

J. Białka

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM IX

ZESZYT 5

1958

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski (Poznań),
Członkowie — Władysław Kapuściński (Warszawa),
Henryk Niewodniczański, czł. koresp. PAN (Kraków),
Wojciech Rubinowicz, czł. rzec. PAN (Warszawa),
Leonard Sosnowski (Warszawa)

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Ludwik Natanson (Warszawa)
Zastępca Redaktora Naczelnego — Karol Majewski (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Teoretycznej — Przemysław Zieliński (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Doświadczalnej — Kazimierz Rosiński (Warszawa)
Sekretarz Redakcji — Barbara Tulczyjew (Warszawa)

Adres Redakcji: Warszawa, Hoża 69

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem redakcji.
O przyjęciu do druku decyduje Rada Redakcyjna. Autorzy otrzymują
25 odbitek bezpłatnie.

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski (Poznań),
Członkowie — Władysław Kapuściński (Warszawa),
Henryk Niewodniczański, czł. koresp. PAN (Kraków),
Wojciech Rubinowicz, czł. rzec. PAN (Warszawa),
Leonard Sosnowski (Warszawa)

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Ludwik Natanson (Warszawa)
Zastępca Redaktora Naczelnego — Karol Majewski (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Teoretycznej — Przemysław Zieliński (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Doświadczalnej — Kazimierz Rosiński (Warszawa)
Sekretarz Redakcji — Barbara Tulczyjew (Warszawa)

Adres Redakcji: Warszawa, Hoża 69

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem redakcji.
O przyjęciu do druku decyduje Rada Redakcyjna. Autorzy otrzymują
25 odbitek bezpłatnie.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM IX, ZESZYT 5

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1958

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

Warszawa 1, ul. Miodowa 10

Nakład 1740 egz. (1651 + 111)	Oddano do składania 24.VII.58
Ark. wyd. 8,7 Ark. druk. 8,5	Podpisano do druku 2.XII.58
Rotograw. III kl. 80 g. 70 × 100	Druk ukończono w lipcu 1958.
Cena zł 15,-	Zamówienie nr 1172/58 A-82

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa

A. Salam

Imperial College, Londyn

Cząstki elementarne i symetrie czasoprzestrzeni*

W ostatnich latach ilość tzw. elementarnych cząstek wzrosła z zadziwiającą szybkością. Celem tego przeglądu jest usystematyzowanie możliwie jak najdokładniejsze naszej wiedzy w tej dziedzinie, uwzględniając mniej lub więcej historyczną kolejność odkrywania tych cząstek oraz rozwój związanych z nimi pojęć. Na pojęcia te położony jest nacisk, ponieważ są ściśle związane z wyobrażeniami fizyków o strukturze przestrzeni i czasu.

Pojęcie cząstki elementarnej powstało z wielowiekowych ludzkich poszukiwań ostatecznych, podstawowych i niepodzielnych jednostek, z których zbudowana jest materia. Chemicy dziewiętnastego stulecia dotarli prawie do końca tych poszukiwań poprzez stwierdzenie na podstawie układu okresowego, że cała materia w każdej ze swoich form zbudowana jest z 92 atomów różnego rodzaju. Wraz z pracami J. J. Thomsona i Rutherforda na początku bieżącego stulecia przyszło przekonanie, że wszystkie 92 atomy różnego typu zbudowane są wyłącznie z dwóch elementarnych cząstek elektronu i protonu. Są to stabilne, niepodzielne cząstki o określonej masie. Posiadają one następujące własności:

1. Elektron jest bardzo małym kawałkiem materii o masie równej 10^{-27} g; proton posiada masę około 2000 razy większą.

2. Elektron niesie ujemny ładunek równy około 10^{-10} j. e. s.; proton dodatni ładunek dokładnie tej samej wielkości.

Prace Plancka i Einsteina dołączyły wkrótce do tej listy trzecią elementarną cząstkę — foton. Zauważyli oni, że energia promieniowania pola elektromagnetycznego istnieje w postaci dyskretnej cząstek, które nazwano fotonami. Z tego punktu widzenia promień światła zawiera strumień fotonów, z których wszystkie poruszają się z tą samą prędkością.

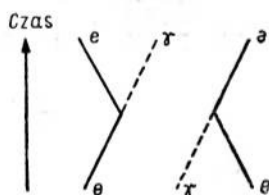
Elektron, proton i foton oddziałują ze sobą nazwijem w następujący sposób:

1. Zgodnie z klasyczną teorią Maxwella wszystkie naładowane cząstki wysyłają lub pochłaniają promieniowanie elektromagnetyczne, kiedy są przyspieszane. Zgodnie z poglądem Plancka i Einsteina

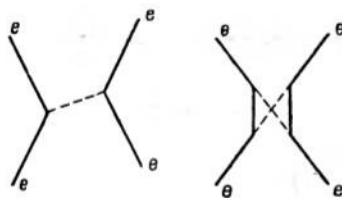
* Tłumaczenie artykułu opublikowanego w czasopiśmie „Endeavour” XVII, 97 (1958)

promieniowanie elektromagnetyczne istnieje w postaci fotonów. Oznacza to, że elektrony lub protony emitują lub absorbują fotony. Rysunek 1 jest przestrzenno-czasowym obrazem tego procesu emisji lub absorpcji. Na prawo elektron (ciągła linia) emituje foton (kreskowana linia), na lewo elektron absorbuje foton.

2. Zgodnie z teorią Maxwella jedna naładowana cząstka przyciąga lub odpycha inną naładowaną cząstkę przez stworzenie uprzednio pola elektromagnetycznego w otaczającej ją przestrzeni. Pole to z kolei od-



Rys. 1.



Rys. 2.

działuje na drugą naładowaną cząstkę. Zgodnie z obecnym poglądem może to być przedstawione jako emisja jednego (lub wielu) fotonów przez jeden elektron i reabsorpcja przez drugi (rys. 2).

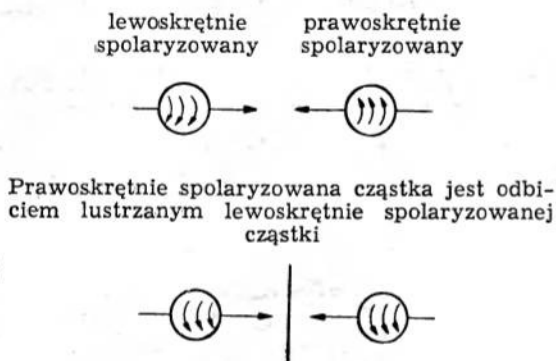
3. Emisja i absorpcja fotonów oraz ich wymiana między dwoma elektronami lub między elektronem i protonem musi zachodzić zgodnie z tym, co nazywamy prawami zachowania. Wymagają one, żeby

(i) W każdym fizycznym procesie (a) całkowity ładunek Q , (b) ilość elektronów N_e i (c) ilość protonów N_p były takie same przed i po reakcji. Ilość fotonów natomiast może być inna na początku niż na końcu.

(ii) W każdym procesie (a) całkowita energia E , (b) całkowity pęd P i (c) całkowity moment pędu J wszystkich cząstek muszą pozostać takie same przed i po oddziaływaniu.

Te tzw. prawa zachowania są prawami doświadczalnymi. Mogą one jednakże łatwo być powiązane z pojęciami dotyczącymi struktury czasoprzestrzeni. Można pokazać, że powiedzenie „energia i pęd zachowują się” jest równoznaczne z powiedzeniem, że wyniki doświadczenia są niezależne od tego, gdzie w przestrzeni i kiedy w czasie jest ono przeprowadzane. Jest to zasada translacyjnej symetrii czasoprzestrzeni. Można również pokazać, że stwierdzenie: „moment pędu jest zachowany” jest równoznaczne ze stwierdzeniem, że wyniki doświadczenia nie zmieniają się, jeśli całą aparaturę doświadczalną obrócimy o pewien kąt. Jest to zasada obrotowej symetrii przestrzeni. Ażeby nadać dokładne znaczenie pojęciu zachowania momentu pędu, okazało się koniecznym przypisanie

każdej elementarnej cząstce wewnętrznego momentu pędu (spinu). W szczególności należy przypisać fotonowi spin równy 1 oraz elektronowi i protonowi spin równy 1/2. Aby wyjaśnić pojęcie wewnętrznego momentu pędu możemy w przybliżeniu traktować elektron (lub proton) jako wirujący obiekt. Jeśli elektron porusza się, oś jego spinu może w szczególnym przypadku być ustawiona wzdłuż kierunku ruchu. W tym przypadku spin może dla kogoś patrzącego wzdłuż toru cząstki wyglądać jako zgodny z ruchem wskazówek zegara lub przeciwny do tego kierunku. Innymi słowami, elektron może poruszać się i obracać jako śruba prawoskrętna (elektron spolaryzowany prawoskrętnie) lub jako śruba lewoskrętna (elektron spolaryzowany lewoskrętnie). W strumieniu swobod-



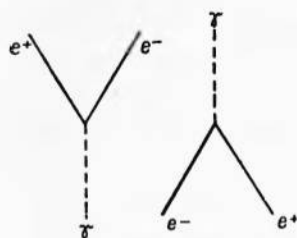
Rys. 3.

nym elektronów połowa z nich jest spolaryzowana prawoskrętnie a połowa lewoskrętnie (rys. 3).

Jasne jest, że prawoskrętnie spolaryzowany elektron jest odbiciem lustrzanym lewoskrętnie spolaryzowanego elektronu. Na ten ważny punkt powołamy się dalej.

Do tych wniosków o strukturze czasoprzestrzeni prace P. A. M. Diraca prowadzone w ciągu 1928 r. [1] dodały nowe głębokie pojęcie. Potrafił on mianowicie pokazać, w oparciu o ogólne zasady, że wszystkie cząstki muszą występować w przyrodzie w parach. Każdej cząstce odpowiada antycząstka o dokładnie tej samej masie i spinie, lecz przeciwnym ładunku. A więc istnienie ujemnego elektronu pociąga możliwość istnienia dodatniego antyelektronu (tzw. pozytronu), jeśli istnieje proton, musi też istnieć antyproton. Z istnienia atomu wodoru możemy wywnioskować, że może też istnieć atom antywodoru o dokładnie takich samych poziomach energetycznych.

Dalej Dirac pokazał, że kiedy cząstka i antycząstka zderzają się, obie znikają, przy czym ich energia, pęd i moment pędu przechodzą na foton. Odwrotnie foton przy odpowiednich okolicznościach może wytworzyć parę składającą się z cząstki i antycząstki.



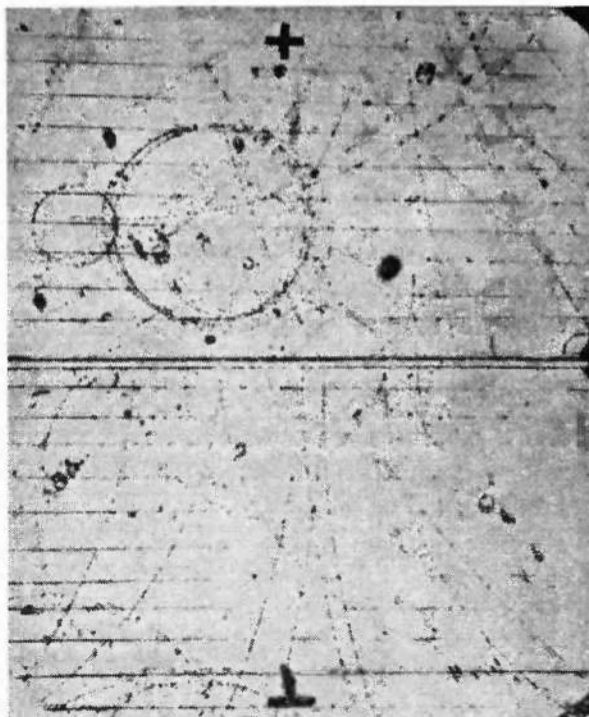
Rys. 4.

Rys. 4 stanowi czasoprzestrzenną ilustrację tego procesu.

Na prawo foton tworzy parę składającą się z elektronu i pozytronu. Na lewo para elektronowo-pozytronowa znika przy emisji fotonu. Żeby to uwzględnić musimy zmodyfikować dwa z naszych praw zachowania, mianowicie prawa, że $N_e = \text{constans}$ i $N_p = \text{constans}$, sformułować jako $N_e - N_{e^-} = \text{constans}$ i $N_p - N_{p^-} = \text{constans}$,

e^- oznacza tu pozytron, p^- — antyproton etc.

Ta praca Diraca była jedną z najbardziej doniosłych w historii fizyki. Odkryła ona głęboką symetrię w przyrodzie. Dostarczyła ona mechanizm, przy pomocy którego pary elektronowo-pozytronowe mogą być kreowane lub anihilowane. Niedługo po ukazaniu się pracy Diraca



Rys. 5. Lawina fotonów przechodząc przez płytkę ołowianą wytwarza pary elektronowo-pozytronowe w dalszej części komory jonizacyjnej

C. D. Anderson i P. M. S. Blackett otrzymali świetne doświadczalne potwierdzenie tworzenia par przez lawiny fotonów. Rys. 5 pokazuje fotony przechodzące przez płytkę ołowianą. Jako nienaładowane nie zostawiają one śladów. Można jednak zobaczyć pary przeciwnie naładowanych cząstek stworzonych równocześnie, których torzy zakrzywiane są na prawo i na lewo w polu magnetycznym, które zostało wytworzone w komorze w kierunku prostopadłym do powierzchni rysunku.

Reasumując, dotychczas rozważaliśmy pięć elementarnych cząstek: foton, dodatni i ujemny elektron, dodatni i ujemny proton. Siły między dwoma elektronami lub między elektronem i protonem mogą być w zupełności wyjaśnione w oparciu o ładunki tych cząstek i wymianę fotonów między nimi. Dalszy rozwój tego przedmiotu wiąże się ze stwierdzeniem, że siły między protonami są jedynie częściowo wyjaśnione przy pomocy tego mechanizmu. Gdy dwa protony zbliżają się do siebie na odległość mniejszą niż 10^{-13} cm powstaje między nimi o wiele większa siła, tzw. siła jądrowa. Siła ta jest 100-krotnie większa od siły elektromagnetycznej spowodowanej wymianą fotonów. Mniej więcej w tym samym czasie nastąpiło odkrycie neutronu — naszej szóstej elementarnej cząstki i stwierdzenie, że wszystkie jądra atomowe zawierają mniej więcej tę samą ilość neutronów co protonów. Neutron posiada mniej więcej tę samą masę co proton, lecz różni się od niego tym, że nie posiada ładunku. Z bardzo dobrym przybliżeniem siła między protonem i neutronem jest równa sile między dwoma protonami. Neutron i proton mogą być w istocie uważane za dwa stany nienaładowany i naładowany tej samej podstawowej cząstki.

Przeznaczeniem neutronów było wzbogacenie w zadziwiający sposób pojęć w tej dziedzinie. Jest on niewiele cięższy niż proton. Po około dwunastu minutach swobodny neutron rozpada się na proton i elektron. Wydaje się, że w rozpadzie tym całkowita energia, pęd i moment pędu przed i po reakcji nie równoważą się. Było to sprawdzenie wiary fizyków teoretyków w pojęcia, które sami stworzyli. Jeśli odrzuci się żądanie, żeby prawa zachowania były spełnione, trzeba skorygować swoje wyobrażenia o strukturze czasoprzestrzeni. Żeby rozwiązać ten problem W. P a u l i podał myśl, że przy rozpadzie neutronu musi być emitowana jeszcze jedna neutralna cząstka o zerowej masie spoczynkowej, które niesie brakującą energię, brakujący pęd i brakujący moment pędu. Cząstkę tę nazwano neutrino. Odkrycie neutronu wprowadziło więc dwie nowe elementarne cząstki — sam neutron i neutrino.

Czy neutron jest jednak cząstką elementarną? Cząstki, z którymi dotychczas mieliśmy do czynienia elektron, proton, foton, a nawet neutrino są wszystkie stabilnymi, niepodzielnymi cząstkami. W wypadku neu-

tronu nie jest to prawdą. Z pewnością w skali czasów jądrowych rozpad neutronu jest procesem bardzo powolnym. Procesy innego typu, które rozpatrywaliśmy, takie jak emisja i absorpcja fotonu trwają około 10^{-19} sek. W tej skali rozpad neutronu jest z pewnością bardzo powolny. Nie mniej jednak fakt rozpadu pozostaje i zmusza nas do następującego kompromisu. Musimy podzielić wszystkie podstawowe oddziaływania na trzy klasy:

1. Oddziaływania jądrowe, dzięki którym powstają siły $p-n$, $p-p$ i $n-n$. Są to najsilniejsze oddziaływania, jakie mamy w przyrodzie.

2. Oddziaływania elektromagnetyczne, które dają siły $p-e$ i $e-e$. Są one pośrednio silne.

3. Słabe oddziaływania, które są odpowiedzialne za rozpad neutronu.

Względne siły tych oddziaływań stoją do siebie w stosunku jak $1 : 10^{-2} : 10^{-12}$. Dopóki słabe oddziaływania można zaniedbać neutron

T a b e l a 1
Porównanie silnych, elektromagnetycznych i słabych oddziaływań

	silne (10^{-22} sek.) $p, n, A, \Sigma, \Xi, \pi, K$	elektromagne- tyczne (10^{-18} sek.) $p, \pi \pm, \Sigma \pm, K \pm, e^-$ $e \pm, \mu \pm, \gamma$	słabe (10^{-10} sek.) $n, \pi, \mu, A, \Sigma, \Xi, K$ rozpady
1. Zachowanie ładunku	tak	tak	tak
2. Zachowanie ciężkich cząstek Czasoprzestrzeń	tak	tak	tak
3. Symetria translacyjna	tak	tak	tak
4. Symetria obrotowa	tak	tak	tak
5. Symetria przy odbiciach przestrzennych	tak	tak	nie
6. Symetria przy odbiciach czasowych	tak	tak	?
7. Symetria obrotowa w prze- strzeni izotopowej	tak	nie	nie
8. Symetria cząstka-anty- cząstka	tak	tak	nie

jest elementarny, stabilny i niepodzielny. Dopóki elektromagnetyczne oddziaływania są zaniedbywalne neutron i proton są identyczne. W ten sposób wszystkie cząstki są elementarne lecz niektóre są bardziej elementarne od innych.

Nasz przegląd doprowadził nas do 1935 roku, kiedy to H. Y u k a w a [2] zaczął rozważać problem specyficznie jądrowej siły. Widzieliśmy, że

elektromagnetyczne oddziaływania naładowanych cząstek mogą być przedstawione jako spowodowane wymianą fotonów. Yukawa dowiódł, że całkowicie analogicznie do tego siły między protonem i neutronem muszą również być wytworzone przez wymianę pewnej cząstki nowego typu, którą nazwał mezonem. Z charakterystycznych cech sił jądrowych Yukawa wydedukował, że:

1. Mezony muszą posiadać masę. Muszą one być około 300 razy cięższe niż elektron.

2. W przeciwieństwie do fotonów mezony muszą być naładowane i neutralne.

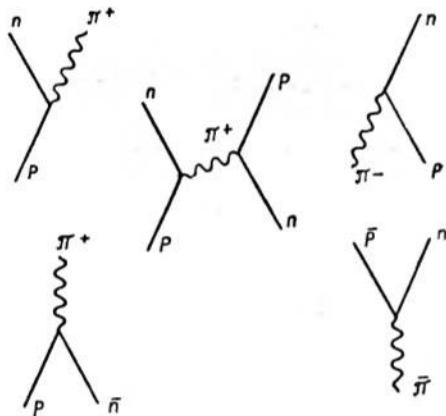
3. Podobnie jak fotony mezony powinny być emitowane i absorbowane pojedynczo przez protony lub neutrony.

4. Przy odpowiednich okolicznościach jedna taka cząstka może stworzyć parę proton-antyproton lub neutron-antyneutron. Odwrotnie nukleon i antynukleon mogą anihilować wzajemnie przy czym energia i pęd przechodzą na mezon (rys. 6).

Odkrycie mezonu na drodze doświadczalnej przez C. F. Powell'a w 1947 r. tworzy podniecający rozdział w historii fizyki. Cząstki Yukawy są obecnie nazywane mezonami Π (π^+ , π^0 , π^- — zgodnie z ładunkiem) (rys. 7).

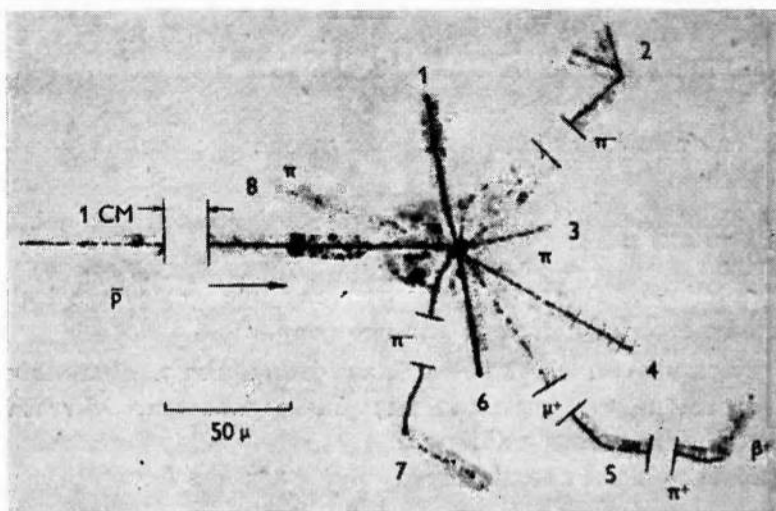
Rozważając bardziej dokładnie silne oddziaływanie na tym etapie stwierdzamy, że siły jądrowe powstają pomiędzy dwiema cząstkami jądrowymi (p , n) i trzema mezonami (π^+ , π^0 , π^-). Jak to już zostało poprzednio podkreślone, siły jądrowe są znacznie większe niż elektromagnetyczne.

Wobec tego ładunek cząstki jest z dokładnością do jednej setnej do zaniedbania przy rozważaniach reakcji między nukleonami. Z bardzo dobrym przybliżeniem proton i neutron są więc identycznymi cząstkami i podobnie również trzy mezony π . Fakt, że istnieją trzy równoważne sobie mezony π natychmiast sugeruje, że powinniśmy traktować je formalnie jako składowe wektora w trójwymiarowej przestrzeni. Żeby odróżnić tę abstrakcyjną przestrzeń od zwykłej przestrzeni nazywamy ją przestrzenią izotopową. Równoważność trzech mezonów π jest wobec te-



Rys. 6. Linie ciągłe reprezentują protony lub neutrony, linie faliste reprezentują mezony. Należy zauważyć podobieństwo między oddziaływaniami mezonu z nukleonem i oddziaływaniem fotonu z elektronem na rys. 1. i 2.

go formalnie ustanowiona jako konsekwencja obrotowej symetrii w przestrzeni izotopowej. Jak poprzednio było zaznaczone, obrót związany



Rys. 7. Przykład zderzenia $\bar{p} + p$. Wytworzona została pewna ilość mezonów π .

jest z momentem pędu i możemy, analogicznie do zwykłej przestrzeni, przypisać wewnętrzny izotopowy „spin” I_z mezonom π . Na tej podstawie π^+ odpowiada $I_z = 1$; π^0 — $I_z = 0$; π^- — $I_z = -1$. Stosując tę analogię do nukleonu, który istnieje w dwóch równoważnych stanach (proton i neutron) możemy przypisać $I_z = 1/2$ protonowi i $I_z = -1/2$ neutronowi. Dokładnie tak samo, jak w zwykłej przestrzeni obrotowa przestrzenna symetria pociąga zachowanie momentu pędu, tak i w izotopowej przestrzeni obrotowa symetria pociąga zachowanie spinu izotopowego.

Tak więc w każdym jądrowym oddziaływaniu zachowują się nie tylko energia, pęd i moment pędu, lecz również spin izotopowy. Istnieje jednak ważna różnica pomiędzy tym nowym prawem zachowania i innymi prawami zachowania. Jasne jest, że oddziaływania elektromagnetyczne przez to, że odróżniają cząstki naładowane od neutralnych naruszają obrotową symetrię w tej przestrzeni, a więc prawo zachowania całkowitego spinu izotopowego jest tylko przybliżone.

Trzy nowe cząstki zostały dodane do naszej listy. Powstaje znów to samo pytanie co w stosunku do neutronu. Czy są to cząstki stabilne? Odpowiedź brzmi „nie”. Rozpad tych wszystkich trzech cząstek posiada nowe charakterystyczne cechy.

Rozważmy najpierw π^- . Można by się spodziewać, że cząstka ta rozpadnie się na elektron i neutrino, π^- mogłaby przejść wirtualnie w parę antyproton-neutron i wtedy para ta mogłaby anihilować dając elektron

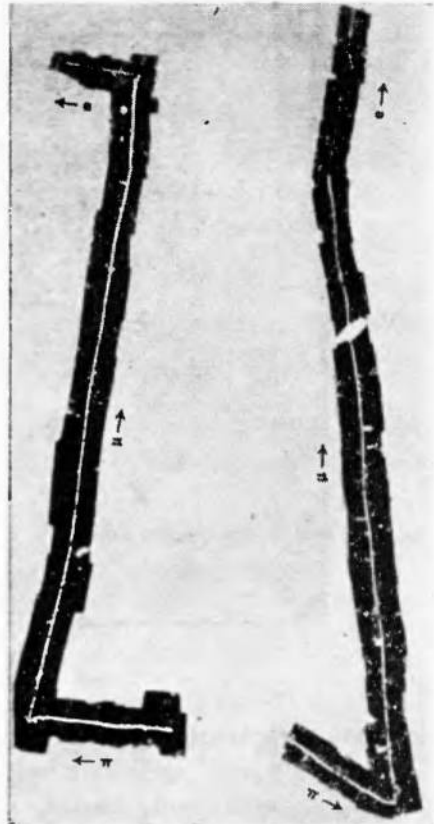
i neutrino. Z pewnych zupełnie niezrozumiałych powodów nie zdarza się to. Zamiast tego natura zupełnie nas zaskakuje. Mezon π rozpada się na nową cząstkę zwaną mezonem μ i na neutrino. Ta nowa cząstka — mezon μ jest około 200 razy cięższa niż elektron. Siła tego rozpadu jest identyczna z oddziaływaniem odpowiedzialnym za rozpad neutronu (rys. 8).

Tajemnica mezonu π nie kończy się tu. W około 10^{-6} sek mezon μ rozpada się samorzutnie na elektron i dwa neutrino. Pod względem ilościowym wydaje się, że jest to znowu to samo oddziaływanie, co oddziaływanie odpowiedzialne za rozpad π . Bez wahania można powiedzieć, że mezon μ jest najbardziej tajemniczą cząstką w fizyce. Nie znamy żadnego powodu jej istnienia. Nie wiemy też, dlaczego musi ona posiadać tak dużą masę.

Dotychczas rozważaliśmy historię do 1947 r. W ciągu ostatnich kilku lat po świetnym odkryciu dokonanym przez C. C. Butlera i G. D. Rochester'a zostało odkrytych osiem nowych cząstek i musimy teraz zająć się nimi. Dzielą się one na dwie odrębne kategorie:

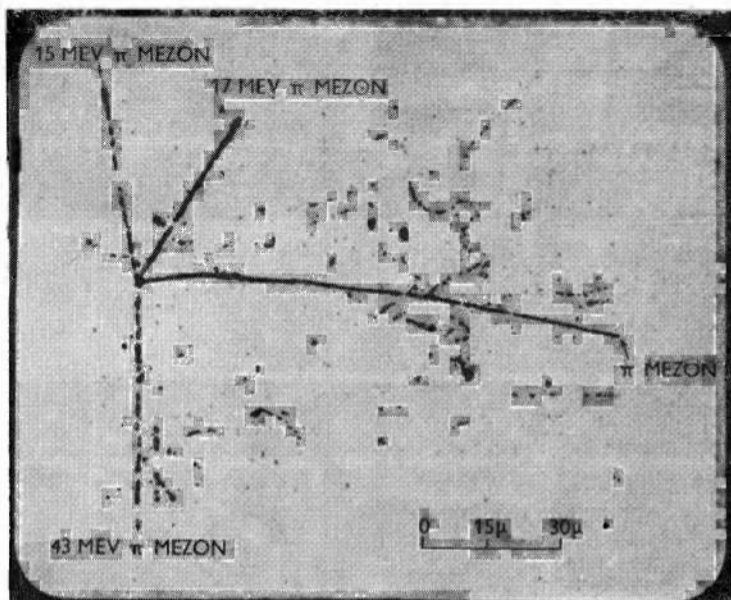
1. Istnieje sześć cząstek, z których każda jest cięższa od protonu, oznaczonych przez Λ^0 , Σ^+ , Σ^- , Σ^0 , Ξ^0 i Ξ^- . Wszystkie one rozpadają się na proton lub neutron, przy czym siła tego rozpadu jest znów ilościowo taka sama, jak dla rozpadu n , π^\pm i μ^\pm . Ponieważ proton lub neutron jest jednym z końcowych produktów rozpadu, spełnione jest jeszcze prawo zachowania ilości ciężkich cząstek. Jednakże teraz brzmi ono $N_p + N_n + N_\Sigma + N_\Lambda + N_\Xi - (N_{\bar{p}} + N_{\bar{n}} + N_{\bar{\Lambda}} + N_{\bar{\Sigma}} + N_{\bar{\Xi}}) = \text{constans}$, gdzie N oznacza ilość cząstek typu zaznaczonego przez wskaźnik.

2. Istnieją również cząstki o masie pośredniej między nukleonami a mezonami π , które ostatecznie rozpadają się na elektrony i neutrino. Są to cząstki K^+ i K^0 (rys. 9).



Rys. 8. Dwa przykłady kolejnego rozpadu $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$

Te osiem cząstek posiada pewne nieoczekiwane cechy i przez kilka lat nazywane były „dziwnymi” cząstkami. Z obfitości ich produkcji wydaje się jasne, że ich wzajemne oddziaływania są silne w naszym technicznym sensie. Wiemy, że spin izotopowy jest wyróżniającą się cechą silnych oddziaływań. Wydaje się stosowne przypisać każdej z tych czą-



Rys. 9. Przykład rozpadu K: $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$. A — punkt, w którym mezon π (17 MeV) opuszcza emulsję

stek pewną wartość spinu izotopowego i zażądać, żeby w oddziaływaniach między nimi spełnione było prawo zachowania spinu izotopowego. To przyporządkowanie zostało dokonane częściowo na podstawie teoretycznej a częściowo fenomenologicznej przez M. Gell - Manna i K. Nishijimę [3, 4] w 1953 r. Wyniki okazały się w istocie wstrząsające. Oto niektóre z nich:

1. W każdym procesie zderzenia, w którym występują mezony π i nukleony, te „dziwne” cząstki nie tylko mogą być wytwarzane, lecz zawsze muszą wystąpić przynajmniej dwie z nich. Na przykład $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$.

2. W tym samym zderzeniu możliwe jest wytworzenie $\Lambda^0 + K^0$, $\Sigma^0 + K^0$, $\Sigma^- + K^+$, lecz nigdy $\Sigma^+ + K^-$ nawet mimo to, że całkowity ładunek, ilość ciężkich cząstek etc. równoważą się po obu stronach reakcji. Wytlumaczenie tego poprzez prawo zachowania spinu izotopowego jest natychmiastowe. Zauważmy przy pomocy tabeli, że całkowita wartość I_z dla $\pi^- + p$ jest $-1 + 1/2 = -1/2$. Dla $\Sigma^- + K^+$ na przykład

Tabela 2
Elementarne cząstki (1958)

Cząstka	Masa spoczynkowa	Spin	I_z	Czas rozpadu (sek.)	Produkty rozpadu	Antycząstka
1. γ	0	$+1$		∞	stabilna cząstka	γ
2. e^-	1	$\pm \frac{1}{2}$		∞	stabilna cząstka	e^+
3. μ^-	207	$\pm \frac{1}{2}$		10^{-6}	$e^- + \nu + \bar{\nu}$	μ^+
4. ν^0	0	$+\frac{1}{2}$		∞	stabilna cząstka	$\bar{\nu}$ (spin $-\frac{1}{2}$)
5. p^+	1836	$\pm \frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	∞	stabilna cząstka	\bar{p}
6. n^0	1839	$\pm \frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	10^8	$p + e^- + \bar{\nu}$	\bar{n}
7. Λ^0	2180	$\pm \frac{1}{2}$	0	10^{-10}	$p + \pi^-$ lub $n + \pi^0$	$\bar{\Lambda}^0$
8. Σ^+	2331	$\pm \frac{1}{2}$	1	10^{-11}	$p + \pi^0$ lub $n + \pi^+$	$\bar{\Sigma}^+$
9. Σ^0	2331	$\pm \frac{1}{2}$	0	10^{-18}	$\Lambda^0 + \gamma$	$\bar{\Sigma}^0$
10. Σ^-	2345	$\pm \frac{1}{2}$	-1	10^{-10}	$n + \pi^-$	$\bar{\Sigma}^-$
11. Ξ^0	2590	$\pm \frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	10^{-10}	$\Lambda^0 + \pi^0$	$\bar{\Xi}^0$
12. Ξ^-	2590	$\pm \frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	10^{-10}	$\Lambda^0 + \pi^-$	$\bar{\Xi}^-$
13. π^+	273	0	1	10^{-8}	$\mu + \nu$	$\pi^-(I_z = -1)$
14. π^0	264	0	0	10^{-16}	2γ	π^0
15. K^+	966	0	$\frac{1}{2}$	10^{-8}	$\mu + \nu, 2\pi, 3\pi$	$K^-(I_z = -\frac{1}{2})$
16. K^0	966	0	$-\frac{1}{2}$	10^{-10}	$\pi^+ + \pi^-$ lub $\pi^0 + \pi^0$	$\bar{K}^0(I_z = +\frac{1}{2})$

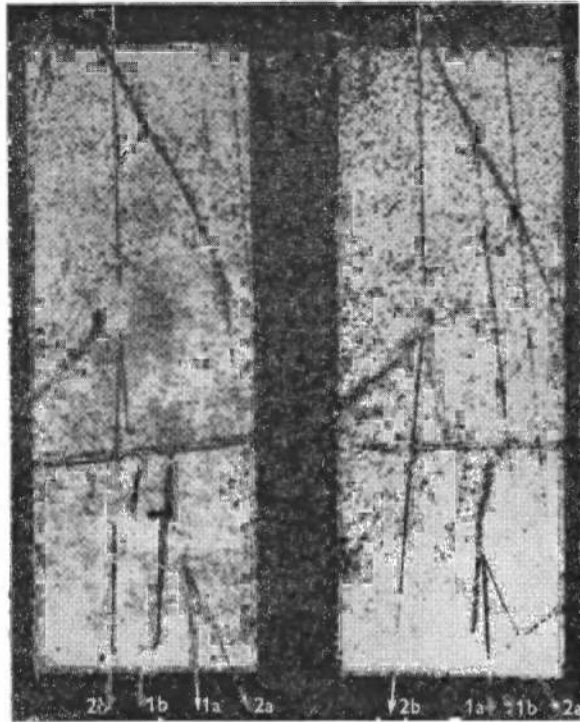
wynosi ona również $-1 + \frac{1}{2} = -\frac{1}{2}$. Dla $\Sigma^- + K^-$ natomiast $I_z = +\frac{1}{2}$ i wobec tego reakcja ta nie może zachodzić. Pitagorejczyk mógłby w tej chwili zawołać: „Liczbowe prawo Wszechświata”. Tak jak poprzednio cytowana przepowiednia, tak i wszystkie przewidywania uczynione przez teorię Gell - Manna Nishijimę zostały potwierdzone (rys. 10).

Streszczając wszystkie nasze odkrycia:

1. Silne oddziaływania zachodzą między $p, n, \Lambda^0, \Sigma^{0\pm}, \Xi^{0-}, \pi^{0\pm}, K^{0\pm}$. Są one scharakteryzowane przez zbiór następujących praw zachowania (tabela 1):

(i) Zachowanie ładunku Q ,

- (ii) Zachowanie ilości ciężkich cząstek $N_p + N_n + \dots - (N_{\bar{p}} + N_{\bar{n}} + \dots) = \text{constans}$,
- (iii) Zachowanie energii-pędu. Symetria translacyjna czasoprzestrzeni.



Rys. 10. Łączna produkcja $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$. Tory 1a i 2a są to p i π^- z rozpadu Λ^0 . Tory 1b i 2b reprezentują cząstki π^+ , π^- powstałe z rozpadu K^0 .

- (iv) Zachowanie spinu. Obrotowa symetria czasoprzestrzeni,
- (v) Zachowanie spinu izotopowego. Obrotowa symetria w przestrzeni izotopowej,
- (vi) Symetria cząstka-antycząstka.

Podporządkowując się tym zasadom każda reakcja, która może zachodzić, rzeczywiście ma miejsce.

2. Pośrednio silne oddziaływania zawierają oddziaływania elektromagnetyczne między wszystkimi naładowanymi cząstkami p^+ , Σ^\pm , Ξ^\pm , π^\pm , e^\pm , μ^\pm . Oddziaływania te są odpowiedzialne za rozpad π^0 i Σ^0 w czasie 10^{-17} sek. Prawa zachowania są tu te same z wyjątkiem (v).

3. Słabe oddziaływania są odpowiedzialne za samorzutny rozpad wszystkich cząstek z wyjątkiem p , e , ν i fotonu. Prawa zachowania są znów (i) do (iv) z wyjątkiem (v), które jest specyficzne dla silnych oddziaływań.

Zbliżyliśmy się teraz do ostatniego aktu naszego dramatu, który zaprowadzi nas aż do stycznia 1957 r. Mówiłem dotychczas o translacyjnej i obrotowej symetrii czasoprzestrzeni. Pomiąłem dwie dalsze własności symetrii związane z czasoprzestrzenią, a mianowicie symetrię przy odbiciach przestrzennych i symetrię przy odbiciach czasowych.

Rozważmy najpierw odbicie przestrzenne lub odbicie lustrzane. Ponieważ w lustrze prawa ręka odbija się jako lewa, symetria przy odbiciach przestrzennych jest tym samym co symetria między prawym i lewym. Myśl, że prawe i lewe są nierozróżniane pochodzi od *Leibniza*, który pierwszy sformułował ją precyzyjnie. Od czasów *Leibniza* aż do stycznia 1957 r. uważano, że nie ma żadnej wewnętrznej różnicy między prawym i lewym. Przed pójściem dalej podam dokładną postać, w jakiej prawo przestrzennych odbić zostało sformułowane. Podobnie jak *Dirac* pokazał, że każdej cząstce musi odpowiadać antycząstka, tak prawo odbić przestrzennych stwierdza, że jeśli istnieje cząstka, musi istnieć również druga, którą uzyskamy przez odbicie lustrzane pierwszej cząstki. Jeśli ma miejsce jakaś reakcja, to odpowiadająca jej reakcja widziana w lustrze musi być również możliwa. A więc jeśli mogą istnieć neutrina spolaryzowane prawoskrętnie, muszą również istnieć neutrina spolaryzowane lewoskrętnie. Dokładnie tak samo, jak obrotowa symetria czasoprzestrzeni prowadzi do zachowania spinu, tak symetria przy odbiciach przestrzennych prowadzi do zachowania własności znanej jako „parzystość”.

Symetria przy odbiciach przestrzennych lub inaczej zasada zachowania parzystości jest do przyjęcia z filozoficznego punktu widzenia. Ważniejszy jednak od argumentów filozoficznych jest fakt, że zasada ta spełniona jest we wszystkich silnych i elektromagnetycznych oddziaływaniach. W lecie 1956 r. *C. N. Yang* i *T. D. Lee* [5] zwrócili uwagę, że dotychczas nie ma żadnego doświadczenia, które udowodniałoby lub obalało ją w wypadku słabych oddziaływań i zaprojektowali pewną ilość doświadczeń, które mogłyby rozstrzygnąć tę sprawę. Wiara w to, że zasada ta jest spełniona we wszystkich oddziaływaniach była tak ugruntowana, że 17-go stycznia 1957 r. *W. Pauli* pisał do *V. Weiskopfa*: „Nie wierzę” („nie” jest mocno podkreślone przez autora), „żeby Bóg był mańkudem i gotów jestem założyć się o bardzo wysoką sumę, że doświadczenia dadzą symetryczne wyniki”.

Doświadczenia zostały zakończone w dwa dni po liście *Pauliego*. Od tej chwili są one powtarzane na całym świecie. Pokazały one w sposób niedwuznaczny, że przy słabych oddziaływaniach nie ma symetrii między prawym i lewym. Bardziej dokładnie doświadczenia te pokazały, że istnieją prawoskrętnie spolaryzowane neutrina, nie ma jednak neu-

trin spolaryzowanych lewoskrętnie. Odbijając neutrino w lustrze nie zobaczymy nic. Możliwe do pomyślenia jest, że te rezultaty doświadczalne mogły być odkryte dziesięć lat temu, ponieważ istniały na to dowody na wszystkich kliszach fotograficznych, na których uwidocznione były rozpady π^+ i μ^+ (rys. 8; oba zdjęcia są sprzed 1948 r.). Jeśli istnieje symetria przy odbiciach w kierunku ruchu mezonów μ , ta sama ilość elektronów powinna być emitowana ku przodowi co i do tyłu. Jeśli by ktoś zadał sobie trud policzenia tej ilości mógłby odkryć asymetrię. 27-go stycznia 1957 r. P a u l i pisał: „Teraz, gdy przeszedł pierwszy wstrząs zaczynam przychodzić do siebie. Tak, to było bardzo dramatyczne. W poniedziałek 21-go o 8-ej popołudniu miałem mieć wykład o teorii neutrina. O 5-ej popołudniu otrzymałem trzy doświadczalne prace... Jestem wstrząśnięty nie tyle przez fakt, że Bóg woli lewą stronę, ile przez fakt, że pojawia się on ciągle symetrycznie względem lewego i prawego w reakcjach silnych. Mówiąc krótko, aktualnym problemem wydaje się pytanie, dlaczego silne oddziaływania są symetryczne względem prawego i lewego”.

Wyjaśniając przyjacielowi klasycyście wielkość rewolucji jaka dokonała się w fizyce, zapytałem go, czy jakikolwiek z klasycznych pisarzy mówił kiedykolwiek o olbrzymach posiadających jedynie lewe oko. Wyznał on, że były opisywane olbrzymy o jednym oku i wyliczył mi pełną ich listę, wszyscy oni jednak swoje jedyne oko mieli umieszczone na środku czoła. Według mnie nasze odkrycie oznacza, że przestrzeń jest olbrzymem posiadającym tylko lewe oko.

Możnaby przytoczyć głębsze powody, dla których symetria między prawym i lewym powinna być naruszona, jeśli emitowane jest neutrino. Zostało pokazane, że dokładnie równa zeru masa spoczynkowa neutrina jest sprzeczna z symetrią między prawym i lewym. Straciliśmy zasadę symetrii, lecz prawdopodobnie uzyskaliśmy dokładnie zerową masę neutrina. Dziś ten zysk wydaje się nieważny w porównaniu ze stratą, lecz za kilka lat możemy myśleć przeciwnie.

Zasada odbić czasowych stwierdza istnienie symetrii między przeszłością a przyszłością; w naszym sformułowaniu nie mówi ona nic o przyczynowości, lecz stwierdza tylko co następuje: ilość cząstek K i Σ wytwarzanych w zderzeniu $\pi^+ + p$ jest taka sama, co ilość $\pi^- + p$ wytworzona w zderzeniu K z Σ . Wiadomo, że zasada ta jest spełniona w silnych oddziaływaniach. Mamy poważne powody żeby przypuszczać, że jest ona również spełniona w oddziaływaniach elektromagnetycznych. Nie ma dotąd doświadczenia, które sprawdzałoby ją w wypadku słabych rozpadów. Należy zaznaczyć, że jeśli zasada ta jest spełniona przy słabych rozpa-

dach, olbrzym o lewym oku patrząc w lustro nie widziałby olbrzyma o prawym oku, a tylko prawooocznego antyolbrzyma.

Niniejsze rozważania oparte były na założeniu, że struktura przestrzeni i czasu jest taka, jaką podaje szczególna teoria względności. Przyczyną zaniedbania wpływu grawitacji jest fakt, że siły grawitacyjne są słabsze, niż jakiegokolwiek tu rozpatrywane. Wynoszą one 10^{-34} w jednostkach użytych powyżej i wpływ ich może być zaniedbany z doskonałym przybliżeniem. Wracając do niektórych problemów fizyki cząstek elementarnych pytamy, dlaczego występują właśnie te cząstki. Czy zostaną jeszcze odkryte nowe cząstki? W wypadku cząstek oddziaływujących wydaje nam się, że rozumiemy głębsze powody ich istnienia dzięki pojęciu przestrzeni spinu izotopowego. Dlaczego ta przestrzeń istnieje, nie wiemy, lecz dzięki jej istnieniu wydaje się, że odkryliśmy już wszystkie cząstki oddziaływujące silnie, z wyjątkiem może jednej. Jest to nierozważne twierdzenie. Tego rodzaju twierdzenia były wypowiedane raz po raz w historii fizyki i zawsze okazywały się fałszywe. Muszę więc złagodzić je mówiąc, że grupa izotopowa może dopuszczać istnienie innych cząstek, lecz wszystkie one posiadałyby prawdopodobnie czas życia mniejszy niż 10^{-19} sek.

Nie znamy jeszcze głębszej zasady symetrii związanej z cząstkami należącymi do kategorii elektromagnetycznych i słabych oddziaływań. Może istnieć na przykład więcej cząstek towarzyszących mezonowi μ . Istotnie fakt, że oddziaływania między cząstkami należącymi do tych kategorii naruszają niektóre z symetrii silnych oddziaływań — to wszystko, co wiemy o tych cząstkach. Oddziaływania te wydają się odgrywać w pewnym sensie negatywną rolę. W przyrodzie musi istnieć hierarchia zasad symetrii. Niektóre z nich są bliższe sercu natury niż inne.

Wszystkie nasze rozważania nad tym, czy zostaną odkryte dalsze cząstki były przeprowadzane oczywiście niezależnie od tego, czy istnieją inne kategorie oddziaływań poza trzema wspomnianymi. Naturalnie jeśli tak jest, powstanie cała klasa nowych cząstek. Problem ten wiąże się z istnieniem praw zachowania. Dotychczas wierzymy, że cztery prawa zachowania spełnione są uniwersalnie. Czy istnieją dalsze oddziaływania jeszcze słabsze, dla których one również się załamują? Kosmologowie w swoich teoriach ciągłego powstawania sugerowali już, że energia i pęd rzeczywiście nie są zachowane, gdy rozważamy oddziaływania grawitacyjne. Z obecnego punktu widzenia hipoteza ta staje się całkowicie możliwa.

Gdy patrzę na tabelę cząstek elementarnych przychodzi mi do głowy tylko jedna myśl: jak bardzo uprzywilejowane jest nasze pokolenie przez to, że stało przed tym fascynującym zagadnieniem. Ludzie mówią o wielkiej ilości elementarnych cząstek, nadają im nawet niezwykle nazwy jak

„dziwne” cząstki; kiwają głowami nad załamaniem się „słabych” praw. Wierzę, że są to kamienie milowe na drodze do odkrycia wewnętrznej harmonii, do głęboko przenikającej symetrii. Mezon μ może wydawać się w tej chwili nie na miejscu. Gdy odkryjemy jego rzeczywistą naturę będziemy się dziwić, jak zgrabnie pasuje on do Wielkiego Schematu, jak bardzo integralną jest częścią czegoś głębszego, najwyższego. Wiara w wewnętrzną harmonię natury będzie płacić dywidendy w przyszłości. Jestem głęboko przekonany, że tak będzie zawsze.

