec{E} &= 4\pi\varepsilon = 4\pi e(n_j - n_e) \\ \nabla \times \vec{E} &= -\frac{1}{c} \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\ \nabla \times \vec{B} &= \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \left(\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right).\end{aligned}\quad (9)$$

Jeżeli zdefiniujemy jako centrum wiodące naładowanej cząstki chwilowy środek jej kołowej trajektorii, wtedy, w nieobecności zderzeń krótkozasięgowych, ruch ładunku w polu magnetycznym może być rozłożony na unoszenie centrum wiodącego i ruch kołowy dookoła centrum. Ruch unoszący centrum może być spowodowany zmianami pola magnetycznego od punktu do punktu, zakrzywieniem linii sił magnetycznych albo istnieniem pola elektrycznego.

Wszystkie ruchy unoszące, z wyjątkiem ruchu z prędkością unoszenia wywołaną polem elektrycznym⁷, zależą od masy i ładunku cząstki. Można więc ustalić względne unoszenie wiodących centrów elektronów i o wiele cięższych jonów, a wzięcie średniej po wszystkich indywidualnych ruchach cząstek da gęstość prądu makroskopowego. Prądy te wyliczył Parker [4], opierając się na wcześniejszych wynikach Watsona [5]. Dodatkowo kołowy ruch ładunku dookoła centrum przyczynia się do powstawania prądów namagnesowania, które wynikają z niekompletnego zniesienia indywidualnych orbit, spowodowanego przestrzennymi zmianami w gęstości momentu magnetycznego.

⁷ Jest to także prędkość układu odniesienia, w którym składowe \vec{E} prostopadłe do \vec{B} są równe zero. Jest ona taka sama dla wszystkich naładowanych cząstek, nie biorąc pod uwagę masy i dana jest przez $\vec{w}_D = \frac{c\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$ (patrz rys. 1b).

Kończąc omawianie teorii cząstek swobodnych podkreśliliśmy, że to podejście ma znaczenie tylko wtedy, gdy w wyznaczaniu zachowania się gazu zjonizowanego mogą być pominięte zderzenia. W gęstych gazach i słabym polu magnetycznym prawdopodobieństwo, że cząstka zakreśli kołową orbitę, jest bardzo małe zgodnie z wysoką częstością zderzeń, które prowadzą do zaburzenia każdego uporządkowanego ruchu. Kryterium stosowalności teorii cząstek swobodnych jest więc warunek, aby częstość Larmora znacznie przewyższała częstość zderzeń międzycząsteczkowych albo, równoważnie, promień Larmora musi być o wiele mniejszy od średniej drogi swobodnej dla zderzeń.

Metoda rozkładu prędkości

Metoda swobodnych cząstek jest nieodpowiednia jako zasadnicza metoda badań gazów zjonizowanych. Aby znać dokładny stan gazu w każdej chwili, trzeba rozwiązać tyle równań ruchu ile jest cząstek w gazie, znając dla każdego równania sześć warunków początkowych. Co więcej, gdy gaz jest złożony z oddziaływających pomiędzy sobą cząstek, każde równanie ruchu będzie powiązane ze wszystkimi pozostałymi. Jeżeli weźmiemy teraz pod uwagę, że w każdym centymetrze sześciennym gazu może być około 10^{20} cząstek, to jasno widać beznadziejność prób podejścia do problemu tą drogą. W rzeczywistości rzadko istnieje sytuacja, w której oddziaływanie pomiędzy cząstkami może być zaniedbane, a warunki początkowe podane *explicite*. W pewnych kosmicznych problemach przyjmuje się jednak w przybliżeniu taką sytuację i bada się ruch indywidualnych cząstek, aby znaleźć jakościowe poparcie nowych teorii.

W statystycznej metodzie analizy, stan zjonizowanego gazu jest opisywany przez wprowadzenie funkcji rozkładu dla każdego spośród trzech rodzajów cząstek. Te funkcje rozkładu nie są niczym innym jak prawdopodobieństwem — prawdopodobieństwem zlokalizowania cząstki w elemencie objętości $dw_x dw_y dw_z$ dookoła punktu $(w_x w_y w_z)$ w przestrzeni prędkości. Liczba cząstek na centymetr sześcienny w tym elemencie objętości w punkcie (x, y, z) jest równa

$$dn = f(w_x, w_y, w_z, x, y, z, t) dw_x dw_y dw_z, \quad (10)$$

gdzie f jest funkcją rozkładu. Całkowanie równania (10) po całkowitym zakresie prędkości dostarcza całkowitej liczby cząstek w centymetrze sześciennym czyli gęstości cząstek w punkcie (xyz) :

$$n(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\vec{r}, \vec{w}, t) dw_x dw_y dw_z, \quad (11)$$

gdzie \vec{r} jest wektorem wodzącym punktu (xyz) .

Funkcja rozkładu może być użyta do wyliczenia pewnych średnich wielkości, które określają makroskopowe zachowanie się gazu. Średnia wartość

wielkości A będzie dana przez .

$$\langle A \rangle = \frac{1}{n} \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} A(\vec{r}, \vec{w}, t) f(\vec{r}, \vec{w}, t) d\vec{w}_x d\vec{w}_y d\vec{w}_z. \quad (12)$$

Kładąc $A = \vec{w}$ możemy znaleźć średnią prędkość $\vec{v} = \langle \vec{w} \rangle$; ciśnienie może być wyznaczone przez podstawienie $A = m(\vec{w} - \vec{v})(\vec{w} - \vec{v})$. Ścisłe biorąc, mierzalne makroskopowe własności gazu winny być wyrażane poprzez średnie czasowe z dużej ilości zderzeń atomowych.

Założona tutaj równoważność średnich statystycznych dokonanych po przestrzeni prędkości ze średnimi czasowymi jest raczej przedmiotem zainteresowania dla kursu mechaniki statystycznej. Czytelnik znajdzie w książce Chin-czyna [6] szczegółowe omówienie tego zagadnienia oraz problemu powiązania średnich statystycznych z teorią prawdopodobieństwa.

Gdy układ jest w równowadze termodynamicznej, jego funkcja rozkładu przyjmuje specyficzną formę: rozkład jest izotropowy względem prędkości i ma kształt gaussowski. Jest to tzw. funkcja rozkładu Maxwella-Boltzmannna, która dana jest przez

$$f(\vec{w}) = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m\vec{w}^2}{kT} \right). \quad (13)$$

Dla rozkładu izotropowego prawdopodobieństwo znalezienia w każdym punkcie gazu cząstki o danej prędkości, poruszającej się w jakimkolwiek kierunku jest takie samo. Z drugiej strony, jeżeli istnieje wyróżniony kierunek ruchu cząstek, jak np. w przypadku prądu, mówimy że funkcja rozkładu jest anizotropowa; wtedy często znacznie się ona odchyła od swego kształtu w równowadze.

Funkcje rozkładu nie są wielkościami statycznymi, lecz ciągle zmieniają się w wyniku działania pewnych fizycznych czynników. Równanie różniczkowe, które określa zmiany funkcji rozkładu, wynika z tych czynników, jest zwane równaniem Maxwella-Boltzmannna. Istnieje jedno takie równanie dla każdego rodzaju cząstek. Równanie to ma kształt⁸:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\vec{w} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - \frac{\vec{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{w}} + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}}. \quad (14)$$

Widzimy, że funkcja rozkładu zmienia się z czasem w wyniku działania trzech oddzielnych mechanizmów. Pierwszy wyraz po prawej stronie, wyraz dyfuzyjny, jest różny od zera, gdy gaz jest niejednorodny. Wyraża to dążenie ruchów termicznych do przeprowadzenia gazu w stan równowagi.

Drugi wyraz wyraża efekt działania sił na ewolucję funkcji rozkładu. \vec{F} jest siłą wynikłą z zewnętrznych czynników, która działa na indywidualną cząstkę. W gazie silnie zjonizowanym \vec{F} może zawierać własne pole makroskopowe

⁸ $\partial f / \partial \vec{r}$ i $\partial f / \partial \vec{w}$ oznaczają symbolicznie gradient f , odpowiednio w przestrzeni konfiguracyjnej i w przestrzeni prędkości.

wielkości A będzie dana przez .

$$\langle A \rangle = \frac{1}{n} \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} A(\vec{r}, \vec{w}, t) f(\vec{r}, \vec{w}, t) d\vec{w}_x d\vec{w}_y d\vec{w}_z. \quad (12)$$

Kładąc $A = \vec{w}$ możemy znaleźć średnią prędkość $\vec{v} = \langle \vec{w} \rangle$; ciśnienie może być wyznaczone przez podstawienie $A = m(\vec{w} - \vec{v})(\vec{w} - \vec{v})$. Ścisłe biorąc, mierzalne makroskopowe własności gazu winny być wyrażane poprzez średnie czasowe z dużej ilości zderzeń atomowych.

Założona tutaj równoważność średnich statystycznych dokonanych po przestrzni prędkości ze średnimi czasowymi jest raczej przedmiotem zainteresowania dla kursu mechaniki statystycznej. Czytelnik znajdzie w książce Chinczyna [6] szczegółowe omówienie tego zagadnienia oraz problemu powiązania średnich statystycznych z teorią prawdopodobieństwa.

Gdy układ jest w równowadze termodynamicznej, jego funkcja rozkładu przyjmuje specyficzną formę: rozkład jest izotropowy względem prędkości i ma kształt gaussowski. Jest to tzw. funkcja rozkładu Maxwella-Boltzmana, która dana jest przez

$$f(\vec{w}) = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m\vec{w}^2}{kT} \right). \quad (13)$$

Dla rozkładu izotropowego prawdopodobieństwo znalezienia w każdym punkcie gazu cząstki o danej prędkości, poruszającej się w jakimkolwiek kierunku jest takie samo. Z drugiej strony, jeżeli istnieje wyróżniony kierunek ruchu cząstek, jak np. w przypadku prądu, mówimy że funkcja rozkładu jest anizotropowa; wtedy często znacznie się ona odchyła od swego kształtu w równowadze.

Funkcje rozkładu nie są wielkościami statycznymi, lecz ciągle zmieniają się w wyniku działania pewnych fizycznych czynników. Równanie różniczkowe, które określa zmiany funkcji rozkładu, wynikłe z tych czynników, jest zwane równaniem Maxwella-Boltzmana. Istnieje jedno takie równanie dla każdego rodzaju cząstek. Równanie to ma kształt*:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\vec{w} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - \frac{\vec{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{w}} + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}}. \quad (14)$$

Widzimy, że funkcja rozkładu zmienia się z czasem w wyniku działania trzech oddzielnych mechanizmów. Pierwszy wyraz po prawej stronie, wyraz dyfuzyjny, jest różny od zera, gdy gaz jest niejednorodny. Wyraża to dążenie ruchów termicznych do przeprowadzenia gazu w stan równowagi.

Drugi wyraz wyraża efekt działania sił na ewolucję funkcji rozkładu. \vec{F} jest siłą wynikłą z zewnętrznych czynników, która działa na indywidualną cząstkę. W gazie silnie zjonizowanym \vec{F} może zawierać własne pole makroskopowe

* $\partial f / \partial \vec{r}$ i $\partial f / \partial \vec{w}$ oznaczają symbolicznie gradient f , odpowiednio w przestrzeni konfiguracyjnej i w przestrzeni prędkości.

wytworzone przez zjawiska kolektywne. Ten mechanizm dąży zwykle do udzielenia cząstkom gazu ruchu skierowanego, który prowadzi do pojawienia się anizotropii w funkcji rozkładu.

Ostatni człon tłumaczy zmiany funkcji rozkładu, wynikłe z oddziaływań pomiędzy cząstkami, które są opisywane za pomocą zderzeń dwuciałowych. Ten wyraz zawiera wszystkie oddziaływania w gazie słabo zjonizowanym i szczytkowe oddziaływania krótkozasięgowo w gazie silnie zjonizowanym⁹.

Akty zderzenia dążą do stłumienia każdego uporządkowanego ruchu w gazie. Zasadniczym efektem zderzeń jest przekształcenie początkowo anizotropowej funkcji rozkładu w funkcję maxwellovską. Aby utrzymać stały średni ruch w pewnym kierunku, koniecznym jest usunąć opór zderzeniowy przez zewnętrznie przyłożone siły, tak aby te dwie przeciwstawne tendencje zniosły się.

Jednym z najważniejszych zastosowań równania Maxwella-Boltzmanna jest obliczenie przewodnictwa elektrycznego zjonizowanego gazu. W przypisie *B* jest pokazane obliczenie za pomocą tego równania przewodnictwa elektrycznego słabo zjonizowanego gazu w szczególnie prostym przypadku.

W zagadnieniach praktycznych rzadko jest interesująca sama funkcja rozkładu. Raczej rozważa się pewne średnie wartości makroskopowych wielkości, takie jak średnia prędkość i ciśnienie. Znajomość funkcji rozkładu umożliwia obliczenie tych wielkości. Metoda statystyczna jest więc takim podejściem, w którym najpierw rozwiązuje się równanie Maxwella-Boltzmanna dla funkcji rozkładu i następnie za pomocą tej funkcji obliczane są średnie makroskopowe wielkości.

Inna metoda, która jest bardzo bliska metodzie statystycznej, odwraca tę procedurę. Najpierw uśredniamy równanie Maxwella-Boltzmanna wyraz po wyrazie, otrzymując znane równania różniczkowe, które wyrażają zasady zachowania dla wielkości makroskopowych. Są to: równanie ciągłości, zachowania pędu i zachowania energii. Otrzymawszy te makroskopowe równania z równania Maxwella-Boltzmanna, rozwiązuje się je dla średnich wartości wielkości makroskopowych. To drugie podejście, w którym rola niewiadomej jest przeniesiona z funkcji rozkładu na średnie zmienne, jest zwane „hydrodynamiką” albo, w specjalnym przypadku dla zjonizowanego gazu w polu magnetycznym, „magnetohydrodynamiką”.

Teoria makroskopowa

Zwykle prawa zachowania dla wielkości makroskopowych można wyprowadzić z równania Maxwella-Boltzmanna, mnożąc to równanie przez odpowiednią wielkość *A* i biorąc średnią¹⁰. Taką procedurę można wykonać dla

⁹ W ostatnich latach zwykle się wprowadza dodatkowy wyraz w równaniu Maxwella-Boltzmanna opisujący zderzenia. Wyraz ten rozważa wielokrotnie zderzenia jako zjawisko dyfuzji i ma redukować nieodłączne niedokładności, pojawiające się przy ostrym rozgraniczeniu indywidualnego i kolektywnego sposobu opisu. Równanie zawierające wyraz dyfuzyjny zwane jest równaniem Fokkera-Plancka.

¹⁰ Tzn. stosujemy do każdego wyrazu równania Maxwella-Boltzmanna operację określoną równaniem (12).

każdego rodzaju cząstek. Wzięcie średniej równania pomnożonego przez czynnik $A = 1$ prowadzi do równania ciągłości. Dla elektronów równanie to ma kształt ¹¹:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot n_e \vec{v}_e = 0. \quad (15)$$

Biorąc $A = m \cdot \vec{v}$ i całkując otrzymujemy zasadę zachowania pędu dla elektronu:

$$n_e m_e \left[\frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} + (\vec{v}_e \cdot \nabla) \vec{v}_e \right] = n_e \langle \vec{F}_e \rangle - \nabla p_e + P_e, \quad (16)$$

gdzie $n_e \langle F_e \rangle$ jest średnią makroskopową siłą na jednostkę objętości, p_e ciśnieniem hydrostatycznym elektronu, a P_e jest całkowitym pędem, przekazany przez inne cząstki w zderzeniach, wyrażającym się wzorem

$$P_e = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} m_e \vec{w} \left(\frac{\partial f_e}{\partial t} \right)_{\text{coll}} dw_x dw_y dw_z. \quad (17)$$

W czystym polu elektromagnetycznym $\langle \vec{F}_e \rangle$ jest dane przez

$$\langle \vec{F}_e \rangle = -e \left[\vec{E} + \frac{\vec{v}_e \times \vec{B}}{c} \right], \quad (18)$$

gdzie \vec{E} i \vec{B} oznaczają tutaj średnie pola makroskopowe.

Zasadę zachowania energii otrzymujemy kładąc $A = m(\vec{w} - \vec{v}_e)(\vec{w} - \vec{v}_e)$ i całkując; inne zasady zachowania można otrzymać w analogiczny sposób kładąc za A inne funkcje. Oczywiście podobne równania otrzymujemy dla jonów i molekuł. W zwykłej hydrodynamice ograniczamy się tylko do tych trzech praw zachowania. Jednakże w bardzo rozrzedzonej gazie nie zawsze jest możliwe założenie *a priori* o stosowalności równań hydrodynamicznych i trzeba często korzystać bezpośrednio z równania Maxwella-Boltzmannna. Dyskusja tego problemu w odniesieniu do magnetohydrodynamiki jest przeprowadzona w artykule Chew, Goldbergera i Lowa [7].

Jeżeli każde prawo zachowania przesumujemy po wszystkich rodzajach cząstek, to wynikły stąd układ równań wyraża prawa zachowania gazu, rozważanego jako *continuum*. Na przykład, prawo zachowania pędu przy zaniedbaniu lepkości ma postać:

$$\rho \frac{d\vec{U}}{dt} = \varepsilon \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{j} \times \vec{B} - \nabla p, \quad (19)$$

gdzie ρ jest całkowitą gęstością masy, \vec{U} prędkością masy, ε wypadkową gęstością ładunku, \vec{j} gęstością prądu, p całkowitym ciśnieniem hydrostatycznym. Prócz prawa zachowania pędu będziemy mieli równanie ciągłości, prawo zachowania energii i uogólnione prawo Ohma, wiążące gęstość prądu ze zmien-

¹¹ Ponieważ zderzenia nie zmieniają liczby cząstek w gazie $\left(\frac{\partial n_e}{\partial t} \right)_{\text{coll}} = 0$.

nymi pola magnetycznego [8]. Wyraz P_e odpowiadający za zderzenia, który pojawia się w równaniu (16), a nie występuje w równaniu (19), jest uwzględniony przez prawo Ohma. Prawa zachowania muszą być rozwiązywane w powiązaniu z równaniami Maxwella.

W wielu praktycznych zastosowaniach fizyczne zachowanie się zjonizowanego gazu jest rządzone przez zderzenia międzycząsteczkowe, odpowiadające warunkowi $\nu \gg \omega_b$. Prąd przewodzenia jest wtedy w prosty sposób związany z polem elektromagnetycznym, zgodnie z równaniem (B10) (przypis B), które było wyprowadzone w przypadku, gdy nie ma pola magnetycznego. Jeżeli jednak gaz posiada ruch prostopadły do przyłożonego pola, wtedy równanie (B10) będzie się dalej stosować jedynie przy zastrzeżeniu, że pole elektryczne mierzone jest w układzie spoczynkowym gazu.

Wiadomo z teorii względności, że pole elektromagnetyczne zależy od układu odniesienia, w którym czynione są obserwacje. Przejście pomiędzy dwoma układami odniesienia, poruszającymi się względem siebie ruchem jednostajnym, odbywa się za pomocą transformacji Lorentza. Jeżeli obserwator A w układzie K widzi pole elektromagnetyczne (\vec{E}, \vec{B}) , to obserwator B w układzie K' , który porusza się względem K z prędkością \vec{U} , będzie widział pole (\vec{E}', \vec{B}') , powiązane z (\vec{E}, \vec{B}) w następujący sposób [9]:

$$\begin{aligned}\vec{E}' &= \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{U} \times \vec{B} \\ \vec{B}' &= \vec{B} - \frac{1}{c} \vec{U} \times \vec{E}\end{aligned}\quad (20)$$

dla $U^2 \ll c^2$. Dodatkowy wyraz $\frac{\vec{U} \times \vec{B}}{c}$ w pierwszym z równań (20) pojawia się w wyniku ruchu obserwatora w polu (\vec{E}, \vec{B}) .

Stąd wynika, że prąd przewodzenia będzie dany przez

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}' = \sigma \left(\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{U} \times \vec{B} \right), \quad (21)$$

gdzie σ jest przewodnictwem elektrycznym. Sprzężenie pomiędzy materiałem przewodzącym a polem elektromagnetycznym wyraża się poprzez pojawienie się \vec{U} w równaniu (21) i \vec{j} w równaniu (19).

Jeżeli $\omega_b \gg \nu$, naładowana cząstka obiegnie wielokrotnie orbitę dokoła linii pola magnetycznego nim zderzy się z inną cząstką. Jest to typowe, np. dla zjawisk astrofizycznych. Już wcześniej podkreślaliśmy, że energia kinetyczna ruchu cząstki prostopadłego do pola może być całkowicie różna od energii kinetycznej ruchu równoległego. Istnieje odpowiedni przykład w bardzo silnym polu magnetycznym: cząstka zatacza ściśle zamknięte orbity dokoła linii pola i większość jej energii kinetycznej jest związana z tym stopniem swobody. Wynik jest taki, że ciśnienie będzie tensorem posiadającym dwie różne składowe w kierunku prostopadłym do pola magnetycznego i trzecią składową równoległą

do pola, różną co do wartości od tamtych dwóch. Odpowiednią modyfikacją, jakiej wymaga prawo zachowania pędu, jest zastąpienie ciśnienia skalarnego przez tensorowe.

W magnetohydrodynamicie, szczególnie w problemach astrofizycznych, zakłada się często, że przewodnictwo jest nieskończenie wielkie. Jaką treść fizyczną kryje w sobie to założenie można zrozumieć z następujących rozważań.

Gdy nie ma pola magnetycznego, przewodnictwo jest proporcjonalne do $1/\nu$. Jeżeli pole magnetyczne jest tak silne, że $\omega_b \gg \nu$, wówczas tendencja do przy-
padkowości w ruchu cząstek, jaką wywołują zderzenia, jest efektywnie usunięta przez nałożone polem magnetycznym więzy ruchu orbitalnego. W dalszej dyskusji przyjmiemy $\nu = 0$, co odpowiada warunkowi $\sigma = \infty$. Przy tych warunkach każda cząstka będzie się poruszała zgodnie z prędkością unoszenia, wyznaczoną przez obecność pola elektromagnetycznego.

Rozważmy przypadek zjonizowanego gazu, który porusza się prostopadle do pola magnetycznego \vec{B} z prędkością unoszenia masy \vec{U} . Przyjmijmy, że w układzie odniesienia, w którym obserwowana jest prędkość \vec{U} , plazma znajduje się pod działaniem pola elektrycznego, spełniającego warunek $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$. Niech pole elektryczne zmienia się tak powoli, że jeżeli ω przedstawia charakterystyczną częstość pola, to $\omega^2 \ll \omega_b^2$. Wówczas głównym ruchem centrum wiodącego będzie ruch z prędkością unoszenia, wywołaną polem elektrycznym

$$\vec{w}_D = c \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}.$$

Pole elektryczne otrzymujemy przez wzięcie iloczynu wektorowego \vec{w}_D i \vec{B} :

$$\vec{E} = - \left(\frac{\vec{w}_D}{c} \right) \times \vec{B}. \quad (22)$$

Po przetransformowaniu pola elektrycznego do układu spoczynkowego plazmy, równanie (20) daje

$$\vec{E}' = \frac{1}{c} (\vec{U} - \vec{w}_D) \times \vec{B}. \quad (23)$$

Pozostaje pokazać, że w wielu interesujących przypadkach prędkość przenoszenia masy \vec{U} prawie dokładnie pokrywa się z prędkością unoszenia centrum wiodącego \vec{w}_D . \vec{E}' będzie wtedy równe zeru, co musi być spełnione, ażeby równanie (21) nie prowadziło do absurdu.

Aby uzyskać dobrze określony makroskopowy opis gazu, dzielimy objętość gazu na dużą liczbę małych elementów objętościowych albo komórek. Wymiary komórek muszą być dosyć duże, aby pomieścić dużą liczbę cząstek, a równocześnie wystarczająco małe, aby odpowiednie zmienne makroskopowe nie zmieniały się w ramach jednej komórki.

Wyberzmy jako typową komórkę, element objętości o wymiarach $O(L)$, gdzie L jest odcinkiem, na którym pole magnetyczne zmienia się w sposób

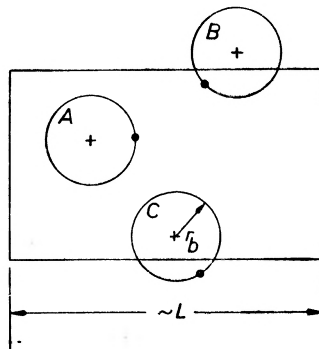
zauważalny (rys. 2). Trajektorie wszystkich cząstek, które w danej chwili są częściowo lub całkowicie ulokowane wewnątrz komórki można podzielić następująco:

Typ A — cząstka i centrum wiodące znajdują się w komórce.

Typ B — cząstka znajduje się wewnątrz, centrum wiodące na zewnątrz komórki.

Typ C — cząstka znajduje się na zewnątrz, centrum wiodące wewnątrz komórki.

Prędkość przenoszenia masy będzie średnią prędkością cząstek, ulokowanych w komórce, bez względu na położenie chwilowego centrum wiodącego, tj. cząstek typu A i B. Z drugiej strony przy obliczaniu średniej prędkości centrum wiodącego bierze się pod uwagę tylko cząstki typu A i C. Rozbieżność pomiędzy tymi dwiema średnimi może powstać stąd, że jeżeli średni promień Larmora jest porównywalny co do wielkości z L , wtedy nie ma w komórce



Rys. 2. Klasyfikacja orbit cząstek w małym elemencie objętościowym

jednoznacznej odpowiedniości pomiędzy cząstkami i centrami wiodącymi. Oczywiście prędkość unoszenia masy \vec{U} może być uzyskana z \vec{w}_D przez wykluczenie cząstek typu C i wzięcie cząstek typu B.

Jednak gdy $r_b \ll L$, jest oczywiste, że trajektorie wszystkich cząstek, z wyjątkiem nielicznych, będą typu A. Ten warunek, który jest spełniony dla dużej liczby rzeczywistych sytuacji fizycznych, pozwala nam postawić z dobrym przybliżeniem \vec{U} równe \vec{w}_D .

Z tego wynika, że \vec{E}' można położyć równe zero. Równanie (20) przyjmie wtedy postać

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \vec{U} \times \vec{B}. \quad (24)$$

Przy takim podejściu do problemu, w którym zanedbujemy zderzenia cząstek, można równanie (24) traktować z dużą dozą zaufania. Jednak na ogół konieczna jest pewna ostrożność, gdyż całkowicie możliwa jest sytuacja, w której równanie (24) jest spełnione dla elektronów, ale nie dla jonów, ponieważ $(r_b)_e \ll (r_b)_j$. Co więcej, warunek $r_b \ll L$ prawdopodobnie nie będzie spełniony na granicy plazmy, gdzie może pojawić się nieciągłość pola magnetycznego.

Jeżeli $n_b \sim L$, \vec{E}' nie będzie równe zeru. Mimo wszystko nie ma żadnej szczególnej trudności w przypadku $\sigma \rightarrow \infty$, jeżeli tylko równanie (21) zastąpi się uogólnionym prawem Ohma¹⁷.

Wnioski końcowe

Mamy do dyspozycji trzy metody opisu, pozwalające na wyznaczenie stanu plazmy pod działaniem sił zaburzających. Są to: teoria mikroskopowa, metoda rozkładu prędkości (statystyczna) i teoria makroskopowa (hydrodynamiczna).

Teoria mikroskopowa jest ograniczona przez warunek mówiący, że częstość zderzeń dla krótkozasięgowych oddziaływań musi być znacznie mniejsza od częstości dynamicznych, charakterystycznych dla problemu. Co więcej, są przypadki, kiedy zmienne pola, występujące w równaniu ruchu Newtona dla indywidualnej cząstki, muszą zawierać dla uzyskania konsystencji, oprócz znanych pól zewnętrznych, pola wyprodukowane przez nagromadzone ładunki i prądy wewnątrz gazu lub na jego granicach. Pola własne są średnimi makroskopowymi polami, wyznaczonymi z równań Maxwella i ich wyliczenie często wymaga znajomości funkcji rozkładu cząstek. Właśnie w tym punkcie teoria mikroskopowa okazuje się nieadekwatna i trzeba używać innych metod.

Pozostałe metody — statystyczną i hydrodynamiczną — stosuje się szeroko do badania zachowania się gazu zjonizowanego. O tym, której z nich jest lepiej użyć w danej sytuacji, dyktują zwykle warunki fizyczne problemu.

Jeżeli nie można zaniedbać zderzeń międzycząsteczkowych, wówczas każda z tych dwóch metod w zasadzie nadaje się do opisu zmian gazu. Jednakże ponieważ wyraz opisujący zderzenia w równaniu Maxwella-Boltzmannia jest bardzo skomplikowany, metoda statystyczna jest często matematycznie niezdatna do użytku. W podejściu hydrodynamicznym ta trudność jest częściowo wyeliminowana, ponieważ rolę wyrazu opisującego zderzenia podejmuje prawo Ohma — związek pomiędzy gęstością prądu i zmiennymi pola. To umożliwia wykorzystanie faktów doświadczalnych przy rozwiązywaniu problemów praktycznych.

W rozrzedzonym gazie, gdzie można zaniedbać zderzenia, stosowalność równań hydrodynamicznych jest kwestią otwartą i często trzeba się odwoływać do równania Maxwella-Boltzmannia, które jest ścisłe. To równanie szczególnie odpowiada problemom, dla których możliwa jest linearyzacja i często dostarcza informacji, których nie mogą dać równania hydrodynamiczne [5].

Jeżeli w jakimś przypadku można uzasadnić stosowalność hydrodynamiki [7], wówczas uzyskujemy godną uwagi prostotę pojęciową, a często problem staje się prostszy analitycznie. Np. duża liczba analogii z bardziej znanymi układami mechanicznymi prowadzi do pojawienia się takich użytecznych pojęć jak „ciśnienie magnetyczne“, „ruch magnetycznych linii sił“ i „magnetyczne warstwy brzegowe“ [10].

Przypis A. Adiabaticzna niezmienniczość momentu magnetycznego

Wielkość dynamiczna, która nie zmienia się przy powolnych zmianach zewnętrznych parametrów, jest zwana niezmiennikiem adiabatycznym. Moment magnetyczny ładunku posiada tę własność w odniesieniu do zewnętrznego pola magnetycznego.

