

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

BIBLIOTEKA
ul. Nowotki Nr 3

TOM XV

ZESZYT 2

1964

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

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

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XV, ZESZYT 2

KATEDRA FIZYKI DOŚWIADCZALNEJ
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej
BIBLIOTEKA
Lublin, ul. Nowotki Nr 8

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1964

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1760 + 130 egz.	Rękopis dostarczono 9. I. 1964
Ark. wyd. 11. Ark. druk. 9%	Podpisano do druku 29. IV. 1964
Papier druk. sat. 80 g, kl. III, 70×100	Druk ukończono w maju 1964
Zamówienie 43/64	Cena zł 15.—

G-48

DRUKARNIA UNIWERSYTETU JAGIELLOŃSKIEGO, KRAKÓW, CZAPSKICH 4

R. S. Shankland

Case Institute of Technology,
Cleveland 6, Ohio

Rozmowy z Albertem Einsteinem *

Niniejszy przegląd pięciu rozmów z profesorem Einsteinem opiera się na notatkach zapisywanych przez autora w Princeton przed dziesięciu laty, bezpośrednio po każdej z pięciu wizyt u Einsteina. Początkowo były one robione bez zamiaru publikowania i miały tylko służyć autorowi do zapamiętania szczegółów jego cudownych przeżyć. Ponieważ jednak autor doszedł do przekonania, że ich treść mogłaby zainteresować większą liczbę czytelników, zdecydował się na opublikowanie ich.

* * *

W latach 1950—1954 pięciokrotnie miałem zaszczyt odwiedzić profesora Einsteina w Princeton. Rozmowy podczas tych wizyt dotyczyły głównie pracy Alberta A. Michelsona w Case, doświadczenia Michelsona—Morleya oraz badań, które miały na celu wyjaśnienie wyników otrzymanych przez Daytoną C. Millera na Mount Wilson. Te rozmowy z Einsteinem stanowiły dla mnie niezwykle przeżycie i dały mi natchnienie do dalszej pracy, doszedłem więc do wniosku, że warto by je opisać, tak, aby młodszy fizycy, którzy nie zetknęli się z Einsteinem osobiście, mogli mieć wyobrażenie o tym, jakim był człowiekiem. Notatki, z wyjątkiem drobnych zmian, podane są dokładnie w tej formie, w jakiej zostały wówczas napisane. Wskutek tego czytelnik znajdzie pewne powtórzenia i, być może, kilka niezgodności. Wydania to tylko fakt, że wszystkie wypowiedzi profesora Einsteina, dotyczące nieraz zdarzeń, które miały miejsce przed pięćdziesięciu laty, były udzielane z pamięci. Dla lepszego zrozumienia dodano pewną ilość uwag i odnośników.

I. 4 lutego 1950

Głównym celem mojej pierwszej wizyty u profesora Einsteina było poinformowanie się, co sądzi on o doświadczeniu Michelsona—Morleya i w jakim stopniu wpłynęło ono na rozwój szczególnej teorii względności. Nie miałem doświadczenia w przeprowadzaniu rozmów z wielkimi ludźmi na miarę Einsteina

* Przekładu dokonano za zgodą Autora i Wydawcy z czasopisma *American Journal of Physics*, 31, 47 (1963).

i byłem w kłopotcie, jak to należy zrobić. W końcu po dłuższym wahaniu napisałem bezpośrednio do profesora Einsteina, przedstawiając cel mojej wizyty i proponując przybycie w ostatnim dniu nowojorskich zebrań Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego. Wkrótce otrzymałem od panny Heleny Dukas, sekretarki Einsteina, odpowiedź, zawierającą bardzo uprzejme zaproszenie do gabinetu Einsteina w Institute for Advanced Study na godzinę 11 przed południem w proponowanym dniu.

Oczywiście przybyłem tam znacznie przed czasem i po krótkim oczekiwaniu ujrzałem wreszcie Einsteina nadchodzącego pieszo, jak to było w jego zwyczaju. Dokładnie o godzinie 11⁰⁰ profesor Einstein zakończył codzienną szybką przechadzkę ze swego domu przy Mercer St. do Institute for Advanced Study. Po odebraniu korespondencji przywitał się ze mną i poprosił do gabinetu, mieszczącego się w pokoju 115. Był bardzo uprzejmy, życzliwy i bezpośredni, jego zdumiewające oczy, duże, bystre, a przede wszystkim dobrotliwe, wywierały silne wrażenie. Wskazał mi krzesło, sam zaś zajął miejsce za biurkiem. Gabinet był ładnie umeblowany, lecz zupełnie pozbawiony ozdób, odznaczeń czy pamiątek, na biurku leżało dużo papierów, książek i czasopism. Panowała tu przyjazna, naukowa atmosfera.

Einstein poprosił o przypomnienie mu celu mojej wizyty i uśmiechnął się z prawdziwym zainteresowaniem, gdy powiedziałem, że chciałbym porozmawiać z nim na temat doświadczenia Michelsona—Morleya przeprowadzonego w Cleveland w roku 1887. Skinął głową, kiedy wspomniałem, że Michelson był w ciągu ośmiu lat profesorem fizyki w Case. Pokazałem mu rysunek aparatury zamieszczony w moim artykule¹. Wydawał się bardzo zainteresowany i poprosił o narysowanie na tablicy szczegółów dotyczących metody utrzymywania interferometru na powierzchni rtęci użytej przez Michelsona i Morleya. Zawahałem się, gdyż na tablicy wypisane były równania dotyczące jego nowej jednolitej teorii pola, on jednak machnął fajką mówiąc: „Oh, proszę to zmasać!“ Naszkicowałem kilka rysunków, które Einstein komentował z dużym zainteresowaniem. Podobał mu się zwłaszcza pomysł pływaka, pozwalający na użycie tak małej ilości rtęci. Oczy jego błyszczały, był bardzo uradowany. Zapytał mnie, gdzie znajdują się obecnie poszczególne części aparatury, a dowiedziawszy się, że poginęły, rzekł: „Byłoby dobrze zebrać je wszystkie ponownie“.

Na pytanie, w jaki sposób dowiedział się o doświadczeniu Michelsona—Morleya, Einstein odparł, iż wiedział o nim z artykułów H. A. Lorentza², ale dopiero po roku 1905 zwróciło ono jego uwagę! „W przeciwnym razie“ — rzekł — „wspomniałbym o nim w mojej pracy“³. Jeśli chodzi o rezultaty

¹ R. S. Shankland, Amer. J. Phys. **17**, 487 (1949).

² H. A. Lorentz, Arch. Néerl., **2**, 168 (1887) i wiele późniejszych prac.

³ A. Einstein, Ann. Phys. (Germany), **17**, 891 (1905); także w tłumaczeniu angielskim (Dover Publications, New York). Mój kolega, profesor L. L. Foldy zrobił następującą uwagę: Einstein mógł w roku 1905 nie wiedzieć o doświadczeniu Michelsona—Morleya, jednakże w drugim rozdziale jego pracy z roku 1905 jest wzmianka o „nie uwieńczonym rezultatem usiłowaniu wykrycia ruchu Ziemi względem „środowiska świetlnego“. Nie jest jasne, czy Einstein ma

doświadczalne, to opierał się głównie na badaniach aberracji gwiazd⁴ i na pomiarach prędkości światła w poruszającej się wodzie wykonanych przez Fizeau⁵. „Były one wystarczające“ — powiedział. Przypomniałem, że Michelson i Morley⁶ bardzo dokładnie wyznaczyli fresnelowski współczynnik unoszenia, w Case w roku 1886, posługując się udoskonaloną techniką i pokazałem mu wyniki przytoczone w moim artykule. Einstein zgodził się z tym, ale gdy dodałem, że początkowy wynik Fizeau wydaje mi się tylko jakościowym, potrząsnął fajką i uśmiechnął się: „Oh, było to coś więcej!“ Późniejsze dokładne powtórzenie tego doświadczenia przez Zeemana⁷ uważał za bardzo piękne. Wyglądał na szczerze zadowolonego, gdy wspomniałem, iż mnie jeszcze jako studentowi spodobał się bardzo sposób, w jaki on otrzymywał fresnelowski współczynnik unoszenia z prawa dodawania prędkości w mechanice relatywistycznej.

Spytałem profesora Einsteina, jak długo pracował nad szczególną teorią względności przed rokiem 1905. Odparł, iż rozpoczął pracę mając lat szesnaście, a zatem trwała ona dziesięć lat. Początkowo, będąc studentem, poświęcał oczywiście tylko część swego czasu temu zagadnieniu, nigdy jednak nie rozstawał się z nim. Zrezygnował z wielu bezowocnych prób, aż w końcu zaczął przypuszczać, że traci czas. Dopiero wówczas, kiedy wszystkie jego usiłowania aby otrzymać teorię zgodną z faktami doświadczalnymi zawiodły — stało się możliwe powstanie szczególnej teorii względności.

To skłoniło Einsteina do szeregu uwag dotyczących natury procesów myślowych, które, jak się wydaje, nie przebiegają stopniowo. Podkreślał, jak określną drogą nasze umysły dochodzą do rozstrzygnięcia jakiegoś problemu. „Dopiero na samym końcu zagadnienie staje się możliwe do uporządkowania“.

Pokazałem mu, co napisałem w moim artykule o doświadczeniu Michelsona—Morleya i o szczególnej teorii względności. Przeczytał skwapliwie, pyknął fajką i skinął potakująco głową. Na moją sugestię, że uwaga dotycząca wkładu Fitzgeralda jest, być może, wyrażona zbyt silnie, odparł: „Nie, on myślał o próbach uporządkowania bałaganu“.

na myśli doświadczenia rzędu v/c czy też rzędu $(v/c)^2$, zwłaszcza, że w następnym zdaniu mówi: „Sugerują one raczej, że, jak to zostało już pokazane dla wielkości małych pierwszego rzędu, te same prawa elektrodynamiki i optyki będą obowiązywały we wszystkich układach odniesienia, dla których słuszne są prawa mechaniki“. Można wnioskować, choć nie jest to oczywiście pewne, że pierwsza wzmianka odnosi się do doświadczeń drugiego rzędu, jak na przykład doświadczenie Michelsona—Morleya. Możliwe więc, że Einstein wiedział, jeśli nie o samych doświadczeniach, to w każdym razie o negatywnych wynikach takich doświadczeń. Einstein wyprowadza skrócenie Lorentza—Fitzgeralda, lecz nie mówi o tym, czy zostało ono potwierdzone doświadczalnie. Cała praca jest dość osobliwa ze względu na to, że Einstein bardzo niewiele wspomina o tym, co wie na temat sprawdzianów doświadczalnych. Nie powołuje się też właściwie na prace innych ludzi. Artykuł stanowi w pewnym sensie zagadkę, gdyż bardzo trudno zorientować się, w jakim stopniu szczególna teoria względności jest tworem czysto myślowym, a w jakim oparta jest na znanych Einsteinowi rezultatach doświadczalnych, bądź też teoretycznych opracowaniach tych rezultatów. Zob. także: G. Holton, *Amer. J. Phys.*, **28**, 627 (1960).

⁴ J. Bradley, *Phil. Trans. (GB)*, **35**, 637 (1728); G. B., Airy, *Proc. Roy. Soc. (GB)*, **20**, 35 (1871); **21**, 121 (1873).

⁵ H. L. Fizeau, *CR Acad. Sci. (France)*, **33**, 349 (1851); *Ann. Chem. Phys.*, **57**, 385 (1859).

⁶ A. A. Michelson and E. W. Morley, *Am. J. Sci.*, **31**, 377 (1886).

⁷ P. Zeeman, *Proc. Amsterdam Acad.* **17**, 445 (1914); **18**, 398 (1915).

Einstein spotkał się po raz pierwszy z Michelsonem w Pasadenie i uważał go za „wielkiego geniusza, który zawsze będzie w tej dziedzinie tak oceniany“. Dodał też, że wysoce znamiennym jest fakt, iż Michelson potrafił obmyślić doświadczenie Michelsona—Morleya niewiele posługując się matematyką i teorią i nie radząc się kolegów-teoretyków⁸. Za bezsprzeczną oznakę geniuszu Michelsona uważał Einstein instynktowne wyczuwanie przez niego zasadniczych szczegółów doświadczenia o decydującym znaczeniu, bez znajomości całokształtu wiążących się z nim teorii. Było to w znacznej mierze spowodowane artystycznym umysłem Michelsona i jego podejściem do nauki, a zwłaszcza jego wrażliwością na symetrię i formę. Einstein uśmiechnął się z zadowoleniem na wspomnienie artystycznej natury Michelsona — tu tkwił węzeł pokrewieństwa. W doświadczeniu Michelsona—Morleya widać było niewątpliwie artystę. „Większość ludzi uważałaby to doświadczenie za głupie“⁹ — powiedział. Zwróciłem uwagę, iż Michelson miał doskonały wzrok, co było dla niego bardzo pożyteczne przy doświadczeniach optycznych. „Owszem“ — rzekł Einstein z błyskiem w oczach — „lecz oprócz tego miał także wspa- niałą umysł“.

Wspomniałem o doświadczeniach, które zaprzeczyły teorii emisyjnej światła Ritza¹⁰, zwłaszcza o pracy de Sittera¹¹, dotyczącej gwiazd spektroskopowo podwójnych oraz o zmodyfikowanym doświadczeniu Michelsona—Morleya przeprowadzonym w Case przez D. C. Millera¹² przy użyciu światła słonecznego, które dało wynik zerowy. Einstein odparł, iż znał dobrze de Sittera, jednakże za najbardziej decydujące spośród tego typu doświadczeń uważa powtórzenie doświadczenia Michelsona—Morleya ze światłem gwiazd, przeprowadzone w Heidelbergu przez Tomaschka¹³, ucznia Lenarda. Duże prędkości radialne, występujące w tym doświadczeniu, dają dobrą gwarancję pewności wyników, co wskazuje na niezależność prędkości światła od ruchu jego źródła. Ta wypowiedź świetnie charakteryzuje Einsteina jako człowieka. Lenard należał bowiem obok Starka do najbardziej zaciętych nazistów wśród naukowców niemieckich, a jednak Einstein odnosił się do niego zupełnie obiektywnie, bez najmniejszego śladu niechęci czy złośliwości.

Następnie wróciliśmy do dyskusji na temat teorii emisyjnych światła. Einstein powiedział mi, że przed rokiem 1905 przemyślał teorię emisyjną

⁸ W zasadzie jest to prawda, jednakże skierowanie zainteresowań Michelsona, zajmującego się poprzednio pomiarami prędkości światła, ku innemu problemowi, nastąpiło prawdopodobnie na skutek pośredniego wpływu Jamesa Clerka Maxwella. W Nautical Almanac Office w roku 1879 Michelson miał możliwość przestudiowania listu Maxwella do Davida Pecka Todda (Nature, 21, 314 (1880); Proc. Roy. Soc. (GB), A30, 109 (1880)), w którym dyskutowane są zasadnicze sprawy związane z możliwością stwierdzenia ruchu Ziemi w przestrzeni metodami optycznymi. Autor ostatnio mógł zapoznać się z odpowiedzią Profesora Todda napisaną do Maxwella w dniu 19 maja 1879, dzięki uprzejmości jego córki, Mrs. Millicent Todd Bingham z Waszyngtonu.