Tłumaczyła Z. Białynicka-Birula

Literatura

1. P. A. M. Dirac, *Principles of Quantum Mechanics*, Oxford University Press, London 1947.
2. H. Yukawa, *Proc. phys. math. Soc. Japan* **17**, 48 (1935).
3. N. Gell-Mann, *Phys. Rev.*, **92**, 833 (1953).
4. K. Nishijima *Prog. theor. Phys.*, Osaka, **10**, 581 (1953) .
5. C. N. Yang and T. D. Lee, *Phys. Rev.*, **104**, (257).
6. A. Salam, *Nuovo Cim.*, **5**, 299, 1957).

W. Heisenberg
 Max-Planck-Institut
 für Physik, Göttingen

Kwantowa teoria pól i cząstki elementarne*

W artykule tym podamy ogólną dyskusję zagadnień teorii cząstek elementarnych łącznie z przeglądem prac [1—6] publikowanych na ten temat w czasopiśmie niemieckich. Dotyczą one specjalnego modelu teorii cząstek elementarnych, który został zbudowany, aby pokazać główne cechy takiej teorii; autor sądzi, że model ten opisuje w sposób jakościowo poprawny także rzeczywiste układy cząstek.

1. Ogólne uwagi o teorii pola i o cząstkach elementarnych

Każda próba zbudowania polowej teorii cząstek elementarnych musi już na początku natrafić na dobrze znane trudności wynikające z połączenia czasoprzestrzennej struktury szczególnej teorii względności z teorią kwantów. Zawsze gdy stosuje się zwyczajne reguły kwantowania do równania, które jest niezmiennicze względem transformacji Lorentza i opisuje oddziaływanie między polami, dochodzi się do rozbieżnych wyników. W obecnym stanie teorii trudno podać ścisły matematyczny dowód, że te trudności nie mogą być w całości usunięte; jak dotąd jednak nie znaleziono sposobu ich rozwiązania. Przez pewien czas wydawało się, że wyjście z trudności daje procedura renormalizacji. K ä l l e n i P a u l i [8] pokazali jednak, że w wypadku modelu L e e [7], jedynym, w którym matematyczna struktura teorii może być dokładnie zanalizowana, procedura renormalizacji prowadzi do pojawienia się tzw. „duchów” — stanów, które niszczą unitarność macierzy S i tym samym naruszają prawa teorii kwantowej. Aby w ramach teorii kwantowej uzyskać zbieżne schematy jest się zmuszonym wprowadzić oddziaływanie nielokalne [9] np. przy pomocy tzw. „cut-off factor” [10]. Powoduje to jednak odstępstwa od tego rodzaju przyczynowości [11], który wynika z czasoprzestrzennej struktury szczególnej teorii względności. Pozostaje zagadnieniem otwartym jak poważne od-

* Artykuł jest tłumaczeniem pracy ogłoszonej w Rev. Mod. Phys. 53, 613 (1958), wydrukowanym za zgodą autora i wydawcy.

strukturą. Nie powinno to być mylnie rozumiane jako pewne specyficzne określenie natury cząstki.

Aby uniknąć dwóch podstawowych trudności, o których była mowa, w ostatnich latach wielu fizyków skoncentrowało swoje wysiłki na badaniu macierzy S [13]. Macierz S jest wielkością daną bezpośrednio w doświadczeniu. Można zbudować macierz S , która spełnia warunek niezmienniczości lorentzowskiej i unitarność i nie zawiera rozbieżnych wyrażeń. Przy tym problem „elementarności” cząstek nie pojawia się bezpośrednio w macierzy S , gdyż padające i wychodzące cząstki są tu charakteryzowane przez funkcje falowe Ψ_{in} i Ψ_{out} niezależnie od tego czy są złożone czy nie. Formalizm macierzy S nie gwarantuje przyczynowości relatywistycznej. W wielu ostatnich pracach nakładano na macierz S dodatkowe warunki zapewniające relatywistyczną przyczynowość. Najlepiej znanym przykładem jest stosowanie związków dyspersyjnych [14]. Dopóki warunki gwarantujące przyczynowość dostarczają tylko związków między mierzonymi w doświadczeniu wielkościami mogą służyć jako bardzo użyteczne narzędzie do interpretacji danych doświadczalnych. Jeżeli jednak w ich sformułowaniu matematycznym korzysta się z ekstrapolacji macierzy S do obszaru przestrzeni pędów, w którym związki $p^2 + \kappa^2 = 0$ dla odpowiednich cząstek nie są spełnione ich wartość jest bardzo ograniczona, gdyż nie wiadomo co oznacza wektor p_u np. atomu wodoru w stanie podstawowym, gdy związek $p^2 + \kappa^2 = 0$ (gdzie κ jest całkowitą masą atomu w stanie podstawowym) nie jest spełniony. Innymi słowami: ekstrapolacja do tych obszarów przestrzeni pędów gdzie związek $p^2 + \kappa^2 = 0$ nie jest spełniony wymaga ewentualnego rozróżniania cząstek elementarnych od układów złożonych, które nie może być niczym więcej niż bardziej lub mniej właściwą konwencją. Nie będzie może przesadą powiedzieć, że stosowanie macierzy S jest bardzo pożyteczną metodą uzyskiwania wyników w procesach zderzeniowych, która omija podstawowe trudności teorii. Trudności te jednak muszą kiedyś być rozwiązane i wtedy trzeba będzie znaleźć formalizm matematyczny, który pozwoli wyliczyć masy cząstek i macierz S równocześnie. Macierz S jest ważną, ale bardzo skomplikowaną wielkością matematyczną, powinna być wyprowadzona z podstawowych równań pola, a nie służyć do sformułowania tych równań.

W wyniku powyższej dyskusji możemy spróbować ustalić pewne ogólne zasady obowiązujące teorię, która atakuje zagadnienie znalezienia fundamentalnych polowych równań materii.

1. Operatory polowe użyte do sformułowania równań nie są przyporządkowane konkretnym cząstkom jak proton, mezon itp., lecz opisują materię w ogólności.

2. Cząstki (elementarne lub złożone) otrzymuje się z równań polowych jako ich rozwiązania własne.

3. Wyjściowe równania są nieliniowe, aby mogły opisywać oddziaływania. Masy cząstek są konsekwencją tych oddziaływań. Pojęcie „nagiej” cząstki nie ma sensu.

4. Reguły wyboru rządzące powstawaniem i rozpadem cząstek wynikają z własności symetrii podstawowych równań. Empiryczne reguły wyboru dostarczają bliższych informacji o strukturze równań.

5. Poza regułami wyboru i własnościami niezmienniczymi jedyną do przyjęcia wskazówką jest prostota równań.

Doświadczalne widmo cząstek elementarnych jest bardzo skomplikowane. Wszystkie dotąd obserwowane cząstki mają czasy życia $> 10^{-15}$ sek. Naturalny czas życia cząstek elementarnych, które mogą rozpadać się na inne, mógłby jednak być rzędu 10^{-22} do 10^{-23} sek. To porównanie wskazuje, że obserwowane cząstki są rzadkimi przypadkami, którym reguły wyboru gwarantują wyjątkowo długi czas życia. Przez porównanie ilości poziomów z naturalnym czasem życia rzędu 10^{-8} sek. w widmie optycznym atomów z niewielką ilością metatrwałych poziomów, których czas życia jest dłuższy powiedzmy o czynnik 10^8 , uzyskamy wyobrażenie jak skomplikowane może być rzeczywiste widmo cząstek elementarnych.

W tym stanie rzeczy wydaje się rozsądnym zbadanie uproszczonego modelu, który może być zbudowany zgodnie z wyżej sformułowanymi zasadami. Model, który będzie dyskutowany w dalszych rozdziałach jest z pewnością zbyt prosty na to, aby mógł dać rzeczywiste widmo cząstek elementarnych. Pokazuje on jednak główne cechy dobrej teorii w tym stopniu w jakim reprezentuje zbudowany z cząstek elementarnych świat jakościowo podobny do naszego świata.

2. Model teorii materii

(a) Równanie falowe i kwantyzacja

Model, szczegółowo badany w serii prac cytowanych wyżej [1—6] postuluje równanie¹

$$\gamma_\nu \frac{\partial \psi}{\partial x_\nu} - l^2 \psi (\psi^\dagger \psi) = 0, \quad (1)$$

$\psi(x)$ oznacza tu spinorową funkcję falową opisującą materię. Równanie zostało przyjęte zgodnie z zasadami 1, 3, 5 poprzedniego rozdziału. Równa-

¹ W oryginalnych pracach używano równania, które różni się od równania (1) znakiem drugiego wyrazu. Ale — jak to zostało pokazane [6] — gdy używa się konwencjonalnego formalizmu, rachunki są zgodne z równaniem (1).

nie (1) jest z pewnością zbyt proste, by opisywać rzeczywiste cząstki, gdyż nie zawiera zmiennej spinu izotopowego.

Aby równanie (1) określało kwantową teorię materii musimy uzupełnić je związkami komutacji dla operatora $\Psi(x)$. Tu spotykamy trudność wspomnianą na początku artykułu. Przedyskutujemy ją szczegółowo.

Aby uzyskać pewne informacje o dopuszczalnej formie reguł komutacji i ewentualnego związku między „komutatorem” i „propagatorem” wygodnie jest wprowadzić operator:

$$\begin{aligned} \chi_a(x, x') &= \exp\{-i[a_v \psi_v^\dagger(x') + \text{conj.}]\} \psi_a(x) \\ \chi &= \exp\{+i[a_v \psi_v^\dagger(x') + \text{conj.}]\}, \end{aligned} \quad (2)$$

(„conj.” w wykładniku oznacza sprzężenie hermitowskie) a_v jest dowolnym stałym spinorem, który antykomutuje z $\Psi(x)$ i $\Psi^\dagger(x)$ dla wszystkich x . $\chi_a(x, x')$ jako funkcja x spełnia równanie falowe (1). Jeżeli wybierzemy składowe a_v bardzo małe, $\chi_a(x, x')$ możemy rozwinąć w szereg:

$$\begin{aligned} \chi(x, x') &= \psi_a(x) - ia_v[\psi_a(x)\psi_v^\dagger(x') + \psi_v^\dagger(x')\psi_a(x)] \\ &\quad - ia_v^*[\psi_a(x)(\psi_v^\dagger(x'))^* + (\psi_v^\dagger(x'))^*\psi_a(x)] + \dots \end{aligned} \quad (3)$$

(Gwiazdka* oznacza sprzężenie hermitowskie). Aby zachować przyczynowość relatywistyczną zakłada się zwykle, że antykomutatory znikają dla odległości przestrzennych $(x-x')^2 > 0$. Założenie to oznacza, że $\chi_a(x, x')$ jest rozwiązaniem równania (1), któremu odpowiada wtórna fala wychodząca z punktu osobliwego $x = x'$ i rozchodząca się wewnątrz stożków przyszłości i przeszłości. Gdy a_v są bardzo małe, amplituda tej fali jest bardzo mała wszędzie poza najbliższym otoczeniem stożka świetlnego. We wszystkich konwencjonalnych formach teorii kwantowej zakładano, że antykomutatory (lub komutatory) są osobliwymi c-liczbowymi funkcjami w najbliższym otoczeniu stożka świetlnego. Jeżeli przyjmiemy, że to założenie jest spełnione w równaniach (2) i (3), możemy napisać

$$\chi_a(x, x') = \chi_a^0(x, x') + c_a(x - x'), \quad (4)$$

gdzie $c_a(x-x')$ jest c — liczbową funkcją (z dokładnością do funkcji znakowej występującej w a_v i posiada osobliwość na stożku świetlnym, a $\chi_a^0(x, x')$ jest regularna na stożku. Możemy przy tym przyjąć w definicji $c_a(x, x')$, że średnia wartość próżniowa $\chi_a^0(x, x')$ znika. Po podstawieniu (4) do (1) i wzięciu średniej wartości próżniowej znajdujemy dla c_a w zależności od x równanie typu:

$$\gamma_\mu \frac{\partial c}{\partial x_\mu} - l^2 c(c^\dagger c) - \kappa(s) \cdot c = l^2 \langle \Omega | \chi^{0\dagger} \chi^0 | \Omega \rangle, \quad (5)$$

gdzie $s = (x - x')^2$, a $\kappa(s)$ jest wyznaczone przez wartość próżniową $|\chi^s(x, x')|^2$. Prawa strona równania (5) znika w otoczeniu stożka świetlnego.

Aby podać właściwe wyrażenie dla antykomutatora:

$$S_{av}(x, x') = \psi_a(x)\psi_v^\dagger(x') + \psi_v^\dagger(x')\psi_a(x) \quad (6)$$

należy teraz szukać rozwiązań klasycznego, nieliniowego równania (5), w którym prawą stronę można przyjąć równą zero, gdyż interesują nas rozwiązania w pobliżu stożka świetlnego. W tym obszarze $S_{av}(x - x')$ będzie zachowywała się tak, jak $c_a(x - x')$ dla małych a_v ; lub ściślej: weźmiemy pod uwagę ciągłą rodzinę rozwiązań równania (5), odpowiadających różnym wartościom a_v i przyjmiemy ostatecznie

$$S_{av}(x - x') \sim - \lim_{a_v \rightarrow 0} \left(\frac{\partial c_a(x - x')}{\partial a_v} \right) \quad (7a)$$

w pobliżu stożka. Dla drugiego antykomutatora możemy przyjąć jak zwykle:

$$\psi_a(x)\psi_v(x') + \psi_v(x')\psi_a(x) = 0 \quad (7b)$$

w otoczeniu stożka świetlnego.

Do określenia kwantowej teorii materii wystarczy poza równaniem (1) znajomość reguł komutacji w otoczeniu stożka świetlnego, gdyż wartości antykomutatorów w pozostałym obszarze są wyznaczone przez równanie (1). Równania (5) i (7a) dają szukany związek między „komutatorem” i „propagatorem”.

Analiza matematyczna równania (5) pokazuje, że jego rozwiązania oscylują z nieskończoną amplitudą w pobliżu stożka świetlnego. [2] Zachowanie się S_{av} jest więc zupełnie inne niż w teorii liniowej, gdzie $S_{av}(x - x')$ zachowuje się jak pochodna funkcji δ Diraca.

W tym miejscu spotykamy trudność, o której była mowa na początku rozdziału 1. Jeżeli interesuje nas przede wszystkim wartość próżniowa

$$\begin{aligned} S_{av}(x, x') &= \langle \Omega | \psi_a(x)\psi_v^\dagger(x') + \psi_v^\dagger(x')\psi_a(x) | \Omega \rangle \\ &= \sum_{\Phi} \langle \Omega | \psi_a(x) | \Phi \rangle \langle \Phi | \psi_v^\dagger(x') | \Omega \rangle + \sum_{\Phi} \langle \Omega | \psi_v^\dagger(x') | \Phi \rangle \langle \Phi | \psi_a(x) | \Omega \rangle \end{aligned} \quad (8)$$

każdy układ stanów pośrednich Φ , należących do określonej wartości własnej masy κ , produkuje zwykłą funkcję Schwingera $S_{av}^\kappa(x, x')$ odpowiadającą tej masie; funkcje δ i δ' pochodzące od różnych pośrednich mas wchodzi z tym samym znakiem. Sumowanie po Φ w (8) nie może więc nigdy prowadzić do wielkości zachowującej się jak $c_{av}(x - x')$, gdyż przyczynki do całki od oscylacji znikają w pobliżu stożka, podczas gdy przyczynki od funkcji δ nie znikają.

Poza najbliższym otoczeniem stożka świetlnego suma po Φ w wyrażeniu (8) może reprezentować rozwiązanie równania (5) dla małych a_v , gdyż tu nieliniowe wyrazy $c(c^\dagger c)$ mogą być zaniedbane. W pobliżu stożka

światelnego reguły komutacji muszą jednak zostać zmienione, aby uniknąć sprzeczności między (5) i (8).

(b) Przestrzeń Hilberta II i unitarność macierzy S

Jedyną wykonalną metodą pozbycia się funkcji δ i δ' na stożku światelnym w wyrażeniu (8) wydaje się rozszerzenie przestrzeni Hilberta przez wprowadzenie stanów pośrednich Φ , które czynią metrykę przestrzeni Hilberta nieokreśloną. Ten dodatkowy zbiór stanów, zwany przestrzenią Hilberta II w cytowanych pracach, jest tak dobrany, aby funkcje δ i δ' nie dawały przyczynków do (8) na stożku światelnym. Poza stożkiem stany te nie wpływają na $S(x, x')$.

Jeżeli przyjmiemy z konwencjonalnej teorii związek Schwingera

$$S_1(\vec{r}, t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\vec{r}, t - t') dt'/t' \quad (9)$$

dodatkowe stany przestrzeni Hilberta II będą modyfikowały funkcje $S_1(x, x')$ i $S_F(x, x')$ także w obszarach czasoprzestrzeni odległych od stożka światelnego.

Weźmy pod uwagę w pierwszym przybliżeniu w przestrzeni Hilberta I, (która zawiera wszystkie fizyczne stany układu) tylko jeden układ pośrednich stanów Φ , odpowiadający określonej masie κ , odpowiednia część funkcji S w przestrzeni pędów będzie

$$\frac{1}{2} S(p) = \frac{p_\mu \gamma_\mu + i\kappa}{p^2 + \kappa^2}. \quad (10)$$

Możemy usunąć funkcje δ i δ' na stożku kładąc w tym samym przybliżeniu

$$\frac{1}{2} S(p) = \frac{p_\mu \gamma_\mu + i\kappa}{p^2 + \kappa^2} - \frac{p_\mu \gamma_\mu + i\kappa}{p^2} + \frac{p_\mu \gamma_\mu \kappa^2}{(p^2)^2}. \quad (11)$$

Przyczynki od przestrzeni Hilberta II wchodzą z zerową masą. Zapisując je jednak w innej formie:

$$\begin{aligned} & \frac{\kappa^2 p_\mu \gamma_\mu}{(p^2)^2} - \frac{p_\mu \gamma_\mu + i\kappa}{p^2} = \\ & = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{p_\mu \gamma_\mu \kappa^2}{\varepsilon} \left(\frac{1}{p^2} - \frac{1}{p^2 + \varepsilon} \right) \left(1 - \frac{i p_\mu \gamma_\mu}{\kappa} - \frac{p^2}{\kappa^2} \right) \end{aligned} \quad (12)$$

widzimy, że dodatkowe stany przestrzeni Hilberta II tworzą stan „dipolowy” zbudowany ze zwykłego stanu o masie 0 i z tzw. „ducha” o masie

$\sqrt{\varepsilon} \rightarrow 0$ (nazwę „duch” wprowadzono z powodu ujemnej metryki). Ze względu na „dipolowy” charakter tych stanów ich reprezentanty nie zależą wykładniczo od współrzędnych czasoprzestrzeni tak jak reprezentanty stanów przestrzeni Hilberta I. Przy pomocy prostego rachunku można pokazać korzystając z (11) i (12), że (w odpowiednim układzie odniesienia) albo kowariantna, albo kontrawariantna składowa zależy od zmiennych czasoprzestrzennych w następujący sposób:

$$(t + \text{const}) e^{ipx}, \quad (13)$$

podczas gdy druga składowa ma zwykłą wykładniczą zależność e^{ipx} .

Jest to ważny wynik. Pokazuje on, że stany przestrzeni Hilberta II w przeciwieństwie do „duchów” Källena i Pauliego nie niszczą unitarności macierzy S . Rzeczywiście, jeżeli w zderzeniu zderzeniowym wszystkie padające fale należą do przestrzeni Hilberta I, całkowita funkcja falowa zależy wykładniczo od przestrzeni i czasu w obu reprezentacjach. To zachowanie nie może ulec zmianie w zderzeniu z powodu niezmienniczości równania (1) względem niejednorodnej grupy Lorentza i wobec tego wychodzące fale też nie mogą zawierać przyczynków od przestrzeni Hilberta II, które niszczyłyby wykładniczy charakter funkcji falowej. Rozszerzenie przestrzeni Hilberta, które było potrzebne aby uniknąć sprzeczności między (5) i (8), nie niszczy więc unitarności macierzy S i daje się pogodzić z danymi doświadczalnymi. (Wprowadzenie przestrzeni Hilberta jest pod tym względem podobne do metody Gupta (15) w elektrodynamice kwantowej). Oczywiście wprowadzenie przestrzeni Hilberta II powoduje pewne odstępstwa od relatywistycznej przyczynowości. Lokalne wartości $\Psi(x)$ nie mogą być interpretowane w zwykły sposób, gdyż funkcje $\Psi(x)$ zawierają przyczynki od przestrzeni Hilberta II i konwencjonalna interpretacja prowadziłaby do ujemnych prawdopodobieństw, które nie mają sensu.²

Przyczynki od przestrzeni Hilberta II zmieniają w istotny sposób kształt funkcji $S_1(x, x')$ i $S_F(x, x')$. Dla dużych dodatnich wartości $(x - x')^2$ funkcje te maleją wolniej (jak $(x - x')^{-1}$) niż zwykle funkcje Schwingera, prowadzi to do sił dalekiego zasięgu między cząstkami. Pokażemy później, że dzięki przyczynkom od tych stanów równanie (1) zawiera elektrodynamikę kwantową ze specjalną wartością stałej struktury subtelnej Sommerfelda.

² U w a g a. Tę metodę kwantyzacji można matematycznie zanalizować przy pomocy modelu Lee. Stałe g_0 i m_ν modelu Lee mogą być dobrane tak, aby energie zwykłej cząstki V i „ducha” były te same. W tym wypadku dwa stany tworzą dipol jak w (12), znormalizowana funkcja Ψ_ν komutuje na powierzchni $t = \text{const}$ i dwie części przestrzeni Hilberta różnią się asymptotycznym charakterem funkcji falowych. Szczegóły będą opublikowane w Nuclear Physics.

(c) Metody całkowania

Równania (1) i (11) wystarczą do określenia kwantowej teorii materii. Równanie (11) jest tylko pierwszym przybliżeniem, trzeba je zastąpić ścisłym wyrażeniem

$$\frac{1}{2} S(p) = \int \varrho(\kappa) d\kappa \left[\frac{p_\mu \gamma_\mu + i\kappa}{p^2 + \kappa^2} - \frac{p_\mu \gamma_\mu + i\kappa}{p^2} + \frac{p_\mu \gamma_\mu \kappa^2}{(p^2)^2} \right] \quad (14a)$$

$$z \quad \int \varrho(\kappa) d\kappa = 1,$$

gdzie $\varrho(\kappa)$ gra rolę widma mas fermionów, $\varrho(\kappa)$ będzie znalezione przy pomocy równań (1) i (14).

Ze względu na nieskończone oscylacje na stożku świetlnym można poprostu położyć

$$S_{\alpha\beta}(x, x') = 0 \quad \text{dla} \quad (x - x')^2 = 0. \quad (14b)$$

Jedyną metodą jaka była używana w zastosowaniu do równań (1) i (14) jest tak zwana nowa metoda Tamma — Dancoff'a [16]. Weźmy pod uwagę funkcję τ typu

$$\tau_{\alpha\beta\gamma}(x_1 x_2 | x_3) = \langle \Omega | T \psi_\alpha(x_1) \psi_\beta(x_2) \psi_\gamma^\dagger(x_3) | \Phi \rangle \quad (15)$$

jako kowariantne składowe stanów Φ . (T oznacza iloczyn chronologiczny). Przy pomocy równania (1) możemy podać równanie, które daje związek między pochodnymi jednej funkcji τ i drugą funkcją τ zależną od ilości zmiennych o dwie większej niż pierwsza. To równanie można scałkować przy pomocy funkcji Greene'a równania Diraca dla masy zero. (Wybrano funkcję Feynmana G_F aby spełnić warunki brzegowe). Powtarzając to postępowanie można ustalić związek między wyjściową funkcją τ i drugą w której ilość zmiennych jest większa o dowolną parzystą liczbę. Tę ostatnią funkcję można wyrazić przy pomocy zwiężeń przez t. zw. funkcje φ

$$\begin{aligned} \tau(x_1 x_2 \dots | y_1 y_2 \dots) = & \varphi(x_1 x_2 \dots | y_1 y_2 \dots) - \frac{1}{2} S_F(x_1 y_1) \varphi(x_2 \dots | y_2 \dots) - \dots \\ & + \frac{1}{4} S_F(x_1 y_1) S_F(x_2 y_2) \varphi(x_3 \dots | y_3 \dots) + \dots - \dots \end{aligned} \quad (16)$$

i w tym wyrażeniu zaniedbać wszystkie funkcje φ zależne od większej ilości zmiennych niż wyjściowa funkcja τ .

W ten sposób uzyskujemy liniowe równanie całkowe dla funkcji τ , przy pomocy którego możemy znaleźć wartości własne masy lub wyznaczyć macierz S . Równanie całkowe może być zilustrowane grafem Feyn-

mana zbudowanym z dwóch rodzajów linii, które odpowiadają funkcjom S_F i G_F . Na podstawie równań (1) i (16) można łatwo podać następujące reguły budowania takich grafów:

1. W każdym punkcie grafu spotykają się cztery linie. Punkty początkowy i końcowy grafu są uważane za identyczne, graf powtarza się periodycznie jako model elementarnego oddziaływania.

2. Ilość linii G_F i S_F jest jednakowa.

3. Każdy punkt grafu łączy się z jednym z końcowych punktów przez ciąg linii G_F .

4. Zetknięcie się dwóch linii w punkcie oznacza mnożenie macierzo-we odpowiednich operatorów.

5. Jądro równania całkowego jest wyznaczone gdy znamy punkty grafu i układ linii G_F . Sumując wszystkie kombinacje linii S_F odpowiadające danemu układowi linii G_F uzyskujemy szukany układ grafów.

Ten schemat różni się od konwencjonalnego formalizmu dwoma cechami charakterystycznymi. Zwężenia wykonuje się przy pomocy funkcji S_F , która nie jest tu identyczna z funkcją Greene'a G_F i nie ma w równaniach wyrażen zawierających funkcję δ , które w zwykłej teorii zjawiają się przy przestawianiu wielkości Ψ , $\Psi(x_1)$ i $\Psi^\dagger(x_2)$ w punkcie $t_1 = t_2$. Tu wszystkie funkcje $\Psi(x)$ antykomutują na powierzchni $t = \text{const}$. Kwantyzacja jest wprowadzona tylko przez zwężenia.

Ta ostatnia różnica jest ważną konsekwencją nieliniowości równań. W liniowej teorii jeżeli komutator znika na danej powierzchni $t = \text{const}$, musi, na mocy równania falowego, znikać wszędzie. Dlatego trzeba przyjmować funkcję δ w punkcie $x = x'$ jako warunek początkowy na powierzchni $t = \text{const}$. W nieliniowej teorii komutator może znikać na powierzchni $t = \text{const}$, i być różny od zera dla innych czasów. Równania nieliniowe mają dobrze znaną własność — ich rozwiązania nie mogą niekiedy być przedłużane. Z własności tej skorzystaliśmy tu w określeniu kwantyzacji.

Funkcja S_F określająca zwężenie jest dana w najniższym przybliżeniu równaniem (11), a wartość κ może być wyznaczona z równania całkowego. W wyższych przybliżeniach można wprowadzić kilka wartości własnych, lub wreszcie wyrażenie (14).

Nie wiadomo czy taka procedura uzyskiwania coraz wyższych przybliżeń jest zbieżna do ścisłego rozwiązania. Daje ona skończone wyniki w każdym kroku przybliżenia. Aby osiągnąć zbieżność może okazać się potrzebne budowanie równań całkowych drogą uśredniania po pewnych grupach grafów zawierających linię G . Zagadnienie to było szczegółowo badane przez Matthews a i Salama w zwykłym formalizmie [17].

Może okazać się także potrzebne zastąpienie funkcji φ przez nieco inne układy funkcji, jak sugerował M a k i [18]. Procedura została szczegółowo zbadana w wypadku anharmonicznego oscylatora. Niezależnie jednak od wyników takich badań matematycznych, przy pomocy reguł podanych w tym rozdziale można uzyskać pewną ilość (wprawdzie nie zupełnie ścisłych) wiadomości o rozwiązaniach (1) i (14).

(d) Najniższe wartości własne

Najniższe wartości własne równania (1) i (14) zostały wyliczone metodą opisaną w poprzednim rozdziale. [3] Dla uzyskania wartości własnych odpowiadających fermionom zbudowano równanie całkowe ze wszystkich grafów typu grafu przedstawionego na rys. 1

(linie G są pełne, a linie S — przerywane). Użyto funkcji zależnych tylko od jednej lub trzech zmiennych.

Uzyskano wynik, że w tym przybliżeniu istnieje tylko jedna wartość własna masy κ fermionu.

$$\kappa = 7,426/l$$



Rys. 1



Rys. 2

(17)

Spin tej cząstki wynosi $1/2$.

Rachunek dla bozonów został wykonany na podstawie grafu danego na rys. 2. Zostały użyte tylko funkcje zależne od dwóch zmiennych ($\psi_a(x)$ i $\psi_b^\dagger(x)$) o jednakowych współrzędnych czasoprzestrzennych).

Znaleziono cztery różne bozony o różnych od zera masach z wartościami mas, spinów i parzystości danymi w tabeli 1.

Tabela 1

Masa	Spin	Parzystość
0 · 33	1	-1
0 · 95	0	1
1 · 74	0	-1
3 · 32	0	1

Równanie (1) i (14) daje masy bozonów znacznie mniejsze od mas fermionów, zgodnie z faktem doświadczalnym, że masy π i θ mezonów są znacznie mniejsze od masy nukleonu.

Porównamy teraz własności modelu określonego równaniem (1) i (14) z ogólnymi zasadami podanymi w końcu rozdz. 1.

Funkcja $\Psi(x)$ w (1) opisuje materię w ogólności, a nie określoną cząstkę. Cząstki wynikają z równań jako ich rozwiązania własne. Ponieważ $\Psi(x)$ została wybrana spinorem, a związki komutacji określają wartość antykomutatora, wszystkie cząstki z połówkowym spinem podlegają statystyce Fermiego a cząstki ze spinem całkowitym statystyce Bose'go. Stany fermionowe uzyskuje się działając nieparzystą ilością operatorów $\Psi(x)$ na stan próżni a bozony przez zastosowanie parzystej ilości.

Nieliniowy wyraz w (1) jest mnożony przez stałą sprzężenia o wymiarze długości. Zmiana l powoduje zmianę wszystkich wartości własnych masy o stałą wielkość. Stosunek wzajemny wartości własnych zależy tylko od ogólnego kształtu wyrazu nieliniowego. Masy cząstek pochodzą wyłącznie z oddziaływań, gdyż są zależne tylko od wyrazu nieliniowego. Oddziaływania cząstek są wobec tego dane jednocześnie z ich masami; pojęcie „nagiej” cząstki nie ma sensu w tej teorii.

Badanie [1] wykazuje, że poza bozonami podanymi w tablicy istnieje jeszcze inna grupa stanów bozonowych należących do zerowej wartości własnej masy, (które nie zostały przewidziane w pracach [1, 2]). Ich istnienie można wykazać w następujący sposób [3]. Gdy działa się operatorem całkowym reprezentowanym przez graf na rys. 2 na funkcję τ odpowiadającą wektorowi całkowitego momentu pędu I_μ i $I_\mu^2 = 0$ uzyskuje się na ogół nieskończony wynik. Istnieją jednak funkcje τ specjalnego kształtu

$$\tau_{\alpha\beta}(x|x) = \langle \Omega | \psi_\alpha(x) \psi_\beta^\dagger(x) | \Phi \rangle = e^{iI_\mu x} \tau_{\alpha\beta} \quad (18)$$

które nie dają rozbieżności. Tych specjalnych funkcji τ można użyć, aby spełnić równanie całkowite. Można znaleźć warunki, które muszą być spełnione aby nieskończone wyrazy nie wystąpiły. Są nimi następujące związki:

$$\begin{aligned} I_\mu \gamma_\mu (\tau - \text{spur } \tau) &= 0, \\ (\tau - \text{spur } \tau) I_\mu \gamma_\mu &= 0, \\ \gamma_\mu \tau \gamma_\mu &= 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Jeżeli wprowadzimy dwa czterowektory A_ν , które spełniają związek $A_\mu I_\mu = 0$ i są liniowo niezależne od siebie i od I_μ (istnieją dokładnie dwa takie wektory), można rozwiązać równania (19) dla τ kładąc

$$\tau = I_\mu A_\nu \gamma_{\mu\nu}, \quad (20)$$

gdzie

$$\gamma_{\mu\nu} = (i/2)(\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu). \quad (21)$$

Istnieją dwa niezależne rozwiązania, odpowiadające dwom wektorom A_ν . Innym rozwiązaniem będzie

$$\tau = I_\mu A_\nu \gamma_{\mu\nu} \gamma_5 \quad (22)$$

i właśnie to rozwiązanie było dyskutowane [3]. Łatwo można zobaczyć, że rozwiązania (22) nie są liniowo niezależne od (20); mogą być uzyskane z (20) przez transformację liniową.

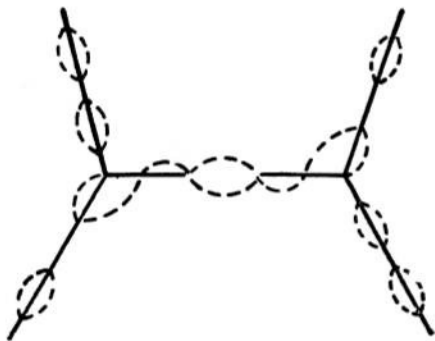
Istnieją więc dokładnie dwa niezależne rozwiązania dla każdego wektora I_μ określone „wektorami polaryzacji” A . Wykazano [3], że te bozony o masie spoczynkowej równej zero mają wszystkie własności transformacyjne kwantów świetlnych i wartości spinu ± 1 (w kierunku równoległym lub antyrównoległym do kierunku rozchodzenia się cząstki).

Istnienie takich bozonów jest ściśle związane z istnieniem oddziaływań dalekiego zasięgu między cząstkami, które z kolei są konsekwencją stanów dipolowych w przestrzeni Hilberta II.

(e) Oddziaływanie między cząstkami. Elektrodynamika i stała struktury subtelnej

Oddziaływania między cząstkami w procesach zderzeniowych można badać zasadniczo tą samą metodą co wartości własne masy. Aby dać obraz graficzny oddziaływania przedstawiamy cząstki wchodzące i wychodzące jako nieskończone wstęgi zbudowane z powtarzającego się elementarnego grafu, którego używaliśmy do określania wartości własnej masy [3]. Oddziaływanie jest reprezentowane przez układ linii S i G , wiążących periodyczne wstęgi. Typowy przykład mamy na rys. 3.

Z reguły 3 (w rozdziale 2 (c)) budowania grafów wynika, że między liniami G wiążącymi dwie cząstki, musi być przerwa wypełniona liniami S tak jak na rys. 3. Te dwie funkcje S_F zachowują się dla dużych odległości przestrzennych x od x' jak $(x-x')^{-1}$, ich iloczyn zachowuje się jak $(x-x')^{-2}$. Dwie funkcje S_F wiążące wewnętrzne punkty końcowe linii G zachowują się więc łącznie podobnie jak funkcja D_F w elektrodynamice daje siły dalekiego zasięgu między cząstkami jakościowo podobne do sił kulombowskich.



Rys. 3

W skład wszystkich możliwych grafów typu grafu na rys. 3 wchodzi z pewnością bardzo wiele oddziaływań między różnymi polami, należącymi do różnych cząstek bozonowych i fermionowych. Nie można na ogół wydzielić z tej mieszaniny przyczynków do oddziaływania pochodzących od poszczególnych cząstek. Jedynie wkład bozonów o masie spoczynkowej zero można ocenić badając siły dalekiego zasięgu, gdyż wszystkie pozostałe cząstki dają siły krótkiego zasięgu.

Znalezienie ścisłego wyrażenia opisującego siły dalekiego zasięgu jest jednak zagadnieniem skomplikowanym. Można próbować znaleźć na przy-

kład przekrój czynny dla zderzeń, w których dwa fermiony przekazują sobie bardzo mały pęd I_μ

$$P_\mu^{(1)} - P_\mu^{(1')} = I_\mu = P_\mu^{(2')} - P_\mu^{(2)}; \quad |I_\mu^2| \ll \kappa^2. \quad (23)$$

W tym wypadku trzeba wziąć pod uwagę oddziaływanie w postaci bardzo długich wstęg (rys. 4) między fermionami, gdyż dla bardzo małych I_μ



Rys. 4

wstęga reprezentuje prawie swobodne bozony (o masie spoczynkowej 0), a dla swobodnych bozonów wstęgi mogą być nieskończone. Rachunek został wykonany w dwóch etapach.

W pracy cytowanej w przypisie 3 zsumowano wstęgi różnej długości i uzyskano operator zbudowany z funkcji własnych (20) lub (22) kwantów świetlnych ((104) w cytowanej pracy) pokazując tym samym, że siły dalekiego zasięgu są rzeczywiście przekazywane przez pola odpowiadające kwantom świetlnym z rozdz. 2. Należało następnie wyliczyć operator O^S (strona 440 pracy), który jest rodzajem części wierzchołkowej, wiążącej poprzednio omawiany operator z jednym z fermionów. Operatorowi O^S odpowiada graf typu grafu na rys. 5. Warunki symetrii i niezmienniczości wyznaczają kształt operatora O^S .

$$O_{\alpha\beta | \rho\sigma} \nu = \text{const} \frac{I^\mu}{\sqrt{I^2}} (\gamma_{\mu\nu})_{\alpha\beta} (\gamma_\nu)_{\rho\sigma}. \quad (24)$$

Stały czynnik jest znany z małą dokładnością, ponieważ jego wyliczenie wymaga używania specjalnych metod aproksymacji, których dokładność jest wątpliwa. Element przejścia opisujący zderzenie będzie ostatecznie

$$\frac{\text{const}}{I^2} [u^\dagger(P^{(1)})\gamma_\mu u(P^{(1)})] [u^\dagger(P^{(2)})\gamma_\mu u(P^{(2)})\delta(P^{(1)} - P^{(1')} + P^{(2)} - P^{(2)})] \quad (25)$$

— wyrażenie przestawione.

($u(P)$ jest funkcją własną odpowiadającą fermionowi o pędzie P). (25) ma dokładnie tę samą postać co elementy przejścia w elektrodynamice kwantowej. Wartość stałej struktury subtelnej a_F określono (korzystając z niedokładnej wartości stałej w wyrażeniu (24)) i uzyskano:

$$a_F \approx 1/267. \quad (26)$$

Wynik ten wskazuje, że elektrodynamika kwantowa ze specjalną wartością stałej struktury subtelnej jest zawarta w równaniach (1) i (14) naszego modelu teorii materii. Nie należało się spodziewać, że wartość stałej struktury subtelnej będzie dokładnie wartością doświadczalną $1/137$, gdyż

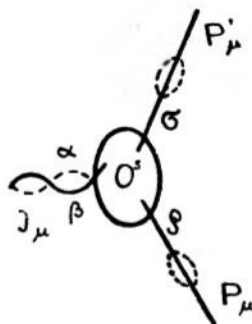
model teorii nie jest jeszcze ścisłą teorią. Uzyskanie jednak stałej tego samego rzędu wielkości, co stała doświadczalna wskazuje, że model nie jest pod tym względem zbyt daleki od prawdy.

Równanie (25) nie jest może wystarczające dla dowodu, że (1) i (14) zawierają pełny schemat elektrodynamiki kwantowej, zostało ono uzupełnione [6] dowodem, że ogólnie obowiązuje prawo zachowania ładunku i że można zbudować operatory $F_{\mu\nu}$, które spełniają równania Maxwella. $F_{\mu\nu}$ są ściśle związane z operatorami $\Psi(x) \gamma_{\mu\nu} \Psi^\dagger(x)$, które mają te same własności transformacyjne względem grupy Lorentza, ale nie są identyczne z nimi. Operatory $\Psi(x) \gamma_{\mu\nu} \Psi^\dagger(x)$ reprezentują nie tylko pola $F_{\mu\nu}$, lecz także inne własności materii na przykład gęstość spinu fermionów. Zachowanie ładunku wynika zasadniczo z identyczności $\partial^2 F_{\mu\nu} / \partial x_\mu \partial x_\nu = 0$ i nie jest bezpośrednio związane z niezmienniczością podstawowych równań (1) i (14) względem transformacji $\Psi \rightarrow \Psi e^{i\alpha}$. Ponieważ wszystkie cząstki mogą być uważane za kombinacje fermionów, ich ładunek może być tylko całkowitą wielokrotnością ładunku fermionu. Bozony znalezione na podstawie grafu (rys. 2 w rozdz. 2 (d)) są neutralne.

Dodamy jeszcze kilka uwag dotyczących małej wartości stałej subtelnej struktury. Nie ma ona nic wspólnego z wartością stałej sprzężenia l i jest przede wszystkim konsekwencją kształtu dwóch funkcji G_F i S_F , które są razem przedstawione na rys. 2. Warunki (19) ograniczające możliwe rozwiązania dla $\tau_{\alpha\beta}$ wynikają z kształtu funkcji S_F i G_F . W rachunku operatora łączącego dwa oddziałujące ze sobą fermiony korzysta się ze związku:

$$\delta_{\alpha\beta} \delta_{\rho\sigma} = \frac{1}{4} \sum_N \gamma_{\alpha\sigma}^N \gamma_{\beta\rho}^N; \quad (27)$$

gdzie N przebiega wszystkie 16 elementów algebry Diraca. Warunki (19) powodują, że tylko tensorowe wyrazy $(\gamma_{\mu\nu})_{\alpha\sigma} (\gamma_{\mu\nu})_{\beta\rho}$ wchodzi do oddziaływania, a tylko trzy spośród sześciu wyrazów tensorowych dają przyczynki do sił elektromagnetycznych ze względu na własności operatora O^s w (24). Te argumenty za małą wartością stałej struktury subtelnej nie zależą od kształtu wyrazu nieliniowego w (1). Wartość stałej sprzężenia dla sił krótkiego zasięgu będzie rzędu jedności, gdyż istnieje wiele bozonów o różnych własnościach symetrii i nie będzie ograniczających warunków (19). Wynik ten dobrze się zgadza z danymi doświadczalnymi, które wymagają dużej wartości stałej sprzężenia dla oddziaływań typu



Rys. 5

Yukawy. Trzeba jednak pamiętać, że w związku z formą grafów (rys. 3) nie można oddzielić jednego oddziaływania związanego z określonym bozonem od reszty oddziaływań krótkiego zasięgu.

(f) Nieliniowe równania całkowe dla S_F

Kształt funkcji S_F został podany na podstawie założenia o istnieniu fermionów i dzięki wprowadzeniu stanów przestrzeni Hilberta II. Ponieważ S_F jest identyczna z funkcją τ zależną od dwóch zmiennych można wyliczyć S_F przy pomocy równań całkowych tak jak inne funkcje τ . Jest tylko jedna istotna różnica, równania całkowe dla S_F będą nieliniowe, gdyż S_F wchodzi dwukrotnie do równań, raz jako wyjściowa funkcja τ i drugi raz jako funkcja określająca zwężenie. Na przykład graf na rys. 6 prowadzi do równania całkowego typu:

$$\gamma^\mu \frac{\partial S_F}{\partial x^\mu} \sim G_F S_F^3. \quad (28)$$



Rys. 6

Równanie tego typu będzie prawdopodobnie ze względu na podobieństwo do równania (1) prowadziło do oscylacji w pobliżu stożka, które nie wychodzą na jaw w przybliżonym rozwiązaniu (11). Nie można się spodziewać aby wyrażenie (11) było rozwiązaniem przybliżonego równania typu równania (28); natomiast ściśle wyrażenie (14) może zupełnie dobrze być rozwiązaniem ścisłych równań całkowych. Widmo $\varrho(\kappa)$ mas fermionów może być w zasadzie wyznaczone z tego równania całkowego.

Próbowano [3] określić zachowanie asymptotyczne S_F dla dużych przestrzennych wartości x i x' przy pomocy równań różniczkowych związanych z równaniami całkowymi odpowiadającymi grafowi na rys. 6. Wypisano dwa równania różniczkowe, jedno wiążące $S_F(x, x')$ z $\tau(xx|xx')$, drugie $\tau(xx|xx')$ z $\tau(xxx'|xx'x')$ i poprzez trzy zwężenia znowu z $S_F(xx')$. K i t a [19] zauważył, że w równaniach tych był błędny znak, po poprawieniu tego błędu równania nie dają prawidłowego asymptotycznego zachowania funkcji S_F . Bliższe badania pokazały, że cała metoda postępowania była nieuzasadniona, gdyż $\tau(xx|xx')$ jest identyczne z $\varphi(xx|xx')$, ze względu na (146), $S_F(0) = 0$. Wyliczenie $\tau(xxx'|xx'x')$ przy pomocy zwężeń jest możliwe tylko gdy mogą być zaniedbane funkcje φ zależne od czterech zmiennych. W drugim równaniu różniczkowym wystąpią więc funkcje φ od czterech zmiennych z lewej strony podczas gdy z prawej te funkcje będą zaniedbane. Postępowanie takie nie może prowadzić do rozsądnego przybliżenia.

Jak dotąd nie udało się wykonać rachunków i uzyskać przy pomocy nieliniowych równań całkowych informacji o kształcie funkcji S_F , gdyż

budowanie funkcji φ od czterech zmiennych wymaga bardzo skomplikowanych badań matematycznych.

3. Uogólnienie modelu. Realistyczna teoria materii

(a) Wprowadzenie spinu izotopowego

Model dany równaniami (1) i (14) nie może reprezentować realnego układu cząstek, gdyż równania nie zawierają zmiennej spinu izotopowego. (Możnaby oczywiście argumentować, że spin izotopowy nie powinien być wprowadzony do równań, lecz powinien z nich wynikać, gdyż jest on ściśle związany z ładunkiem. Możliwe, że dokładne badanie sposobu przyporządkowania cząstkom ładunku doprowadzi do głębszego zrozumienia natury spinu izotopowego. Tymczasem jednak wydaje się potrzebne wprowadzenie spinu izotopowego do równań). Aby uczynić model bardziej realistycznym przez wprowadzenie spinu izotopowego, nie wystarczy zdefiniować Ψ jako spinora zarazem w zwykłej przestrzeni i w przestrzeni spinu izotopowego, gdyż wtedy wszystkie cząstki z połówkowym spinem miałyby także połówkowy spin izotopowy, zaś całkowite wartości spinu wiązałyby się z całkowitymi wartościami spinu izotopowego. Byłoby to niezgodne z regułami wyboru podanymi przez Paisa [20], Gell-Manna [21], Nakano i Nishijima [22] i innych. Wskazują one, że np. cząstka Λ^0 ma spin $1/2$ i spin izotopowy 0. Potrzeba więc conajmniej dwóch podstawowych pól (jak to sugerował Goldhaber [23]) powiedzmy Ψ i χ , przy czym Ψ byłoby spinorem w obu przestrzeniach, a χ spinorem w zwykłej przestrzeni i skalarem w przestrzeni spinu izotopowego.

Można oczywiście wybrać inne kombinacje tych dwóch pól, wyżej podane założenia są jednak najprostsze i pozwalają zbudować teorię bardzo podobną do modelu (1) i (14). Zbadamy teraz co można osiągnąć w opisie realnych układów cząstek przy pomocy takich pól.

W układach realnych cząstek zwykle rozróżnia się trzy typy oddziaływań: silne oddziaływania np. między nukleonami, mezonami π i hiperonami, oddziaływania elektromagnetyczne oraz słabe oddziaływania, które powodują na przykład rozpad cząstki Λ^0 i inne procesy rozpadu.

Stała sprzężenia słabych oddziaływań jest niezwykle mała w porównaniu ze zwykłymi stałymi jądrowymi posiadającymi ten sam wymiar. Słabe oddziaływania z pewnością nie będą dawały poważniejszego wkładu do mas cząstek. Będzie wobec tego wygodnie zaniedbać z początku wszystkie słabe oddziaływania i wprowadzić je później jako bardzo małe zaburzenia.