Zmienne pola, występujące w równaniu (4) można wyrazić poprzez potencjał wektorowy \vec{A} i potencjał skalarny φ w następujący sposób:

$$\begin{aligned}\vec{E} &= -\left(\frac{1}{c}\right) \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla \varphi, \\ \vec{B} &= \nabla \times \vec{A}.\end{aligned}\quad (\text{A1})$$

Równanie ruchu zapisane za pomocą potencjałów ma postać:

$$m \frac{d\vec{w}}{dt} = -\frac{q}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - q \nabla \varphi + \left(\frac{q}{c}\right) \vec{w} \times (\nabla \times \vec{A}). \quad (\text{A2})$$

Jeżeli uwzględnimy wyrażenie na pochodną śledczą \vec{A} :

$$\frac{d\vec{A}}{dt} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + (\vec{w} \cdot \nabla) \vec{A} \quad (\text{A3})$$

i skorzystamy ze znanej tożsamości wektorowej¹², to otrzymamy

$$\frac{d\vec{A}}{dt} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{w} \times (\nabla \times \vec{A}) + \nabla (\vec{w} \cdot \vec{A}). \quad (\text{A4})$$

Podstawiając (A4) do (A2) dostaniemy

$$\frac{d}{dt} \left(m\vec{w} + \frac{q}{c} \vec{A} \right) = q \nabla \chi, \quad (\text{A5})$$

gdzie $\chi = \frac{\vec{w}}{c} \cdot \vec{A} - \varphi$.

Przecałkujemy (A5) po konturze C , który jest rzutem toru cząstki w czasie jednego okresu ruchu na płaszczyznę prostopadłą do kierunku pola magnetycznego. Jeżeli zmiana pola magnetycznego jest w czasie tego ruchu wystarczająco mała, kontur będzie torem zamkniętym, tj. kołem. Ponieważ

$$\oint_C \nabla \chi \cdot d\vec{l} = 0,$$

jeżeli χ jest funkcją analityczną swojego argumentu, otrzymujemy następujący wynik:

$$\frac{d}{dt} \oint_C \left(m\vec{w} + \frac{q}{c} \vec{A} \right) \cdot d\vec{l} = 0. \quad (\text{A6})$$

¹² $\nabla(\vec{P} \cdot \vec{Q}) = (\vec{P} \cdot \nabla) \vec{Q} + (\vec{Q} \cdot \nabla) \vec{P} + \vec{P} \times (\nabla \times \vec{Q}) + \vec{Q} \times (\nabla \times \vec{P})$.

Wskaźnik t oznacza składową prostopadłą do \vec{B} . Równanie (A6) wskazuje, że całka wyrażenia $\left(m\vec{w} + \frac{q}{c}\vec{A}\right)_t$ wzięta wzdłuż drogi C jest stałą ruchu, tj.

$$\oint_C \left(m\vec{w} + \frac{q}{c}\vec{A}\right)_t \cdot d\vec{l} = \text{const.} = I. \quad (\text{A7})$$

Zgodnie z twierdzeniem Stokesa mamy

$$\oint_C m\vec{w}_\perp \cdot d\vec{l} + \frac{q}{c} \int_S \nabla \times \vec{A} \cdot d\vec{S} = I, \quad (\text{A8})$$

gdzie całkowanie w drugiej całce prowadzi się po powierzchni S zamkniętej konturem C . Prędkość orbitalna w_\perp jest stała wzdłuż drogi C i skierowana zgodnie z dL . Przyjmując, że zmianę B na obszarze S można zaniedbać, otrzymujemy z (A8)

$$2\pi r_b m w_\perp + \frac{q}{c} \pi r_b^2 B = I. \quad (\text{A9})$$

Podstawiając

$$r_b = \frac{w_\perp}{\omega_b} = \frac{m c w_\perp}{q B}$$

dostajemy

$$I = 3\pi c m^2 w_\perp^2 / q B. \quad (\text{A10})$$

Z powyższego łatwo widać żądany wynik.

Przypis B. Przewodnictwo elektryczne słabo zjonizowanego gazu

Gdy częstość zderzeń elektron-molekuła jest wystarczająco wysoka, funkcja rozkładu dla elektronów będzie tylko nieznacznie odchyłać się od rozkładu izotropowego. Wówczas możemy funkcję rozkładu przedstawić w postaci sumy części izotropowej i anizotropowej:

$$f = f_0 + f_1, \quad (\text{B1})$$

gdzie f_0 jest częścią izotropową i $f_0 \gg f_1$.

Ponieważ masa molekuly jest dużo większa od masy elektronu, zderzenia pomiędzy tymi dwiema cząstkami będą zmieniać tylko kierunek ich prędkości, natomiast nie będą zmieniały wielkości prędkości. Dlatego początkowo izotropowy rozkład pozostanie stały. Niech δt będzie czasem relaksacji dla anizotropii pierwszego rzędu. Wówczas wyraz opisujący zderzenia w równaniu (14) można zapisać następująco

$$\left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)_{\text{zderz}} = [f(t + \delta t) - f(t)] / \delta t \approx -\nu f_1. \quad (\text{B2})$$

Częstość relaksacji ν jest identyczna z częstością zderzeń¹³. Na ogół będzie ona funkcją względnej prędkości w zderzających się cząstek.

Robimy teraz następujące dodatkowe założenia: 1) pole zewnętrzne jest polem elektrycznym — nie ma pola magnetycznego; 2) gaz jest jednorodny; 3) istnieje stan stacjonarny.

Po tych uproszczeniach równanie Maxwella-Boltzmanna dla elektronów będzie miało postać

$$\frac{e}{m} E_i \frac{\partial f_0}{\partial w_i} = \nu f_1. \quad (\text{B3})$$

Jeżeli pomnożymy obie strony równania (B3) przez prędkość i scałkujemy po przestrzeni prędkości, otrzymamy

$$\frac{e}{m} \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{w_k E_i}{\nu} \frac{\partial f_0}{\partial w_i} dw_x dw_y dw_z = n \langle w_k \rangle. \quad (\text{B4})$$

Powyższy wzór można uprościć zauważając, że

$$\frac{\partial}{\partial w_i} \left(\frac{w_k E_i f_0}{\nu} \right) = \frac{E_k f_0}{\nu} + w_k \frac{\partial}{\partial w_i} \left(\frac{1}{\nu} \right) E_i f_0 + \frac{w_k E_i}{\nu} \frac{\partial f_0}{\partial w_i} \quad (\text{B5})$$

Wówczas całka w (B4) da się przedstawić w postaci

$$-\frac{e}{m} \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{E_k}{\nu} + w_k E_i \frac{\partial}{\partial w_i} \left(\frac{1}{\nu} \right) \right] f_0 dw_x dw_y dw_z, \quad (\text{B6})$$

przy czym skorzystaliśmy z faktu, że

$$\int \int \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial}{\partial w_i} [\] dw_x dw_y dw_z = 0.$$

Gęstość prądu jest wyznaczona przez względny ruch elektronów i jonów. Jeżeli przyjmiemy, że jony są w spoczynku, gęstość prądu będzie równa

$$j_k = -en \langle w_k \rangle. \quad (\text{B7})$$

Podstawiając zamiast $n \langle w_k \rangle$ wyrażenie (B6) i biorąc pod uwagę

$$\frac{\partial}{\partial w_i} = \frac{w_i}{w} \frac{\partial}{\partial w},$$

dostajemy dla gęstości prądu wzór

$$j_k = E_i \sigma_{ik}, \quad (\text{B8})$$

gdzie

$$\sigma_{ik} = \frac{e^2}{m} \int \int \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\delta_{ik}}{\nu} + \frac{w_i w_k}{w} \frac{\partial}{\partial w} \left(\frac{1}{\nu} \right) \right] f_0 dw_x dw_y dw_z. \quad (\text{B9})$$

¹³ Bardziej ściśle rozumowanie, prowadzące do równania (B2) można znaleźć w książce J. L. Delcroix [11].

Ponieważ f_0 jest izotropowe, elementy poza przekątną ($i \neq k$) będą się zerowały, a elementy na głównej przekątnej będą sobie równe. Dlatego (B8) redukuje się do

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad (\text{B10})$$

gdzie

$$\sigma = \frac{e^2}{m} \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{v} + \frac{w}{3} \frac{\partial}{\partial w} \left(\frac{1}{v} \right) \right] f_0 dv_x dv_y dv_z \quad (\text{B11})$$

jest przewodnictwem elektrycznym.

Jeżeli v nie zależy od w , co jest prawdziwe dla oddziaływania elektron-molekuła, wzór (B11) przejdzie w

$$\sigma = \frac{e^2 n}{m v} \quad (\text{B12})$$

bez względu na rozkład prędkości. W obecności silnego pola magnetycznego przewodnictwo będzie tensorem i powyższe wyprowadzenie należy zmodyfikować.

Tłumaczyła Elżbieta Białas

Literatura

- [1] D. Pines, D. Bohm, *Phys. Rev.*, **85**, 338 (1952).
- [2] L. Landau, *J. Phys. (USSR)*, **10**, 25 (1946).
- [3] H. Alfven, *Cosmical Electrodynamics*, Clarendon Press, Oxford 1950.
- [4] E. N. Parker, *Phys. Rev.*, **107**, 924 (1957).
- [5] M. Watson, *Phys. Rev.*, **102**, 12 (1956).
- [6] A. I. Khinichin, *Mathematical Foundations of Statistical Mechanics*, Dover Publications Inc., New York 1949.
- [7] G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Low, *Proc. Roy. Soc.*, **236**, 112 (1956).
- [8] L. Spitzer, *The Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience Publishers Inc., New York 1956.
- [9] L. Landau, E. Lifszic, *Teoria pola*, PWN, Warszawa 1958.
- [10] T. C. Cowling, *Magnetohydrodynamics*, Interscience Publishers Inc., New York 1957.
- [11] J. L. Delcroix, *Introduction à la Théorie des Gaz Ionisés*, Dunod, Paris 1959.

Andrzej Eskreys

Institut Badań Jądrowych,
Zakład VI Kraków

Obecny stan badań nad oddziaływaniami neutrina

Wstęp

Szybki rozwój techniki eksperymentalnej w ostatnich latach stworzył konkretne możliwości przeprowadzenia szeregu doświadczeń, w których cząstką bombardującą byłoby neutрино. Doświadczenia takie nie tylko pozwalają na pogłębienie naszej wiedzy o samym neutrinie jako cząstce elementarnej, ale przyczynią się niewątpliwie do wyjaśnienia wielu problemów teorii słabych oddziaływań.

Poza tym badania oddziaływań z materią neutrin występujących w promieniowaniu kosmicznym, mogą dostarczyć wielu cennych informacji o charakterze kosmologicznym.

Z uwagi na bardzo niskie przekroje czynne na oddziaływanie neutrin z materią rzędu (10^{-44} - 10^{-38}) cm^2 , w zakresie dostępnych obecnie energii, konieczne jest użycie bardzo silnych wiązek neutrin oraz bardzo wydajnych detektorów.

Istnienie wielkich akceleratorów pozwalających na osiągnięcie dużych natężeń zarówno niskoenergetycznych, jak i wysokoenergetycznych neutrin oraz możliwość użycia dużych komór iskrowych czy też dużych komór pęcherzykowych jako detektorów, zapewnia w obecnej chwili odpowiednie warunki dla przeprowadzenia tych doświadczeń.

1. Uwagi o obecnym stanie teorii neutrina

1. 1. Dwuskładnikowa teoria neutrina

Neutрино jako cząstka posiadająca spin $1/2$ i nie posiadająca masy opisana jest równaniem Weyle'a

$$\gamma^4 \frac{\partial}{\partial t} \psi(\hat{x}, t) - \gamma^l \frac{\partial}{\partial \hat{x}^l} \psi(\hat{x}, t) = 0, \quad (1)$$

gdzie γ^4 , γ^l są macierzami Diraca oraz $\hbar = c = 1$. Równanie to posiada szczególne rozwiązanie w postaci fali płaskiej:

$$\psi(\hat{x}, t) = \psi(\hat{k}) e^{-i(k_0 t - \hat{k} \cdot \hat{x})},$$

gdzie \hat{k} i k_0 oznaczają odpowiednio pęd i energię neutrino (przy czym energia k_0 może być zarówno dodatnia, jak i ujemna).

Podstawiając to rozwiązanie do równania (1) otrzymujemy:

$$\hat{\sigma} \cdot \hat{k} \psi(\hat{k}) = \mp k_0 \psi(\hat{k}), \quad (2)$$

gdzie $\hat{\sigma}$ jest operatorem spinu 1/2. Dla $k_0 > 0$ znak „-“ w równaniu (2) odpowiada rozwiązaniu ze skrętnością

$$H = \frac{\hat{\sigma} \cdot \hat{k}}{|\hat{k}|} = \frac{\hat{\sigma} \cdot \hat{k}}{k_0} = -1,$$

czyli rozwiązaniu opisującemu cząstkę spolaryzowaną lewoskrętnie, znak „+“ — rozwiązaniu opisującemu cząstkę spolaryzowaną prawoskrętnie. Ponieważ z doświadczenia wynika, że neutrino (cząstka) jest spolaryzowane lewoskrętnie, więc w równaniu (2) dla $k_0 > 0$ trzeba wziąć znak „-“. To automatycznie pociąga za sobą, że antyneutrino (antycząstka) opisane rozwiązaniem równania (2) dla $k_0 < 0$, powinno mieć skrętność $H = +1$, co odpowiada polaryzacji prawoskrętnej.

1. 2. Uniwersalne oddziaływanie Fermiego

Przyjęcie dwuskładnikowej teorii neutrino pozwoliło na skonstruowanie uniwersalnego lagranżjanu opisującego wszystkie słabe procesy. Uniwersalność tego lagranżjanu polega na założeniu tego samego wektorowo-aksjalno-wektorowego typu oddziaływania z tą samą stałą sprzężenia pomiędzy różnymi cząstkami, uczestniczącymi w słabych procesach. W lagranżjanie tym przyjęto najprostsze możliwe do przyjęcia oddziaływanie punktowe (lokalne) czterech fermionów.

Rozwinięta w oparciu o uniwersalny lagranżjan teoria słabych oddziaływań (tzw. *Universal Fermi Interaction* — *U. F. I.*) zgadza się dobrze z doświadczeniem w zakresie niskich energii. Tak więc bardzo dobrze opisuje zjawisko rozpadu β , rozpadu i wychwytu mezonu μ oraz rozpadu mezonu π .

Zgodność tej teorii z doświadczeniem w zakresie niskich energii nie przeczy istnieniu jakiejś bardziej skomplikowanej struktury słabych oddziaływań, jako że przy niskich energiach zaobserwowanie jej może być bardzo trudne. Co więcej, istnieją pewne fakty (między innymi: rozbieżność przekrojów czynnych z energią, liczonych dla *U. F. I.*, istnienie oddziaływań tylko między takimi parami fermionów, w których tylko jeden fermion jest naładowany), które wydają się wskazywać na konieczność wprowadzenia do teorii bardziej subtelnej struktury oddziaływania niż oddziaływanie punktowe. Najbardziej znaną i dyskutowaną modyfikacją starej teorii *U. F. I.* jest teoria pośredniczącego bozonu wysunięta jeszcze przez Yukawę [1], a następnie rozwijana przez Lee i Yanga [2], Glashowa [3] i d'Espagnat [4]. Według tej teorii wszystkie słabe oddziaływania są przekazywane poprzez

pewne pośredniczące pole bozonowe, a słabe procesy polegają na wirtualnej emisji i absorpcji cząstek W tego pola. Tak np. Lee i Yang postulują istnienie czterech bozonów W : W^+ , W^- , W^0 i \bar{W}^0 , w teorii d'Espagnat mamy natomiast do czynienia tylko z dwoma bozonami W^+ i W^- . Cząstki te o czasie życia rzędu 10^{-17} sek, powinny mieć spin 1 i masę $m_w > m_k$ (bo nie obserwuje się rozpadu $K \rightarrow W + \gamma$).

Jeżeli pośredniczące pole bozonowe istnieje, to przy dostatecznie dużych energiach cząstek padających, cząstki W powinny być produkowane (tak np. przekrój czynny na produkcję W w reakcji $\nu + p \rightarrow W^+ + \mu^- + p$ jest rzędu 10^{-38} cm² dla neutrin o energii 5 GeV).

1. 3. Hipoteza istnienia dwóch rodzajów neutrin

W świetle wyżej wspomnianych teorii niewytłumaczony pozostaje fakt wzbronienia reakcji typu:

$$\begin{aligned} \mu &\rightarrow 3e \\ \mu &\rightarrow e + \gamma \\ \mu &\rightarrow e + 2\gamma \\ \mu^+ + e^- &\rightarrow 2\gamma \\ \mu^- + Z &\rightarrow e^- + Z \end{aligned} \quad (3)$$

dozwolonych przez wszystkie do tej pory znane prawa zachowania. Wartości stosunku:

$$R = \frac{\text{liczba rozpadów } \mu \rightarrow e + \gamma}{\text{liczba rozpadów } \mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}}$$

liczone zarówno w niezmodyfikowanej teorii Fermiego, jak i przy założeniu słuszności hipotezy pośredniczącego bozonu wynoszą około 10^{-4} , podczas gdy doświadczalna wartość R nie przekracza 10^{-7} .

Próby wyjaśnienia wzbronienia reakcji typu (3) były podejmowane przez wielu fizyków. Najprostsze wytłumaczenie podał Lipmanow. Według niego leptonami są e^- , μ^+ i ν , zaś antyleptonami e^+ , μ^- i $\bar{\nu}$. Przy takim przyporządkowaniu liczb leptonowych wszystkie reakcje typu (3) są wzbronione jako nie zachowujące liczby leptonowej. Hipoteza ta jednak nie może być sprawdzona doświadczalnie z uwagi na niemożliwość doświadczalnego rozróżnienia przyporządkowania liczb leptonowych, podanego przez Lipmanowa, od obecnie przyjętego (e^- , μ^- , ν — leptoni, e^+ , μ^+ , $\bar{\nu}$ — antyleptoni). Najszerzej znaną i dyskutowaną jest hipoteza wysunięta przez G. Feinberga et al. [5]. Według tej hipotezy reakcje (3) są wzbronione, ponieważ nie jest w nich spełnione pewne nowe prawo zachowania, wprowadzone przez Feinberga. Prawo to dotyczy dotąd nieznaney liczby kwantowej q , którą według Feinberga należy przypisać leptonom tak, aby nie była ona zachowana we wspomnianych reakcjach. By zabronić przejście: $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ elektron e^- i mezon μ^- muszą mieć różne wartości liczby q . Równocześnie jednak reakcja: $\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$ jest dozwolona, chociaż zmiana liczby q w obu reakcjach jest taka sama

(układ $\nu + \bar{\nu}$ nie daje przyczynku do zmiany liczby q w reakcji). Tak więc, by wytłumaczyć wzbronienie pierwszej reakcji przy równoczesnym dopuszczeniu drugiej, konieczne jest przyjęcie, że reakcja rozpadu μ^- , w której powstają dwie neutralne cząstki (dotychczas utożsamiane z ν i $\bar{\nu}$), w rzeczywistości przebiega wg wzoru:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_1 + \bar{\nu}_2,$$

gdzie ν_1 i $\bar{\nu}_2$ są różnymi cząstkami różniącymi się wartością liczby q (dokładniejsza dyskusja wartości liczby q podana jest niżej). Jest to równoważne stwierdzeniu, że dwie neutralne cząstki powstające w rozpadzie mezonu μ^- różnią się jeszcze czymś więcej niż tylko polaryzacją i wartością liczby leptonowej. W tym sensie można mówić o dwóch rodzajach neutrin: jednym stowarzyszonym z elektronem (obserwowanym np. w rozpadzie neutronu i mającym taką samą liczbę q jak elektron) — ν_e i drugim neutrinie ν_μ stowarzyszonym z mezonem μ (obserwowanym np. w wychwycie mezonu μ^- , o liczbie q równej liczbie q mezonu μ). Jeśli chodzi o własności tych neutrin, to mniej jest wiadomo o neutrinie mezonowym ν_μ . Oba powinny mieć spin $1/2$, powinny być spolaryzowane lewoskrętnie, jeśli zaś chodzi o masę, to wiemy, że

$$m_{\nu_e} < 200 \text{ eV},$$

$$m_{\nu_\mu} < 5 \text{ MeV}.$$

Odnosnie do charakteru i wartości liczby kwantowej q istnieją dwie możliwości:

a) liczba q jest addytywną liczbą kwantową i wtedy można by jej przypisać wartości:

$$q_{\mu^-, \nu_\mu} = 1, \quad q_{\mu^+, \bar{\nu}_\mu} = -1, \quad q_{(\text{inne cząstki})} = 0;$$

b) liczba q jest multiplikatywną liczbą kwantową i wtedy można by jej przypisać wartości:

$$q_{\mu^+, \mu^-, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu} = -1, \quad q_{(\text{inne cząstki})} = 1$$

Oczywiście podane wartości liczby q zarówno w przypadku a), jak i b) nie są jedynymi możliwymi kombinacjami. Wartości te są tak dobrane, by dopuścić wszystkie obserwowane reakcje, a zabronić nieobserwowane.

Czy rzeczywiście istnieją dwa rodzaje neutrin ν_e i ν_μ , a także czy liczba q powinna być addytywną czy multiplikatywną liczbą kwantową¹ — pozostaje do eksperymentalnego sprawdzenia.

Nie jest też pewne czy stowarzyszenie $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ z elektronem, a $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ z mezonem μ , jest stałe i jednakowe we wszystkich słabych procesach. Hipoteza *Neutrino Flip* wysunięta przez G. Feinberga et al. [6] zakłada możliwość „wymiany neutrin“ w procesach nie zachowujących liczby strangeness (dziwności). Wtedy, w procesach zachowujących strangeness mogłoby występować

¹ Np. w przypadku liczby addytywnej rozpad:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

byłby wzbroniony.

stowarzyszenie (e, ν_e) i (μ, ν_μ) , np.

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ n &\rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e,\end{aligned}$$

a w procesach nie zachowujących liczby S stowarzyszenie (e, ν_e) i (μ, ν_e) np.:

$$\begin{aligned}K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_e \\ K^+ &\rightarrow e^+ + \nu_\mu.\end{aligned}$$

2. Doświadczalna analiza oddziaływań neutrino z materią

2. 1. Zakres badań przy pomocy wiązki neutron

Obecna sytuacja w teorii słabych oddziaływań wymaga gruntownego sprawdzenia doświadczalnego i to zarówno w obszarze niskich, jak i wysokich energii. Wykorzystując dostępne obecnie wysokoenergetyczne i niskoenergetyczne wiązki neutron o dużych natężeniach można przeprowadzić szereg eksperymentów

Tablica I. Niektóre reakcje neutrinowe możliwe do eksperymentalnego sprawdzenia

I. Reakcje bez udziału cząstek dziwnych	
A. Reakcje zachowujące q	B. Reakcje nie zachowujące q
$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n + m\pi$ $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n + m\pi$ $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_e + \mu^-$ $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$ $\nu_e(\nu_\mu) + N \rightarrow \nu_e(\nu_\mu) + N$	$\bar{\nu}_e + p \rightarrow \mu^+ + n + m\pi$ $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow e^+ + n + m\pi$ $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu^a$ $\nu_e + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu^a$
II. Reakcje z udziałem cząstek dziwnych	
A. Reakcje zachowujące q	B. Reakcje nie zachowujące q
$\nu_e(\nu_\mu) + n \rightarrow \Sigma^+ + e^-(\mu^-)$ $\bar{\nu}_e(\bar{\nu}_\mu) + n \rightarrow \Sigma^- + e^+(\mu^+)$ $\bar{\nu}_e(\bar{\nu}_\mu) + p \rightarrow \Lambda^0(\Sigma^0) + e^+(\mu^+)$ $\bar{\nu}_e(\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow N + K + e^+(\mu^+)$ $\bar{\nu}_e(\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow Y + K + e^+(\mu^+)$	$\bar{\nu}_e(\bar{\nu}_\mu) + p \rightarrow \Lambda^0(\Sigma^0) + \mu^+(e^+)$ $\bar{\nu}_e(\bar{\nu}_\mu) + n \rightarrow \Sigma^- + \mu^+(e^+)$ $\bar{\nu}_e(\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow N + K + \mu^+(e^+)$ $\bar{\nu}_e(\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow Y + K + \mu^+(e^+)$
III. Reakcje, w których powinno się obserwować produkcję bozonu W	
$\bar{\nu}_e(\bar{\nu}_\mu) + Z \rightarrow Z + W + e(\mu) \quad ^3$ $\bar{\nu}_e(\bar{\nu}_\mu) + Z \rightarrow Z + W + e(\mu) + \dots \quad ^3$	

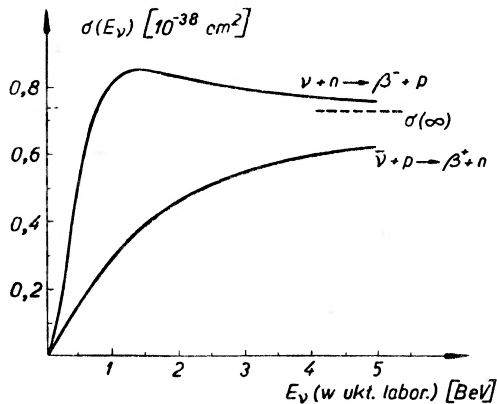
² Reakcje nie zachowują liczby q tylko wtedy, gdy jest to addytywna liczba kwantowa.

³ Z oznacza jądra o ładunku $Z \cdot e$.

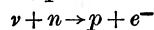
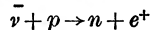
pozwalających na wyjaśnienie wielu ważnych problemów. Są to przede wszystkim następujące zagadnienia:

- 1) Istnienie dwóch rodzajów neutrin.
- 2) Uniwersalność słabych oddziaływań nie zawierających cząstek dziwnych, przy wyższych energiach.
- 3) Uniwersalność słabych oddziaływań cząstek dziwnych.
- 4) Istnienie pośredniczącego bozonu W .

W tabelicy I zestawione są niektóre reakcje wywołane przez neutrino, możliwe do sprawdzenia w obecnym stanie techniki eksperymentalnej.

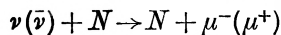
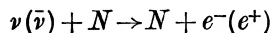


Rys. 1. Przekroje czynne na reakcje:

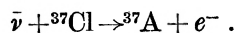


w funkcji energii neutrin

Wszystkie wymienione w tabelicy reakcje spełniają wszystkie dotąd znane prawa zachowania z wyjątkiem prawa zachowania strangeness oraz prawa zachowania spinu izotopowego i prawa zachowania parzystości. Niektóre z wymienionych reakcji mogą jednak w ogóle w przyrodzie nie zachodzić. Dotychczas udało się przebadać tylko reakcje:



oraz

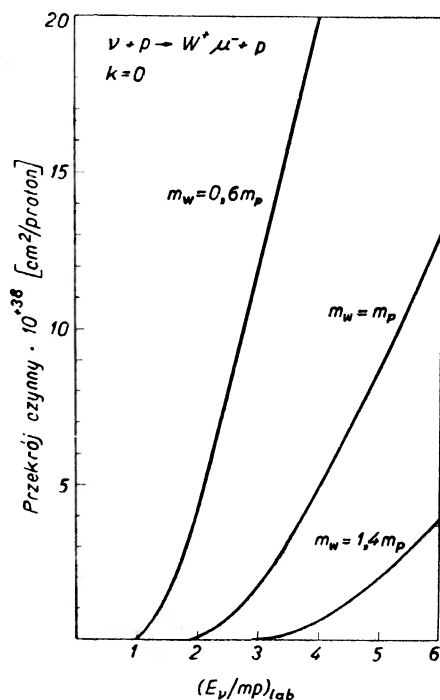


Reakcje typu I. (tablica I) nadają się dobrze zarówno do sprawdzenia hipotezy istnienia dwóch neutrin (w przypadku słuszności tej hipotezy, np. reakcje: $\nu_e(\bar{\nu}_e) + N \rightarrow N + \mu^-(\mu^+)$ i $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow N + e^-(e^+)$ powinny być zabronione) jak i do sprawdzenia przewidywań teorii Fermiego słabych oddziaływań bez udziału cząstek dziwnych, przy wyższych energiach.

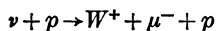
Badanie reakcji typu II. pozwoli na ustalenie reguł zmienności liczby kwantowej S (strangeness) i liczby kwantowej spinu izotopowego I i porównanie ich z przewidywanymi przez teorię.

Wreszcie w reakcjach typu III. będzie można zaobserwować produkcję bozonu W , jeżeli pośredniczące pole bozonowe rzeczywiście istnieje.

Przekroje czynne (wyliczone teoretycznie) na wszystkie wyżej wspomniane reakcje są bardzo małe. Są one zawarte w granicach (10^{-32} - 10^{-41}) cm^2 dla energii neutrin około 1 GeV. Szczególnie niski przekrój czynny odpowiada reakcji na rozproszenie neutrin na elektronach. Dla energii 1 GeV wynosi on około 10^{-41} cm^2 .



Rys. 2. Przekrój czynny na reakcję:



w zależności od energii neutrina, dla różnych wartości masy bozonu W

Rys. 1 przedstawia zależność przekroju czynnego na reakcję $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ i $\nu + n \rightarrow p + e^-$ od energii, wyliczoną przy założeniu $U. F. I.$

Rys. 2 przedstawia zaś zależność przekroju czynnego na produkcję bozonów W w reakcji $\nu + p \rightarrow W^+ + \mu^- + p$ od energii neutrin.