⁹ Na przykład mój ojciec F. N. Shankland, mój stryj S. D. Shankland i pan S. S. Wilson opowiadali mi, że w ich czasach studenckich w Western Reserve University uważano doświadczenie Michelsona—Morleya za nieudane, ponieważ dawało wynik zerowy.

¹⁰ W. Ritz, Ann. Chem. Phys., 13, 145 (1908).

¹¹ W. C. de Sitter, Proc. Amsterdam Acad. 15, 1297 (1913); 16, 395 (1913).

¹² D. C. Miller, Proc. Nat. Acad., Sci. USA, 11, 311 (1925).

¹³ R. Tomaschek, Ann. Phys. (Germany), 73, 105 (1924).

Ritza i odrzucił ją. Zaniechał tego podejścia, ponieważ nie mógł wyobrazić sobie równania różniczkowego, którego rozwiązaniami mogłyby być fale o prędkości zależnej od ruchu ich źródła. W takim przypadku teoria emisyjna prowadziłaby do tego rodzaju zależności fazowych, że rozchodzące się światło byłoby niewłaściwie „wymieszane“, a nawet mogłoby „biec do tyłu“. „Czy pan to rozumie?“ — zapytał, a otrzymawszy odpowiedź przeczącą, jeszcze raz dokładnie powtórzył wszystko. Gdy doszedł do kwestii „wymieszania“ roześmiał się szczerym, serdecznym śmiechem, gestykulując przy tym rękami.

„Możliwości teoretyczne“ — ciągnął dalej — „są w danym przypadku niewielkie i stosunkowo proste, a wyboru pomiędzy nimi można dokonać w oparciu o całkiem ogólne argumenty. Rozpatrując je możemy wnioskować o tym, co jest możliwe, ale nie o tym, jak jest w rzeczywistości.“

Kiedy wyraziłem przypuszczenie, że teoria Ritza była najlepszą spośród kilku teorii emisyjnych światła, Einstein potrząsnął głową i stwierdził, że w pewnych miejscach teoria ta jest bardzo niedobra¹⁴. Zaraz jednak dodał: „Dużą zasługą Ritza było wykazanie zasadniczej roli różnic częstości w seriach widmowych“.

Z kolei zapytałem profesora Einsteina czy pomiar rotacji Ziemi przy pomocy interferometru Michelsona—Gale’a¹⁵ był według jego opinii ważnym pomiarem. „Owszem“ — odparł — „to jest doświadczenie Sagnaca¹⁶ przy małej prędkości i dużym obszarze“. Uważał, że doświadczenie Michelsona—Gale’a było bardzo piękne, lecz „nie było tam żadnych teoretycznych wątpliwości do rozstrzygnięcia“.

Teraz nastąpiło kilka krótkich uwag o nowej jednolitej teorii pola. Według Einsteina powinno się także do niej wprowadzić w jakiś sposób „atomowość“. Na pytanie, czy przewiduje jakieś doświadczenia związane z nową teorią, odparł: „Nie, wszelkie postępy będą teraz uwarunkowane rozwojem matematyki“. Rozwiązania nieliniowych równań różniczkowych cząstkowych, występujących w teorii, muszą być dokładne, jeśli mają nadawać się do użytku, rozwiązywanie równania metodami aproksymacyjnymi, na przykład metodą perturbacji, jest niewystarczające. On czuje, że dopiero po uzyskaniu ścisłych rozwiązań byłoby możliwe przekonać się, jak zjawiska „atomistyczne“ pasują do obrazu pola unitarnego, i że dopóki to nie zostanie zrobione, sytuacja wciąż będzie niezadowolająca.

W tym miejscu Einstein przeprowadził nieco ogólnych rozważań dotyczących teorii atomowej i mechaniki kwantowej, rozpoczynając zdaniem:

¹⁴ A. Einstein, *Physik Z.*, **10**, 185 (1909).

¹⁵ A. A. Michelson and H. G. Gale, *Astrophys. J.*, **61**, 137, 140 (1925); *Nature*, **115**, 566 (1925). W doświadczeniu tym dwie wiązki światła biegną w przeciwnych kierunkach w rurze częściowo odpompowanej, otaczającej duży obszar — w owym czasie pole — obecnie zabudowany jako Clearing Industrial Area w pobliżu lotniska Chicago O’Hare. Obrót Ziemi wpływa na czas przelotu obu wiązek świetlnych zgodnie z przewidywaniami szczególnej i ogólnej teorii względności, a także starszej teorii eteru.

¹⁶ G. Sagnac, *CR Acad. Sci. (France)*, **157**, 708 (1910); *J. phys.*, **4**, 177 (1914). W doświadczeniu tym dwie wiązki światła biegną w przeciwnych kierunkach w układzie optycznym obracającym się z dużą prędkością. Pomiary Sagnaca poprzedziły ogólną teorię względności.

„Pan wie, że nie zgadzam się z większością moich kolegów, jeśli chodzi o teorię kwantów“. Uważał on, że jego koledzy „nie liczyli się z faktami“ w ich ówczesnych metodach. Właściwie użył znacznie mocniejszych określeń, powtarzając kilkakrotnie, że „odrzucili oni rozsądek“ i, że fizycy posługujący się mechaniką kwantową „są w niezgodzie z rzeczywistością i z rozsądkiem“. Kilkakrotnie wymieniał Bohra, którego bardzo lubił i podziwiał, lecz nie zgadzał się z nim w wielu podstawowych kwestiach. Orzekł, że Bohr myśli w sposób bardzo przejrzysty, lecz „kiedy rozpoczyna pisać, staje się bardzo trudny do zrozumienia“ oraz, że „uważa on siebie za proroka“. Trudno mi było ocenić, czy jest w tym trochę uporczywości Einsteina, czy też jest on naprawdę przekonany, że należy bardzo zasadniczo zmienić punkt widzenia mechaniki kwantowej, dla umożliwienia dalszego jej rozwoju.

Nasza rozmowa znów powróciła do doświadczenia Michelsona—Morleya i do szczególnej teorii względności. Nie mogłem pozbyć się wrażenia, że ta piękna teoria, będąca owocem wysiłków jego młodości, jest najbliższa sercu Einsteina. Zapytałem go, czy nie sądzi, że warto byłoby opisać historię doświadczenia Michelsona—Morleya. „Oczywiście, ale musi pan pisać tak, jak Mach pisał swoją *Mechanikę*“^{16'} — odparł, po czym wyłożył mi, jak według niego powinno się pisać historię nauki. „Prawie wszyscy historycy nauki są filologami i nie rozumieją, do czego fizycy dążyli, jak przebiegały myśli fizyków podczas ich zmagania z problemami. Nawet prace o Galileuszu są przeważnie napisane kiepsko.“ Należy znaleźć taki sposób pisania, dzięki któremu pokazane byłyby procesy myślowe, które doprowadziły do odkryć. Fizycy nie mogą tu wiele pomóc, gdyż większość z nich nie posiada „historycznego umysłu“. Jednakże *Mechanikę* Macha uważał Einstein za jedną z naprawdę znakomitych książek i za wzór literatury historyczno-naukowej. „Mach nie wiedział, jaki był faktyczny sposób podejścia uczonych dawnych czasów do zagadnień, którymi się zajmowali“, mimo to, zdaniem Einsteina, miał on taką intuicję, że to, co pisał, było z dużym prawdopodobieństwem słuszne. Borykanie się ludzi nauki z ich problemami, próby znalezienia za wszelką cenę rozwiązania, które często przychodziło w końcu bardzo pośrednią drogą — oto właściwy obraz. Einstein wyrażał się też z dużym uznaniem o pismach naukowych Lauego.

Nawiązałem do wizyty Einsteina u D. C. Millera w Case w roku 1921; jestem przekonany, że miała ona decydujące znaczenie dla doświadczeń Millera nad prądem eteru, prowadzonych w latach 1921—1926. Einstein opowiedział mi, jak znalazłszy się wówczas w Stanach Zjednoczonych nie umiał zupełnie po angielsku. Podczas podróży poduczył się trochę ze słuchu. „Jestem typem słuchowca“ — mówił — „oddaję słowami to, czego nauczę się ze słuchu. Gdy czytam, słyszę słowa. Pisanie jest trudne i dla mnie jest złym sposobem porozumiewania się.“ Dodał też, że nigdy właściwie nie był pewien pisowni an-

^{16'} E. Mach: *Die Mechanik in ihrer Entwicklung* (Mechanika w jej rozwoju), 1883 (przyp. tłum.).

gielskich wyrazów. Nie lubił nawet pisania po niemiecku swoich *Notatek autobiograficznych*¹⁷.

Zawsze będę pamiętał uprzejmość i grzeczność profesora Einsteina, jego pełne poszanowanie ustosunkowanie się do innych ludzi i ich pracy. W jego sposobie obejścia nie było śladów zaznaczania swojej wyższości, jedynie prawdziwa chęć udzielenia odpowiedzi na wszystkie moje pytania i jasnego sformułowania jego własnego stanowiska i poglądów. Opowiadał, jak poprzedniego dnia starał się „wytłumaczyć pojęcie równoczesności jakiemuś laikowi“. „Czasem jest bardzo trudno wyjaśnić te rzeczy“. Wreszcie, kiedy już otrzymałem odpowiedź na wszystkie moje pytania, powstaliśmy obaj, a on odprowadził mnie do drzwi. Żegnając się znów uściśnąłem jego dłoń i podziękowałem mu. Einstein uśmiechnął się, a jego wielkie, przenikliwe oczy rozjaśniły się, gdy odpowiadał mi: „Dziękuję“.

II. 17 listopada 1950

Wstałem wczesnie i udałem się na Pennsylvania Railroad Station, gdzie po zjedzeniu śniadania wsiadłem do pociągu odjeżdżającego do Princeton. Przybyłem tam o 9²⁰. Dzień był piękny. Poszedłem najpierw do Nassau Tavern i porozumiałem się telefonicznie z Institute for Advanced Study. Sekretarka matematyki oznajmiła mi, że będę mógł widzieć się z Einsteinem o godzinie 11. Po przyjeździe do Instytutu porozmawiałem z sekretarką, po czym spędziłem pozostałą mi godzinę czasu w bibliotece i w hallu. Około jedenastej skierowałem się w stronę gabinetu Einsteina. Einstein przyszedł punktualnie, a dowiedziawszy się, że czekam w hallu, wybiegł natychmiast na moje spotkanie. Sekretarka ledwie zdążyła go zatrzymać i zawrócić ku drzwiom gabinetu, przy których czekałem. Zaprosił mnie do gabinetu i kiedy już obaj siedzieliśmy, zapytał o cel mojej wizyty. Gdy odparłem, iż chciałem mu opowiedzieć o pewnych naszych odkryciach dotyczących obserwacji D. C. Millera¹⁸, rzekł: „Czy pan rzeczywiście sądzi, że one mają jakieś znaczenie?“ Okazał duże zainteresowanie i podniecenie, kiedy dowiedział się, że według mojego przekonania, dokładna analiza tych obserwacji mogłaby wykazać ich zgodność z wynikiem zerowym. Wstaliśmy obaj, podeszliśmy do tablicy, dyskutowaliśmy chodząc po pokoju, siadaliśmy na stole, słowem spędziliśmy czas cudownie. Einstein był znacznie bardziej ożywiony, niż podczas poprzedniej mojej wizyty w lutym. Kilkakrotnie wołał do mnie: „To bardzo piękne!“ Ja opowiedziałem mu, że zawsze było dla mnie wielką zagadką, dlaczego dane Millera wydają się pokazywać ten niewielki efekt dodatni, i że doszedłem do wniosku, iż mogło to być spowodowane jego sposobem opracowania danych. Naszkicowałem z grubsza na tablicy „przebieg punktów doświadczalnych“ i wy-

¹⁷ Paul Arthur, Schilpp, *Albert Einstein, Philosopher-Scientist* (Library of Living Philosophers, Evanston, Illinois, 1949).

¹⁸ D. C. Miller, *Rev. mod. Phys. (USA)*, 5, 203 (1933) oraz oryginalne kartki z danymi, otrzymane przez autora od Millera.

jaśniłem mój pogląd, że łączenie szesnastu średniowanych punktów odcinkami prostymi było niewłaściwe. Einstein całkowicie zgodził się z tym i dodał, że sprawdzenie wpływu takiego postępowania na dane wymagałoby „bardzo skomplikowanej analizy“. Następnie mówiłem o pracy z Wood's Hole na temat analizy fal oceanicznych i pokazałem, że analizowanie mechaniczne takie, jak było stosowane przez Millera przy pomocy analizatora harmonicznego Henrici, mogło wprowadzić fałszywe okresy do skończonych zespołów danych ¹⁹.

Przedstawiłem Einsteinowi nasz plan zastosowania metody autokorelacji do danych Millera i opisałem mu konstruowaną właśnie maszynę R. L. Stearnsa, mającą służyć do tego celu. Einstein nie znał tej metody, ale od razu zrozumiał moje wyjaśnienia dotyczące jej i zwrócił uwagę na to, że metoda ta nie informuje o fazach, które są ważniejsze dla „prądu eteru“ niż amplitudy. Przyznałem mu rację, lecz zauważyłem, że gdyby dane analizowane tą metodą dawały wynik zerowy dla amplitud, to można by faz nie rozpatrywać. Einstein powtórzył kilkakrotnie podczas naszej rozmowy, że skoro fazy znalezione przez Millera („które wyznaczają kierunek w przestrzeni“) nie były zgodne, to jest to najlepszym argumentem przeciwko istnieniu stwierdzonego przez niego prądu. Zaznaczył jednak, że on (jak również H. A. Lorentz) uważali Millera za świetnego eksperymentatora i sądzili, że jego dane powinny być dobre. Stwierdził też z naciskiem, że poprzestawanie na zwiększaniu liczby danych nie jest słuszne. Umocniło to nasze postanowienie skoncentrowania się na tej części danych Millera, przy których zaznaczył on „warunki znakomite“. Dowiedziałem się, że H. A. Lorentz studiował pracę Millera przez wiele lat i nie wykrył w niej błędu.

Einstein wypytywał o naprężenia w interferometrze i o warunki doświadczalne na Mount Wilson. Uważał za konieczne wyjaśnienie nawet małego efektu systematycznego, jeśli taki miał miejsce w tym eksperymencie. Był bardzo zainteresowany i zachęcał mnie do zajęcia się tym zagadnieniem.