Oddziaływania elektromagnetyczne nie mogą być według modelu (1) i (14) oddzielone od silnych oddziaływań, gdyż są ich konsekwencją.

Z drugiej strony na podstawie doświadczalnych reguł wyboru jesteśmy skłonni sądzić, że silne oddziaływania są niezmiennicze względem wszystkich obrotów w przestrzeni izotopowej, a oddziaływania elektromagnetyczne tylko względem obrotu dokoła osi z .

Taki wynik można prawdopodobnie uzyskać przyjmując równania niezmiennicze względem wszystkich obrotów i związki komutacji niezmiennicze tylko wobec obrotów dokoła osi z w przestrzeni izotopowej. Postępowanie takie mogłoby prowadzić do zamierzonego wyniku, gdyż oddziaływania elektromagnetyczne są zależne przez związki komutacji od stałej κ , która nie występuje w równaniu falowym. Jeżeli znak κ jest związany z kierunkiem osi z w przestrzeni izotopowej, kierunek ten wejdzie do oddziaływań elektromagnetycznych, jednak wpływ na wartości masy może być względnie mały.

Przedstawiony program nie został jeszcze prześledzony we wszystkich szczegółach. Jako przykład jak to może ewentualnie być zrobione podajemy dwa równania [6]:

$$L = \psi^\dagger \gamma_\mu \frac{\partial \psi}{\partial x_\mu} + \chi^\dagger \gamma_\mu \frac{\partial \chi}{\partial x_\mu} + l^2 (\psi^\dagger \chi) (\chi^\dagger \psi) \quad (29)$$

i

$$\frac{1}{2} S^\psi(p) \approx \frac{p_\mu \gamma_\mu + i\kappa \tau_3}{p^2 + \kappa^2} - \frac{p_\mu \gamma_\mu + i\kappa \tau_3}{p^2} + \frac{p_\mu \gamma_\mu \kappa^2}{(p^2)^2}. \quad (30)$$

L jest funkcją Lagrange'a równania falowego, a τ_3 składową w kierunku osi z operatora spinu izotopowego. Wyrażenia w nawiasach w (29) są spinorami w izoprzestrzeni, lecz ich iloczyn jest izoskalarem. Ilościowe konsekwencje (29) i (30) nie zostały jeszcze zbadane. Łatwo jednak znaleźć jakościowe konsekwencje tych dwóch równań dotyczące reguł wyboru (por. Goldhaber [23]).

Wyrażenia (29) i (30) poza zwykłymi własnościami niezmienniczymi, które prowadzą do zachowania energii, pędu i parzystości wykazują niezmienniczość względem transformacji $\psi \rightarrow \psi e^{i\alpha}$ i $\chi \rightarrow \chi e^{i\beta}$, jedną z tych niezmienniczych własności można związać z zachowaniem liczby barionów (1 dla nukleonów i hiperonów, — 1 dla ich antycząstek i 0 dla mezonów i leptonów). Niezmienniczość wyrażeń (29) i (30) względem obrotów dokoła osi z w izoprzestrzeni daje zachowanie składowej z spinu izotopowego. Całkowity spin izotopowy nie będzie zachowany, gdyż w (30) występuje τ_3 . Reakcje ze zmianą całkowitego spinu izotopowego mogą być jednak nieco mniej prawdopodobne niż inne. Mamy wreszcie zachowanie ładunku elektrycznego, które jest związane z wprowadzeniem stanów przestrzeni Hilberta II i z warunkami (19).

Te reguły wyboru gwarantują łącznie istnienie liczby kwantowej „strangeness” i jej zachowanie. Nie potrzeba wprowadzać nowych rodza-

jów symetrii dla interpretacji tej liczby kwantowej jak to sugerowali R a c a h [24] oraz E s p a g n a t i P r e n t k i [25]. W ten sposób równania (29) i (30), dwa raczej proste równania, zdają sprawę ze wszystkich znanych reguł wyboru w reakcjach hiperonów i mezonów. Zanim przedyskutujemy rolę leptonów w naszym schemacie podamy pewne ogólne idee o możliwej formie słabych oddziaływań.

(b) Słabe oddziaływania

Najbardziej charakterystyczną cechą słabych oddziaływań między barionami i mezonami wydaje się fakt, że zmieniają one o $1/2$ z-ową składową spinu izotopowego, bez naruszenia jakichkolwiek innych liczb kwantowych. Można na podstawie tego sądzić, że oddziaływanie będzie typu:

$$\text{const. } [(\psi^\dagger \chi)(\psi^\dagger \psi) + \text{conj.}] \quad (31)$$

Takie wyrażenia w funkcji Lagrange'a są skalarami w zwykłej przestrzeni a spinorami w przestrzeni izotopowej. Stałe będą więc grały rolę spinora w izoprzestrzeni. Sytuacja ta prowadzi do interesującego wniosku. Jeżeli wykonamy obrót w przestrzeni izotopowej o 360° , wyrażenia (31) zmieniają znak, gdyż spinor zmienia znak przy takiej transformacji. Można wobec tego pisać (31) z nieokreślonym znakiem \pm , gdyż nie ma sposobu rozróżnienia dwóch znaków. Jeżeli to jest słuszne można zamiast (31) podać oddziaływanie innego typu:

$$\pm \text{const. } [(\psi^\dagger \chi)(\psi^\dagger \gamma_5 \psi) + \text{conj.}] \quad (32)$$

Takie wyrażenie nie będzie naruszało niezmienniczości funkcji Lagrange'a względem odbić w zwykłej przestrzeni. Jeżeli zbudujemy słabe oddziaływania jako liniową kombinację (31) i (32) parzystość przestanie być zachowana. Jedno z tych wyrażen mogłoby być odpowiedzialne za rozpad mezonu τ na trzy mezony π a drugie za rozpad na dwa mezony π . Przemawia to za ideą L e e i Y a n g a [26] o nie zachowaniu parzystości w słabych oddziaływaniach. Dla oddziaływań typu spinorowego w przestrzeni izotopowej takich jak (31) i (32) niezmienniczość funkcji Lagrange'a względem odbić w zwykłej przestrzeni nie gwarantuje zachowania parzystości.

(c) Rola leptonów w schemacie

Podczas gdy stosunkowo łatwo jest zebrać wszystkie jakościowe cechy barionów i mezonów w postaci dwóch prostych równań takich jak (29) i (30), trudno znaleźć właściwe miejsce dla leptonów w tym schemacie. Leptony są związane z pozostałymi cząstkami za pośrednictwem oddziaływań elektromagnetycznych i słabych. Widmo mas leptonów nie powinno ulec zmianie gdy zaniedbamy słabe oddziaływania, wtedy jednak nie mogą zachodzić żadne reakcje między mezonami π i leptonami, roz-

pad β itp. Powinna więc istnieć reguła wyboru, która zabrania wszelkich rozpadów ciężkich cząstek na leptony z wyjątkiem procesu kreacji pary. Na razie nie ma uzasadnienia dla takiej reguły wyboru. Może okazać się koniecznym wprowadzenie do postawowych równań trzeciej funkcji falowej, która opisywałaby leptony, a może bliższe zbadania stanów przestrzeni Hilberta II pozwoli znaleźć potrzebną regułę wyboru bez wprowadzania nowych funkcji falowych. W chwili obecnej nie możemy podać rozwiązania zagadnienia leptonów.

Tłumaczyła R. Michalska

Literatura

1. W. Heisenberg, Nachr. Akad. Wiss. Göttingen 1953, p. 111.
2. W. Heisenberg Z. Naturforsch. **9a**, 292 (1954).
3. W. Heisenberg, Kortel, i Mitter, Z. Naturforsch. **10a**, 425 (1955).
4. W. Heisenberg, Z. Physik **144**, 1 (1956).
5. W. Heisenberg, Nachr. Akad. Wiss. Göttingen 1956, p. 27.
6. R. Ascoli i W. Heisenberg, Z. Naturforsch. **12a**, 177 (1957).
7. T. D. Lee, Phys. Rev. **95**, 1329 (1954).
8. G. Källen i W. Pauli, Dan. Mat. Fys. Medd. **30**, No. 7 (1955).
9. Por. H. Yukawa, Phys. Rev. **76**, 300 (1950) i **77**, 219 (1950); P. Kristensen i C. Moller, Dan. Mat. Fys. Medd. **27**, No. 7 (1952); C. Bloch, Dan. Mat. Fys. Medd. **27**, No. 8 (1952).
10. Por. G. Wataghin, Z. Physik **88**, 92 (1934) i **92**, 547 (1934) i G. Wentzel, Helv. Phys. Acta **13**, 269 (1940).
11. Por. M. Fierz, Helv. Phys. Acta **23**, 731 (1950), i E. C. G. Stueckelberg i G. Wanders, Helv. Phys. Acta **27**, 667 (1955).
12. Por. W. Heisenberg, Naturwissenschaften **42**, 637 (1955).
13. Por. J. A. Wheeler, Phys. Rev. **52**, 1107, (1937), i W. Heisenberg, Z. Physik **120**, 513, 673 (1943); Z. Naturforsch. **1**, 608 (1946); C. Möller, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. **23**, No. 1 (1945); **24**, No. 19 (1946).
14. Por. Gell-Mann, Goldberger, i Thiring, Phys. Rev. **95**, 1612 (1954).
15. N. S. Gupta, Proc. Roy. Soc. (London) **63**, 681 (1950); **64**, 850 (1951); K. Bleuler, Helv. Phys. Acta **23**, 567 (1950). Por. P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. (London) **A180**, 1, (1942).
16. M. Gell-Mann i F. Low, Phys. Rev. **84**, 350 (1951); Freese, Z. Naturforsch. **8a**, 776 (1953).
17. P. T. Matthews i A. Salam, Proc. Roy. Soc. (London) **A221**, 128 (1954).
18. Z. Maki, Progr. Theoret. Phys. **15**, 237 (1956).
19. H. Kita, Progr. Theoret. Phys. **15**, 83 (1956).
20. A. Pais, Phys. Rev. **86**, 663 (1952).
21. M. Gell-Mann, Phys. Rev. **92**, 833, (1953).
22. T. Nakano, K. Nishijima, Progr. Theoret. Phys. **10**, 581 (1953).
23. M. Goldhaber, Phys. Rev. **92**, 1279 (1953) i **101**, 433 (1956).
24. G. Racah, Nuclear Phys. **1**, 301 (1956).
25. B. d'Espagnat i J. Prentki, Nuclear Phys. **1**, 33 (1956).
26. T. D. Lee i C. N. Yang, Phys. Rev. **102**, 290 (1956).

Tadeusz Skaliński

Institut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego

Orientacja optyczna atomów i jej wykrywanie metodami rezonansu magnetycznego

I. Wstęp

Stan kwantowy atomu scharakteryzowany jest jak wiadomo przez szereg wektorów \vec{L} , \vec{S} , \vec{J} oraz \vec{I} , które wyrażają (w jednostkach \hbar) wielkości momentów orbitalnych względnie spinowych atomu. \vec{L} jest wypadkową momentów orbitalnych, \vec{S} wypadkową spinów elektronów, $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ (zakładamy tu sprzężenie normalne R u s s e l a - S a u n d e r s a). Wreszcie w przypadku gdy spin jądra \vec{I} jest różny od zera $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$. W nieobecności czynników wyróżniających w przestrzeni pewien kierunek kwantyzacji (np. pole magnetyczne lub elektryczne) każdy z poziomów J (względnie F) jest $2J + 1$ (względnie $2F + 1$) krotnie zdegenerowany. Zastosowanie pola magnetycznego czy elektrycznego znosi degenerację i każdy z poziomów o określonym J czy F dzieli się na $2J + 1$ (wzgl. $2F + 1$) podpoziomów. Podpoziomy te nazywać będziemy podpoziomami rozszczepienia zeemanowskiego lub krótko podpoziomami zeemanowskimi.

W warunkach w których możemy przyjąć, że mamy do czynienia ze stanem równowagi termodynamicznej obsadzenie poszczególnych podpoziomów zeemanowskich rządzone jest przez prawo B o l t z m a n n a

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp \left\{ (W_2 - W_1)/kT \right\} \quad (1)$$

N_1 i N_2 są liczbami atomów obsadzających podpoziomy o energii odpowiednio W_1 i W_2 . Moment magnetyczny atomu $\mu = -g\mu_B J$ (g — czynnik L a n d é g o, μ_B — magneton B o h r a). Energia związana z orientacją atomu w polu magnetycznym o natężeniu H jest: $W = -\mu H \cos\theta$ a więc stosunek obsadzenia dwóch sąsiadujących podpoziomów zeemanowskich jest:

$$N_2/N_1 = \exp \{ (-g\mu_B H)/kT \}. \quad (2)$$

W tych warunkach, szczególnie w nieobecności pól zewnętrznych (lecz również i wówczas, gdy ich natężenie nie jest zbyt wielkie) wszystkie pod-

poziomy zeemanowski obsadzone są przez jednakowe liczby atomów i rozważany zbiór nie wykazuje w tych warunkach cech anizotropii przestrzennej. Inaczej ma się rzecz wówczas, gdy wytworzymy różnicę w obsadzeniu poszczególnych podpoziomów zeemanowskich przez atomy rozważanego zbioru. Gdy mianowicie jeden z tych podpoziomów zostanie obsadzony w sposób wyróżniony przez znaczną, w porównaniu z innymi podpoziomami liczbę atomów mówimy, że atomy rozważanego zbioru są zorientowane. Orientacja taka może być wywołana przez różne czynniki. Tematem niniejszego artykułu jest omówienie zjawisk orientacji osiągniętej w wyniku stosownego wzbudzenia optycznego atomów. Orientacja atomów może być osiągnięta bądź dla atomów wzbudzonych, bądź dla atomów w stanie podstawowym.

Badania optycznej orientacji atomów dały nie tylko możliwości przeanalizowania zjawiska rozszczepienia zeemanowskiego i starkowskiego atomowych poziomów energetycznych, lecz pozwoliły na wykrycie niezmiernie ciekawego i ważnego zjawiska przejść wielokwantowych. Metoda „podwójnego rezonansu” stała się potężnym narzędziem wyznaczania rozszczepienia nadsubtelnego a przez to i wielkości charakteryzujących momenty jądrowe z nieosiągalną przedtem dokładnością. Metody te pozwoliły wreszcie na bardziej wnikliwe niż poprzednio zbadanie wpływu dyfuzji promieniowania rezonansowego na wyniki pomiarów czasów przebywania atomów w stanie wzbudzonym.

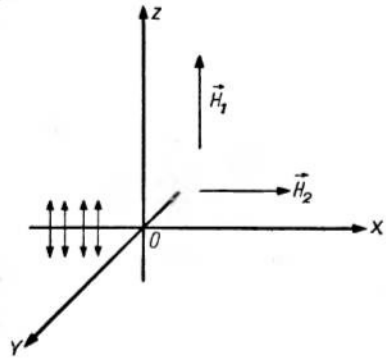
Celem niniejszego artykułu jest przedstawienie całokształtu osiągnięć związanych z badaniem orientacji optycznej atomów.

2. Zasada metody osiągania orientacji optycznej atomów w stanie wzbudzonym i podstawowym. Pompowanie optyczne

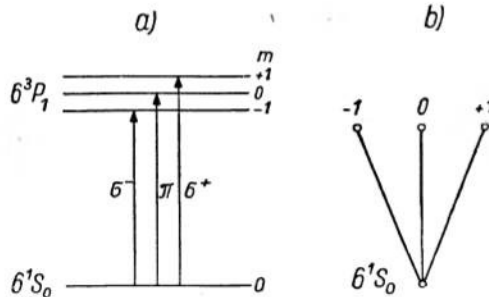
Zasada metody orientacji optycznej atomów opiera się na selektywnym wzbudzeniu do poszczególnych podpoziomów zeemanowskich dzięki użyciu światła wzbudzającego spolaryzowanego w odpowiedni sposób. Zilustrujemy to przykładami opisującymi orientację atomów w parach rtęci oraz w parach sodu. W tym celu przypomnimy stosunki polaryzacyjne panujące w promieniowaniu rezonansowym rtęci w polu magnetycznym. Ponadto dla uproszczenia weźmiemy pod uwagę tylko zjawiska zachodzące dla izotopów o parzystej masie atomowej.

Wyobraźmy sobie (rys. 1) naczynko rezonansowe umieszczone w początku O prostokątnego układu współrzędnych XYZ . Pole magnetyczne H_1 ma kierunek OZ , wzbudzenie następuje światłem liniowo spolaryzowanym padającym w kierunku OX [2].

Przypuśćmy zrazu, że kierunek drgań wektora elektrycznego w wiązce wzbudzącej jest równoległy do OZ. Nastąpi wówczas wzbudzenie składowej zeemanowskiej π ($\Delta m = 0$) i obserwator z kierunku OY (jak zresztą i z dowolnego punktu płaszczyzny XOY) zaobserwuje promieniowanie rezonansowe całkowicie spolaryzowane w kierunku OZ. Obserwator z kierunku OZ nie stwierdzi promieniowania w ogóle. W stanie wzbudzonym nastąpi obsadzenie wyłącznie podpoziomu zeemanowskiego o $m' = 0$ (rys. 2a i 2b). Gdy zmienimy kierunek pola magnetycznego na wskazany przez H_2 na rys. 1 i zachowamy kierunek biegu i polaryzacji wiązki wzbudzącej wówczas (wzbudzenie σ) otrzymamy przejścia o $\Delta m = \pm 1$, tzn. zostaną obsadzone podpoziomy stanu 6^3P_1 o $m = 1$, lub o $m = -1$. Gdy wreszcie przy zachowaniu kierunku H_2 pola magnetycznego i kierunku biegu OX wiązki wzbudzącej użyjemy wiązki spolaryzowanej kołowo przy obiegu polaryzacji zgodnym z kierunkiem prądu wzbudzającego pole magnetyczne (wzbudzenie σ^+) otrzymamy wyłącznie obsadzenie podpoziomu o $m = +1$, przy obiegu polaryzacji przeciwnym (wzbudzenie σ^-) obsa-



Rys. 1

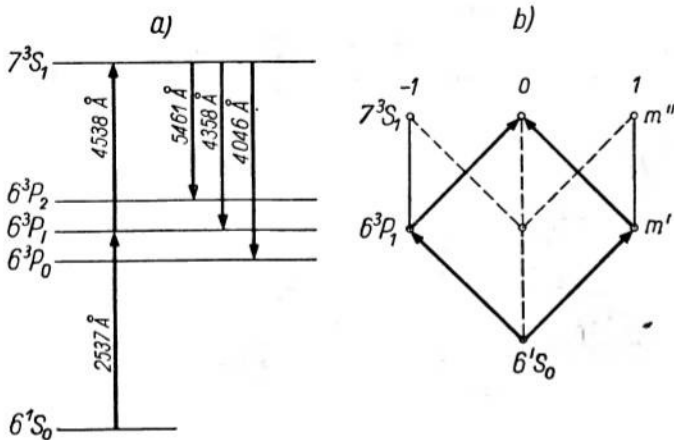


Rys. 2a, b. Rozszczepienie zeemanowskie linii rezonansowej 2537 Å rtęci dla izotopów parzystych

dzony zostanie wyłącznie podpoziomu o $m = -1$ stanu 6^3P_1 . Atomy w stanie wzbudzonym zostaną zatem zorientowane. Schemat Heisenberga obrazowania przejść (rys. 2b) pozwala na wygodne powiązania kierunku nachylenia strzałki obrazującej przejście z rodzajem polaryzacji jemu odpowiadającej.

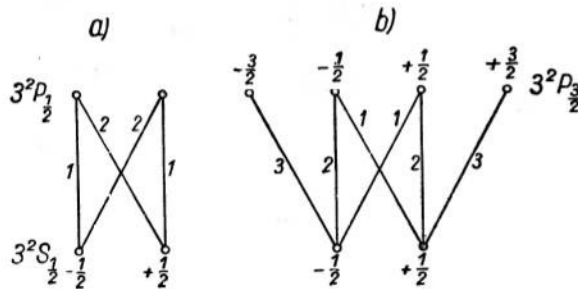
Proste osiągnięcie orientacji atomów rtęci w stanie 7^3S_1 ($m'' = 0$) przy odpowiednim wzbudzeniu schodkowym linią rezonansową 2537 Å

i linią 4358 Å (rys. 3a i 3b) [3], było już dawniej analizowane przez K a s t l e r a [4]. Przy kierunku pola magnetycznego wskazanym przez H_2 na rys. 1 i przy wzbudzeniu wiązką światła naturalnego biegnącego w kierunku OX wzbudzone mogą zostać przejścia σ^+ i σ^- które doprowadzają do podanego wyżej podpoziomu stanu 7^3S_1 (rys. 3b).



Rys. 3

Przy analogicznym układzie pola magnetycznego i kierunku biegu wiązki wzbudzającej można dla sodu przy wzbudzeniu σ^+ osiągnąć stany o $m > 0$. W szczególności dla stanu $3^2P_{1/2}$, orientacja będzie całkowita dla $m = +1/2$ (rys. 4a i 4b). W rozważaniach tych dla uproszczenia nie wzięliśmy pod uwagę istnienia spinu jądrowego sodu, są one więc słuszne dla



Rys. 4a, b. Schemat przejść zeemanowskich linii D sodu

pól magnetycznych o natężeniu tak dużym, by przełamać sprzężenie wektorów J i I (efekt B a c k a - G o u d s m i t h a).

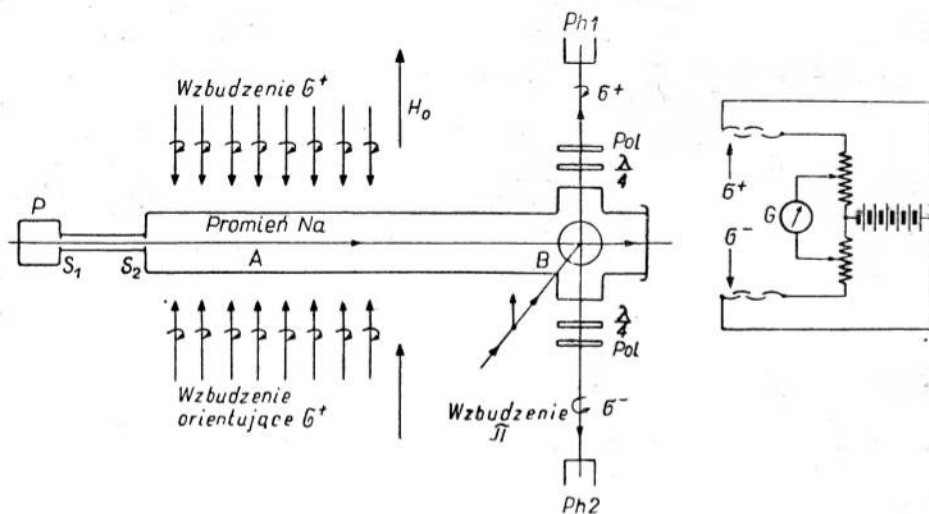
Orientacja atomów w stanie podstawowym jest możliwa poprzez przeprowadzenie atomów przez stan wzbudzony przy wykorzystaniu anizo-

tropii wzbudzenia oraz różnych wartości prawdopodobieństw przejścia przy powrocie do różnych podpoziomów stanu podstawowego. Dla ilustracji powrócimy znowu do przykładu sodu. Przypuśćmy, że, jak poprzednio, dla osiągnięcia orientacji w stanie wzbudzonym użyjemy kierunku H_2 pola magnetycznego i wzbudzać będziemy wiązką światła spolaryzowanego kołowo i biegnącą w kierunku OX (np. σ^+). Rozważmy zrazu przejścia do stanu $3^2P_{1/2}$ (rys. 4a). Widać, że przy wzbudzeniu σ^+ ($\Delta m = +1$) przejściami omawianym mogą podlegać jedynie atomy w stanie podstawowym o $m = -1/2$. Po wzbudzeniu do stanu $3^2P_{1/2}$ ($m = +1/2$) część atomów (1/3) przechodzi do stanu podstawowego do podpoziomu $m = 1/2$ reszta zaś (2/3) wraca do stanu wyjściowego. W warunkach, w których dezorientacja atomów (np. przez zderzenia ze ściankami naczynia) jest utrudniona następuje stopniowe gromadzenie atomów w stanie o $m = +1/2$ aż do osiągnięcia stanu równowagi w którym liczba atomów przybywających do tego stanu w procesie orientacji zrówna się z liczbą atomów ubywających w wyniku procesów dezorientujących. Ze schematu na rys. 4 widać również, że przejścia do stanu $3^2P_{1/2}$ w podobny sposób przyczyniają się do wytworzenia orientacji w stanie podstawowym. Widać z niego dalej, że zastosowanie wzbudzenia σ^- ($\Delta m = -1$) doprowadza do zgromadzenia atomów w stanie o $m = -1/2$. Cały układ można zatem porównać do pompy optycznej gromadzącej atomy zorientowane na określonym podpoziomie stanu podstawowego. Stąd nazwa dla tego postępowania „pompowanie optyczne” (Kastler 1950).

3. Metody doświadczalne wykrywania orientacji atomów

Pierwsze próby wykrycia zjawisk orientacji optycznej atomów w stanie podstawowym dokonane zostały dla sodu w promieniu atomowym tego metalu [5]. Zasadę doświadczenia przedstawia rys. 5. Promień atomowy sodu wychodzi z piecyka P przez szereg szczelin kolimacyjnych S_1, S_2 . W obszarze A w polu magnetycznym H_0 stałym i prostopadłym do biegu promienia zostaje on zorientowany przez wzbudzenie σ^+ światłem padającym równoległe do kierunku pola. W wyniku orientacji znaczna część atomów wchodzących do obszaru B przeprowadzona została do podpoziomu $m = +1/2$ stanu podstawowego. W obszarze tym następuje ponowne wzbudzenie liniami rezonansowymi $D_{1,2}$ o polaryzacji π . Przy pomocy fotopowielaczy Ph1 i Ph2 ustawionych za stosownymi układami optycznymi wykrywane zostają w promieniowaniu rezonansowym wzbudzone w obszarze B składowe σ^+ i σ^- . Rzut oka na schemat na rys. 4 pozwala na wywnioskowanie, że, gdy atomy wchodzące do B nie zostały uprzednio zorientowane po wzbudzeniu π , natężenie składowych σ^+ i σ^-

w promieniowaniu rezonansowym jest jednakowe. Gdy jednak w wyniku orientacji przeważna część atomów sodu została przeprowadzona do podpoziomu o $m = +1/2$ wówczas po wzbudzeniu π dominować będzie w promieniowaniu rezonansowym składowa σ^+ . Gdy fotopowielacze zmontujemy



Rys. 5. Metoda detekcji optycznej orientacji atomów w promieniu atomowym S_1 , S_2 — szczeliny kolimacyjne, A — przestrzeń orientacji, B — przestrzeń detekcji P — piec, $Ph1$ i $Ph2$ — fotopowielacze

w obwodzie mostkowym, zrównoważonym w nieobecności orientacji, to po jej wprowadzeniu układ przestanie być zrównoważony, co się zaznaczy wychyleniem galwanometru.

Jeśli więc bezwzględny stopień orientacji atomów nazwiemy wielkość:

$$\delta = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-} \quad (3)$$

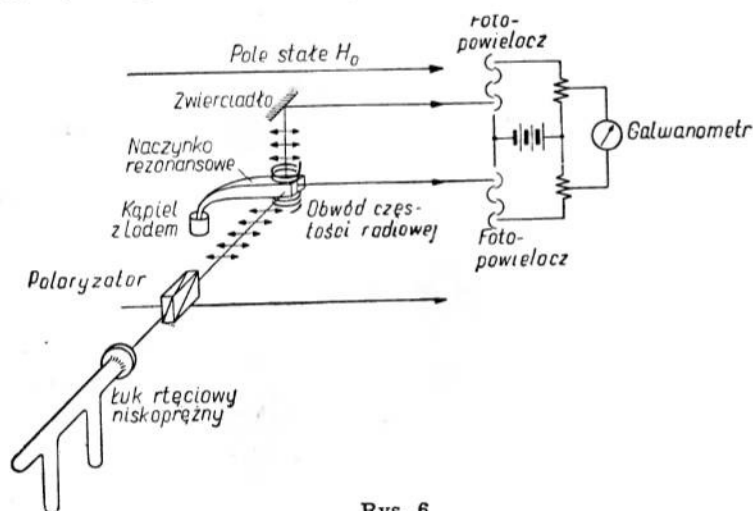
(n_+ i n_- są to liczby atomów sodu w stanie o $m = +1/2$ i $m = -1/2$ odpowiednio), to z opisanych tu pomiarów otrzymamy względny stopień orientacji:

$$e = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} \quad (4)$$

(I_+ i I_- natężenia promieniowania σ^+ i σ^- zarejestrowanego przez fotopowielacze).

Udoskonalenie tej metody [6] polegało na wykorzystaniu przy detekcji rezonansu magnetycznego między podpoziomami zeemanowskimi stanu podstawowego w sposób następujący. Obszar detekcji B znajduje się we-

wnątrz cewki wytwarzającej oscylujące pole magnetyczne H_1 o kierunku równoległym do kierunku biegu promienia atomowego (a więc prostopadłe do H_0). Pomiar przebiega w ten sposób, że, podobnie jak w pierwotnym układzie, następuje orientacja atomów przez naświetlanie promienia atomowego w obszarze A światłem spolaryzowanym kołowo o odpowiedniej skrętności następnie zaś przez włączenie pola magnetycznego oscylującego, o częstości dokładnie ustalonej przez kwarc oscylatora, wywołujemy przejścia wyrównujące różnice w obsadzeniu poszczególnych podpoziomów, co zaznacza się od razu w zmianie stosunku natężeń składowych π i σ promieniowania rezonansowego. Jest oczywiste, że te przejścia tylko wówczas mogą zachodzić gdy częstość pola oscylującego spełnia warunek B o h r a dla różnic energii między rozważanymi podpoziomami. W celu otrzymania widma rezonansowego możliwe są dwa sposoby postępowania doświadczalnego. Albo utrzymując niezmiennie natężenie pola magnetycznego H_0 zmieniamy stopniowo częstość pola oscylującego



Rys. 6

H_1 albo też, utrzymując częstość pola oscylującego stałą zmieniamy stopniowo natężenie pola magnetycznego H_0 . Z uwagi na to, że tylko w drugim przypadku możemy operować bardzo dokładnie znaną i ustabilizowaną częstością H_1 ten drugi sposób postępowania jest powszechnie przyjęty. Zmieniając stopniowo natężenie pola H_0 otrzymujemy krzywą rezonansową. Przykłady takich krzywych podane będą w dalszej części artykułu.

Doświadczenia wykazały, że zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi przy wielkości obszaru w którym następuje orientacja równej około 20 cm (co odpowiada czasowi przebiegu atomu sodu przez obszar orientacji ok. 10^{-4} sek) osiągnięty zostaje stopień orientacji ϱ rzędu 30 do 40%.

W dalszej ewolucji tych badań okazało się, że również i w parze nasyconej metali alkalicznych można otrzymać analogiczną orientację atomów i wykrywać ją w sposób analogiczny do opisanego poprzednio. W tym przypadku obszary orientacji i detekcji pokrywają się [7, 8].

Bardzo interesujące badania orientacji atomów rtęci w stanie wzbudzonym 6^3P_1 zostały przeprowadzone przez Brossela i Bittera [9]. Promieniowanie rezonansowe wzbudzone jest w naczynku (rys. 6), umieszczonym w stałym polu magnetycznym H_0 , lamją rtęciową, której światło jest spolaryzowane liniowo, równoległe do H_0 przy pomocy przyzmatu Glazebrooka. W opisanych warunkach doświadczenia, w rtęci o naturalnym składzie izotopowym (70% izotopów o parzystej liczbie masowej) otrzymuje się silny sygnał rezonansowy π w kierunku prostopadłym do H_0 i do kierunku biegu wiązki wzbudzającej (co odpowiada kierunkowi OY z rys. 1) i w kierunku równoległym do H_0 słaby sygnał σ światła spolaryzowanego kołowo (pochodzącego głównie od atomów izotopów rtęci o liczbie masowej nieparzystej).

Stosując wzbudzenie schodkowe prowadzące do stanu 7^3S_1 można było zbadać strukturę zeemanowską i tego poziomu. Przez wzbudzenie linią rezonansową 2537 \AA osiągnięty zostaje stan 6^3P_1 . W wyniku zderzeń z cząsteczkami azotu dodanego do naczynka rezonansowego następuje przeprowadzenie wzbudzonych atomów rtęci do stanu metatrwałego 6^3P_0 a stąd przez wzbudzenie linią fiołkową 4047 \AA osiągnano stan 7^3S_1 . Dużą trudnością doświadczenia było znalezienie takiego sposobu przyłożenia oscylującego pola magnetycznego o znacznym natężeniu, które nie wywołałoby równocześnie wyładowania elektrycznego i świecenia samej komórki rezonansowej. Przejścia rezonansowe w stanie 7^3S_1 badano przez zmianę stanu polaryzacji linii 4358 \AA (por. schemat poziomów na rys. 3a), wydzielonej przy pomocy odpowiednich filtrów. Otrzymano linie rezonansowe o znacznej szerokości co jest w dobrej zgodności z krótkim czasem życia stanu 7^3S_1 [10].

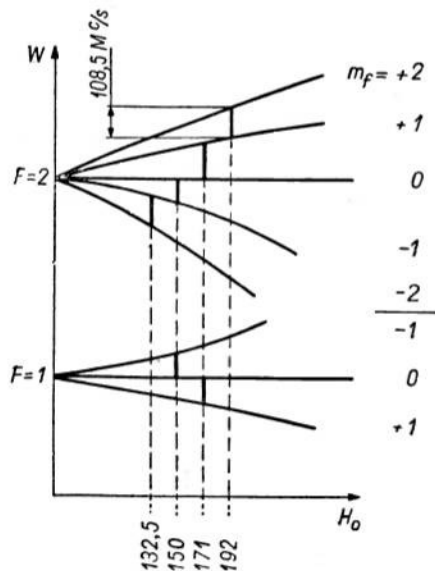
4. Widma rezonansowe. Wzór Breit'a - Rabi'ego

Rysunek 7 przedstawia zaczerpnięty z pracy J. Brossela B. Cagnaca i A. Kastlera [11] diagram energii podpoziomów zeemanowskich dla sodu, przy uwzględnieniu nadsubtelnego rozszczepienia stanu podstawowego związanego z istnieniem spinu jądra $I = 3/2$. Przy częstotliwości $f_0 = 108,5 \text{ Mc/sek}$ rezonanse występują dla natężeń pól magnetycznych zaznaczonych na osi odciętych.

Energie poszczególnych podpoziomów zeemanowskich w funkcji pola H_0 dane są w przypadku ogólnym dla „pola słabego” przez wyrażenie:

$$W(F, m_F) = \frac{a}{2} \left[F(F+1) - I(I+1) - J(J+1) \right] - \left\{ \frac{\mu_I}{I} \left[I(I+1) + F(F+1) - J(J+1) \right] + \frac{\mu_J}{J} \left[F(F+1) + J(J+1) - I(I+1) \right] \right\} \frac{m_F H_0}{2F(F+1)}, \quad (5)$$

gdzie a jest stałą magnetycznego rozszczepienia nadsubtelnego, μ_I momentem magnetycznym jądra, μ_J momentem magnetycznym powłoki elektronowej atomu a H_0 natężeniem magnetycznego pola rozszczepiającego.



Rys. 7. Schemat rozszczepienia zeemanowskiego poziomu podstawowego sodu, z uwzględnieniem rozszczepienia nadsubtelnego

Przypadek „pośrednich” natężeń pól magnetycznych jest w ogólności bardziej złożony. Dla szczególnie ważnego w praktyce przypadku $J = 1/2$ (metale alkaliczne, srebro i in.) energie podpoziomów zeemanowskich dane są przez wzór Breita - Rabięgo [12]:

$$W(F, m_F) = -\frac{\Delta W}{2(2I+1)} - \frac{\mu_I}{I} H_0 m_F \pm \frac{\Delta W}{2} \sqrt{1 + \frac{4m_F x}{2I+1} + x^2} \quad (6)$$

gdzie $\Delta W = \frac{a}{2}(2I+1) = hf_0$; ΔW przedstawia tu różnicę energii a f_0

odpowiadające jej rozszczepienie poziomów nadsubtelnych dla $H_0 = 0$ zaś

$$x = \frac{(-\mu_J/J + \mu_I/I)}{\Delta W} H_0 \quad (6a)$$

Znak + odnosi się do wartości $F = I + 1/2$, znak — do $F = I - 1/2$.

Łatwo wykazać, że dla opisanej w punkcie 3 metody doświadczalnej rezonanse magnetyczne otrzymujemy z dużym przybliżeniem dla równych odstępów wartości natężenia pola magnetycznego H_0 . Pomijając we wzorze (6) wyraz $\frac{\mu_I}{I} H_0 m_F$, jako bardzo mały w porównaniu z pozostałymi, rozwijając na szereg $\sqrt{1 + \frac{4m_F x}{2I+1} + x^2}$ i ograniczając się do wyrazów zawierających potęgę x do drugiej włącznie otrzymujemy na różnicę energii dwóch podpoziomów o m_F różniącym się o 1 (np. $m_F + 1$ i m_F):

$$W_{m+1} - W_m = \frac{\Delta W x}{2I+1} \left[1 - \frac{2m+1}{2I+1} x \right]. \quad (7)$$

Wyrażając energie podpoziomów $m_F + 1$ i m_F oraz ΔW w Mc/sek mamy dla przypadku rezonansu przy częstotliwości pola oscylującego równej f :

$$f = \frac{\Delta W \cdot x_{m+1,m}}{2I+1} \left(1 - \frac{2m+1}{2I+1} x \right) \quad (8)$$

stąd w pierwszym przybliżeniu

$$x_{m+1,m} = \frac{f(2I+1)}{\Delta W}$$

a stąd:

$$x_{m+1,m} = \frac{(2I+1)f}{\Delta W} \left[1 + \frac{(2m+1)f}{\Delta W} \right]. \quad (9)$$

Z (6a) widać, że $x_{m+1,m} \sim \frac{1}{\Delta W} H_{m+1,m}$

przeto: $x_{m+1,m} - x_{m,m-1} \sim \frac{1}{\Delta W} (H_{m+1,m} - H_{m,m-1})$ (10)

a równocześnie

$$\Delta x = x_{m+1,m} - x_{m,m-1} = \frac{2f^2(2I+1)}{(\Delta W)^2} \quad (11)$$

Z (11) widać, że Δx jest stałe co oznacza, że rezonanse winny pojawiać się przy stałych różnicach natężenia pola H_0 tj., że widmo rezonansowe będzie miało postać równoodległych linii rezonansowych.

Można również obliczyć wartości natężeń pól $H_{m+1,m}$ odpowiadają-

cych przejściem rezonansowym między podpoziomami $m + 1$, m . Ze wzoru (6a), przy pominięciu $\frac{\mu_I}{I}$ jako bardzo małego wobec $\frac{\mu_J}{J}$ oraz ze wzoru (9) mamy:

$$\frac{\mu_J H_{m+1,m}}{J \Delta W} = \frac{(2I + 1)f}{\Delta W} \left[1 + \frac{f}{\Delta W} (2m + 1) \right]$$

a stąd:

$$H_{m+1,m} = \frac{(2I + 1)Jhf}{\mu_J} \left[1 + \frac{f}{\Delta W} (2m + 1) \right] \quad (12)$$

Zgodność $H_{m+1,m}$ obliczonego według wzoru (12) z wynikami pomiarów innymi metodami (np. z cechowaniem natężenia pola magnetycznego w funkcji natężenia prądu płynącego przez cewki Helmholtza przy pomocy rezonansów protonowych) jest tak dobra, że położenie rezonansów magnetycznych może być stosowane do dokładnego wyznaczenia natężenia pola magnetycznego. Ze wzoru (12) widać również, że położenie rezonansów pomiędzy podpoziomami zeemanowskimi o tych samych wartościach m dla podpoziomów $F_1 = I + 1/2$ i $F_2 = I - 1/2$ jest to samo, to jest, że rezonanse niemal się pokrywają. Widać to m. in. na przytoczonym wykresie dla rezonansu w sodzie (rys. 7).

5. Wpływ gazu obcego (buforującego) na stopień orientacji

Studiując zjawiska orientacji atomów sodu w parze nasyconej stwierdzono, że komórki rezonansowe źle odhodowane, zawierające resztki gazu pod niewielkim ciśnieniem wykazywały większy stopień orientacji niż te, które zawierały czystą parę sodu [13]. Pierwsze prace mające na celu wyjaśnienie i systematyczne zbadanie tego zjawiska przy użyciu wodoru jako gazu obcego dodanego do pary sodu wykazały, że natężenie sygnałów rezonansowych wzrasta zrazu bardzo szybko ze wzrostem ciśnienia (od 0 do 0,2 mm Hg) przechodzi następnie przez płaskie maksimum $0,3 < p < 0,5$ mm Hg i wreszcie powoli maleje. W natępnych pracach [14, 15] poddano ten efekt badaniom bardziej szczegółowym stosując różne gazy obce (N_2 , D_2 , He w [14] i He, Ne, Ar, Kr i Xe w [15]). Otrzymano zwiększenie stopnia orientacji 10-o, a nawet 15-o krotne (zależnie od gazu i typu obserwowanego rezonansu).

Interpretacja tego zjawiska wymaga rozpatrzenia szeregu efektów wywołanych przez gaz obcy i działających równocześnie.

Zasadniczym procesem wywołującym dezorientację w stanie podstawowym są zderzenia atomów zorientowanych ze ściankami komórki rezonansowej. W obecności atomów gazu obcego średnia droga swobodna

atomów sodu zostaje zmniejszona, ruch atomu zorientowanego ku ściankom naczynia ma charakter dyfuzji (ciśnienie gazu obcego jest rzędu $10^4 - 10^5$ razy większe od prężności pary sodu w warunkach doświadczenia) i atom zorientowany pozostaje czas niepomiarowo dłuższy w przestrzeni obserwacyjnej niż w nieobecności gazu obcego.

Wprowadzenie gazu obcego wywołuje jednak również i efekty dezorientujące, wśród nich wymienić należy przede wszystkim dezorientację w wyniku zderzeń z atomami wzbudzonymi. Efekt ten znany jest, jako depolaryzujące działanie gazu obcego na optyczne promieniowanie rezonansowe. Zderzenia z atomami gazu obcego wywołują przejścia bezpromieniste między podpoziomami o różnych m wywołując wyrównanie populacji tych podpoziomów. W ten sposób zderzenia te niweczą również proces orientacji przez pompowanie optyczne. Jest oczywiste, że ze wzrostem ciśnienia gazu obcego efekt ten się potęguje.

Trzecim efektem, jaki można by tu pomyśleć jest dezorientacja atomów w stanie podstawowym w wyniku zderzeń z atomami gazu obcego. Jak to wynika z teoretycznej pracy B e n d e r a stany S mające symetrię kulistą są znacznie mniej wrażliwe na zderzenia niż stany P o anizotropii orbitalnej [16]. Dlatego też efekt dezorientacji przez zderzenia z atomami w stanie podstawowym może odgrywać rolę, i to niewielką, jedynie przy znacznie większych ciśnieniach gazu obcego.

Próba teoretycznego, jednoczesnego ujęcia wszystkich tych wpływów podjęta w pracach [14] i [15] nie doprowadziła do zadawalających wyników o charakterze ogólnym. Jedną z zasadniczych trudności jest niedostateczna znajomość stosunku natężeń linii D_1 i D_2 w źródle używanym do orientacji optycznej. Zakłada się na ogół wzbudzenie typu szerokiej linii (*broad line excitation*) i na stosunek D_1 do D_2 przyjmuje się bądź 1, bądź 1,35. Inną trudnością jest dość schematyczne przypuszczenie działania „zderzeń całkowicie dezorientujących” prowadzących do wyrównania populacji różnych podpoziomów w wyniku procesu jednego typu (przyjęcie jednego typu przekroju czynnego itp.).

Ostatnim odrębnym efektem działania gazu obcego jest zderzeniowe zmniejszenie szerokości dopplerowskiej. Sprawa ta zostanie szczegółowiej omówiona w dalszej części niniejszego artykułu przy dyskusji szerokości linii rezonansowych dla przejść nadsubtelnych w cezie.

6. Kształt linii rezonansowych. Wzór Majorany-Brossela. Wyznaczenie czasu życia poziomów wzbudzonych

Zagadnienie kształtu linii rezonansowej jest równoważne zagadnieniu reorientacji momentu magnetycznego przez pole o częstotliwości radiowej [17].

Dla przypadku spinu $1/2$ zostało ono rozwinięte przez R a b i e g o [18] a następnie dla spinu dowolnego uogólnione przez M a j o r a n ę [19]. Rozważany jest przypadek momentu pędu F w polu magnetycznym stałym, o natężeniu H_0 , który w chwili początkowej $t_0 = 0$ znajduje się w podpoziomiu zeemanowskim m_F . Pole H_1 prostopadłe do H_0 i wirujące dookoła niego z prędkością kątową ω wymusza przejście do podpoziomu m' .

Prawdopodobieństwo $P(F, m_F, m'_F, t)$ znalezienia po czasie t rozpatrywanego układu w stanie orientacji m'_F jest:

$$P(F, m_F, m'_F, t) = (\cos \alpha/2)^{4F} (F+m)! (F+m')! (F-m)! (F-m')! \cdot \left[\sum_{n=0}^{2F} \frac{(-1)^n \left(\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}\right)^{2n-m+m'}}{n! (n-m+m')! (F+m-n)! (F-m'-n)!} \right]^2 \quad (13)$$

w wyrażeniu tym: $\sin \frac{\alpha}{2} P(1/2, 1/2, -1/2, t) =$

$$= \frac{\left(\frac{\omega}{\gamma H_1}\right)^2}{1 + (1 + H_0/H_1)^2} \cdot \frac{(\gamma H_1)^2}{(\gamma H_1)^2 + (\omega - \omega_0)^2} \cdot \frac{1}{\sin^2 2} \sqrt{(\gamma H_1)^2 + (\omega - \omega_0)^2} t \quad (14)$$

gdzie $\omega = \gamma H_0 = g_F \frac{e}{2mc} H_0$ a γ jest stosunkiem gyromagnetycznym wyrażonym przez stałe powszechne i czynnik L a n d é g o.

Rozważmy teraz za B r o s s e l e m przypadek stanu stacjonarnego i oznaczmy przez n liczbę atomów wzbudzanych optycznie w ciągu jednostki czasu ze stanu podstawowego do omawianego stanu wzbudzonego (równą liczbę atomów powracających). W czasie dt wzbudzonych zostanie ndt atomów i spośród nich pozostanie w tym stanie po upływie czasu t liczba $ndt \cdot e^{-t/T_e}$. Z liczby tej do stanu (F, m') zostanie przeprowadzonych:

$$dN_{m'} = ndt \cdot e^{-t/T_e} P(F, m, m', t) \quad (15)$$

Po czasie bardzo długim od chwili rozpoczęcia wzbudzenia całkowite obsadzenie poziomu (F, m') jest dane przez:

$$N_{m'} = nP(F, m, m', t) \cdot e^{-t/T_e} dt \quad (16)$$

(T_e — czas życia dla rozważanego poziomu wzbudzonego).