2. 2. Otrzymywanie i detekcja neutrin

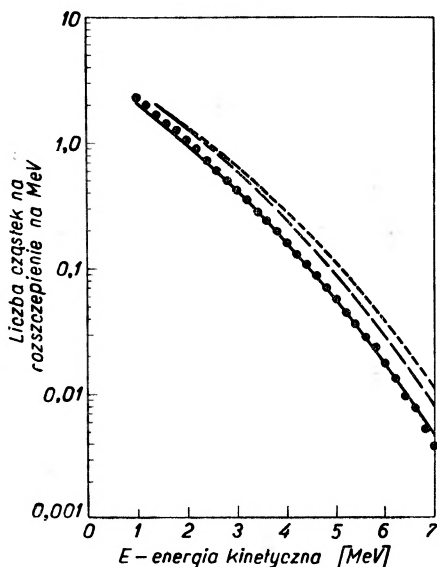
2. 2. 1. Źródła neutrin

Istnieją trzy zasadnicze źródła, z których możemy dostać stosunkowo intensywne wiązki neutrin. Są to: reaktory, akceleratory i promieniowanie kosmiczne. Neutrina z tych trzech źródeł różnią się znacznie energią. Najniżej

energetyczne są neutrina z reaktorów (energia do kilku MeV), energię rzędu 1 GeV mają neutrina akceleratorowe i wreszcie najwyższą energię neutrin obserwuje się w promieniowaniu kosmicznym.

2. 2. 1. a. Neutrina reaktorowe

Każdy reaktor stanowi silne źródło niskoenergetycznych antyneutrin. W czasie rozszczepień ciężkich pierwiastków stosowanych jako paliwo w reaktorach powstają nietrwałe fragmenty, które są silnie β -promieniotwórcze. Rozpad β fragmentów rozszczepienia przebiega wg reakcji: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$,



Rys. 3. Rozkład energetyczny antyneutrin z reaktora, wyliczony przy założeniu, że rozpadowi ulega jądro odpowiednio z $Z = 32$ i $Z = 60$

gdzie rozpadający się neutron jest neutronem związanym w jądrze-fragmencie. Powstające w czasie tych rozpadów antyneutrino ucieka łatwo poprzez osłony reaktora unosząc część wyzwolonej energii. Tak np. przy rozszczepieniu jądra $^{236}_{92}\text{U}$ neutrina zabierają ok. 11 MeV w stosunku do ok. 190 MeV zabieranych przez pozostałe produkty rozszczepienia i rozpadów.

Kształt widma energetycznego wylatujących antyneutrin można wyrowadzić z kształtu widma emitowanych elektronów w rozpadzie jąder fragmentów. Rys. 3 przedstawia właśnie taki rozkład. Maksymalny strumień, jaki można uzyskać z pomocą obecnie istniejących reaktorów wynosi ok. 10^{13} antyneutrin/cm² sek.

2. 2. 1. b. Neutrina akceleratorowe

Wysokoenergetyczne akceleratory cząstek stanowią obecnie najdogodniejsze źródło neutrin. Wysokoenergetyczna wiązka protonów lub deuteronów uzyskana w akceleratorze, oddziaływając z jądrami i nukleonami tarczy daje

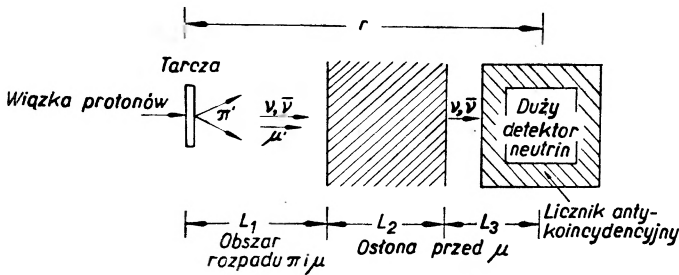
silny strumień naładowanych mezonów π (i K). Mezony te, jeśli nie napotkają na swej drodze materii rozpadają się w locie z emisją antyneutrino i neutrino $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu(\bar{\nu})$ (i ewentualnie $K^\pm \rightarrow \mu^\pm(e^\pm) + \nu(\bar{\nu})$), przy czym średni czas życia mezonów jest rzędu 10^{-8} sek. Średnia droga rozpadu mezonów π przy energii ok. 1 GeV wynosi 50 m.

Rys. 4 przedstawia projekt ustawienia tarczy i detektora.

Powstające neutrino i antyneutrino są dobrze skolimowane wokół kierunku wiązki pionów, a energia ich dla danej energii pionów E_π zawiera się w przedziale (0-0,43) E_π .

Znaczne zwiększenie intensywności można uzyskać przez zastosowanie magnetycznego ogniskowania mezonów π . Ogniskowanie to powinno wykazywać następujące cechy:

- ogniskowanie mezonów tylko o określonym znaku (np. tylko π^+ lub π^-).
- Achromatyczność.
- Kolimacja rozbieżnej wiązki π -mezonów w równoległą.



Rys. 4. Projekt ustawienia tarczy i detektora w eksperymencie z neutronami akceleratorowymi

S. C. Wright [7] sugeruje, że bardzo dobrą soczewką magnetyczną spełniającą powyższe warunki jest (liniowy) strumień jonów współosiowy z wiązką protonów o przekroju zwiększającym się w kierunku lotu cząstek. Przy zastosowaniu takiego ogniskowania możliwe jest osiągnięcie w odległości kilkudziesięciu metrów od tarczy strumienia 10^7 antyneutrino i neutrino/cm² powierzchni, o energii powyżej 1 GeV, na każde 10^{13} protonów uderzających w tarczę. (Zero Gradient Synchrotron — Z. G. S. w Argonne pozwala na osiągnięcie 10^6 $(\nu + \bar{\nu})$ /cm² sek). Rozkład energetyczny neutrino zależy od energii wiązki protonów i od względnego ustawienia przyrządów. Maksymalna energia może sięgać kilku GeV.

Akceleratorzy mogą posłużyć też do wytworzenia monoenergetycznych neutrino. Jeśli uzyskane z pomocą akceleratora niskoenergetyczne π , K i μ zatrzymać w bloku materii, to część z nich ulegnie rozpadowi, zanim wejdzie w reakcję z jądrami i nukleonami. Powstające wtedy neutrino mają określoną energię:

$$\text{w rozpadzie } \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu \quad E_\nu = 29,8 \text{ MeV}$$

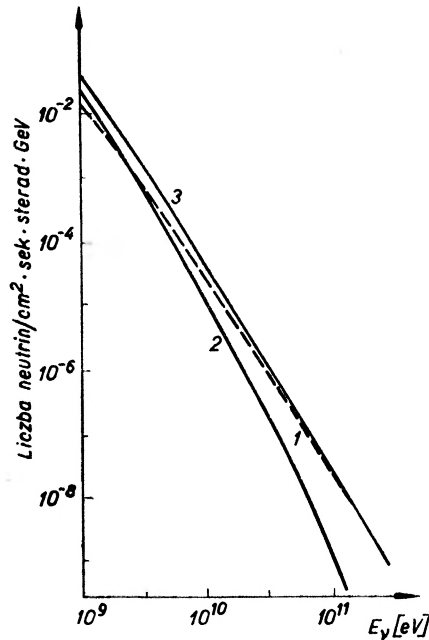
$$\text{w rozpadzie } K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu \quad E_\nu = 235,7 \text{ MeV}$$

$$\text{z reakcji } \mu^- + z \rightarrow \nu + \dots \quad E_\nu \approx 100 \text{ MeV}$$

2. 2. 1. c. Neutrino kosmiczne

Omówione powyżej źródła mogą dostarczać neutronów o energii maksymalnej około 5 GeV. Wyższych energii neutronów nie można już otrzymać przy pomocy akceleratorów, ponieważ już przy energii pionów 10 GeV ich średnia droga rozpadu wynosi aż 500 m. Neutrino o energii przewyższającej 5 GeV występują zarówno w promieniowaniu kosmicznym generowanym w atmosferze ziemskiej, jak i w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym.

Neutrino powstające w atmosferze pochodzą z rozpadu mezonów π i μ wytwarzanych przez pierwotne promieniowanie kosmiczne w atmosferze ziem-



Rys. 5. Różniczkowe rozkłady energetyczne dla neutronów z rozpadu mezonów π (krzywa 1), mezonów μ (krzywa 2) i sumaryczny (krzywa 3), wyliczone przy założeniu, że mezony kosmiczne przychodzą pod kątem 0 stopni względem pionu (z pracy [8])

skiej. Ich energie dochodzą do 1000 GeV. Z energiami powyżej 1000 GeV obserwuje się już bardzo mało neutronów i są to głównie neutrino powstające gdzieś poza Ziemią (np. w oddziaływaniach pierwotnego promieniowania kosmicznego z pyłem międzygwiazdowym lub w czasie wybuchu jakiejś supernowej gwiazdy). Ocena strumienia lub widma energetycznego neutronów pochodzących z przestrzeni międzygwiazdowej jest bardzo trudna z uwagi na brak informacji odnośnie do warunków ich generacji. Strumień i rozkład energetyczny neutronów atmosferycznych jest już znacznie łatwiej wyliczyć.

Na rys. 5 przedstawione są rozkłady energetyczne neutronów powstających w rozpadzie mezonów π (krzywa 1) i w rozpadzie mezonów μ (krzywa 2) oraz wypadkowy rozkład (krzywa 3) wyliczone przez Zacepina i Kuźmina [8].

Sumaryczny strumień neutrin atmosferycznych o energii większej od 1 GeV wynosi $2,06 \cdot 10^{-2} (\nu + \bar{\nu})/\text{cm}^2 \cdot \text{sek} \cdot \text{steradian}$.

Natężenie niskoenergetycznych neutrin kosmicznych jest znacznie większe i jest rzędu 10^{11} neutrin/cm² sek.

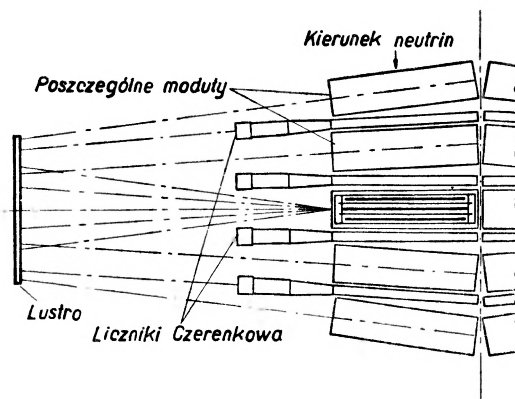
2. 2. 2. Detektory neutrin

W celu uzyskania możliwie dużej liczby interakcji neutrin, konieczne jest stosowanie olbrzymich detektorów o bardzo dużej masie. Tak więc detektorami, które mogą znaleźć zastosowanie w tych badaniach są:

- komory iskrowe,
- duże komory pęcherzykowe,
- duże detektory wodne i scyntylacyjne.

2. 2. 2. a. Komory iskrowe

Komory iskrowe stosowane są w badaniach fizyki wysokich energii już od kilku lat. Komory te były wykorzystywane do detekcji jonizujących cząstek bardzo wysokiej energii występujących w promieniowaniu kosmicznym. Ich



Rys. 6. Schemat 10-cio tonowej komory iskrowej z Columbia University

przydatność w eksperymentach neutrinowych polega głównie na możliwości zbudowania dużych komór, posiadających bardzo dużą masę, w której mogą być pochłaniane neutrino. Komora iskrowa składa się z szeregu odizolowanych od siebie płyt, między którymi znajduje się gaz. Płyty te są podłączone do impulsowego źródła wysokiego napięcia, wytwarzającego silne pole elektryczne między kolejnymi płytami. Przestrzeń między płytami jest fotografowana za pomocą co najmniej dwóch aparatów. Napięcie na płytach pojawia się na sygnał z liczników Czerenkowa, umieszczonych na drodze cząstek przed komorą.

Naładowana cząstka przechodząc przez gaz wypełniający przerwy między płytami jonizuje go, a przyłożenie napięcia powoduje przeskok iskry w miejscu przejścia cząstki.

Rys. 6 przedstawia schemat dziesięciotonowej komory iskrowej z Columbia University. Komora ta składa się z dziesięciu oddzielnych części-modułów

oddzielonych licznikami Czerenkowa. Widoczne na schemacie lustro ułatwia fotografowanie śladów w komorze.

Płyty komór iskrowych wykonane są zazwyczaj z metalu (najczęściej Fe lub Al). Do wypełniania przerw między płytami używa się gazów szlachetnych (argon, hel, neon), azotu, CO₂ lub powietrza pod ciśnieniem rzędu kilkuset mm Hg. Odstępy między płytami wynoszą kilka milimetrów.

Komory iskrowe pozwalają na określenie kierunku cząstki jonizującej i w przybliżeniu jej energii. Jeśli chodzi o rozróżnialność cząstek, to łatwo można odróżnić jedynie ślady kaskad elektronowych od śladów cięższych cząstek (π , μ , K itp.).

2. 2. 2. b. Komory pęcherzykowe

Duże komory pęcherzykowe wypełnione ciężką cieczą mogą służyć również do detekcji neutrin. Taką komorą może być komora z l'Ecole Polytechnique, wypełniona freonem CF₃Br. Obecne projekty doświadczeń neutrinowych w CERN-ie zakładają użycie właśnie tej komory jako detektora neutrin.

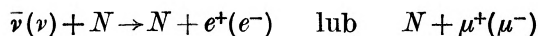
Pod względem dokładności pomiaru jonizacji i energii cząstki, komory pęcherzykowe znacznie przewyższają komory iskrowe. Jednak z uwagi na duży koszt budowy wielkich komór pęcherzykowych ekonomiczniej jest użyć komór iskrowych łatwiejszych do zbudowania i tańszych.

2. 2. 2. c. Detektory scyntylacyjne

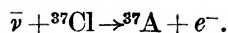
Jako detektora neutrin można użyć także dużych zbiorników z wodą lub z ciekłym scyntylatorem obstawionych odpowiednią liczbą (kilkaset) liczników scyntylacyjnych lub samych fotopowielaczy. Neutrino wywołując interakcję wewnątrz zbiornika z cieczą, powoduje powstanie cząstek naładowanych, które następnie mogą być rejestrowane i rozróżniane przez liczniki. Główną zaletą stosowania detektorów wodnych i scyntylacyjnych jest łatwość budowy dużych detektorów o masie (10-20) ton.

2. 3. Eksperymenty neutrinowe

Spośród reakcji wypisanych w tabelicy I. udało się do tej pory zbadać właściwie tylko reakcje typu



i reakcję



Informacje odnośnie do tych reakcji pochodzą z trzech doświadczeń, a mianowicie: z doświadczenia Reinesa-Cowana [9] wykonanego w 1953 r., w którym obserwowano reakcję odwrotną do rozpadu β neutronu $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ i stwierdzono istnienie neutrina oraz jego oddziaływań; z doświadczenia Daviesa [10] wykonanego w 1955 r., w którym szukano reakcji odwrotnej do

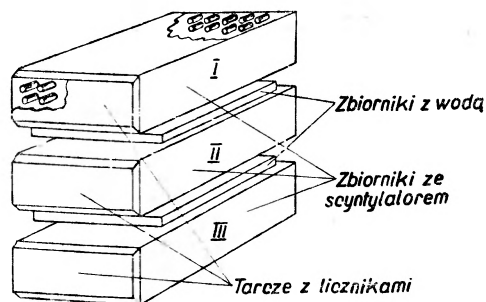
wychwytu e^- w jądrze ^{37}A i stwierdzono różnicę między neutrinem a antyneutrinem; z doświadczenia G. Danby et al. [11] wykonanego w 1962 r., w którym badano reakcję $\nu(\bar{\nu}) + N \rightarrow N + e^-(e^+)$ lub $N + \mu^-(\mu^+)$ i stwierdzono istnienie dwóch rodzajów neutrino ν_e i ν_μ . Nie zostały tu wymienione próby eksperymentów, zwłaszcza nad rozpraszaniem neutrino na elektronach, które jednak nie dały żadnych konkretnych rezultatów.

2. 3. 1. Doświadczenie Reinesa-Cowana

Doświadczenie to było pierwszym doświadczeniem, w którym obserwowano interakcje wywołane przez neutrino. Zidentyfikowanie reakcji typu: $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ było doświadczalnym dowodem istnienia neutrino jako cząstki oddziaływającej z materią. Wyliczony teoretycznie przekrój czynny na tę reakcję zgadza się bardzo dobrze z wynikami doświadczenia, co dowodzi słuszności teorii Fermiego zakładającej *U. F. I.* dla niskich energii (rzędu kilku MeV).

2. 3. 1. a. Aparatura

Jako źródło antyneutrino użyto reaktora w Los Alamos, który pozwala na osiągnięcie strumienia 10^{13} antyneutrino/cm²·sek w pobliżu korpusu reaktora.



Rys. 7. Schemat detektora neutrino, użytego w doświadczeniu Cowana-Reinesa [9]

Detektor neutrino zbudowany był z dwóch zbiorników z wodą i trzech z ciekłym scyntylatorem (trójetylobenzen) ustawionych na przemian jeden nad drugim, jak wskazuje rys. 7.

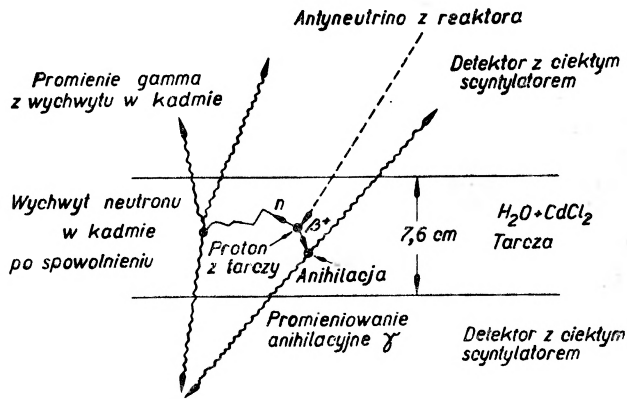
Zbiorniki na wodę o ściankach z polistyrenu wypełnione były 200 l wody, w której rozpuszczono 40 kg dwuchlorku kadmu (CdCl_2). Zbiorniki I, II i III zawierały 1400 l scyntylatora, a naprzeciw każdego z nich umieszczono 110 fotopowielaczy.

2. 3. 1. b. Przebieg doświadczenia

Antyneutrino z reaktora przeniknąwszy przez jego osłony wpadały do zbiornika z wodą, odgrywającego rolę tarczy protonowej.

W przypadku zajścia reakcji z protonem powstają dwie nietrwałe cząstki: pozyton i neutron. Pozyton anihiluje natychmiast dając dwa kwanty ani-

hilacyjne, które są zarejestrowane w zbiornikach ze scyntylatorem. Neutron żyje pewien czas i poruszając się w wodzie ulega spowolnieniu, a w przypadku pochłonięcia go przez jądro kadmu zostaje wysłany kwant γ , który też może być zarejestrowany w zbiornikach ze scyntylatorem. Schemat powyższych



Rys. 8. Przebieg procesów w detektorze neutrin, w doświadczeniu Cowana-Reinesa [9]

procesów przedstawiony jest na rys. 8. Odpowiedni układ opóźnionych koincydencji pozwala na wykrycie wytworzenia się obu cząstek: pozytonu i neutronu.

2. 3. 1. c. Rezultaty

Po upewnieniu się, że obserwowane koincydencje są opóźnionymi koincydencjami między kwantami anihilacyjnymi pozytonu a kwantem wysłanym z jądra kadmu (w tym celu wykonano szereg dodatkowych pomiarów dowodzących, że wcześniejszy impuls w licznikach pochodzi od anihilacji pozytonu, a późniejszy względem niego o kilka mikrosekund łączy się z pochłonięciem neutronu przez jądro kadmu) można było wyliczyć, że średnia częstość zachodzenia reakcji: $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ wynosi $3,0 \pm 0,2/\text{godz}$. Stąd przekrój czynny:

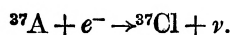
$$\sigma_{\text{eksp.}} = \left(1,2 \begin{matrix} +0,7 \\ -0,4 \end{matrix}\right) \cdot 10^{-43} \text{ cm}^2,$$

co zgadza się dobrze z przewidywaniami teorii

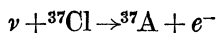
$$\sigma_{\text{teor.}} = (1,0 \pm 0,16) \cdot 10^{-43} \text{ cm}^2.$$

2. 3. 2. Doświadczenie Davisa

Doświadczenie Davisa przyczyniło się walenie do obalenia hipotezy identyczności ν i $\bar{\nu}$ wysuniętej przez Majoranę i ugruntowało dwuskładnikową teorię neutrina. Davis szukał reakcji odwrotnej do wychwyty elektronu w jądrze ^{37}A . Reakcja wychwyty elektronu w jądrze ^{37}A przebiega następująco:

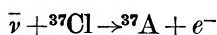


Dla wywołania reakcji odwrotnej:



trzeba użyć wiązki neutrinowej. Jeśli jednak neutrino i antyneutrino są identyczne, to reakcja ta może być wywołana także przez antyneutrino.

W doświadczeniu tym próbkę zawierającą ${}^{37}\text{Cl}$ naświetlano antyneutrinami reaktorowymi i następnie badano promieniowanie X , jakie powinno towarzyszyć wychytowi e^{-} w jądrze ${}^{37}\text{A}$. Bardzo niskie natężenie tego promieniowania dowodzi, że reakcja:



jest wzbroniona, a stąd że neutrino i antyneutrino są różnymi cząstkami.

2. 3. 3. Doświadczenie G. Danby et al.

W obecnej chwili w centrum uwagi fizyków znalazło się doświadczenie wykonane w laboratorium w Brookhaven, na wiosnę 1962 r. Doświadczenie to rzuciło wiele światła na niektóre z dyskutowanych powyżej problemów teoretycznych.

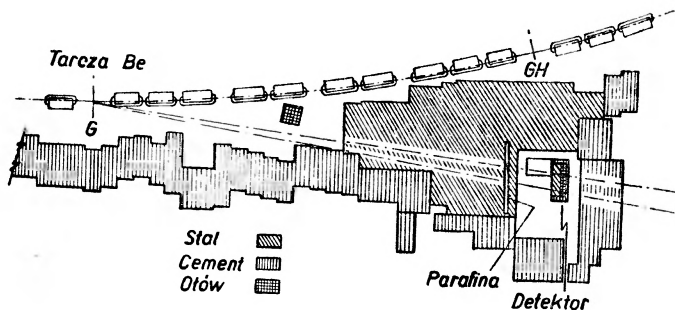
2. 3. 3. a. Teoretyczne założenia eksperymentu

Zasadniczym celem pracy autorów było doświadczalne przeanalizowanie następujących zagadnień:

- 1) Identyczność neutrin powstających w rozpadzie mezonu i w rozpadzie β .
- 2) Przekroje czynne na oddziaływanie neutrin przy energiach około 500 MeV.
- 3) Produkcja pośredniczącego bozonu W .
- 4) Hipoteza „wymiany neutrin“ (tzw. *Neutrino Flip Hypothesis*).

2. 3. 3. b. Aparatura

W doświadczeniu użyto wiązki neutrin i antyneutrin otrzymanych za pomocą akceleratora (Alternating Gradient Synchrotron — A.G.S.) w Brookhaven.

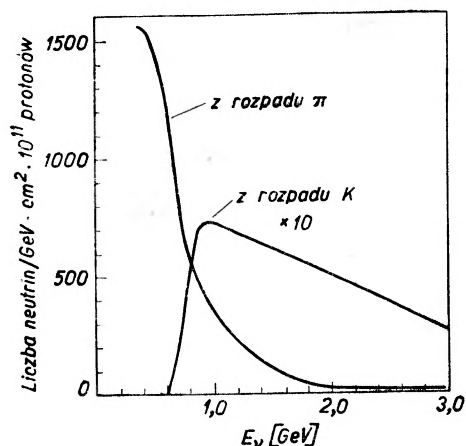


Rys. 9. Względne ustawienie tarczy berylowej i detektora neutrin w doświadczeniu Danby et al. [11]

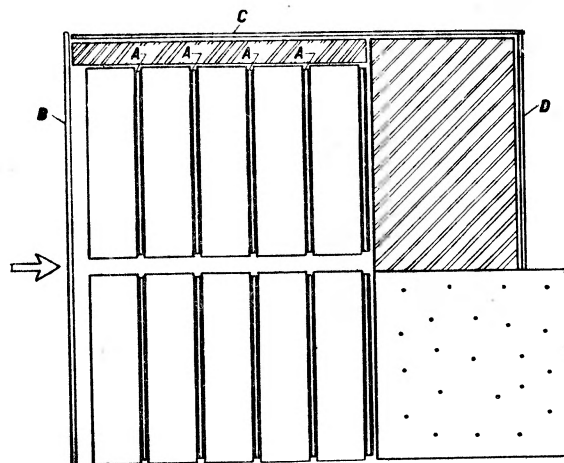
Wewnętrzna wiązka protonów o energii 15 GeV uderzała w tarczę berylową, produkując mezony π i K , które rozpadając się w locie dostarczały neutrin i antyneutrin dobrze skolimowanych wokół kierunku wiązki mezonów. Rys. 9

przedstawia ustawienie tarczy berylowej i detektora neutron — komory iskrowej. Rozkład energetyczny neutron przedstawił jest na rys. 10.

Średnia droga swobodna rozpadu mezonów π wynosiła 22 m. Osłona grubości 18 m wykonana z żelaza zatrzymywała praktycznie wszystkie cząstki



Rys. 10. Rozkład energetyczny neutron dochodzących do detektora w ustawieniu przedstawionym na rys. 9



Rys. 11. Schemat komory iskrowej użytej w doświadczeniu Danby et al.

z wyjątkiem neutron, które przechodząc dostawały się do komory, w której ustawiony był detektor — duża dziesięciotonowa komora iskrowa. Komora ta składa się z dziesięciu mniejszych komór oddzielonych licznikami połączonymi parami w układy koincydencyjne.

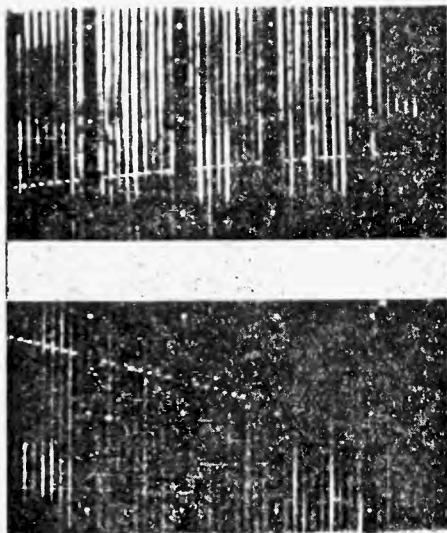
Rys. 11 przedstawia schemat tej komory. Litery *A* wskazują położenia liczników między komorami. Litery *B*, *C* i *D* oznaczają pozycje płyt z licznikami, połączonymi w układy antykoincydencyjne, pozwalające wyeliminować cząstki naładowane przychodzące z kierunku akceleratora i cząstki z promie-

niowania kosmicznego. Każda z dziesięciu komór składała się z dziewięciu płyt aluminiowych o wymiarach $44'' \times 44'' \times 1''$. Napięcie na płytach pojawiało się tylko w przypadku nałożenia się: sygnału z licznika Czerenkowa umieszczonego w wiązce pionów, sygnału koincydencyjnego z jakiejś pary liczników *A* między komorami, i sygnału antykoincydencyjnego z liczników *B*, *C* i *D*. Akcelerator pracował przy natężeniu $2 \cdot 10^{11}$ protonów/sek. Całkowity czas czułości komory wyniósł 5,5 sek.

2. 3. 3. c. Rezultaty

Wybrano 113 interakcji bez śladów pierwotnych (tzw. reakcje neutralne), które spełniały określone kryteria wyboru. Cały ten materiał został podzielony na następujące klasy:

49 pojedynczych śladów, które jeśli są interpretowane jako ślady mezonów μ odpowiadają pędowi $p_\mu < 300 \text{ MeV}/c$,



Rys. 12. Ślady „pojedyncze“ w komorze iskrowej

34 pojedyncze ślady o pędzie $p_\mu > 300 \text{ MeV}/c$,

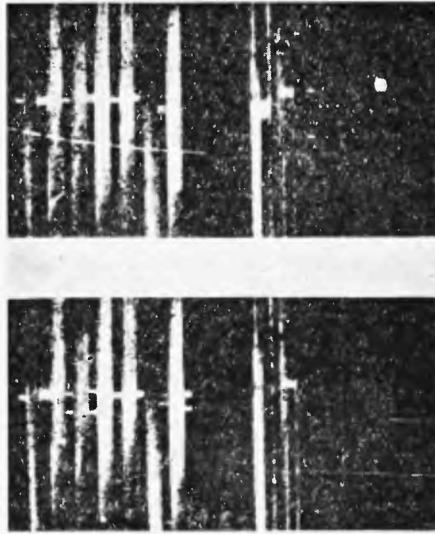
22 gwiazdy — są to interakcje bez śladu pierwotnego lecz z kilkoma śladami wtórnymi,

8 śladów „kaskad“.

Rys. 12 przedstawia zdjęcie śladu pojedynczego, zaś rys. 13 — zdjęcie śladu kaskady (lub typu śladu elektronowego).

Energetyczny rozkład całkowity pojedynczych śladów i gwiazd przedstawia tablica II.

Do ostatecznej analizy dopuszczono pojedyncze ślady tylko o pędzie $p_\mu > 300 \text{ MeV}/c$, co jednak nie wprowadza żadnego ograniczenia ogólności wyciągniętych wniosków.



Rys. 13. Ślady typu „elektronowego“ w komorze iskrowej

Tablica II. Energetyczny rozkład całkowity dla cząstek wtórnych w interakcjach neutrin

Ślady pojedyncze		Gwiazdy	
Pęd cząstki wtórnej (p_μ)	Liczba przypadków	Energia cząstek wtórnych	Liczba przypadków
$p_\mu < 300 \text{ MeV}/c$	49	$E_c < 1 \text{ GeV}$	15
$p_\mu > 300 \text{ MeV}/c$	34	$E_c > 1 \text{ GeV}$	7
$p_\mu > 400 \text{ MeV}/c$	19		
$p_\mu > 500 \text{ MeV}/c$	8		
$p_\mu > 600 \text{ MeV}/c$	3		
$p_\mu > 700 \text{ MeV}/c$	2		

Analiza danych doświadczalnych

Analiza 34 pojedynczych śladów o pędzie $p_\mu > 300 \text{ MeV}/c$ i 22 gwiazd oraz kilka dodatkowych pomiarów pozwala na ustalenie następujących faktów:

a) Nie są to interakcje neutronów, które mogłyby dostać się do komory. W sprawdzającym doświadczeniu usunięto 1,2 m z 18 m osłaniającego materiału, co powinno spowodować wzrost natężenia neutronów stokrotnie — żadnego wzrostu w liczbie interakcji/sekundę nie znaleziono. Interakcje nie mogą więc być wywołane neutronami przychodzącymi od akceleratora.