Opowiedziałem profesorowi Einsteinowi o nieopublikowanych danych z Case z roku 1924, co również go zainteresowało. Zrozumiał oczywiście, dlaczego Miller nie uważał zerowych wyników tej pracy za miarodajne. Była ona bowiem wykonana w suterenie, gdzie „porywanie“ mogło być duże. Zwrócił jednak uwagę na fakt, że „porywanie“, ze względu na masę samego interferometru, powinno być prawie tak duże na Mount Wilson, jak w suterenie w Case. Przypomniał mi również, że każde „porywanie“ byłoby niezgodne z aberracją. Ja powiedziałem, iż według mnie rezultaty z roku 1924 powinny być opublikowane, ponieważ wydaje się, że są to jedne z najlepszych danych uzyskanych w tych doświadczeniach. Wydaje mi się też, że obserwacje Millera [18], w których

¹⁹ Notatka dopisana w lutym 1955: dopiero po przeprowadzeniu w roku 1954 kompletnej analizy różnych rezultatów utwierdziliśmy się w przekonaniu, że periodyczne efekty znalezione przez D. C. Millera nie były spowodowane ani fluktuacjami statystycznymi, ani też jego metodą analizy. Dopiero po bardziej wnikliwym przestudiowaniu efektów temperaturowych wykryliśmy prawdziwą przyczynę wyników Millera (patrz 34). Tymczasem udowodniono metodą autokorelacji, że analiza harmoniczna Millera była w zasadzie poprawna (R. L. Stearns, *M. S. Thesis*, Case Institute of Technology (1952)).

źródłem światła było słońce, są lepsze niż pomiary Tomaschka [13]. Einstein nie zaprzeczył. Mimo to jednak praca Tomaschka ze światłem gwiazd podobała mu się ze względu na duże prędkości radialne.

Następnie omówiliśmy różnicę między rezultatem Morleya—Millera z roku 1904 a doświadczeniami Millera z lat 1925—26 [18]. Einsteina zawsze dziwiła niezgodność pomiędzy tymi dwoma grupami doświadczeń. Podsunąłem, że mogła ona być spowodowana metodą analizy²⁰. Pokazałem na tablicy, że podając wyliczoną prędkość Ziemi względem eteru (v) wynikającą z jego doświadczeń, Miller znajdował raczej większą średnią prędkość, niż ta, którą otrzymywałyby, gdyby średniował amplitudy przesunięć prążków interferencyjnych (A)²¹. Einstein zgodził się, że nasza praca powinna ograniczyć się do doświadczalnych amplitud i faz obserwowanych faktycznie przesunięć prążków interferencyjnych, „dopóki nie ustalą się w sposób pewny ogólnego kierunku“.

Kilka razy w czasie naszej rozmowy Einstein wtrącał: „To bardzo ładne“ i śmiał się swoim szczerym, naiwnym śmiechem. Kilka razy pytał mnie zupełnie poważnie: „Czemużby Miller nie miał wykryć tego?“²². Nie pojmowałem, dlaczego wydawało mu się to wielką zagadką. Opowiedziałem mu, że w późniejszych latach Miller zajmował się dźwiękiem i grą na flecie. Wypytywał o prace Millera z akustyki i był bardzo zainteresowany, gdy mówiłem o badaniach Millera nad samogłoskami i o ich związku z teorią Helmholtza. Dowiedziawszy się o rezultatach Helmholtza Einstein wykrzyknął: „Co za wspaniały człowiek!“ Opowiedziałem mu także o kolekcji fletów Millera, co również wzbudziło jego zainteresowanie.

Pod koniec naszej rozmowy spytałem Einsteina, czy Michelson mówił mu kiedykolwiek, w jaki sposób wpadł na pomysł interferometru, na co otrzymałem odpowiedź przeczącą. Wyraziłem opinię, że doszło do tego w Paryżu, podczas pracy Michelsona z Jaminem i Mascartem. Einstein uznał to za bardzo prawdopodobne, dodając, że główne idee eksperymentu poczdamskiego również narodziły się w Paryżu. W pewnej chwili zawołał: „Jakże wiele pomysłów zawdzięcza optyka Michelsonowi!“ Następnie spytał mnie, co sądzę o przypuszczeniu, że prędkość światła jest zmienna²³. Odrzekłem, iż nie wydaje mi się, aby tak było rzeczywiście.

Wreszcie pożegnałem się, mając za sobą godzinę pełną natchnienia i przyjemności, spędzoną w towarzystwie tego wielkiego człowieka — tak grzecznego, tak uprzejmego, a przy tym naprawdę zainteresowanego tematem rozmowy.

²⁰ Notatka dopisana w czerwcu 1962: Na podstawie naszych późniejszych badań [34] wiadomo, że niezgodności były w rzeczywistości spowodowane bardzo różnymi warunkami temperaturowymi istniejącymi w laboratoriach w Case i na Mount Wilson.

²¹ Wynika to ze związku między obserwowanymi przesunięciami prążków (A) i wyliczoną prędkością (v): $A = 2L(v/c)^2$, gdzie L oznacza długość drogi optycznej w interferometrze, zaś c — prędkość światła.

²² Nasze ostateczne wnioski [34] były inne.

²³ R. T. Birge, *Reports on Progress Physics* (The Physical Society, London, 1941), Vol. VIII, pp. 100—101.

III. 2 lutego 1952

Wyjechałem pociągiem o 9¹⁵ i przybyłem do Princeton o 10⁴⁰. Pojechałem taksówką do Institute for Advanced Study, gdzie zostałem poinformowany przez telefonistkę, że sekretarka Einsteina poleciła powiedzieć mi, iż Einstein wkrótce nadejdzie. Podobno oczekiwał mnie. O 10⁵⁵ ujrzałem go raźnie idącego ścieżką od strony białego domu Oppenheimera, w długiej kurtce, w kaszkiecie i z papierosem w ustach. Wszedł, powiedział coś telefonistce, po czym szybko podążył korytarzem w kierunku swojego gabinetu, przy którym czekałem. Podał mi rękę i bardzo serdecznie poprosił mnie do gabinetu (pokój 115). Musiał widocznie włożyć uprzednio papierosa do kieszeni swojej kurtki, bowiem kiedy zdjeliśmy okrycia, w kurtce wybuchł mały pożar. Gdy dziękowałem mu, że przyszedł, aby się ze mną zobaczyć, rzekł: „Ja zawsze przychodzę do swego pokoju“. Usiadł za biurkiem, poprosił żebym usiadł i bardzo przyjacielskim tonem spytał: „O co panu chodzi?“

Zapytałem go, czy słyszał o ostatniej pracy Synge'a²⁴. Okazało się, że nie, wobec tego opowiedziałem mu o naszej korespondencji i przedstawiłem to, co było mi wiadomo na temat teorii Synge'a związanej z pojęciem ciała sztywnego w fizyce relatywistycznej i jej ewentualnego znaczenia dla rezultatów uzyskanych przez Millera w doświadczeniu Michelsona—Morleya. Einstein uznał stanowczo, że podejście Synge'a nie może mieć znaczenia, i że wyniki doświadczeń proponowanego przez Synge'a rodzaju byłyby nieistotne dla zagadnień relatywistycznych, z relatywistycznym pojęciem ciała sztywnego łącznie. Gdy powiedziałem, że Synge przewiduje niewielki dodatni efekt spowodowany przyspieszeniem interferometru, Einstein zapytał: „O jakie przyspieszenie chodzi, czy o rotację przyrządu?“ Odparłem, że jak sądzę, chodzi o przyspieszenie wywołane obrotem Ziemi dookoła jej osi, udzielone interferometrowi dzięki możliwemu sprzężeniu poprzez „pin“^{24'} (tak zakładał Synge). Einstein zaprzeczył energicznie: „To nie może mieć żadnego związku. Wszystkie tego rodzaju przyspieszenia, jak również przyspieszenia spowodowane siłami Coriolisa, byłyby zupełnie nie do rozróżnienia od grawitacji“. Stanowczo stwierdził, iż uważa podejście Synge'a za nie mogące mieć żadnego znaczenia. Uważał, że nawet zaproponowanie przez Synge'a jakiegoś doświadczenia²⁵ i otrzymanie wyniku pozytywnego nie miałyby znaczenia. Był pewny, że wszystkie kwestie dotyczące sprzężenia poprzez „pin“ i sztywności aparatury są bez znaczenia w fizyce relatywistycznej. Zaznaczył jednak, że zagadnienie „sztywności“ jest niezwykle ważne i wymaga zbadania. Przez chwilę omawiał problem sztywności w fizyce relatywistycznej, podkreślając jego znaczenie, na przykład

²⁴ J. L. Synge and G. H. F. Gardner, *Nature*, **170**, 243 (1952): także *Proc. Roy. Dublin Soc.* **26**, 45 (1952).

^{24'} Pin — sztyft, sworzeń, spinacz itp. Mowa tu o pewnym szczególnie konstrukcyjnym aparatury Millera (przyp. tłum.).

²⁵ W rzeczywistości takie doświadczenie zaproponowane przez Ditchburna ponownie dało rezultat nie stwierdzający istnienia prądu eteru: R. W. Ditchburn and O. S. Heavens, *Nature*, **170**, 705 (1952).

dla zagadnienia skończonej prędkości rozchodzenia się sygnałów itp. Według opinii Einsteina nie istniała żadna mająca znaczenie definicja, czy też teoria sztywności, która odpowiadałaby „rzeczywistości“, gdyż wszystkie badane dotychczas ciała sztywne, albo miały masę zerową, albo też można było rozpatrywać je w nieobecności wszelkich sił zewnętrznych.

Z kolei Einstein nawiązał do mojej dawniejszej wypowiedzi, że „fakt otrzymania przez Millera na Mount Wilson wyniku dodatniego może być wyjaśniony jego metodą analizy“. Był przekonany, że to wyjaśnienie jest bardziej prawdopodobne, niż wyjaśnienie Synge’a. Ponownie powiedział mi, że Lorentz nigdy nie mógł wytłumaczyć rezultatu Millera, lecz sądził, iż nie można nie uwzględnić go. Co prawda Einstein nie był pewien, czy Lorentz naprawdę wierzył w rezultat Millera.

Spytalem Einsteina, czy atakowanie przez Synge’a problemów dotyczących przyspieszenia przy pomocy szczególnej teorii względności jest usprawiedliwione. „Tak“ — odparł — „to jest w porządku, lecz tylko wtedy, gdy nie wchodzi w grę grawitacja. We wszystkich innych przypadkach można stosować szczególną teorię względności. Być może posługiwanie się ogólną teorią względności byłoby lepsze, nie jest to jednak konieczne.“

Chciałem też porozmawiać na temat przemówienia Einsteina wygłoszonego po śmierci Michelsona w Berlinie, w roku 1931, a zwłaszcza na temat wzmianki dotyczącej doświadczenia Michelsona—Morleya i jego związku z ogólną teorią względności. Doznałem jednak zawodu, gdyż Einstein nie pamiętał, co wówczas mówił. Niemniej oczy jego zabłyśły na wspomnienie o Michelsonie — znowu określił go mianem „artysty“. Dowiedziawszy się, że córka Michelsona (Mrs Dorothy Michelson-Stevens) opowiadała mi o jego wizycie w domu jej rodziców w Kalifornii, Einstein uśmiechnął się szeroko i odniosłem wrażenie, że bardzo mile wspominał tę wizytę. O doświadczeniu Michelsona—Gale’a wyrażał się pozytywnie, stwierdził jednak, że początkowo nie rozumiał, o co w nim chodziło.

Ponownie wróciłem do doświadczenia proponowanego przez Synge’a — podkreślając możliwe różnice pomiędzy aparaturami Millera i Joosa²⁶ dotyczące „pinu“ itd. — ale Einstein potrząsnął tylko głową. Nie pamiętał widocznie zupełnie pracy Joosa.

Następnie zapytałem Einsteina o jego poprzednie zainteresowanie pracami de Broglie’a. Powiedział mi, że podczas swych studiów nad zwyrodnieniem gazów opracował teorię fluktuacji statystycznych wychodząc z entropii. Teoria ta zawierała „człon falowy“, co miało bliski związek z koncepcją fal materii de Broglie’a²⁷.

Kontynuując ten temat Einstein mówił, że w dziedzinie teorii kwantów „pozostaje on w opozycji“, gdyż uważa, że funkcje ψ nie reprezentują rzeczywistości. Określił mechanikę kwantową jako świetny „skrót“, który pomysłnie obchodzi wiele trudności. Z bardzo uciążliwą pracą trzeba się jeszcze

²⁶ G. Joos, *Ann. Phys. (Germany)*, **7**, 385 (1930); *Naturwissenschaften*, **38**, 784 (1931).

²⁷ A. Einstein, *Berliner Berichte*, p. 261 (1924); p. 3 (1925).

będzie uporać, aby w końcu uzyskać poprawną teorię. Dalej mówił sporo o opisie zjawisk przy pomocy funkcji ψ , zwłaszcza w odniesieniu do pakietu fal lokalizującego elektron w przedziale dozwolonym przez zasadę niepewności. (Nie określił jej tą właśnie nazwą ani też nie wspomniał o Heisenbergu.) Opisywanie położenia, prędkości, rozszerzanie się funkcji ψ z czasem itd. — wszystko to nie podobało mu się. Podkreślał, że mechanika kwantowa dopuszcza jedynie wyznaczanie położenia cząstki właśnie poprzez akt obserwacji, który zupełnie zmienia to położenie. Otwarcie jednak przyznał, że mechanika kwantowa dostarcza jedynej znanej obecnie metody opisywania stanów kwantowych (stacjonarnych). Na wyczucie Einsteina opis przy pomocy funkcji ψ nie odpowiada rzeczywistości, a zwolennicy teorii kwantowej mają „ograniczone pole widzenia“ (zilustrował to przykładając ręce do oczu). Jako argument przemawiający za tym, że podejście kwantowe jest niekompletne podkreślał fakt, iż nie potrafi ono wytłumaczyć stałości elementarnego ładunku elektrycznego. Dodał jednak, że chociaż teoria kwantowa nie jest pełnym opisem zjawisk, to jednak posługiwanie się nią jest poprawne tak długo, dopóki przynosi to korzyści. Powiedział też, że J. R. Oppenheimer jest przekonany, iż teoria kwantowa w sposób zupełny opisuje rzeczywistość, on jednak „nie dyskutował z nim wiele na ten temat“. Einstein uważał, że ostateczna poprawna teoria powinna być wyprowadzona z ogólnej teorii względności (choć przyznawał, że jego własne próby w tym kierunku były prawdopodobnie nieudane).

Trudności teorii kwantowej zaznaczają się szczególnie wyraźnie w fizyce jądrowej, w której sytuacja była wówczas według opinii Einsteina beznadziejna. Sądził on, że ciągle narastanie liczby faktów i danych doświadczalnych w fizyce jądrowej nie rozjaśnia sytuacji i nie prowadzi do ostatecznej, poprawnej teorii. Stoi to w rażącej sprzeczności z panującym powszechnie poglądem, że fakty doświadczalne ujawnią ostatecznie prawidłowości, które wskażą drogę dojścia do poszukiwanego rozwiązania teoretycznego. Einstein był całkowicie przeciwny temu pogładowi i ponownie podkreślił, że nawet w zagadnieniach atomistyki kwantowe ujęcie jest niewystarczające. Rozmawialiśmy też na temat wielkich maszyn, którymi posługuje się obecnie fizyka jądrowa. Einstein wyrażał obawę, iż stanowią one niebezpieczeństwo dla metody naukowej. Czynią one nas „niewolnikami środków“, co utrudnia powstawanie nowych idei ²⁸.