Ponieważ zaś dla stanu stacjonarnego mamy: $n = N_{m'}/T_e$ więc:

$$N_{m'} = \frac{N_m}{T_e} P(F, m, m', t) e^{-t/T_e} dt \quad (16a)$$

Równanie to, po wprowadzeniu doń $P(F, m, m', t)$ dla przypadku dowolnego z parzystych izotopów rtęci ($g_F = 3/2$) daje po scałkowaniu wzór Majorany-Brossela:

$$y = \frac{1}{T_e} \int_0^{\infty} e^{-t/T_e} \sin^2 \frac{a}{2} \cos^2 \frac{a}{2} dt =$$

$$= \frac{I_0}{2} \left[\frac{(\gamma H_1)^2}{(\gamma H_1)^2 + (\omega - \omega_0)^2} \right] \cdot \left[\frac{(\gamma H_1)^2}{(1/T_e)^2 + 4(\gamma H_1)^2 + 4(\omega - \omega_0)^2} + \right. \quad (17)$$

$$\left. + \frac{(\omega - \omega_0)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma H_1)^2 + (1/T_e)^2} \right]$$

Równanie powyższe daje, dla wartości $\gamma H_1 < \frac{1}{\sqrt{8}T_e}$ krzywą w kształ-

cie dzwonu. Dla większych wartości γH_1 występuje „odwrócenie” linii i odległość maksimumów może być wyprowadzona z tego wzoru.

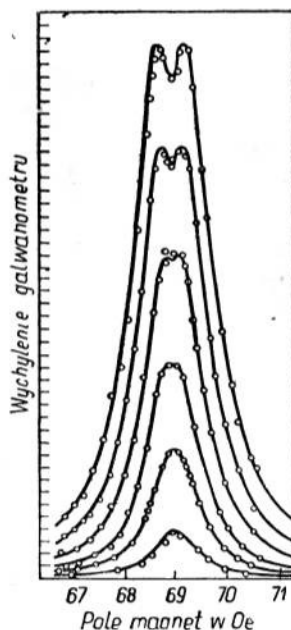
Pomiary Brossela przeprowadzone są dla mieszaniny parzystych izotopów rtęci dały doskonałą zgodność punktów doświadczalnych z krzywymi teoretycznymi dla wszystkich obszarów wartości H_1 . Taką samą zgodność uzyskano również i dla krzywych doświadczalnych dla izotopów nieparzystych, z odpowiednimi do wartości F i m_F wzorami (rys. 8).

Szerokość połowkowa linii rezonansowej $\Delta\omega$ dana jest bardzo dobrze przez wyrażenie przybliżone (dla $\gamma H_1 \ll 1/T_e$)

$$(\Delta\omega)^2 = \frac{4}{T_e^2} [1 + 5,8(\gamma H_1 T_e)^2] \quad (18)$$

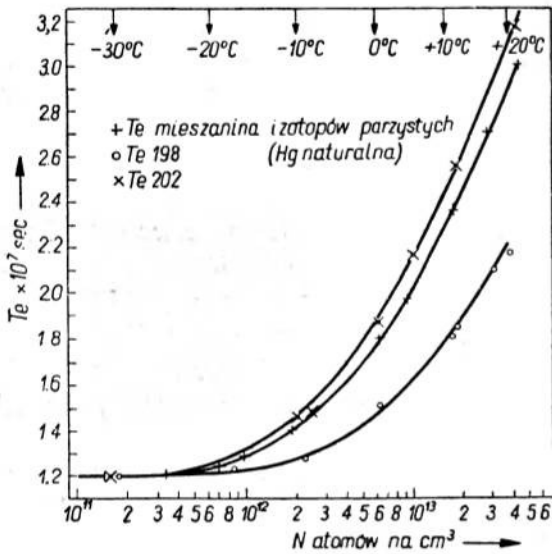
Wyrażenie to, z jednej strony przez obecność wyrazu $5,8(\gamma H_1 T_e)^2$ wskazuje na efekt rozszerzenia linii przez pole częstości radiowej (co można rozumieć jako wpływ skrócenia czasu

życia poziomów przez przejścia indukowane), z drugiej zaś, dla przypadku bardzo małych natężeń H_1 przedstawia szerokość linii $F, m - Fm'$ jako sumę szerokości poziomów między którymi to przejście zachodzi ($2/T_e$). Pomiary T_e przeprowadzone tą metodą dały na czas życia poziomu 6^3P_1 rtęci wielkość $T_e = 1,55 \cdot 10^{-7}$ sek. Ta wartość jest o ok. 40% większa od otrzymanych z pomiarów optycznych. Podobną wartość otrzymano dla Hg^{201} oraz nieco mniejszą ($1,45 \cdot 10^{-7}$) dla Hg^{199} .



Rys. 8

Wyjaśnienie tych rozbieżności zawdzięczamy zwróceniu uwagi na wpływ, jaki wywiera na wyniki pomiarów zjawisko uwięzienia i wielokrotnej dyfuzji promieniowania rezonansowego [20]. Stwierdzono np., że dla danej komórki rezonansowej wyniki pomiarów T_e zależą od geometrii montażu i typu wzbudzenia (gorący lub chłodny łuk rtęciowy). Dla komórek rezonansowych o małych rozmiarach, w których dyfuzja promieniowania rezonansowego nie odgrywa tak wielkiej roli otrzymuje się linie szersze, więc T_e mniejsze niż dla komórek dużych. Decydujące pomiary polegały na zbadaniu T_e w funkcji gęstości pary Hg (wyrażonej przez podanie liczby atomów Hg w 1 cm^3).



Rys. 9

Pomiary przeprowadzono w czystych izotopach 198 i 202 oraz dla mieszaniny izotopów parzystych. Stwierdzono, że wartość T_e dla gęstości bardzo małych (ok. 10^{11} atomów w cm^3) dąży do wspólnej granicy $1,2 \cdot 10^{-7}$ sek, następnie, że przy wzbudzeniu selektywnym jednego izotopu (lampą chłodzoną zawierającą tylko ten izotop) w mieszaninie wszystkich izotopów parzystych otrzymana wartość T_e odpowiada gęstości cząstkowej atomów tegoż izotopu (rys. 9). Zdumiewającym wynikiem było między innymi otrzymanie dla większych gęstości pary rtęci tj. w warunkach, w których występuje dyfuzja promieniowania rezonansowego, szerokości linii rezonansowych mniejszych od szerokości naturalnej. Doprowadziło to do rozróżnienia spójnej i niespójnej dyfuzji promieniowania rezonansowego.

Rozważmy atom A, którego stany własne dla $m = 0, \pm 1$, przedstawione są przez funkcje falowe ψ_{+1}^A, ψ_0^A , i ψ_{-1}^A . W obecności zaburzającego pola promieniowania o częstotści radiowej, po upływie czasu t stan atomu przedstawiony będzie przez:

$$\psi^A(t) = C_1(t)\psi_{+1}^A + C_0(t)\psi_0^A + C_{-1}(t)\psi_{-1}^A \quad (19)$$

Aby opisać ewolucję atomu B należy napisać równania analogiczne wprowadzając przy tym, jako warunek początkowy formę funkcji ψ^B w chwili następującej po wzbudzeniu. W związku z tym rozpatrzone zostają przez autorów dwa przypadki:

ψ^B jest czystym stanem własnym atomu B. Wówczas mówimy, że dyfuzja promieniowania ma charakter niespójny. W tym przypadku atom B jest innym izotopem niż A i przejście zachodzi jedynie w wyniku przypadkowej zgodności poziomów energetycznych spowodowanej np. przesunięciem dopplerowskim wynikłym z względnego ruchu obu atomów. Gdy atomy A i B są identyczne i nie znajdują się w ruchu względem siebie ich poziomy energetyczne są zgodne i wówczas należałoby sprawę traktować tak, jakgdyby występowało jednoczesne wzbudzenie przez składowe $\sigma^+ \pi, \sigma^-$ z natężeniami względnymi $|C_1^A(t)|^2, |C_0^A(t)|^2, |C_{-1}^A(t)|^2$ i traktować obydwie procesy jak gdyby były zupełnie niezależne. Niespójna dyfuzja tego typu działa depolaryzująco, przedłuża czas uwięzienia promieniowania lecz równocześnie prowadzi do rozszerzenia linii rezonansowej i w żadnym razie nie może dać linii o szerokości mniejszej od szerokości naturalnej.

Gdy $\psi^B = \sum_i C_i'(t)\psi_i^B$ w szczególności dla atomów A i B należących do tego samego izotopu parzystego

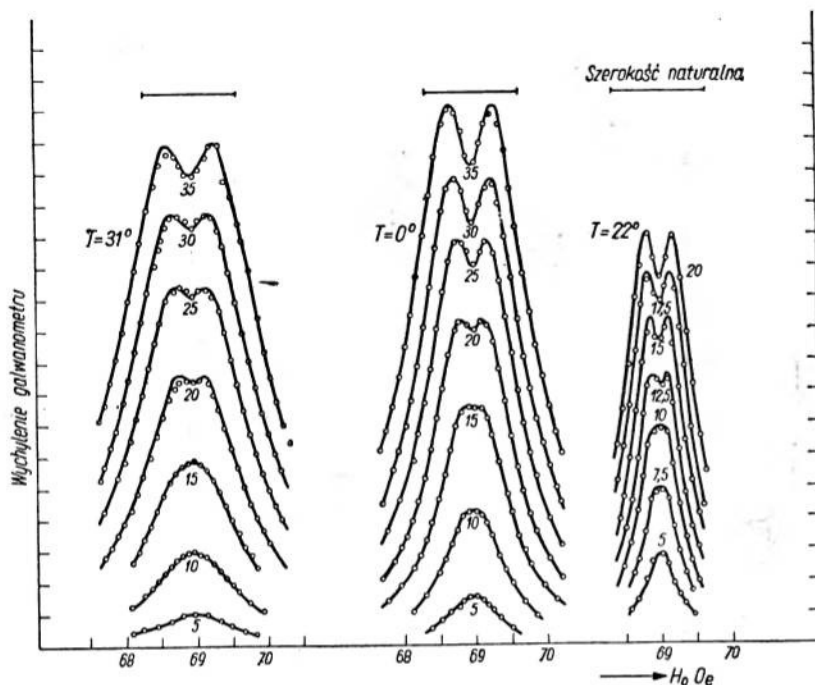
$$\psi^B(t) = C_1'(t)\psi_{+1}^A + C_0'(t)\psi_0^A + C_{-1}'(t)\psi_{-1}^A \quad (19a)$$

współczynniki $C_1'(t), C_0'(t), C_{-1}'(t)$ są wyznaczone co do wielkości i fazy przez $C_1(t), C_0(t), C_{-1}(t)$ przy wzięciu pod uwagę wzajemnej orientacji atomów A i B w polu magnetycznym.

W tym przypadku dyfuzję promieniowania nazywamy spójną i traktujemy zjawisko, jakgdyby atom B był oświetlony spójną mieszaniną fotonów pochodzących z A. Znany przykładem tego jest wzbudzenie promieniowania rezonansowego spolaryzowanego kołowo prawo i lewoskrętnie przez światło spolaryzowane liniowo o kierunku drgań prostopadłym do pola magnetycznego H_0 w którym znajduje się atom B (21). W tym przypadku $C_1 = C_{-1}$ oraz $C_0 = 0$.

Tego typu dyfuzja prowadzi do zwężenia linii rezonansowej co widać z najprostszego przykładu gdy $C_1' = C_1; C_0' = C_0$ i $C_{-1}' = C_{-1}$ a atomy

wymieniają pomiędzy sobą w pewien sposób swą funkcję falową. Rozwój czasowy funkcji falowej ψ^B począwszy od chwili t do chwili $t+dt$ będzie identyczny jaki by był rozwój ψ^A gdyby foton nie został wyemitowany z tego atomu. Ponieważ zaś odstęp czasowy $t + dt$ może średnio osiągnąć



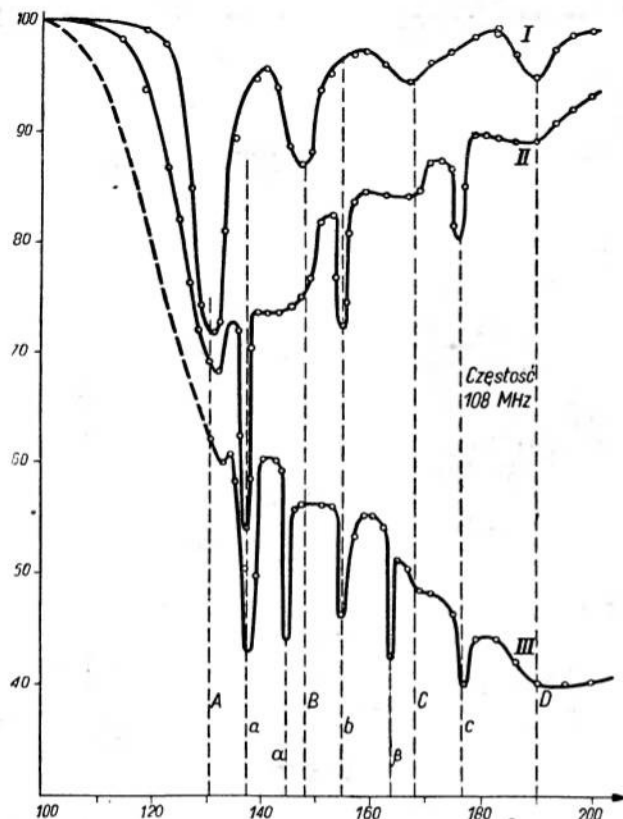
Rys. 10

wartość $2T_e$, wszystko się dzieje tak, jakgdyby czas życia w stanie wzbudzonej był dwukrotnie dłuższy, a więc linia rezonansowa dwukrotnie węższa. W rzeczywistości sprawa jest bardziej złożona; przy obserwacjach mamy do czynienia z nałożeniem procesów wielokrotnej dyfuzji spójnej i niespójnej oraz emisji bezpośredniej i wyznaczenie T_e może być przeprowadzone tylko w przypadku granicznym gdy gęstość pary maleje tak, by można było pominąć procesy wielokrotnej dyfuzji. Wyniki doświadczalne przedstawiające zmniejszenie szerokości linii rezonansowej rtęci w wyniku spójnej dyfuzji promieniowania rezonansowego przedstawia rys. 10 zaczerpnięty z pracy J. E. Blamonta [22].

7. Rezenanse wielokwantowe

Podczas doświadczeń nad rezonansem magnetycznym atomów sodu zorientowanych w stanie podstawowym [6] zaobserwowano interesującą

ewolucję widma rezonansowego w zależności od amplitudy oscylującego pola magnetycznego H_1 (rys. 11).

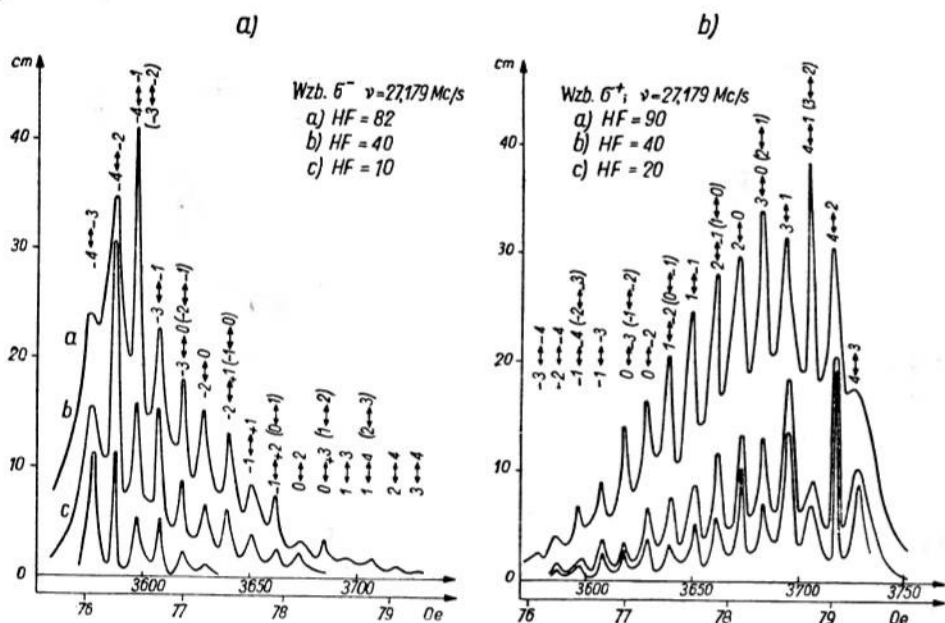


Rys. 11. Ewolucja widma rezonansowego sodu w zależności od amplitudy pola oscylującego. Krzywa I — mała amplituda, widoczne tylko rezonanse pojedyncze; Krzywa II — średnia amplituda, rezonanse pojedyncze rozszerzone, między nimi widoczne trzy rezonanse podwójne; Krzywa III — duża amplituda, oprócz rezonansów podwójnych widoczne również dwa rezonanse potrójne

Dla niewielkiej wartości amplitudy (krzywa 1) otrzymano cztery maksima rezonansowe oznaczone na rysunku literami A, B, C i D. Odpowiadają one przejściom rezonansowym zaznaczonym na rys. 7 i położenia ich wykazują zgodność z przewidywanymi według wzoru Breita—Rabiego [6]. W miarę wzrostu amplitudy H_1 maksima te ulegają stopniowemu rozszerzeniu i zatarciu, natomiast w obszarze pomiędzy nimi pojawiają się trzy bardzo wąskie linie rezonansowe (krzywa II, linie a, b, c). Przy dalszym jeszcze wzroście amplitudy H_1 pojawiają się dwie dalsze linie rezonansowe (krzywa III, linie α i β). Pomiary wykazały, że te nowe linie rezonansowe pojawiają się dla wartości natężenia pola H_0 takich,

dla których różnica energii podpoziomów zeemanowskich m_F , $m_F - 2$, (linie a, b, c) oraz m_F i $m_F - 3$ (linie α i β) wynosi odpowiednio $2f$ i $3f$.

Analiza teoretyczna tego procesu [23] i [24] polegała na rozważeniu zbioru układów kwantowych o N poziomach, niejednakowo obsadzonych, który w ciągu określonego czasu został poddany działaniu zaburzającego pola magnetycznego oscylującego. Pole to jest w stanie indukować przejścia między podpoziomami bezpośrednio sąsiadującymi ze sobą. Oprócz tych rezonansów, które przewiduje uproszczona teoria rozpatrująca oddziaływania tylko dwóch poziomów z polem promieniowania (bez



Rys. 12. Widma przejść rezonansowych między podpoziomami zeemanowskimi stanu podstawowego cezu przy wzbudzeniu σ^- i σ^+ .

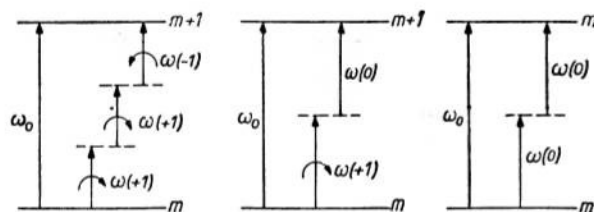
Cez z ksenonem jako gazem buforującym ($p_{Xe} = 0,16$ mm Hg), odcięta — natężenie pola magnetycznego stałego H_0 w Oe i podz. LN rzędna — sygnał rezonansowy w cm.

uwzględnienia innych podpoziomów), teoria kompletna przewiduje istnienie serii linii rezonansowych, bardzo wąskich, odpowiadających przejściom wyższych rzędów (tj. między m_F , $m_F - p$, gdzie $p > 1$ i jest liczbą całkowitą). Z przewidywań teoretycznych wynika, że im wyższy jest rząd rezonansu, tym linia jest węższa.

Widma analogiczne do opisanych wyżej zostały zbadane dla przypadku cezu przez autora niniejszego artykułu (25). Ze względu na dużą wartość spinu jądrowego cezu ($I = 7/2$) znajdujemy w widmie osiem rezonansów pojedynczych, siedem podwójnych, sześć potrójnych itd.). Wygląd

widma rezonansowego przy wzbudzeniach σ^+ i σ^- przedstawia rysunek 12.

Oprócz tych przejść zaobserwowano inny jeszcze rodzaj przejść wielokwantowych w atomach sodu w stanie podstawowym [26]. Przy bardzo słabym polu magnetycznym H_0 (odpowiadającemu warunkom, w których sprzężenie \vec{I} i \vec{J} nie jest naruszone) odległości podpoziomów zeemanowskich są identyczne i otrzymuje się tylko jedną linię rezonansu magnetycznego i układ zachowuje się tak, jakgdyby istniały tylko dwa podpoziomy energetyczne. Gdy prostopadle do stałego pola magnetycznego H_0 zostanie przyłożone pole H_1 o stałej amplitudzie, wirujące z prędkością kątową ω dokoła H_0 wówczas, przy stosownym dopasowaniu częstości do



Rys. 13. Schemat przejść rezonansowych wielokwantowych

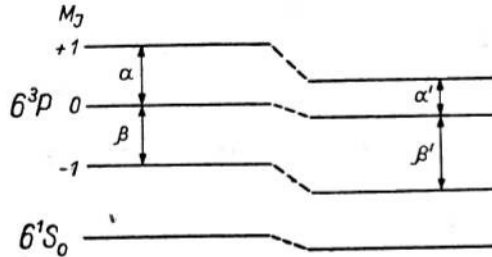
odstępu energetycznego podpoziomów mogą zostać indukowane przejścia $\Delta m = +1$ (dla zwrotu ω zgodnego ze zwrotem prądu magnesującego wytwarzającego pole H_0) oraz przejścia $\Delta m = -1$ (dla przeciwnego zwrotu ω). Kwant częstości radiowej niesie moment pędu równy $\pm \hbar$ i przekazuje go atomowi. W tym przypadku możliwe jest tylko przejście jednoquantowe. Jeśli jednak zamiast pola wirującego H_1 zastosowane zostanie pole oscylujące, które można zawsze przedstawić jako sumę pól wirujących o równych częstościach i przeciwnych zwrotach, wówczas obecne są oba typy kwantów niosących $+1$ i -1 jednostek momentu pędu i można oczekiwać przejścia $\Delta m = +1$ dokonanego przez nieparzystą liczbę kwantów (np. $(+1) + (+1) + (-1)$) jeśli tylko spełniona zostanie zasada zachowania energii. W pracach [26] i [24] otrzymano przejścia odpowiadające 2, 3 i 4 kwantom pochłoniętych (rys. 13).

Wyniki otrzymane dla różnych amplitud pola H_1 wykazały zgodne z przewidywaniami teoretycznymi [23] i [24] przesunięcie linii rezonansów wielokwantowych w stronę mniejszych wartości H_0 ze wzrostem amplitudy H_1 (efekt Blocha i Siegerta) oraz ich rozszerzenie [27].

8. Badania zjawiska Starka w rtęci

Doświadczenia nad zjawiskiem Starka w rtęci prowadzone uprzednio metodami czysto optycznymi nastęrczały, ze względu na mały efekt

bardzo wielkie trudności doświadczalne. Metody badania przeważnie opierały się na porównaniu rozszczepienia starkowskiego i zeemanowskiego metodą absorpcji promieniowania wysyłanego przez źródło umieszczone w polu rozszczepiającym przez komórkę absorpcyjną znajdującą się poza polem. Stwierdzone niewielkie przesunięcia składowych π i σ jakościowo wskazywały na zależność efektu od kwadratu natężenia pola elektrycznego, co było zgodne z przewidywaniami teoretycznymi. Dokładne wyznaczenie stałych rozszczepienia było jednak niemożliwe.



Rys. 14 Tylko pole magnetyczne. Pole magnetyczne i elektryczne równoległe. Odległości między podpoziomami zeemanowskimi i ich przesunięcia powiększone nieproporcjonalnie w porównaniu z odstępem poziomów 6^1S_0 i 6^3P_1

W swej pracy nad zjawiskiem Starka w rtęci B l a m o n t [22] używając metody B r o s s e l a podwójnego rezonansu zastosował nałożenie pól magnetycznego i elektrycznego o tych samych kierunkach. Rysunek 14 ilustruje przesunięcie poziomów zeemanowskich pod wpływem dodatkowo przyłożonego pola elektrycznego dla parzystych izotopów rtęci. W tym przypadku pole elektryczne powoduje jednakowe (co do wielkości i kierunku) przesunięcie poziomów o $|m| = 1$ podczas gdy przesunięcie poziomu o $m = 0$ znacznie różni się wielkością od poprzedniego. W ten sposób przejścia α i β , które w nieobecności pola elektrycznego prowadzą do rezonansów o jednakowej częstotliwości, w obecności pola E_0 (α' i β') zachodzą przy różnych wartościach H_0 , i następuje rozszczepienie linii rezonansowej na dwie.

Przesunięcia starkowskie:

$$\Delta W_{m_J} = (A + Bm_J^2)E_0^2 \quad (20)$$

przedstawia się, jak widać jako suma dwóch wyrazów. Ze względu na to, że stałe A i B są wyznaczone przez liczby kwantowe n i J poziomów między którymi następuje przejście pierwszy wyraz wskazuje na jednakowe przesunięcie wszystkich podpoziomów tego samego poziomu, drugi natomiast jest różny dla podpoziomów o różnych $|m_J|$. Metoda podwójnego rezonansu pozwala jedynie na zmierzenie tego drugiego przesunięcia a więc jedynie wielkość B jest dostępna pomiarowi.

Rachunek przeprowadzony dla izotopów rtęci o masie nieparzystej, obdarzonych spinem jądrowym I wskazuje, że przesunięcie starkowskie poziomów energetycznych wyrażone jest i w tym przypadku przez wzór postaci:

$$\Delta W_{F, m_F} = (A' + B' m_F^2) E_0^2 \quad (20a)$$

gdzie A' daje się wyrazić przez stałe A i B dla izotopów parzystych, zaś B' wyłącznie przez B . Związki te pozwalają między innymi na sprawdzenie rachunku teoretycznego przez porównanie przesunięć starkowskich dla izotopów parzystych i nieparzystych.

Doświadczenia prowadzone przy kilku różnych częstościach pola oscylującego (od ok. 30 do 380 Mc/sek) dla pól do ok. 70 KV/cm wykazały w całym obszarze badań przede wszystkim zupełnie ścisłą zależność przesunięcia starkowskiego od E_0^2 . Dla zbadania izotopów nieparzystych używano próbek rtęci wzbogaconych w izotop 199 lub 201 (do ok. 70% zawartości tego izotopu). Dla obu tych izotopów, przy zastosowaniu wzbudzenia π niektóre przejścia rezonansowe nie mogły być obserwowane z uwagi na jednakowe obsadzenie odpowiednich podpoziomów. Tak więc np. dla izotopu Hg^{199} możliwe były jedynie obserwacje rezonansów dla $F = 3/2$ odpowiadających przejściom $m_F: -3/2 \rightarrow -1/2$ i $3/2 \rightarrow 1/2$. Dla izotopu Hg^{201} możliwe było selektywne wzbudzanie podpoziomów nadsubtelnych o $F = 3/2$ i $F = 5/2$ przez użycie lamp wzbudzających zawierających czysty izotop Hg^{198} lub czysty izotop Hg^{204} . Wykorzystana tu została koincydencja częstości składowych b i c izotopu 201 z liniami izotopów parzystych 198 i 204 odpowiednio [28].

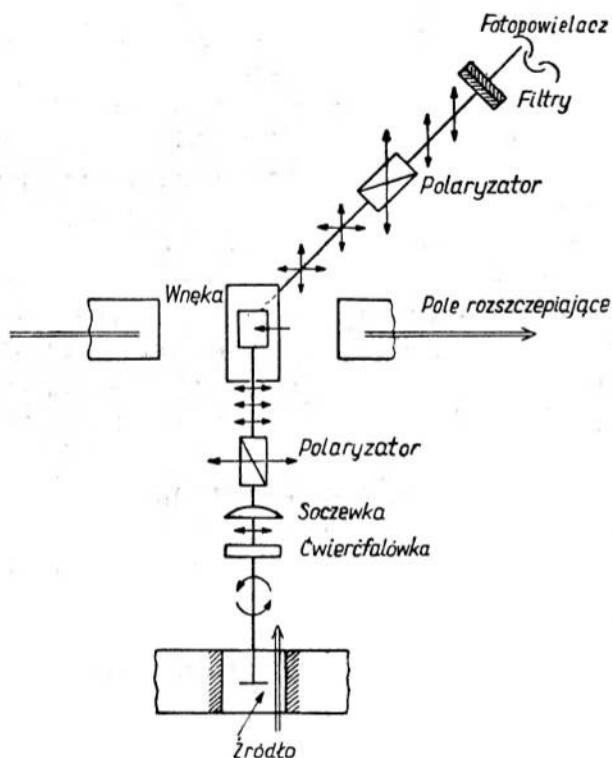
Otrzymane wyniki były w bardzo dobrej zgodności zarówno co do przewidzianej teoretycznie wartości przesunięcia energetycznego w funkcji E_0^2 , jak też co do związków między stałymi B i B' . Dokładność wszystkich pomiarów była wielokrotnie większa od dokładności najlepszych pomiarów optycznych. Główną przeszkodą przy rozciąganiu badań na większe natężenia pola elektrycznego były wyładowania rozpoczynające się w rurze obserwacyjnej.

9. Zastosowanie podwójnego rezonansu do badania nadsubtelnej struktury

Metoda podwójnego rezonansu znalazła piękne zastosowanie do badania nadsubtelnej struktury linii. Pierwsza praca tego typu [29] została wykonana dla stanu 6^3P_1 rtęci.

Zasada metody, zilustrowana rysunkiem 15 może być opisana następująco. Wyobraźmy sobie komórkę rezonansową, wypełnioną parą rtęci (na-

turalną mieszaniną izotopów). Wzbudzamy świecenie rezonansowe niezmiernie ostrą linią, której długość fali może być stopniowo zmieniana poprzez cały obszar objęty badaną strukturą. Gdy długość fali wzbudzającej będzie zgodna z długością fali którejkolwiek składowej nadsubtelnej budowy zaobserwowane zostanie promieniowanie rezonansowe. Jest jasne, że w tej uproszczonej postaci metoda nie byłaby w stanie rozdzielić na-



Rys. 15

kładających się składowych nadsubtelnego rozszczepienia. Osiągnięte to zostaje dopiero przez wprowadzenie rozszczepienia zeemanowskiego przez pole magnetyczne H_R w którym znajduje się komórka C i zastosowanie rezonansu magnetycznego między podpoziomami wywołanego rozszczepienia.

Jeśli dla danej wielkości natężenia pola H_R i dobranej do niej dla danego przejścia rezonansowego częstości f pola oscylującego H_1 będziemy prowadzili poszukiwanie przesuwając linię wzbudzającą w poprzek badanej struktury, wówczas z uwagi na różne wartości g_F dla różnych podpoziomów i izotopów rezonans magnetyczny nastąpi tylko dla tej składowej i tego podpoziomu, dla którego przygotowane jest doświadczenie

przez dobór H_R i f . Postępując w ten sposób dla każdej składowej po kolei otrzymać możemy bardzo dokładne wyznaczenie położenia poszczególnych składowych (położeniem odniesienia jest położenie zerowe „szukającej” linii, ponadto wszystkie położenia redukuje się do zerowej wartości pola H_{RL}).

Źródło monochromatyczne o przesuwanej w sposób ciągły długości fali otrzymujemy w opisanych badaniach z lampy wypełnionej czystym izotopem rtęci 198 umieszczonej w polu magnetycznym. Przy użyciu wiązki biegnącej wzdłuż linii sił pola magnetycznego i wygaszeniu składowej σ^- przy pomocy ćwierćfalówki i pryzmatu Gla z e b r o o k a otrzymujemy ze składowej σ^+ taką przesuwającą się wraz z natężeniem pola linię.

Wyniki pomiarów pozwoliły na bardzo dokładne wyznaczenie czynnika g_J dla rozważanych poziomów (bezpośrednio przez porównanie z częstością rezonansów protonowych użytych do kalibrowania pola H_R). Ponadto bardzo dobra znajomość rozszczepienia nadsubtelnego pozwoliła na wyznaczenie stałych a i b oddziaływania dipolowego magnetycznego i kwadrupolowego elektrycznego z bardzo wielką dokładnością.

W najbliższej przyszłości autorzy mają zamiar rozciągnąć swe badania na izotop promieniotwórczy Hg^{197} (o czasach zaniku 25 i 65 godzin).

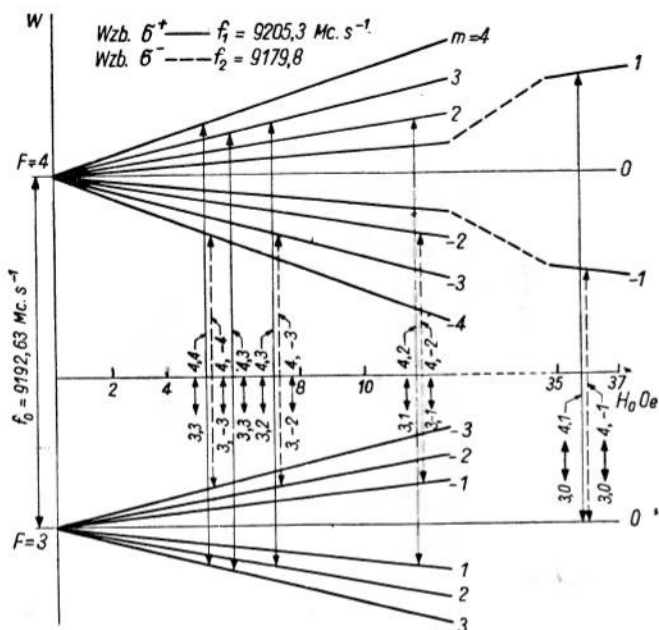
10. Przejścia nadsubtelne

Wszystkie opisane dotychczas badania rezonansowe odnosiły się do przejść między podpoziomami tego samego stanu nadsubtelnego. Przy odpowiednim doborze częstości pola oscylującego H_1 można uzyskać również przejścia rezonansowe między podpoziomami zeemanowskimi należącymi do różnych podpoziomów nadsubtelnych.

Analiza schematu rozszczepienia zeemanowskiego dla stanu podstawowego cezu umożliwia przewidywanie oczekiwanego widma rezonansowego tego pierwiastka. Spin jądrowy cezu wynosi $7/2$ a więc stan podstawowy $6^2S_{1/2}$ rozszczepia się na dwa podpoziomy nadsubtelne o $F = 3$ i $F = 4$. Pierwszy z nich dzieli się na 7 drugi na 9 podpoziomów zeemanowskich (rys. 16). Ze względu na obowiązujące reguły wyboru $\Delta m_F = 0, \pm 1$ możemy oczekiwać widma rezonansowego złożonego z 8 linii σ ($|\Delta m| = 1$) oraz 7 linii π ($\Delta m = 0$). Ze schematu widać ponadto, że jeżeli zastosujemy metodę postępowania analogiczną, jak przy badaniu rezonansów niskiej częstości musimy, dla zbadania wszystkich przejść użyć dwu różnych częstości f_1 i f_2 pola oscylującego H_1 .

Dla przejść między podpoziomami o $m \geq 0$ częstość użyta f_1 musi być większa od f_0 (odległości między podpoziomami rozszczepienia nadsubtelnego przy polu $H_0 = 0$). Dla przejść między podpoziomami o $m \leq 0$ czę-

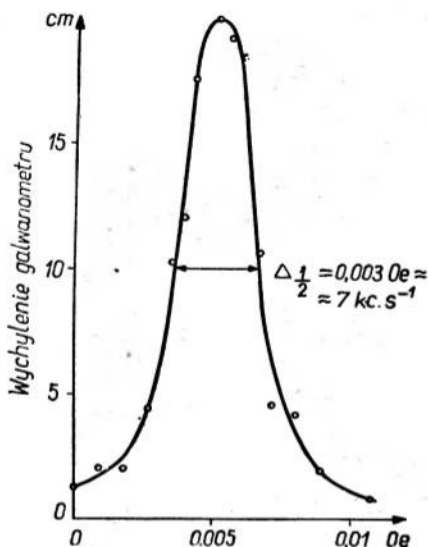
stość f_2 winna być mniejsza od f_0 . Z badań Essena wiadomo, że $f_0 = 9192,63$ Mc/sec [30]. Oscylujące pole magnetyczne winno więc posiadać częstość odpowiadającą wstędze mikrofalowej X (długość fali ok. 3 cm).



Rys. 16. Schemat przejść rezonansowych wysokiej częstości. Odcięta: natężenie pola magnetycznego stałego H_0 ; rzędna: energia podpoziomów zeemanowskich

Widmo rezonansów nadsubtelnych w cezie zostało otrzymane przez autora niniejszego artykułu [31, 32] przy użyciu stosunkowo niezbyt skomplikowanej aparatury. Atomy pary nasyconej cezu znajdowały się w komórce rezonansowej zawierającej ponadto ksenon jako gaz buforujący. Znaczne różnice obsadzeń podpoziomów zeemanowskich osiągnięto przez zastosowanie pompowania optycznego wzbudzając parę podczerwonym dubletem rezonansowym tego metalu. Światło wzbudzające było spolaryzowane kołowo. Komórka rezonansowa znajdowała się u wylotu anteny falowodowej (rogu), która promieniowała pole wysokiej częstości. Detekcja rezonansów następowała metodą optyczną podobnie, jak opisana poprzednio dla rezonansów niskiej częstości. Jednym z najtrudniejszych problemów przy tego rodzaju pomiarach jest bardzo dokładne ustalenie częstości klystronu stanowiącego źródło mikrofal i odizolowanie całego układu od oddziaływań zewnętrznych wywołujących przez różne pasożytnicze oddziaływania modulację sygnału mikrofalowego. Linie rezonansowe są bardzo wąskie i przy większej niestałości częstości emitowanej przez klystron może być niemożliwe wykrycie rezonansów.

Przy dość prowizorycznej stabilizacji klystronu w aparaturze użytej przez autora (działania na napięcie reflektora klystronu na podstawie obrazu dudnień między falą wysyłaną przez klystron i użytą jako wzorcowa, wysoką harmoniczną drgania generowanego przez oscylator piloto-



Rys. 17. Linie rezonansowe (4,4 — 3,3). Odcięta: natężenie pola magnetycznego H_0 ; rzędna: natężenie rezonansu cm.

wany kwarcem) osiągnięto dla cezu, przy częstotliwości ok. 9200 Mc/sek szerokość linii ok. 7 Kc/sek (rys. 17). Nieco później dla sodu, przy użyciu automatycznej stabilizacji częstotliwości klystronu otrzymano przy częstotliwości 1770 Mc/sek linie rezonansowe o szerokości 100 cykli [33].

Przytoczone wyniki wskazują na ogromne nadzieje, jakie można wiązać z tą metodą dla ustalenia wzorca częstotliwości a przez to i wzorca czasu.

Nasuwa się tu pytanie jaką rolę może grać dla szerokości linii rezonansowej efekt D o p p l e r a, który według obliczeń przeprowadzonych dla cezu na podstawie klasycznego wzoru na rozszerzenie dopplerowskie

$$\frac{\delta}{2} = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}$$

proceedzi dla badanych linii do szerokości rzędu 6 Kc/sek. Należy tu jednak zauważyć, że w obecności gazu obcego niegaszącego (ogólniej, nie wpływającego na wewnętrzny stan energetyczny atomu promieniującego), w warunkach w których średnia droga swobodna jest mała w porównaniu z długością fali promieniowania występuje zmniejszenie szerokości dopplerowskiej wywołane procesem rozpatrzonym przez D i c k e g o [34].

W przypadku, gdy efekt Dopplera jest jedynym poważnym źródłem rozszerzenia linii w omówionych wyżej warunkach jej postać jest typu dyspersyjnego (a nie gaussowskiego) i jest dana przez:

$$I(\nu) = I_0 \frac{2\pi D \lambda^2}{(\nu_0 - \nu)^2 + (2\pi D/\lambda^2)^2}$$

gdzie D jest współczynnikiem dyfuzji rozważanych atomów promieniujących w gazie. $4\pi D/\lambda^2$ przedstawia szerokość połówkową wyrażoną w skali częstości.

Warunki opisywanych doświadczeń w zupełności odpowiadają założeniom przy których słuszne są rozważania Dickego. Otrzymane przez Carvera i Arditi szerokości 100 cykli/sek wydają się leżeć u granic nakreślonych przez rozszerzenie dopplerowskie.

Literatura

1. A. Kastler, Proc. Phys. Soc. A **57**, 853 (1954).
— J. O. S. A. **47**, 460 (1957).
— Nuovo Cimento Supl. do 6, 1148 (1957).
2. P. Pringsheim, *Fluorescence a. Phosphorescence* Int. Publ. § 25, 64 — 68 (1949).
3. C. Führtbauer, Phys. Zs. **21**, 635 (1920).
4. A. Kastler, Acta Phys. Pol. **5**, 59 (1936).
5. J. Brossel, A. Kastler, J. M. Winter, Journ. de Phys. **13**, 668 (1952).
6. J. Brossel, B. Cagnac i A. Kastler Journ. de Phys. **15**, 6 (1954).
7. J. P. Barrat Diplôme d'études supérieures. Paris E. N. S. (1954).
8. J. P. Barrat, J. Brossel i A. Kastler C. R. **239**, 1196 (1954).
9. J. Brossel, Thèse. Paris E. N. S. (1952).
10. J. Brossel i C. Julienne C. R. **242**, 2127 (1956).
11. J. Brossel, B. Cagnac i A. Kastler C. R. **237**, 984 (1953).
12. G. Breit i I. I. Rabi, Phys. Rev. **38**, 2082 (1931).
13. J. Brossel, J. Margerie i A. Kastler C. R. **241**, 865 (1955).
14. J. C. Cohen-Tannoudji, Diplôme d'études supérieures, Paris. E. N. S. (1956).
15. F. Hartmann, Diplôme d'études supérieures, Paris E. N. S. (1957).
16. J. Bender Teza. Princeton Univ. (1956) cytowane w [1].
17. J. Brossel, Thèse, Paris. E. N. S. (1952).
18. I. I. Rabi, Phys. Rev. **51**, 652 (1937).
19. E. Majorana, Nuovo Cimento, **9** 43 (1952).
20. M. A. Guiochon, J. E. Blamont i J. Brossel, Journ. de Phys. **18**, 99 (1957).
21. P. Pringsheim, loc. cit. § 25.
22. J. E. Blamont, Thèse, Paris E. N. S. (1957).
23. C. Besset, J. Horowitz, A. Messiah i J. M. Winter, Journ. de Phys. **251** (1954).
24. J. M. Winter, Thèse. Paris, E. N. S. (1958).
25. T. Skaliński C. R. **245**, 1908 (1957).

26. J. Margerie i J. Brossel, C. R. **241**, 373 (1955).
27. J. Brossel, J. Margerie i J. M. Winter C. R. **241**, 556 (1955).
28. H. Schüler i J. E. Keyston, Zs. Phys. **72**, 423 (1932).
29. P. L. Sagalyn, A. C. Melissinos i F. Bitter, Phys. Rev. **109**, 375 (1958).
30. L. Essen i J. V. Parry, Nature **176**, 282 (1955).
31. F. Diamand, J. M. Legendre i T. Skaliński C. R. **246**, 90 (1958).
32. T. Skaliński Journ. de Phys. w druku.
33. M. Arditi i T. R. Carver, Phys. Rev. **109**, 1012 (1958).
34. R. H. Dicke, Phys. Rev. **89**, 472 (1953).

Miron Gaj
 Politechnika Wroclawska

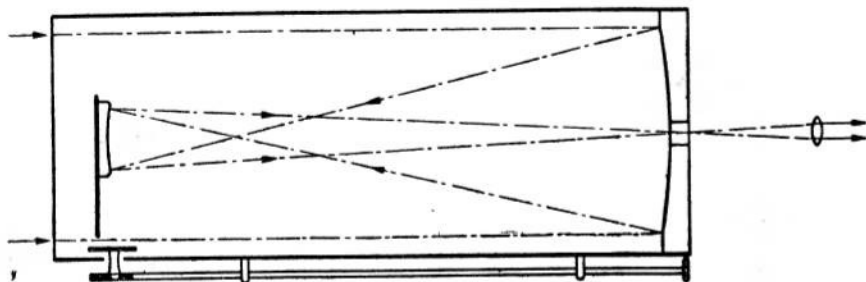
Powierzchnie asferyczne w układach optycznych o symetrii obrotowej

Szybki rozwój nauki i techniki w ostatnim czasie stawia coraz to większe wymagania konstruktorom przyrządów optycznych. Konieczność zwiększenia jasności i pola widzenia zmusza konstruktorów do szukania nowych konstrukcji, przy czym stosowanie wyłącznie powierzchni sferycznych jest niecelowe, gdyż znacznie zwiększa się ilość składników układu, co z kolei prowadzi do strat energii świetlnej, do tworzenia się szkodliwych refleksów, do powiększenia wymiarów i ciężaru układu. Wprowadzenie powierzchni asferycznych umożliwia uproszczenie układu oraz podwyższenie jego jakości. Wynika to z tego, że przez zmianę kierunku normalnej (przejście od sfery do asfery) ulega zmianie kąt w przestrzeni obrazowej, a więc zmieniają się również i aberracje. Równocześnie z korekcją aberracji w danym punkcie maleją również aberracje w punktach sąsiednich. W pozostałych punktach układu mogą się jednak zwiększyć i tylko w udanej konstrukcji można skorygować jedną lub więcej aberracji bez pogarszania pozostałych [1].

Powierzchnie asferyczne zastosowano w optyce w krótkim czasie po zbadaniu ich własności. Przekroje stożkowe zostały odkryte przez M a n a e c h m u s a (w 350 roku p.n.e.) a powierzchnie obrotowe dokładnie zbadał A r c h i m e d e s [2], natomiast powierzchnie asferyczne w optyce stosował już A r y s t o t e l e s [3]. W 1661 roku G r e g o r y zbudował teleskop zwierciadlany (rys. 1), w którym duże zwierciadło było paraboliczne a małe eliptyczne [4]. W tym samym czasie C a s s e g r a i n (rys. 2) buduje teleskop w którym małe zwierciadło jest hiperboliczne, dzięki czemu skrócił ogólną długość układu [5].

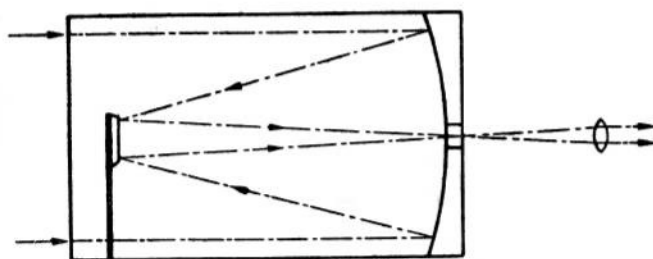
Pierwszy mikroskop zwierciadlany o powierzchniach asferycznych opisał N e w t o n w liście do H. O l d e n b u r g a, sekretarza Towarzystwa Królewskiego. Według nowszych badań historycznych [2] R o h r a, K i l t z a także pierwszy achromat Dollonda miał powierzchnie deformowane. A.