Rozkład interakcji w komorze wykazuje bardzo regularne maksimum wokół kierunku pierwotnych neutrin — co przeczy wywoływaniu interakcji przez „błąkające“ się neutrony.

b) Nie są to interakcje neutrin kosmicznych. Dodatkowe naświetlenie komory promieniami kosmicznymi pozwoliło na ustalenie, że pośród 34 pojedynczych śladów tylko 5 może pochodzić od neutrin kosmicznych.

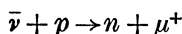
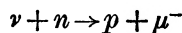
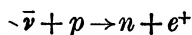
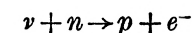
c) Obserwowane 29 (= 34 - 5) jednośladowe interakcje + 22 gwiazdy są wywołane przez neutrino z akceleratora. Skrócenie swobodnej drogi rozpadu mezonów spowodowało wyraźny spadek liczby interakcji w ciągu sekundy.

d) 29 pojedynczych śladów, są to ślady mezonów μ . Długa droga swobodna wtórnych pojedynczych cząstek wyklucza mezony π , mezony K oraz nukleony, a charakter samych śladów wyklucza elektrony (porównaj rys. 12 i rys. 13).

2. 3. 3. d. Wnioski

ad 1) Istnienie dwóch neutrin

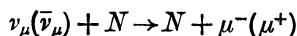
Neutrino o średniej energii ok. 500 MeV powinny oddziaływać z materią głównie drogą następujących reakcji:



Zaobserwowanie 29 wtórnych mezonów μ i ani jednego elektronu wskazuje, że neutrino z rozpadu $\pi \rightarrow \nu_\mu$, mogą wywoływać tylko dwie ostatnie reakcje, a nie mogą wywoływać reakcji odwrotnych do rozpadu β . Widocznie istnieją więc dwa różne neutrino ν_μ i ν_e , które nie mogą się wzajemnie zastępować w reakcjach.

ad 2) Przekroje czynne

Znalezione przekroje czynne na oddziaływanie neutrin z materią zgadzają się dobrze z policzonymi przy założeniu *U.F.I.* I tak, doświadczalnie znaleziono liczbę interakcji typu:



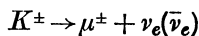
równą $0,84 \pm 0,6/10^{16}$ protonów uderzających w tarczę, podczas gdy teoretyczna wartość wynosi $0,75/10^{16}$ protonów uderzających w tarczę.

ad 3) Istnienie pośredniczącego bozonu W

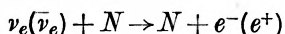
Wyniki doświadczalne nie przeczą istnieniu pośredniczącego pola bozonowego. Kilka spośród 22 gwiazd neutrinowych znalezionych w tym eksperymencie można interpretować jako interakcje, w których produkowane są naładowane cząstki W . Jednak z uwagi na bardzo dużą niedokładność w identyfikacji cząstek oraz na bardzo małą statystykę, żadnych konkretnych wniosków wyciągnąć nie można.

ad 4) Hipoteza *Neutrino Flip*

Hipoteza ta wymaga, aby wśród pierwotnych neutrin mezonowych były też neutrino elektronowe z rozpadu K :



o energii wyższej aniżeli neutrino z rozpadu mezonów π . Te neutrino elektronowe powinny dać około 5 reakcji:



z szybkimi elektronami w stanie końcowym, które na pewno byłyby łatwe do zaobserwowania. Ani jeden taki elektron nie był obserwowany, co może dowodzić niesłuszności tej hipotezy.

3. Podsumowanie

Wnioski z dotychczas wykonanych doświadczeń neutrinowych dotyczą dwóch ogólnych problemów, a to: natury neutrino jako cząstki elementarnej oraz zgodności przewidywań teorii słabych oddziaływań z doświadczeniem. Tak więc w obecnej chwili wydaje się pewnym istnienie czterech różnych cząstek neutralnych o spinie $1/2$ i masie spoczynkowej równej lub bliskiej zeru. Są to: ν_e , $\bar{\nu}_e$, ν_μ i $\bar{\nu}_\mu$, przy czym antyneutrino $\bar{\nu}_e$ i $\bar{\nu}_\mu$ (zarówno elektronowe jak mezonowe) różnią się od neutrin ν_e i ν_μ polaryzacją. Różnica w oddziaływaniach $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ i $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ z materią nie jest w obecnej chwili wyjaśniona. Jeśli zaś chodzi o zgodność teorii z doświadczeniem, to wyniki przeprowadzonych doświadczeń neutrinowych nie wykazują żadnych odstępstw od przewidywań uniwersalnej teorii słabych oddziaływań, aż do energii neutrin około 500 MeV w układzie laboratoryjnym.

Literatura

- [1] H. Yukawa, Proc. Phys.-Math. Soc. Japan, **17**, 48 (1935).
- [2] T. D. Lee, *Proceedings of the 1960 International Conference on High-Energy Physics at Rochester* (Interscience Publishers, Inc. New York 1960), str. 567.
T. D. Lee, CERN-Report 61—30, p. 99.
- [3] S. Glashow, Phys. Rev., **118**, 316 (1960).
- [4] B. d'Espagnat, *Proceedings of the 1960 International Conference on High-Energy Physics at Rochester* (Interscience Publishers Inc. New York 1960), str. 589.
- [5] G. Feinberg and S. Weinberg, Phys. Rev. Letters, **6**, 381 (1961).
G. Feinberg, F. Gursej and A. Pais, Phys. Rev. Letters, **7**, 208 (1961).
G. Feinberg, CERN-Report 61—30, p. 107.
- [6] G. Feinberg, F. Gursej and A. Pais, Phys. Rev. Letters, **7**, 208 (1961).
- [7] S. C. Wright, *Proceedings of the International Conference on Instrumentation for High-Energy Physics in 1960* (Interscience Publishers New York, London), str. 207.
- [8] G. T. Zacepin, W. A. Kuźmin, Ž. eksper. teor. Fiz., **41**, 1818 (1961).
- [9] F. Reines, C. L. Cowan, Phys. Rev., **90**, 492 (1953); Phys. Rev., **113**, 273 (1959).
- [10] R. Davis, Phys. Rev., **86**, 976 (1952).
- [11] G. Danby, J. H. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwarz and J. Steinberger, Phys. Rev. Letters, **9**, 36 (1962).
Także *Proceedings of the 1962 International Conference on High-Energy Physics at CERN* (Published by CERN. Scientific Information Service, Geneva 23, Switzerland), str. 809.

Tadeusz Figielski

Instytut Fizyki PAN,
Warszawa

Efekty tunelowe w ciałach stałych

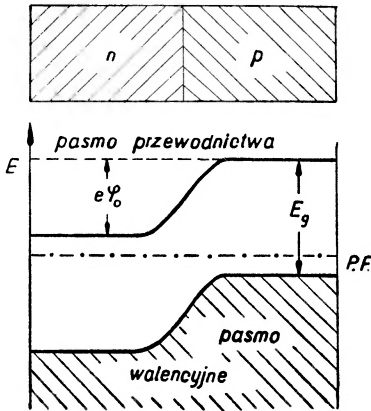
Przed niespełną pięć laty fizyk japoński Leo Esaki doniósł o zaobserwowaniu w silnie domieszkowanych złączach n - p w germanie charakterystyk prądowo-napięciowych z ujemną opornością dynamiczną. Wystąpienie tego zjawiska przypisał on udziałowi efektu tunelowego w transporcie elektronów przez złącze. W ten sposób narodził się nowy półprzewodnikowy element elektroniczny — *dioda tunelowa*. Dziś uważa się powszechnie, że zbudowanie diody tunelowej było największym osiągnięciem elektroniki półprzewodnikowej od chwili odkrycia tranzystora. Nie jest to mniemanie przesadzone, jeśli się weźmie pod uwagę, że poza czysto technicznym znaczeniem, odkrycie to zapoczątkowało całą serię pomysłowych eksperymentów o zasadniczym znaczeniu dla fizyki ciała stałego. Trzeba wymienić tu przede wszystkim zupełnie nową technikę badania dynamiki sieci krystalicznej jak również bardzo podstawowe doświadczenia związane z efektem tunelowym w nadprzewodnikach. Można się jedynie dziwić, że koncepcja diody tunelowej powstała stosunkowo tak późno, mimo że grunt do jej narodzin był przygotowany od dawna.

Klasyczna dioda półprzewodnikowa

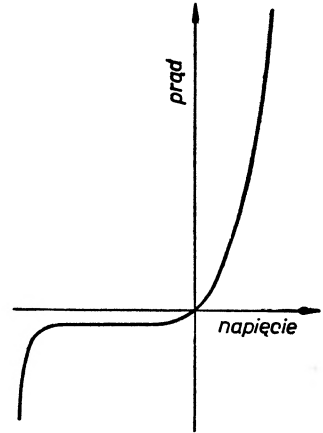
Dla ustalenia terminologii, przypomnijmy na początku mechanizm przewodzenia „klasycznej“ diody półprzewodnikowej. Dioda taka przedstawia sobą układ monokrystaliczny, złożony z dwóch sąsiadujących obszarów półprzewodnika o różnych typach przewodnictwa. Układ ten przedstawiony jest schematycznie na rys. 1. W obszarze (n) zasadniczymi nośnikami prądu są elektrony, natomiast w obszarze (p) dziury. Warstwa graniczna tworzy tzw. złącze n - p . Pomiędzy obydwojma obszarami istnieje wewnętrzna, kontaktowa różnica potencjałów powodująca przepływ prądu elektrycznego (prąd ten będziemy nazywali dalej omowym). W stanie równowagi termodynamicznej prąd omowy jest skompensowany przez prądy dyfuzyjne elektronów i dziur, pojawiające się w wyniku niejednakowej koncentracji odpowiednich nośników prądu po obu stronach złącza. W modelu pasmowym półprzewodnika sytuacja ta odpowiada zrównaniu się poziomów Fermiego w obszarach (n) i (p) i wytworzeniu się na złączu skoku potencjału φ_0 .

Pole elektryczne w złączu jest uwarunkowane głównie ładunkiem przestrzennym zjonizowanych atomów domieszek, wprowadzonych do kryształu w procesie produkcji diody. Im materiał został silniej domieszkowany, tym cieńsza wytworzy się warstwa ładunku przestrzennego rozdzielająca obszary o różnym typie przewodnictwa.

Z chwilą przyłożenia do złącza zewnętrznego napięcia, jego równowaga zostaje zachwiana. Jeżeli kierunek napięcia jest taki, że powoduje zmniejszenie wewnętrznej różnicy potencjałów (tzw. kierunek wprost), to wówczas pojawia



Rys. 1. Schemat energetyczny złącza n-p. P.F. — poziom Fermiego



Rys. 2. Charakterystyka prądowo-napięciowa złącza n-p

się nieskompensowany prąd dyfuzyjny elektronów z obszaru (n) do (p) oraz analogiczny prąd dziur w kierunku przeciwnym. Ciągłość tych prądów jest podtrzymywana dzięki nieustannej rekombinacji par elektron-dziura. Prądy dyfuzyjne rosną w przybliżeniu eksponencjalnie z przyłożonym napięciem, w wyniku zwiększającej się wykładniczo liczby nośników, które mogą przedyfundować poprzez barierę potencjału.

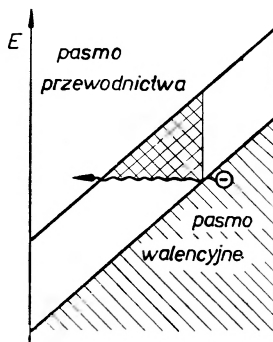
Przy polaryzacji przeciwnej (kierunek wsteczny) prąd omowy przeważa nad dyfuzyjnym. W tym przypadku konieczny jest ciągły dopływ mniejszościowych nośników prądu do obszaru ładunku przestrzennego złącza. Szybkość dopływu jest tu ograniczona prędkością termicznej generacji par elektron-dziura w materiale i jest praktycznie niezależna od przyłożonego napięcia. W rezultacie, prąd w kierunku wstecznym osiąga już przy niewielkim napięciu polaryzacji wartość nasycenia. Charakterystyka diody klasycznej jest pokazana na rys. 2.

Efekt Zenera

Przy dużych napięciach wstecznych prąd przez diodę gwałtownie wzrasta. Następuje zjawisko zwane przebicciem. Wiadomo obecnie, że w zależności od grubości warstwy ładunku przestrzennego złącza mogą występować dwa różne

mechanizmy przebicia (nie biorąc pod uwagę efektów termicznych). Dla złącz *rozmytych* dominującym mechanizmem jest jonizacja elektronów walencyjnych wywołana wysokoenergetycznymi nośnikami prądu. Proces ma wówczas charakter lawinowy. Jeden elektron wchodzący w obszar silnego pola wywołuje lawinę elektronów wtórnych.

Drugim mechanizmem przebicia, który występuje przy *wąskich* (silnie domieszkowanych) złączach, jest efekt tunelowy elektronów. Jeszcze w r. 1934 Zener [1] opublikował teorię wzbudzenia elektronów bezpośrednio z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa pod wpływem silnych pól elektrycz-



Rys. 3. Efekt tunelowy elektronu w półprzewodniku w silnym polu elektrycznym. Obszar podwójnie zakreślony — bariera potencjału dla elektronu

nych. Pasma wzbronione traktuje się jak barierę potencjału dla elektronów (rys. 3). Kwantowo-mechaniczne prawdopodobieństwo przeniknięcia przez taką barierę P jest dane wyrażeniem:

$$P = \exp \left[-\frac{4}{3} \frac{(2m^*)^{1/2}}{\hbar \mathcal{E}} E_g^{3/2} \right], \quad (1)$$

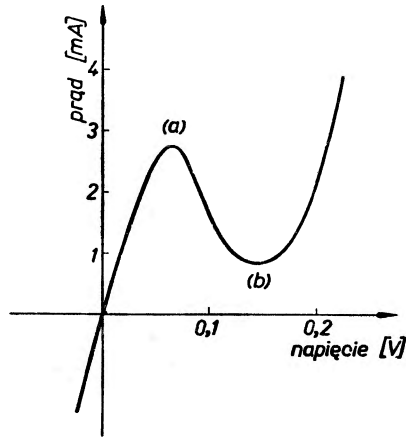
gdzie \mathcal{E} jest wartością pola elektrycznego, m^* masą efektywną elektronów, E_g — szerokością przerwy wzbronionej. W przypadku germanu dostrzegalny prąd wywołany *tunelowaniem* elektronów pojawia się przy polach rzędu 5×10^5 V/cm.

Dioda tunelowa — Esaki

Esaki [2] zauważył, że jeśli wykonać złącza germanowe, w których obszary (*n*) i (*p*) są bardzo silnie domieszkowane (1 atom obcy na 10^4 atomów Ge), to ich charakterystyki zasadniczo się zmieniają. Złącza takie wykazują przede wszystkim nieprawidłowy kierunek prostowania. Są one bardziej przewodzące w kierunku wstecznym niż w kierunku wprost. Taki właśnie kierunek prostowania postulowały pierwsze teorie diod krystalicznych podane przed 30 laty niezależnie przez Wilsona [3] oraz Joffego i Frenkla [4]. Teorie te próbowały wyjaśnić mechanizm prostowania w oparciu o efekt tunelowy elektronów.

Największą osobiwością diod Esaki jest występowanie przy niewielkich napięciach wprost obszaru ujemnej oporności (charakterystyka dynatronu) (rys. 4). Obszar ten jest bardzo stabilny i mało zależny od temperatury.

Koncentracje domieszek, a zatem i koncentracje nośników prądu w diodzie Esaki, są rzędu 10^{19} cm^{-3} . W tych warunkach gaz elektronowy jest już silnie zdegenerowany. Oznacza to, że poziom Fermiego dla obszaru (n) leży wewnątrz pasma przewodnictwa, a dla obszaru (p) wewnątrz pasma walencyjnego. Ponieważ w stanie równowagi termodynamicznej musi zachodzić stałość poziomu Fermiego w całym materiale, wytwarza się sytuacja, w której



Rys. 4. Charakterystyka prądowo-napięciowa germanowej diody Esaki

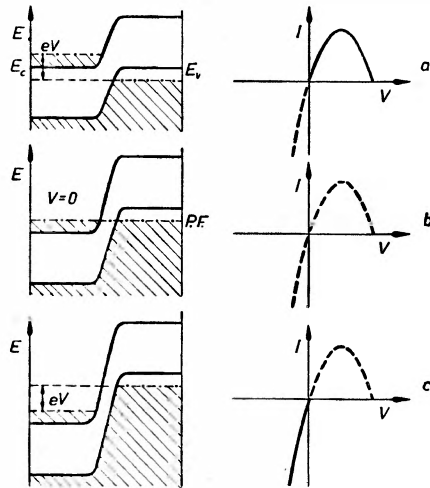
część stanów w pasmie przewodnictwa po jednej stronie złącza odpowiada tym samym energiom, co pewne stany w pasmie walencyjnym po stronie przeciwnej. Przy tak dużych koncentracjach domieszek, jakie występują w diodach Esaki, szerokość warstwy ładunku przestrzennego jest rzędu 100 \AA . W tych warunkach staje się możliwy proces tunelowego przenikania elektronów pomiędzy pasmem przewodnictwa (n) i pasmem walencyjnym (p). Co prawda prawdopodobieństwo takiego przejścia przy 100 \AA barierze pozostaje jeszcze stosunkowo małe, ale duże koncentracje nośników po obu stronach bariery zapewniają znaczne gęstości prądu.

Jak wiadomo, efekt tunelowy elektronu zachodzi w zasadzie bez zmiany jego energii. Dla określonego poziomu o energii E liczba elektronów, przechodzących z pasma przewodnictwa (n) do pasma walencyjnego (p), będzie zatem proporcjonalna do prawdopodobieństwa obsadzenia stanu początkowego $f_c(E)$ i do prawdopodobieństwa nieobsadzenia stanu końcowego $1 - f_v(E)$ ¹. Strumień elektronów przechodzących przez jednostkę powierzchni złącza z (n) do (p) będzie zatem:

$$F_{n \rightarrow p} = \int_{E_c}^{E_v} P(E) f_c(E) [1 - f_v(E)] q_c(E) q_v(E) dE, \quad (2)$$

¹ $f(E)$ jest tu funkcją rozkładu Fermi-Diraca.

gdzie $P(E)$ jest kwantowomechanicznym prawdopodobieństwem przeniknięcia elektronu przez barierę, ρ_v, ρ_c są gęstościami stanów odpowiednio w pasmie walencyjnym i pasmie przewodnictwa. Całka w wyrażeniu (2) jest rozciągnięta po wszystkich poziomach energii, dla których może zachodzić tunelowanie, tzn. od dna pasma przewodnictwa w obszarze (n), E_c do wierzchołka pasma walencyjnego w (p), E_v . Analogicznie można wyrazić strumień elektronów



Rys. 5. Schematy energetyczne silnie domieszkowanego złącza n - p , przy różnych napięciach polaryzacji i odpowiadające im odcinki charakterystyki prądowo-napięciowej: a) polaryzacja w kierunku przewodzenia, b) złącze bez zewnętrznej polaryzacji, c) polaryzacja w kierunku zaporowym

$F_{p \rightarrow n}$ przenikających przez barierę w kierunku przeciwnym. Wypadkowa gęstość prądu płynącego przez złącze będzie:

$$j = e \int_{E_c}^{E_v} P(E) [f_c(E) - f_v(E)] \rho_c(E) \rho_v(E) dE. \quad (3)$$

Wyliczając numerycznie wartość wyrażenia (3) dla różnych granic całkowania otrzymuje się zależność prądu tunelowego od napięcia (różnica $E_v - E_c$ określa jednoznacznie wielkość przyłożonego napięcia).

Dla uzyskania jedynie jakościowego przebiegu charakterystyki diody Esaki, wystarczy posłużyć się prostszym modelowym rozumowaniem. W stanie równowagi diody strumienie elektronów w obu kierunkach są oczywiście wzajemnie równe i wypadkowy prąd nie płynie. Jeśli przyłożyć napięcie zwiększające skok potencjału na złączu n - p (polaryzacja w kierunku wstecznym), wówczas stają się możliwe przejścia tunelowe elektronów z pasma walencyjnego po stronie (p) do pasma przewodnictwa w (n). Rys. 5. W miarę zwiększania napięcia rośnie liczba stanów, do których mogą następować przejścia elektronów, wzrasta zatem prąd przez złącze.

W przypadku odwrotnej polaryzacji, początkowo następuje wzrost prądu, mechanizm jego jest analogiczny jak poprzednio. Prąd ten jednak przestaje

wzrastać, gdy tylko poziom Fermiego po jednej stronie złącza zrówna się z krawędzią pasma po stronie przeciwnej. Przy dalszym zwiększaniu napięcia prąd maleje w rezultacie zmniejszającej się liczby stanów, do których może zajść tunelowanie. Gdy przyłożone napięcie osiągnie wartość odpowiadającą przesunięciu krawędzi pasma przewodnictwa powyżej krawędzi pasma walencyjnego, możliwość tunelowania zostaje przerwana; pasma obsadzone sąsiadują teraz z przerwą wzbronioną półprzewodnika, prąd tunelowy spada do zera. Przy jeszcze dalszym zwiększaniu napięcia zaczyna decydować normalny prąd dyfuzyjny.

Ten mechanizm, którego ścisłym odzwierciedleniem jest wyrażenie (3), zupełnie dobrze tłumaczy przebieg charakterystyki diody Esaki przy niezbyt dużych napięciach polaryzacji. Odstępstwo obserwuje się w tym zakresie napięć, w którym teoretycznie prąd tunelowy już nie płynie, natomiast prąd dyfuzyjny jest jeszcze niezauważalnie mały. W tym obszarze obserwuje się występowanie dość znacznego prądu zwanego nadmiarowym. Prąd ten związany jest, jak się wydaje, z przejściami tunelowymi za pośrednictwem poziomów elektronowych zlokalizowanych w obszarze pasma wzbronionego. W tej chwili wiadomo, że istnienie takich poziomów wynika już z samego faktu silnego domieszkowania materiału (8).

Dioda tunelowa jako element elektroniczny

Występowanie obszaru ujemnej oporności w diodzie Esaki pozwala stosować ją zarówno do celów generacji, jak i wzmacniania sygnałów elektrycznych. Ponieważ w elemencie tym nie występują ograniczenia prędkości przenoszenia sygnału związane z czasem przelotu elektronów, można było spodziewać się, że będzie on pracował efektywnie przy bardzo wysokich częstościach. Czynnikiem ograniczającym jest tu jedynie wartość stałej RC złącza oraz indukcyjności doprowadzeń. Były uzyskiwane egzemplarze laboratoryjne diod, dla których wartość oporności w obszarze ujemnego nachylenia charakterystyki była rzędu -1 om, a pojemność złącza wynosiła ok. 50 pF, co odpowiada wielkości RC równej 5×10^{-11} sek. W praktyce egzemplarze te wzmacniają do częstości 1 GHz, generują zaś częstości nieco większe. Oczywiście moc takich elementów jest ograniczona do paru miliwatów, ze względu na małą powierzchnię złącza podyktowaną koniecznością zmniejszenia pojemności.

Bardzo istotną zaletą wzmacniaczy na diodach tunelowych jest ich niezwykle niski poziom szumów, stawiający je niemal na równi ze wzmacniaczami parametrycznymi. Egzemplarze eksperymentalne wykazywały poziom szumów mniejszy od 5 dB (dla porównania, szumy tranzystora wynoszą ok. 20 dB).

Jednak najbardziej obiecującą przyszłość ma dioda tunelowa w zastosowaniu jako element przełączający. Element taki posiada 2 stany stabilne: dioda przewodzi (punkt (a), rys. 4), dioda nie przewodzi (punkt (b), rys. 4). Czas przejścia ze stanu (a) do stanu (b) jest rewelacyjnie krótki, gdyż wynosi około 10^{-12} sek.

Warto tu wspomnieć jeszcze o jednym mniej efektywnym zastosowaniu diod Esaki jako zwykłych diod prostowniczych. Można mianowicie przez odpowiednie domieszkowanie materiału wyjściowego uzyskać złącza, w których maksimum prądu w kierunku wprost jest bardzo słabo zaznaczone lub nie występuje w ogóle. Element taki ma charakterystykę odwróconą w stosunku do charakterystyki diody klasycznej. Cechują go bardzo niskie oporności w kierunku przewodzenia. Stosunek prostowania przy napięciach 100 mV osiąga wartość rzędu 2000.

Produkcja diod tunelowych stwarza specyficzne trudności technologiczne. Wymaga ona wprowadzenia do kryształu germanu lub krzemu więcej niż 10^{19} obcych atomów/cm³ w sposób możliwie jednorodny i przy zachowaniu względnej doskonałości sieci krystalicznej. Sytuacja staje się nieco korzystniejsza w przypadku stosowania materiałów o małej masie efektywnej nośników prądu, jak np. InSb. W takich materiałach uzyskuje się silną degenerację gazu elektronowego już przy koncentracjach domieszek rzędu 10^{17} cm⁻³. Niestety, szerokość przerwy wzbronionej jest tu mała, co ogranicza znacznie zakres napięć pracy elementu. Najbardziej obiecującym obecnie materiałem na diody tunelowe, poza Ge, wydaje się być GaAs.

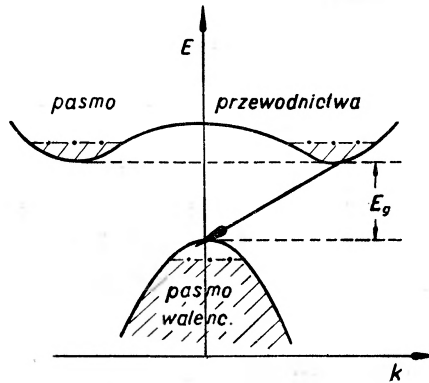
Efekt tunelowy z udziałem fononów

Przy dotychczasowym rozpatrywaniu przejść tunelowych zakładano, że stan końcowy elektronu charakteryzuje się tym samym wektorem falowym k , co jego stan początkowy. Tak jest w istocie w przypadku materiałów o prostej strukturze pasm energetycznych, jak np. InSb. W germanie natomiast krawędź pasma walencyjnego odpowiada wektorowi falowemu równemu zeru, podczas gdy krawędź pasma przewodnictwa występuje przy $k \neq 0$. Rys. 6. Ze względu na prawo zachowania pędu elektronu, przejścia pomiędzy pasmami w pobliżu ich krawędzi mogą zachodzić jedynie z jednoczesną emisją lub absorpcją fononu o pędzie $q = k$. Ponieważ sam fonon niesie pewną skończoną energię E_f , przejście będzie zachodzić przy napięciu zwiększonym lub zmniejszonym o wielkość E_f/e . Widmo fononów posiada kilka gałęzi, odpowiadających różnym rodzajom wzbudzenia sieci. Przejście elektronu może być zatem realizowane przy udziale fononów o różnej energii. Teoria takich przejść w diodach tunelowych została po raz pierwszy podana przez Kiełdysza [5].

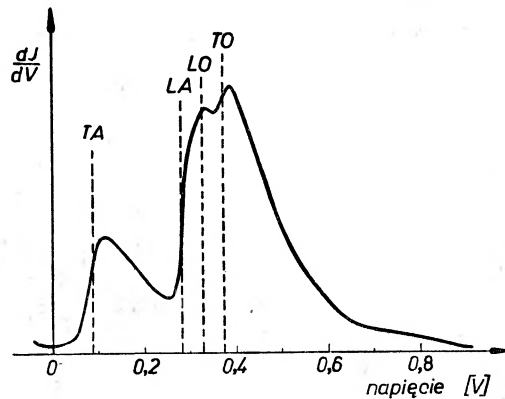
Rzeczywiście, Holonyak, Lesk i inni [6] wykryli „subtelną strukturę“ charakterystyki prądowo-napięciowej diody germanowej Esaki pracującej w niskich temperaturach. Te jak i późniejsze doświadczenia pozwoliły zupełnie ściśle zidentyfikować 4 różne fonony emitowane podczas przejść tunelowych. Energie tych fononów wyznaczone z charakterystyki prądowo-napięciowej dobrze odpowiadają wartościom znanym z innych pomiarów. Na wykresie wziętym z pracy Halla [7] (rys. 7), przedstawiającym opór dynamiczny diody dJ/dV w funkcji napięcia są zaznaczone pionowymi przerywanymi liniami położenia 4 fononów uczestniczących w tunelowaniu. Są to fonony: poprzeczny

akustyczny (TA), podłużny akustyczny (LA), podłużny optyczny (LO) oraz poprzeczny optyczny (TO), odpowiadające tej samej wartości wektora falowego q .

Tą samą metodą udało się zidentyfikować polarony w związkach półprzewodnikowych o charakterze jonowym (7).



Rys. 6. Struktura pasm energetycznych w Ge; energia elektronu w funkcji wektora falowego k



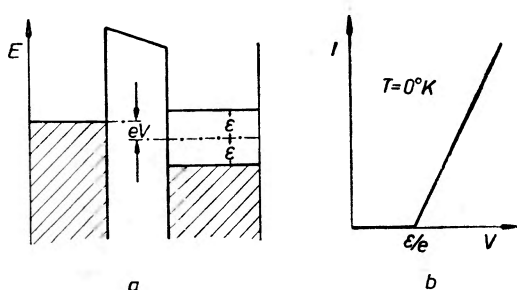
Rys. 7. Opór dynamiczny germanowej diody Esaki w zależności od napięcia, przy niskich temperaturach

Dokładniejsze badania struktury charakterystyki diod Esaki wskazują na wyraźną modyfikację pasm energetycznych wywołaną przez atomy domieszek, przy dużych koncentracjach tych ostatnich. Ten wniosek został ostatnio potwierdzony teoretycznie [9].