Spytałem Einsteina, czy widział artykuł Diraca na temat eteru w *Nature* ²⁹. Einstein zaprzeczył i prosił, aby mu o tym artykule opowiedzieć, co uczyniłem. Gdy wspomniałem o związku pomiędzy zasadą niepewności a niemożliwością określenia w przestrzeni wyróżnionego kierunku odniesienia, rzekł: „Nie podoba mi się to.“ Sądził, że gdyby komuś potrzebne były własności zawarte w przestrzeni zanim wprowadzono pojęcie materii, równań pola itd., to potrzebowałby on jakiegoś eteru, ale taka potrzeba nie zachodzi. Objaśniał mi, dlaczego „równania Maxwella nie są rzeczywistością“, ja jednak nie nadszalałem za jego myślami.

²⁸ Należy pamiętać, że rozmowa ta odbyła się dziesięć lat temu!

²⁹ P. A. M. Dirac, *Nature*, 168, 906 (1951).

Potem przypomniał sobie o Synge'u i jego pracy i spytał, czy Synge nie był po trosze filozofem. Raz jeszcze stwierdził, że nie potrzeba więcej doświadczeń i że ewentualne rezultaty Synge'a byłyby „nieistotne“.

Żegnając się z Einsteinem zauważyłem, że wyglądał znacznie starzej. Z jego głębokich oczu wciąż jeszcze nie schodził uśmiech, nie były one już jednak tak przenikliwe, jak dawniej. Ręce jego zdradzały słabość, a gdy spytałem go, czy nadal gra na skrzypcach (utwór Brahmsa leżał na biurku), odparł: „Nie, moje palce już nie pracują sprawnie“. Podziękowałem mu, że zechciał poświęcić mi czas, on zaś machał rękami na znak protestu. Uścisnęliśmy sobie ręce. Uśmiechał się, gdy odchodziłem.

IV. 24 października 1952

Był piękny dzień październikowy, gdy szedłem ulicą Mercer Street w kierunku domu profesora Einsteina pod numerem 112. Przywitała mnie jego sekretarka, która zaprowadziła mnie na górę do pracowni Einsteina, mieszczącej się w tylnej części domu. Był to przyjemny, skromny pokój z białymi półkami na książki ustawionymi po obu stronach. Półki wypełnione były raczej nieuporządkowanymi książkami, reprintami i czasopismami. Z tyłu pokoju wielkie okna wychodziły na dziedziniec, na którym widać było drzewa, pokryte jesiennym listowiem. Od razu zwrócił moją uwagę świetnie wykonany portret Maxwella wiszący na ścianie, jak również portret Faradaya. Gdy wszedłem, profesor Einstein siedział na przyległej werandzie, zaraz jednak wrócił do pokoju i po przyjacielsku przywitał się ze mną. Poprosił mnie, abym usiadł przy jego biurku. Opowiedziałem mu o planach zorganizowania w Case setnej rocznicy urodzin Michelsona, na której to uroczystości miałem mówić o pracach Michelsona, a zwłaszcza o jego doświadczeniach z interferometrem. Einstein uśmiechnął się szeroko, wyrażając prawdziwe zadowolenie z naszych projektów. „Ja zawsze uważałem Michelsona za artystę w dziedzinie nauki“ — rzekł — „Wydawało się, że największą satysfakcją było dla niego samo piękno eksperymentu i wykuintność zastosowanej metody. Nigdy nie traktował nauki jako swego zawodu i faktycznie nie był to jego «zawód». Michelson był zawsze artystą.“

Zapytałem profesora Einsteina, gdzie po raz pierwszy dowiedział się o Michelsonie i jego doświadczeniu. „To nie jest łatwa sprawa“ — odparł — „Nie jestem pewien, kiedy po raz pierwszy usłyszałem o doświadczeniu Michelsona. Nie zdawałem sobie sprawy z bezpośredniego wpływu na mnie jego wyników w ciągu tych siedmiu lat, podczas których praca nad teorią względności wypełniała mi życie. Przypuszczam, że po prostu przyjąłem prawdziwość ich za oczywistą.“ Einstein stwierdził jednakże, iż wiele myślał o rezultacie Michelsona w latach 1905—1909 podczas swych rozważań nad ogólną teorią względności, rozmawiał również o tym z Lorentzem i innymi fizykami. Potem uprzytomnił sobie (tak mi powiedział), że wiedział o wyniku Michelsona.

także przed rokiem 1905, częściowo z czytanych przez siebie prac Lorentza, bardziej zaś dlatego, że po prostu przyjmował ten wynik za prawdziwy.

Opowiedziałem Einsteinowi o tym, jak to w czasach, kiedy ojciec mój był studentem w Western Reserve University, traktowano doświadczenie Michelsona—Morleya jako nieudane, a nad Morleyem w pewnym sensie litowano się. Einstein złapał się za głowę mówiąc: „Nikt nie powinien był czegoś takiego powiedzieć. Istnieje wprawdzie dużo niezbyt ważnych rezultatów negatywnych, lecz doświadczenie Michelsona dało rezultat o naprawdę wielkim znaczeniu, które powinno być dla każdego zrozumiałe“.

Profesor Einstein sądził, że współcześni nam fizycy powinni znacznie więcej zapoznawać się z pracami Lorentza. Teoria elektromagnetyczna Maxwella nie ukazała się, jego zdaniem, w odpowiedniej formie i właściwie odnosiła się tylko do próżni. Stało się to jasne dzięki pracy Lorentza, który wykazał, że pole elektryczne i przesunięcie muszą być zawsze związane poprzez własności środowiska, a zatem musi się założyć albo wykryć te własności, zanim można rozwijać teorię. Wkład Lorentza do tego zagadnienia był, według opinii Einsteina, wielkim dziełem. Wykazanie przez Lorentza, że zasadniczo istnieją dwa rodzaje pola, a nie cztery, jest osiągnięciem o bardzo wielkim znaczeniu historycznym. Jak dowiedziałem się od Einsteina, uważał on, że historia rozwoju idei w nauce jest zaniedbana. Jego nie interesowały w historii dane — kiedy i kto czegoś dokonał itd. — natomiast ciekawe było dla niego śledzenie ewolucji idei. „Wydaje się, że większość dzisiejszych naukowców nie zdaje sobie sprawy z tego, iż obecna sytuacja nauki może nie mieć trwałego charakteru“. Zapytałem, czy nie jest prawdopodobne, że najbliższe wielkie postępy w dziedzinie fizyki nastąpią w dalszej przyszłości, niżby sobie tego życzyła większość „planistów“. Einstein roześmiał się i rzekł: „Tak, tak, wszyscy oni usiłują uzyskać rezultaty zbyt tanim kosztem“.

Potem Einstein ponownie wyrażał swoje uznanie dla pięknego „doświadczenia Michelsona dotyczącego obrotu Ziemi“ (doświadczenie Michelsona—Gale’a). To doświadczenie uważał za jedno z najpiękniejszych w fizyce, było ono według niego po doświadczeniu Michelsona—Morleya największym osiągnięciem Michelsona. „Michelson nie mógł zatrzymać ani odwrócić obrotu Ziemi“ — powiedział — „więc osiągnął ten sam rezultat przez zastosowanie dużej i małej drogi. (Gestykulacja). Naprawdę nie jest to takie oczywiste, że można było uzyskać w ten sposób taki sam rezultat, jak przez zatrzymanie Ziemi.“ (Tu uśmiechnął się z zadowoleniem.)

Einstein wymienił również doświadczenie związane z przyływami ³⁰, które także bardzo mu się podobało. „To doświadczenie nie leżało w zakresie jego (Michelsona) badań, ale nasunęła mu się optyczna zasada pomiaru i pomiar został uwieńczony powodzeniem.“

Spytałem Einsteina, czy nie wie, jak wyjaśnić fakt, że Michelson najpierw powtórzył w Case doświadczenie Fizeau z wodą w ruchu, zanim

³⁰ A. A. Michelson and H. G. Gale, J. Geol., 27, 595 (1919).

przeprowadził powtórnie swoje własne doświadczenie poczdamskie. Einstein odparł, iż ta kolejność wydaje mu się całkiem naturalna i dowodzi po prostu tego, „że w umyśle Michelsona tkwił całokształt problemu i, że Michelson myślał głęboko o wszystkich aspektach tego problemu. Doświadczenie Fizeau i jego wynik były tak fundamentalne, że powtórzenie ich w ulepszony sposób było w każdym razie bardzo pożądane.“ Na pytanie, czy była kiedyś jakaś poważniejsza wątpliwość dotycząca wyniku Fizeau, Einstein rzekł: „Każde doświadczenie powinno być powtarzane i ulepszone, jeśli tylko to jest możliwe“. I kilkakrotnie powtarzał: „Ja naprawdę lubię Michelsona“.

Opowiedziałem, że Michelson w swych wykładach optyki w Case nie wspominał studentom o rezultatach swojego doświadczenia poczdamskiego, ani nawet nie opisywał swojego interferometru. Einstein uważał za oczywiste, że wykładowca powinien mówić studentom tylko o faktach całkowicie ustalonych. Dodał też, że gdyby on wykładał fizykę teoretyczną, nie powoływałby się na swoje bardziej spekulatywne prace i zachowałby je dla słuchaczy będących lepszymi „znawcami“, którzy zdawaliby sobie sprawę z tego, że wiele punktów jest jeszcze nie ustalonych ostatecznie.

Prosiłem profesora Einsteina, aby mi opowiedział o swych trzech sławnych publikacjach z roku 1905³¹ i zapytałem, jak to się stało, że ukazały się one równocześnie. Mówił, że praca dotycząca szczególnej teorii względności „wypełniała jego życie przeszło siedem lat i to była jego główna praca“. Szybko jednak dodał, że rozprawa na temat zjawiska fotoelektrycznego (przez chwilę nie mógł sobie przypomnieć angielskiej nazwy) również była wynikiem pięcioletnich rozmyślań i prób bardziej konkretnego objaśnienia kwantów Plancka. Co do pracy na temat ruchów Browna, to orzekł stanowczo, że kosztowała go najmniej trudu. „Wpadłem na prosty sposób wytłumaczenia tego zjawiska i posłałem to“³².

Wspomniałem o tym, że części aparatury Michelsona—Morleya poginęły i że nie wiadomo nawet z całą pewnością, w którym miejscu było przeprowadzone doświadczenie. Na to Einstein uśmiechnął się, wzruszył ramionami i oświadczył, że fizycy nie zajmują się zbieraniem i przechowywaniem na wzór kolekcjonerów starych książek, lecz przypisują trwałą wartość ideom.

Einstein opowiadał mi, że teoria relatywistyczna nie podobała się Michelsonowi. Wiedział o tym od samego Michelsona i od innych ludzi. Roześmiał się dodając: „Wie pan, że byliśmy z Michelsonem wielkimi przyjaciółmi“. Michelson powiedział kiedyś do Einsteina, że żałuje, iż jego własna praca dała początek takiemu „dziwolągowi“. Einstein wyjaśniał mi, że tego rodzaju postawa była zupełnie naturalna u Michelsona, była ona po prostu związana z tym, że Michelson cenił bezpośrednie fakty doświadczalne, w związku z czym nie lubił abstrakcji. Zauważyłem, że podobna była w pewnym sensie

³¹ A. Einstein, Ann. Phys. (Germany), 17, 132, 549, 891 (1905).

³² Oczywiście Einstein wiele pracował nad zagadnieniem ruchów Browna. Zbiór jego artykułów na ten temat został wydany przez R. Fürtha (Methuen and Company, Ltd. London 1926).

postawa Goethego w stosunku do teorii barw, na co Einstein odparł: „Oh, postawa Michelsona nie była aż tak skrajna, inaczej nie byłby przecież fizykiem“. Dorzucił też, że dla Goethego każda obserwacja Natury stanowiła głębokie i bezpośrednie, osobiste doświadczenie psychologiczne, i że Goethe nie zgodziłby się na żadną interwencję abstrakcji naukowych. Goethe dał w dużym stopniu bardzo dobry opis barwy i do chwili, w której po prostu atakuje na oślep Newtona, położył rzeczywiście zasługi w dziedzinie barw, zwłaszcza jeśli chodzi o sztukę³³.

Podczas krótkiej rozmowy na temat teorii kwantów Einstein rzekł: „W tej sprawie jestem, jak pan wie, heretykiem (roześmiał się), wierzę jednak, że pewnego dnia moje poglądy zostaną uznane za prawdziwe. Bóg nie wynalazł teorii prawdopodobieństwa.“ Z uznaniem wyrażał się o pracach Bohma ale był pewien, iż są one błędne. „On zbyt tanio otrzymał swoje rezultaty“. Dowiedziałem się, że Bohm nie został ponownie mianowany, gdyż odmówił zeznań przeciwko drugim ludziom. Einstein mówił z goryczą o „brudnej robocie“ krewnego Rosenbergów, który uratował swoje życie ich kosztem. Rozgłos, jaki mu przypadł w udziale, uważał Einstein za niezasłużony. Skoro go już jednak ma, to może się nim posługiwać tylko w dobrym celu; nie inaczej. W czasie rozmowy patrzył przeważnie na mnie, czasem jednak oczy jego błędziły daleko po jesiennych liściach. Kiedy myślał, jego duże brwi i czoło podnosiły się. Oczy jego rozjaśniały się, gdy rozpoczynał mi coś opowiadać.

Podziękowałem Einsteinowi, gdyż był już czas na mnie. Zawsze pamiętam go, siedzącego z kolanami przykrytymi kocem, z jego niezwykłym, głębokim uśmiechem na twarzy. Zachowuję w pamięci jego dziecinny sposób śmiania się, szczerą życzliwość jego serca i umysłu.

Odprowadził mnie do drzwi pracowni. Uśmiechnął się ściskając mi dłoń i podziękował za odwiedzinę. Panna Dukas stała w korytarzu, gdy wychodziłem. Miałem nadzieję, iż nie zmęczyłem go zanadto.

V. 11 grudnia 1954

Przybyłem do Princeton o godzinie 10⁴⁵ pociągiem z Nowego Yorku i zatelefonowałem z Princeton Inn do sekretarki Einsteina. Zostałem poinformowany, że profesor Einstein chce się ze mną widzieć, ale w tej chwili jest u niego lekarz i dlatego proszony jestem przyjść za pół godziny. O 11³⁰ byłem na Mercer Street 112. Zostawiłem na dole płaszcz i teczkę, a panna Dukas zaprowadziła mnie na górę do tylnej części domu, do pracowni profesora Einsteina. Einstein wstał ze swego fotela i przywitał się ze mną niezwykle przyjaźnie. Rozpoczął rozmowę od oświadczenia, że uważa nasz artykuł³⁴

³³ J. W. von Goethe, *Nachträge zur Farbenlehre* (1810).