M a n g i n twórca zwierciadła, które później otrzymało jego imię; stosował szereg układów zwierciadlanych z powierzchniami asferycznymi. Między innymi zastosował po raz pierwszy zwierciadło sferoidalne [6]. Od czasu prac M a n g i n a następuje szybki rozwój urządzeń oświetlających i sygnalizacyjnych. Technika wykonania zwierciadeł parabolicznych roz-



Rys. 1. Obiektyw zwierciadlany teleskopowy Gregoriego

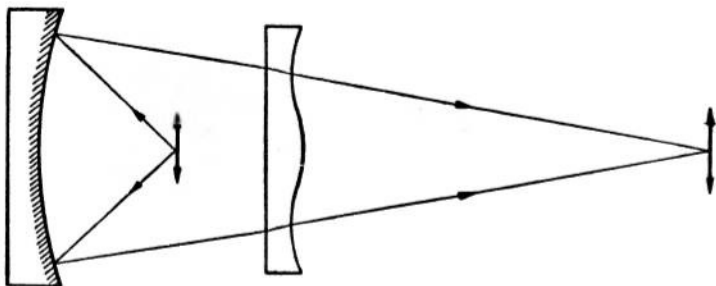
wijała się w tym czasie w dwóch kierunkach. W Anglii i Francji próbowano skonstruować idealne zwierciadła paraboliczne, metaliczne, natomiast w Niemczech szklane [7]. Dalszym krokiem naprzód była konstrukcja zwierciadła dwuparabolicznego S t r a u b e l a [8], w którym pierwsza powierzchnia była paraboliczna a druga była retuszowaną parabolą, dobraną w ten sposób, że promienie po wyjściu z soczewki zwierciadlanej₁ miały kierunek promieni odbitych od pierwszej powierzchni. A m i c i [9] w po-



Rys. 2. Obiektyw zwierciadlany teleskopowy Cassegraina

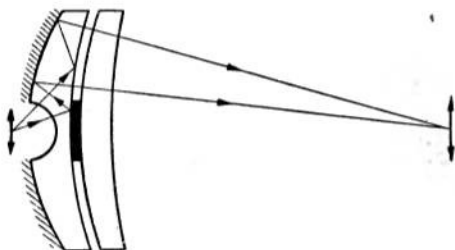
czątku XIX stulecia skonstruował mikroskop, w którym przedmiot znajdował się w jednym ognisku zwierciadła eliptycznego a obraz w drugim. Były one produkowane w Anglii z wymiennymi zwierciadłami eliptycznymi dla różnych powiększeń. Zwierciadło z najkrótszą ogniskową miało aperturę numeryczną $NA = 0,46$ co było szczytem osiągnięć w tym czasie.

Około 1938 roku powiększono pole widzenia obiektywów astronomicznych, stosując tak zwany układ Super Schmidta [10]. W tym samym roku L i n f o d, na podobnej zasadzie, obliczył mikroobiektyw dla ultrafioletu o aperturze 0,54 (rys. 3), [11].



Rys. 3. Obiektyw mikroskopowy z jednym zwierciadłem i płytką korekcyjną Schmidta

Przedmiot badany jest umieszczony w ognisku zwierciadła sferycznego a płytka korekcyjna Schmidta w środku krzywizny zwierciadła. Dużą wadą tej konstrukcji był trudny dostęp do przedmiotu. J o h n s o n udoskonalił ten mikroskop [12] zastępując płytkę korekcyjną simpletem klejonym z fluorku litu i kwarcu a zwierciadło sferyczne — parabolicznym.



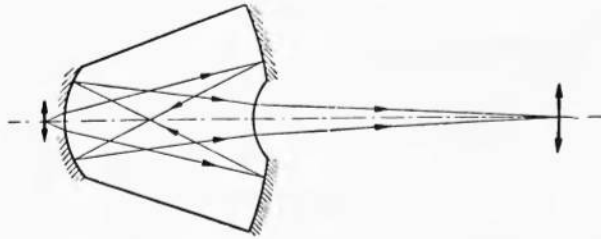
Rys. 4. Mikroskopowy obiektyw zwierciadlany monolitywy według M a k s u t o w a

Obiektyw ten był skorygowany dla długości fal od 2600 do 6000 Å. B u r c h, w 1943 roku, wychodząc z prac B r u m b e r g a [13] wykonał aplanatyczny obiektyw mikroskopowy [14] o aperturze $AN = 0,65$, przy czym obie powierzchnie były asferyczne.

W dalszych swych publikacjach [15], [16], ogłoszonych w 1945 i 1947 roku podaje szczegółowe obliczenia i konstrukcje obiektywów, wyrabianych obecnie. Szklana imersyjna soczewka¹ pozwala zwiększyć aperturę

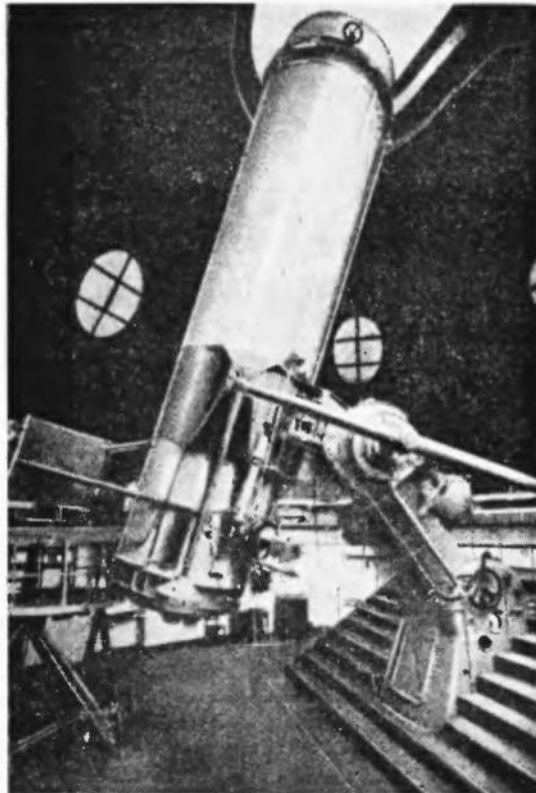
¹ Soczewką zwierciadlaną zwie się układ składający się z jednej powierzchni załamującej i jednej odbijającej. Wszystkie zwierciadła srebrzone wewnątrz są właściwie soczewkami zwierciadlanymi (przyp. autora).

do 0,98 a przez odpowiedni dobór krzywizny soczewki można zmniejszyć krzywiznę pola. Obiektywy te należą do najbardziej doskonałych obiektywów mikroskopowych, jednak seryjną produkcję utrudnia wykonanie powierzchni asferycznych.



Rys. 5. Mikroskopowy obiektyw zwierciadlany monolitowy według D r e w a

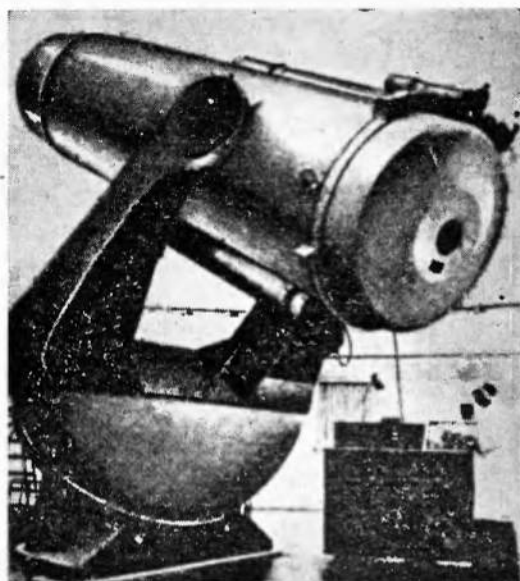
Duże zwierciadło polerowane jest ręcznie, co powoduje nieznaczne, miejscowe nieprawidłowości. Mikroskop B u r c h a był stosowany w po-



Rys. 6. Refraktor berlińskiego Obserwatorium w Babelsbergu

łączeniu ze spektrografem w ultrafiolecie [17] i spektrometrem w podczerwieni [18].

W o o d [19] obliczył inny obiektyw podobnego typu stosowany w spektrometrze. S. M i y a t a, S. Y a n a g a w a i S. N o m a [20] skonstruowali obiektyw o aperturze 1,0. Te japońskie prace są interesujące ze względu na



Rys. 7. Wielki teleskop Schmidta hamburskiego Obserwatorium w Bergedorfie

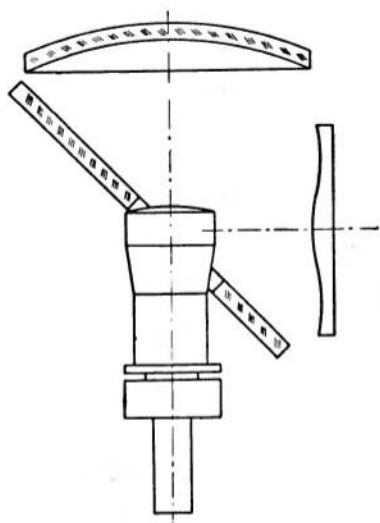
to, że żądaną asferyczność autorzy otrzymali przez odparowanie siarczku cynku przy użyciu specjalnej przysłony umieszczonej na zwierciadle wklęsłym. Zwierciadło wypukłe umieścili na odwrotnej stronie soczewki imersyjnej.

W 1932 roku M a k s u t o w [21] wykazał, że układ, składający się z powierzchni kulistej i kardoidalnej jest aplanatem. Na tej zasadzie skonstruował kilka monolitowych obiektywów, w których wykorzystał całkowite wewnętrzne odbicie na granicy szkło — powietrze (rys. 4).

D r e w [22] skonstruował achromatyczny obiektyw monolitowy (rys. 5) o płaskim polu i aperturze $NA = 0,6$. Obiektyw ten posiada dwie silnie asferyczne powierzchnie wklęsłe. Przy imersji apertura może być zwiększona do 0,9.

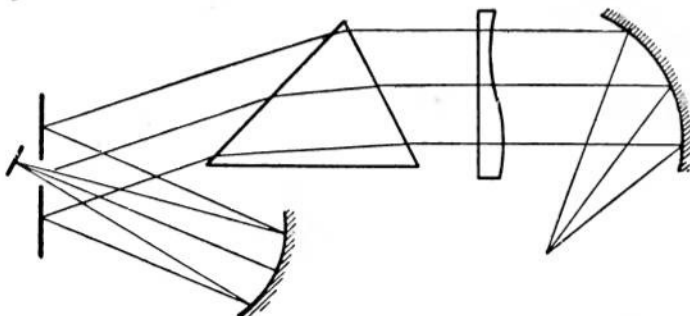
W tym czasie można zaobserwować również szersze stosowanie powierzchni asferycznych wysokiej klasy w układach astronomicznych. Dla przykładu przytoczę dane największego w Europie refraktora berlińskiego Obserwatorium w Babelsbergu [2], (rys. 6).

Zwierciadło paraboliczne posiada średnicę 1,25 m i ogniskową 8,4 m a więc jasność wynosi 1 : 6,7. Refraktor może pracować wizualnie i fotograficznie a także może być stosowany łącznie ze spektrografem. Duże zwierciadło waży aż 665 kg. Dwa mniejsze zwierciadła, jedno wklęsłe, drugie



Rys. 8. Projektor telewizyjny z płytką korekcyjną Schmidta

Obraz wytworzony na ekranie rury Brauna jest rzutowany za pomocą układu zwierciadlanego Schmidta o aperturze 0,65 — 0,70 na ekran, umieszczony w dużej odległości za płytką korekcyjną Schmidta. Powiększenie układu jest dziesięciokrotne. Układ z płytką korekcyjną Schmidta



Rys. 9. Spektrograf o dużej jasności z układem Schmidta

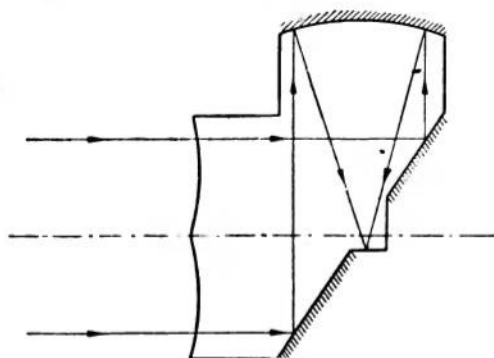
jest stosowany także w spektrografach o dużej jasności (rys. 9). Zwierciadło Schmidta jest wykorzystane jako kolimator, natomiast płytką ko-

wypukłe, pozwalają stosować układ jako Newtona lub Cassegraina. Rury są wymienne i całkowita ogniskowa wynosi 24 m lub 8,4 m. Należy nadmienić, że refraktor ten nie jest największym na świecie. Refraktor na Mount Wilson w U.S.A. ma średnicę 2,5 m a na Mount Palomar średnica sięga aż 5 m. Układy te mają jednak małe pole widzenia ze względu na niezupełnie skorygowaną komę (np. w refraktorze na Mount Palomar pole widzenia nie przekracza 17 minut). Dopiero zastosowanie płytki Schmidta pozwoliło skonstruować układ całkowicie wolny od komy (rys. 7).

Układ ten posiada nieznaczną długość, poza tym jest bardzo prosty przy justowaniu i centrowaniu.

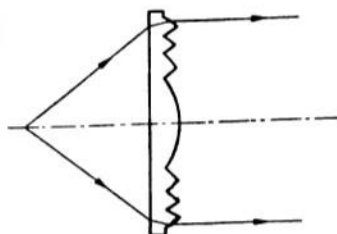
Z optyką Schmidta został skonstruowany również projektor telewizyjny (rys. 8).

rekyjna może być połączona z pryzmatem lub z obiektywem. Hendrix [23] obliczył monolitowy układ Schmidta (rys. 10).

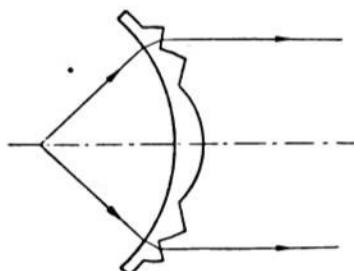


Rys. 10. Monolitowy obiektyw Schmidta

Prawie wszystkie układy optyczne, stosowane w technice oświetleniowej posiadają powierzchnie asferyczne. Wymienię tylko niektóre z nich (dokładnie omówione są w monografii [24]).



Rys. 11. Dyskowa soczewka Fresnela



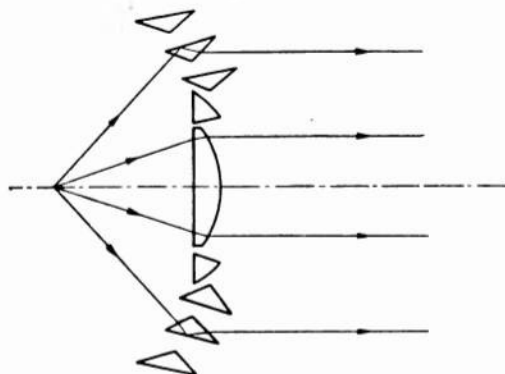
Rys. 12. Soczewka Fresnela z zakrzywioną „powierzchnią noszącą”

Najczęściej stosowany jest reflektor paraboliczny. Używane są także zwierciadła eliptyczne, hiperboliczne lub kardoidalne. Do przesyłania światła na duże odległości używa się soczewek Fresnela. Soczewka ta może mieć kształt dysku (rys. 11) lub powierzchni zakrzywionej z naniesionymi elementami (rys. 12). W celu zwiększenia apertury używa się także kateoptryczne soczewki Fresnela (rys. 13).

W chirurgii stosuje się eliptyczny reflektor „Pantaphos”, który nie razi oczu lekarzy i umożliwia dokładniejsze przeprowadzenie operacji. Lampa ta daje stałe oświetlenie i wierne wrażenie barw (rys. 14, rys. 15).

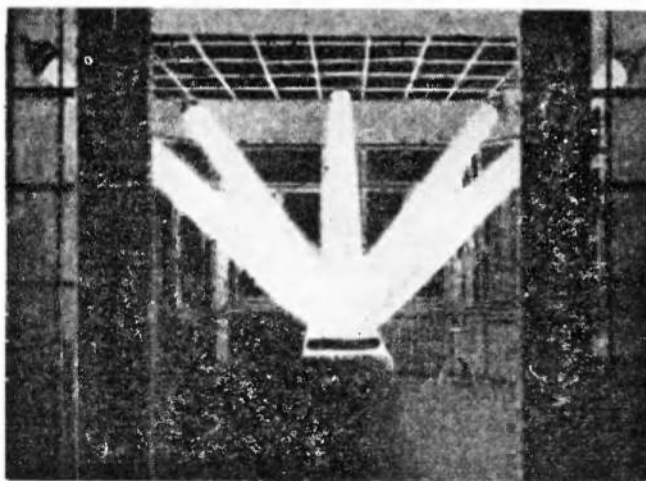
W ultramikroskopii [26] stosuje się asferyczne kondensory paraboloidalne (rys. 16) oraz kardoidalne (rys. 17), w których dwie powierzchnie są sferami a trzecia jest kardoidą. Powierzchnie asferyczne stosuje się

także w obiektywach fotograficznych o dużej jasności, gdzie przez asferyzowanie umiejętnie dobranej powierzchni można uzyskać znaczne zwiększenie jasności bez pogarszania korekcji aberracji polowych [1]. Stosowanie powierzchni asferycznych pozwala także na zwiększenie kąta polowego [27]. W części rachunkowej podaję przykład zwiększenia kąta pola widzenia w obiektywie typu *Express*.



Rys. 13. Katadioptryczna soczewka Fresnela

Również w okularach stosuje się asfery i tak na przykład stosując powierzchnię paraboliczną uzyskano okular, którego pole dochodziło do 90° [28], (rys. 18). W okularze tym uzyskano lepszą korekcję aberracji, szcze-



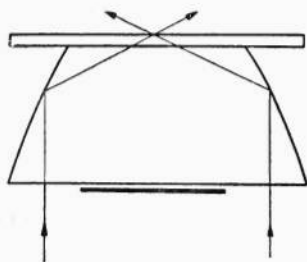
Rys. 14. Oświetlenie sali operacyjnej starszymi lampami zwierciadlanymi

gólnie aberracji sferycznej i dystorsji. W G.O.I. obliczono prosty okular asferyczny o otworze względnym 1 : 1 przy polu 18° (rys. 19).

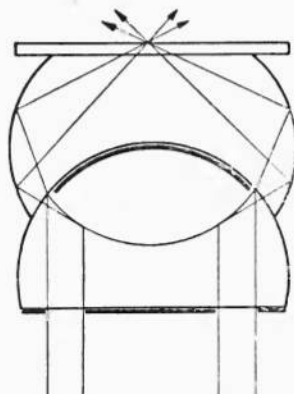


Rys. 15. Oświetlenie sali operacyjnej lampą „Pantophos” ze zwierciadłem eliptycznym i filtrem światła dziennego

Do asferycznych układów optycznych, o symetrii obrotowej należą także aksikony [25]. Są to takie układy optyczne, które odwzorowują przed-



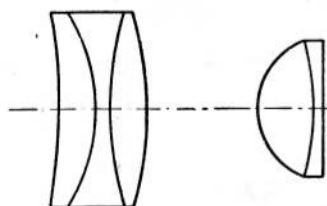
Rys. 16. Asferyczny kondensator paraboloidalny



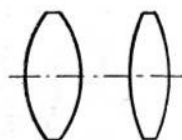
Rys. 17. Asferyczny kondensator kardoidalny

miot nie w jednej płaszczyźnie, ale w pewnym obszarze, którego wielkość uzależniona jest od rodzaju i wielkości aksikonu.

Układy te mają b. ciekawe własności i opiszę je w osobnym artykule.



Rys. 18. Okular z polem widzenia do 90°



Rys. 19. Asferyczny okular o polu 18c i otworze względnym 1:1

Metody obliczania powierzchni asferycznych w układach o symetrii obrotowej

Najczęściej stosowaną metodą obliczania powierzchni asferycznych jest metoda różniczkowa opracowana ogólnie przez Czuriłowskiego [26]. Sama metoda nie jest nowa, gdyż stosował ją już w roku 1904 Rohr [27] przy wyznaczaniu zmiany aberracji sferycznej przy małych zmianach promieni krzywizny. Metoda ta była również stosowana przez Rusinowa [28], a metoda obliczeń podana przez Slusariewa [29] jest właściwie szczególnym przypadkiem stosowania metody różniczkowej.

Powierznię asferyczną o symetrii obrotowej opisuje się podając równanie krzywej przekroju południkowego:

$$f(x) = y^2 = a_1x + a_2x^2 + a_3x^3 + \dots \quad (1)$$

gdzie:

$a_1 = 2r$ (r — promień krzywizny wierzchołka krzywej)

$a_2 = -(1 + b)$

b — współczynnik deformacji w obszarze aberracji trzeciego rzędu według Schwarschilda [29]; współczynnik ten dla powierzchni stożkowych wynosi² $b = -e^2$.

Aberrację poprzeczną przedstawia się szeregiem:

$$\Delta = z_3a^n + z_5a^{n+2} + z_7a^{n+4} + \dots \quad (2)$$

gdzie a oznacza parametr, według którego rozwija się daną aberrację, na przykład przy aberracjach aperturowych może nim być kąt aperturowy

² e jest parametrem krzywej przekroju stożkowego $y^2 = 2rx - (e^2 - 1)x^2$ (przyp. autora).

lub wysokość padania promienia na źrenicę wejściową. Współczynniki: z_3, z_5, \dots oznaczają odpowiednio współczynniki aberracji trzeciego, piątego i dalszych rzędów.

Metoda podana przez Czuriłowskiego polega na przyjęciu że każda wprowadzona asfera zmienia korekcję tylko jednej aberracji, ale dla dowolnego rzędu. Czuriłowski oblicza kolejno współczynniki aberracji, zaczynając od aberracji trzeciego rzędu, dla której z warunku

$$z_3 = 0$$

łatwo można wyliczyć współczynnik a_2 .

Następnie zakłada istnienie następującej zależności funkcjonalnej:

$$\begin{aligned} z_3 &= \varphi_3(a_1, a_2) \\ z_5 &= \varphi_5(a_1, a_2, a_3) \\ z_7 &= \varphi_7(a_1, a_2, a_3, a_4) \\ \dots &\dots \\ z_{2k-1} &= \varphi_{2k-1}(a_1, a_2, \dots, a_k) \end{aligned} \tag{3}$$

Tym samym zakłada, że współczynnik aberracji z_{2k-1} jest uwarunkowany wyborem parametru a_k , który nie wpływa na wcześniej wyliczone aberracje.

Następnie wylicza cząstkowe pochodne $\frac{\partial l'^3}{\partial a_k}$ dla kilku promieni³ (zarówno wiązki aperturowej przyosiowej, jak i pod kątem) i analizuje otrzymane wielkości zmian współrzędnych przebiecia płaszczyzny obrazowej.

Tabela 1
a) Aberracje wiązki osiowej ($w_1 = 0^\circ$):

h	s'	$\Delta s'$	$\eta = \frac{\Delta f'}{f'} + \frac{\Delta s'}{x' - s'}$	$\Delta l'$
0	0,65913	—	—	—
$\frac{f'}{6} \sqrt{\frac{1}{2}}$	0,66929	0,01016	0,00042	0,001182
$\frac{f'}{6}$	0,82672	0,16759	0,00811	0,022189

h — wysokość padania promienia, aperturowego na źrenicę wejściową, f — ogniskowa obrazowa, X' — zbiegowa źrenicy wyjściowej, η — koma układu, m współrzędna przebiecia źrenicy wejściowej przez promień połowy, $l = l_m - l_0$.

Badany układ został już uprzednio skorygowany w obszarze aberracji trzeciego rzędu i przez zmianę wartości l' uzyskuje się wprost zmianę

³ l' oznacza współrzędną punktu przebiecia płaszczyzny obrazowej przez promień połowy (przyp. autora).

aberracji. Przyjmując odpowiednie wartości zmian l' można obliczyć współczynnik szeregu (a_k) rozwiązując układ równań różniczkowych.

Dla ilustracji opisanej metody podam wyniki obliczania prostej soczewki dla $s_1 = -\infty^4$ z jedną powierzchnią asferyczną [30]. W soczewce tej, w obszarze aberracji trzeciego rzędu można skorygować aberrację sferyczną, komę, astygmatyzm i krzywiznę pola dla światła monochromatycznego. Pierwsza powierzchnia jest sferą o promieniu $r_1 = +0,2247$ mm ($f' = 1$ mm), druga jest elipsoidą obrotową o krzywej przekroju płaszczyzną południkową:

$$y^2 = 0,5236x - 4,4573x^2. \quad (4)$$

Soczewka posiada grubość $d = 0,2247$ mm i szkło PKS1 [31]. W tabeli 1 podaję aberracje soczewki z powierzchnią elipsoidalną.

Z danych tabeli 1 widać, że układ posiada duże aberracje wyższych rzędów. Można je zmniejszyć przechodząc do powierzchni asferycznej o bardziej złożonej formie. W tym celu należy po-

b) Aberracje pęku nachylonego
($w_1 = 10^\circ$):

m	l'	$\Delta l'$
+ 0,10	0,18166	+ 0,00164
0	0,18002	0
- 0,10	0,17913	- 0,00089

liczyć pochodne cząstkowe $\frac{\partial l'}{\partial a_k}$ (tab. 2). Aberracje promienia drugiego są około 20 razy większe od aberracji promienia pierwszego. Tymczasem stosunek pochodnych cząstkowych $\frac{\partial l'}{\partial a_2}$ wynosi około 6. Mimo, że zmiana

a_2 najbardziej wpływa na zmianę aberracji nie można nią całkowicie jej skompensować, gdyż przeprowadzając korekcję dla promienia drugiego otrzymuje się układ przekorygowany dla promienia pierwszego.

T a b e l a 2
Pochodne cząstkowe $\frac{\partial l'}{\partial a_k}$

	Współrzędne promienia	$\frac{\partial l'}{\partial a_2} \cdot 10^6$	$\frac{\partial l'}{\partial a_3} \cdot 10^6$	$\frac{\partial l'}{\partial a_4} \cdot 10^6$	$\frac{\partial l'}{\partial a_5} \cdot 10^6$	$\frac{\partial l'}{\partial a_6} \cdot 10^6$
1	$h = \frac{f'}{6} \sqrt{\frac{1}{2}}$ $w_1 = 0^\circ$	- 7117	- 134,5	- 2,256	- 0,03548	- 0,0005358
2	$h = \frac{f'}{6}$	- 43658	- 1866,44	- 70,93	- 2,527	- 0,08642
3	$m = + 0,10$ $w_1 = - 10^\circ$	- 4378	- 57,29	- 0,6670	- 0,007275	- 0,00007616
4	$m = - 0,10$	+ 4198	+ 56,05	+ 0,6650	+ 0,007398	+ 0,00007812

Przyjmując częściową kompensację dla promienia drugiego ($\Delta a_2 = -\frac{1}{3}$)

⁴ s_1 oznacza zbiegową przedmiotową (przyp. autora).

otrzymuje się przekorygowanie aberracji promienia pierwszego do wartości $\Delta l' = -0,001188$, które może być skompensowane przyjęciem $\Delta a_3 = -6$. Rośnie wtedy wartość aberracji na brzegu ($\Delta l' = +0,0018808$), którą z kolei zmniejsza się przyjmując $\Delta a_6 = +218000$. Ostateczne równanie krzywej przekroju południkowego powierzchni asferycznej jest następujące:

$$y^2 = 0,5236x^4,124x^2 - 6x^3 + 218000x^6 \quad (5)$$

Aberracje soczewki asferycznej są zestawione w tabeli 3. Z danych tabeli 3 wynika, że układ jest dobrze skorygowany dla światła monochromatycz-

Aberracje asferycznej soczewki ($f' = 1; 1:3; 2w_1 = 30^\circ$)

w_1	s_1	s'	położenie ogniska sag. x_s	położenie ogniska mer. x_m	$x_s - x_m$	l'	$\Delta l'$	$\frac{\Delta l'}{l} 100$ ‰
-10°	0,2247	0	-0,00565	-0,00110	-0,00455	0,18002	0,00368	2,04
-15°	0,2247	0	-0,00515	+0,00447	-0,00962	0,28145	0,01348	4,80

w = kąt połowy przedmiolowy

nego, przy otworze względnym 1 : 3 i kącie połowym $2u = 30^\circ$. Aberracje chromatyczne można usunąć obliczając układ klejony, złożony z dwóch soczewek prostych, przy czym znowu ostatnia powierzchnia jest asferą.

Dla porównania możliwości, jakie uzyskuje się stosując powierzchnie asferyczne podają aberracje obiektu fotograficznego typu Express przed i po asferyzowaniu pierwszej powierzchni (tabela 4, 5). Krzywa przekroju pierwszej powierzchni określona jest równaniem:

$$y^2 = 150,8x - x^2 - 0,00224x^3.$$

a) Aberracje wiązki osiowej ($w_1 = 0^\circ$):

h	s'	$\Delta s'$	η
—	0,65913	—	—
$\frac{f'}{6} \sqrt{\frac{1}{2}}$	0,65355	-0,00558	-0,00029
$\frac{f'}{6}$	0,65962	+0,00049	+0,00243

Tabela 3

b) Aberracje wiązek nachylonych:

$w_1 = -10^\circ$			$w_1 = -15^\circ$		
m	l'	$\Delta l'$	m	l'	$\Delta l'$
+0,10	0,18046	0,00044	$+0,10 \sqrt{\frac{1}{2}}$	0,28242	0,00097
0	0,18002	—	0	0,28145	—
-0,10	0,18027	0,00025	$-0,10 \sqrt{\frac{1}{2}}$	0,28131	-0,00014
-0,12	0,17940	-0,00062	-0,10	0,28087	-0,00058

Obiekttyw asferyczny ma lepszą korekcję aberracji na osi oraz mniejszą aberrację sferyczną szerokiej, nachylonej wiązki.

Powierzchnie asferyczne ułatwiają korekcję aberracji sferycznej, komy, astygmatyzmu i dystorsji, przy czym ilość składników może być znacznie zmniejszona. Niestety powierzchnie asferyczne nie korygują aberracji chromatycznych i krzywizny Petzwała, w związku z czym nie można

Tabela 4

Aberracje obiektwu typu „Express”.

a) Aberracje wiązki osiowej ($w_1 = 0^\circ$):

	h	s'	$\Delta s'$	$\Delta l'$
	0	265,69	—	—
1	$38,61 \sqrt{\frac{1}{2}}$	264,49	- 1,20	- 0,106
2	38,61	266,29	+ 0,60	+ 0,075

b) Aberracje wiązki nachylonej ($w_1 = -18^\circ 41'$)

	m	l'	Δl
3	+ 25	103,714	+ 0,207
4	0	103,507	—
5	- 25	103,044	- 0,463

znacznie zwiększyć pola widzenia w układach wyłącznie soczewkowych, natomiast w układach asferycznych, katadioptrycznych można w zasadzie usunąć wszystkie aberracje.

Tabela 5

Aberracje obiektwu typu „Express” z jedną powierzchnią asferyczną.

a) Aberracje wiązki osiowej ($w_1 = 0^\circ$):b) Aberracje wiązki nachylonej ($w_1 = -18^\circ 31'$)

	h	$\Delta l'$
1	$\frac{f'}{8} \sqrt{\frac{1}{2}}$	- 0,047
2	$\frac{f'}{8}$	- 0,016

b) Aberracje wiązki nachylonej ($w_1 = -18^\circ 31'$)

3	$m = +25$	+ 0,194
4	$m = 0$	0,000
5	$m = -25$	- 0,195

Wydaje się, że układy optyczne, z powierzchniami asferycznymi pozwolą na rozwiązanie wielu zagadnień dotychczas nierozwiązalnych, jednak dalszy rozwój tych konstrukcji jest uzależniony od udoskonalenia techniki wykonania i od opracowania technologii produkcji seryjnej, gdyż obecnie jeszcze większość powierzchni asferycznych jest wykonywana ręcznie.

Literatura

1. M. Gaj, *Obiekttyw o dużej jasności i małym astygmatyzmie* (w opracowaniu).
2. A. S o n n e f e l d, *Die Hohlspiegel* (1957).
3. M. R o h r, C. Z., 26, 255, (1918).

4. A. J. Tudorowski, *Teoria optycznych przyrządów* (1952).
5. H. Köhler, *Astr. Nachr.* **278**, 1 (1949).
6. A. Mangin, *Mem. de l'Officier du Genie* Paris, (1876).
7. A. Briffaux, *Bulletin, Association des ing. electr. sort. de l'Inst. Electrotechnique Montefiore* (1908).
8. S. Czapski i O. Eppenstein, *Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente* (1924).
9. K. P. Norris, P. A. K., 5—6, 198 (1955).
10. M. Gaj, *Postępy fizyki*, VIII, 691 (1957).
11. E. H. Linfoot, *J. Sci. Instr.* **15**, 405 (1938).
12. B. K. Johnson, *Proc. Phys. Soc. Lond.* **53**, 714 (1941).
13. E. M. Brumberg, *C. R. Acad. Sci, U.R.S.S.* **32**, 486 (1941).
14. C. R. Burch, *Nature Lond.*, **152**, 748 (1943).
15. C. R. Burch, *Proc. Phys. Soc. Lond.*, **57**, 567 (1945).
16. C. R. Burch, *Proc. Phys. Soc. Lond.*, **59**, 41, (1947).
17. R. Barer, E. R. Holiday and E. M. Jope, *Biochim, biophys. Acta*, **6**, 123, (1950).
18. R. Barer, A. R. Cole and H. W. Thompson, *Nature Lond.*, **163**, 198, (1949).
19. D. Z. Wood, *Rev. Sci. Instr.*, **21**, 764 (1950).
20. C. Miyata, S. Yanagawa and S. Noma, *J. Opt. Soc. Amer.*, **42**, 431, (1952).
21. D. D. Maksutow, U.R.S.S., Patent No 40859, (1932).
22. R. L. Drew, *Nature, Lond.*, **164**, 360 (1949).
23. H. Slevogt, *Z. Instrkde.*, **62**, 312, (1942).
24. *Sprawoznaczenie książki o świetłoteknikach* (Praca Zbiorowa) (1956).
25. J. MacLeod *J. Opt. Soc. Amer.* **44**, 592 (1954).
26. K. Schwarzschild, *Untersuchungen zur geom. Optik* (1905).
27. D. S. Wołosow, *Met. rascz. slož. fotograf. sistem* (1948).
28. G. G. Slusariw, *Geom. Optika*, (1946).
29. B. H. Czuriłowski, *Len. Inst. Tocz. Mech. i Opt.* (1941).
30. M. Rohr, *Die Bilderzeugung in Opt. Instr.* (1904).
31. M. M. Rusinow, *Aerosjemka (sbornik statej)* (1934).
32. *Jenaer opt. Glas* (Katalog 1955).

Maria Lefeld-Sosnowska

Institut Fizyki UW
Institut Fizyki PAN

O strukturze węgla i grafitów

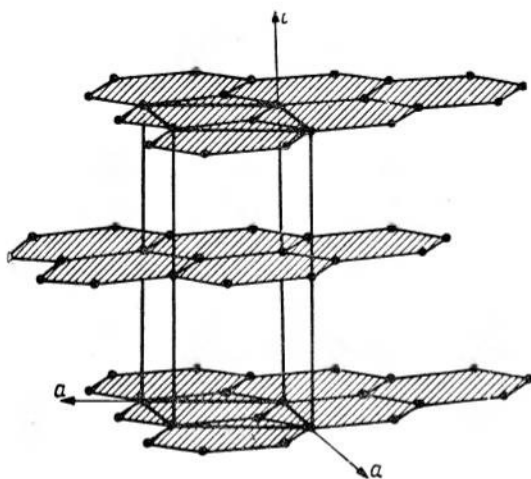
W ciągu ostatnich dwudziestu lat wzrosło zainteresowanie grafitem, czego dowodem jest ukazywanie się licznych prac poświęconych zagadnieniom związanym ze sposobem otrzymywania i strukturą sztucznych grafitów. Wzrost tego zainteresowania został niewątpliwie spowodowany zastosowaniem grafitu jako moderatora w reaktorach jądrowych a także wzrostem zapotrzebowania sztucznego grafitu w innych gałęziach przemysłu (stosuje się go m. in. do produkcji elektrod, form odlewniczych, suchych smarów i oporników elektrycznych).

Badania strukturalne przeprowadzone przez wielu rentgenografów pozwoliły wyjaśnić, jaka jest struktura sadz i sztucznych grafitów i co się dzieje w tych substancjach z punktu widzenia strukturalnego podczas ich obróbki termicznej prowadzącej do utworzenia struktury naturalnego grafitu.

Zanim przejdziemy do omawiania zagadnień związanych ze strukturą sztucznych grafitów, zapoznamy się ze strukturą grafitu naturalnego.

Grafit będący jedną z krystalicznych postaci węgla krystalizuje w większości w układzie heksagonalnym. W siatce krystalicznej grafitu mamy do czynienia z układem równoległych i równoodległych warstw, składających się z atomów węgla leżących w narożach benzenowych pierścieni heksagonalnych, przy czym odległość dwu najbliższych atomów węgla C — C wynosi 1,42 Å. Te warstwy atomowe są ułożone jedna nad drugą w ten sposób, że atomy co drugiej warstwy leżą dokładnie nad sobą, zaś warstwy najbliższej sąsiadujące są tak położone, że w połowie ich atomy leżą dokładnie nad sobą, zaś reszta znajduje się nad środkami pierścieni benzenowych (rys. 1). Sposób ułożenia wzajemnego warstw najlepiej jest widoczny na rzucie dwóch sąsiednich warstw na płaszczyznę warstwy (rys. 2). Oś krystalograficzna biegną jak na rys. 1: dwie z nich o jednakowym okresie periodyczności a , wynoszącym 2,456 Å leżą w płaszczyźnie warstwy i są nachylone pod kątem 120° , trzecia zaś jest prostopadła do tamtych dwóch a więc i do płaszczyzny warstwy a okres periodyczności dla

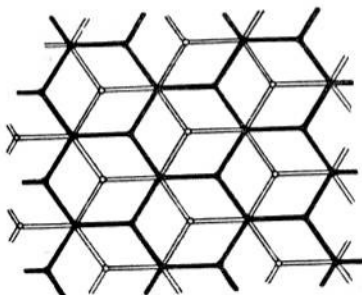
niej wynosi 6, 7 Å. Odległość pomiędzy dwoma najbliższymi sąsiadującymi warstwami jest więc 3,35 Å, świadcząc o słabym wiązaniu między atomami leżącymi nad sobą w stosunku do wiązania dwóch atomów węgla w war-



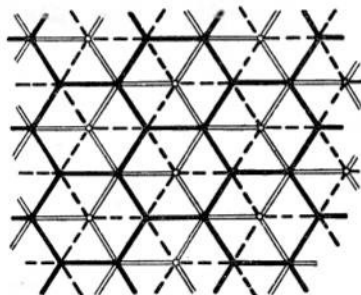
Rys. 1. Siatka krystalograficzna grafitu heksagonalnego

stwie grafitowej (odległość C — C równa 1,42 Å). Tym tłumaczy się bardzo duża ścieralność grafitu.

W komórce elementarnej są cztery atomy w położeniach $(0, 0, u)$, $(0, 0, u + 1/2)$, $(1/3, 2/3, v)$, $(2/3, 1/3, v + 1/2)$ gdzie $u = 0$ a $v = 0,05$, z czego



Rys. 2. Rzut sieci grafitu heksagonalnego na płaszczyznę warstwy



Rys. 3. Rzut sieci grafitu romboedrycznego na płaszczyznę warstwy

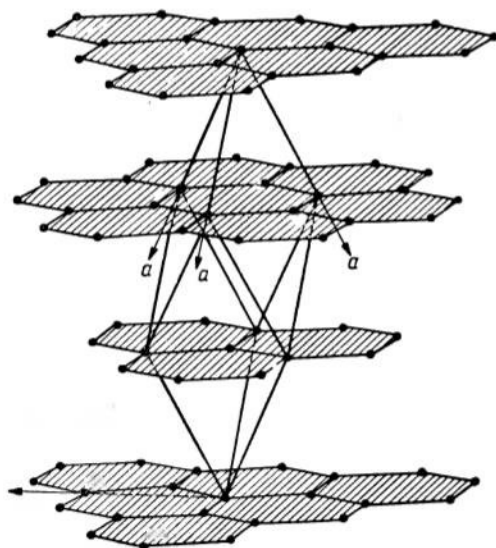
widać, że atomy są nieco poodchylane z właściwych im położenia w płaszczyźnie warstwy w kierunku osi z o wielkość v .

Z rentgenograficznego punktu widzenia grafit jest substancją dającą bardzo wyraźne ostre maksima dyfrakcyjne. Na rentgenogramie grafitu

naturalnego (rys. 11d) widzimy, że najsilniejszą jest linia (002)¹; dalej występują linie (100), (101), (102), (004), (103), (110) i (112).

Okazuje się, że często razem z dominującą ilościowo odmianą heksagonalną występuje druga odmiana grafitu — romboedryczna [2].

Na obrazie rentgenowskim odbija się to przez występowanie słabych linii nie pochodzących od struktury heksagonalnej. Linie te występują zarówno w grafitach naturalnych jak i sztucznych. W nomenklaturze odmiany heksagonalnej można tę strukturę opisać jako mającą $a = 2,456 \text{ \AA}$ zaś $c = \frac{3}{2} \times 6,696 \text{ \AA} = 10,044 \text{ \AA}$. W tym przypadku więc co trzecia warstwa leżą dokładnie nad sobą. Do dwóch warstw w odmianie heksagonalnej przypadających na jeden okres periodyczności, dochodzi jeszcze trzecia położona symetrycznie względem tamtych dwóch (rys. 3). Taka struktura jest właściwie strukturą romboedryczną o osiach i komórce elementarnej wybranych jak na rys. 4. Okres periodyczności a_0 dla tej sieci wynosi $3,635 \text{ \AA}$ a $\alpha = 39^\circ 30'$. W komórce elementarnej mamy dwa atomy w położeniach (u, u, u) i $(\bar{u}, \bar{u}, \bar{u})$ gdzie $u = \frac{1}{6}$.

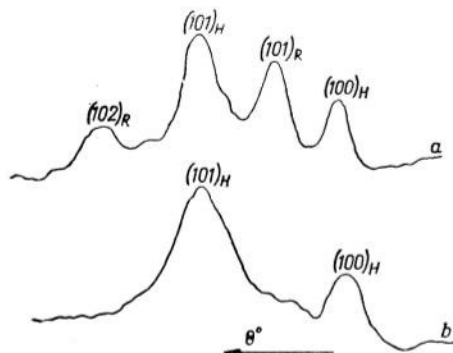


Rys. 4. Siatka krystalograficzna grafitu romboedrycznego

W obrazie dyfrakcyjnym możemy rozróżnić te dwie odmiany heksagonalną i romboedryczną na podstawie linii (100) i (101) — u grafitu heksagonalnego, a (101) i (102) — u grafitu romboedrycznego. Linie te występują w pobliżu najsilniejszych linii (002) czy (003) i mają duże natężenie.

¹ t. zn. linia, której powstanie jest uwarunkowane przez płaszczyznę sieciową (002) (przyp. red.)

W przypadku odmiany heksagonalnej linie (100) i (101) są odległe o $1^{\circ} 05'$ (dla promieniowania Cu K_{α}) a stosunek ich natężeń jest 1 : 5, natomiast w przypadku odmiany romboedrycznej ta odległość (dla tego samego promieniowania) dla linii (101) i (102) wynosi $1^{\circ} 25'$ a stosunek natężeń —



Rys. 5. a) Linie (100)_H i (101)_H razem z liniami (102)_R i (101)_R grafitu cejl. b) Te same linie po działaniu kwasem (według [3])

1 : 0,8. Jak wykazały badania Kochanowskiej [3] można zwiększyć procent odmiany romboedrycznej w odmianie heksagonalnej przez obróbkę mechaniczną — mielenie. Ze wzrostem ilości przemiałów rośnie zawartość procentową odmiany romboedrycznej. Usunąć tę odmianę można działając na grafit kwasami (rys. 5).

Inną formą węgla nie mającą struktury krystalicznej jest sadza. Na obrazie rentgenowskim sadzy występują trzy rozmyte pierścienie dyfrakcyjne, których położenia

odpowiadają w przybliżeniu położeniom linii (002), (100) i (110) grafitu. Pierwszy pierścień jak widać z krzywej mikrofotometrycznej (rys. 6) jest symetrycznym odbiciem krystalicznym (002), zaś dwa pozostałe, występujące w miejscach odbić (100) i (110) są niesymetryczne — od strony mniejszych kątów krzywa natężeniowa wznosi się szybko aż do maksimum i następnie od strony kątów większych od kąta, przy którym występuje maksimum opada powoli. Są to odbicia typowe dla dwuwymiarowego kryształu. Natomiast nie obserwowano żadnych odbić krystalicznych typu (hkl) z $l \neq 0$. Wyciągnięto stąd wniosek [4], że sadza zawiera warstwy grafitowe ale rozpraszające niezależnie. Z drugiej jednak strony występowanie odbić (00l) świadczy o występowaniu grup warstw ułożonych w przybliżeniu równoległe, co w połączeniu z brakiem odbić (hkl) nasuwa przypuszczenie, że w takiej grupie warstw w przybliżeniu równoległych warstwy nie wykazują wzajemnej orientacji jak w graficie [4]. Strukturę tę nazwano turbostratyczną. Z dwuwymiarowych odbić (hk) obliczono dla sadzy odległość C — C w warstwie grafitowej i stwierdzono, że wynosi ona 1,41 Å, czyli ma wartość w przybliżeniu taką, jak w graficie. Z położenia maksimum prążka (002) obliczono średnią odległość między dwiema warstwami i stwierdzono, że jest ona większa niż w graficie i wynosi 3,44 Å. Jest to zupełnie zrozumiałe ze względu na fakt, że w graficie atomy co drugiej warstwy leżą zupełnie dokładnie jedne nad drugimi co pozwala osiągnąć minimum w międzywarstwowej odległości. Z połówkowej szerokości linii (hk) można

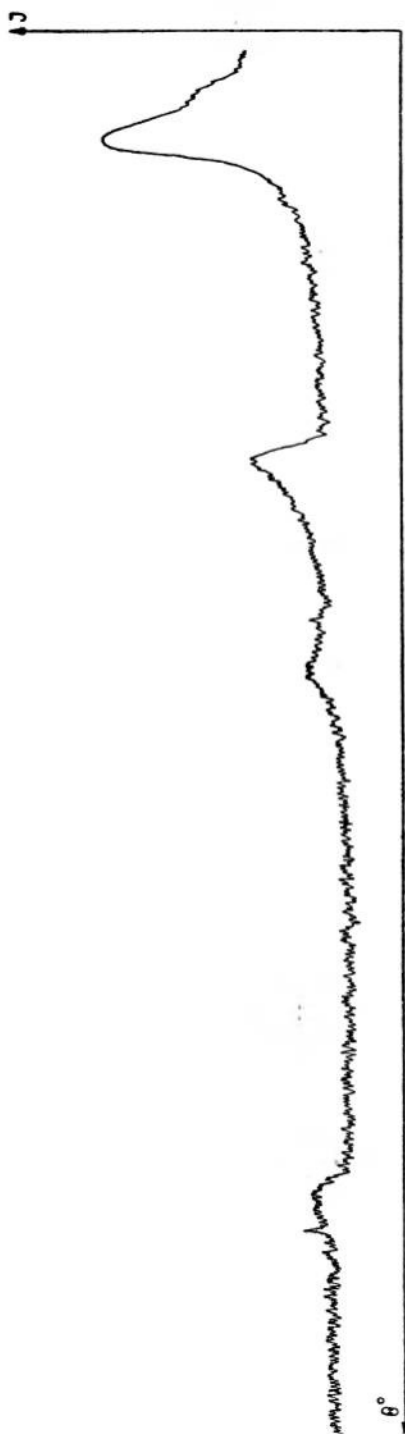
obliczyć średnice warstw grafitowych L_a korzystając ze wzoru dla dwuwymiarowego kryształu [6]

$$L_a = \frac{1,84 \lambda}{\beta \cos \theta}$$

Sadze, otrzymywane przez pyrolizę substancji organicznych w temperaturze 1000°C zawierają obok węgla w stanie zupełnie nieuporządkowanym grupy warstw grafitowych, których średnice L_a są rzędu 20 Å a liczba warstw w takiej grupie wynosi od 2-ch do 4-ch. Te rozmiary grup warstw równoległych obliczane z szerokości linii dyfrakcyjnych na debayogramie są dużo mniejsze od rozmiarów ziarenek sadzy mierzonych przy pomocy mikroskopu elektronowego.

W celu określenia wielkości ziaren sadzy przeprowadzono także badania niskokątowego rozpraszania przez sadzę [4]. Rozmiary cząstek uzyskane tą metodą są rzędu kilkuset Å, czyli mniej więcej takie same jak rozmiary uzyskane przy pomocy mikroskopu elektronowego. Wnioskować stąd można, że pojedyncze ziarenko sadzy składa się z wielu grup równoległych warstw grafitowych jak to schematycznie przedstawia rys. 7, na którym linie idące równolegle przedstawiają warstwy grafitowe.