Efekt tunelowy w nadprzewodnikach

Jednym z najbardziej interesujących doświadczeń, jakie zostały przeprowadzone w ciągu ostatniego dziesięciolecia, jest niezwykle prosty eksperyment dotyczący efektu tunelowego między metalami w stanie nadprzewodzącym. Eksperyment ten potwierdził w sposób bezpośredni teorię nadprzewodnictwa

rozwinęta w 1957 przez Bardeena, Coopera i Schrieffera [9]. W myśl tej teorii pomiędzy pierwszym stanem wzbudzonym nadprzewodnika a jego stanem podstawowym istnieje pewien skończony odstęp energetyczny 2ϵ . W jednoelektronowym modelu pasmowym odpowiada to pojawieniu się pasma wzbronionego, którego środek pokrywa się z poziomem Fermiego. Taki obraz nadprzewodnika przypomina bardzo półprzewodnik. Opierając się na tej analogii Giaever [10] zaproponował badanie efektu tunelowego w układzie trójwarstwowym: metal w stanie nadprzewodzącym – izolator – metal w stanie normalnym. Schemat energetyczny takiego układu jest pokazany na rys. 8a. W wyniku istnienia przerwy energetycznej w nadprzewodniku, układ ten przy



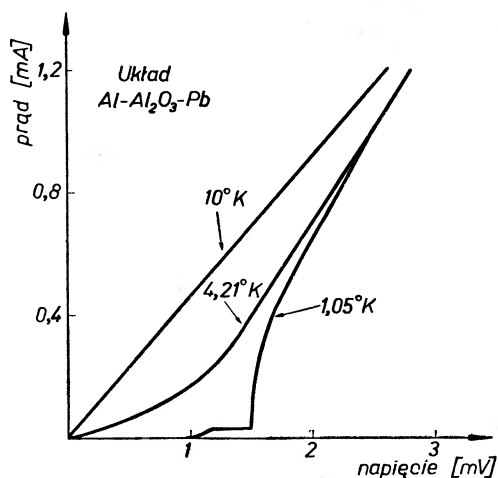
Rys. 8. a) Schemat energetyczny układu: metal w stanie normalnym – izolator – metal w stanie nadprzewodnictwa, b) teoretyczna charakterystyka prądowo-napięciowa takiego układu w temperaturze $0^\circ K$

bardzo małych polaryzacjach jest praktycznie nieprzewodzący. Dostrzegalny prąd tunelowy pomiędzy metalem a nadprzewodnikiem powinien się pojawić wówczas, gdy napięcie polaryzacji przekroczy wartość odpowiadającą połowie szerokości przerwy energetycznej, tzn. dla $V > \frac{\epsilon}{e}$. Charakterystyka takiego układu w temperaturze zera bezwzględnego jest przedstawiona na rys. 8b.

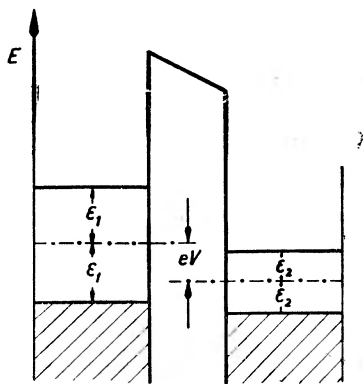
Giaever przeprowadził opisanie wyżej doświadczenie stosując płytkę glinową pokrytą tlenkiem glinu z nałożoną drugą warstwą metalu w postaci naparowanego ołowiu. Poniżej temperatury $4,2^\circ K$ ołów przechodzi w stan nadprzewodnictwa, podczas gdy aluminium staje się nadprzewodnikiem dopiero przy $1,3^\circ K$. Wyniki pomiarów Giaevera pokazane są na rys. 9. Górna krzywa odnosi się do temperatury $10^\circ K$, gdy żaden z metali nie jest w stanie nadprzewodnictwa. Prąd tunelowy wzrasta wówczas liniowo z przyłożonym napięciem. W temperaturze $4,2^\circ K$, gdy ołów jest nadprzewodnikiem, krzywa doświadczalna ma charakter zbliżony do oczekiwanego. Niestety, na skutek termicznego rozmycia obsadzenia elektronów w pobliżu poziomu Fermiego nie obserwuje się tu skokowego wzrostu prądu przy napięciu ϵ/e .

Po obniżeniu temperatury poniżej $1,3^\circ K$, obydwa metale są już w stanie nadprzewodnictwa. Krzywa doświadczalna przyjmuje wówczas bardzo charakterystyczny przebieg, który można wytłumaczyć posługując się schematem energetycznym na rys. 10. Załóżmy, że w stanie nadprzewodnictwa przerwy energetyczne obydwu metali wynoszą odpowiednio $2\epsilon_1$ i $2\epsilon_2$. W temperaturze

różnej od zera bezwzględnej pewna liczba elektronów wzbudzonych termicznie znajduje się powyżej przerwy. Z chwilą przyłożenia do układu napięcia, przepływa niewielki prąd tunelowy związany z tymi elektronami. Prąd ten wzrasta z napięciem aż do chwili, gdy górna krawędź przerwy energetycznej w jednym z nadprzewodników zrówna się z analogiczną krawędzią w drugim.



Rys. 9. Charakterystyka układu Al—Al₂O₃—Pb przy różnych temperaturach (wg Giaevera)



Rys. 10. Schemat energetyczny dwóch różnych metali w stanie nadprzewodnictwa, rozdzielonych warstwą izolatora

Następnie (jeśli tylko gęstość stanów elektronowych w pobliżu przerwy jest stała), prąd utrzymuje się na stałym poziomie aż do chwili, gdy pasmo podstawowe lewego nadprzewodnika przesunie się na taką wysokość, że staną się możliwe przejścia elektronów z tego pasma do prawego nadprzewodnika². Wówczas następuje gwałtowny wzrost prądu. Z położenia charakterystycznych punktów na krzywej doświadczalnej można wyznaczyć wartości ϵ_1 i ϵ_2 . Wartości te pozostają w dobrej zgodności z wielkościami przewidzianymi przez teorię.

² W rzeczywistości gęstość stanów jest największa w pobliżu krawędzi przerwy, co powoduje pewien spadek prądu w rozpatrywanym obszarze napięć.

Literatura

- [1] C. Zener, Proc. Roy. Soc. (London) **145**, 523 (1934).
- [2] L. Esaki, Phys. Rev., **109**, 603 (1958).
- [3] A. H. Wilson, Proc. Roy. Soc. (London) **136**, 487 (1932).
- [4] J. I. Frenkel, A. F. Joffe, Physik. Z. Sowjetunion, **1**, 60 (1932).
- [5] Ł. W. Kiełdysz, Ż. eksper. teor. Fiz., **34**, 962 (1958).
- [6] N. Holonyak, I. A. Lesk, R. N. Hall, J. J. Tiemann, H. Ehrenreich, Phys. Rev. Letters, **3**, 167 (1959).
- [7] R. N. Hall, *Proceedings of the International Conference on Physics of Semiconductors*, Prague 1960, p. 193.
- [8] L. W. Keldysh, *International Conference on the Physics of Semiconductors*, Exeter 1962.
- [9] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, Phys. Rev., **108**, 1175 (1957).
- [10] L. Giaever, Phys. Rev. Letters, **5**, 147 (1960).

Józef Szpilecki

Katedra Fizyki B
Politechniki Śląskiej, Gliwice

Rozchodzenie się poprzecznych fal elektromagnetycznych w plazmie jednorodnej

Wstęp

W ostatnich latach obserwuje się w literaturze naukowej wszystkich krajów duże zainteresowanie plazmą. Pojawiające się prace grupują się dokoła szeregu zagadnień. Jednym z zagadnień, które jest bardzo intensywnie opracowywane jest zagadnienie fal w plazmie. Nawiązuje ono do dawniejszych badań fal elektromagnetycznych w gazach zjonizowanych bardzo istotnych dla komunikacji radiowej, komunikacji z satelitami, sterowania tych ostatnich drogą radiową itd.

Ale należą tu także problemy takie jak zagadnienie powstawania i rozchodzenia się fal udarowych, zagadnienie współdziałania fal elektromagnetycznych z plazmą, zagadnienie zamiany energii zmagazynowanej w plazmie na energię elektromagnetyczną itd.

Trudno jest w krótkim artykule wyczerpać tak obszerny temat. Dlatego tematyka artykułu została ograniczona do monografii [3], będącej zresztą rozwinięciem i uzupełnieniem teoretycznej części monografii [1]. W artykule jest rozpatrywane rozchodzenie się fal elektromagnetycznych w nieograniczonej plazmie. Aby nadać artykułowi przejrzystą postać i zarazem uwzględnić najważniejsze zjawiska, omówiono jedynie rozchodzenie się fal elektromagnetycznych w plazmie jednorodnej. Jedną z cech charakterystycznych plazmy jest jej niejednorodność, to znaczy zależność jej własności od miejsca w przestrzeni, którą wypełnia. Przypadek omawiany w artykule jest więc pewnym uproszczeniem rzeczywistych warunków, spotykanych np. w jonosferze, gdzie plazma jest niejednorodna. Zagadnienia plazmy niejednorodnej przedstawiają się bardziej skomplikowanie, ponieważ opisujące je równania różniczkowe posiadają współczynniki zależne od współrzędnych przestrzennych, a także i czasu. Toteż dokładne uwzględnienie jej własności jest sprawą trudną. Ze względu na występowanie w tych zagadnieniach równania falowego trudności są tego rodzaju, jak przy zagadnieniach opisywanych równaniem Schrödingera.

Doświadczeniu jest dostępna raczej plazma niejednorodna. Mimo to badania plazmy jednorodnej posiadają bardzo istotne znaczenie, dając wgląd w najważniejsze zjawiska, jakie w plazmie występują.

W plazmie mogą rozebrać się fale elektromagnetyczne poprzeczne albo podłużne. Historycznie pierwsze były zbadane fale poprzeczne i posiadamy bardzo obszerny materiał, przede wszystkim z badań rozchodzenia się w jonosferze fal elektromagnetycznych, który potwierdza wyniki teoretyczne. Badanie fal podłużnych jest raczej sprawą ostatnich lat. Toteż tu teoria wyprzedza doświadczenie i w wielu przypadkach dopiero są opracowywane aparaty, pozwalające realizować takie fale.

Artykuł będzie poświęcony omówieniu własności fal poprzecznych. Omówieniu fal podłużnych będzie poświęcony artykuł drugi.

2. Przedmiot artykułu

Zagadnienie rozchodzenia się fal elektromagnetycznych w plazmie jest obecnie zagadnieniem bardzo ważnym i aktualnym. Ważność tego zagadnienia nie ogranicza się w tej chwili do badań jonosfery, ale badane jest również rozchodzenie się fal elektromagnetycznych w kosmosie, który prawie zawsze znajduje się w stanie plazmy, w przestrzeni międzyplanetarnej, koronie słonecznej, mgławicach, przestrzeni międzygwiazdowej. Dalszą dziedzinę stanowią badania fal w plazmie wytworzonej w warunkach laboratoryjnych. Problemy odbioru fal w radioastronomii i problemy związane z satelitami są również problemami plazmy.

Ponieważ specyficzne własności plazmy występują przy falach elektromagnetycznych od pewnej długości począwszy, dlatego zostało wykluczone z rozpatrywania widmo optyczne widzialne i podczerwień. Dolna granica długości tych fal jest określona przez szereg czynników, o których będzie mowa niżej. Zwykle przyjmuje się ją rzędu metrów.

Koncepcja plazmy wprowadzona pierwotnie w gazach okazała się również płodna w teorii niektórych zjawisk w ciałach stałych (optyka metali, cyklotronowy rezonans w półprzewodnikach itd). W artykule rozpatrzono tylko własności plazmy gazowej.

3. Plazma i jej własności

3. 1. Uwagi ogólne

Plazmą nazywamy gaz, w którym występują elektrony, dodatnie i ujemne jony, wreszcie obojętne atomy i drobiny. Może być ona zrównoważona pod względem elektrycznym albo też wykazywać pewne asymetrie, polegające na skupieniu się w pewnej przestrzeni ładunków elektrycznych jednego znaku. Taki przypadek zachodzi, gdy mamy do czynienia z przejściem przez plazmę wiązek cząstek naładowanych.

Ze względu na jej złożoność charakteryzujemy plazmę bardzo wielu parametrami: jedną grupę stanowią koncentracje (ilość cząstek danego rodzaju na jednostkę objętości). Odróżniamy koncentrację elektronową N , jonową N_{\pm} , koncentrację gazu obojętnego N_m . Zamiast nich można również użyć innych wielkości, np. stosunku N/N_m , N_-/N_+ , N_-/N .

Drugą wielkością charakteryzującą plazmę jest jej temperatura. Aby móc mówić o temperaturze plazmy, plazma powinna być w równowadze tzw. plazmą Maxwellowską. Rozpatrujemy również plazmę w stanie nieznacznie różnym od stanu równowagi (np. plazma dwutemperaturowa).

Ponieważ tematyka artykułu ogranicza się do omówienia rozchodzenia się fal elektromagnetycznych w plazmie, wykluczono z rozpatrywania problemu współdziałania wiązek cząstek naładowanych z plazmą. W takich przypadkach występuje asymetria plazmy. Dla ilustracji, jak może to wpłynąć na rozchodzenie się fal elektromagnetycznych można podać, że w przypadku asymetrii plazmy jest możliwy wzrost amplitudy fal elektromagnetycznych przy przechodzeniu przez plazmę, podczas gdy plazma Maxwellowska zasadniczo tłumi przechodzące przez nią fale elektromagnetyczne.

W tabelicy 1 podano kilka wielkości charakteryzujących różne rodzaje plazmy.

Tabela 1

Rodzaj plazmy	N el/cm ³	N_m mol/cm ³	N/N_m	T° K
Mgławice międzygwiazdowe	10^{-3} — 10	$N_m \ll N$		$\begin{cases} 100 \\ 10000 \\ 10^6 \end{cases}$
Korona słoneczna	10^4 — $3 \cdot 10^8$	0		10^6
Międzyplanetarna przestrzeń	1— 10^4	$N_m \ll N$		
Atmosfera ziemska	10^8 — $3 \cdot 10^6$			300—3000
Reakcje termojądrowe regul.	10^{15}			10^6 — 10^7
Rozładowania w gazach	10^{12}			
Metale	$3 \cdot 10^{22}$			
Dolna jonosfera		10^{15}	10^{-11} — 10^{-12}	
Warstwa E jonosfery		10^{12}	10^{-7}	
Warstwa F jonosfery		10^{10}	10^{-4}	

3. 2. Cechy charakterystyczne plazmy

Możemy spośród wielu cech charakterystycznych plazmy wyróżnić następujące:

1) Duża różnorodność parametrów charakteryzujących plazmę. Jest to widoczne choćby na podstawie wielkości przytoczonych w tabelicy 1.

2) Plazma jest zawsze niejednorodna, jest więc układem o zmiennych parametrach. Niekiedy obszar zajęty przez plazmę posiada granice wyraźne, niekiedy nie. W najprostszych przypadkach, np. jonosfery, przyjmuje się zależność własności plazmy od jednej współrzędnej (odległość od środka ziemi), choć na ogół zależność ta jest bardziej skomplikowana.

3) Stała przenikalności dielektrycznej ϵ (jej część rzeczywista) ma tę własność, że może przybierać wartości dodatnie, ujemne lub zero. Specjalnie ważny jest przypadek słabego tłumienia, gdy równocześnie stała ϵ jest bliska zera. Wtedy bowiem mogą występować słabo tłumione podłużne fale plazmowe.

4) Plazma doznaje silnych zmian pod wpływem stałego pola magnetycznego (np. pole magnetyczne ziemi). Wtedy staje się anizotropowa i żyotropowa. Wtedy jej własności elektryczne są opisane tensorami hermitowskimi, które zastępują stałą ϵ przenikalności dielektrycznej i współczynnik σ przewodnictwa elektrycznego plazmy izotropowej. Istnieje jeszcze szereg innych czynników, które wpływają na własności plazmy. Na przykład w jonosferze ważny jest fakt, czy plazma znajduje się po stronie oświetlonej słońcem, czy stronie odsłonecznej, jaka jest aktywność plam słonecznych itd.

5) W plazmie powstają łatwo (podobnie jak w ferroelektrykach i ferromagnetykach) nieliniowości w danym wypadku własności elektrycznych plazmy. W radiotechnice znany jest efekt luksemburski polegający na tym, że jeżeli do jonosfery trafiają fale radiowe od dwu stacji o częstościach nośnych f_1 i f_2 , na częstości f_1 odebranej na ziemi jest słyszalna audycja nadawana na częstości f_2 . Występujące w tych warunkach zjawisko nazywamy modulacją skrośną.

3. 3. Metody obliczeniowe, ograniczenia

Ponieważ plazma jest układem złożonym, a forma opisu jej własności uproszczona, potrzebne jest spełnienie pewnych założeń, by przyjęta teoria była słuszna. Przy rozpatrywaniu rozchodzenia się fal elektromagnetycznych w plazmie robimy następujące założenia:

1) Długość fali elektromagnetycznej λ powinna być dużo większa od średniej odległości między elektronami lub jonami. W jonosferze lub koronie słonecznej jest spełniona nierówność $N > 10^3$, więc średnia droga swobodna jest mniejsza od 0,1 cm. Warunek powyższy będzie spełniony dla fal dłuższych od 1 metra. Trudności w tym względzie mogą nastąpić w przestrzeni międzygwiazdowej.

2) Obliczenia możemy przeprowadzać klasycznie, jeżeli spełniona jest nierówność

$$\hbar\omega \ll mc^2, \quad (1)$$

gdzie:

m — masa cząstki (elektronu),

$\omega/2\pi$ — częstość fali elektromagnetycznej.

Łatwo sprawdzić, że warunek spełniony jest nawet dla miękkich promieni rentgenowskich.

Przy przyjętym powyższym założeniu współczynnik załamania ośrodka w przypadku, gdy nie ma absorpcji, określony jest jako $\sqrt{\epsilon}$.

3) Klasyczną teorię zderzeń elektronów z elektronami, potrzebną dla wytłumaczenia tłumienia fal, możemy stosować, jeżeli jest spełniona nierówność

$$\hbar\omega \ll kT, \quad (2)$$

gdzie:

k — stała Boltzmanna,

T — temperatura plazmy w skali Kelwina (zakładamy rozkład energii odpowiadający temperaturze T).

Z warunku tego wynika, że przy $T \sim 300^\circ \text{K}$ wypada $\omega \ll 4 \cdot 10^{13}$ c/sec, czyli $\lambda \gg 5 \cdot 10^{-3}$ cm. Ponieważ kT oznacza średnią energię, uwzględniając fakt, że energie poszczególnych cząstek mogą przekroczyć powyższą wartość, możemy ostrożnie przyjąć, że powinno być $\lambda > 1$ cm. W polu Coulombowskim warunek ten jest spełniony dla $T \ll 3 \cdot 10^5$ °K.

Praktykowane jest też obliczenie zderzeń metodami kwantowymi, gdy pozostałe obliczenia przeprowadzane są klasycznie.

4) W obliczeniach stosujemy nierelatywistyczne przybliżenie. Poprawki relatywistyczne są scharakteryzowane parametrem

$$kT/mc^2. \quad (3)$$

Stąd wynika, że efekt relatywistyczny występuje dla $T \geq 10^8 - 10^9$ °K.

5) W niektórych zagadnieniach plazma traktowana jest makroskopowo, jako całość; wtedy przyjmujemy, że plazma jest gazem niezdegenerowanym. Temperatura degeneracji T_0 jest określona przy pomocy następującej zależności

$$T_0 \sim \hbar^2 N^{2/3} / mk. \quad (4)$$

Na podstawie definicji przy tej temperaturze energia cieplna kT jest równa energii zerowej $\hbar^2/m\bar{r}^2$, związanej z lokalizacją elektronów w objętości rzędu $\bar{r}^3 \sim 1/N$, gdzie \bar{r} jest średnią odległością elektronów. Przy $N \sim 10^6$ $T_0 = 10^{-7}$, przy $N \sim 10^{15}$ $T_0 = 0,1^\circ \text{K}$. Są to wartości niższe od istniejących w interesujących nas plazmach, w jonosferze, koronie słonecznej, czy w wyładowaniach w gazach.

3. 4. Własności elektryczno-magnetyczne

Własności te są określone przez trzy wielkości: ε stałą przenikalności dielektrycznej, σ współczynnik przewodnictwa elektrycznego, μ stałą przenikalności magnetycznej. W niektórych ośrodkach ε , μ są tensorami. Najprościej przedstawia się sprawa przenikalności magnetycznej.

3. 5. Stała przenikalności magnetycznej plazmy

Dla niezdegenerowanego gazu elektronowego podatność magnetyczna χ (z uwzględnieniem spinowego momentu magnetycznego elektronu) wynosi [2]

$$\chi = (\mu - 1) / 4\pi = (2/3)(e\hbar/2mc)^2(N/kT). \quad (5)$$

Oznaczenia jak wyżej. Jeżeli nie uwzględnimy momentu magnetycznego elektronu, wartość ta jest ujemna i bezwzględnie dwa razy mniejsza. Ponieważ $e\hbar/2mc = 9,3 \cdot 10^{-21}$, więc nawet w przypadku $N \sim 10^{15}$ i $T \sim 300^\circ \text{K}$ χ równe jest 10^{-12} , więc praktycznie można przyjąć, że $\mu = 1$.

3. 6. Równania Maxwella dla plazmy

Zakładamy gaussowski układ jednostek i wszystkie wielkości proporcjonalne do $e^{i\omega t}$. Układ równań Maxwella posiada wtedy następującą postać:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= (4\pi/c)\mathbf{j} + (i\omega/c)\mathbf{D} & (6) \\ \operatorname{div} \mathbf{D} &= 4\pi\rho \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -(i\omega/c)\mathbf{H} \\ \operatorname{div} \mathbf{H} &= 0 \\ \mathbf{D} &= \varepsilon\mathbf{E} \\ \mathbf{j} &= \sigma\mathbf{E}, \end{aligned}$$

gdzie:

\mathbf{E}, \mathbf{H} — wektor natężenia pola magnetycznego i elektrycznego,
 \mathbf{D} — wektor indukcji elektrostatycznej,
 \mathbf{j} — gęstość prądu,
 ρ — gęstość „swobodnego ładunku przestrzennego“.

Tak napisany układ równań będziemy stosować w dwu przypadkach: W pierwszym, gdy przyjmujemy plazmę izotropową (pomijamy wpływ stałego pola magnetycznego) wielkość ε i σ są skalarnie. Są one na ogół funkcjami częstości fali, w przypadku zaś plazmy niejednorodnej także współrzędnych przestrzennych. W drugim przypadku, gdy plazma jest poddana działaniu stałego pola magnetycznego, staje się anizotropowa i ε i σ są tensorami trzeciego rzędu.

3. 7. Zespolona stała przenikalności dielektrycznej w przypadku izotropowym

Eliminacja zmiennych z równań (6) daje następujące równania:

$$\Delta \mathbf{E} - \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{E} + (\omega^2/c^2)\varepsilon' \mathbf{E} = 0 \quad (7)$$

$$\Delta \mathbf{H} + (1/\varepsilon')[\operatorname{grad} \varepsilon' \operatorname{rot} \mathbf{H}] + (\omega^2/c^2)\varepsilon' \mathbf{H} = 0, \quad (8)$$

gdzie

$$\varepsilon' = \varepsilon - i(4\pi\sigma/\omega). \quad (9)$$

Równania (7) i (8) są jednorodne. Gdyby występowały źródła pola, należałoby w równaniu (7) dodać po prawej stronie wyraz

$$i(4\pi\omega/c^2)\mathbf{j}_{\text{zr}}(\omega), \quad (10)$$

gdzie

$$\mathbf{j}_{\text{zr}}(\omega) = \sigma(\omega)\mathbf{E}_{\text{zr}}(\omega) \quad (11)$$

$\mathbf{j}_{\text{zr}}, \mathbf{E}_{\text{zr}}$ — oznaczają wielkości odnoszące się do źródła.

3. 8. Wyliczenie stałej przenikalności dielektrycznej

W zagadnieniach takich jak rozchodzenie się fal elektromagnetycznych w jonosferze, mamy do czynienia z dużymi obszarami plazmy. Jako więc podstawę rozumowań klasycznej teorii przyjmujemy następujący model:

plazma wypełnia przestrzeń nieograniczoną i poddana jest działaniu nieograniczonej fali elektromagnetycznej.

Przy rozpatrywaniu przechodzenia fali elektromagnetycznej przez plazmę, nasuwa się pytanie, jakie jest natężenie pola elektrycznego w sąsiedztwie poszczególnych cząstek naładowanych. Dyskusja nad zagadnieniem, czy należy przy jego obliczeniu uwzględnić polaryzacyjną poprawkę Lorentza $4\pi P/3$, gdzie P oznacza polaryzację ośrodka, wykazała, że należy przyjąć pole w plazmie jako równe średniemu polu makroskopowemu, bez uwzględnienia powyższej poprawki. Tak przyjmuje się ogólnie, jakkolwiek zostało to wykazane w przypadku średniego pola elektrycznego dostatecznie słabego [4]. W pracy [6] zakłada się ponadto, że rozkład prędkości elektronów i jonów jest Maxwellowski i szacuje się, że relacja jest spełniona z dokładnością do wielkości rzędu $(16\pi D^3 N)^{-1}$, gdzie D jest tzw. promieniem Debye. W jonosferze i koronie słonecznej jest to wielkość dużo mniejsza od jedności, co więcej zwykle od 10^{-3} .

Mechanizm działania fali elektromagnetycznej na plazmę jest następujący:

Pod wpływem periodycznego pola elektrycznego elektrony i jony wykonują drgania, zmieniają więc swoje położenie. To powoduje zmianę polaryzacji ośrodka. W uproszczonej teorii nie uwzględniamy zderzeń międzycząsteczkowych. Na stałą przenikliwości dielektrycznej otrzymujemy wtedy wartość rzeczywistą, stałą przewodnictwa elektrycznego jest równa zero. Jeżeli jednak uwzględnimy zderzenia przy drganiach cząstek, otrzymujemy na stałą przenikliwości dielektrycznej wartość zespoloną. W tych warunkach występuje tłumienie fal elektromagnetycznych poruszających się w plazmie. Plazma staje się ośrodkiem przewodzącym, charakteryzowanym przez stałą przewodnictwa elektrycznego σ . Spośród różnych cząstek, jakie znajdują się w plazmie, najmniejszą masę posiadają elektrony. Toteż w uproszczonej teorii możemy przyjąć, że tylko one wykonują drgania. W tym przypadku pomijamy ruchy jonów jako zbyt małe wskutek dużej masy jonu w porównaniu z masą elektronu. Jeżeli uwzględnimy tylko wpływ ruchów elektronów otrzymujemy [5]

$$\varepsilon = 1 - K_e(\omega/\nu_{ef}) 4\pi e^2 N/m(\omega^2 + \nu_{ef}^2) \quad (12)$$

$$\sigma = K_\sigma(\omega/\nu_{ef}) e^2 N \nu_{ef}/m(\omega^2 + \nu_{ef}^2),$$

gdzie:

N — liczba elektronów w jednostce objętości,

m — masa elektronu,

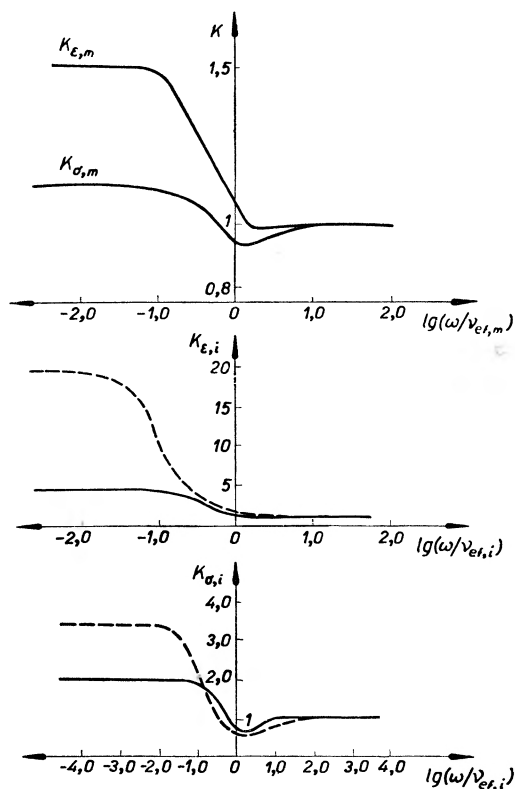
ν_{ef} — liczba zderzeń elektronów w jednostce czasu.

Wielkości K_e , K_σ są związane ze sposobem obliczenia liczby zderzeń. Na rysunku 1 podajemy przebiegi tych funkcji w przypadku elektronów i jonów. W uproszczonym sposobie liczenia przyjmujemy często $K_e = K_\sigma = 1$.

Wzory (12) mogą być rozszerzone przez dodanie wyrazów analogicznie zbudowanych, jeżeli chcemy uwzględnić dodatkowy wpływ jonów, przy czym każdemu gatunkowi jonów (zwykle przyjmujemy tylko jeden ich gatunek), przyporządkowujemy jeden wyraz. Wyrazy różnią się od występujących

we wzorze (12) tym, że w miejsce wielkości odnoszących się do elektronów, występują wielkości odnoszące się do danego gatunku jonów: N_i , M , $v_{ef,i}$, $K_{\epsilon,i}$, $K_{\sigma,i}$.

Jak wynika ze wzorów (12) wielkości ϵ i σ są funkcjami częstości $\omega/2\pi$ fali elektromagnetycznej. Plazma jest więc ośrodkiem posiadającym dyspersję, którą nazywamy częstościową, w odróżnieniu od wprowadzonej również specjalnie w teorii fal podłużnych dyspersji przestrzennej. Ta ostatnia polega na tym, że własności dielektryczne ośrodka uważamy, nie jak to się zwyczajnie



Rys. 1. Współczynniki K_ϵ , K_σ . Indeks m odnosi się do elektronów, indeks i do jonów. Punktowane krzywe odnoszą się do przypadku bez uwzględnienia międzyelektronowych zderzeń, ciągłe krzywe do przypadku, gdy je uwzględniono

przyjmuje, za własności punktu tego ośrodka, ale jako własności pewnego otoczenia danego punktu ośrodka.

Elementarna teoria wprowadza formalnie ilość zderzeń, nie dostarczając jednak środków dla ich wyliczenia. Jest to możliwe przy zastosowaniu teorii kinetycznej. Prócz tej teorii istnieje jeszcze teoria quasihydrodynamiczna, której równania są znacznie prostsze niż równania teorii kinetycznej i której wyniki, jeżeli chodzi o inne wielkości, są zbliżone do wyników otrzymywanych metodą teorii kinetycznej, ale która nie pozwala obliczyć ilości zderzeń, więc też związanego z nimi tłumienia fal elektromagnetycznych.