³⁴ Chodzi tu o ostateczną redakcję artykułu opublikowanego później przez autorów: R. S. Shankland, S. W. McCuskey, F. C. Leone i G. Kuerti, *Rev. mod. Phys.*, (USA), 27, 167 (1955).

za doskonały, a argumenty zawarte w nim za przekonywujące. Następnie „opowiedział mi pewną historyjkę“. Mianowicie przed kilku laty, kiedy na zebraniu w Institute for Advanced Study były dyskutowane rezultaty Millera, Einstein w ten sposób skomentował je: „Bóg jest dla nas surowy, ale nie złośliwy!“³⁵ W tym z pewnością jest wyjaśnienie rezultatów Millera.“ (Wybuch śmiechu profesora Einsteina.) Ponownie Einstein powiedział mi, iż jest pewien, że znaleźliśmy wyjaśnienie i że wszystkich ono zadowoliło. Wspomniałem mu o cennej sugestii profesora Dysona, którą wykorzystaliśmy, aby poprawić nasze korelacje dotyczące warunków temperaturowych. Einstein prosił, aby przytoczyć mu sugestię Dysona, przedyskutowałem więc $\overline{\Delta T} = \Delta v |T - T_i|$, ($i = 1, 2, 3, 4$). Uważał tę sugestię za słuszną i pytał, jakie dała ona wyniki? Gdy odparłem, że z wyjątkiem jednego przypadku, dość dobre, rzekł: „Musieliście się tego spodziewać!“ Odpowiedziałem mu, że profesor Miller udostępnił mi swoje dane i ku mojemu zadowoleniu mogliśmy, wypełniając jego życzenia, bliżej zapoznać się z nimi. Einstein jeszcze raz zapewnił mnie, że według niego wreszcie rozwiązaliśmy problem. Uważał, że posługiwanie się tak wielką aparaturą było błędem. „Kłopoty bardzo wzrastają, a zysk jest niewielki“ — rzekł. Zapytywał mnie, dlaczego nikt nie umieścił próżni na drodze wiązek świetlnych, aby w ten sposób uniknąć efektów temperaturowych? Odparłem mu, że nie wiem, ale że Joos [26] zaszedł dość daleko, a rezultat Kennedy’ego³⁶, który posługiwał się helem, był prawie taki sam.

Kiedy zacząłem tłumaczyć, dlaczego postanowiłem koniecznie wybrać się na Mount Wilson, Einstein dobitnie przytaknął mi. „Nie mógłby pan w należyty sposób rozumieć tej pracy, gdyby pan nie uczynił tego“. Jednakże dodał, że przypuszczenie, jakoby w górach „wiatr eteru“ mógł być silniejszy, zawsze było nie do pogodzenia z faktami związanymi z aberracją astronomiczną.

Następnie pogawędziliśmy nieco o Michelsonie, przy czym Einstein jeszcze raz oświadczył, iż uważa go za „cudownego człowieka“. „Oczywiście“ — dorzucił — „Michelson mówił nie jeden raz, że nie podobają mu się teorie, które są następstwem jego pracy!“ (Wybuch śmiechu profesora Einsteina).

Spoglądaliśmy przez okno na grudniowy krajobraz z obnażonymi drzewami. Pomyślałem, że jestem tu już dość długo. Prosiłem Einsteina, aby nie wstawał, kiedy będę się żegnał, ale on wstał oczywiście. Zatrzymałem się, chcąc obejrzeć portrety Faradaya i Maxwella, wiszące na ścianach pracowni. Einstein wyrażał się o obu z dużym uznaniem; szczególnie lubił portret Faradaya. Powiedziałem mu, iż mam jego ostatnio wydaną książkę i z przyjemnością ją czytam a zwłaszcza podoba mi się hołd złożony w niej Lorentzowi z okazji stulecia jego urodzin³⁷. Einstein spoważniał i rzekł: „Ludzie nie zdają sobie sprawy z tego, jak wielki wpływ na rozwój fizyki wywarł Lorentz. Nie możemy sobie

³⁵ Nad kominkiem w Fine Hall w Princeton umieszczone są prawie te same słowa Einsteina: *Raffiniert ist der Herr Gott, aber boshaft ist er nicht.*

³⁶ R. J. Kennedy, Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 12, 621 (1926); Astrophys. J., 68, 367 (1928).

³⁷ A. Einstein, *Ideas and Opinions* (Crown Publishing Company, New York, 1954), pp. 70—76. Także: G. L. de Haas-Lorentz, H. A. Lorentz (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1957), pp. 5—9.

wyobrazić, w jaki sposób sprawy potoczyłyby się bez ogromnego wkładu Lorentza.“

Podaliśmy sobie ręce i zacząłem iść korytarzem, Einstein zaś podążył za mną opowiadając mi (dopiero teraz!), że nie czuje się zbyt dobrze, gdyż ma „silną anemię“. Przy schodach jeszcze raz pożegnaliśmy się, on uśmiechnął się, przyjmując swój głęboki i skromny wyraz twarzy, tak jak wówczas, gdy po raz pierwszy mnie witał. Uścisnął mocno moją dłoń, a potem pozdrawiając mnie podniesioną ręką rzekł: „Do widzenia!“

Podziękowanie

Jestem bardzo zobowiązany moim kolegom, Profesorom Sidneyowi W. McCuskeyowi, Leslie L. Foldy'emu i Martinowi J. Kleinowi za udzielone mi rady podczas przygotowywania niniejszego artykułu.

Tłumaczył Jan Babecki

W. A. Fock

Akademia Nauk ZSRR

O roli zasady względności i zasady równoważności w teorii grawitacji Einsteina *

Tematem niniejszego odczytu jest analiza zasad, na których zbudowana jest teoria grawitacji Einsteina, innymi słowami, analiza logicznej struktury tej teorii. Teoria względności i teoria grawitacji są obecnie teoriami klasycznymi, ale z nimi, w szczególności z teorią grawitacji Einsteina, do tej pory wiążą się czasami nieprawidłowe wyobrażenia, które są źródłem nieprawidłowej terminologii. Z kolei przyjęta nieprawidłowa terminologia sprzyja zachowaniu nieprawidłowych wyobrażeń. Dlatego zagadnienia terminologii nie są czysto formalne i należy zwracać na nie pewną uwagę.

Z tego punktu widzenia należy przede wszystkim rozpatrzyć terminy „ogólna względność“ i „ogólna teoria względności“; ostatni służy zazwyczaj do oznaczenia teorii grawitacji Einsteina. Terminy te zostały wprowadzone przez samego Einsteina i odzwierciedlają jego poglądy na stworzoną przez niego teorię. Sformułujemy krótko te poglądy.

Einstein rozpatrywał swoją teorię grawitacji jako wyrażenie pewnej „ogólnej zasady względności“, która była jakoby uogólnieniem zasady względności Galileusza, słusznej dla prostoliniowego i jednostajnego ruchu na dowolne przyspieszone ruchy. Możliwość takiego uogólnienia Einstein motywował istnieniem równoważności pomiędzy przyspieszeniem i grawitacją. Tę równoważność (która w samej rzeczy jest ściśle lokalną), Einstein podniósł do roli pewnej ogólnej „zasady równoważności“ i zapominając o jej lokalnym charakterze widział w niej uzasadnienie swojej „ogólnej zasady względności“. Te dwie zasady Einstein rozpatrywał jako fizyczną podstawę teorii grawitacji.

Historycznie rzecz biorąc poglądy te odegrały pozytywną rolę, ponieważ doprowadziły one do znanych równań grawitacji, które przedstawiają istotę teorii Einsteina. Ponieważ naukowe odkrycia, w szczególności wielkie odkrycia, nie zawsze dokonuje się logiczną drogą, a częściej drogą intuicji, uzasadnione jest pytanie, czy te poglądy Einsteina są słuszne. Przede wszystkim, czy istnieje w ogóle „ogólna zasada względności“? Czy słuszny jest punkt widzenia, zgodnie z którym zasada względności i zasada równoważności leżą u podstaw teorii grawitacji Einsteina? Jakie jest ściśle sformułowanie tych zasad, jaka

* Tłumaczenia dokonano za zgodą Autora z *Woprosow Filosofii*, Nr 12, 1961.

ich istotna rola w teorii? W końcu, czy można wskazać inne zasady bardziej ściśle charakteryzujące treść teorii grawitacji? Na te pytania spróbujemy dać odpowiedź w niniejszym odczycie.

1. Sformułowanie zasady względności

Zasada względności Galileusza, uściślona przy pomocy pierwszego prawa Newtona i rozszerzona na wszystkie zjawiska fizyczne, stwierdza istnienie odpowiednich procesów fizycznych w różnych inercjalnych układach odniesienia. Ponieważ różne inercjalne układy odniesienia poruszają się względem siebie prostoliniowo i jednostajnie, to chodzi tu o względność związaną z ruchem prostoliniowym i jednostajnym. Stwierdzenie istnienia odpowiednich procesów należy rozumieć w tym sensie, że każdemu fizycznemu procesowi w jednym układzie odniesienia można przyporządkować odpowiedni proces w innym układzie.

Wyjaśnimy, co rozumiemy przez odpowiednie procesy. Niech będą dane dwa jednakowe fizyczne układy z zachodzącymi w nich dwoma jednakowymi procesami fizycznymi, z których każdy rozpatrywany jest w swoim układzie odniesienia związanym z układem fizycznym. Będziemy nazywali procesy odpowiednimi, jeżeli pierwszy z nich w swoim układzie odniesienia przebiega tak samo, jak drugi — w swoim. Ściślej można powiedzieć, że pierwszy proces w pierwszym układzie odniesienia jest opisywany przez takie same funkcje, przez jakie jest opisany drugi proces w drugim układzie.

Sformułowaliśmy zasadę względności jako stwierdzenie o istnieniu odpowiednich procesów w różnych układach odniesienia. Można byłoby trochę zmienić to sformułowanie wprowadzając pojęcie równouprawnienia tych układów odniesienia, w których istnieją odpowiednie procesy. Wtedy sformułowanie zasady względności prowadziłoby do twierdzenia o równouprawnieniu wszystkich inercjalnych układów odniesienia. Sformułowanie takie jest także dopuszczalne, jeżeli pamięta się, że chodzi o fizyczne równouprawnienie (w sensie istnienia odpowiednich procesów), a nie o formalne matematyczne równouprawnienie (w sensie możliwości pisania równań za pomocą tych lub innych współrzędnych). Pojęcie względności ruchu samo przez się nie może doprowadzić do żadnej fizycznej teorii, jeśli nie konkretyzuje się go i nie wprowadza związku z innymi pojęciami fizycznymi. W pełnej mierze konieczną konkretyzację posiada sformułowana wyżej zasada względności Galileusza. Oprócz pojęcia względności ruchu korzysta się w niej z szeregu innych pojęć fizycznych. Przede wszystkim wprowadza się geometryczne, lub ściślej, chronometryczne pojęcie prostoliniowości i jednostajności ruchu; odpowiednie procesy istnieją nie w dowolnych układach odniesienia, a tylko w takich, których względny ruch jest prostoliniowy i jednostajny. Ale i to uściślenie jest niewystarczające: odpowiednie procesy istnieją nie w dowolnej parze takich układów, lecz tylko w układach inercjalnych. Tylko inercjalne układy odniesienia są równouprawnione.

Jeżeli mamy np. obracający się układ odniesienia i inny, poruszający się względem niego prostoliniowo i jednostajnie, to w tych układach prawa fizyki będą miały niejednakową postać i nie dla każdego procesu w jednym układzie odniesienia istnieje odpowiedni proces w drugim układzie.

2. Inercjalne układy odniesienia

Pojęcie inercjalnego układu odniesienia odgrywa podstawową rolę w sformułowaniu zasady względności. Zajmiemy się nim bardziej szczegółowo.

Określenie inercjalnego układu odniesienia jako układu, w którym swobodne ciało porusza się prostoliniowo i jednostajnie, zawarte jest w pierwszym prawie Newtona. Newton rozumiał, że po to, aby jednoznacznie sformułować prawa ruchu, trzeba najpierw podać określenie tych układów odniesienia, w których prawa te są słuszne, tj. układów inercjalnych. Pierwsze prawo Newtona (prawo ruchu w nieobecności sił) należy rozpatrywać jako takie określenie.

W związku z tym zaznaczyć należy, że w literaturze przyjmuje się czasami punkt widzenia, jakoby nie istniała konieczność formułowania pierwszego prawa Newtona niezależnie, ponieważ jest ono wnioskiem z drugiego prawa (prawo ruchu pod działaniem danej siły). Ten punkt widzenia należy uważać za niesłuszny: dopóki nie jest wskazana klasa układów odniesienia, w której słuszne jest to lub inne prawo fizyczne, to prawo to nie ma konkretnego znaczenia, z czego dobrze sobie zdawał sprawę Newton, formułując pierwsze prawo przed drugim prawem ruchu.

Pierwsze prawo Newtona jest określeniem inercjalnych układów odniesienia z punktu widzenia mechaniki i związana z nim zasada względności Galileusza jest przede wszystkim zasadą mechaniki. W 1905 roku Einstein rozszerzył zasadę względności na zjawiska elektromagnetyczne, w szczególności na prawo rozchodzenia się czoła fali. Prędkość światła, z jaką rozchodzi się czoło fali, została przyjęta za stałą absolutną niezależną od układu odniesienia. Wymagało to uściślenia pojęcia inercjalnego układu odniesienia: do warunku, aby prostoliniowy i jednostajny ruch względem jednego układu odniesienia przechodził w taki sam ruch w drugim układzie odniesienia został dodany warunek, aby ruch z prędkością równą prędkości światła w pierwszym układzie przechodził w ruch z prędkością równą prędkości światła w drugim układzie. Odpowiadające tym dwóm warunkom przekształcenia współrzędnych i czasu określone są jednoznacznie i noszą nazwę przekształceń Lorentza; dają one przejście od jednego inercjalnego układu odniesienia (rozumianego w uściślonym sensie) do drugiego. Zasadę względności dla układów współrzędnych związanych przekształceniami Lorentza można nazwać zasadą względności Galileusza—Lorentza.

W przekształceniach Lorentza przekształcają się nie tylko przestrzenne współrzędne, ale i czas. Pociąga to za sobą jeden wniosek, który przyjmuje się (dokładniej, przyjmowało się) z największym oporem. Mamy na myśli odsta-

pienie od wyobrażenia o absolutnym charakterze czasu. Okazało się, że tylko połączenie przestrzeni i czasu posiada charakter absolutny, rozdzielanie tego połączenia na przestrzeń i czas jest względne, ponieważ zależy ono od układu odniesienia. (Zauważmy przy tym, że mówiąc o względności rozdzielania na przestrzeń i czas i o względności ruchu, stosujemy pojęcie względności do różnych rzeczy). Obecnie, kiedy minęło więcej niż pół wieku od czasu powstania teorii względności i nauczyliśmy się operować fizycznymi procesami, których bez teorii względności nie można sobie ani wyobrazić, ani opisać, wyrzeczenie się wyobrażenia o absolutnym charakterze czasu przestało wydawać się paradoksalne. Na odwrót — raczej paradoksalne byłoby wyobrażenie o absolutnym charakterze rozdziału na przestrzeń i czas.