Wygrzewając różne sadze w wysokich temperaturach między 1000°C a 3300°C możemy stwierdzić, że zachodzą w nich pewne zmiany strukturalne. Początkowo następuje wzrost średnic warstw L_a przy jednoczesnym zmniejszaniu się ilości węgla będącego w stanie nieuporządkowanym, podczas gdy ilość warstw M w grupie warstw grafi-



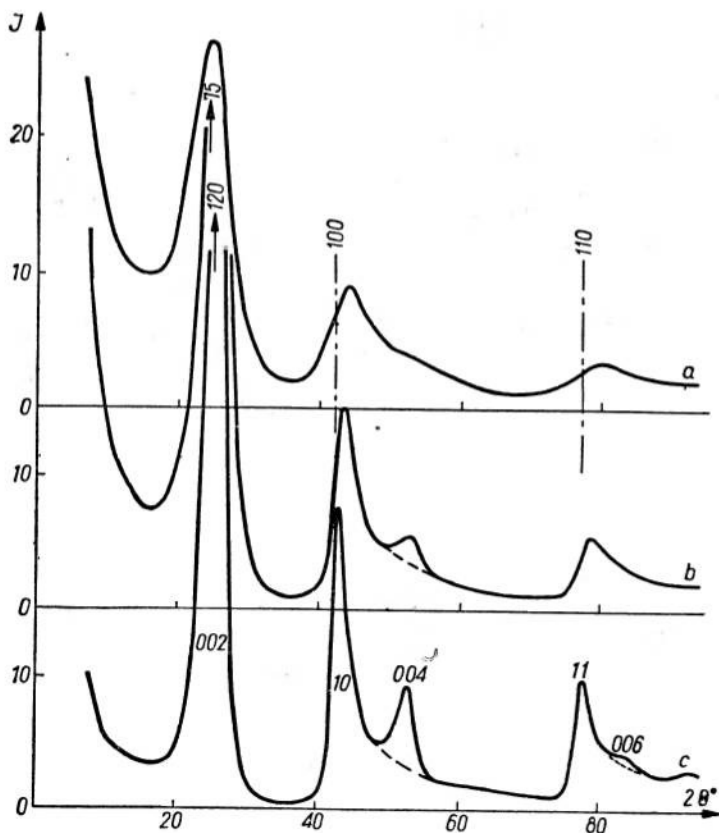
Rys. 6. Krzywa mikrofotometryczna sadzy

towych pozostaje stała. Gdy w próbce praktycznie nie ma już węgla w stanie nieuporządkowanym rośnie nie tylko L_w , ale także i M [7]. Na rentgenowskim obrazie dyfrakcyjnym obserwujemy wzrost ostrości linii (10) i (11) podczas gdy ich kształt typowy dla dwuwymiarowego kryształu zostaje zachowany. Wzrasta także ostrość linii (002). Świadczy to o zwiększaniu się



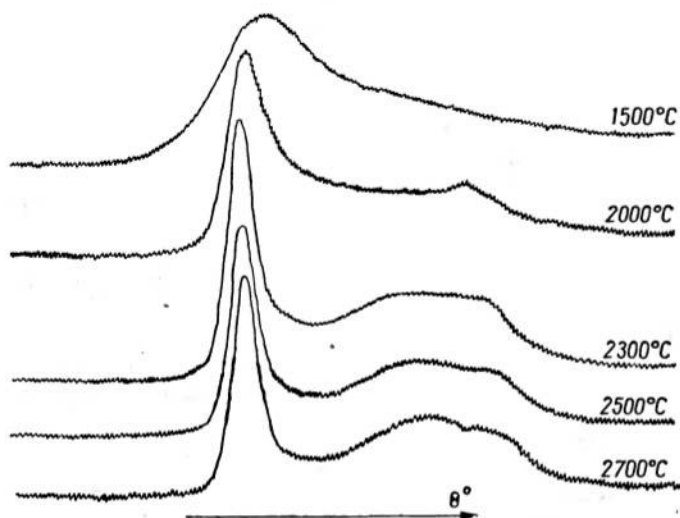
Rys. 7. Model ziarenka sadzy (węgiel) [4]

rozmiarów grup warstw grafitowych przy zupełnym braku wzajemnej orientacji warstw. Rys. 8 pokazuje krzywe mikrofotometryczne dla sadzy a) niewygrzewanej b) wygrzewanej przy 1500°C przez 2 godz. c) wygrzewanej przy 2800°C przez 2 godziny, na których możemy zaobserwować omówione zmiany. Niektóre sadze już przy niższej temperaturze wykazują tendencję do wzajemnej orientacji warstw. Jak wykazują badania Franklin proces wzajemnego uporządkowywania się



Rys. 8. Kształty linii (002), (10) i (11); a) Sadzy niewygrzewanej; b) wygrzewanej w temperaturze 1500°C przez 2 godz.; c) wygrzewanej przez 2 godz. w temperaturze 2800°C (według [5])

warstw zaczyna się wtedy, gdy średnice warstw grafitowych osiągają wielkość rzędu 100 Å. Z chwilą, gdy warstwy zaczynają się porządkować następują zmiany w kształcie linii (10) i (11) — zatracają one asymetrię charakterystyczną dla linii dyfrakcyjnych kryształu dwuwymiarowego a od



Rys. 9. Zmiany w kształcie linii a) [10], b) [11] wywołane obróbką termiczną (według [5])

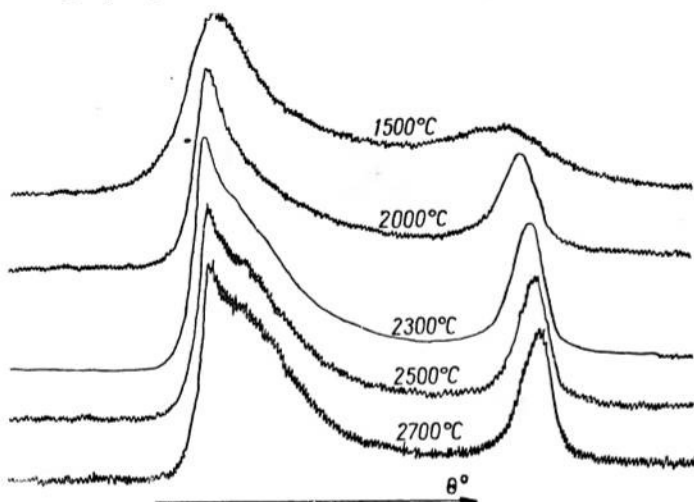
strony większych kątów zaczynają się zarysowywać linie (hkl) z $l \neq 0$: przy (10) — linia (101) a przy (11) — (112) (rys. 9).

Przy wystarczająco wysokiej temperaturze można w ten sposób osiągnąć strukturę grafitu. Proces ten nosi nazwę grafityzacji. W tablicy 11 widzimy mikrofotogramy kilku sztucznych grafitów, otrzymanych przez obróbkę termiczną sadzy, w różnych stadiach grafityzacji. Mikrofotogram 11d dotyczy naturalnego grafitu cejlońskiego.

Jeżeli założymy, że cała substancja jest zgrafityzowana jednorodnie (o czym można wnioskować z jednorodności kształtów linii dyfrakcyjnych) będziemy mieli do czynienia z grupami warstw równoległych i w obrębie każdej takiej grupy będą występować warstwy leżące w położeniach prawidłowych (jak w kryształach trójwymiarowych) oraz warstwy od takich położzeń odchylone. Przyjmując więc, że mamy do czynienia z zupełnie przypadkowym rozłożeniem warstw zorientowanych i niezorientowanych, ażeby określić w jakim stadium grafityzacji jest dana substancja, czyli jaki stopień nieporządku ją charakteryzuje, musimy podać jaka część warstw znajduje się w nieprawidłowych położeniach. Za wielkość charakteryzującą uporządkowanie przyjęto parametr nieporządku p , który zdefiniowano

jako prawdopodobieństwo wystąpienia nieprawidłowej orientacji dwóch warstw sąsiadujących [8].

Na podstawie badań rentgenowskich można stwierdzić w jakim stopniu uporządkowany jest dany sztuczny grafit. Jak stwierdziła Franklin [8] wraz ze wzrostem uporządkowania zaczynają się pojawiać i coraz lepiej wykształcić linie (hkl) z $l \neq 0$ a więc m. inn. (101),



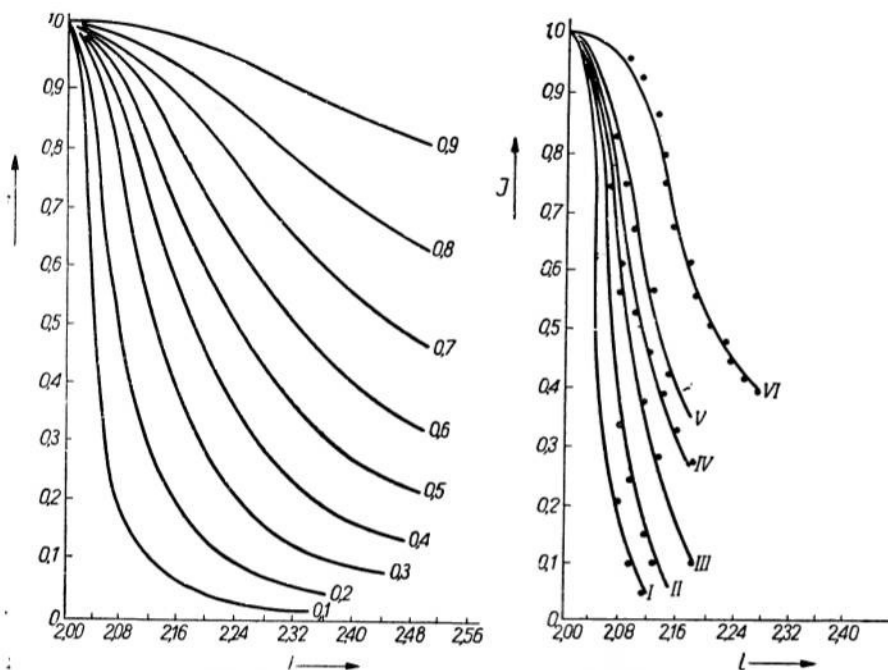
Rys. 9 b.

(103), (112) i (114). Z ostrości tych linii można sądzić o stopniu uporządkowania warstw grafitowych. Dla wyznaczenia tego stopnia wygodnie jest badać kształt linii (112), gdyż ze względu na brak na rentgenogramach grafitu linii $(11l)$ o nieparzystych l , linia (112) jest dobrze rozdzielona od sąsiedniej linii (110). Linia (101) leży natomiast bardzo blisko linii (100) i nie zawsze można je rozdzielić, zwłaszcza jeżeli w przypadku słabo zgrafityzowanego węgla mamy do czynienia ze zdeorientowanymi warstwami co wpływa na jej rozmycie oraz z małymi średnicami warstw grafitowych co powoduje poszerzenie linii (100). Linia (103) jest zazwyczaj słaba. Śledząc rozkład natężenia linii trójwymiarowej w przestrzeni odwróconej możemy wyznaczyć parametr nieporządku p dla danej substancji przez porównanie doświadczalnego jej kształtu z kształtem teoretycznym, wykreślonym dla różnych parametrów p (rys. 10 a i b).

Badając sztuczne grafity, będące w różnych stadiach procesu uporządkowywania, różni autorzy stwierdzają [7, 8, 9], że nadal następuje wzrost krystalitów² zarówno w kierunku osi a jak i c , co ilustruje rys. 12 a i b.

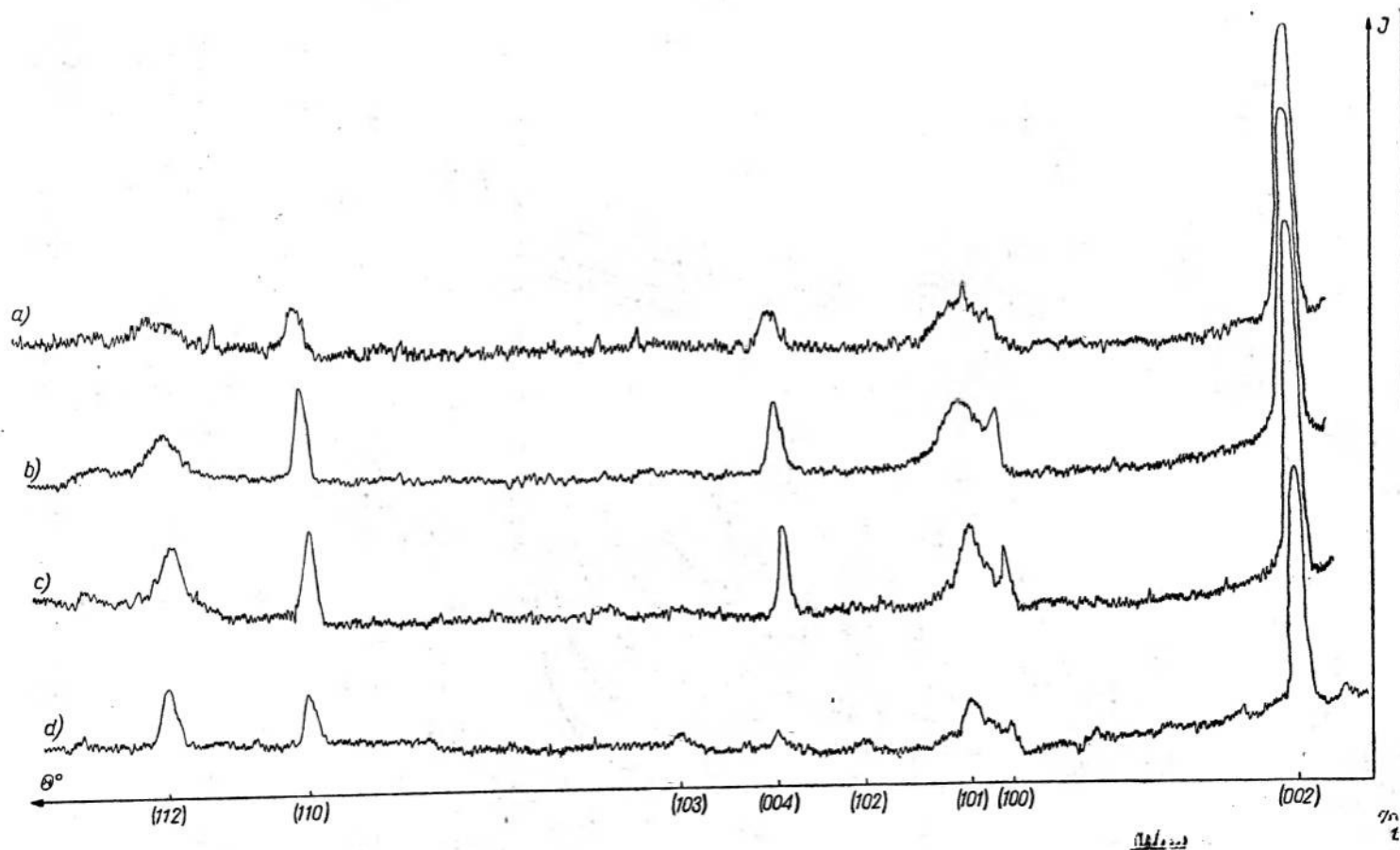
² Pod pojęciem krystalitu będziemy tu rozumieli nie tylko układ warstw grafitowych o idealnej orientacji jak w graficie naturalnym, ale także grupę warstw równoległych i w przybliżeniu równo odległych, ale niezupełnie prawidłowo zorientowanych względem siebie.

Warto tu zauważyć, że największy wzrost krystalitów następuje przy temperaturze około 1000°C — wiąże to się prawdopodobnie z faktem uwalniania wodoru występującego w materiale, z którego preparowane są sadze, bowiem w temperaturze 1000°C wodór uwalniany jest najintensywniej [9]. Ponadto stwierdzono [8, 9, 10, 11,], że wraz ze wzrostem uporządkowania maleje średnia odległość międzywarstwowa d_{002} . Na rys. 13 widzimy zależność d_{002} od stopnia uporządkowania.



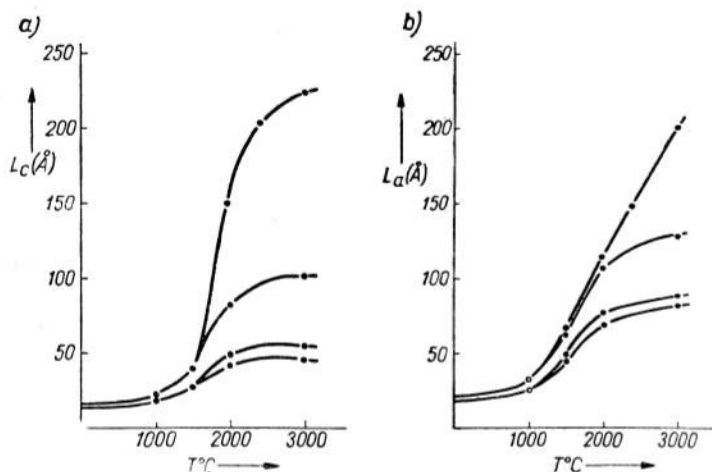
Rys. 10. a) Teoretyczne kształty linii (hkl) dla różnych parametrów p (według [8]);
b) Kształty doświadczalne linii (112) (według [11])

Jak się okazało z badań Franklin [7] tylko niektóre sadze przy obróbce termicznej wykazują tendencję do uporządkowania się i tworzenia w końcowej fazie struktury grafitu. Różnica między węglami, które mają strukturę sadzy, ale podczas obróbki termicznej dają się grafityzować (a które Franklin nazywa niegrafityzowanymi grafityzowanymi węglami) a węglami nie tworzącymi struktury grafitu nawet po podgrzaniu do 3300°C (t. zw. niegrafityzowanymi węglami) zarysowuje się już w pierwszej fazie ich obróbki cieplnej. Śledząc wtedy wzrost średnic warstw grafitowych L_z i ilości tych warstw w krystalitach M stwierdzono, że można zupełnie wyraźnie rozróżnić dwie klasy węgla (rys. 14). Dla jednej z nich nawet przy 3000°C średnice warstw nie przekraczają 70 \AA , a M



Rys. 11. Mikrofotogramy sztucznych grafitów (a, b, c) i grafitu cejlońskiego (d)

nie przewyższa 12 i nie wykazują one śladów grafitowej struktury. Natomiast druga część węgla już w stosunkowo niskiej temperaturze (1720°C) osiąga L_a — 70 \AA i M około 30. Przy wyższych temperaturach L_a i M rosną gwałtownie. Te dwie grupy węgla można rozróżnić już w temperaturze około 1000°C , gdyż węgle grafityzowalne mają w tej temperaturze M około 4 zaś niegrafityzowalne tylko około 2.



Rys. 12. Zależność a) L_a i b) L_c od temperatury (według [9])

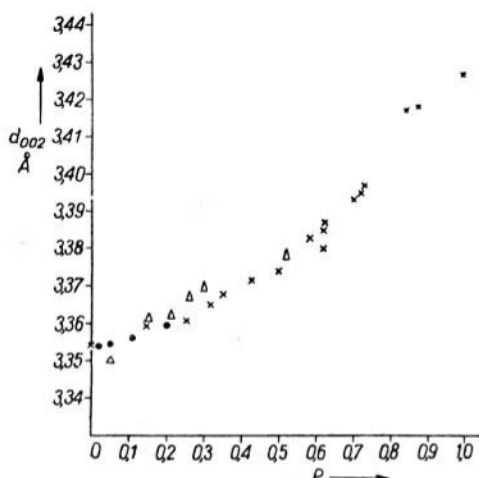
W niektórych z niegrafityzowalnych węgla przy wysokiej temperaturze (rzędu 3000°C) pojawia się nieco zgrafityzowanej sadzy. Zaobserwować to można na rentgenogramie, gdyż wówczas na stosunkowo rozmytą linię (002) pochodzącą od krystalitów o niewielkich rozmiarach nakłada się ostra choć słaba druga linia (002). Także rozmyte, dwuwymiarowe linie (hk) nie są jednolite — na ich tle można zaobserwować ostre, charakterystyczne dla grafitu linie (hkl) [7].

Występują tu więc wyraźnie rozdzielone dwie fazy: jedna nieuporządkowana, druga o strukturze grafitu. Ta częściowa grafityzacja jest jednak całkiem różna od grafityzacji węgla grafityzowalnych, w których nawet w pośrednich stadiach procesu grafityzacji występuje tylko jedna faza. Ciekawym jest, że ta część zgrafityzowana zawarta w niegrafityzowalnym węglu osiąga wysoki stopień grafityzacji w temperaturze dużo niższej niż ta, która jest potrzebna, aby taki stopień uporządkowania osiągnął węgiel grafityzowalny.

Badania niskokątowego rozproszenia promieni X wykazały, że węgle niegrafityzowalne charakteryzują się bardzo dużą porowatością w przeciwieństwie do tej drugiej klasy węgla. Okazało się ponadto, że, jeżeli wę-

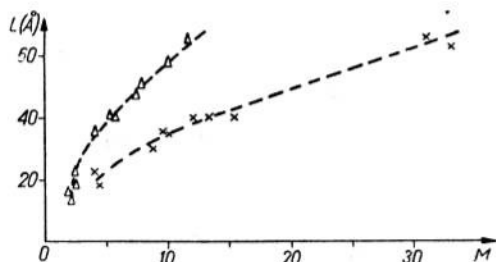
giel wytworzony w stosunkowo niskiej temperaturze jest porowaty, to zachowuje on swoją porowatość przy wygrzewaniu w wyższych temperaturach. To samo można powiedzieć o węglach nieporowatych.

Interesującym byłoby jeszcze zastanowić się, co się dzieje w wygrzewanym węglu przy wzroście jego kryształów, jaki jest mechanizm wzro-



Rys. 13. Zależność d_{002} od p : dane uzyskane przez R. Franklin oznaczono x; dane uzyskane przez G. Baco'n'a oznaczono Δ ; dane uzyskane przez M. Lefeld oznaczono \bullet

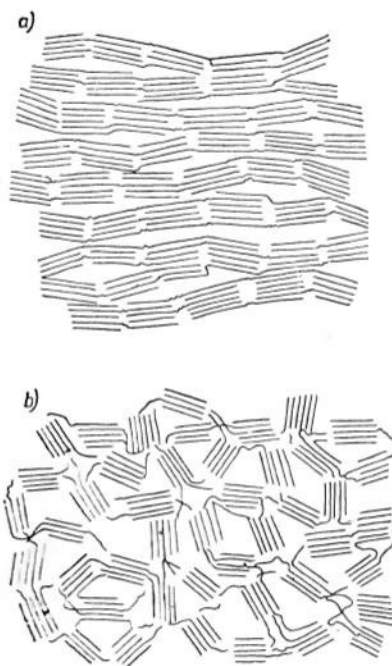
stu warstw i grupowania się ich w coraz to większe zespoły. Z samych badań rentgenowskich trudno rozstrzygnąć, czy wzrost warstw grafitowych odbywa się przez przemieszczenie poszczególnych atomów czy niewiel-



Rys. 14. Zależność L_a od M

kich ich grup, czy też jest to proces przyłączania się dużych warstw do grup warstw już istniejących. Natomiast z obserwacji przebiegu tego procesu w zależności od temperatury można wyciągnąć wniosek, że wzrost rozmiarów warstw grafitowych i zwiększanie się ich ilości w grupie

warstw równoległych nie jest spowodowany przyłączaniem się małych grup atomów czy też poszczególnych atomów do tych zespołów, gdyż ze względu na brak w sadzy wygrzewanej powyżej 1000°C węgla w stanie zupełnie nieuporządkowanym, musiałoby to następować na drodze rozrywania silnych wiązań C-C występujących w warstwach i dlatego proces ten musiałby zachodzić w bardzo wysokiej temperaturze i to w stosunkowo wąskim jej przedziale. W rzeczywistości wzrost krystalitów zachodzi w całym zakresie temperatur od 1000°C do 3000°C . Dlatego bardziej uzasadnionym wydaje się pogląd, że we wzroście krystalitów biorą udział całe warstwy grafitowe a nawet zgrupowania tych warstw i proces ten jest łączeniem się mniejszych grup warstw równoległych w duże krystality. Przy pomocy takiego modelu można też łatwo wyjaśnić dlaczego węgiel porowaty nie daje się grafityzować, a nieporowaty łatwo poddaje się grafityzacji. Jeżeli bowiem w węglu o dużej ilości porów krystality są wzajemnie odizolowane wówczas ruch całych warstw jest utrudniony. W węglu nieporowatym przeszkody te nie istnieją. W tym wypadku warstwy mogą się układać jedne nad drugimi i wystarczy, aby ułożyły się w przybliżeniu równolegle nie przyjmując nawet właściwej orientacji, aby potem w wyższej temperaturze tę orientację uzyskać. W nieporowatym węglu grupy warstw równoległych będą się łatwiej układać jedne nad drugimi niż wiązać się ze sobą krawędziami, co potwierdza fakt, że krystality rosną w kierunku *c* szybciej niż wzrasta ich średnica. Gdyby natomiast wzrost warstw dokonywał się przez przyłączanie poszczególnych atomów czy małych ich grup obserwowalibyśmy szybszy wzrost w kierunku osi *a*. Dodatkowych informacji o wzajemnym ułożeniu się krystalitów w grafityzowalnym i niegrafityzowalnym węglu dostarczyło niskokątowe rozpraszanie promieni X [7]. Mianowicie w przypadku węgla grafityzowalnych, nieporowatych występuje silna anizotropia tego rozproszenia świadcząca o istnieniu wyróżnionej orientacji krystalitów, podczas gdy w przypadku węgla porowatych takiej anizotropii nie stwierdzono. Na podstawie tych



Rys. 15. a) Model węgla grafityzowalnego; b) model węgla niegrafityzowalnego

rozważań można przyjąć dla tych dwu rodzajów węgla modele przedstawione na rys. 15 a i b.

Dla większości sadzy całkowite zgrafityzowanie można osiągnąć w temperaturze około 3000°C, jednak zależy to w dużej mierze od materiału wyjściowego, służącego do wytworzenia sadzy jak i od sposobu obróbki termicznej.

Literatura

1. B. F. Ormont, *Struktury Nieorganicznych Wieszczestw* Moskwa—Leningrad (1950)
2. H. Lipson, A. R. Stokes Proc. Roy. Soc. Lond. A, **181**, 101 (1943)
3. A. Kochanowska, Czech. J. Phys. **3**, 193 (1953)
4. J. Biscoe, B. E. Warren J. Appl. Phys. **13**, 364 (1942)
5. B. E. Warren Proc. First Sec. Conf. Carbon N. Y. (1956)
6. B. E. Warren Phys. Rev. **59**, 693 (1941)
7. R. E. Franklin Proc. Roy. Soc. London A **209**, 196 (1951)
8. R. E. Franklin Acta Cryst. **4**, 253 (1951)
9. W. D. Schaeffe, W. R. Smith, M. H. Polley Indust. Eng. Chem. **45**, 1721 (1953)
10. G. E. Bacon Acta Cryst. **4**, 558 (1951)
11. M. Lefeld Biul. Pol. Acad. Sci. **5**, 497 (1957)

O. Wołczek

Instytut Badań Jądrowych,
Warszawa

Górna atmosfera oraz pozaziemskie promieniowania elektromagnetyczne i strumienie cząstek w świetle badań, wykonanych za pomocą sztucznych satelitów i raket wysokościowych

Wstęp

Nasze poglądy na skład i strukturę atmosfery Ziemi oraz na charakter, natężenie i oddziaływanie promieniowań elektromagnetycznych i strumieni cząstek, docierających do atmosfery naszej planety z zewnątrz, ulegają obecnie wielkiej ewolucji. Nowe narzędzia badawcze: rakiety wysokościowe i sztuczne satelity, wyposażone w odpowiednią aparaturę naukową, umożliwiły bowiem wykonywanie bezpośrednich pomiarów w znacznych odległościach od powierzchni Ziemi. Niniejsza próba zestawienia wyników tych pomiarów i wypływających z nich wniosków nie pretenduje do stworzenia pełnego obrazu całokształtu poruszanych zagadnień. Materiał statystyczny, jakim dysponujemy obecnie, jest ze zrozumiałych względów nader ubogi, a na pełne wyniki tych stosunkowo jeszcze nielicznych doświadczeń i obserwacji, jakie zostały przeprowadzone przy pomocy raket wysokościowych i satelitów, trzeba będzie poczekać przez cały szereg miesięcy, jeżeli nie lat, dopóki nie zostaną one ogłoszone w odpowiednich publikacjach.

Jakkolwiek badania wykonywane przy pomocy raket dotyczą obszarów począwszy już od wysokości kilkudziesięciu kilometrów w górę, a więc obejmujących jeszcze mezosferę (por. Tabl. 1), w artykule zostaną podane wyniki obserwacji, przeprowadzanych w wyższych partiach termosfery, w termopauzie i w dolnych częściach egzosfery. Specjalny nacisk zostanie położony na dane, uzyskane za pomocą sztucznych satelitów.

Gęstość i temperatura górnych warstw atmosfery

Gęstość i temperatura górnych warstw atmosfery były badane przy pomocy raket wysokościowych. Wyniki tych badań zostały jednak zdecydowanie podważone przez obserwacje lotu sztucznych satelitów Ziemi.

Górne warstwy atmosfery, jakkolwiek zawierają jedynie ślady powietrza, wpływają w sposób bardzo istotny na ruch tych obiektów. Opór atmosfery, zwłaszcza w pobliżu punktu przyziemnego, działa hamująco na lot satelitów i w końcu przyczynia się do ich zniszczenia.

Ze zmiany orbity na skutek oddziaływania oporu atmosfery można wyciągnąć wnioski, pozwalające na wyznaczenie gęstości powietrza na

Tabela 1
Podział atmosfery

Obszar	Wysokość km
Troposfera	0-kilkanaście
Tropopauza	
Stratosfera*	kilkanaście-32
Stratopauza	
Mezosfera	32-80
Mezopauza	
Termosfera**	80-400
Termopauza	
Egzosfera	400? —

dużych wysokościach nad Ziemią. Podstawowym założeniem, jakie przyjmuje się przy obliczeniach tej gęstości, jest przyjęcie, że satelita pomimo hamowania porusza się quasi-stacjonarnie, a więc zgodnie z prawami Keplera. Słuszność tego założenia wynika z łatwo dostrzegalnego faktu, iż opór powietrza jest niejako skoncentrowany w pewnych niestabilnych punktach orbity. Części toru pomiędzy poszczególnymi punktami oporu są wówczas częściami elips keplerowskich, których elementy jednakże zmieniają się nieco (w sposób ciągły).

Przy obliczeniach nie trzeba uwzględniać jakichkolwiek efektów aerodynamicznych, wpływających ze specjalnego kształtu satelity. W grę wchodzi przede wszystkim średnia wielkość \bar{F} powierzchni przekroju satelity, prostopadle ustawionej do kierunku ruchu. Powierzchnia ta określa bowiem ilość cząsteczek powietrza, z jakimi satelita zderza się w czasie swego lotu. Poza tym istotna jest masa oraz współczynnik oporu. Wszystkie te wielkości służą do wyznaczenia tzw. balistycznego współczynnika oporu, który jest określony wzorem:

$$\frac{m}{C_d \bar{F}}, \quad (1)$$

gdzie: m — masa satelity

C_d — współczynnik oporu, wynoszący od 2,0 do 2,7.

Ponieważ wielkość \bar{F} dla poszczególnych satelitów radzieckich nie była dokładnie znana, gdyż nie została ona opublikowana, można ją było tylko

* Tzw. ozonosfera — obszar, szczególnie bogaty w ozon, pochłaniający, jak wiadomo, w znacznym stopniu krótkofalowe promieniowanie słoneczne, znajduje się mniej więcej na wysokości 20—50 km.

** Termosfera obejmuje w zasadzie wszystkie warstwy jonosfery, z wyjątkiem części warstwy D, która sięga mniej więcej do połowy mezosfery. Poszczególne warstwy jonosfery znajdują się na następujących wysokościach (liczby przybliżone): D — 65—90 km, E — 95—110 km, F₁ — 160 do 200 km, F₂ — 250 do 400 km.

Tabela 2
Sztuczne satelity Ziemi

Dane	α 1957 SPUTNIK 1	β 1957 SFUTNIK 2	α 1958 EXPLORER 1, Mk. I	β 1958 BABY-VAN- GUARD	γ 1958 EXPLORER 3, Mk. II	δ 1958 SPUTNIK 3
Data wyrzucenia	4.10.57	3.11.57	31.1.58	17.3.58	26.3.58	15.5.58
Data zniszczenia	4.1.58	14.4.58			27.6.58	
Okres istnienia	92 dni	161 dni	ocena do 10 lat	ocena do 200 lat	ocena 93 dni	ocena 1,52 roku
Długość cm	—	495	75/203 ¹	—	75/201 ¹	357
Kształt	kula	pocisk	pocisk	kula	pocisk	stożek
Srednica cm	58	ok. 100	15	16,3	15	173 (u pods awy)
Masa kg	83,6	508,3	8,2/13 96	1,46	8,415/14,175	1327
Okres obiegu min	96,17	103,75	114,95	133	115	106
Kąt nachylenia orbity względem równika stopnie	62	65	33	33	33	65
Perigeum km	228	225	350	644	176	
Apogeum km	947	1671	2560	4000	2780	1880
Średnia wysokość — km	587,5	948	1455	2322	1478	
Częst. sygnałów radiowych Mc/sek	20,005 40,002	20,005 40,002	108,00 1 8,03	108,00 108,03	108,00 108,03	20,005

¹) długość satelity i satelity wraz z ostatnim stopniem rakiety nośnej

²) masa satelity i satelity wraz z ostatnim stopniem rakiety nośnej

(ciąg dalszy tablicy 2)

Dane	α 1957 SPUTNIK 1	β 1957 SPUTNIK 2	α 1958 EXPLORER 1,M. I	β 1958 BABY-VAN- GUARD	γ 1958 EXPLORER 3,Mk. II	δ 1958 SPUTNIK 3
Masa aparatury pomiarowej i pomocniczej kg			ok. 5		5,1	968
Aparatura naukowa	1) Urządzenie do pomiaru temperatury?	1) 3 fotopowielacze do pomiaru prom. UV i X Słońca; 2) licznik GM natężenia prom. kosm.; 3) manometr; 4) mierniki temp. wewn. i zewn.; 5) zasobnik z psem + przyrządy pomiarowe	1) licznik GM natęż. prom. kosm.; 2) czujniki mikrometeor.; 3) mikrofon me-teoryt.; 4) mierniki temp. wewn. i zewn.	1) urządzenie do pomiaru temp.	jak α 1958	1) magnetometr; 2) fotopowielacz do pomiaru natężenia prom. korpusk. słońca; 3) licznik natężenia składowej prom. kosm.; 4) manometr magnet; 5) manometry jonizacyjne; 6) łapacze jonów; 7) fluksmetry do pomiaru natęż. pola elektr.; 8) spektrometr masowy; 9) licznik natężenia ciężkich jąder w prom. kosm.; 10) licznik całkowitego natężenia pierwotnego prom. kosm.; 11) czujniki mikrometeor.; 12) mierniki temp. wewn. i zewn.

ocenić. Stąd i podane w literaturze wartości balistycznego współczynnika oporu są jedynie przybliżone. W wypadku „ α 21957” wielkość tego współczynnika oceniono [1] na $89 \pm 11 \text{ kg/m}^2$. Dla „ β 1957” wartość współczynnika można oszacować na około $220 \pm 50 \text{ kg/m}^2$.

Znając wielkość tego współczynnika oraz zmiany okresu obiegu, wyznaczone np. na drodze radiowej, można wyznaczyć odpowiednie wartości gęstości atmosfery na różnych wysokościach nad Ziemią. Zmiany okresu obiegu pierwszego satelity radzieckiego zostały opublikowane jeszcze w roku 1957, zarówno w Niemczech Zachodnich [2], jak i w Wielkiej Brytanii [3, 4] i w Stanach Zjednoczonych [5]. Opierając się na tych danych można było określić gęstości powietrza w odpowiednich odległościach od Ziemi (p. Tabl. 3).

Tablica 3
Gęstość powietrza w górnych warstwach atmosfery

Wysokość km	Gęstość g/cm^3		
	dawna ocena	Paetzold [6]	Harris Jastrow [1]
ok. 230	10^{-13}	$> 3,5 \cdot 10^{-13}$	$0,5 - 3,5 \cdot 10^{-13}$
300	10^{-14}	$5 \cdot 10^{-14}$	$7 - 8 \cdot 10^{-14}$
500	$5 \cdot 10^{-16}$	$7 \cdot 10^{-15}$	$7 \cdot 10^{-15} - 3 \cdot 10^{-14}$
900	$8 \cdot 10^{-19}$	$7 \cdot 10^{-16}$	ok. $5 \cdot 10^{-16}$

Jak widać, dawna ocena gęstości powietrza, uzyskana na podstawie badań, prowadzonych za pomocą raket wysokościowych, była fałszywa. Przyczyny błędów należy szukać w dawnej technice wykonywania pomiarów. Oceny gęstości powietrza w górnych warstwach atmosfery dokonywano na podstawie badań przeprowadzanych np. za pomocą manometrów jonizacyjnych. Dotychczas używane przyrządy nie były jednak w stanie zarejestrować odpowiedniej ilości atomów powietrza, występujących na danej wysokości i dlatego pomiary wykazywały systematycznie zbyt niskie wartości. Poza tym należy pamiętać, że głowice raket poruszały się wraz z przyrządami w kierunku prawie że prostopadłym do powierzchni Ziemi, szybko przechodząc od obszarów o stosunkowo dużej gęstości do rejonów o bardzo małej gęstości i odwrotnie, a czas przebywania tych głowic na znacznych wysokościach wynosił co najwyżej niewiele minut. Tymczasem ocena gęstości atmosfery na podstawie obserwacji oddziaływania jej oporu na ruch satelity jest bardzo dokładna.

Dotychczasowe wyniki badań, przeprowadzonych za pomocą sztucznych satelitów, ujęte w Tabl. 3, wskazują, iż na wysokości perigeum pierwszych dwu satelitów radzieckich gęstość powietrza jest kilkakrotnie większa, niż dotychczas przyjmowano. Wartość ta jest zgodna z oceną radziecką. Według dotychczas opublikowanych danych uczeni radzieccy [7] podali gęstość atmosfery na podanej wysokości jako 5—10-krotnie większą od przyjmowanej poprzednio*.

Ograniczenie się do podawania jedynie rzędu wielkości jest wskazane z kilku względów. Po pierwsze materiał statystyczny ciągle jeszcze nie jest dostatecznie duży. Poza tym badania ruchu satelitów wykazały, podobnie jak zresztą i badania, przeprowadzone za pomocą rakiet wysokościowych w wielu punktach Ziemi w ramach MRG [8], że atmosfera na tej samej, nawet bardzo znacznej, wysokości jest różna w zależności od długości i szerokości geograficznej. W jednym i tym samym punkcie atmosfery także w jej górnych warstwach gęstość i inne parametry zmieniają się wraz z porą dnia i roku. Zmiany te uzależnione są m. in. od nierównomiernego nagrzania powietrza przez promieniowanie pozafioletkowe, rentgenowskie i korpuskularne Słońca.

Rzut oka na tabl. 3. pozwala stwierdzić, że dotychczasowe oceny gęstości były tym bardziej fałszywe, im o większą wysokość chodzi. Już na wysokości 500 km dawne wartości okazały się o kilkadziesiąt razy, a na wysokości 900 km — o kilkaset razy za niskie.

Podobnie jak gęstość, błędnie została oceniona temperatura powietrza w znacznych odległościach od Ziemi. Jak podaje Paetzold [6], na wysokości perigeum pierwszych satelitów radzieckich wynosi ona około 1000°K , zamiast, jak dotychczas przypuszczano, 700°K , a na wysokości 500 km — 2500°K , zamiast — 1000°K . Ponieważ dla wytłumaczenia tak dużych wartości temperatury nie wystarczy uwzględnienie oddziaływania samego tylko promieniowania elektromagnetycznego Słońca, Paetzold szuka innych przyczyn ogrzania powietrza na znacznych wysokościach. Przypuszcza on, iż za takie ogrzanie odpowiedzialny może być gaz międzyplanetarny, najprawdopodobniej wodór, którego atomy powinny znajdować się w szybkim ruchu.

Uczeni radzieccy snują inne hipotezy [7]. Uważają oni, że znaczne ogrzanie atmosfery w dużych odległościach od Ziemi może być spowodowane przez korpuskularne promieniowanie Słońca albo też przez fale poddźwiękowe, dochodzące od troposfery, czy przez prądy elektryczne, po-

* W czasie IX. Międzynarodowego Kongresu Astronautycznego zostały opublikowane dokładniejsze dane radzieckie [16]. Wg prof. Krassowskiego, gęstość powietrza na wysokości 260 km wynosi 10^{-13} g/cm^3 , a na wysokości 355 km — Wyniki te są zgodne z podanymi w Tabl. 3.

wstające w zjonizowanych warstwach atmosfery na skutek ruchu powietrza w tych warstwach w polu magnetycznym Ziemi.

Należy zwrócić jeszcze uwagę na fakt powstawania i gromadzenia się ładunków elektrycznych na powierzchni satelitów w czasie ich lotu przez jonosferę. Na skutek tego pomiędzy satelitami a zjonizowanym ośrodkiem, w którym się one poruszają, powstają siły, które dodatkowo wpływają hamująco na ich obieg [9]. Nie jest w tej chwili znana wielkość tych sił, mogą one jednak w pewnym, jakkolwiek prawdopodobnie niezbyt wielkim stopniu, obniżyć wartości ciśnienia i temperatury uzyskane ostatnio na podstawie obserwacji ruchu sztucznych satelitów.

Jonosfera

Dotychczas stosowane metody nie pozwalały na zbadanie krańcowych, zewnętrznych polaci jonosfery, gdyż można było do badań wykorzystać jedynie zjawisko odbicia fal radiowych od odpowiednich warstw atmosferycznych. Fale radiowe o częstości do kilku-kilkunastu MHz docierają jednak w jonosferze jedynie na pewną wysokość, nie mogąc jej spenetrować dostatecznie głęboko. W wypadku zaś gdy posłużymy się większymi częstościami, fale radiowe uciekają bezpowrotnie w przestrzeń pozaziemską i wartość ich jako narzędzia badawczego jonosfery sprowadza się do zera.

Sytuacja uległa zmianie, gdy do badania jonosfery można było wykorzystać fale radiowe wysyłane przez obiekt, poruszający się w jonosferze i ponad nią. Obserwacja tych właśnie fal dostarczyła mnóstwa cennych informacji na temat stanu fizycznego i własności omawianego obszaru atmosfery. Szczególnie szczęśliwym faktem okazał się wybór przez uczonych radzieckich odpowiednich częstości, na jakiej pracowały nadajniki w obu pierwszych satelitach. Wybór ten był początkowo silnie krytykowany ze względu na stosunkowo duże błędy, jakie popełnia się przy ocenie położenia tych obiektów na skutek zakłóceń ze strony jonosfery. Doświadczenie wykazało jednak, że dokładność oceny położenia jest w tym wypadku dostateczna, by dostarczyć danych wstępnych, potrzebnych dla stacji obserwacyjnych optycznych i radarowych, a wrażliwość na oddziaływanie jonosfery może być z dużym pożytkiem wykorzystana do badania struktury jonosfery [9]. Należy podkreślić, iż fale radiowe o częstości 20 MHz mogą jeszcze, chociaż z trudem, przeniknąć przez jonosferę do powierzchni Ziemi, jakkolwiek w czasieswej wędrówki silnie oddziałują ze wspomnianym obszarem atmosferycznym. W przeciwieństwie do nich fale o częstości 40 MHz docierają w tych warunkach do naziemnych stacji odbiorczych prawie w pierwotnej swej postaci.

Szczególnie zaskakująca była długa słyszalność sygnałów satelity „a 2 1957”, o częstotliwości 20 MHz. Można je było bowiem odbierać niekiedy przez tak długi nawet okres jak 50 minut. Tak więc sygnały z satelity odbierano wówczas już wtedy, gdy znajdował się on w odległości ponad 10 tysięcy kilometrów od stacji odbiorczej a więc znacznie poniżej horyzontu optycznego.

Fakt ten można tłumaczyć w dwojaki sposób. Po pierwsze, fale radiowe wpadając ukośnie w jonosferę ulegają załamaniu i przebiegają we wnętrzu tej warstwy dłuższy odcinek mniej więcej równoległe do krzywizny powierzchni Ziemi, aby następnie ewentualnie ulec ponownemu załamaniu ku dołowi na nierównomiernościach dolnej części jonosfery. Można również przypuścić, że na dużej wysokości około 1000 km znajduje się dalsza warstwa, od której sygnały satelity mogłyby się odbijać ku dołowi.

Obserwacje zdają się jednak wskazywać na słuszność raczej pierwszej z wymienionych interpretacji. W drugim bowiem wypadku musiano by częstokroć stwierdzić występowanie kilku fal radiowych o różnej długości fali, czego jednak np. w czasie obserwacji, przeprowadzanych w Ulmie [6], nie zauważono. W istocie też z rozważań teoretycznych wynika możliwość wspomnianego załamania się fal radiowych w jonosferze w wypadku, gdy gęstość elektronów byłaby dostatecznie duża.

Bardzo interesujące okazały się wahania natężenia fal radiowych odbieranych sygnałów. Jedne z tych wahań miały charakter regularny, drugie — nieregularny. Regularne wahania spowodowane były przede wszystkim tym, że satelita dzięki odpowiedniemu kształtowi anten wysyłał fale silnie spolaryzowane, a anteny odbiorcze stacji naziemnych wykazywały w zasadzie wyraźną symetrię poziomą. Przy obserwacji regularnych wahań natężenia fal radiowych „a 2 1957” w Ulmie [6] przez stację naziemną o dostatecznie dużej zdolności rozdzielczej stwierdzono typowe dudnienie, w którym można było wyraźnie od siebie odróżnić częstotliwości: różnicową f_2 i sumaryczną f_1 . Z wartości tych częstotliwości można było wyznaczyć wartości częstotliwości pierwotnych F_1 i F_2 :

$$f_1 = \frac{F_1 + F_2}{2}, \quad f_2 = F_1 - F_2. \quad (2)$$

Stwierdzono, że wartość $F_1 = 0,112$ c/sek była stała, podczas gdy wartość F_2 , równa w przybliżeniu $0,335$ c/sek, podczas przelotu satelity nad naziemną stacją odbiorczą nieco się zmieniała [6].

Częstotliwość F_1 jest uwarunkowana przez precesję osi obrotu satelity. Częstotliwość F_2 natomiast spowodowana jest przejściem fal radiowych przez jonosferę. Jonosfera, znajdująca się przecież w polu magnetycznym Zie-

mi, stanowi dla fal radiowych ośrodek dwójłomny, w którym fala liniowo spolaryzowana w kierunku linii sił pola magnetycznego ulega rozszczepieniu na fale kołowo spolaryzowane w prawo i w lewo, różniące się prędkościami fazowymi. Na skutek tego następuje skrócenie płaszczyzny polaryzacji fal wpadających, które jest proporcjonalne do całkowitej ilości elektronów pomiędzy nadajnikiem a odbiornikiem. Ze skrócenia tej płaszczyzny polaryzacji, wywołującego wspomnianą częstotliwość F_2 , można wnioskować o ilości elektronów. I tak np. na wysokości 460 km nad Ziemią zgodnie z wynikami pomiarów w Ulmie [6] średnia gęstość elektronów wynosi około $3 \cdot 10^5$ elektronów/cm³. Wartość ta nie odbiega znacznie od wartości, uzyskanej za pomocą radzieckiej rakiety meteorologicznej, która na wysokości 473 km nad Ziemią zarejestrowała średnią gęstość elektronów rzędu $1 \cdot 10^6$ elektronów/cm³ [7].