3. 9. Wyrażenia dla składowych tensora przenikalności dielektrycznej w przypadku anizotropowym (plazma magnetoaktywna)

Wprowadzamy oznaczenia:

H_0 — natężenie stałego pola magnetycznego,

$\omega_H = |e|H_0/mc = 1,76 \cdot 10^7 H_0$ — żyroskopowa częstość elektronów,

$\lambda_H = 2\pi c/\omega_H = 1,07 \cdot 10^4/H_0$ (λ_H w cm)

$\Omega_H = |e|H_0/Mc = 1,76 \cdot 10^7(m/M)H_0$ — żyroskopowa częstość jonów,

$u = \omega_H^2/\omega^2$,

$u_M = \Omega_H^2/\omega^2 = (m/M)^2 u$,

$\omega/2\pi$ — częstość fali elektromagnetycznej.

Przy użyciu teorii względności otrzymamy w miejsce wielkości ω_H

$$\omega_H^* = (|e|H_0/mc)(mc^2/E) = (|e|H_0/mc) \sqrt{1-\beta^2}$$

$E = mc^2/\sqrt{1-\beta^2}$ — energia całkowita elektronu,

$$\omega_0^2 = 4\pi e^2 N/m.$$

W tabelicy 2 zestawiono kilka wartości częstości ω_H i Ω_H . Człony uwzględniające wpływ jonów możemy pominać, jeżeli $\omega \gg \Omega_H$, zaś wpływ pola magnetycznego, jeżeli $\omega \gg \omega_H$. Posługując się analogicznym rozumowaniem jak w przypadku izotropowym otrzymujemy dla składowych tensora dielektrycznego

Tabelica 2

	H_0 Oe	ω_H c/sek	λ_H m	Ω_H c/sek
Atmosfera ziemską	0,2—0,5	$3-9 \cdot 10^6$	200—500	100—300
Korona słoneczna	5000	10^{11}	$1,8 \cdot 10^2$	10^8
Przestrzeń międzygwiazdowa	$10^{-6}-10^{-5}$	10—100	$1,8 \cdot 10^7-18 \cdot 10^6$	

$$(\varepsilon') = (\varepsilon_{ik} - i4\pi\sigma_{ik}/\omega) \quad (13)$$

następujące wyrażenia

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} &= 1 - L_e & \varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} &= -iL_e \\ \sigma_{xx} = \sigma_{yy} &= L_\sigma & \sigma_{xy} = -\sigma_{yx} &= iL_\sigma \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{zz} &= 1 - \omega_0^2 K_\varepsilon(\omega/\nu_{ef})/[\omega^2 + \nu_{ef}^2] \\ \sigma_{zz} &= \omega_0^2 K_\sigma(\omega/\nu_{ef})\nu_{ef}/4\pi(\omega^2 + \nu_{ef}^2). \end{aligned}$$

Pozostałe składowe tensora są równe zeru.

Wprowadzono przy tym następujące oznaczenia:

$$\begin{aligned} L_e &= (\omega_0^2/2\omega) \{ (\omega - \omega_H) K_\varepsilon(|\omega - \omega_H|/\nu_{ef})/[(\omega - \omega_H)^2 + \nu_{ef}^2] + \\ &\quad + (\omega + \omega_H) K_\varepsilon((\omega + \omega_H)/\nu_{ef})/[(\omega + \omega_H)^2 + \nu_{ef}^2] \} \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} L_\sigma &= (\omega_0^2/8\pi) \{ K_\sigma(|\omega - \omega_H|/\nu_{ef})/[(\omega - \omega_H)^2 + \nu_{ef}^2] + \\ &\quad + K_\sigma((\omega + \omega_H)/\nu_{ef})/[(\omega + \omega_H)^2 + \nu_{ef}^2] \} \cdot \nu_{ef}. \end{aligned}$$

Postać tensorów (14) jest związana z wyborem kierunku pola magnetycznego (równoległe do osi z). Podobną postać tensora spotykamy w ferromagnetykach i ferroelektrykach. Ciała te nazywamy girotropowymi [7].

Gdyby uwzględnić drgania jonów spowodowane polem elektrycznym fali, należałoby dodać we wzorach (14) człony analogicznie zbudowane do L_e i L_G z tym, że w miejsce wielkości odnoszących się do elektronów należałoby we wzorach (15) podstawić wielkości odnoszące się do danego gatunku jonów.

4. Fale elektromagnetyczne w plazmie

Jeżeli weźmiemy pod uwagę rozchodzenie się fal płaskich w plazmie, to możliwe są fale elektromagnetyczne poprzeczne i podłużne.

4. 1. Fale elektromagnetyczne poprzeczne

4. 1. 1. Fale elektromagnetyczne poprzeczne w plazmie izotropowej

Jeżeli podstawimy wyrażenie dla natężenia pola elektrycznego fali płaskiej rozchodzącej się w kierunku wektora $\mathbf{r}(x, y, z)$ i oznaczymy wektor falowy przez \mathbf{k}

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})} \quad (16)$$

oraz w równaniu (7) przyjmiemy $\varepsilon' = \text{const}$ oraz dla fali poprzecznej $\text{div} \mathbf{E} = 0$, otrzymujemy równanie dyspersji w następującej postaci:

$$k^2 = (\omega^2/c^2) \varepsilon'(\omega). \quad (17)$$

Ponieważ $\varepsilon'(\omega)$ jest zespoloną wielkością, k lub ω musi być zespolona. Jeżeli ω przyjmiemy rzeczywiste, wtedy spełnienie równania (17) jest możliwe przy pomocy podstawienia $k = k_0 - iq$, gdzie k_0, q wielkości rzeczywiste. Odpowiadają mu fale niejednorodne, które dla naszych rozważań nie mają znaczenia. Pozostaje więc drugie podstawienie, któremu odpowiadają fale tłumione przestrzennie

$$k = (\omega/c)(n - i\kappa), \quad (18)$$

gdzie κ jest współczynnikiem tłumienia przestrzennego, a n współczynnikiem załamania fali elektromagnetycznej. Z podstawienia wyrażenia (18) do równania dyspersji (17) otrzymujemy

$$\begin{aligned} \varepsilon &= n^2 - \kappa^2 \\ 4\pi\sigma/\omega &= 2n\kappa, \end{aligned} \quad (19)$$

skąd prosto otrzymujemy n i κ .

Sens fizyczny otrzymanych rozwiązań jest następujący: Równanie (16) przedstawia fale przestrzennie tłumione. Tłumienie jest uwarunkowane wielkością κ i jeżeli przy $\varepsilon > 0$ jest $\kappa = 0$, fale nie są tłumione. Ale jak wynika z postaci wyrażenia (12) jest też możliwy przypadek $\varepsilon < 0$. W tym przypadku

nawet przy spełnieniu warunku $\sigma = 0$, co powoduje znikanie κ , jest możliwe tłumienie fal, ponieważ równanie dyspersji (17) jest spełnione także w tym przypadku przez zespoloną wielkość (18). Zjawisko interpretujemy jako całkowite odbicie fal od plazmy.

Jest również możliwe przyjęcie rzeczywistego k i $\omega' = \omega + i\gamma$, gdzie ω, γ rzeczywiste i $\gamma \ll \omega$. Jeżeli w pierwszym przypadku fale były przestrzennie tłumione, w drugim przypadku są tłumione w czasie. Z równania dyspersji przy założeniu zależności (17) otrzymujemy

$$\gamma = \omega\kappa/[\bar{d}(n\omega)/\bar{d}\omega], \quad (20)$$

gdzie

$$v_g = c/[\bar{d}(\omega n)/\bar{d}\omega] \quad (21)$$

prędkość grupowa fal. Posiada ona sens jedynie przy małym tłumieniu. Po między współczynnikiem tłumienia przestrzennego i czasowego istnieją proste związki.

4. 1. 2. Fale elektromagnetyczne poprzeczne w plazmie anizotropowej

W przypadku plazmy anizotropowej podział na fale podłużne i poprzeczne posiada raczej umowne znaczenie, ponieważ istnieją możliwości ciągłego przejścia od jednego typu fal do drugiego i na ogół, zwłaszcza przy skośnym padaniu wszystkie składowe wektora \mathbf{E} są różne od zera.

Jeżeli podstawimy wyrażenie (16) do równania (7), można je napisać w następującej postaci:

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) + (\omega^2/c^2)(\mathbf{D} - i4\pi\mathbf{j}/\omega) = \mathbf{0}, \quad (23)$$

przy czym \times oznacza iloczyn wektorowy. Jeżeli przyjmiemy się dla prostoty, że fala rozchodzi się w kierunku osi z prostokątnego układu współrzędnych, wtedy znika składowa $D_z - i4\pi\mathbf{j}/\omega$, skąd dzięki związkom łączącym wektory \mathbf{D} i \mathbf{j} z wektorem \mathbf{E} , można wyrazić składową E_z przez pozostałe i w równaniu (23) wyeliminować składową E_z oraz napisać je w następującej postaci macierzowej:

$$\bar{d}^2 \tilde{\mathbf{E}}/\bar{d}z^2 + (\omega^2/c^2)(\bar{\alpha}) \tilde{\mathbf{E}} = \mathbf{0}, \quad (24)$$

gdzie $\tilde{\mathbf{E}}$ oznacza wektor kolumnę o elementach E_x, E_y , macierz zaś (α) posiada następującą postać

$$(\bar{\alpha}) = \begin{pmatrix} A, & iC \\ -iC, & B, \end{pmatrix} \quad (25)$$

gdzie

$$A = [(1 - is)u - (1 - is)(1 - is - v)^2 - uv \cos^2 \alpha] / [(1 - is)u - (1 - is)^2(1 - is - v) - uv \cos^2 \alpha] \quad (26)$$

$$B = [u(1 - is - v) - (1 - is)(1 - is - v)^2] / [(1 - is)u - (1 - is)^2(1 - is - v) - uv \cos^2 \alpha]$$

$$C = uv(1 - is - v) \cos \alpha / [(1 - is)u - (1 - is)^2(1 - is - v) - uv \cos^2 \alpha]$$

$$\sqrt{u} = \omega_H/\omega$$

$$v = \omega_0^2/\omega^2$$

$$s = \nu_{\text{et}}/\omega.$$

Równanie dyspersji jako warunek zgodności rozwiązań równania (24) można napisać następująco:

$$[A - (n - i\kappa)^2][B - (n - i\kappa)^2 + C^2] = 0. \quad (27)$$

Ma ono następujące rozwiązanie

$$\begin{aligned} (n + i\kappa)_{1,2}^2 &= n_{1,2}^2 - \kappa_{1,2}^2 - 2in_{1,2}\kappa_{1,2} = \\ &= 1 - 2v(1 - is - v)/\{2(1 - is)(1 - is - v) - u \sin^2 \alpha \pm \\ &\pm \sqrt{u^2 \sin^2 \alpha + 4u(1 - is - v)^2 \cos^2 \alpha}\}. \end{aligned} \quad (28)$$

Ośrodek jest więc dwójłomny. Indeksowi 2 przyporządkowujemy znak górny i falę zwyczajną, indeksowi 1 dolny znak i falę nadzwyczajną. Fale są tłumione przestrzennie. Jeżeli pominiemy tłumienie, otrzymujemy

$$n_{1,2}^2 = 1 - 2v(1 - v)/\{2(1 - v) - u \sin^2 \alpha \pm \sqrt{u^2 \sin^4 \alpha + 4u(1 - v)^2 \cos^2 \alpha}\}. \quad (29)$$

4. 2. 3. Polaryzacja poprzecznych fal elektromagnetycznych

Fale rozchodzące się w plazmie izotropowej nie zmieniają swego stanu polaryzacji. W plazmie anizotropowej fale są na ogół spolaryzowane eliptycznie, przy ruchu w kierunku pola magnetycznego — kołowo, przy poprzecznym do pola kierunku — liniowo. W tych warunkach ważny jest problem, którą falę nazwać zwyczajną, którą nadzwyczajną. Przy poprzecznym do pola ruchu fali, tę falę nazywamy zwyczajną, której wektor pola elektrycznego jest skierowany równoległe do wektora stałego pola magnetycznego. Wtedy prędkość rozchodzenia się takiej fali nie zależy od wektora H_0 .

4. 2. 4. Nieciągłości krzywych współczynnika załamania i półośi elipsy polaryzacji w zależności od częstości

Wyrażenia występujące w równaniu (27) lub jego szczególnych przypadkach są funkcjami częstości $\omega/2\pi$ i $\omega_H/2\pi$. Jeżeli więc na przykład przyjmujemy rozchodzenie się równoległe do wektora pola H_0 i brak tłumienia, otrzymujemy

$$\begin{aligned} n_1^2 &= 1 - v/(1 - \sqrt{u}) = 1 - \omega_0^2/(\omega - \omega_H)\omega \\ n_2^2 &= 1 - v/(1 + \sqrt{u}) = 1 - \omega_0^2/(\omega + \omega_H)\omega. \end{aligned} \quad (30)$$

W niektórych więc wyrażeniach występują w mianowniku różnice $(\omega - \omega_H)$, które mogą się zerować. Występuje wtedy rezonans i dana wielkość staje się nieskończenie duża.

Tego rodzaju „rezonans“ może występować również w stosunku półośi elipsy polaryzacji i oznacza przejście polaryzacji eliptycznej w liniową.

Nieciągłe wyrażenia otrzymujemy również i przy innych kierunkach rozchodzenia się fali.

Ten obraz komplikuje się, jeżeli uwzględnimy tłumienie. I tak w przypadku rozchodzenia się w kierunku pola H_0 otrzymujemy

$$\begin{aligned}\varepsilon_{1,2} &= n_{1,2}^2 - \kappa_{1,2}^2 = 1 - v(1 \pm \sqrt{u}) / [(1 \pm \sqrt{u})^2 + s^2] = \\ &= 1 - \omega_0^2(\omega \pm \omega_H) / [(\omega \pm \omega_H)^2 + v_{\text{ef}}^2] \omega \\ 4\pi\sigma_{1,2}/\omega &= 2n_{1,2}\kappa_{1,2} = sv / [(1 \pm \sqrt{u})^2 + s^2] = \omega_0^2 v_{\text{ef}} / \omega [(\omega \pm \omega_H)^2 + v_{\text{ef}}^2].\end{aligned}\quad (31)$$

Otrzymane w niektórych przypadkach wzory przybierają postać bardzo złożoną i tylko dwa przypadki graniczne, gdy wpływ zderzeń jest mały i gdy jest bardzo silny, pozwalają uprościć otrzymane formuły.

4. 2. 5. Quasi-podłużne i quasi-poprzeczne rozchodzenie się fal

Stosunkowo proste wyrażenia otrzymujemy w dwu przypadkach, gdy fala rozchodzi się równoległe do pola magnetycznego i prostopadle do niego. W przypadku gdy kąt α między wektorem falowym i kierunkiem stałego pola magnetycznego jest dowolny, wyrażenia opisujące zachowanie się fal elektromagnetycznych są bardzo skomplikowane. W tym wypadku zastępuje się je z dostateczną dokładnością przez pewne przybliżone wyrażenia na $n_{1,2}$ i $\kappa_{1,2}$ i wtedy przy spełnieniu pewnych nierówności możemy wyróżnić dwa typy fal. I tak otrzymujemy fale quasi-podłużne dla

$$\begin{aligned}u_T^2/4u_L &= \omega_H^2 \sin^4 \alpha / 4\omega^2 \cos^2 \alpha \ll (1-v)^2 + s^2 \\ |1 - \sqrt{u} \cos \alpha| &\gg (1+v)u \sin^2 \alpha / 2[(1-v)^2 + s^2] \\ u_T &= u \sin^2 \alpha, \\ u_L &= u \cos^2 \alpha.\end{aligned}\quad (32)$$

Fale quasi-poprzeczne otrzymujemy dla

$$\begin{aligned}u_T^2/4u_L &= u \sin^4 \alpha / 4 \cos^2 \alpha \gg (1-v)^2 + s^2 \\ \text{tg}^2 \alpha &\gg 1+v \\ u \sin^2 \alpha &\gg [(1-v)^2 + s^2] \cdot \text{ctg}^2 \alpha.\end{aligned}\quad (33)$$

Nierówności powyższe są tylko dostatecznymi warunkami, warunki konieczne są bardzo skomplikowane.

4. 2. 6. Znikanie dwójłomności przy krytycznej liczbie zderzeń

Jak z powyższych rozważań wynika, ośrodek charakteryzowany przez tensorową stałą przenikalności dielektrycznej jest na ogół dwójłomny. Istnieje jednak przypadek, gdy traci on dwójłomność. Zachodzi to w przypadku, gdy spełnione są następujące warunki: $v = 1$ oraz gdy liczba zderzeń $s = v_{\text{ef}}/\omega$ staje się równa wartości krytycznej, określonej przy pomocy

$$s_k = u_T/2u_L \quad (34)$$

(w przypadku gdy $\cos \alpha < 0$ w tych wyrażeniach należy podstawić $|\cos \alpha|$). Utrata dwójłomności wyraża się przy pomocy dwu następujących związków; spełnionych przez wielkości odnoszące się do obu fal

$$(n - i\kappa)_1 = (n - i\kappa)_2 \quad (35)$$

oraz stosunek pól osi elips polaryzacji obu fal musi być dla nich równy -1 (znak minus jest związany z kierunkiem obiegu elips).

4. 2. 7. Uwzględnienie wpływu jonów

Na ogół przy rozpatrywaniu fal wysokiej częstości gdy $\omega \gg \Omega_H$ możemy wpływ pola magnetycznego na jony pominąć. Wpływ jonów możemy pominąć, gdy ich koncentracja jest porównywalna z koncentracją elektronów. Jeżeli jednak koncentracja jonów jest dużo większa od koncentracji elektronów, jony mogą wywierać silny wpływ. W tym przypadku do niektórych składowych tensora przenikalności dielektrycznej, napisanego w postaci (13) i (14), który oznaczamy odpowiednio $\varepsilon'_{kl(e)}$ należy dodać człony uwzględniające wpływ jonów. Zapisujemy to przy pomocy funkcji Kroneckera δ_{kl} . Występujące we wzorach indeksy (e) , (i) odnoszą się odpowiednio do elektronów i jonów. Otrzymujemy w ten sposób wyrażenia na elementy nowej macierzy przenikalności dielektrycznej

$$\varepsilon'_{kl} = \varepsilon'_{kl(e)} + \varepsilon'_{(i)} \delta_{kl}, \quad (36)$$

gdzie

$$\varepsilon'_{(i)} = \varepsilon_{(i)} - i4\pi\sigma_{(i)}/\omega = 1 - v_i/(1 - is_i) \quad (37)$$

$$v_i = 4\pi e^2 N_i / M\omega^2$$

$$s_i = v_{\text{ef}(i)}/\omega$$

przy czym wielkości $(N_i, M, v_{\text{ef}(i)})$ są analogicznie zdefiniowane jak wielkości odnoszące się do elektronów.

Wskutek występowania dodatkowych członów odpowiednie wyrażenia charakteryzujące rozchodzenie się fal stają się jeszcze bardziej skomplikowane.

Literatura

- [1] J. Ł. Alpert, W. Ł. Ginzburg, E. Ł. Fajenberg, *Rasprostranienie radiowoln*, Gos. Izd. T. T. Lit. Moskwa 1953.
- [2] F. Błoch, *Molekularnaja tieoria magnetizma*, O. N. T. I., 1936.
- [3] W. Ł. Ginzburg, *Rasprostranienie elektromagnitnych woln w plazmie*, Gos. Izd. F. M. Lit. Moskwa 1960.
- [4] W. Ł. Ginzburg, *Tieoria rasprostranienia radiowoln w jonosfere*, Gos. Tech. Izd. 1949.
- [5] A. W. Gurewicz, *Ž. eksper. teor. Fiz.*, **30**, 1113 (1956), **35**, 392 (1958).
- [6] B. B. Kadomcew, *Ž. eksper. teor. Fiz.*, **33**, 151 (1957).
- [7] J. Szpilecki, *Postepy Fizyki*, **13**, 315 (1962).

Witold Starkiewicz

Katedra Okulistyki Pomorskiej Akademii Medycznej
Szczecin

Podstawy fizjologiczne zjawiska centralnego uzupełnienia barwnego

(Głos w dyskusji w sprawie doświadczeń Landa)

Wstęp

W ostatnich latach dużo uwagi poświęcono doświadczeniom E. H. Landa na temat pewnego interesującego zjawiska z dziedziny psychofizjologii wzroku. Zjawisko to występuje w przebiegu następującego doświadczenia. Zbiór różnobarwnych przedmiotów fotografujemy 2-krotnie przy użyciu klisz czarno-białych; za pierwszym razem zdjęcie wykonujemy przez filtr przepuszczający tylko promienie długofalowe (filtr „długofalowy“), za drugim — przez filtr „krótkofalowy“. Po wykonaniu przeźroczy i po jednoczesnym wyświetleniu tych przeźroczy, z zastosowaniem filtrów podobnych do tych, jakie zastosowano przy zdjęciach, otrzymuje się na ekranie obraz różnobarwny, podobny do rzeczywistych przedmiotów. Nasuwa się propozycja, aby zjawisko to określić nazwą *centralnego uzupełnienia barwnego*, analogicznie do istniejącej nazwy zjawiska *centralnego uzupełnienia powidoków*. Mechanizmy obu tych zjawisk są bowiem zbliżone. Zjawisko *centralnego uzupełnienia powidoków* (tj. obrazów, jakie widzimy po spojrzeniu na silne światło) polega na tym, że przedmiot świecący o znanym, ale niekompletnym wzorze (np. kwadrat bez jednego rogu) ukazuje się w powidoku często w postaci kompletnego wzoru.

Zagadnienie centralnego uzupełnienia barwnego zasługuje na omówienie, ze względu na panującą rozbieżność w fizjologicznej interpretacji tego zjawiska.

Interpretacja Landa odbiega od podstawowych faktów fizjologii wzroku. Land usiłuje obalić trójskładnikową teorię pocucia barw, rozwijaną od czasów Łomonosowa, Younga i Helmholtza. Wywody Landa spotkały się z rzeczową krytyką ze strony fizjologów i psychologów (Walls, Giessmann i innych).

Należy podkreślić, że interpretacja zjawiska podana przez Wallsa nie jest również wystarczająca. Przyczynę wielobarwności wrażeń przy dwubarwności bodźca widzi mianowicie Walls w zjawiskach kontrastu, adaptacji barwnej, konwersji barw i w innych tego rodzaju zjawiskach obserwowanych w różnych doświadczeniach laboratoryjnych.

Wywody te nie są wystarczające z następujących względów:

1) Brak fizjologicznych podstaw opisanego zjawiska. Praca Wallsa nosi charakter pracy psychologicznej, w której autor tłumaczy powstawanie jednego zjawiska psychologicznego obecnością innych zjawisk psychologicznych.

2) Brak odpowiedzi na pytanie, dlaczego suma wspomnianych czynników, działając wraz z zespołem sztucznych bodźców fizycznych biegnących z ekranu do oka, wywołuje wrażenie wielobarwne, zbliżone do rzeczywistego? Nie jest zrozumiałe dlaczego suma 2 sztucznych czynników miałaby wywoływać normalne wrażenie? Poza tym w czasie normalnego patrzenia na świat otaczający istnieją zawsze zjawiska kontrastu, adaptacji itp. Dlaczego więc zarówno w naturalnych, jak i w sztucznych warunkach miałyby one działać w tym samym kierunku?

Dla wyjaśnienia opisanego zjawiska należy przede wszystkim omówić mechanizm powstawania wrażeń wzrokowych w normalnych warunkach.

Powstawanie wrażeń wzrokowych w normalnych warunkach

Podział wrażeń wzrokowych. Wrażenia wzrokowe dzielą się na przestrzenne (tj. z jednej strony wrażenia kierunku i odległości, z drugiej — abstrakcyjne wrażenia sylwetek, figur itp.) i nieprzestrzenne (tj. wrażenia jasności, barwy i nasycenia). Omawiany temat dotyczy tej drugiej kategorii.

Powstawanie i istota poczucia jasności. W pewnych granicach poczucie jasności rośnie wraz z mocą promieniowania. Zależność tę określa prawo Webera-Fechnera. Mechanizm powstawania wrażeń różnych jasności zilustrujemy na przykładzie barwy białej (względnie szarej).

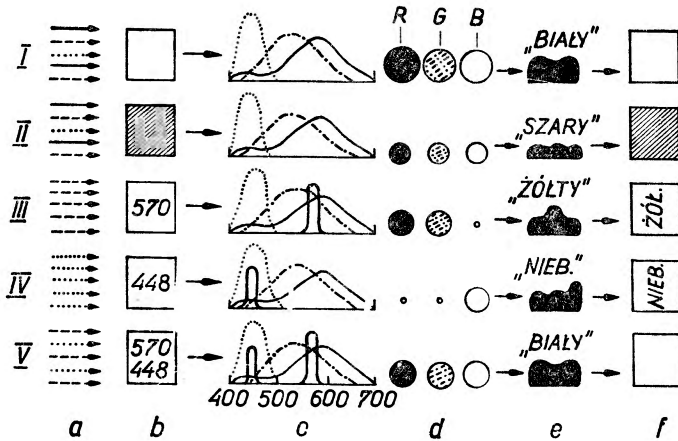
Istnieje wiele dowodów przemawiających za istnieniem w siatkówce i drodze wzrokowej 3 aparatów barwoczułych. Każdy z nich reaguje na cały (lub prawie cały) zakres promieniowania optycznego. Krzywa wrażliwości każdego aparatu posiada maksimum w innym miejscu; aparat tzw. „niebieskoczuły“ *B* reaguje głównie na 460 m μ , „zielonoczuły“ *G* — na 530 m μ , „czerwoczuły“ *R* — na 600 m μ . Pierwsze dwa należą do układu wegetatywnego parasympatykotonicznego, trzeci do sympatykotonicznego.

Wrażenie białości otrzymujemy, gdy na siatkówkę pada silne promieniowanie zbliżone do równoenergetycznego (ryc. 1-*I-a, b*). Ponieważ pola objęte przez krzywe wrażliwości 3 aparatów barwoczułych (ryc. 1-*I-c*) są jednakowe, więc promieniowanie tego rodzaju pobudza wszystkie 3 aparaty jednakowo. W odpowiednim miejscu siatkówki korowej powstają więc 3 jednakowe ogniska pobudzenia (ryc. 1-*I-d*). Te 3 ogniska wywołują wrażenie jednej plamy świetlnej w określonym miejscu przestrzeni.

Opisany zespół pobudzeń korowych powstaje w życiu często przy jednoczesnym działaniu na organizm dziecka innych bodźców towarzyszących, a zwłaszcza bodźców akustycznych, wywołanych przez osoby z otoczenia, które wymawiają słowa „biały, bardzo jasny“. Silne promieniowanie zbliżone do równoenergetycznego zaczyna więc u dziecka wywoływać sekwencję pobudzeń w ośrodku mowy, mającą miejsce przy wypowiedaniu słów: „biały, bardzo jasny“ (ryc. 1-*I-e*). Dowiadujemy się w ten sposób, że dziecko zaczyna odczuwać wrażenie białości i jasności (ryc. 1-*I-f*).

Wrażenie mniejszej jasności albo szarości (ryc. 1-II-a, b, c, d, e, f) ma mechanizm podobny, z tym że 3 aparaty barwoczułe są słabiej pobudzone i 3 ogniska pobudzenia (jednakowe) w korze są mniejsze.

A więc o stopniu jasności decyduje absolutna wielkość ognisk pobudzenia w siatkówce korowej.



Rys. 1. Mechanizm powstawania wrażenia barwy białej (I), szarej (II), monochromatycznej 570 m μ (III), monochromatycznej 448 m μ (IV) i barw uzupełniających 570 i 448 m μ (V). W kolumnach a i b zaznaczono rodzaj promieniowania padającego na dane pole siatkówki. W kolumnie c umieszczono krzywe wrażliwości 3 aparatów barwoczułych (czerwonoczułego R — krzywa ciągła, zielonoczułego G — krzywa kreskowana, niebieskoczułego B — krzywa kropkowana). W kolumnie d przedstawiono stan pobudzeń w pierwotnych ośrodkach korowych 3 aparatów barwoczułych (R, G, B), które wspólnie wywołują wrażenie plamy świetlnej w określonym punkcie przestrzeni. Kolumna e przedstawia stan pobudzeń w ośrodku mowy, a kolumna f — powstające wrażenia

Powstanie poczucia barw

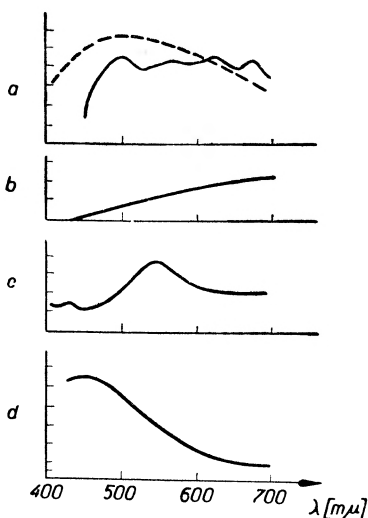
Zwierzęcy typ rozpoznawania barw. Mechanizm fizjologiczny poczucia barw u zwierząt polega na odruchu, w którym receptorem jest siatkówka, efektem — przede wszystkim mięśnie kończyn. Zespołowy bodziec optyczny w postaci promieniowania o pewnym rozkładzie energetycznym, oraz z sylwetki ważnego dla życia przedmiotu, wywołuje ruch całego zwierzęcia (lub jego części) w kierunku tego przedmiotu (odruch poszukiwania) lub od niego (odruch ucieczki). Zdolność różnicowania poszczególnych rodzajów promieniowania optycznego stwierdzono u wielu gatunków zwierząt. Jest to typ widzenia dichromatyczny, tj. bardziej prymitywny lub trichromatyczny, tj. taki jak u ludzi.

Poczucie barw u zwierząt różni się jednak od poczucia barw u człowieka. Zdolność rozpoznawania barw przez zwierzęta jest mianowicie związana wyłącznie z konkretnymi przedmiotami. Zwierzę rozpoznaje np. kolor konkretnej czerwonej poziomki na tle zielonej trawy lub kolor żółknącego określonego jabłka. Zdolność ta ułatwia lepsze przystosowanie do warunków bytu. Osobniki, które tej zdolności nie miały — ginęły.