3. O metryce przestrzeni i czasu

Uważa się zazwyczaj, że z zasady względności (słusznej dla prostoliniowego i jednostajnego ruchu inercjalnych układów odniesienia) i z postulatu o granicznym charakterze prędkości światła wynika już cała tzw. „szczególna“ teoria względności, zawierająca einsteinowskie wyrażenie dla kwadratu czterowymiarowego interwału

$$ds^2 = c^2 dt^2 - (dx^2 + dy^2 + dz^2). \quad (1)$$

Tak uważał i sam Einstein, kiedy tworzył swoją „szczególną“ teorię względności (1905 rok). Zobaczmy, czy tak jest w istocie.

Z wskazanych dwóch przesłanek wynikają rzeczywiście wzory przekształcenia Lorentza, wiążące dwa inercjalne układy odniesienia. Ale bez pewnego dodatkowego założenia z przesłanek tych nie wynika jeszcze wyrażenie (1) dla kwadratu interwału. Dodatkowe konieczne założenie zawarte jest w niezależności metryki od zachodzących w przestrzeni i czasie procesów fizycznych („sztywność“ metryki). Takie założenie można było uważać za zrozumiałe samo przez się w 1905 roku, kiedy Einstein formułował swoją „szczególną“ teorię względności; w tym czasie nikt nie przypuszczał, że może być inaczej. Ale właśnie teoria grawitacji Einsteina, stworzona przez niego w 1916 roku, odrzuca założenie o sztywności metryki. Dlatego, jeżeli założenie to wprowadza się, należy sformułować je niezależnie.

Jeżeli wyrzec się założenia o sztywności metryki, to możliwe są i inne, bardziej ogólne niż (1) formy metryki, które odpowiadają niejednorodnej przestrzeni. Napiszmy przyjęte w teorii grawitacji Einsteina najbardziej ogólne wyrażenie dla kwadratu interwału

$$ds^2 = \sum_{i,k=0}^3 g_{ik} dx^i dx^k. \quad (2)$$

Tutaj x^0 jest zmienną mającą charakter czasu x^1, x^2, x^3 — współrzędne przestrzenne. Wielkości $g_{ik}(x^0, x^1, x^2, x^3)$ charakteryzują metrykę (tj. obiektywne własności przestrzeni i czasu); zależą one także od wyboru współrzędnych. Wielkości te, nazywane tensorem metrycznym, spełniają równania grawitacji

Einsteina i oprócz tego można zażądać, aby spełniały one dodatkowe równanie określające do pewnego stopnia układ współrzędnych.

Przy rozpatrywaniu układu mas, podobnego do układu słonecznego, w dużej odległości od mas przestrzeni można uważać za euklidesową, a sam układ ciał — za izolowany (w sensie nie istnienia oddziaływań z zewnątrz). Przy takich fizycznych warunkach można zażądać, aby metryczny tensor spełniał dodatkowe równania i warunki graniczne, które określają układ współrzędnych jednoznacznie z dokładnością do przekształceń Lorentza, tj. z tą dokładnością, z jaką określone są kartezjańskie współrzędne i czas w tzw. „szczególnej“ teorii względności. W tej klasie układów współrzędnych będzie słuszna zasada względności i będzie spełniony postulat o granicznym charakterze prędkości światła, przy czym czasoprzestrzeń będzie niejednorodna, a metryka jej będzie różna od (1). Rozumie się samo przez się, że w tym przypadku do pojęcia odpowiednich procesów (które wchodzi w sformułowanie zasady względności) włączony jest także odpowiedni rozkład i ruch mas ciężkich.

Przykład ten bardzo poglądowo wskazuje na konieczność postulatu o sztywności metryki dla wyprowadzenia wzorów „szczególnej“ teorii względności. Wbrew ogólnie przyjętemu dotąd mniemaniu, przyjmowane zazwyczaj założenia dotyczące względności ruchu i prędkości światła są niewystarczające dla zbudowania tej teorii.

Sam problem, czy metryka jest sztywna, mógł powstać tylko w wyniku prac Einsteina w dziedzinie teorii grawitacji. Należy podkreślić dużą wagę postawienia tego problemu. Przejście od — wydawałoby się — oczywistego założenia, że metryka przestrzeni i czasu jest zadana, „sztywna“, do idei, że sama metryka może zależeć od zachodzących w przyrodzie fizycznych procesów, przedstawia śmiały i ważny krok. Krok ten zrobiony został przez Einsteina w okresie od 1908 do 1916 roku. Wszyscy poprzednicy Einsteina — Łobaczewski, Bolyai, Gauss, Riemann — chociaż i dopuszczali możliwość istnienia nieeuklidesowej przestrzeni, nie dopuszczali myśli, że metryka przestrzeni może zależeć od zachodzących w niej procesów. Taka idea była im obca. Wysłunięcie tej idei jest bardzo dużą zasługą Einsteina i było ważnym etapem w tworzeniu teorii grawitacji, noszącej jego imię.

4. Czy istnieje ogólna zasada względności

Jeżeli rozumować tak, jak to przez pewien czas było w zwyczaju, to ogólna zasada względności powinna przedstawiać uogólnienie galileuszowskiej zasady względności na dowolne przyspieszone ruchy układu odniesienia. Przy pomocy ogólnej zasady względności Einstein uzasadnia żądanie ogólnej kowariantności równań, a ogólną kowariantność uważa on z kolei za podstawową charakterystykę stworzonej przez siebie teorii grawitacji, która dlatego została nazwana „ogólną teorią względności“.

Takie rozważanie jest jednakże bezpodstawne. Przede wszystkim wyjściowe pojęcie przyspieszonego układu odniesienia (laboratorium) jest trudno jedno-

znacznie fizycznie określić: model ciała sztywnego nie może tu być zastosowany, ponieważ przy przyśpieszeniu wszystkie ciała podlegają deformacji zależnej od ich własności sprężystych; jeżeli jednak próbuje się to uwzględnić, to staje się jasne, że ogólne pojęcie przyśpieszonego laboratorium (w przeciwieństwie do pojęcia prostoliniowo i jednostajnie poruszającego się) nie może być wprowadzone.

Jeżeli nawet pominąć te trudności, identyfikując układ odniesienia z układem współrzędnych, to nieuchronnie powstają inne, już nie do pokonania, trudności związane ze sformułowaniem zasady względności. Przypominamy, że sformułowanie to zawiera w sobie twierdzenie o istnieniu odpowiednich fizycznych procesów w różnych układach odniesienia (odnosi się to zarówno do „szczególnej“ jak i „ogólnej“ zasady względności — jeżeli ta ostatnia ma sens). Ale prawa przyrody nie muszą być opisywane przy pomocy równań różniczkowych (do których odnosi się pojęcie kowariantności), a nawet jeżeli fizyczne procesy są opisywane przez różniczkowe równania pola, to są także opisywane przez warunki początkowe, graniczne i inne. Po to, aby dwa procesy były „odpowiednie“ w przyjętym przez nas sensie, konieczna jest nie tylko jednakowa forma równań pola, ale i jednakowe warunki dodatkowe. Jednakowa forma równań pola zabezpieczona jest ich kowariantnością, która może być osiągnięta przez włączenie metrycznego tensora do zespołu funkcji pola. Warunki początkowe i graniczne nie są kowariantne i jednakowa ich forma w różnych układach odniesienia odpowiada różnej fizycznej treści. Oznacza to, że realizowanie w dwóch układach odniesienia dwóch procesów z „jednakowymi“ (ze względu na kształt) warunkami dodatkowymi w ogólnym przypadku jest niemożliwe. Dlatego niemożliwa jest i „ogólna zasada względności“.

Z drugiej strony dla sformułowania teorii grawitacji Einsteina ogólna zasada względności nie jest potrzebna. Z wszystkich logicznych wniosków tej zasady faktycznie wykorzystuje się tylko kowariantność różniczkowych równań pola. Kowariantność ta może być ustanowiona sama przez się. Nie przedstawia ona w ogóle zasady fizycznej, a wyraża tylko ogólne logiczne żądanie, aby sformułowanie praw przyrody w jednym układzie współrzędnych nie przeczyło sformułowaniu tych praw w drugim układzie współrzędnych. Żądanie to jest szczególnie istotne w tych przypadkach, kiedy układ współrzędnych nie może być zadany z góry. Żądanie to jest zupełnie oczywiste i oznacza tylko, że teoria nie powinna zawierać wewnętrznych sprzeczności. Na to, że kowariantność równań nie przedstawia zasady fizycznej, zwrócono uwagę Einsteinowi jeszcze w 1918 roku, ale nie zgodził się on całkowicie z tymi zastrzeżeniami.

5. Zagadnienia terminologiczne

Stopień kowariantności równań powinien odpowiadać stopniowi ogólności stosowanych układów współrzędnych. Żądanie to nie zależy od fizycznej treści teorii. Zwykłą teorię względności można napisać w ogólnokowariantnej formie.

I na odwrót, teorię grawitacji Einsteina można formułować (dla izolowanego układu mas) w harmonicznym współrzędnych dopuszczających grupę przekształceń Lorentza. Wynika stąd, że fizycznego pojęcia względności nie można identyfikować z kowariantnością równań różniczkowych stosowanych w danej teorii. Nie można stosować terminu „ogólna względność“ do każdej teorii, w skład której wchodzi ogólnie kowariantne równania pola: taka terminologia przeczyłaby definicji pojęcia „zasada względności“. Z drugiej strony nadzwyczaj niewygodnie jest stosować termin „ogólna względność“ w sensie teorii grawitacji; jeżeli tak się robi, to należy przyznać, że w „ogólnej teorii względności“ nie ma, ogólnie mówiąc, żadnej względności. Takie słowne sprzeczności wynikają stąd, że jedno i to samo słowo używa się w dwóch przeciwstawnych znaczeniach. Odnosi się to do terminu „szczególna względność“ stosowanego w sensie teorii dopuszczającej grupę przekształceń Lorentza i w sensie teorii operującej pseudo-euklidesową przestrzenią.

Prawidłowe użycie słowa „względność“ powinno być związane z fizyczną zasadą względności słusznej dla określonej klasy układów odniesienia (układów współrzędnych). Tylko w tym przypadku można wiązać „względność“ z „kowariantnością“, a mianowicie z kowariantnością względem przekształceń układów współrzędnych danej klasy.

Fizyczna zasada względności uwarunkowana jest w samej rzeczy jednorodnością przestrzeni: jednorodnością całej przestrzeni albo jednorodnością w nieskończenie dużych odległościach od mas, lub też w końcu jednorodnością lokalną. Teoria grawitacji Einsteina operuje geometrią Riemanna, w której przestrzeń jako całość nie jest jednorodna, jak w zwykłej teorii względności. Dlatego w teorii grawitacji fizyczna zasada względności jest ograniczona (albo nie ma zupełnie miejsca), a nie jest uogólniona. Fakt ten jest rażąco sprzeczny z powszechnie przyjętą interpretacją teorii grawitacji Einsteina, jako „ogólnej teorii względności“ i wskazuje jasno na niecelowość takiej nazwy teorii.

6. Zasada równoważności a równość masy bezwładnej i masy ciężkiej

Zgodnie z równaniami ruchu Newtona przejście do jednostajnie przyspieszonego układu odniesienia równoważne jest wprowadzeniu pewnego stałego pola grawitacji. Fakt ten posłużył Einsteinowi za punkt wyjścia do rozważań prowadzących go do teorii grawitacji. Pierwszym etapem w tych rozważaniach było sformułowanie „zasady równoważności“. Rozpatrzmy dokładniej zagadnienie zasady równoważności. Lokalna równoważność między przyspieszeniem i grawitacją niewątpliwie istnieje. Wyraża się ona w tym, że w ograniczonym obszarze przestrzeni pole grawitacji może być skompensowane polem przyspieszenia (stan nieważkości). Ale stąd jeszcze nie wynika zupełna równoważność, to jest nierozróżnialność pola przyspieszenia i grawitacji w całej przestrzeni. Jeśliby taka zupełna równoważność istniała, to można

by wytworzyć dowolne pole grawitacji w każdym obszarze środkami kinematycznymi; można byłoby zbudować czysto kinematyczną teorię grawitacji. Tymczasem dowolnych pól nie można stworzyć i teoria grawitacji Einsteina nie jest teorią kinematyczną. W ten sposób z faktu lokalnej równoważności między przyspieszeniem i grawitacją (tj. równoważności w nieskończenie małych obszarach) bynajmniej nie wynika istnienie zupełnej równoważności (tj. równoważności w dowolnych obszarach przestrzeni). Dlatego i „zasada równoważności“ słuszna jest tylko w ograniczonej lokalnej interpretacji, a nie jest zasadą ogólną. Porównanie zasady równoważności z całą teorią grawitacji Einsteina pokazuje, że zasada ta podlega jeszcze innym ograniczeniom: słuszna jest ona tylko dla słabych i jednorodnych pól i dla powolnych ruchów, a nie jest słuszna dla takich zjawisk jak odchylenie promienia świetlnego przechodzącego obok masy ciężkiej. W ten sposób, z punktu widzenia całej teorii Einsteina, zasada równoważności posiada charakter przybliżony i nie jest zasadą ogólną.

Przy uzasadnianiu teorii grawitacji Einsteina można wyjść — zamiast z zasady równoważności — z faktu równości masy bezwładnej i masy ciężkiej. Fakt ten był w istocie znany już Galileuszowi, który stwierdził, że wszystkie ciała niezależnie od ich masy spadają, przy braku oporu, z jednakową prędkością. Obecnie prawo równości masy bezwładnej i masy ciężkiej stwierdzone jest z bardzo dużą dokładnością. Prawo to, w odróżnieniu od zasady równoważności, nie posiada charakteru lokalnego. Słuszne jest ono z taką dokładnością, z jaką możliwe jest określenie jednej i drugiej masy.

Należy tu zaznaczyć, że pojęcie masy bezwładnej i masy ciężkiej mają jednoznaczny sens i mogą być niezależnie określone tylko w teorii Newtona, gdzie wielkości te wchodzi do równań ruchu jako współczynniki przy przyspieszeniu i przy gradiencie potencjału newtonowskiego. Do równań ruchu otrzymanych z teorii Einsteina masa wchodzi w sposób bardziej złożony i tu możliwe są tylko przybliżone określenia jednej i drugiej masy. W ten sposób pojęcie masy bezwładnej i masy ciężkiej, tak ważne przy formułowaniu teorii, schodzą na drugi plan w teorii już sformułowanej.

7. Zasady leżące u podstaw teorii grawitacji Einsteina

W przeprowadzonej analizie stwierdziliśmy, że pojęcia względności i równoważności odgrywają ograniczoną rolę w teorii grawitacji i z punktu widzenia tej teorii są pojęciami przybliżonymi. Ogólna zasada względności nie istnieje, a zasada równoważności jest ściśle lokalna. W ten sposób istotną podstawą teorii grawitacji Einsteina są nie te dwie zasady, a jakieś inne.

Jakie są te istotne zasady? Mając gotową teorię nie trudno dać odpowiedź na to pytanie.

Pierwszą podstawową ideą tej teorii jest zespolenie przestrzeni i czasu w jedną czterowymiarową rozmaitość z nieokreśloną metryką. Takie zespolenie związane

jest z prawem rozchodzenia się oddziaływań z graniczną prędkością, a tym samym z przyczynowo-skutkowym powiązaniem zdarzeń w przestrzeni i czasie¹.