Zgodnie z danymi uzyskanymi przy użyciu radzieckich sztucznych satelitów „ α 2 1957” i „ β 1957” i wynikami poprzednich pomiarów, przeprowadzanych przy pomocy rakiet wysokościowych oraz fal radiowych przekonano się [7], że wysokość tzw. głównego maksimum gęstości elektronów w jonosferze (znajdującego się na wysokości ok. 300 do 400 km) i w ogóle gęstość elektronów w tej warstwie zmieniają się z porą dnia i roku oraz w zależności od szerokości i długości geograficznej. Największe wartości gęstości elektronów, zmierzone na średnich szerokościach geograficznych, dochodzą do $2\text{—}3 \cdot 10^6$ elektronów/cm³, przy czym wzrost gęstości od wysokości 100—110 km do wysokości 300—400 km jest od 10—15-krotny.

Obecnie przekonano się [7], że gęstość elektronów powyżej głównego maksimum zmniejsza się ze wzrostem wysokości 5—6 razy wolniej, niż wzrasta ona poniżej tego maksimum. Np. w październiku 1957 roku wspomniana gęstość od wysokości 100 do 300 km wzrastała 10-krotnie, podczas gdy od 300 do 500 km zmniejszała się ona tylko 2-krotnie. Analogiczne zmiany zarejestrowała też radziecka rakiet meteorologiczna, która swego czasu wzniosła się na wysokość 473 km.*

Jeżeli chodzi o nieregularne wahania natężenia fal radiowych, wysyłanych z satelity, zaobserwowano w Ulmie [6], to zarówno przy częstotliwości 20 Mc/sek, jak i 40 Mc/sek zauważono powolniejsze i szybsze takie wahania. Kolejny wzrost i osłabienie natężenia powolniejszych wahań następowały w okresach 2—3 minut. Jeżeli jako przyczynę tych zmian uzna się niejednorodności jonosfery, to musiałyby one posiadać poziome rozmiary rzędu 1000 do 2000 km.

* Zgodnie z prof. K r a s s o w s k i m* [16] odpowiednie gęstości elektronów, zmierzone przez przyrządy wspomnianej rakiety wynosiły: na wysokości 290 km — $1.8 \cdot 10^6$ elektronów/cm³, a na wysokości 475 km — $1,0 \cdot 10^6$ elektronów/cm³

Oprócz tego, jak się wydaje, zaobserwowano występowanie szczególnie dużych i małych natężeń w odstępach 10—20 sek. Takie wahania najprawdopodobniej można wytłumaczyć mniejszymi niejednorodnościami jonosfery, które częściowo działają silnie skupiająco, częściowo — silnie rozpraszająco i mają rozmiary rzędu 100 do 200 km.

Zauważono także zmiany natężenia w obrębie 1 sek, a nawet w czasie kilkakrotnie krótszym. Te bardzo interesujące fluktuacje musiałyby, jak sądzi Paetzold, być spowodowane przez elementy jonosfery o rozmiarach zaledwie kilku kilometrów. Zwraca on uwagę na fakt, że analogiczne rozmiary mają niejednorodności jonosfery, powodujące znaną scyntylację radiogwiazd.

Promienie X i pozafiolkowe

W ciągu ostatnich lat w czasie lotów raketowych przeprowadzono szereg pomiarów widma słonecznego w zakresie promieni X i dalekiego nadfioletu, które są odpowiedzialne za jonizację atmosfery na wysokościach powyżej 70 km. Uzyskane wyniki dotyczyły jednak tzw. promieniowania „spokojnego” Słońca. Zgodnie z nimi nasza gwiazda dzienna normalnie wysyła taką ilość energii pod postacią promieniowania X o długości fali w zakresie od 10 Å do 100 Å, która w zupełności wystarczy do wytworzenia warstwy E jonosfery. Zaobserwowano również, że przy znacznym wzroście natężenia zielonych i czerwonych linii korony słonecznej odpowiednio zwiększało się natężenie promieni X, przy czym można było stwierdzić również występowanie długości fali mniejszych niż 10 Å. W pozafiolkowej części widma główną linią emisyjną okazała się linia α serii Lymana wodoru o długości 1216 Å. Ta jedna jedyna linia wystarczy do wywołania normalnej jonizacji w warstwie D na wysokości 70 do 90 km [10].

W roku 1956 przystąpiono do badań widma słonecznego w czasie rozbłysków słonecznych. Amerykanie przeprowadzili szereg pomiarów posługując się raketami, wyrzucanymi z balonów stratosferycznych, tzw. Rockoon. Szczególnie cenne wyniki uzyskano w dniu 20 lipca 1956 roku [10]. Raketa z przyrządami osiągnęła wysokość 100 km. Linia α wodoru serii Lymana została zaobserwowana począwszy od wysokości 67 km w górę, promienie rentgenowskie — od 75 km w górę. Najmniejsza długość fali zarejestrowanego widma rentgenowskiego wynosiła około 3 Å, a strumień, mierzony za pomocą licznika miękkich fotonów X — $5 \cdot 10^{-3}$ erg $\text{cm}^{-2}\text{sek}^{-1}$. Jak się okazało, zaobserwowany strumień był wystarczający, by w przybliżeniu podwoić normalną gęstość elektronów w warstwie D na wysokości pomiędzy 75 a 95 km nad Ziemią.

Te i następne pomiary dostarczyły dostatecznych dowodów na to, iż warstwa *D* o znacznej gęstości elektronów występuje na wydatnie niższych wysokościach, niż dotychczas sądzono, i że właśnie ona jest odpowiedzialna za wygaszanie fal radiowych [8].

Dalej okazało się również, iż każdemu rozbłyskowi, zdolnemu do wywołania zakłóceń w jonosferze, towarzyszy, jak się wydaje, błysk promieniowania rentgenowskiego. Promieniowanie to powstaje najprawdopodobniej w koronie słonecznej, przy czym wyniki pomiarów wskazują, że temperatura korony, normalnie wynosząca około 10^6 °K, musi wtedy wzrastać powyżej 10^7 °K [11].

Promieniowanie kosmiczne

Jak wiadomo, zgodnie z powojennymi wynikami pomiarów natężenia pierwotnego promieniowania kosmicznego, natężenie to począwszy od wysokości około 55 km w górę okazało się stałe. Badania radzieckie, przeprowadzone przy pomocy pierwszych sztucznych satelitów Ziemi, wykazały jednak [7], że od wysokości 225 km do 700 km nad powierzchnią naszej planety natężenie to wzrasta o około 40%. Po przeprowadzeniu odpowiednich obliczeń przekonano się, że wzrost taki można w zupełności wytłumaczyć uwzględniając zarówno mniejsze działanie osłaniające przez kulę ziemską na znacznych wysokościach jak i słabsze oddziaływanie pola magnetycznego.

Za pomocą przyrządów, umieszczonych w radzieckich sztucznych satelitach, zbadano również zależność zmian natężenia promieniowania kosmicznego od szerokości i długości geograficznej. Na tej podstawie uzyskano nowe informacje o polu magnetycznym Ziemi. Informacje te stanowią potwierdzenie wniosków, do jakich doszedł amerykański fizyk Simpson, który wykonał badania natężenia promieniowania kosmicznego w samolocie na znacznych wysokościach nad Ziemią, w pobliżu równika. Zgodnie z nimi równik geokosmiczny nie pokrywa się z równikiem geomagnetycznym. Charakterystyki pola magnetycznego Ziemi, uzyskane na podstawie badań tego pola przy powierzchni Ziemi, nie są identyczne z charakterystykami, uzyskanymi na podstawie obserwacji promieniowania kosmicznego na dużych wysokościach. Na tych wysokościach można jednak za słuszne uważać tylko dane, otrzymane w wyniku badań promieni kosmicznych, ze względu na występowanie tutaj właśnie specyficznych zjawisk, takich jak prądy elektryczne, które nie sposób zauważyć w czasie pomiarów w pobliżu powierzchni Ziemi.

Uczeni radzieccy stwierdzili wahania w natężeniu promieniowania kosmicznego na znacznych wysokościach [7]. Wahania te są najprawdopo-

dobniej związane ze stanem ośrodka międzyplanetarnego w pobliżu Ziemi. W jednym przypadku stwierdzono silny wzrost wspomnianego natężenia, dochodzący do 50%, podczas gdy na powierzchni Ziemi w ogóle nie zauważono zmiany natężenia. Być może, że wzrost ten spowodowany został wytworzeniem na Słońcu promieni kosmicznych, złożonych z cząstek o stosunkowo małej energii, które do powierzchni naszej planety już dotrzeć nie mogły. Być może również, iż satelita radziecki zanurzył się wówczas w czasie swego przelotu w strumień elektronów o dużej energii, wchodzących w skład korpuskularnego promieniowania Słońca.

Rzecz ciekawa, że i ostatnie wyniki badań, przeprowadzonych za pomocą pierwszego sztucznego satelity amerykańskiego „a 1958”, zdają się wskazywać na większe natężenie promieniowania kosmicznego na znacznych wysokościach nad Ziemią. W tym wypadku jednak zaobserwowane wartości natężenia okazały się zaskakująco wielkie. Jak podał znany amerykański badacz J. v a n A l l e n, licznik umieszczony w amerykańskim satelicie zarejestrował natężenia cząstek setki razy przewyższające dotychczas znane wartości [12]. V a n A l l e n sądzi, że tak znaczne natężenia strumieni cząstek mogą, być może, występować jedynie w pewnych obszarach nad Ziemią. Uczony ten uważa również, że zarejestrowane cząstki były albo elektronami, albo protonami.*

Skrajnie wysokie warstwy zjonizowane

Dość rewelacyjne wnioski uzyskano na podstawie obserwacji tzw. gwizdów w atmosferze. Gwizdy te, po raz pierwszy odkryte jeszcze podczas I Wojny Światowej przez znanego fizyka niemieckiego B a r k h a u s e n a, stanowią sygnały radiowe, których pochodzenie przez długi czas pozostawało tajemnicą.

Badania, przeprowadzone na początku lat pięćdziesiątych przez kanadyjskiego naukowca, L. R. S t o r e y a, wykazały, że gwizdy są organicznie związane z trzaskami, które towarzyszą wyładowaniom atmosferycznym. Po każdym uderzeniu pioruna powstaje trzask, który wędruje następnie jako sygnał radiowy wysoko nad Ziemią, zatacza łuk i dociera do powierzchni naszej planety aż na drugiej półkuli. Podczas tej wędrówki trzask na skutek różnej szybkości fal radiowych o odmiennych częstotliwościach przekształca się w gwizd.

* Opublikowane w czasie IX. Międzynarodowego Kongresu Astronautycznego wyniki pomiarów radzieckich [16] i amerykańskich [17], [18] potwierdziły występowanie na wysokości od mniej więcej 1000 km w górę warstwy złożonej z przenikliwych cząstek. Na wysokości 2200 km natężenie cząstek o zasięgu większym niż 0,14 g/cm² wynosi ~ 100000 /sek/cm²/steradian [18].

Jak wykazało bliższe badanie, droga, jaką przebywa trzask, jest bardzo długa, gdyż wynosi ona najprawdopodobniej z górą 30 tysięcy kilometrów. W czasie tej wędrówki naturalny sygnał radiowy musi nad samym równikiem wznosić się na wysokość aż ponad 10 tysięcy kilometrów. Gdyby na tej wysokości nie było żadnej warstwy odbijającej, wówczas sygnał musiałby po prostu uciec w przestrzeń kosmiczną. Tymczasem, jak wiadomo, powraca on na Ziemię na drugiej półkuli. Powyższe przypuszczenia zostały potwierdzone w ub. roku przez prof. Halliwell'a z Uniwersytetu Stanford w Kalifornii, który przeprowadził szereg badań nad gwizdami w ramach MRG.

Jeżeli chodzi o skład wspomnianej warstwy odbijającej, to uczeni skłaniają się do poglądu, że utworzona ona jest z dodatnio naładowanych jąder atomowych wodoru bądź też elektronów, które Ziemia wychwytuje z przestrzeni kosmicznej w czasie swej wędrówki dookoła Słońca. Ostatnie obliczenia wskazują na znaczną gęstość warstwy. Prawdopodobnie gęstość ta wynosi aż 600 cząstek/cm^3 , jak podaje J. W. D u n g e v z Uniwersytetu Pennsylvania. Sam L. R. S t o r e y sądzi, iż warstwa naładowanych cząstek ciągnie się aż do wysokości co najmniej 11 000 km nad Ziemią i że na tej wysokości gęstość tych cząstek wynosi ciągle jeszcze około $400/\text{cm}^3$ [14]. R a t c l i f f e zwrócił uwagę na rozbieżność pomiędzy wynikami obserwacji optycznych, które wskazują na bardzo małą gęstość elektronów na znacznych wysokościach nad Ziemią, a wynikami z obserwacji gwizdów, które zdają się wskazywać, iż gęstość ta wynosić może nawet 600 do 1000 cząstek/cm³ [14]. Zdaniem B l a c k w e l l a [14] rozbieżność tą można jednak wytłumaczyć nieoczekiwanie znaczną rozciągłością atmosfery Ziemi. Ostatnie radzieckie obserwacje wzmocnienia natężenia linii emisyjnej atmosfery 55770 I w świetle zodiakalnym oraz pomiary gęstości atmosfery, przeprowadzone za pomocą sztucznych satelitów zdają się popierać ten pogląd.

Należy podkreślić, że prof. Halliwell na podstawie ostatnich wyników, uzyskanych za pomocą raket wysokościowych na Alasce, doszedł do wniosku, że warstwy cząstek naelektryzowanych występują na znacznie większych jeszcze wysokościach, niż o tym była dotychczas mowa, a mianowicie, że rozciągają się one aż do 32 000 km nad Ziemią. Pogląd ten znajduje potwierdzenie w wynikach, uzyskanych w czasie lotu rekordowej rakiety „Far Side”, która, jak wiadomo, jesienią 1957 roku uzyskała pułap 6400 km. Zgodnie z tymi wynikami jest prawdopodobne, iż warstwy, złożone z naelektryzowanych cząstek, sięgają nawet na wysokość 64 000 km [15]. Przd wyciągnięciem ostatecznych wniosków należy jednak poczekać na dalsze wyniki badań.

Literatura

1. I. Harris i R. Jastrow, *Science*, **127**, 471—2 (1958).
2. W. Priester, H. K. Bennewitz i P. Lenngrüser, *Radiobeobachtungen der ersten künstlichen Erdsatelliten*, Köln u. Opladen, 1957.
3. The Staff of the Royal Aircraft Establishment, Farborough, *Nature*, **180**, 937 (1957).
4. The Staff of the Mullard Radio Astronomy Observatory, Cambridge, *Nature*, **180**, 879—883 (1957).
5. J. Mengel, *Elec. Eng.*, **76**, 666 (1957).
6. H. K. Paetzold, *Raketentechnik und Raumfahrtforschung*, **2**, 50—54 (1958).
7. *Komunikat oficjalny TASS* — „Prawda (27.4.1958) (ze względu na brak publikacji w czasopismach naukowych musiano skorzystać z jedynej oficjalnej publikacji uczonych radzieckich, ogłoszonej w moskiewskiej „Prawdzie”).
8. U.S.IGY program to date, *Astronautics*, **3**, 21 (1958).
9. H. S. W. Massey i R. L. F. Boyd, *Nature*, **181**, 78—80 (1958).
10. T. A. Chubb, H. Friedman, R. W. Kreplin i J. E. Kupperian, *Nature* **179**, 861 (1957).
11. Push-button rocketry, *Astronautics*, **3**, Nr. 2, 80 (1958).
12. *Atomes*, Nr. 4, (1958).
13. L. R. O. Storey, *Cci. Am.*, Nr «2», 34—37 (1957).
14. *The transition from the ionosphere to interplanetary space*, *Nature* **181**, 1237—1238 (1958).
15. F. Pollard, *U. S. satellites*, *Spaceflight* **1**, 231—237 (1958).
16. V. I. Krasovskiy, *Exploration of the upper atmosphere with the help of the third soviet sputnik*. Paper prepared for the IX International Astronautical Congress, Amsterdam, 25—30. 8. 1958.
17. A. R. Hibbs, *Scientific results from the Explorer satellites*. Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena 1958.
18. J. van Allen, C. Mc Hwain i G. Ludwig, *Radiation measurements from Explorer IV*. Paper prepared for the IX International Congress, Amsterdam, 25—30. 8. 1958.

Wzmacniacz impulsów z dyskryminatorem typ WI-1

1. Wstęp

W Pracowni Konstrukcyjnej Aparatury Elektronowej Instytutu Fizyki PAN opracowano i wykonano w 1957 r. wzmacniacz impulsów z dyskryminatorem diodowym typ WI-1. Przy opracowaniu przyjęto założenie, iż wzmacniacz winien być prostym, wolnostojącym urządzeniem, umożliwiającym ca 100-krotne wzmocnienie impulsów dodatnich o czasie trwania około 10μ sek, przy maksymalnej amplitudzie impulsu wyjściowego około 30 V. Ponadto specyfika jego zastosowania w pierwszym okresie eksploatacji spowodowała, iż urządzenie wyposażono w dyskryminator diodowy, umożliwiający obcinanie impulsu wejściowego tak, aby wzmacniać jedynie jego wierzchołek.

2. Zastosowanie

Mimo iż wzmacniacz impulsowy WI-1 jest przeznaczony w zasadzie do wzmacniania tylko wierzchołków impulsów dodatnich, układ został opracowany dość uniwersalnie, dzięki czemu posiada szereg innych możliwości, jak:

- a) wzmacnianie całych impulsów dodatnich (bez obcinania),
- b) wzmacnianie impulsów ujemnych (przy odłączonym dyskryminatorze diodowym),
- c) wzmacnianie przebiegów ciągłych w granicach przenoszonego pasma częstotliwości.

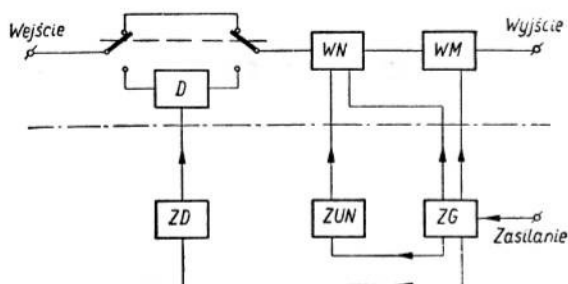
Wyjście wzmacniacza może być załączone wprost na płytki odchylające lampy oscyloskopowej, gdyż amplituda impulsu wyjściowego umożliwia uzyskanie obrazu wysokości kilku cm przy przeciętnej czułości płytek pionowych. W innych przypadkach wzmacniacz może współpracować z dowolnym urządzeniem o odpowiedniej wartości oporu wyjściowego.

3. Zasada działania

Zasadę działania ilustruje schemat blokowy urządzenia:

Impulsy dodatnie wprowadzane są z „wejścia” na dyskryminator diodowy „D”, który umożliwia odcięcie wierzchołka impulsu poziomem odcięcia regulowanym w sposób ciągły od 0 do 1,5 V, odcięty wierzchołek impulsu jest wzmacniany następnie przez wzmacniacz napięciowy „WN” i wzmacniacz mocy „WM”. Wzmocnienie wzmacniacza napięciowego regulowane jest w sposób ciągły. W wypadku wzmacniania całych impulsów dodatnich, impulsów ujemnych i przebiegów ciągłych, sygnał wprowadza się wprost na wzmacniacz „WN”, omijając dyskryminator diodowy „D”.

Dyskryminator diodowy nawet przy zerowej polaryzacji diody wprowadza tłumienie impulsów dodatnich ok. 3 db, dlatego nie jest wskazane przykładanie impulsów dodatnich całkowicie wzmacnianych poprzez dyskryminator, gdyż traci się wtedy część wzmocnienia wzmacniaczy.



Rys. 1. Schemat blokowy wzmacniacza impulsów WI-1

Napięcia dodatniego do polaryzacji dyskryminatora dostarcza zasilacz dyskryminatora „ZD”, napięcia ujemnego do regulacji wzmocnienia napięciowego zasilacz ujemnego napięcia „ZUN”, zaś napięcie anodowych i żarzenia dla lamp wzmacniaczy — zasilacz główny „ZG”.

4. Opis układu

Uproszczony schemat ideowy układu podano na rys. 2.

Uproszczenie schematu ideowego polega na usunięciu części elementów układu, nie grających zasadniczej roli, w celu większej jego przejrzystości.

4.1. Dyskryminator diodowy

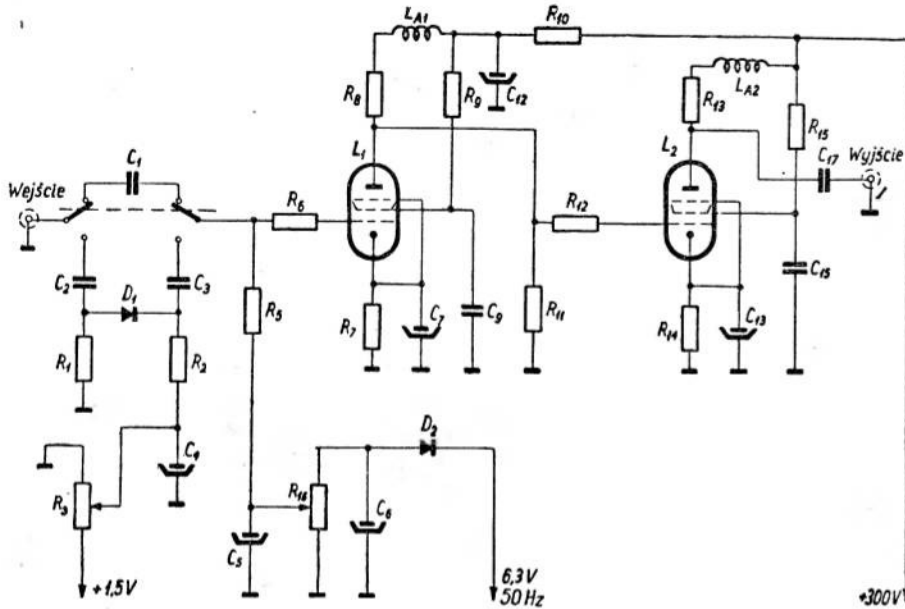
W układzie wzmacniacza WI-1 zastosowano dyskryminator diodowy w układzie szeregowym. Zostało to podyktowane jego zaletami, odróżniającymi go od innych układów obcinaczy, jak duża stabilność poziomu obcinania, całkowite odłączenie obwodu wyjściowego przy zatkanej diodzie i inne. Wadą jego jest pasożytnicze sprzężenie przez pojemność diody, powodujące przedłużanie się czasu narastania i zanikania.

Rozpatrując schematy zastępcze dyskryminatora dla diody nieprzewodzącej (spolaryzowanej) i przewodzącej, dochodzimy do wniosku, że na czas narastania impulsu i zanikania impulsu zasadniczy wpływ ma pojemność diody i pojemności montażowe. Analizę tych zależności ułatwi rys. 3.

Dla uproszczenia rozważań przyjmujemy, iż czas narastania i zanikania impulsu na wejściu układu jest nieskończenie mały. Amplitudę impulsu przyjmujemy za równą \bar{U} , poziom obcinania dyskryminatora U_0 , czas trwania impulsu i częstotliwość repetycji pomijamy, jako nieistotne dla dalszych rozważań. Zakładamy ponadto, że układ jest zasilany ze źródła o zerowym oporze wewnętrznym.

W chwili przeskoku (zarówno dodatniego jak ujemnego) skok napięcia wyjściowego uwarunkowany jest przez dzielnik pojemnościowy C_{AK} ; C_M i wyniesie $\frac{\bar{U} \cdot C_{AK}}{C_{AK} + C_M}$. Wartość szczytowa impulsu na wyjściu dyskryminatora uwarunkowana jest nato-

miast przez dzielnik oporowy $R_D : R$ i ze względu na to, iż $R_D \ll R$ zbliżone będzie do wartości $(\bar{U} - U_0)$.



Rys. 2. Uproszczony schemat ideowy wzmacniacza WI-1

Celem rozpatrzenia czasu narastania impulsu od wartości $\frac{\bar{U} \cdot C_{AK}}{C_{AK} + C_M}$ do wartości $(\bar{U} - U_0) \frac{R}{R_D + R} \approx \bar{U} - U_0$ rozpatrzmy układ zastępczy dyskryminatora dla $U > U_0$ (rys. 3b). Dla tego układu:

$$\frac{dU_2}{dt} = \frac{(\bar{U} - U_0) - U_2}{\frac{R_D \cdot R}{R_D + R} (C_{AK} + C_M)}$$

Analiza powyższego wyrażenia wykazuje, że napięcie na wyjściu dyskryminatora (U_2) po skokowej zmianie do wartości $\frac{\bar{U} \cdot C_{AK}}{C_{AK} + C_M}$ rośnie wykładniczo do wartości $(U - U_0) \frac{R}{R_D + R}$ ze stałą czasu $\frac{R_D \cdot R}{R_D + R} (C_{AK} + C_M)$.

Podobnie rozpatrzmy czas zanikania impulsu w układzie zastępczym przedstawionym na rysunku 3 c. Dla tego układu:

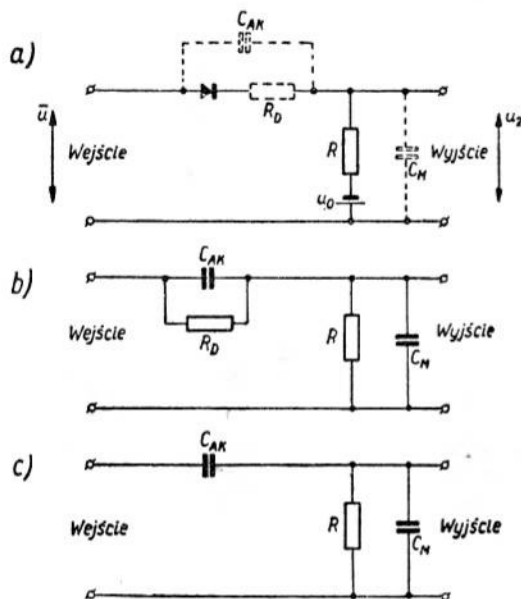
$$\frac{dU_2}{dt} = \frac{-U_2}{R(C_{AK} + C_M)}$$

Przez analogię z poprzednim wyrażeniem określamy, iż napięcie na wyjściu spada

skokowo do wartości $U_2 = U \frac{C_{AK}}{C_{AK} + C_M}$ a następnie maleje do zera, w czasie uwarunkowanym stałą $R(C_{AK} \mp C_M)$.

Powyzsza analiza wykazuje, iż zasadniczą sprawą jest zmniejszenie pojemności diody C_{AK} oraz pojemności montażowych C_M .

W tym celu zastosowano w układzie diodę germanową ostrzową, która poza b. małą pojemnością (ok. 1 pF) charakteryzuje się ponadto małym oporem R_D . Dzięki



Rys. 3. Schematy dyskrzynatora diodowego w układzie szeregowym: a) schemat rzeczywisty z uwzględnieniem pojemności i oporności szkodliwych; b) schemat zastępczy dla $\bar{U} > U_0$; c) schemat zastępczy dla $\bar{U} < U_0$

temu oraz przy zastosowaniu właściwych wartości pozostałych elementów układu osiągnięto czas narastania impulsu $0,5 \mu\text{sek.}$, a czas zanikania ok. $0,7 \mu\text{sek.}$

W schemacie ideowym oporowi R odpowiada opornik R_2 . Napięcie polaryzacji diody U_0 pobierane jest z potencjometru R_3 . Kondensator C_3 stanowi pojemność sprzęgającą.

4.2. Wzmacniacz napięciowy i wzmacniacz mocy

Pierwszy stopień wzmocnienia (wzmacniacz napięciowy WN) zbudowany jest na pentodzie napięciowej. W celu uniknięcia zmiany szerokości przenoszonego pasma, a więc i kształtu impulsu, w zależności od położenia regulacji wzmocnienia, zastosowano regulację za pomocą zmian ujemnego napięcia siatki sterującej. Ujemne napięcie uzyskuje się przez prostowanie diodą D_2 napięcia żarzenia i reguluje się jego wartość, przykładaną na siatkę lampy napięciowej L_1 , potencjometrem R_{16} .

Drugi stopień wzmocnienia (wzmacniacz mocy WM) pracuje na pentodzie mocy. Pozwala to na liniowe wzmocnienie dużych impulsów ujemnych, przykładanych na wejście wzmacniacza mocy (kondensator sprzęgający C_{11}) po wzmocnieniu i odwróce-

niu fazy przez WN. W obu wzmacniaczach zastosowano indukcyjności kompensacyjne L_A w obwodach anodowych i system sprzężeń pojemnościowych (nie uwidoczniionych na rys. 2), mające na celu uzyskanie właściwych charakterystyk przenoszenia.

Opory R_6 i R_{12} mają za zadanie zapobiegać pasożytniczym oscylacjom układu.

Ze względu na konieczność zbudowania urządzenia w małym gabarycie, zastosowano prosty, niestabilizowany zasilacz anodowy.

5. Dane techniczne

1. Wzmocnienie	0 — 45 db reg. ciągła
2. Czas narastania impulsu	0,3 μ sek
3. Czas frwania impulsu	\leq 1 msec
4. Poziom obcinania dyskryminatora diodowego	0 — 1,5 V reg. ciągła
5. Maksymalna amplituda napięcia wyjściowego	50 V
6. Szumy własne	25 mV
7. Opór wejściowy	10 k Ω
8. Opór obciążenia wzmacniacza	5 k Ω
9. Pasmo wzmacnianych częstotliwości przy spadku 1 db	400 Hz — 2,2 MHz
przy spadku 3 db	200 Hz — 3 MHz
10. Wejście i wyjście niesymetryczne	
11. Zasilanie	220 V, 50 Hz, 35 W
12. Lampy	AZ 1 — 1 szt., 6AC7 — 1 szt. 6L6 — 1 szt., 3NN40 — 2 szt.
13. Wymiary:	200 \times 300 \times 180 (wys)
14. Ciężar	ok. 6 kg.

W. Rytel

Instytut Fizyki PAN
Pracownia Konstrukcyjna
Aparatury Elektronowej

Literatura

1. L. A. Mejerowicz i L. G. Zeliczenko — *Technika impulsów*, Warszawa 1956.
2. W. Hartmann — *Fotovervielfacher und ihre Anwendung in der Kernphysik*, Berlin 1957.
3. A. W. Boncz - Brujewicz — *Zastosowanie lamp elektronowych w fizyce doświadczalnej*, Warszawa, 1957.
4. J. Millman i H. Taub — *Pulse and Digital Circuits* — New York 1956.

Wzmacniacz selektywny WS-2

1. Zastosowanie

Wzmacniacz selektywny WS-2 zaprojektowany został do wzmacniania sygnału zmiennego występującego na oporze anodowym fotomnożnika, przy oświetlaniu jego katody strumieniem promieniowania przerywanego lub pulsującego z określoną stałą częstotliwością.

Może on również służyć do wzmacniania innych przebiegów zmiennych o danej częstotliwości, przy czym największa wartość oporu źródła ograniczona jest (ze względu na dopasowanie) oporem wejściowym wzmacniacza.

Przy przebiegach odkształconych (niesinusoidalnych) wskazania woltomierza napięcia wyjściowego są proporcjonalne do składowej podstawowej lub składowych harmonicznych, gdy częstotliwość napięcia wejściowego odpowiednio bądź jest równa częstotliwości rezonansowej wzmacniacza, bądź jest od niej n — krotnie mniejsza ($n = 2, 3, 4, 5, \dots$).

2. Schemat blokowy i zasada działania

Schemat blokowy wzmacniacza selektywnego WS-2 podano na rysunku 1. Sygnał mierzony jest wprowadzany z anody fotomnożnika przez przedwzmacniacz nioselektywny (1) na regulator wzmocnienia (2) i pierwszy człon selektywny (3), dostrojony do częstotliwości wyższej niż rezonansowa. Za członem selektywnym zastosowano układ selektywnego filtra zaporowego na częstotliwość sieci zasilającej (4). Za filtrem 50 Hz — sygnał mierzony wzmacniany jest przez drugi człon selektywny (5) dostrojony do częstotliwości niższej niż rezonansowa. Napięcie wyjściowe pobierane jest z wyjścia drugiego członu selektywnego przez wtórnik katodowy (6) i mierzone przy pomocy specjalnego woltomierza lampowego (7).

Napięcia zasilania lamp wchodzących w skład układu dostarczane są przez niestabilizowany zasilacz żarzeń (10) i stabilizowany elektronowo zasilacz napięcia anodowego (9).

Wysokie napięcie stałe na stabilizator elektronowy dostarczane jest przez prostownik (8).

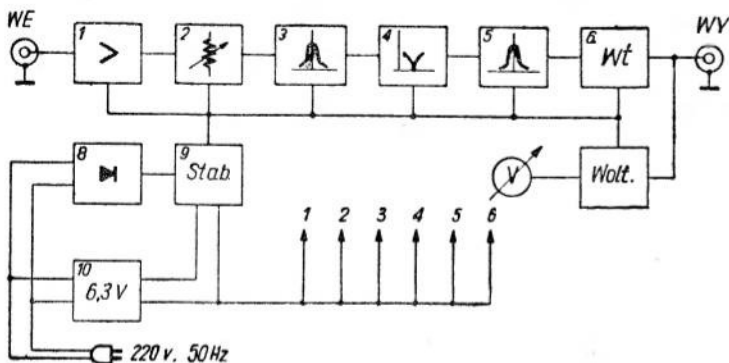
3. Schemat ideowy i opis układu

Schemat ideowy wzmacniacza podano na rysunku 2. Opis wzmacniacza selektywnego WS-2 rozbijemy na szereg podpunktów zgodnie ze schematem blokowym.

3.1. Przedwzmacniacz

Pierwszy stopień wzmacniacza selektywnego WS-2 stanowi jednolampowy wzmacniacz oporowy o charakterystyce przenoszenia w funkcji częstotliwości ograniczonej od dołu

pojemnością sprzęgającą, a od góry pojemnościami bocznikującymi oporność siatkową (anodową fotomnożnika) i anodową lampy. Ograniczenie charakterystyki przenoszenia przedwzmacniacza okazało się konieczne ze względu na wysoki poziom szumów na wyjściu fotomnożnika.



Rys. 1

3.2. Regulator wzmacnienia

Sygnal mierzony wprowadzany jest z anody lampy przedwzmacniacza na siatkę wtórniczkową z organami regulacji wzmacnienia, umieszczonymi w obwodzie katodowym. Są to: potencjometr drutowy, umożliwiający ciągłą regulację wzmacnienia od „0” do wartości maksymalnej, oraz drabinkowy dzielnik skokowy, dający możliwość zmiany całkowitego wzmacnienia wzmacniacza od 40 do 100 dB przez zmianę tłumienia w granicach od 0 do 60 dB (co 6 dB). Niski opór wyjściowy dzielnika umożliwia właściwe warunki wzbudzenia następnego członu wzmacniacza.

3.3. Pierwszy człon selektywny

Napięcie z wyjścia attenuatora wprowadzane jest na siatkę wzmacniacza selektywnego stanowiącego tzw. pierwszy człon selektywny. Sелеktywność trzystopniowego wzmacniacza oporowego na lampach 1/2 6SL7, 1/2 6SL7 i 6AC7 uzyskano przez zastosowanie odpowiedniego czwórnika w pętli sprzężenia zwrotnego.

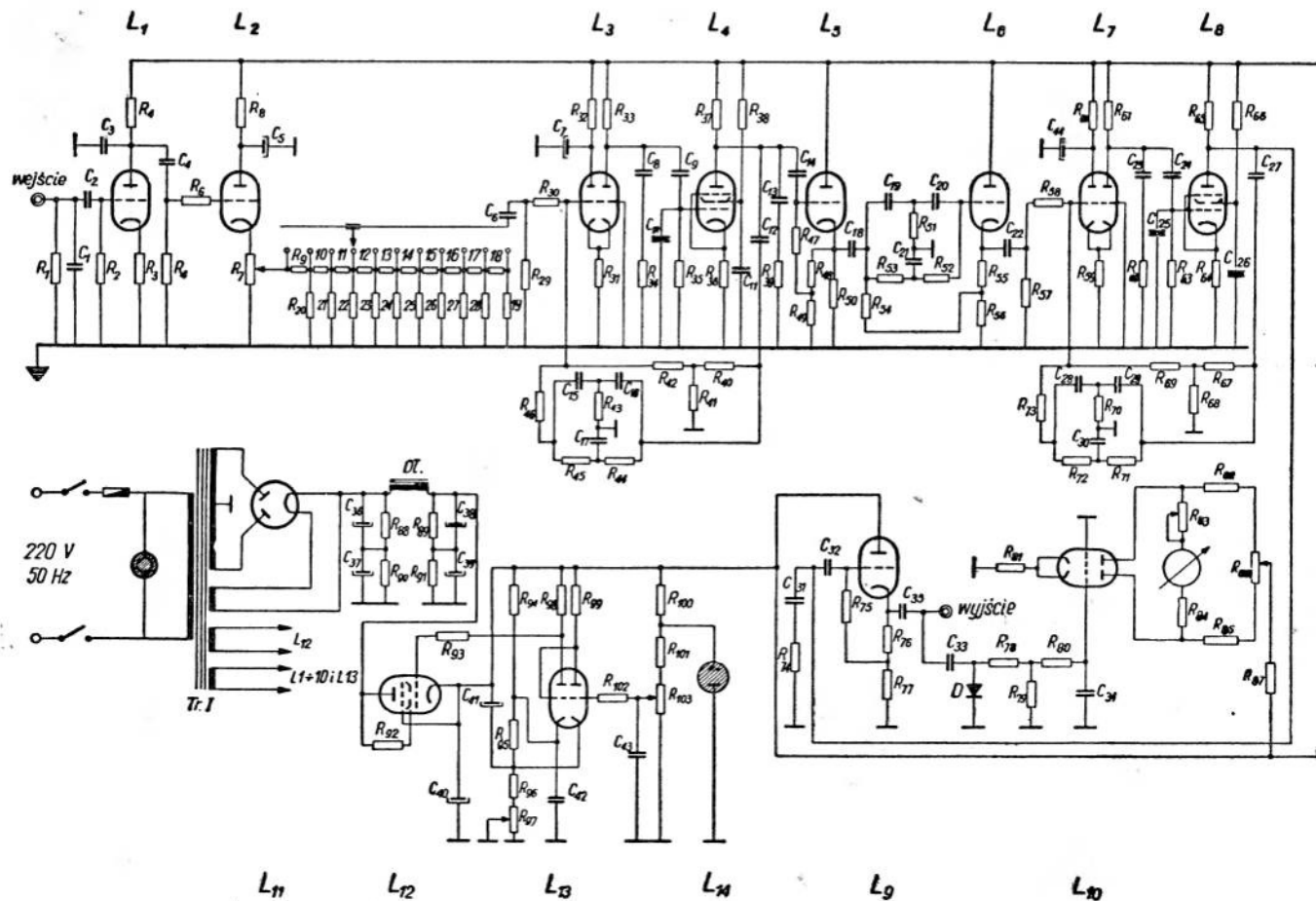
Z trzech możliwych do wyboru najpopularniejszych czwórników (mostek Wiena, T-zabocznikowane, podwójne T) wybrano układ podwójnego T (rys. 3), którego charakterystyka przenoszenia w funkcji częstości dana jest dla $C_1 = C_2 = C$ i $R_1 = R_2 = R$ przez wyrażenie

$$\beta = \frac{e_{wyj}}{e_{wej}} = \frac{(\omega/\omega_0)^2 - 1}{[(\omega/\omega_0)^2 - 1] - j^2(\omega/\omega_0)[(n+1)n^{-1/2}]}$$

gdzie „n” jest liczbą rzeczywistą, mogącą zmieniać swą wartość od 0 do ∞ . Optymalna wartość „n” ze względu na stromość nachylenia zmian modułu β przy częstości odcięcia wyznaczona z przyrównania do zera pochodnej $\frac{d}{dn} \left[\frac{d|\beta|}{d(\omega/\omega_0)} \right]_{\omega/\omega_0=1}$ wynosi $n = 1$.

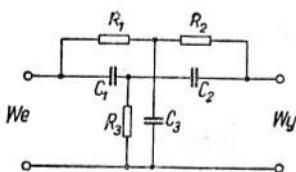
Wyrażenie na β przyjmie więc postać

$$\beta = \frac{e_{wyj}}{e_{wej}} = \frac{1}{1 - j 4(\omega/\omega_0)/[(\omega/\omega_0)^2 - 1]}.$$

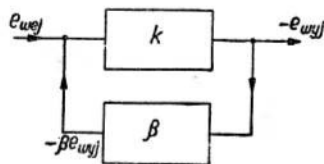


Rys. 2

Dobroć własna czwórnika oporowo-pojemnościowego, typu podwójne T, jest oczywiście za mała do uzyskania pożądanej selektywności (szerokości wstęgi), toteż dla spełnienia zadanych warunków, musi on być odpowiednio połączony z układem wzmacniacza (rys. 4) o wzmacnieniu równym np. k .



Rys. 3



Rys. 4.

$$\text{Rys. 4. } \frac{G}{k} = \left(1 + \frac{k}{1 + j 4/u}\right)^{-1}, \text{ gdzie } u = \frac{\omega}{\omega_0} = \frac{\omega_0}{\omega}$$

Oznaczając przez G wypadkowe wzmacnienie układu, napiszemy:

$$G = \frac{k}{1 + k\beta}$$

Podstawiając zamiast β wyrażenie (3) i porównując otrzymane wyrażenie na $\frac{G}{k}$ z wyrażeniem charakteryzującym obwód rezonansowy RLC (rys. 5), pamiętając przy tym, że dobroć $Q = \frac{\text{częstość rezonansowa}}{\text{szerokość pasma}}$ (gdzie 3-dB-owa szerokość pasma określona jest między lewym i prawym punktem połowy mocy lub 0,707 spadku napięcia), otrzymamy wyrażenie na współczynnik dobroci układu czwórnika selektywny — wzmacniacz w postaci

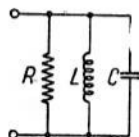
$$Q_{TT} = \frac{1}{4} [(k+1)^2 - 2]^{1/2}$$

a dla $k+1 > 50$, co ma najczęściej miejsce, postać uproszczoną

$$Q_{TT} = (k+1)/4.$$

Wybierając z uniwersalnych krzywych rezonansowych żadaną stromość zbroczy (selektywność wzmacniacza), otrzymujemy konieczną wartość dobroci, a więc i wzmacnienia wzmacniacza k .

Dla uzyskania dużej stałości wzmacnienia w funkcji zmian parametrów układu (danych lampy, wartości oporów, napięć zasilania), zastosowano w członie selektywnym podwójną pętlę ujemnego sprzężenia zwrotnego. Do pętli ujemnego selektywnego sprzężenia zwrotnego przez czwórnika typu podwójne T, zanikającego dla częstości rezonansowej, dodano pętlę ujemnego sprzężenia zwrotnego nieselektywnego, ustalając wzmacnienie wzmacniacza na wartości koniecznej do uzyskania żądanej selektywności pierwszego członu selektywnego.



Rys. 5.

Ponieważ sprzężenie zwrotne przez trzy stopnie wzmacnienia doprowadza do wzbudzenia się układu na częstościach niskich i wysokich

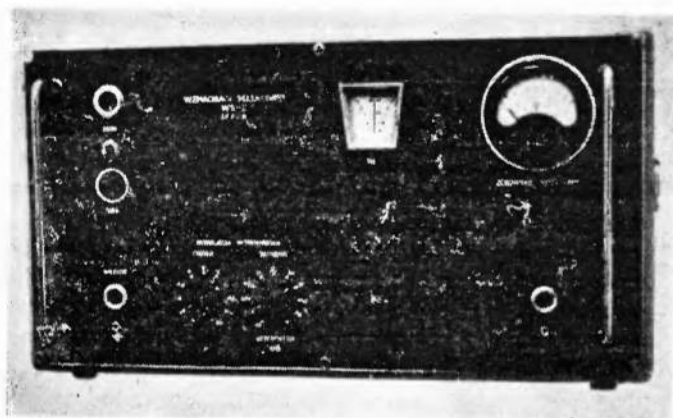
$$\text{Rys. 5. } \frac{Z(u)}{R} = \frac{1}{1 + jQu}, \text{ gdzie } u = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}.$$

(zmiana charakteru sprzężenia na krańcach pasma przenoszonych przez wzmacniacz częstości), zastosowano środki przeciwdziałające samowzbudzeniu, tzn. korygujące

w ten sposób charakterystykę amplitudową i fazową wzmacniacza, by przesunięcie fazowe o 180° wystąpiło dopiero dla częstości, przy których warunek wzbudzenia nie może być spełniony. Rolę tę spełniają na częstościach niskich C_9 , R_{34} , zaś na częstościach wysokich C_8 , R_{34} i C_{10} oraz C_{13} , R_{39} .

3.4. Selektywny filtr zaporowy

Celem pogorszenia charakterystyki przenoszenia wzmacniacza WS-2 dla częstości zbliżonych do częstości sieci zasilającej i tętnień prostownika napięcia anodowego, wstawiono zaporowo w kanał wzmocnienia filtr typu podwójne T, dostrojony do często-



Rys. 6

ści zerowego przenoszenia $f_0 = 50$ Hz. Filtr oporowo pojemnościowy umieszczono między dwoma wtórnymi katodowymi, z których pierwszy oddziela go od obwodu anodowego ostatniej lampy pierwszego członu selektywnego, zaś drugi pozwala na spełnienie warunku pracy „bez obciążenia” służąc jednocześnie jako transformator wysokiego oporu wyjściowego filtru na niski opór wyjściowy wtórnika, konieczny do wzbudzenia drugiego członu selektywnego. Ze względu na znaczne oddalenie częstości wycinanej (50 Hz) i wzmacnianej (800 Hz) zachowano własną dobroć filtru podwójne T, co jedynie nieznacznie zmniejszyło wypadkowe wzmocnienie wzmacniacza.

3.5. Drugi człon selektywny

Drugi człon selektywny wykonano w układzie identycznym jak pierwszy człon selektywny, jedynie przestrajając go nieco względem członu pierwszego i częstości środkowej, dla uzyskania możliwie płaskiego wierzchołka wypadkowej krzywej selektywności całego wzmacniacza WS-2.

3.6. Wtórnik wyjściowy i woltomierz lampowy

Napięcie sygnału z anody ostatniej lampy drugiego członu selektywnego wzbudza siatkę wtórnika katodowego, do którego katody dołączony jest zacisk wyjściowy wzmacniacza (Wyjście). Wartość napięcia na wyjściu wzmacniacza wskazywana jest przez wbudowany woltomierz lampowy. Napięcie mierzone, wyprostowane w obwodzie detektora D, wzmacniane jest przez jednostopniowy wzmacniacz prądu stałego w układzie mostkowym (duotrioda) i wykazywane na wskaźniku umieszczonym w przekątnej mostka (między anodami). Zerowanie woltomierza umożliwia potencjometr w obwodzie anodowym.

3.7. Stabilizator elektronowy napięcia anodowego

Stabilizator elektronowy napięcia anodowego wykonano w układzie szeregowym (z lampą wentylową). Siatka lampy wentylowej sterowana jest przez dwustopniowy wzmacniacz prądu stałego zmianami napięcia wyjściowego (stabilizowanego). Jako źródło napięcia odniesienia zastosowano neonówkę 75-o woltową, która przez dzielnik ustala potencjał siatki sterującej pierwszej lampy wzmacniacza. Katoda tej lampy zasilana jest natomiast napięciem z dzielnika napięcia wyjściowego stabilizatora. Sygnał z jej anody doprowadzany jest bezpośrednio do siatki pierwszej drugiej lampy wzmacniacza i po wzmocnieniu steruje siatkę pierwszej lampy wentylowej.