O rozpoznawaniu barw przez zwierzęta przekonujemy się na podstawie obserwacji zachowania się zwierząt, bądź na podstawie tresury. Wyniki te świadczą tylko o rozpoznawaniu barw konkretnych przedmiotów.

Ludzki typ rozpoznawania barw. U ludzi tylko we wczesnym wieku dziecięcym sprawa przebiega tak jak u zwierząt. Później rozwój widzenia postępuje dalej, prowadząc do zdolności tworzenia wrażeń abstrakcyjnych czerwieni, zieleni itp. Przy rozpatrywaniu mechanizmu fizjologicznego tych wrażeń trzeba najpierw zwrócić uwagę na 6 następujących faktów.

1) Formowanie się wrażeń barw ma miejsce przede wszystkim w najczystszych warunkach oświetlenia. Najczęściej stykamy się

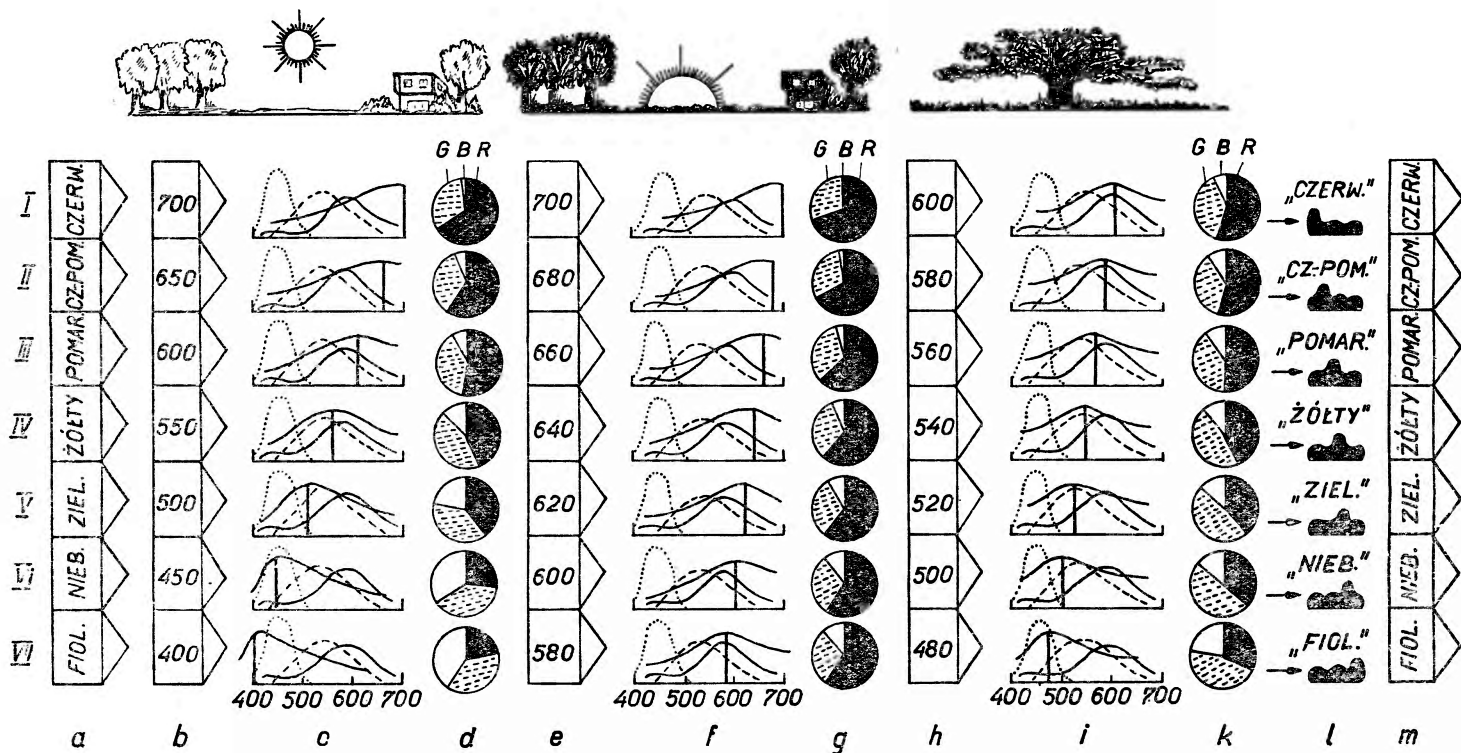


Rys. 2. Rozkład energetyczny: a) widma słonecznego na powierzchni ziemi, przy położeniu słońca nad głową, w średnich szerokościach geograficznych (linia kreskowana) oraz średni roczny rozkład energetyczny widma słonecznego o godz. 12 w południe dla tej samej szer. geogr. (linia ciągła), b) widma słonecznego na powierzchni ziemi przy położeniu słońca 10° nad horyzontem, c) promieniowania odbitego od igły jałowca, d) promieniowania pochodzącego z błękitu nieba (wg Wawiłowa)

z promieniowaniem słonecznym dziennym. Widmo słoneczne ma słabo zaznaczone maksimum, zmieniające się zależnie od pory dnia, roku i od szerokości geograficznej (na ryc. 2a linia kreskowana). Jeżeli rozpatrzmy średnie wartości roczne, mierzone zawsze o godz. 12, to otrzymamy widmo zbliżone do równoenergetycznego (ryc. 2a linia ciągła).

Promieniowanie słoneczne dzienne odbite od śniegu, papieru itp. nie zmienia swego rozkładu równoenergetycznego (w przybliżeniu) i przedmioty te rozpoznawane są jako białe. Przedmioty odbijające promieniowanie nierównomiernie (selektywnie), to znaczy ze zmianą rozkładu energetycznego promieniowania padającego, rozpoznawane są jako barwne.

Na ryc. 3a wyobrażono przedmiot barwny w postaci pudełka kolorowych kredek. Ryc. 3b przedstawia podrażnione pola siatkówki wraz z maksimumami promieniowań padających w dzień na te pola. Na ryc. 3c wykreślone są krzywe



Rys. 3. Mechanizm powstawania wrażeń barwnych pudełka kolorowych kredek (a) przy umieszczeniu ich w zwykłym oświetleniu dziennym (b-d), w słonecznym oświetleniu wieczorowym (e-g) i przy umieszczeniu ich pod drzewem (h-k). W kolumnach d, g, k zaznaczono proporcje pobudzeń 3 aparatów barwoczułych (R, G, B). Zbiór kredek mimo różnych promieniowań wysyłanych w różnych okolicznościach wywołuje zawsze te same zmiany w ośrodku mowy (l) i te same wrażenia barwne (m)

wrażliwości 3 aparatów barwoczułych wraz z rozkładem energetycznym padającego promieniowania. Na tej części ryciny widać, że przedmiot wysyłający w dzień promieniowanie z maksimum w 700 m μ podrażnia głównie aparat 600, mniej aparat 530, prawie wcale nie podrażnia aparatu 460. Przedmiot wysyłający promieniowanie z maksimum w 520 m μ podrażnia głównie aparat 530, mniej aparat 600, najmniej aparat 460 itd.

Stosunek wielkości ognisk pobudzenia w pierwotnych przedstawicielstwach korowych 3 aparatów barwoczułych jest więc głównym czynnikiem wywołującym wrażenia barwne. Stosunki pobudzeń tych aparatów w poszczególnych polach siatkówki korowej są przedstawione na ryc. 3*d*.

Każdy z tych zespołów często występuje w życiu z jednoczesnym podrażnieniem uszu przez brzmienie nazwy danego koloru, które wywołuje odpowiednią sekwencję drgań powietrza. Wskutek tego w opisanych okolicznościach dziecko samo zaczyna wymawiać odpowiednie słowo. Np. promieniowanie 700 m μ wywołuje układ pobudzeń w siatkówce korowej przedstawiony na ryc. 3-*I-d*. Układ ten zaczyna wywoływać sekwencję pobudzeń w ośrodku mowy, mającą miejsce przy wymawianiu słowa „czerwony“ (ryc. 3-*I-l*) i wrażenie czerwieni (ryc. 3-*I-m*). Bodziec 520 m μ zaczyna wywoływać czynność ośrodka mowy i wymawianie słowa „zielony“ (ryc. 3-*V-l*) i wrażenie zieleni (ryc. 3-*V-m*) itd. Na tym polega początek rozpoznawania barw u dzieci.

Pierwsze ślady rozpoznawania barw daje się stwierdzić w 3 miesiącu życia; jest to bez wątpienia pierwotny, „zwierzęcy“ typ rozpoznawania barw. Dokładniejsze rozpoznawanie kolorów ma miejsce w 4 roku życia, a normalne — dopiero w 6-8 roku życia. Rozwój poczucia barw następuje zatem równoległe z rozwojem mowy.

A więc wrażenia barwne otaczających przedmiotów są związane z takimi rozkładami energii wysyłanej przez te przedmioty, jakie mają miejsce w przeciętnym oświetleniu dziennym. Papier jest biały, ponieważ w dzień wysyła promieniowanie zbliżone do równoenergetycznego, liść jest dla nas zielony, ponieważ w dzień wysyła promieniowanie z maksimum w 520 m μ itd. Kolory rozpoznajemy więc dlatego, że przedmioty o pewnych określonych własnościach fizyko-chemicznych wysyłają stale w dzień promieniowania o pewnych określonych rozkładach energetycznych.

2) Normalne bodźce optyczne są zawsze bodźcami mozaikowymi. Bodźce optyczne działające zawsze na człowieka nie są polem jednobarwnym, lecz zbiorem pól, z których każde wysyła promieniowanie o innym maksimum. Przy wzięciu pod uwagę większego okresu czasu zawsze na siatkówkę pada w tej mozaice pełna gama maksimów od 700 do 400 m μ , jak również ogromna ilość kombinacji 2 lub więcej maksimów. Wrażenie pełnej wielobarwności w dzień otrzymujemy więc wskutek tego, że mozaika siatkówki wywołuje w mózgu mozaikę złożoną z najrozmaitszych układów pobudzeń 3 aparatów barwoczułych. Wzajemny stosunek pobudzeń tych aparatów tworzy kombinacje warunkujące powstanie wszystkich tonów.

Gdy uszeregujemy przedmioty wg widma i na podstawie analizy rozkładu energetycznego oraz krzywych wrażliwości aparatów barwoczułych, oznaczymy graficznie wzajemny stosunek pobudzeń tych aparatów, to otrzymamy dla każdego aparatu szereg wielkości, a więc razem otrzymamy 3 szeregi wielkości. W każdym szeregu wielkości zmieniają się w sposób ciągły, przy czym szybkość i kierunek zmiany pobudzeń jednego aparatu przeważnie nie pokrywa się z szybkością i kierunkiem zmiany innych. Wynik ten w warunkach widzenia dziennego ilustruje ryc. 3*d*.

3) Zmiana mocy promieniowania biegnącego z poszczególnych przedmiotów zmienia tylko jasność tego pola, nie zmieniając jego barwy (o ile nie zmienia się krzywa rozkładu energetycznego). Dlatego w rozważaniach dotyczących poczucia barw nie uwzględniamy absolutnej wielkości ognisk pobudzenia 3 aparatów barwoczułych, a tylko ich proporcję. Na ryc. 3 i 4 proporcja pobudzeń tych aparatów jest ilustrowana za pomocą sektorów koła.

4) Oświetlenie środowiska człowieka zmienia się jakościowo w bardzo dużych granicach. W życiu często się zdarza, że promieniowanie wysyłane przez przedmioty otaczające mają inne rozkłady energetyczne, niż to ma miejsce w zwykłym oświetleniu dziennym. Pochodzi to stąd, że skład promieniowania padającego na te przedmioty bywa bardzo różny. Gdy wieczorem słońce znajduje się $8,3^\circ$ nad horyzontem, to stosunek promieniowania 700 m μ do 400 m μ wynosi 71:1, podczas gdy w południe stosunek ten wynosi zaledwie 2:1 (ryc. 2-*b*).

Liście drzew odbijają i przepuszczają głównie promieniowanie około 520 m μ (ryc. 2*c*). Dlatego zwykle przedmioty trzymane pod drzewami wysyłają widmo o bardzo zmienionym składzie w stosunku do widma wysyłanego w zwykłych warunkach.

W maju i kwietniu temperatura barwna zachmurzonego nieba wynosi 6700°K, przy bezchmurnym niebie wynosi ona 26000°K. Przy niebie całkowicie pokrytym chmurami przedmioty wysyłają znacznie mniej promieniowania krótkofalowego niż przy niebie błękitnym. Obecność białych obłoków jeszcze zwiększa ilość tego promieniowania.

5) Mimo ogromnej zmienności promieniowań świat wygląda dla nas zawsze jednakowo barwnie. Np. biały papier (wysyłający w dzień widmo zbliżone do równoenergetycznego) przeniesiony pod drzewo wysyła promieniowanie mieszane z maksimum w 520 m μ . Mimo to biała kartka papieru leżąca pod drzewem nadal wydaje nam się biała. Zjawisko to znane jest pod nazwą *objawu stałości barw*.

6) Zmienność promieniowań biegnących do nas od przedmiotów otaczających nie jest chaotyczna, lecz wykazuje pewną regularność. Występuje mianowicie tylko zjawisko zageszczeń i rozrzedzeń maksimum względnie przesunięcia ich w jedną lub drugą stronę. Nie zdarzają się np. przypadki, aby 3 przedmioty, którychienne maksima sąsiadują ze sobą, znalazły się w innych warunkach oświetlenia w innej kolejności. Mozaika pól siatków-

kowych rozpatrywana jako całość jest wprawdzie drażniona przez dany zespół kolorowych przedmiotów różnie w różnych oświetleniach, ale różnice te nie są chaotyczne. Podrażnienia tych pól zmieniają się odpowiednio do przesunięć i zagęszczeń maksimów padających promieniowań.

Wytłumaczenie zjawiska stałości barw. Psychologowie, którzy nie zajmują się fizjologią tłumaczą objaw stałości barw w sposób następujący. Biały papier pod drzewem nie może wydać się zielony, ponieważ pamiętamy, że jest to biała kartka. Wiemy, że biała kartka nie została zamieniona na zieloną. Tłumaczenie to nie jest wystarczające.

Należy sądzić, że wytłumaczenie zjawiska z punktu widzenia fizjologii jest następujące. Rozpatrzmy przykład białego papieru oglądanego wieczorem. Wrażenie koloru białego papieru powstało w najczęstszych okolicznościach życia, tzn. w zwykłym świetle dziennym (gdą przedmiot ten wysyłał promienie mieszane zbliżone do równoenergetycznych). Na powstanie wrażenia białości wpływa nie tylko czynnik optyczny, ale i inne okoliczności towarzyszące. W tym wypadku głównie chodzi o wysokie położenie słońca nad horyzontem. Mamy więc tu do czynienia nie z czystym odruchem optyczno-słownym, ale odruchem, w którym bodziec jest złożony przynajmniej z 2 składników: z widma zbliżonego do równoenergetycznego oraz z pionowego kierunku padania promieni słonecznych. Poza tym działają tu takie czynniki, jak wpływ zachowania się zwierząt i ludzi, związane z porą dzienną i inne.

Ten sam przedmiot, któremu przy położeniu słońca nad głową nadaliśmy nazwę białego, wieczorem wysyła bardzo dużo promieni długofalowych („czerwonych“). Wieczorem bodziec zespołowy: widmo nierównoenergetyczne, z maksimum w części długofalowej, wraz z niskim położeniem słońca nad horyzontem oraz z innymi bodźcami związanymi z porą wieczorową, jest również bodźcem zespołowym wywołującym sekwencję pobudzeń w ośrodku mowy „biały“ i wrażenie białości.

Jedno i to samo wrażenie może więc być wywołane przez różne zespoły bodźców zewnętrznych. Dlatego np. otrzymujemy wrażenie jednakowej jasności przy patrzeniu w dzień 1 lub 2 oczami. Warunkiem powstania tych samych wrażeń przy różnych bodźcach zewnętrznych jest częste powtarzanie się różnych okoliczności (np. częste przymykanie jednego oka) w czasie kontaktu z tym samym światem otaczającym.

W ten sposób w przebiegu filogenezy realny świat zewnętrzny musiał wyglądać jednakowo dla zwierząt i ludzi, niezależnie do pory dnia, roku, rodzaju zachmurzenia itp. Cecha ta wykształciła się drogą odruchową w wyniku walki o byt.

Ryc. 3 *e, f, g, l, m* przedstawia działanie na człowieka opisanych wyżej kolorowych kredek. W tym wypadku nie są one jednak oglądane w południe, lecz wieczorem.

Wobec bardzo małej ilości promieni krótkofalowych wieczorem wytworzyły się u człowieka 2 mechanizmy przystosowawcze. Pierwszy został opisany wyżej (reagowanie na bodźce optyczne w połączeniu z niskim położeniem słońca).

Drugi polega na tzw. objawie Purkinjego, tj. na wzroście wrażliwości oka na promienie krótkofalowe w porze wieczornej. Objaw Purkinjego jest więc również wyrazem przystosowania do zmieniających się warunków bytu. Dzięki temu czas trwania walki o byt i wyszukiwania pokarmu został przedłużony.

Ryc. 3 *h, i, k, l, m* przedstawia działanie tego samego pudełka kredek po przeniesieniu pod drzewo. W tych warunkach na kredki pada promieniowanie szczególnie bogate w 520 m μ . Każda kredka odbija promienie nie te, które odbijała w zwykłym oświetleniu, a inne, bardziej zbliżone do 520 m μ .

W każdym z tych 3 przypadków wygląd pudełka kredek jest taki sam, chociaż w każdym promieniowanie idące od kredek jest inne. Nie chodzi tu bowiem, jak powiedzieliśmy, tylko o rodzaj promieniowania, ale i o inne czynniki.

Różnice i podobieństwa wyglądu ognisk pobudzenia 3 aparatów barwoczułych przy różnych oświetleniach naturalnych. Rozpatrzmy jeszcze raz opisany przykład jednakowego wyglądu pudełka kredek w różnych oświetleniach naturalnych. Należy sądzić, że dany skład promieniowania wywołuje zawsze te same zmiany fotochemiczne i elektryczne w siatkówce i drodze wzrokowej z siatkówką korową łącznie. Są to bowiem zjawiska należące do kategorii zjawisk fizyko-chemicznych. Jeśli promieniowanie się zmienia, to i wielkość i układ ognisk pobudzenia odpowiednio się zmienia. Dlatego należy sądzić, że proporcje pobudzeń 3 aparatów barwoczułych, przy różnych oświetleniach jednego i tego samego przedmiotu, są różne (ryc. 3-*d, g, k*).

Obok różnic zauważamy jednak pewne podobieństwo. Jeśli rozpatrujemy przedmioty o barwach widma w kolejności od długich do krótkich fal, to zauważamy, że pobudzenie ośrodka 600 zawsze maleje, ośrodka 530 zawsze wzrasta, ewentualnie potem maleje, a ośrodka 460 — zawsze wzrasta. Jeśli więc rozpatrujemy pudełko kredek jako całość, to przy różnych oświetleniach naturalnych mozaika zmian mózgowych jest zawsze pod pewnym względem jednakowa. Tę wspólną cechę w zachowaniu się ognisk pobudzenia, wywołanych przez bodźce optyczne pochodzące w różnych oświetleniach z kolorowego przedmiotu, nazwijmy *podobieństwem wzrostów i maleń*.

Przyczyną podobieństwa wzrostów i maleń pobudzeń aparatów barwoczułych w polach mozaiki wywołanej przez kolorowy przedmiot jest opisana wyżej regularność w zachowaniu się maksimów promieniowań, biegnących od różnych przedmiotów w różnych oświetleniach naturalnych.

Objaw stałości barw a fotografia barwna. Zjawisko stałości barw powoduje dużo kłopotów w fotografii barwnej. Klisza fotograficzna nie ma bowiem własności żywego organizmu. Jej sposób reagowania na bodźce optyczne jest zawsze taki sam, niezależnie od tego czy wyświetlamy ją w południe, czy wieczorem, w pokoju, czy na otwartej przestrzeni. Znany np. jest fakt, że biały koń wychodzi na filmie kolorowym białe lub niebiesko, zależnie od zmian zachmurzenia. Dlatego stosowanie różnych błon w różnych warunkach, stosowanie odpowiednich filtrów przy zdjęciach lub przy kopiowaniu jest konieczne.

Odchylenia od objawu stałości barw są rzadkie. Występują one wtedy, gdy człowiek styka się z niezwykłym oświetleniem. Gdy np. w pokoju zapalimy żarówkę, to po chwili śnieg za oknem wydaje nam się niebieski. Biała ściana wysyła wtedy na nas promieniowanie z maksimum w części długofalowej i ten właśnie przedmiot wydaje nam się biały. Tymczasem śnieg za oknem wysyła nadal promieniowanie zbliżone do równoenergetycznego, tzn. takie jak przedmioty „niebieskie“ w pokoju. O wyglądzie jednego przedmiotu decyduje więc stan pobudzeń w całej mozaice siatkówkowej, wraz z innymi czynnikami towarzyszącymi działającymi z zewnątrz na człowieka.

Powstawanie wrażeń wzrokowych w warunkach sztucznych

Istota i działanie bodźców sztucznych. W warunkach laboratoryjnych często stosujemy bodźce niezwykle, np. światło monochromatyczne, mieszaniny tych promieniowań itp. Otrzymujemy wtedy niezwykle objawy subiektywne. Siatkówkę można również drażnić innymi sposobami, niekoniecznie promieniami optycznymi. Wrażenia świetlne mogą powstać przy działaniu czynników chemicznych, zapalnych, mechanicznych, elektrycznych itp. Można również drażnić nerw wzrokowy, a nawet korę mózgową i w ten sposób wywoływać różne wrażenia wzrokowe. Drażnienie poszczególnych punktów siatkówki korowej wywołuje ściśle zlokalizowane błyski w różnych punktach pola widzenia. Drażnienie dalszych pól kory wywołuje wrażenia sylwetek, figur, barw itp.

Bodźce sztuczne można określić ogólną nazwą bodźców niekompletnych. Podkreślamy tym fakt, że pewien określony bodziec sztuczny wywołuje pewne określone wrażenie, zbliżone do jakiegoś wrażenia naturalnego, wywołanego przez podobny bodziec, ale kompletny oraz fakt, że bodziec sztuczny jest składnikiem jakiegoś bodźca naturalnego wywołującego podobne wrażenie.

Powstanie terminologii psychologicznej dla określenia poszczególnych długości fal. Szczególnie niezwykle wrażenie otrzymano w doświadczeniu, w którym rozszczepiono światło słoneczne. Piękno rozkładu widma słonecznego zaważyło na całej terminologii barw. Dotyczyło to przede wszystkim fizyków, którzy stwierdzili, że w widmie każdej długości fali odpowiada pewna określona barwa. Stąd wyprowadzono błędny wniosek, że zawsze promieniowanie 700 m μ jest czerwone, 480 m μ — niebieskie, 520 m μ — zielone itd.

Również wśród psychologów i fizjologów dominuje opisana terminologia. Mieszano np. światło „czerwone“ z „zielonym“, dodawano domieszkę „białego“ itd. Nie zawsze uwzględniano jednak fakt, że światło „czerwone“ nie zawsze jest czerwone, że może być białe, mimo że jest „zielone“ itd. Dlatego lepiej w dyskusjach i pracach naukowych nie operować terminami psychologicznymi przy omawianiu rodzaju promieniowania. Promieniowanie, jako

konkretne i znane zjawisko fizyczne, powinno być zawsze określane terminologią fizyczną.

Mechanizm powstawania wrażeń przy bodźcach sztucznych. Wrażenia kolorów powstały i wykształciły się, jak powiedzieliśmy, w warunkach naturalnych, w kontakcie z przedmiotami wysyłającymi widma ciągle z maksimumami dla różnych długości fal. Dlaczego więc powstają wrażenia przy bodźcach sztucznych? Skąd wzięło się piękne wrażenie widma przy zbiorze bodźców monochromatycznych, do których ustrój nigdy się nie przystosowywał?

Należy przyjąć, że mechanizm powstawania tych wrażeń jest następujący. W warunkach naturalnych bodźce optyczne zaczęły wywoływać ruchy mięśni (głównie mięśni kończyn i mięśni głosowych). Są to odruchy optyczno-słowne i optyczno-lokalizacyjne, które są źródłem wrażeń wzrokowych. Odruchy te polegają w zasadzie na pewnych określonych zmianach fotochemicznych i elektrycznych w siatkówce, na impulsach elektrycznych biegnących do mózgu, na powstawaniu w mózgu określonych zespołów pobudzeń zarówno w korze potylicznej jak i kinestetycznej i wreszcie na impulsach odśrodkowych biegnących do mięśni, które wykonują odpowiednie skurcze.

Teraz na tak przygotowany organizm działa jakiś bodziec sztuczny, który wywołuje w mózgu zespół pobudzeń podobny do jednego z tych zespołów, jakie utworzyły się w życiu normalnym. W tym wypadku musi powstać wrażenie podobne do jakiegoś wrażenia naturalnego i musi powstać ruch mięśni krtani i warg podobny do ruchu, jaki miał miejsce w warunkach naturalnych. Przy danym bodźcu monochromatycznym mówimy więc o pewnym kolorze, który jest piękny, nasycony, żywy itp.

A zatem czynnikiem decydującym w powstawaniu wrażeń wzrokowych jest przede wszystkim zespół pobudzeń w siatkówce korowej; sposób wywoływania tych pobudzeń może być najrozmaitszy, naturalny lub sztuczny.

Przykłady wywoływania wrażeń w warunkach sztucznych

1) Powstawanie barw uzupełniających. Bodziec monochromatyczny $570\text{ m}\mu$ wywołuje wrażenie nasyconej barwy żółtej. Jest to bodziec niekompletny w stosunku do bodźca kompletnego w postaci widma ciągłego z maksimum w $570\text{ m}\mu$. Oba te bodźce działają na organizm w sposób podobny. Oba wywołują mianowicie identyczne pobudzenia aparatu 600 i aparatu 530, przy braku pobudzenia aparatu 460 (ryc. 1-III).

Mechanizm powstawania wrażenia barwy niebieskiej w warunkach naturalnych jest podobny do mechanizmu wzbudzonego przez promieniowanie monochromatyczne $448\text{ m}\mu$. W obu wypadkach pobudzony jest prawie wyłącznie aparat 460 (ryc. 1-IV).

Jeśli stosunek mocy obu tych promieniowań dobierzemy tak, aby wszystkie 3 aparaty barwoczułe były podrażnione jednakowo, to musi powstać wrażenie białości. Takie 3 jednakowe ogniska przez całe życie łączyły się bowiem z se-

kwencją ruchów mięśni głosowych wywołujących słowo „biały“ i z wrażeniem białości (ryc. 1-V). Taki, jak należy sądzić, jest mechanizm działania tzw. barw uzupełniających.

2) Powstawanie zjawiska centralnego uzupełnienia barwnego. Land stosował w swoich doświadczeniach bodziec bardzo niekompletny. Stosuje on np. na poszczególne pola siatkówki mieszaninę 2 promieniowań monochromatycznych, przy czym stosunek mocy tych promieniowań w poszczególnych polach jest różny. Zależy on od barwy danego przedmiotu. Jeśli uszeregujemy te pola wg barw tęczy, to w poszczególnych polach siatkówki będzie mieć miejsce względne malenie bodźców długofalowych w stosunku do krótkofalowych lub odwrotnie. Pobudza się w ten sposób zawsze 2 lub 3 aparaty barwoczułe, co z kolei wywołuje rozległą gamę wrażeń barwnych. W sztuczny sposób wywołuje się więc zmiany w siatkówce korowej, podobne do tych, jakie w różnych okolicznościach życia powstają przy patrzeniu na kolorowe przedmioty. Jak wiemy, zmiany w siatkówce korowej przede wszystkim decydują o powstaniu wrażeń wzrokowych.

Powstanie zatem wrażenia pełnej gamy kolorów przy bodźcu „dwubarwnym“ jest zjawiskiem fizjologicznym zrozumiałym, tak jak zrozumiałe jest powstawanie wrażenia czerwieni przy bodźcu monochromatycznym $700\text{ m}\mu$, lub wrażenia białości przy mieszaninie 570 i $448\text{ m}\mu$. Zawsze chodzi o wzbudzenie podobnych stanów pobudzeń w korze mózgowej do tych, jakie mają miejsce w warunkach naturalnych przy podobnych wrażeniach.

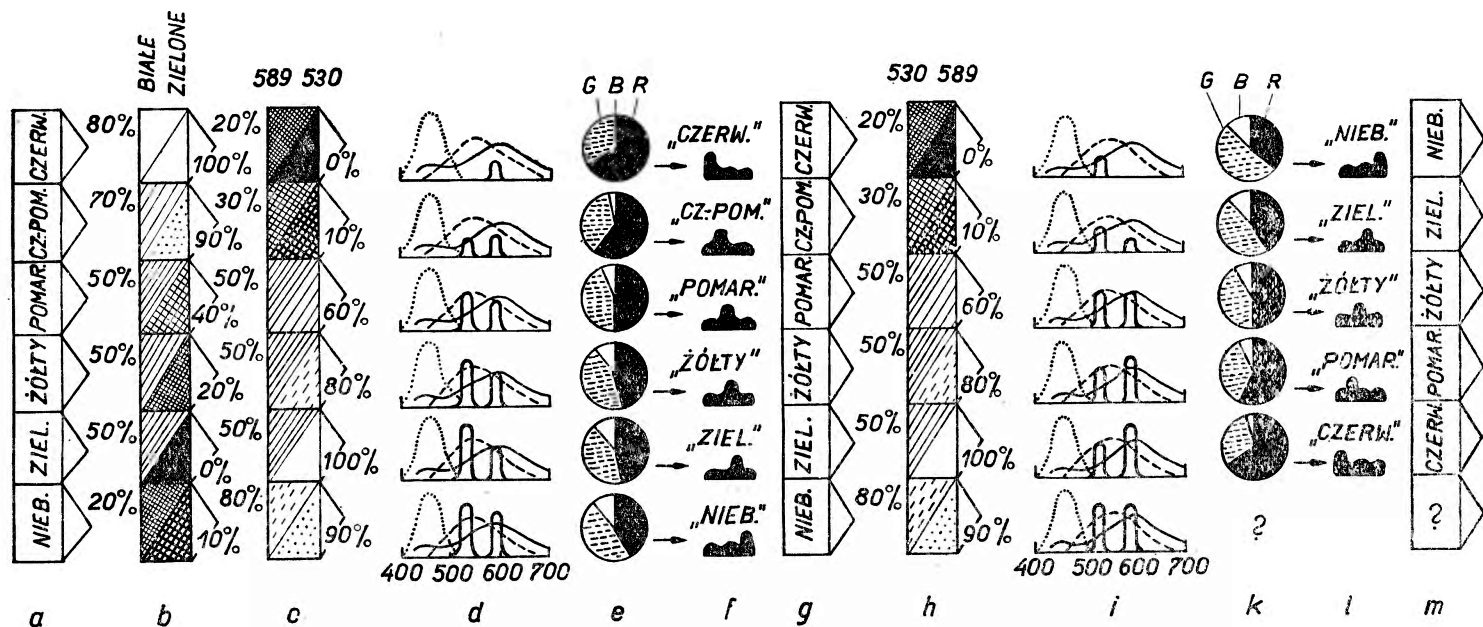
Dodatkowym czynnikiem podkreślającym różnicę w działaniu promieni długofalowych i krótkofalowych na oko jest fakt, że wzbudzają one w poszczególnych polach siatkówki opisane wyżej antagonistyczne procesy nerwowo-vegetatywne.