Zespolenie to istnieje już w zwykłej („szczególnej“) teorii względności, ale w teorii grawitacji uzupełnione jest hipotezą o riemannowskim charakterze metryki.

Druga podstawowa idea teorii polega na dopuszczeniu wpływu fizycznych procesów na metrykę i ustanowieniu na tej podstawie jedności metryki i grawitacji. Formalnie jedność ta jest wyrażona przez fakt, że składowe tensora metrycznego są zarazem potencjałami pola grawitacyjnego.

Te dwie idee przedstawiają istotę teorii grawitacji Einsteina i należy je uważać za największe osiągnięcie ludzkiego geniuszu.

Zakończenie

Einstein zdawał sobie oczywiście sprawę z ważności sformułowanych wyżej dwóch idei, ale jednocześnie uważał on, że jego teoria wyraża zasadę względności i zasadę równoważności. Zasady te jednakże w ich najogólniejszej postaci w ogóle nie istnieją i nie są zawarte w teorii grawitacji.

Sprzeczność powyższa jest niewątpliwie związana z trudnością tej przebudowy pojęć, która nieuchronnie towarzyszy powstaniu każdej istotnie nowej teorii. Kiedy taka teoria jest budowana, zawarte w niej nowe idee wyraża się w języku starych pojęć. Robi się to dlatego, że nowe pojęcia, adekwatne nowej teorii, nie są jeszcze wypracowane. Ale wyjściowe (stare) pojęcia niekoniecznie muszą wchodzić do nowej teorii: może zdarzyć się i tak, że z punktu widzenia nowej teorii stare pojęcia zachowują sens tylko w przypadkach granicznych, a w ogólnym przypadku powinny być odrzucone. Wtedy stare pojęcia odgrywają rolę rusztowania przy budowie gmachu; w architekturę gmachu rusztowanie to nie wchodzi; po wybudowaniu budynku należy je zdjąć.

Oczywiście, nowe pojęcia będą w jakimś sensie rozwinięciem starych; mogą one być rozpatrywane jako ich spadkobiercy. Nowa teoria jednakże zawiera zazwyczaj dużo więcej, niż proste przystosowanie starych idei i starych pojęć do nowych faktów i dla zupełnego zrozumienia nowej teorii należy koniecznie rozpatrywać nowe idee istotnie w niej zawarte, stare zaś wyjściowe idee rozpatrywać tylko w aspekcie historycznym. Wykrywanie nowych idei zawartych w danej, sformułowanej już, teorii tworzy ważny etap w jej rozwoju.

Te ogólne uwagi odnoszą się także do teorii grawitacji Einsteina. W zakończonej teorii pojęcia względności i równoważności w ich pierwotnej formie nie są zawarte; są one wyparte przez inne pojęcia, a mianowicie przez zespolenie przestrzeni i czasu przy pomocy ogólnej metryki i przez ideę jedności

¹ Na tę stronę zagadnienia szczególną uwagę zwrócił leningradzki uczyony A. D. Aleksandrow.

metryki i grawitacji. Jest zupełnie zrozumiałe, że chociaż Einstein jasno zdawał sobie sprawę z ważności nowych pojęć, trudno mu było rozstać się ze starymi pojęciami względności i równoważności, które znacznie pomogły mu w zbudowaniu nowej teorii. My znajdujemy się w innym położeniu niż twórca teorii — Einstein. Mamy do swojej dyspozycji gotową teorię i przy jej analizie możemy i musimy już stosować nowe pojęcia, te, które są dla niej rzeczywiście adekwatne.

Tłumaczył Czesław Jankiewicz

E. L. Fejnberg

Instytut im. Lebediewa AN ZSRR

O „szczególnej roli“ potencjałów elektromagnetycznych w mechanice kwantowej *

1. Wstęp

Kilka lat temu w pracy Aharonova i Bohma [1] sformułowane zostało twierdzenie, że w mechanice kwantowej potencjały pola elektromagnetycznego odgrywają szczególną rolę, jaka im nie przysługuje w fizyce klasycznej; że, w przeciwieństwie do przypadku elektrodynamiki klasycznej, potencjały powinny być traktowane jako „pierwotne“ wielkości fizyczne, zaś natężenia pól — jako „wtórne“, w każdym sensie pochodne pojęcia; że, dzięki tej „szczególnej“ roli „... w odróżnieniu od mechaniki klasycznej występuje działanie potencjałów na cząstkę naładowaną, nawet jeżeli w obszarze, w którym cząstka znajduje się, wszystkie pola (a więc i siły działające na cząstkę) znikają, tak że w następstwie tego konieczne jest dalsze rozwinięcie teorii“ [1] (streszczenie str. 485). Autorzy piszą: „Nasuwają się dwa możliwe kierunki rozwinięcia. Po pierwsze można próbować sformułować teorię nielokalną, w której, na przykład, elektron mógłby oddziaływać ze źródłem przy skończonej odległości... Po drugie, można zachować istniejącą teorię lokalną, jeżeli będziemy traktować $A_\mu(x)$ jako zmienną fizyczną. To znaczy, że powinniśmy mieć możliwość rozróżniania pomiędzy dwoma stanami kwantowymi różniącymi się tylko cechowaniem“ [1] (str. 490—491). Wprawdzie przy ostatniej, skrajnej możliwości, autorzy najwidoczniej nie są skłonni upierać się (w drugiej ich pracy wypowiedzi na ten temat są bardziej ostrożne), jednakże jest rzeczą oczywistą, że chodzi tutaj o podstawowe założenia mechaniki kwantowej. O ile pytanie o to, co jest ważniejsze — pole czy potencjał, można jeszcze uważać za rzecz smaku, to inne stwierdzenia mają bardziej istotne znaczenie i opierają się na analizie dwóch możliwych doświadczeń zaproponowanych przez autora. (Drugie z nich było już dawno wskazane przez Ehrenberga i Siday'a [3] w związku z analizą zagadnień mikroskopii elektronowej; jednakże ci autorzy, chociaż doszli do wniosku, że źródło wpływa na elektron, nawet znajdujący się w tej części przestrzeni, w której natężenie pola znika i tylko potencjał jest różny od zera, to nie wyciągali stąd daleko idących wniosków o podsta-

* Tłumaczenie artykułu opublikowanego w *Uspiechach Fizycznych Nauk*, 78, 53 (1962).

wach kwantowej elektrodynamiki.) Oprócz tego w drugiej pracy [2] Aharonov i Bohm rozpatrują trzeci przykład fizyczny — stacjonarne stany elektronu w polu solenoidu.

Te wypowiedzi wywołały dyskusję teoretyczną [4, 5, 14, 16] (częściowo listowną, zob. [2]). Zostały zaproponowane nowe doświadczenia i stare zinterpretowane na nowo [6—9], przy tym eksperymetatorzy utrzymują, że ich wyniki potwierdzają tezy Aharonova i Bohma, chociaż sam Aharonov i Bohm przyznają, że żadne z doświadczeń nie jest jeszcze zupełnie przekonujące [2].

Powołanie się na ten punkt widzenia można znaleźć w artykule poświęconym analizie innych zagadnień [10].

Zatem problem już „posiada literaturę“. Trzeba się nad nim zastanowić, skoro w rezultacie nie ma w artykułach teoretycznych decydujących wypowiedzi ani za ani przeciw punktowi widzenia Aharonova i Bohma¹.

Rozpatrzmy wszystkie trzy przykłady fizyczne i spróbujemy uzyskać odpowiedzi na dwa pytania:

1. Czy rzeczywiście istnieje możliwość doświadczalnego wykrycia efektu fizycznego w przypadku, gdy elektron (jego funkcja falowa) znajduje się całkowicie w obszarze, w którym znika natężenie pola źródła, a potencjał jest różny od zera?

2. Czy istnieje takie szczególne działanie potencjału w mechanice kwantowej, różne od jego działania w fizyce klasycznej, które pozwoliłoby na traktowanie potencjału jako wielkości bardziej podstawowej niż natężenie pola i wymagałoby nowego sformułowania podstaw teorii?

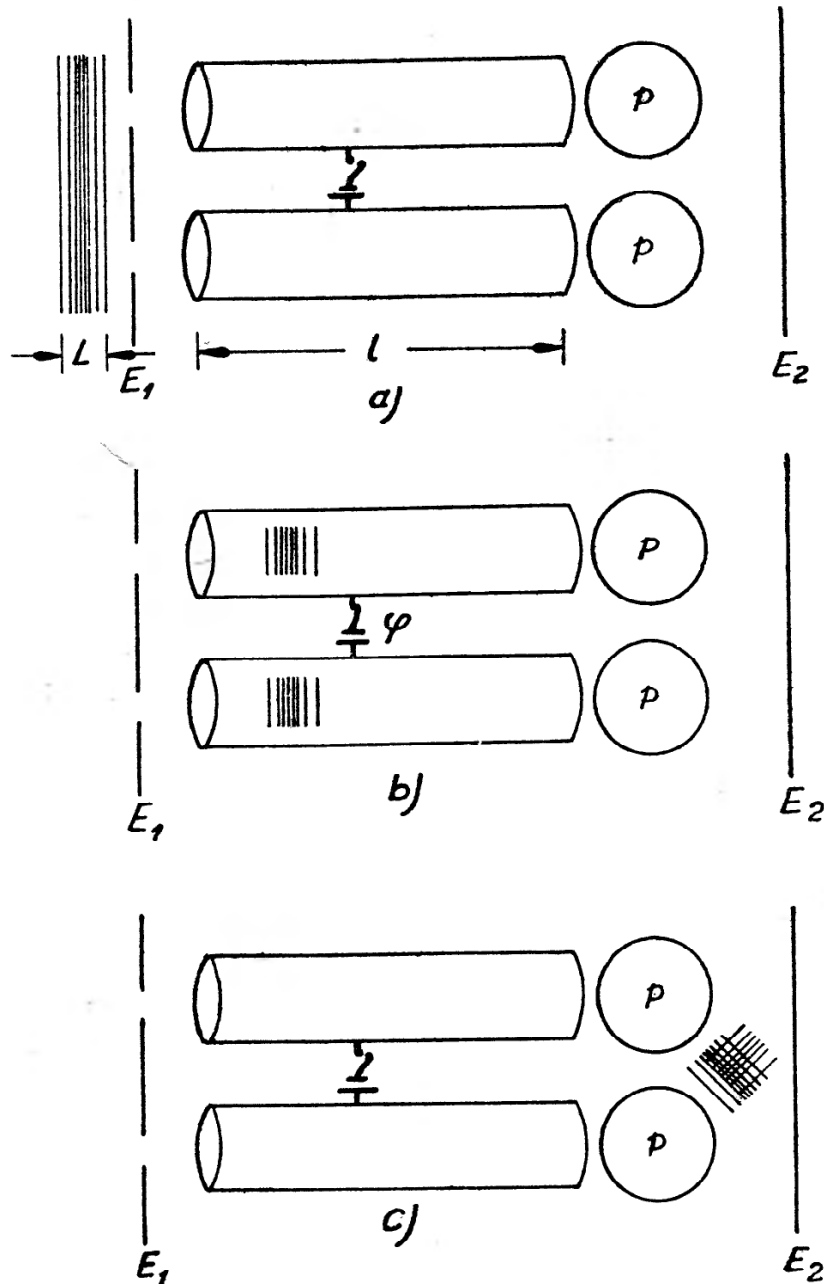
Zobaczymy, że te dwa pytania nie sprowadzają się do jednego, jak by to mogło wydawać się na pierwszy rzut oka.

2. Działanie potencjału skalarnego

Pierwsze polecane doświadczenie polega na następującym [1, 4]. Płaska fala elektronowa, mająca w kierunku ruchu kształt pakietu falowego o długości L , rozdziela się w kierunku poprzecznym na dwie części (na przykład w rezultacie przejścia przez ekran E_1 z dwoma szczelinami; rys. 1a). Każda z tych części przechodzi przez cylindryczną metalową rurkę (puszkę Faradaya) o długości $l \gg L$. Gdy pakiety wejdą całkowicie do wnętrza rurek,

¹ Już po napisaniu tej pracy pojawiła się praca DeWitta [14] oraz odpowiedź Aharonova i Bohma [15]. DeWitt nie zgadzając się z poglądem o konieczności ponownego rozpatrzenia pojęcia potencjału w mechanice kwantowej pokazuje, że potencjał może być zastąpiony w równaniu Schrödingera i wszystkich innych związkach przez całkę liniową natężenia pola. W rezultacie teoria może być sformułowana przy pomocy samych tylko natężeń pola, chociaż kosztem wprowadzenia nielokalności: działanie pola w pewnym punkcie jest określone jego wartościami w innych punktach i w ogólności w innych czasach. Krytyka ta w istocie nie odrzuca tezy o szczególnej w pewnym sensie roli potencjałów w mechanice kwantowej. W swojej odpowiedzi Aharonov i Bohm uważają tę zamianę za nieistotną. Sformułowanie elektrodynamiki kwantowej bez potencjału podali W. I. Ogińewiecki i I. W. Polubarinow (preprint OIJI E-975, 1962 r.).

do rurek przykłada się różnicę potencjałów φ , utrzymywaną w ciągu czasu t (rys. 1b). Dla uproszczenia można przyjąć, że jedna z rurek jest uziemiona i ma potencjał zerowy. Następnie, gdy pakiety zaczynają wychodzić z rurek, potencjał wyłącza się. Po wyjściu pakiety odchylają się w przyzmatkach P i interferują dając prążki na ekranie E_2 (rys. 1c).



Rys. 1

Istota doświadczenia polega na tym, że pakiet poddany działaniu potencjału φ uzyskuje dodatkową fazę $(e/\hbar)\varphi t$ (gdzie e jest ładunkiem elektronu), co powinno wywołać zniekształcenie obrazu interferencyjnego tym większe, im jest wyższy potencjał φ . Przy tym potencjał φ wewnątrz cylindra jest stały i dlatego natężenie pola znika. Tak więc powinien wystąpić efekt obserwowalny, pomimo że elektron nie odczuwał działania pola elektrycznego. Mamy więc tutaj podstawę do przytoczonych powyżej wypowiedzi o charakterze zasadniczym.

Szczegółowa analiza zjawiska jest prosta. Dla funkcji ψ można rzeczywiście [1] napisać:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = (\mathcal{H}_0 + e\varphi)\psi,$$

gdzie \mathcal{H}_0 jest hamiltonianem swobodnym. W nieobecności potencjału rozwiązanie $\psi = \psi_0$ ma postać $\psi_0 = \psi_1^0 + \psi_2^0$, przy czym ψ_1^0 nie znika tylko w pierwszej rurce, a ψ_2^0 — w drugiej.