Wysokie napięcie zasilania anody i ekranu lampy wentylowej dostarczane jest przez prostownik dwupołkowy w układzie konwencjonalnym.

4. Dane techniczne

- wzmocnienie wzmacniacza dla częstości rezonansowej; $K = 100 \text{ dB}/10^5 \text{ V/V}$
 - regulacja wzmocnienia skokowa: od 40 do 100 dB
(attenuator o tłumieniu zmiennym skokowo co 6 dB od 0 do 60 dB tłumienia)
 - regulacja wzmocnienia płynna: od 0 do maksymalnego wzmocnienia attenuatorem
 - częstość rezonansowa = 800 Hz
 - szerokość wstęgi dla: 6 dB spadku wzmocnienia = $\pm 40 \text{ Hz}$
" " " 20 dB " " = $\pm 100 \text{ Hz}$
 - wejście: impedancja — $R = 100 \text{ k } \Omega \pm // C \cong 500 \text{ pF}$
maksymalne napięcie wejściowe $U = 100 \text{ mV}$
 - wyjście: niesymetryczne, niskoomowe: $R \text{ wyj.} \cong 500 \text{ } \Omega$
 - maksymalne napięcie wyjściowe (mierzone wbudowanym woltomierzem lampowym) = 10 V
 - zasilanie: z sieci napięcia zmiennego $220 \text{ V} \pm 10\%$, 50 Hz
 - wymiary: $500 \times 300 \times 210 \text{ mm}$
 - ciężar: 10 kg
- Wygląd zewnętrzny wzmacniacza podano na rysunku 6.

J. Kaliński

Instytut Fizyki PAN
Pracownia Konstrukcyjna
Aparatury Elektronowej

Literatura

1. G. E. Valley, H. Wallman, *Vacuum Tube Amplifiers*, New York 1948.

Konferencja „Spektroskopia ciał stałych“

Malvern, 28 i 29 V. 1958

W dniach 28 i 29 maja 1958 r. odbyła się pod auspicjami Brytyjskiego Towarzystwa Fizycznego w ośrodku Royal Radar Establishment w Malvern konferencja na temat „Spektroskopia ciał stałych“.

Rozwój fizyki półprzewodników w ciągu ostatnich miesięcy, jak podkreślił w pierwszym, przeglądowym referacie dr R. A. Smith, szedł nie tyle w kierunku poznawania własności nowych materiałów półprzewodnikowych, co raczej w kierunku udoskonalenia precyzyjnych pomiarów w germanie i krzemie. Źródłem tych informacji doświadczalnych jest przede wszystkim spektroskopia podczerwona o wysokiej sile rozdzielczej. Metody takie, jak pomiary zależności temperaturowej przewodnictwa i efektu Halla nie pozwalają wyznaczyć przerwy energetycznej dokładnie. Analiza krawędzi absorpcji w podczerwieni natomiast dostarcza niezwykle dokładnych danych. Najdokładniejsze pomiary krawędzi absorpcji w germanie i krzemie zostały ostatnio wykazane w Malvern przez grupę G. G. MacFarlane, T. P. McLean, J. E. Quarrington i V. Roberts. Przy wysokiej sile rozdzielczej krawędź absorpcji wykazuje wyraźną strukturę subtelną spowodowaną przejściami z emisją lub absorpcją fononów oraz tworzeniem się ekscytonów. Analiza tej struktury prowadzi do wniosku, że fonony biorące udział w skośnych przejściach optycznych w Si mają energie odpowiadające temperaturom 212°, 670°, 1050° i 1420° K. Energię wiązania ekscytonu tworzącego się w procesie absorpcji w Si wyznaczono na $\approx 0,0073$ eV.

Zbadano zależność temperaturową przerwy energetycznej dla przejść skośnych. Wyjaśniono znikanie efektu przejść skośnych w temperaturach pokojowych poszerzeniem krawędzi na skutek relaksacji.

Pomiary tak bardzo dokładne są cennym źródłem doświadczalnych informacji o widmie drgań sieci krystalicznej półprzewodnika.

Formowanie się ekscytonu daje w krzywych doświadczalnych współczynnika absorpcji maxima. W Si są one w okolicy wartości współczynnika absorpcji $\approx 10^4$ cm⁻¹. W Si aż do wartości $1,3 \cdot 10^4$ cm⁻¹ nie znaleziono efektu przejść prostych. W Ge znaleziono ostre maximum absorpcji odpowiadające energii wiązania ekscytonu $\approx 0,001$ eV.

Obok precyzyjnych pomiarów krawędzi absorpcji dokładnych danych dostarczają pomiary struktury subtelnego promieniowania rekombinacyjnego.

B. Lax zreferował pracę wykonaną na ten temat wspólnie z J. R. Hayesem i W. Floodem w Bell Telephone Lab. Promieniowanie rekombinacyjne odbywa się z udziałem fononów czterech typów: poprzecznych (T), optycznych i akustycznych (O i A), oraz podłużnych (L), optycznych i akustycznych. Towarzyszyć one mogą absorpcji i emisji fotonów, co daje razem osiem linii emisyjnych, które są jednak rozmyte na skutek termicznych energii rekombinujących elektronów. Silna linia obser-

wowana jest w Si przy 1.10 eV, powstaje ona przy emisji LA. Towarzyszą jej linie wynikające na skutek emisji fononów TO, LO i TA. W temperaturze 44° K widać wyraźnie cztery linie. Obserwacja czterech a nie trzech linii pozwala wysnuć ważny wniosek, że minimum pasma przewodnictwa w Si położone jest wewnątrz strefy Brillouina a nie na brzegu. Extremum na brzegu dałoby tylko trzy linie, gdyż fonony LO i LA mają na brzegu strefy tę samą energię.

Ostatnio coraz większe zastosowanie w doświadczalnym wyznaczaniu struktury pasmowej mają metody badające zachowanie się elektronów w polu magnetycznym. Nowy efekt magnetoabsorpcji optycznej polega na występowaniu oscylacji współczynnika absorpcji optycznej półprzewodnika w polu magnetycznym. Jest to wynikiem kwantowania orbit elektronowych w polu magnetycznym. Elektrony w stałym polu magnetycznym, jak to zauważył L. D. Landau, uzyskują poziomy typu oscylatora harmonicznego.

B. Lax przeprowadził szczegółową analizę teoretyczną tego zjawiska w germanie i w antymonku indu, uwzględniając degenerację pasm i rozszczepienie spin-orbita.

Przejścia optyczne możliwe są między poziomami magnetycznymi, np. między rozszczepionym a zdegenerowanym pasmem walencyjnym w germanie. Możliwe są też przejścia skośne z udziałem fononów. Wreszcie możliwy jest efekt Zeemana, liniowy i kwadratowy w natężeniu pola magnetycznego, dla przejść między poziomami domieszkowymi i ekscytonowymi. Ważne jest, iż w kryształach mających środek inwersji, takich jak diament, krzem, german, pasmo energii w otoczeniu środka strefy Brillouina może mieć kształt typu $E(k) = Ak^2$ (E — energia, k — wektor falowy, A — stała). Natomiast w kryształach typu ZnS, które nie mają środka inwersji, możliwy jest też kształt $E(k) = Ak^2 + Bk$. Wyznaczenie stałej B w kryształach związków grup III + V jest niezmiernie interesującym zagadnieniem i takie zjawiska występujące w polu magnetycznym, jak rezonans cyklotronowy i magnetoabsorpcja optyczna, mogą tego rodzaju danych dostarczyć. R. L. Petritz (Naval Ordnance Lab., White Oak, Maryland) przedstawił odnośną sytuację w InAs, w którym pasmo walencyjne rozszczepia się na pięć poziomów.

Najbardziej precyzyjne pomiary magnetoabsorpcji wykonał ostatnio Solomon Zwerdling (Lincoln Lab., M. I. T.). W polu magnetycznym 38,9 kgaussów obserwował on magnetoabsorpcję w monokryształach Ge, InSb, InAs grubości 4—18 mikronów przy pomocy spektrometru przyrządnego w podczerwieni o dużej sile rozdzielczej. W germanie dokonał Zwerdling obserwacji także przy pomocy spektrometru siatkowego o sile rozdzielczej 20.000, ze światłem spolaryzowanym, w temperaturze 1,5°, 4,2° i 77° K. Przewidywana teoretycznie struktura subtelna magnetoabsorpcji została nadzwyczaj pięknie pokazana i znowu zaobserwowano poziomy, prawdopodobnie dwa, ekscytonowe. Linie spowodowane przejściami ekscytonowymi nie znikają, gdy pole magnetyczne znika.

Ponieważ struktura subtelna krawędzi absorpcji zależy istotnie od udziału przejść skośnych, bardzo ważna jest analiza i uzgodnienie danych dotyczących struktury pasmowej widma fononowego, i poza dwoma głównymi referatami wspomnianej już grupy z Malvern szereg referatów konferencji był temu zagadnieniu poświęcony.

C. D. Clark (Reading University) przedstawił pomiary zależności temperaturowej krawędzi absorpcji diamentu w zakresie energii fotonów 4,9 — 5,6 eV.

F. A. Johnson (RRE, Malvern) przedstawił pasma absorpcji podczerwonej w Si w zakresie długości fal 5—30 mikronów, a więc spowodowanej przez drgania sieci. Nadzwyczajnie precyzyjne krzywe doświadczalne mogą być interpretowane przy założeniu odpowiednich temperatur Debye'a dla czterech typów fononów — LA, LO i TA, TO, przy czym fonony te kombinują ze sobą. Obserwowane maxima absorpcji

są często wynikiem kombinacji trzech a nawet czterech fononów. Tego rodzaju wnioski mogą być porównywane z dokładnymi krzywymi dyspersyjnymi drgań sieci dostarczonymi przez neutronografię.

W związku z coraz większym znaczeniem widma drgań sieci dużą wartość ma wielka praca teoretyczna F. Hermana (RCA Lab., Princeton) obejmująca siatki typu diamentu. Herman wychodzi z teorii Borna-Karmana, uwzględnia siły międzywęzłowe pochodzące od sąsiadów rzędu 1 do 5 włącznie i nie ogranicza się do sił centralnych. Rozważania symetrii redukuje ilość możliwych stałych teorii do 16. Rozważania symetrii pozwalają także wyredukować równanie sekularne. Następnie rachunki trzeba prowadzić już często numerycznie. Pracę Hermana na referował na konferencji MacFarlane. Otrzymał on na trzy minuty przed referatem telegram od Hermana z pierwszymi wynikami numerycznymi. Dane widma drgań sieci otrzymane w doświadczeniach będą mogły na podstawie tej szczegółowej teorii być systematycznie uzgodnione.

Poza własnościami półprzewodników samoistnych wiele referatów, jak zwykle, omawiało własności spowodowane obecnością zanieczyszczeń.

E. W. J. Mitchell (Reading University) przedstawił pomiary współczynnika absorpcji promieniowania podczerwonego w diamencie i w kwarcu. Tego rodzaju pomiary przeprowadzone ze światłem spolaryzowanym pozwalają wyznaczyć orientację tzw. centrów M, na których światło jest absorbowane.

E. Burstein (Naval Research Lab., Washington) dał przegląd absorpcji domieszkowej w półprzewodnikach. Wyznaczał on poziomy domieszki i ich degenerację całego szeregu pierwiastków domieszkowych jak bor, aluminium, cynk, ind, metale przejściowe i metale szlachetne. Wyniki metod optycznych porównywał z wynikami metod termicznych. Odpowiednie rachunki teoretyczne przeprowadzili, w terminach masy efektywnej i stałej dielektrycznej C. Kittel i A. H. Mitchell oraz J. Luttinger i W. Kohn. Poza tym E. Burstein referował podczerwone widma absorpcyjne sieci kryształów polarnych i homopolarnych i przedyskutował je w terminach stałych dielektrycznych, statycznej i optycznej oraz efektywnego ładunku elektrycznego.

T. S. Moss (Royal Aircraft Establishment, Farnborough) przedstawił krzywe emisji podczerwonej w InSb i Ge spowodowane promieniowaniem rekombinacyjnym wstrzykniętych nośników. Pomiary emisji w InSb wykonywane były w zakresie temperatur 35° — 140° C, w Ge w zakresie 135° — 235° C.

R. A. Fatehally (Hull University) zreferował wykonaną z G. F. J. Garlick'em pracę na temat emisji podczerwonej i przewodnictwa w CdTe.

I. S. Austin (General Electric Company Lab., Wembley) przedyskutował absorpcję podczerwoną w Bi_2Te_3 . Związek ten jest półprzewodnikiem, w temperaturach pokojowych silnie zdegenerowanym, o wysokim współczynniku załamania $n \approx 9,2$, zachowującym tę wartość stałą w zakresie długości fal 3—14 mikronów.

E. E. Schneider (Kings College, Durham University) przedstawił teorię rozpraszania światła w zanieczyszczonych kryształach jonowych i wyniki pomiarów rozpraszania w chlorkach alkalicznych w zakresie długości fal 30—70 mikronów.

Dwa referaty poświęcone były własnościom optycznym metali. F. Ables (Institut d'Optique, Paryż) dał przegląd zagadnień, jakie są do rozwiązania w tej dziedzinie, a Morell H. Cohen (Cavendish Lab., Cambridge) przedyskutował w bardzo interesujący sposób własności optyczne w podczerwieni metali szlachetnych. W teorii Drudego i Zenera występuje masa efektywna m_e , którą należy rozumieć jako średniowaną po powierzchni Fermiego. Inna masa efektywna m_f występuje w teorii ciepła właściwego elektronowego. Cohen pokazał, że stosunek tych dwóch mas spełnia

nierówność $m_l/m_e \geq (S_F/S_F^\circ)^2$, gdzie S_F jest polem aktualnej powierzchni Fermiego, a S_F° powierzchnią kuli Fermiego. Pozwala to z doświadczalnych wartości mas efektywnych wysnuć wnioski dotyczące kształtu powierzchni Fermiego. W Cu powierzchnia ta najprawdopodobniej dotyka granicy strefy Brillouina, natomiast w Ag najprawdopodobniej powierzchnia Fermiego jest kulista.

W czasie konferencji w pierwszym dniu po południu odbył się doroczny wykład ku pamięci Fredericka Guthrie, założyciela Towarzystwa Fizycznego. Wykład ten mają zawsze fizycy o światowej sławie. W tym roku wygłosił go profesor uniwersytetu w Oxfordzie, laureat Nobla, Willis Eugene Jr. Lamb, który w 1947 roku wspólnie z R. C. Rutherfordem dokonał odkrycia *Lamb shift'u*. Przedstawił on w swym wykładzie historię tego odkrycia i precyzyjnych pomiarów przesunięcia poziomów atomowych oraz anomального momentu magnetycznego elektronu. Podał najbardziej aktualne wartości stosunku giromagnetycznego g_s dla elektronu, oraz wartości *Lamb shift'u* w positronium, wodorze, deuterium, i helu⁺ w megacyklach. Rozbieżność dla tego ostatniego między wynikami rachunków i danymi doświadczalnymi jest dotychczas poza błędem doświadczenia.

Tabela

	$\frac{1}{2} g_s$	$1^3S_1 - 1^1S_0$ e^+e^-	$2^3S_{1/2} - 2^3P_{1/2}$ H	D	He ⁺	$3^2S_{1/2} - 3^2P_{1/2}$ D
Teoria	1,001160	$2,0337 \times 10^5$	$1058,03 \pm 15$	$1059,38 \pm 15$	$14056,8 \pm 3,0$	315,3
Doświadczenie	$1,001165 \pm 11$	$2,0338 \times 10^5 \pm 4$	$1057,77 \pm 10$	$1059,00 \pm 10$	$14040,2 \pm 4,5$	$315,0 \pm 1$

Konferencja w Malvern odznaczała się znakomitą organizacją naukową, zgrupowanie tematyczne referatów było doskonałe.

Malvern jest miejscowością uzdrowiskową przepięknie położoną u stóp Malvern Hills, niedaleko Worcester. Zakłady radarowe mieszczą się w niskich barakach, ale obecnie wybudowano dwa nowoczesne gmachy, jeden z nich, dwupiętrowy, dla nowego laboratorium fizycznego. Laboratorium to, które otwarto właśnie na tydzień przed konferencją, jest wyposażone zupełnie luksusowo. Prowadzone są tu wszystkie pomiary aktualnego znaczenia w fizyce ciała stałego, przy czym nacisk położony jest nie tyle na otrzymanie ekstremalnych wartości parametrów, ile na doskonałą powtarzalność i precyzję pomiarów. Prowadzona jest intensywnie spektroskopia podczerwona, zwłaszcza w temperaturach helowych, przy bardzo dużej sile rozdzielczej spektrometru. Badane są efekty magnetyczne w polach rzędu 300 kgaussów, efekty fotoelektryczne itp. Produkowane są monokryształy, warstwy fotoczułe, warstwy ferromagnetyczne.

Z innych zagadnień prowadzone są od roku energicznie prace nad wzmacniaczem paramagnetycznym elektronowym. Ten tzw. Maser (Microwave Amplification of Stimulated Emission of Radiation) oparty jest na zasadzie rezonansu spinowego elektronów. Poziomy spinowe rozszczepione w polu magnetycznym można dowolnie „załudniać” albo „pompować” przez absorpcję lub emisję wzbudzoną promieniowania mikrofalowego. Przy odpowiednim doborze parametrów można uzyskać wzmocnienie sygnału mikrofalowego. Utrzymywany w temperaturze helowej układ wzmacniający odznacza się niezwykle niskim poziomem szumów. Maser służyć ma w pierwszym rzędzie do wzmacniania sygnałów w radioastronomii. W Malvern pracuje on w polu

magnetycznym 6 kgaussów przy częstościach około 20 Gc. Pracujący wzmacniacz demonstrowano uczestnikom konferencji.

Royal Radar Establishment założony w pięknej miejscowości Malvern daje wyjątkowo dobre warunki dla badań. Jak powiedział pewien Anglik: „*They have here the opportunity for university research and they may have a good lunch at the same time*”. Spokój tej cichej miejscowości sprzyja wydajnej pracy naukowej. W chwili obecnej Malvern jest najpoważniejszym ośrodkiem badań półprzewodnikowych na terenie nie tylko Anglii, ale i Europy.

M. Suffczyński

Inauguracja reaktora EWA

W dniu 14 czerwca b.r. nastąpiła inauguracja pierwszego reaktora jądrowego w Polsce. Jest to reaktor EWA za-
instalowany w ośrodku badawczym Instytutu Badań Jądrowych w Świerku pod Warszawą. Został on dostarczony z ZSRR i zmontowany przy wydatnej pomocy techników radzieckich. Ma on służyć przede wszystkim do celów badawczych jako intensywne źródło neutronów. Pozwoli również na wytwarzanie niektórych izotopów potrzebnych do zastosowań w technice i medycynie. EWA jest reaktorem, w którym jako paliwa używa się uranu wzbogaconego w izotop 235 a jako moderatora i chłodziwa — zwykłą wodę. Moc cieplna wynosi 2 MW.

Uroczystego uruchomienia reaktora dokonał prezes Rady Ministrów Józef Cyrankiewicz w obecności licznych zaproszonych gości reprezentujących Rząd, Polską Zjednoczoną Partię Robotniczą, naukę i prasę. Uruchomienie poprzedzone zostało przemówieniami wygłoszonymi przez Pełnomocnika Rządu do Spraw Wykorzystania Energii Jądrowej ministra W. Billiga, przedstawiciela jądrowej fizyki radzieckiej prof. Emiljanowa i dyrektora Instytutu Badań Jądrowych prof. P. Nowackiego. Po inauguracji nastąpiła dekoracja odznaczeniami państwowymi pracowników zasłużonych przy budowie reaktora i związanych z nim instalacji, po czym zebrani wysłuchali krótkiego odczytu przewodniczącego Rady Naukowej Instytutu Badań Jądrowych prof. A. Soltana o reaktorach i ich roli w rozwoju wykorzystania energii jądrowej.

Po części oficjalnej goście podejmowani byli lampką wina.

Nagrody Państwowej Rady dla Spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej

Celem popierania postępu w dziedzinie badań naukowych i praktycznego wykorzystania energii jądrowej Państwowa Rada dla Spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej postanowiła przyznawać corocznie nagrody za konkretne, twórcze, szczególnie ważne prace naukowo-badawcze w tej dziedzinie.

Wysokości nagród ustalono: I stopnia — 20.000 zł, II stopnia — 15.000 zł, III stopnia — 10.000 zł, IV stopnia — 5.000 zł.

Za rok 1957 przyznano następujące nagrody:

Nagroda I stopnia — prof. dr Marian Mięsowicz (Kraków) za wybitne osiągnięcia naukowe i organizacyjne w okresie 1956/7.

Nagrody II stopnia — dr Ian Grand Campbell — za zorganizowanie prac i ogólne kierownictwo naukowe Zakładu Radiochemii IBJ,

— doc. dr Jerzy Gierula — za wybitne osiągnięcia naukowe w dziedzinie badań promieniowania kosmicznego,

— doc. dr Jerzy Janik — za zorganizowanie pracowni doświadczalnej badań zjawisk asocjacji w cieczach i zahamowanej rotacji w cząsteczkach za pomocą rozpraszania neutronów,

— doc. dr Włodzimierz Kołos — za teoretyczną interpretację zjawisk asocjacji w cieczach i zahamowanej rotacji w cząsteczkach badanych za pomocą rozpraszania neutronów,

— prof. dr David Sugar — za prace z dziedziny stosowania izotopów promieniotwórczych w biochemii,

doc. dr Józef Werle — za prace nad ogólną fenomenologiczną teorią macierzy S i transformacją ICP oraz nad polaryzacją mezonów μ i elektronów.

Nagrody III stopnia (z fizyki) — doc. dr Andrzej Hrynkiwicz — za pracę nad zorganizowaniem pracowni rezonansu jądrowego oraz za pewne prace z dziedziny rezonansu jądrowego,

— prof. dr Leopold Jurkiewicz — za prace nad zastosowaniem techniki jądrowej w geofizyce,

— doc. dr Wojciech Królikowski — za prace z elektrodynamiki kwantowej, a w szczególności z teorii Chew i Lowa,

— doc. dr Jerzy Plebański — za prace nad spinem cząstki Θ .

— k. n. Jerzy Sawicki — za prace nad teoriami reakcji jądrowych i modeli jądrowych,

— doc. dr Aleksander Zawadzki — za pracę *Widmo gęstości wielkich pęków promieniowania kosmicznego na wysokości 230 m n. p. m.* oraz za kierownictwo grupą łódzką VI Zakładu IBJ,

— doc. dr Włodzimierz Żuk — za zorganizowanie ośrodka badań w dziedzinie spektrografii masowej.

Nagrody IV stopnia (z fizyki) — prof. dr Ignacy Adamczewski — za pracę naukową i dydaktyczną z dziedziny izotopów promieniotwórczych i pomiarów promieniowania jonizującego,

k. n. Wiesław Czyż — za duże osiągnięcia w jądrowej fizyce teoretycznej,

mgr Ewa Skrzypek — za prace nad zastosowaniem nowej metody do badań związanych z procesem emisji nietrwałych neutralnych cząstek w emulsjach jądrowych,

mgr Władysław Wolter — za pracę nad oddziaływaniami elektromagne-

tycznymi bardzo wysokich energii w emulsjach fotograficznych,

k. n. Przemysław Zieliński — za pracę w dziedzinie hiperfragmentów jąder.

Nagrody Akademii Nauk ZSRR

Prezydium Akademii Nauk ZSRR przyznało nagrody naukowe (po 5.000 rb. każda) za rok 1957. Z fizyków zostali nagrodzeni:

dr B. K. Weinsztejn za pracę *Elektronografia strukturalna*,

Akademik G. S. Landsberg (pośmiertnie), dr P. A. Bażulinik. n. M. M. Suszczyński za pracę *Podstawowe parametry widm ramanowskich węglowodorów*,

k. n. A. A. Kołomienski i A. N. Lebediew za prace nad akceleratorami elektronowymi najwyższych energii.

Nagroda Fritza Londona

Ku czci zmarłego w r. 1954 wybitnego teoretyka Fritza Londona, znanego przede wszystkim z prac nad zjawiskiem nadciekłości, została ustanowiona nagroda jego imienia. Nagroda ma charakter międzynarodowy i dostępna jest dla osób wszystkich narodowości. Została ona ufundowana przez firmę amerykańską Arthur D. Little Inc. w Cambridge Mass., wytwarzającą aparaturę do otrzymywania ciekłego helu.

Pierwsza Nagroda Fritza Londona została przyznana profesorowi Uniwersytetu Oxfordzkiego — Nicholasowi Kurti, który pierwszy w Clarendon Laboratory rozpoczął badania w zakresie temperatur poniżej 1°K stosując magnetyczną metodę chłodzenia. Ostatnio prof. Kurti zajmuje się głównie sprawą orientacji jąder.

Pauli honorowym chemikiem

Brytyjskie Towarzystwo Chemiczne wybrało Wolfganga Pauliego na

członka honorowego. W związku z tym warto może przypomnieć, że kiedy Rutherford otrzymał Nagrodę Nobla z chemii, powiedział: „Okazuje się, że jestem chemikiem.”

Stulecie śmierci Roberta Browna (1773—1858)

10 czerwca br. minęła setna rocznica śmierci Roberta Browna, botanika szkockiego, który w r. 1827 zaobserwował pod mikroskopem nieregularne ruchy drobnych cząstek zawiesiny. Tak zwane „ruchy Browna” wyjaśnił w r. 1879 William Ramsay jako wywołane bombardowaniem cząstek zawiesiny przez drobiny otaczającej cieczy. Teorię ruchów Browna podali, niezależnie od siebie, Smoluchowski i Einstein.

Nowe laboratorium w Harwell

Brytyjski Narodowy Instytut Badań Jądrowych buduje w Harwell, na terenach przyległych do Centrum Badań Jądrowych nowe laboratorium, które zostało nazwane Rutherford High-Energy Laboratory. Pierwszym dyrektorem Laboratorium Wysokich Energii im. Rutherforda został T. G. Pickavance, zastępca kierownika Wydziału Fizyki Ogólnej Centrum Badań Jądrowych w Harwell. Pickavance kierował pracami przy projekcie wielkiego akceleratora, który będzie umieszczony w nowym laboratorium.

Mikrotron londyński

W University College w Londynie skonstruowano mikrotron, to jest akcelerator elektronów działający na zasadzie cyklotronu. Zasadnicza trudność związana z użyciem cyklotronu do akceleracji elektronów wynika z bardzo znacznego relatywistycznego wzrostu masy elektronów przy rosnącej energii, co powoduje, że wypadają one z fazy. W mikrotronie trudność ta jest pokona-

na przez to, że opóźnienie na jednym obrocie wynosi dokładnie jeden okres, przez co krążące elektrony pozostają w rezonansie cyklotronowym.

W mikrotronie University College średnica elektromagnesu wynosi 2 m. Nabiegunniki tworzą dno i przykrywają komory próżniowej. Elektrody zasilane są z generatora częstości 3.000 Mc/sek. Elektrony dokonują 57 obiegów i uzyskują końcową energię około 29 MeV. Prąd na orbicie końcowej wynosi 10^{-9} A.

Reakcje jądrowe niskich i średnich energii

W listopadzie 1957 r. odbyła się w Moskwie wszechzwiązkowa konferencja na temat reakcji jądrowych niskich i średnich energii.

Największe zainteresowanie wzbudziły referaty dotyczące modeli jądrowych oraz zagadnień polaryzacji cząstek w szczególności w reakcjach $T(dn)$, $D(dp)$, $D(dn)$ i $^{12}C(pp)$. Inna grupa referatów przedstawiała badania oddziaływania kwantów γ z indywidualnymi jądrami, przy czym mierzone były prawdopodobieństwa wyrzutu cząstek z jądra, ich rozkłady kątowe i energetyczne. Jedno z posiedzeń konferencji poświęcone było słabym oddziaływaniom.

Energia jądrowa a wody oceanów

Sprawa zatruwania wód morskich przez ścieki z zakładów przemysłowych jest od dawna przedmiotem uwagi czynników zainteresowanych ochroną zdrowia nadbrzeżnej ludności, rybołówstwem itp. Otwarte wybrzeża splukiwane przypliwami i silnymi prądami nie podlegają tak łatwo zanieczyszczeniu jak zatoki i osłonięte baseny portowe. Rozwój energii jądrowej stwarza nowe, jeszcze groźniejsze niebezpieczeństwo zanieczyszczenia izotopami promieniotwórczymi. Wprawdzie ścieki z siłowni jądrowych i przetwórci radio-

chemicznych w obecnej skali nie przedstawiają jeszcze poważniejszej groźby, jak to niedawno stwierdził Sir John Cockroft, to jednak stosuje się daleko idące środki ostrożności i prowadzi się szczegółowe studia prądów przybrzeżnych, mieszania się wód (przez rozlewanie fluoresceiny i śledzenie jej rozchodzenia się) i stałe kontrolne analizy wodorostów, ryb i mułu z dna morskiego.

Narodowa Akademia Nauk Stanów Zjednoczonych powołała 6 stałych komisji do rozważenia całości problemu promieniowań atomowych z punktu widzenia genetyki, patologii, rolnictwa i produkcji żywności, oceanografii i rybołówstwa, meteorologii oraz bezpośrednich skutków usuwania i rozpraszania odpadków promieniotwórczych. Sprawozdanie komisji zajmującej się skutkami promieniowań atomowych z punktu widzenia oceanografii i rybołówstwa zostało ogłoszone w r. 1957 w Waszyngtonie.

Organizacja Narodów Zjednoczonych również powołała komitet naukowy do spraw skutków promieniowań atomowych. Komitet ten współpracuje z UNESCO, FAO i WHO.

Wprowadzenie substancji promieniotwórczych do wód oceanicznych daje oceanografii nowe możliwości badawcze w zakresie cyrkulacji wód, dyfuzji pionowej i poziomej i niektórych zagadnień chemicznych i biologicznych.

Symposium kolorymetryczny

W dniu 2 kwietnia r. b. grupa kolorymetryczna Brytyjskiego Towarzystwa Fizycznego zorganizowała w Imperial College of Science and Technology w Londynie symposium na temat zagadnienia tolerancji w kolorymetrii. Omawiano różne metody kontroli odchylenia barwy próbek od barwy wzorców. Między innymi przedmiotem dyskusji była fotografia kolorowa.

Termometry oporowe dla temperatur bliskich zera absolutnego

J. E. Kunzler, T. H. Geballe i G. W. Hull z Bell Telephone Laboratories opracowali nowy termometr oporowy dla zakresu temperatur bliskich zera absolutnego. Element oporowy, którym jest german odpowiednio aktywowany arsenikiem, jest bardzo czuły i zachowuje stały opór w granicach kilku dziesięciotysięcznych stopnia, poprzez cały szereg procesów chłodzenia i ogrzewania. Na tym właśnie polega wyższość termometrów oporowych nad dotychczas stosowanymi termometrami węglowymi, których ogrzanie do temperatury pokojowej wywoływało zmiany właściwości niskotemperaturowych i stąd konieczność ich każdorazowego przecechowywania.

Centrum Badań Jądrowych w Karlsruhe

W Karlsruhe rozpoczęto prace konstrukcyjne przy budowie reaktora badawczego całkowicie zaprojektowanego przez inżynierów niemieckich, również materiały reaktorowe wyprodukowane zostały w Niemczech. Reaktor ma mieć moc 12 MW, paliwem będzie uran naturalny, moderatorem — ciężka woda. Budowę finansuje częściowo rząd federalny, a częściowo przemysł prywatny. Obecnie gotowe już są fundamenty reaktora oraz pierwsze budynki centrum badawczego.

Niebezpieczeństwa wynikające z wyścigu zbrojeń atomowych

W dniach od 31 marca do 11 kwietnia br. zbrali się w Lae Beauport (Quebec) uczeni z różnych krajów świata, aby przedyskutować niebezpieczeństwa wynikające z obecnego wyścigu zbrojeń atomowych i środki, które mogłyby temu zaradzić.

Jest to już druga tego rodzaju konferencja — pierwsza odbyła się w lipcu 1957 w Pugwash w Nowej Szkocji

(patrz Postępy Fizyki 9.105(1958), na skutek wezwania ogłoszonego w r. 1955 przez Einsteina i Lorda Russella.

Zebrań w Pugwash powołało Stały Komitet w składzie: Lord Russell (Przewodniczący), C. F. Powell, J. Rotblat, E. Rabinowitch, D. F. Skobieltyn, z prawem zwoływania dalszych konferencji, gdyby Komitet uznał to za stosowne. Wobec stale rosnących zbrojeń atomowych Komitet zdecydował urządzić drugą konferencję, tym razem w Lac Beauport — korzystając z zaproszenia i pomocy finansowej państwa Eaton.

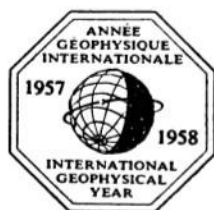
Spśród zaproszonych na Konferencję przybyli: M. L. Oliphant (Australia), Chou Pei Yuan (Chińska Republika Ludowa), B. Gregory (Francja), C. Ouellet (Kanada), R. Watson-Watt (Kanada), C. F. von Weizsäcker (Niemcy), J. Edsall (USA), M. Grodzins (USA), W. A. Higinbotham (USA), R. S. Leghorn (USA), L. Pauling (USA), E. Rabinowitch (USA), L. Szilard (USA), J. B. Wiesner (USA), Sir Charles Darwin (W. Brytania), C. F. Powell (W. Brytania), J. Rotblat (W. Brytania), C. H. Waddington (W. Brytania), A. M. Kuzin (ZSRR), D. F. Skobieltyn (ZSRR), A. W. Topczyjew (ZSRR), A. P. Winograd (ZSRR).

Celem Konferencji było danie możliwości przeprowadzenia w prywatnych rozmowach szczerzej i przyjaznej wymiany poglądów na temat sytuacji ogólnej i możliwości zapewnienia pokoju. Dyskusje szły na ogół w trzech głównych kierunkach: niebezpieczeństwo obecnej sytuacji, środki zmniejszające bezpośrednio niebezpieczeństwo wojny, środki prowadzące do odprężenia międzynarodowego. Pomimo różnych podejść do poszczególnych problemów osiągnięto wspólne zdanie co do natury i powagi obecnej sytuacji oraz konieczności daleko idącego rozbrojenia. Mate-

riały z konferencji zostaną przekazane zainteresowanym rządów.

Następną konferencję na temat „Pokój w wieku atomowym” postanowiono zwołać we wrześniu, przypuszczalnie w Austrii.

Trzeci Sputnik



15 maja br. został wyrzucony w Związku Radzieckim trzeci sputnik-Satelita 1958 ó. Satelita ma kształt stożkowy, długość jego wynosi 370 cm,

średnica podstawy 170 cm, waży 1350 kg, w tym sama aparatura pomiarowa i nadawcza ponad 900 kg.

Sputnik 3 ma posłużyć do badań promieniowania kosmicznego, geomagnetyzmu, promieniowania słonecznego i mikrometeorytów. Wyniki pomiarów są transmitowane na Ziemię nadajnikiem radiowym pracującym na częstotliwości 20,005 Mc/sek i zasilanym bateriami słonecznymi. Przypuszcza się, że czas życia Sputnika 3 wyniesie około roku.

W chwili obecnej (początek lipca) krąży wokół Ziemi pięć sztucznych satelitów — jeden radziecki i cztery amerykańskie.

Listy osobno

Począwszy od 1 lipca 1958 listy do Redaktora „The Physical Review” nie będą już drukowane w tym czasopiśmie, lecz będą publikowane jako oddzielny dwutygodnik pod nazwą „Physical Review Letters”. Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne wprowadziło tę zmianę, aby przyspieszyć ogłaszanie listów. Należy się spodziewać, że przy zastosowaniu techniki offsetowej listy będą wychodziły z druku w ciągu dwóch-trzech tygodni od daty otrzymania ich przez Redakcję. Należy się spodziewać, że „Physical Review Letters” udogodnią

w znacznym stopniu wymianę informacji między fizykami, ułatwiając w ten sposób współpracę różnych ośrodków i zapobiegając dublowaniu badań.

VII Olimpiada Fizyczna

W bieżącym roku szkolnym Polskie Towarzystwo Fizyczne urządziło VII Olimpiadę Fizyczną. Przewodniczącym Głównego Komitetu Olimpiady był prof. Szczepan Szczeniowski, Kierownikiem Olimpiady — k. n. Kazimierz Rosiński, a Sekretarzem Olimpiady — mgr Pelagia Ciok.

Do zawodów na stopniu wstępnym stanęło około 500 uczniów szkół średnich ogólnokształcących i zawodowych. Do zawodów stopnia I zostało dopuszczonych 388 uczniów, do stopnia II — 171, a do stopnia III — 15.

Zawody stopnia III odbyły się w dniach 2 i 3 maja w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego i podobnie jak w latach ubiegłych polegały na rozwiązaniu zadań teoretycznych i wykonaniu zadania doświadczalnego.

Na podstawie uzyskanych wyników 5 uczniów zostało uznanych zwycięzcami VII Olimpiady. Są to:

I miejsce — Lech Woronicz z Liceum im. W. Kętrzyńskiego w Giżycku (nauczyciel — Władysław Łapicki),

II miejsce — Adam Mazurkiewicz z Liceum Tadeusza Kościuszki w Krakowie (nauczyciel — Józef Bara),

III miejsce — Kazimierz Napiórkowski z Liceum Tadeusza Kościuszki w Łodzi (nauczyciel — Zofia Karaszkowa),

IV miejsce — Andrzej Prószyński z Liceum Henryka Sienkiewicza w Częstochowie (nauczyciel — Zygmunt Przesłański),

V miejsce Jan Bednarczyk z Liceum w Limanowej (nauczyciel — Józef Zboś).

18 czerwca odbyło się w Warszawie w Ministerstwie Oświaty uroczyste ogłoszenie wyników i rozdanie nagród zwycięzcom i ich nauczycielom. Zwycięzcom Olimpiady przysługuje ponadto prawo przyjęcia na wyższe uczelnie bez egzaminu wstępnego.

J. M. Nuttall

Dnia 28 stycznia 1958 r. zmarł John Mitchell Nuttall, wybitnie zasłużony badacz zjawisk promieniotwórczości.

Urodzony 21 lipca 1890 r. w Todmorden (Yorkshire) uczęszczał na uniwersytet w Manchester, który ukończył w r. 1911, jednocześnie z Sir James Chadwickiem. Otrzymawszy stypendium rozpoczął wspólnie z Geigerem badania pod kierunkiem Rutherforda, u którego pracowali w owym czasie Andrade, Bohr, Darwin, Fajans, Marsden i Moseley.

Wynikiem jego współpracy z Geigerem było stwierdzenie związku ilościowego między okresem połowicznego zaniku pierwiastka wysyłającego cząstki α a energią tych cząstek. Jest to znana reguła Geigera—Nuttalla, która pełne wyjaśnienie znalazła w wiele lat później w teorii Gamowa.

Po wybuchu Wojny Światowej w r. 1914 Nuttall wstąpił do wojska. W r. 1920 wrócił do Manchester jako wykładowca fizyki, a w następnym roku został zastępcą kierownika zespołu katedr fizyki, którym był wówczas Sir Lawrence Bragg. W r. 1939 Nuttall został kierownikiem katedry i pozostał na tym stanowisku do r. 1944. W r. 1955 przeszedł na emeryturę.

Osobiście Nuttall odznaczał się miłym usposobieniem i dowcipem, szczególnie wśród kolegów i studentów słynął z daru interesującego opowiadania.

L. Infeld — Nowe drogi nauki PWN 1958.

Znana książka prof. L. Infelda pt. *Nowe drogi nauki* wydana w 1933 r. doczekała się drugiego wydania unowocześnionego przez W. Kołosa. Wznowienie tej ciekawej książki należy powitać z uznaniem. Jest to książka popularyzująca współczesną fizykę teoretyczną na wysokim poziomie. Tematem książki jest przede wszystkim promieniowanie, budowa atomu i jądro, oraz mechanika kwantowa. Jak wszystkie książki Infelda jest jasno i przystępnie napisana i odznacza się pięknym stylem i barwnością języka. Szczególną zaletą i urokiem książki są świetnie dobrane przykłady z życia codziennego. Aby nie być gołosłownym, przytoczę dwa z nich. Dla uwydatnienia różnicy między kwantami promieniowania nadfioletowego i podczerwonowego porównuje autor te ostatnie do kulek z waty. W innym miejscu do wyjaśnienia pojęcia antycząstki wprowadza autor czytelnika do sali bilardowej, której ściany wyłożone są ciasno kulami bilardowymi (próżnia), ale pewna liczba kul została wyjęta ze ściany (te luki są pozytonami) i położona na stołach bilardowych (elektrony). Bardzo ożywia książkę przejście w kilku miejscach na formę dialogu, np. między zwolennikiem korpuskularnej a zwolennikiem falowej teorii światła. Zręczne i sugestywne są zestawienia, np. zestawione obok siebie wypowiedzi w języku korpuskularnym i w języku fal de Broglie'a.

Książka posiada wiele pięknych i ogólnych wypowiedzi na temat roli i perspektyw nauki, a w szczególności fizyki teoretycznej w ogólnoludzkim wysiłku poznania otaczającego nas świata. Dla Infelda fizyka teoretyczna nie przedstawia się jako zbiór suchych ksiąg na półkach bibliotecznych, lecz jako coś zmiennego, żywego i blisko nas obchodzącego. Zacytujmy słowa autora:

„... wszelkie teorie fizyczne, podobnie jak życie ludzkie, mają swój początek i koniec. W wieku XX, w wieku ogromnie intensywnego rozwoju nauki, żyją one życiem pełnym i pięknym, lecz krótkim. Obraz otaczającego nas świata ulega ciągłym przeobrażeniom i zmianom. Nauka zmienia go i przekształca. Nauka nie jest budową, w której zmieniają się co najwyżej drugorzędne, ornamentacyjne szczegóły. Pogląd taki byłby ponury i smutny, na szczęście byłby także fałszywy. Radość z pracy twórczej, radość z poznawania praw naukowych tkwi w ich wiecznej młodości i zmienności. Zmienność jest postępem, jest drogą prowadzącą poprzez omyłki i błędy w górę.

Gdybym recenzję tę od początku do końca napisał w samych superlatywach, mógłbym zostać posądzony o stroniczość. Nie pozostaje mi więc nic innego jak poszukać obok blasków także i cieni. Jako potknięcie się (któż z nas jest bez grzechu?) uważam przykład dotyczący domu gry w Monte Carlo, gdzie znalazłem następujące zdanie: „Nikt nie zna jednak dokładnie ani stanu początkowego, ani praw rządzących tym ruchem” (chodzi o ruch kulki w ruletce). Oczywiście prawa rządzące tym ruchem są dobrze znane, a nie są dokładnie wiadome tylko warunki początkowe i nie dość dokładnie znane są takie okoliczności jak np. niejednorodność powierzchni tarcia itd. Innym brakiem jest pominięcie pełnym milczeniem zasług Borna i przypisanie wszystkich zasług Heisenbergowi w rozdziale „Śladami Heisenberga”. W rzeczywistości autorem technicznej strony mechaniki kwantowej (wprowadzenie rachunku macierzowego i relacji przestawiania) był nie Heisenberg, lecz Born.

J. Rayski

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI

Wiceprzewodniczący

Prof. dr LUDWIK NATANSON

Sekretarz

Doc. WANDA HANUSOWA

Skarbnik

Z-ca prof. kand. n. KAZIMIERZ ANTONOWICZ

Członek Zarządu

Prof. dr JERZY RAYSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Z-ca prof. mgr Z. SOBCZYŃSKI

Głwice — Z-ca prof. mgr JOZEF SZPILECKI

Kraków — Doc. dr JERZY JANIK

Lublin — Doc. dr ARMIN TESKE

Łódź — Prof. dr FELIKS J. WIŚNIEWSKI

Poznań — Prof. dr EDMUND KARASKIEWICZ

Szczecin — Prof. mag inż. ZBIGNIEW OGRZEWAŁSKI

Toruń — Prof. dr JERZY RAYSKI

Warszawa — Prof. dr JOZEF ROLIŃSKI

Wrocław — Prof. kand. n. JAN ŁOPUSZAŃSKI

T R E Ś C

A. Salam — Cząstki elementarne i symetrie czasoprzestrzeni . . .	479
W. Heisenberg — Kwantowa teoria pól i cząstki elementarne . .	495
T. Skaliński — Orientacja optyczna atomów i jej wykrywanie meto- dami rezonansu magnetycznego	515
M. Gaj — Powierzchnie asferyczne w układach optycznych o symetrii obrotowej	543
M. Lefeld-Sosnowska — O strukturze węgla i grafitów	559
O. Wołczek — Górna atmosfera oraz pozaziemskie promieniowania elektromagnetyczne i strumienie cząstek w świetle badań, wykona- nych za pomocą sztucznych satelitów i rakiet wysokościowych . .	573
NOWA APARATURA	
Wzmacniacz impulsów z dyskryminatorem diodowym, typ WI-1 (W Rytzel)	587
Wzmacniacz selektywny WS-2 (J. Kaliński)	593
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
Konferencja „Spektroskopia ciał stałych”, Malvern (M. Suffczyński) . .	599
KRONIKA	605
RECENZJE	
L. Infeld — Nowe drogi nauki (J. Rayski)	611

WARUNKI PRENUMERATY CZASOPISMA p. t. „Postępy fizyki”

Cena w prenumeracie zł 90 rocznie, zł 45 półrocznie

zamówienia i wpłaty przyjmują: 1. Centrala Kolportażu Prasy i Książki „Ruch” Warszawa, ul. Srebrna 12, konto PKO nr. 1-6-100.020. 2. Urzędy pocztowe. Prenumerata ze zleceniem wysyłki zagranicę 40% drożej. Zamówienia dla zagranicy przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch” Warszawa, ul. Wilcza 46, konto PKO nr. 1-6-100.024.

Bieżące numery do nabycia w Księgarniach Naukowych Domu Książki i we Wzorcowni PWN, Warszawa, ul. Miodowa 10.

Informacji w sprawie sprzedaży egzemplarzy z poprzednich lat udziela Centrala Kolportażu „Ruch”, Sprzedaż Prasy Zdeaktualizowanej, Warszawa, ul. Srebrna 12, oraz Wzorcownia PWN, Warszawa, ul. Miodowa 10.

ERRATA

str	wiersz		jest	powinno być
	od góry	od dołu		
562		14	$1 \neq 0$	$1 = 0$
572		4	9. W. D. Schaeffe Rys. 9b.	9. W. D. Schaeffer Rys. 9b). (Patrz podpis pod rysunkiem na str. 565)
566	podpis pod 9b.	rysunkiem		
570	podpis pod rys. 13		Rys. 13. ...	Rys. 13. Zależność d_{002} od p : dane uzyskane przez R. Franklin oznaczono krzyżyka- mi; dane uzyskane przez G. Bacon a oznaczono kropkami; dane uzyskane przez M. Lefeld oznaczo- no trójkątami
570	podpis pod rys. 14		Rys. 14. ...	Rys. 14. ... (według [7])
571	podpis pod rys. 15		Rys. 15. ...	Rys. 15. ... (według [7])

ERRATA

str	wiersz		jest	powinno być
	od góry	od dołu		
694	4		A m e l i n c k	A m e l i n c k x
694		12	A m e l i n c k	A m e l i n c k x
694		17	L i f	L i F
695	19		$\tau < (\tau_0, u_c, T)$	$\tau = \tau (\tau_0, u_0, T)$
696		2	A m e l i n c k	A m e l i n c k x

Postępy Fizyki t. IX, zesz. 6/1958