Różnice, jakie zachodzą między wrażeniem naturalnym, a tym, jakie daje doświadczenie Landa, są duże. Nie można bowiem zbyt daleko odbiegać od bodźców naturalnych. Warunki doświadczenia Landa tylko przy bardzo starannym doborze filtrów i jasności mogą wywołać zmiany siatkówkowe bardziej zbliżone do naturalnych.

W dostępnej mi pracy Landa nie są podane wszystkie szczegóły potrzebne dla dokładnego zanalizowania mechanizmu powstawania zjawiska zaobserwowanego przez tego autora. Do tego celu potrzebna jest znajomość:

- 1) krzywych wrażliwości klisz,
- 2) rodzaju światła stosowanego przy zdjęciach,
- 3) rodzaju błon zastosowanych do przeźroczy,
- 4) rodzaju światła stosowanego przy wykonywaniu przeźroczy,
- 5) charakterystyki filtrów użytych do zdjęć,
- 6) charakterystyki filtrów użytych do wyświetlania przeźroczy,
- 7) rozkładu energ. światła lamp użytych do wyświetlania przeźroczy.

W sumie chodzi więc o wiele czynników, które mogą wpłynąć na układ wzrostów i małych ognisk pobudzenia, powstających w 3 aparatach barwoczułych siatkówki w doświadczeniach Landa. Przybliżona analiza przedsta-



Rys. 4. Mechanizm powstawania wrażenia wielobarwnego w doświadczeniach Landa. Kolumna *a* przedstawia zbiór kolorowych kredek, kolumna *b* — wygląd 2 kliszy, z których jedna (lewe-górne rogi) wykonana jest w świetle mieszanym (klisza „długofalowa“), druga (dolne-prawe rogi) — w świetle zbliżonym do 530 m μ (klisza „krótkofalowa“). Kolumna *c* przedstawia wygląd 2 przeźroczy wykonanych z odpowiednich kliszy; przeźroczce „długofalowe“ oświetlone jest promieniowaniem 589 m μ , „krótkofalowe“ — promieniowaniem 530 m μ . W kolumnie *d* przedstawiono krzywe wrażliwości 3 aparatów barwoczułych oraz rozkład energetyczny promieniowania padającego na poszczególne pola siatkówki. Kolumna *e* wyobraża proporcje, w jakich pobudzone są 3 aparaty barwoczułe w każdym polu, a kolumny *f* i *g* — powstające zmiany w ośrodku mózgu i odpowiednie wrażenia

W kolumnach *h*-*m* przedstawiono modyfikację tego samego doświadczenia. Modyfikacja polega na zamianie promieniowań zastosowanych do oświetlenia przeźroczy. O ile w pierwszym doświadczeniu układ barw odpowiada wyglądomi przedmiotów, o tyle w drugim układ barw jest odwrotny, tzn. przedmioty w zwykłych warunkach czerwone, wydają się niebieskie, a niebieskie wydają się czerwone

wionych danych doprowadza jednak do opisanie mechanizmu powstawania wrażenia wielobarwności w tych warunkach.

Ryc. 4a przedstawia pudełko kolorowych kredek. Na ryc. 4b wyobrażono wygląd 2 klisz, z których jedna (górnolewy róg każdego pola) była uzyskana przy zdjęciu w świetle mieszanym, druga (dolnoprawy róg) — z filtrem przepuszczającym 530 m μ . Rycina 4c przedstawia 2 przeźrocza uzyskane z tych klisz. Przeźrocze „długofalowe“ jest oświetlone promieniami 589 m μ , „krótkofalowe“ — 530 m μ . Na ryc. 4d umieszczono krzywe wrażliwości 3 aparatów barwoczułych oka, oraz podano charakterystykę promieniowań padających na poszczególne pola siatkówki. Rubryka e tej ryciny wyobraża wygląd proporcji pobudzeń w ośrodkach 3 aparatów barwoczułych. Rubryka f charakteryzuje zachowanie się ośrodka mowy, wreszcie na końcu (rubr. g) wyobrażono powstające wrażenie.

Na ryc. 4h znów przedstawiono te same 2 przeźrocza; jednak są one oświetlone odwrotnie, tzn. przeźrocze „długofalowe“ prześwietla promieniowanie 530 m μ , „krótkofalowe“ — 589 m μ . Układ pobudzeń korowych musi wywołać w tym wypadku odwrócenie się porządku barw. Jest to wynikiem odwrócenia się porządku w układzie wzrostów i maleń pobudzeń 3 aparatów barwoczułych.

Jak widzimy wyniki doświadczeń Landa nie wymagają odrzucenia trójskładnikowej teorii poczucia barw. Wprost przeciwnie, oparcie się na tej teorii jest konieczne. Oprócz tego konieczne jest oparcie się na innych faktach i spostrzeżeniach dotyczących mechanizmu powstawania wrażeń barwnych w warunkach naturalnych i sztucznych.

Literatura

- [1] Giessmann, Kl. Monatsbl. f. Aug. **140**, 441 (1962).
- [2] E. H. Land, Postępy Fizyki, **12**, 227 (1961) (tłum. z Scientific American, **200**, 84 (1959)).
- [3] W. Starkiewicz, *Psychofizjologia wzroku*, PZWL, Warszawa 1960.
- [4] G. L. Walls, Postępy Fizyki, **12**, 509 (1961) (tłum. z Psychological Bulletin, **57**, 29 (1960)).
- [5] S. J. Wawilow, *Głaz i słońce*, Izd. Akad. Nauk SSSR, Moskwa 1950.

MEZONY, GRAWITACJA, ANTYMATERIA

Tłumaczyli: Karol i Walerian Majewscy. Biblioteka Problemów
PWN Warszawa, 1962, stron 307, cena 25 zł

Omawiana książka jest innowacją w naszej literaturze popularno-naukowej, przynajmniej w dziedzinie fizyki. Trzeba powiedzieć, że jest to innowacja udana i godna naśladownictwa.

W książce zebrano tłumaczenia 11 artykułów, który były drukowane w ciągu ostatniego pięciolecia w poczytnych zagranicznych czasopismach popularno-naukowych: amerykańskim miesięczniku *Scientific American* i radzieckim *Priroda*. Artykuły są zestawione w sposób trafny i tworzą tematyczną całość, choć każdy z nich może być czytany niezależnie. Treści ich są zagadnienia związane z cząstkami elementarnymi oraz z podstawowymi prawami rządzącymi mikroświatem.

Wielką zaletą książki jest fakt, iż autorzy poszczególnych jej części należą do najwybitniejszych przedstawicieli współczesnej fizyki jądrowej, równocześnie zaś są świetnymi popularyzatorami, którzy potrafią w łatwy i przystępny sposób pisać o sprawach trudnych do zrozumienia niejednokrotnie i dla fizyka.

W pierwszych dwóch artykułach Gamow wyjaśnia czytelnikowi fundamentalne zasady fizyki mikroświata: zasadę niepewności Heisenberga i regułę zakazu Pauliego. Trzeci artykuł stanowi obszerny przegląd cząstek elementarnych, omawia ich własności, możliwości oddziaływań pomiędzy cząstkami i zasady ich klasyfikacji. Jednym z autorów tego artykułu jest Gell-Mann, twórca powszechnie uznanej systematyki cząstek elementarnych. Marshak pisze o głównym problemie fizyki jądrowej, jakim są własności sił jądrowych oraz o nośnikach tych sił — pionach, zaś Smorodinski o przestrzennej budowie jądra atomowego. W artykułach Morrisona i Tamma omawiane są trudne do spopularyzowania zagadnienia związane z oddziaływaniami cząstek, przede wszystkim zagadnienie parzystości i jej zachowania. Następne dwa artykuły dotyczą „modnej” i graniczącej z sensacją kwestii antycząstek i antymaterii. W ostatnim, nieco luźniej związanym z całością artykule, Gamow interesująco opowiada o problemach grawitacji.

Książka jest niewątpliwie świetną pozycją, popularyzującą najbardziej aktualne problemy fizyki jądrowej, wymaga jednak od czytelnika pewnego przygotowania. Czytać ją będą z zainteresowaniem raczej ludzie o wyższym wykształceniu. Fakt, że została ona napisana przez różnych autorów powoduje czasem niepożądane konsekwencje. Na przykład sformułowania dotyczące zjawiska anihilacji cząstek na stronach 70 i 224 są nie całkiem zgodne z sobą, co może prowadzić do pomieszania tak ważnych pojęć jak: cząstka, promieniowanie, energia i masa.

Tłumaczenie w zasadzie bardzo dobre. Na stronie 65 niepotrzebnie wstawiono słowa „ruch obrotowy”, których nie ma w oryginale, a które mogą sugerować identyczność pojęcia: „ruch obrotowy” z pojęciami: „kręt” i „spin”. Poza tym w książce używany jest stale wyraz „pozytron” zamiast ogólnie przyjętego w polskiej terminologii wyrazu „pozyton”.

Order dla Skobielcyna

W ubiegłym roku minęła siedemdziesiąta rocznica urodzin wybitnego fizyka radzieckiego, członka Akademii Nauk ZSRR, D. W. Skobielcyna. W związku z tą okazją Prezydium Rady Najwyższej ZSRR nadało Skobielcynowi Order Lenina.

Medal Younga

Brytyjski Instytut Fizyki i Towarzystwo Fizyczne przyznały Medal i Nagrodę Thomasa Younga za rok 1963 prof. C. H. Townesowi (MIT) i prof. A. L. Schawlowowi (Uniwersytet Stanforda) za ich pionierskie prace nad maserami optycznymi.

Rżanow na Syberii

Prezydium Akademii Nauk ZSRR powołało prof. A. W. Rżanowa na stanowisko dyrektora Instytutu Ciała Stałego i Elektroniki Półprzewodnikowej Syberyjskiego Oddziału Akademii Nauk ZSRR.

Komitet do spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej

Uchwałą z dnia 22 stycznia 1963 Sekretariat Naukowy PAN powołał skład osobowy Komitetu do spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej przy Prezydium Polskiej Akademii Nauk jak następuje:

Prezydium Komitetu — Leopold Infeld (przewodniczący), Henryk Niewodniczański (zastępca przewodniczącego), Helena Birecka, Marian Danysz, Józef Hurwic, Edward Kowalski, Marian Mięśowicz, Stefan Minc, Paweł Nowacki, Jerzy Pniewski, Bolesław Skar-

żyński, Leonard Sosnowski, Michał Śmiałowski, Włodzimierz Trzebiatowski; Członkowie Komitetu — Tadeusz Adamski, Stanisław Andrzejewski, Bronisław Buras, Janusz Dąbrowski, Eugeniusz Domański, Alicja Dorabalska, Waław Frankowski, Ryszard Gajewski, Janusz Groszkowski, Andrzej Hrynkiewicz, Jerzy Janik, Władysław Jasiński, Leopold Jurkiewicz, Erwin Kamieński, Józef Kosacki, Ignacy Malecki, Jerzy Metera, Ludwik Mebel, Ludwik Natanson, Cezary Pawłowski, Maciej Radwan, Ignacy Reifer, Dawid Shugar, Mieczysław Taube, Józef Werle, Witold Zawadowski, Ignacy Złotowski; Sekretarz Naukowy — Henryk Załucki.

Luminescencja molekularna

W dniach od 10 do 15 września 1962 odbyła się w Mińsku XI doroczna konferencja na temat luminescencji molekularnej i analizy luminescencyjnej. Wzięło w niej udział 370 specjalistów radzieckich.

Badania świecenia cząsteczek służyć mogą tak do poznania budowy i ruchów samych cząsteczek oraz przekazywania zaabsorbowanej przez nie energii, jak i dostarczania informacji o wzajemnym oddziaływaniu cząsteczek. Poznanie tych fundamentalnych zagadnień prowadzi do rozwijania metod analizy luminescencyjnej, która znajduje szerokie zastosowanie praktyczne.

Większość prac była referowana na posiedzeniach sekcyjnych, a jedynie niewielka liczba dotycząca generacji światła, przekazywania i transportu energii wzbudzenia oraz roli analizy luminescencyjnej w medycynie przedstawiona była na posiedzeniach plenarnych.

Na posiedzeniach sekcyjnych omawiano świecenie kryształów molekularnych i roztworów stałych, kinetykę procesów wyga-

szania, luminescencję sensybilizowaną w rozтворach i parach oraz różne zastosowania analizy luminescencyjnej.

Nowi członkowie MAEA

Liczba państw członkowskich Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej wynosi już 80. W styczniu br. członkami MAEA zostały Arabia Saudyjska i Urugwaj.

Rada Gubernatorów MAEA

W kadencji 1962/3 w skład Rady Gubernatorów MAEA wchodzi 23 Gubernatorów: O. A. Quihillalt (Argentyna), A. D. Mc Knight (Australia), J. Errera (Belgia), M. D. Souza Santos (Brazylia), H. H. Koch (Dania), B. Goldschmidt (Francja), A. G. Spanides (Grecja), H. J. Bhabha (Indie), B. Darusman (Indonezja), A. A. Azad (Iran), B. M. Meagher (Kanada), T. A. Marulanda (Kolumbia), F. Uchida (Japonia), M. Cabrera Maciá (Meksyk), I. H. Usmani (Pakistan), W. Billig (Polska), D. B. Sole (Południowa Afryka), L. Janossy (Węgry), C. Salvetti (Włochy), H. D. Smyth (USA), Buu Hot (Viet-Nam), M. I. Michaels (Zjednoczone Królestwo) i W. S. Emilia-now (ZSRR).

Przewodniczącym Rady Gubernatorów jest dr I. H. Usmani (Pakistan), a jego zastępcami pani Blanche Margaret Meagher (Kanada) i Wilhelm Billig (Polska).

Rada Gubernatorów przedłużyła na następny rok kadencję Naukowego Komitetu Doradczego w składzie: H. J. Bhabha (Indie), L. Cintra do Prado (Brazylia), W. S. Emilianow (ZSRR), B. Goldschmidt (Francja), W. B. Lewis (Kanada), Sir William Penney (Zjednoczone Królestwo) i I. I. Raabi (USA).

Program MAEA na r. 1963

Wytyczne programu Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej na r. 1963 zostały podane w zeszycie październikowym biuletynu Agencji. Całkowity budżet ma w roku

1963 wynosić 9 562 100 \$, to jest o 7,5% więcej niż w r. 1962, z tego 7 337 500 \$ pokryją składki państw członkowskich, a resztę dobrowolne dotacje tych państw oraz organizacji międzynarodowych, jak na przykład UNESCO.

W bieżącym roku ma być znacznie rozszerzony program pomocy technicznej MAEA — do krajów rozwijających się ma być wysłanych 90 ekspertów oraz wyposażenie wartości ponad 250 000 \$.

Zapotrzebowanie na stypendia wzrasta ogromnie i Agencja nie będzie mogła w tym roku zapewnić stypendiów wszystkim ubiegającym się o nie, mimo podniesienia liczby stypendiów przekazanych przez państwa członkowskie do rozporządzenia Agencji.

Program MAEA przewiduje wreszcie cały szereg sympozjonów i konferencji na temat fizyki jądrowej i pokojowych zastosowań energii jądrowej.

Nowy dyrektor Wydziału Reaktorów MAEA

27 grudnia 1962 objął urzędowanie nowy dyrektor Wydziału Reaktorów MAEA, dr Francis T. Miles (poprzednio dyrektor Wydziału Inżynierii Reaktorowej Brookhaven National Laboratory).

Dr Miles jest chemikiem, w czasie II wojny światowej pracował wspólnie z W. F. Libby'm nad rozdzielaniem izotopów metodą dyfuzji gazowej, po wojnie zajmował się problemami wydzielania ^{235}U z naświetlonego paliwa reaktorowego i wydzielania ^{238}U przez naświetlanie toru neutronami.

Podróże Dyrektora Generalnego

Dyrektor Generalny Międzynarodowej Agencji Atomowej — dr Sigvard Eklund wyjechał w pierwszych dniach marca do Tokio, gdzie brał udział w obradach sympozjum na temat zastosowań radioizotopów w hydrologii. W dniach 11—15 marca dr Eklund wziął udział w Konferencji Krajów Azjatyckich na temat Pokojowych Zastosowań Energii Jądrowej. Następnie dr Eklund udał się z Japonii do Kairu,

gdzie w dniu 18 marca dokonał otwarcia Środkowo-wschodniego Regionalnego Ośrodka Radioizotopów dla Krajów Arabskich.

Na przełomie marca i kwietnia dr Eklund udaje się do Związku Radzieckiego na zaproszenie tamtejszego Państwowego Komitetu do spraw Wykorzystania Energii Jądrowej.

Publikacje MAEA

Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej wydała w ciągu roku 1962 około 40 książek naukowych i technicznych oraz prawie 100 broszur i periodyków. Ostatnio ukazały się między innymi:

Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (sprawozdanie z konferencji w Salzburgu we wrześniu 1961),

Radiation Damage in Solids, Vol. II (fragment sprawozdania z konferencji w Wenecji w maju 1962),

Thermodynamics of Nuclear Materials (sprawozdanie z sympozjum w Wiedniu w maju 1962),

Semiconductor Nuclear Particle Detectors (bibliografia zawierająca 612 odnośników).

Basic Safety Standards for Radiation Protection (dopuszczalne dawki dla pracowników zatrudnionych przy produkcji, obróbce, transporcie i badaniach izotopów promieniotwórczych. Dyrektor Generalny MAEA proponuje, aby państwa członkowskie przy ustalaniu przepisów krajowych wzięły za podstawę dawki przyjęte przez MAEA.).

XVIII Zjazd Fizyków Polskich

W dniach od 11 do 14 września 1963 odbędzie się w Katowicach XVIII Zjazd Fizyków Polskich. Referaty z prac własnych wygłaszane będą w 11 sekcjach: fizyki teoretycznej, fizyki jądrowej, fizyki ciała stałego, optyki wszystkich długości fal, cieczy i chemii kwantowej, ferromagnetyzmu i ferroelektryzmu, akustyki i ultradźwięków, fizyki technicznej, biofizyki, referatów różnych oraz dydaktyki fizyki.

Wobec tego, że Zjazd ma się odbyć w Katowicach, można przyjąć jako hipotezę roboczą, że jest on organizowany przez Oddział Gliwicki Polskiego Towarzystwa

Fizycznego, aczkolwiek w rozestanych zaawizowaniach brak jakichkolwiek informacji w tym przedmiocie.

Miasto na sprzedaż

Izba Reprezentantów Kongresu Stanów Zjednoczonych uchwaliła projekt ustawy o sprzedaży w ręce prywatne domów i sklepów w Los Alamos, mieście będącym własnością rządu federalnego. Jak wiadomo Los Alamos powstało w czasie II wojny światowej jako ośrodek ściśle tajnych wówczas badań nad wyzwoleniem energii jądrowej.

Spektroskopia miękkich promieni X

Narodowe Biuro Wzorców Stanów Zjednoczonych wydało bibliografię prac z dziedziny spektroskopii miękkich promieni X — *Annotated Bibliography on Soft X-ray Spectroscopy*, Monograph No 52, Washington 1962, cena 1 dolar.

Bibliografia zawiera około 550 odnośników do publikacji z okresu 1950—1960, oraz nieco odnośników do prac wcześniejszych i artykułów przeglądowych. Przy zbieraniu bibliografii położono główny nacisk na zastosowania spektroskopii miękkich promieni X do badań pasm energetycznych w metalach i stopach.

Physics of Condensed Matter

Springer Verlag rozpoczął wydawanie czasopisma poświęconego właściwościom termicznemu, elektrycznemu, magnetycznemu i optycznemu ciał stałych i cieczy — *Physics of Condensed Matter*. Redaktorem Naczelnym jest G. Busch (Zurych).

Zadaniem czasopisma jest możliwie jak najszybsze publikowanie prac z tej dziedziny i dlatego poszczególne zeszyty będą ukazywały się nieperiodycznie, w miarę napływu materiału do redakcji.

Solid State Communications

Zaczął ukazywać się jeszcze jedno czasopismo z dziedziny ciała stałego — *Solid State Communications* — mające na celu

szybkie publikowanie krótkich komunikatów. Czasopismo to ma zastąpić dział listów w *Journal of the Physics and Chemistry of Solids*. Wydawcą jest Pergamon Press, w skład komitetu redakcyjnego weszli P. Aigrain (Ecole Normale Supérieure), H. Brooks (Harvard University), E. Burstein (University of Pennsylvania), G. Leibfried (Rhein Wests. Technical Institute), W. M. Lomer (Harwell), H. Suhl (University of California, La Jolla).

Atomic Energy Review

Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej przystąpiła do wydawania kwartalnika *Atomic Energy Review*, który zawierać ma artykuły przeglądowe z fizyki jądrowej, fizyki reaktorów, radiochemii, elektroniki oraz notatki bibliograficzne i sprawozdania z konferencji. Redaktorem Naczelnym jest W. G. Szewczenko (MAEA), w skład Komitetu Redakcyjnego weszli: E. Broda (Uniwersytet Wiedeński), C. Chagas (Instytut Biofizyki, Rio de Janeiro), H. P. Jammet (Komisariat Energii Atomowej, Paryż), E. Kowalski (Instytut Badań Jądrowych, Warszawa), E. Meier Leibnitz (Niemiecka Wspólnota Badawcza, Monachium), R. H. Mole (Rada Badań Medycznych, Harwell), R. M. Sievert (Instytut Radiofizyki, Sztokholm), L. Silverman (Wydział Zdrowia Publicznego Uniwersytetu Harvard), A. Weinberg (Oak Ridge National Laboratory).

Informator Nauki Skandynawskiej

Zjednoczenie skandynawskich akademii technicznych i rad do spraw badań, Nordforsk, wydało w dwu tomach *Scandinavian Research Guide*. Informator ten ma ułatwić rozwój współpracy w badaniach zarówno nad problemami podstawowymi jak i nad zastosowaniami. W książce uwzględniono m.in. instytuty i laboratoria, centralne organizacje badawcze i ośrodki informacji naukowej i technicznej w Danii, Finlandii, Islandii, Norwegii i Szwecji. Informator ukazał się nakładem norweskiej centrali

wydawnictw uniwersyteckich (Universitetsforlagets trykningscentral). Kosztuje około 10 dolarów.

Druga Szkoła Fizyki w Bergen

Latem ub. r. zorganizowano po raz drugi międzynarodową szkołę fizyki przy uniwersytecie w Bergen (Norwegia). Tematem pierwszej szkoły letniej w 1961 roku były układy wielocząstkowe, a drugiej cząstki elementarne. Większość wykładów w 1962 r. skupiała się wokół związków dyspersyjnych i słabych oddziaływań. Pośród kilkudziesięciu uczestników Szkoły byli m.in. Bernardini, Mandelstam, Primakoff i Telegdi. Wykłady zamierzano wydać w formie książki.

PTF

W r. 1962 działalność Polskiego Towarzystwa Fizycznego prowadzona była w 10 oddziałach: gdańskim, gliwickim, krakowskim, lubelskim, łódzkim, poznańskim, szecińskim, toruńskim, warszawskim i wrocławskim, skupiających 702 członków.

Podobnie jak w latach ubiegłych Polskie Towarzystwo Fizyczne rozwijało bardzo ożywioną akcję odczytową. Poza referatami czysto naukowymi, przeznaczonymi dla pracowników nauki, organizowano odczyty popularno-naukowe dla szerszej publiczności, przede wszystkim dla nauczycieli fizyki i dla uczniów wyższych klas szkół średnich. Ogółem w r. 1962 wygłoszono 360 referatów i odczytów.

W ramach umów o wymianie bezde wizowej z towarzystwami fizycznymi Czechosłowacji, NRD i Węgier gośćmi Polskiego Towarzystwa Fizycznego w r. 1962 byli: dr Tibor Hoffmann, dr Jano Pocza i dr Janos Felszerfalvi z Węgier, dr Marta Chytilova, Jaroslav Vachek i Jan Zouželka z Czechosłowacji oraz prof. H. Ostermann z NRD. Z Polski do krajów tych wyjeżdżali: dr Olgierd Gzowski (Gdańsk), prof. dr Michał Ha-launbrenner (Kraków), mgr Aniela Nowicka (Warszawa) — do Czechosłowacji, dr Halina Chęcińska (Warszawa), prof. dr Jan Wesołowski (Wrocław) i prof.

dr Włodzimierz Żuk (Lublin) — do NRD, oraz dr Apolonia Wrześcińska (Toruń) i mgr Henryk Łożykowski (Toruń) na Węgry. Ponadto na uroczystość stulecia Towarzystwa Matematyków i Fizyków Czechosłowackich wyjeżdżali w kwietniu 1962 delegowani przez Zarząd Główny PTF prof. dr Aleksander Jabłoński (Toruń) i dr Włodzimierz Ścisłowski (Warszawa).

W połowie października Zarząd Główny Polskiego Towarzystwa Fizycznego i Przemysłowy Instytut Elektroniki zorganizowały wspólnie jednodniowe kolokwium na temat wybranych zagadnień z zakresu fotoprzewodnictwa i elektroluminescencji niektórych związków krystalicznych.

Na skutek podjętej w r. 1961 przez Zarząd Główny Polskiego Towarzystwa Fizycznego inicjatywy utworzenia w Polsce Studium Biofizyki i kształcenia w tym kierunku kadry naukowej, Ministerstwo Szkolnictwa Wyższego zatwierdziło wprowadzenie na Uniwersytecie Warszawskim wykładów i innych zajęć dydaktycznych z tego przedmiotu począwszy od roku akademickiego 1963/4.

Nowy Zarząd Oddziału Lubelskiego PTF

W dniu 28 lutego 1963 r. wybrany został nowy zarząd Oddziału Lubelskiego PTF w składzie:

prof. dr Armin Teske — przewodniczący, prof. dr Danuta Stachórska — wiceprzewodniczący, mgr Tomasz Goworek — sekretarz, dr Stanisław Szpikowski — skarbnik, dr Mieczysław Subotowicz, mgr August Rakowski, mgr Edward Dowgird — członkowie zarządu.

G. Foëx

Dnia 20 stycznia 1963 zmarł w Strasbourgu znany fizyk francuski Gabriel Foëx, profesor Uniwersytetu w Strasbourgu, członek korespondent francuskiej Akademii Nauk.

Foëx uzyskał w r. 1921 stopień Doktora Nauk Uniwersytetu w Strasbourgu na podstawie pracy z dziedziny paramagnetyzmu. W całej jego dalszej działalności naukowej głównym zainteresowaniem pozostawały zagadnienia magnetyczne. Badał między innymi związki między momentem atomowym a polem cząsteczkowym, pola cząsteczkowe w kryształach oraz właściwości magnetyczne substancji mezomorficznych. Foëx był doskonałym eksperymentatorem, między innymi zbudował bardzo czułą aparaturę do precyzyjnych pomiarów zmian współczynnika magnetyzacji w zależności od temperatury.

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

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Sekretarz
Prof. dr WŁODZIMIERZ ŚCISŁOWSKI

Skarbnik
Dr HALINA CHĘCIŃSKA

Członek Zarządu
Doc. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Dr O. GZOWSKI
Gliwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI
Kraków — Prof. dr BRONISŁAW ŚREDNIAWA
Lublin — Prof. dr ARMIN TESKE
Łódź — Prof. dr FELIKS WIŚNIEWSKI
Poznań — Prof. dr FELIKS KARAŚKIEWICZ
Szczecin — Doc. dr JÓZEF KONARSKI
Toruń — Dr DANUTA FRĄCKOWIAK
Warszawa — Doc. dr JULIAN AULEYTNER
Wrocław — Doc. dr BOGDAN SUJAK

TREŚĆ

G. Cocconi — Fizyka wysokich energii (tłum. B. Średniawa)	393
B. Steginsky — Dynamika gazów zjonizowanych (tłum. E. Białas)	415
A. Eskreys — Obecny stan badań nad oddziaływaniami neutrina	435
T. Figielski — Efekty tunelowe w ciałach stałych	455
J. Szpilecki — Rozchodzenie się poprzecznych fal elektromagnetycznych w plazmie jednorodnej	467
W. Starkiewicz — Podstawy fizjologiczne zjawiska centralnego uzupełnienia barwnego	481
RECENZJE	
Mezony, Grawitacja, Antymateria (J. Babecki)	495
KRONIKA	497

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Cena w prenumeracie zł 90.— rocznie, zł 45.— półrocznie

Zamówienia i wpłaty przyjmują:

1. Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“, Kraków, ul. Worcella 6.
konto PKO nr 4-6-777.
2. Urzędy pocztowe i listonosze.
3. Księgarnie „Domu Książki“.

Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę 40% drożej. Zamówienie dla zagranicy przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wilcza 46, konto PKO nr 1-6-100.024.

Bieżące numery można nabyć lub zamówić w księgarniach „Domu Książki“ oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.