W obecności potencjału $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$, gdzie φ_1 i φ_2 nie znikają odpowiednio tylko w pierwszej lub drugiej rurce, rozwiązaniem będzie, co łatwo sprawdzić przez podstawienie, funkcja:

$$\psi = \psi_1^0 e^{iS_1/\hbar} + \psi_2^0 e^{-iS_2/\hbar},$$

gdzie

$$S_1 = \int^t e\varphi_1(t) dt,$$

$$S_2 = \int^t e\varphi_2(t) dt.$$

Istnienie różnicy faz $S_1 - S_2$ decyduje o wystąpieniu omawianego zjawiska. Jego charakter kwantowy objawia się w tym, że otrzymujemy zależność od wielkości \hbar .

Otrzymany wynik można podważać na tej podstawie, że w czasie włączania i wyłączania pola występują w rurce przesunięcia ładunków i dlatego mogą pojawić się w rurce chwilowe natężenia pola. Jest jednak rzeczą oczywistą, że efekt ten jest ograniczony przedziałem czasu włączenia i wyłączenia $\Delta t = \Delta t_1 + \Delta t_2$. Natomiast przesunięcie fazy $S_1 - S_2$ jest proporcjonalne do czasu t i może być dowolnie duże, dlatego przesunięcie fazy w czasie Δt można pominąć.

Wynika stąd także, że doświadczenie to można by przeprowadzić w mniej dosłownej wersji: stałe pole mogłoby istnieć w przestrzeni od samego początku, tak że do czasu wejścia do rurki i po wyjściu elektron odczuwałby działanie natężenia pola. Jednak wersja podana w pracach [1, 4] upraszcza dyskusję.

Furry i Ramsay pokazali [4], że jeśli wziąć pod uwagę oddziaływania ładunku elektronu na rozkład ładunku na rurce, to można poprzez zmianę potencjału rurki określić, przez którą z dwóch rurek elektron przeszedł. Jeśli jednak ustawić doświadczenie tak, aby określenie rurki, przez którą przeszedł elektron, rzeczywiście miało miejsce, to obraz interferencyjny znika. Tego rzeczywiście należałoby oczekiwać: jeśli elektron na pewno znajduje się w jednej rurce, to jego funkcja ψ w drugiej rurce znika i interferencja nie jest możliwa. Dlatego Furry i Ramsay dochodzą do przekonującego wniosku, że przewidywany wynik doświadczenia rzeczywiście powinien mieć miejsce zgodnie z podstawowymi założeniami mechaniki kwantowej.

Spróbujemy jednak wyjaśnić, czy rzeczywiście przejawia się tutaj własność potencjału nie znana fizyce klasycznej.

U podstaw rozważań leży stwierdzenie, że elektron w rurce ma dodatkową energię $e\varphi$. Ten fakt bynajmniej nie jest specyficznie kwantowy. Gdybyśmy operowali elektronem klasycznym, to po włączeniu potencjału jego energia także zwiększyłaby się o wielkość $e\varphi$. Taki przyrost energii nie jest niczym dziwnym. Jeśli zechcemy wyprowadzić elektron z rurki przed wyłączeniem potencjału, to trzeba mu zabrać tę dodatkową energię. A zatem w pełni wy-czuwalne fizycznie „działanie potencjału na cząstkę naładowaną“ w obszarze, w którym „znikają wszystkie pola (a więc i siły działające na cząstkę)“ ma miejsce również w elektrodynamice klasycznej. Nie ma nic nieklasycznego w tym, że elektron uzyskuje dodatkową energię. Można nawet pokazać, skąd wzięła się ta energia: nadając rurce stały potencjał φ umieściliśmy na niej dodatkowy ładunek. W zależności od znaku ładunek ten powinien wytworzyć w rurce pole odpychające albo przyciągające elektron (obliczenia — zob. [4]). W ogólności wyrażenie $e\varphi$ jest czysto klasyczną energią oddziaływania elektronu z ładunkami źródła.

Skąd więc wypływa wspomniane zjawisko, nie mające analogii klasycznej? Odpowiedź jest oczywista: częstość przypisana funkcji falowej elektronu zależy od całkowitej energii elektronu. Dalej, dla ruchu cząstki klasycznej istotne są tylko pochodne funkcji działania w danym punkcie i w danej chwili czasu — energia $E = -\partial S/\partial t$ i pęd $p = \partial S/\partial q$, natomiast w mechanice kwantowej częstość, a więc i faza określone są przez wartość bezwzględną działania S . Jeżeli elektron przechodzi na pewno tylko przez jedną rurkę, to zmiana jego częstości wywołuje przesunięcie fazy o stałą wartość $S_1/\hbar = \frac{e}{\hbar} \int \varphi_1(t) dt$. To przesunięcie w niczym się nie objawi (jak nie objawia się zmiana działania o stałą wartość dla elektronu klasycznego). Jeżeli jednak elektron opisywany jest przez funkcję falową, której różne części mają różne przesunięcia fazowe i różnica przesunięć wynosi $(1/\hbar)(S_1 - S_2)$, to następuje interferencja.

W ten sposób kwantowy charakter zjawiska objawia się dwójako. Po pierwsze energia cząstki (w tym przypadku energia oddziaływania z ładunkami rurki) wpływa na częstość funkcji falowej (natomiast w elektrodynamice klasycznej energia ta, chociaż istnieje zupełnie realnie, nie wpływa na charakter ruchu dopóki energia potencjalna nie zależy od położenia). Po drugie, położenie elektronu jest nieoznaczone ze względów zasadniczych, elektron „znajduje się jednocześnie w obu rurkach“ i dwie części pakietu falowego doznają działania różnych potencjałów. Obie te okoliczności w istotny sposób odróżniają opisane zjawisko od odpowiadającego mu przypadku klasycznego. Jednakże trudno w nich dopatrzeć się jakiegokolwiek nowej szczególnej roli potencjału (w szczególności różne oddziaływanie zewnętrzne na dwie części tego samego pakietu falowego pojawia się już w prostym przypadku przechodzenia cząstki przez ekran z dwoma szczelinami).

Należy zauważyć, że nie tylko w mechanice kwantowej można spotkać różne działanie potencjału nie znane w fizyce newtonowskiej. I tak w szczególnej teorii względności bieg zegara zależy właśnie od potencjału grawitacyjnego

w danym punkcie, a nie od jego gradientu. Atom w polu stałego potencjału ma zmienioną częstość promieniowania. Jednak nie daje nam to podstaw do twierdzenia, że w teorii grawitacji potencjał posiada osobliwe cechy, zmuszające do poszukiwania, na przykład, nielokalnego sformułowania teorii.

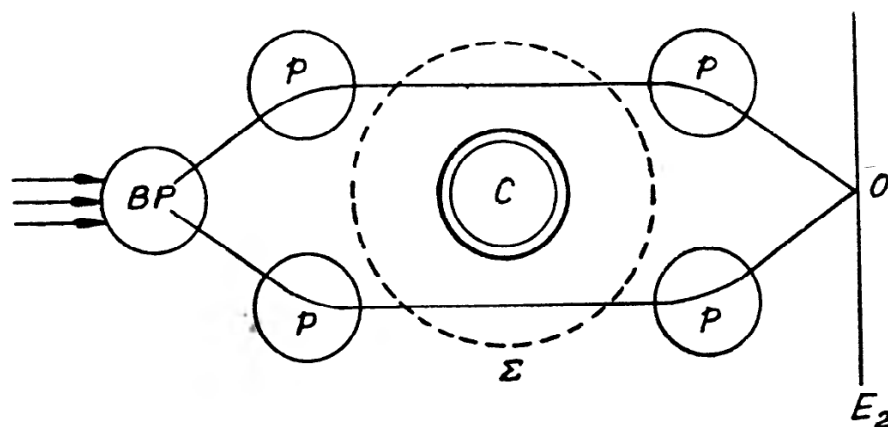
Zauważmy, że spoczywająca na stole w polu ciężkości kulka, która utrzymywana jest w równowadze przez dwie różne siły działające w kierunkach przeciwnych, posiada energię potencjalną i częstość jej funkcji falowej (którą kulka w zasadzie również posiada, tak jak elektron w opisanym wyżej doświadczeniu) także zależy od tej energii.

W ten sposób już na przykładzie pierwszego z polecanych w pracy [1] doświadczeń widać, jakie mogą być odpowiedzi na pytania postawione na końcu rozdziału 1: na pytanie pierwsze — twierdząca, na drugie — przecząca. Pozostaje nam przekonać się, że podobne wnioski wynikają z pozostałych dwóch przykładów.

3. Rozpraszanie elektronu w polu potencjału wektorowego

Drugie zaproponowane (i zrealizowane [6]) doświadczenie, po raz pierwszy szczegółowo omówione w pracy [3], przedstawia się następująco:

Rozdzielmy, jak poprzednio, falę płaską elektronu na dwa pakiety falowe za pomocą ekranu z dwoma szczelinami (rys. 1) lub bipryzmatu BP i dwóch



Rys. 2

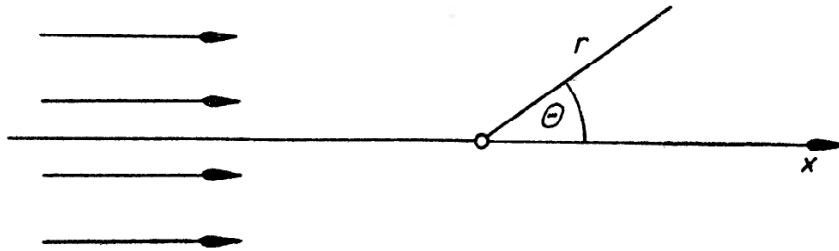
pryzmatów odchylających (rys. 2). Niech te dwie części obejmują z dwóch stron nieskończenie długi solenoid lub namagnesowany rdzeń C (rys. 2) prostopadły do płaszczyzny rysunku. Następnie za pomocą innych pryzmatów obie części doprowadzone są do spotkania i dają na ekranie E_2 prążki interferencyjne.

Na zewnątrz solenoidu pole magnetyczne równe jest zero i dlatego elektron nie doznaje działania sił. Jednak potencjał wektorowy nie może być tutaj równy zero. Według twierdzenia Stokesa całka wzdłuż obejmującego solenoid konturu \sum powinna dawać strumień indukcji przepływający przez kontur

$$\oint_{\Sigma} A_s ds = \int \text{rot}_n \mathbf{A} dS = \int H_n dS = \pi a^2 H = \Phi, \quad (1)$$

gdzie a oznacza promień solenoidu, H — natężenie pola magnetycznego w solenoidzie, Φ — strumień indukcji w solenoidzie. W szczególności można wybrać takie cechowanie potencjału, aby $A = A_\theta = \Phi/2\pi r$, gdzie θ oznacza kąt biegunowy w płaszczyźnie rysunku, a r — odległość do osi solenoidu (rys. 3). Ten potencjał wektorowy wejdzie do równania Schrödingera dla elektronu i może mieć wpływ na elektron nawet w takim przypadku, kiedy funkcja falowa elektronu nigdzie nie wnika do solenoidu.

W celu wykazania tego wpływu Aharonov i Bohm rozpatrują rozpraszanie fali płaskiej na solenoidzie, którego promień a dąży do zera, a natężenie pola magnetycznego H wzrasta tak, aby strumień miał wartość skończoną. Równanie Schrödingera należy rozpatrywać oddzielnie dla obszarów wewnątrz



Rys. 3

i na zewnątrz solenoidu i rozwiązania zeszyć na powierzchni $r = a$. Dla obszaru na zewnątrz mamy:

$$\frac{1}{2m} \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 \psi = E\psi \quad (2)$$

lub dla współrzędnych sferycznych r, θ, z

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} + i\alpha \right)^2 \psi + k^2 \psi = 0, \quad k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \quad (3)$$

przy uwzględnieniu, że w rozpatrywanym doświadczeniu nic od współrzędnej z nie zależy. Szczególnie ważny dla dalszych rozważań parametr α określony jest poprzez związki:

$$\alpha = -e\Phi/c\hbar, \quad \Phi = \pi a^2 H. \quad (4)$$

W dalszym ciągu przekonamy się, że można w ogóle nie rozpatrywać obszaru wewnątrz solenoidu i po prostu traktować rozwiązanie równania (3) jako słuszne w całej przestrzeni.

Równanie to można rozwiązać metodą rozdzielania zmiennych, przy czym rozwiązanie równania dla radialnej części funkcji falowej wyraża się przez funkcje Bessela, na przykład

$$\psi_n \sim e^{\pm i n \theta} J_{n+\alpha}(kr). \quad (5)$$

Z warunku jednoznaczności przy zmianie θ o 2π wynika, że n powinno być liczbą całkowitą.

Falę płaską elektronu padającą z lewej strony (dla $r \rightarrow \infty$ jednocześnie z $\theta \rightarrow \pi$ otrzymujemy z niej funkcję ψ) można rozłożyć na funkcje Bessela (δ_{p0} — symbol Kroneckera)

$$\psi_0 = e^{ikx} = \sum_{p=0}^{\infty} (2 - \delta_{p0}) i^p \cos p\theta J_p(kr). \quad (6)$$

Widać, że jeżeli a jest liczbą całkowitą, to funkcja ψ_0 złożona jest ze ścisłych rozwiązań (5), nawet kiedy występuje potencjał A_θ . Funkcja ψ_0 jest zatem rozwiązaniem równania Schrödingera i żadne rozpraszanie fali padającej nie nastąpi. Jednak tylko w rzadkich przypadkach strumień magnetyczny Φ jest skwantowany. Ma to, na przykład, miejsce w nadprzewodnikach [11] (jako „kwant strumienia“ występuje tu wielkość $ch/2e \approx 2 \cdot 10^{-7} \cdot \text{Mx}$). W przypadku, gdy a nie jest liczbą całkowitą, funkcja ψ powinna być sumą ψ_0 i fali rozproszonej ψ_1 . W pracy [1] poszukiwana jest taka funkcja ψ_1 w postaci rozłożenia na szczególne rozwiązania ψ_n . Umożliwia to określenie przekroju czynnego na rozpraszanie [1]:

$$d\sigma = \frac{\sin^2 \pi a}{2\pi k} d\theta / \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (7)$$

Prościej jest, jeżeli ograniczyć się do przypadku, kiedy a jest bliskie liczbie całkowitej. Można wtedy różnicę (n jest najbliższą liczbą całkowitą)

$$a - n = \alpha_n \quad (8)$$

traktować jako zaburzenie i stosować przybliżenie Borna. Oczywiście postępowanie takie wystarczy, aby odpowiedzieć na zasadnicze pytanie, czy rozpraszanie wystąpi czy też nie. Kładąc $\psi = \psi_0 + \psi_1$ i ograniczając się do wyrazów pierwszego rzędu w α_n otrzymujemy w sformułowaniu trójwymiarowym:

$$\nabla^2 (\psi_0 + \psi_1) + k^2 \psi_1 = - \frac{2i\alpha_n}{r^2} \frac{\partial \psi_0}{\partial \theta}, \quad (9)$$

$$\psi_1 = \frac{1}{4\pi} \int \frac{2i\alpha_n}{r'^2} \frac{e^{ik|\mathbf{R}-\mathbf{R}'|}}{|\mathbf{R}-\mathbf{R}'|} \frac{\partial}{\partial \theta'} e^{ikx'} d^3\mathbf{R}'. \quad (9a)$$

Całkując, jak zwykle, względem z od $-\infty$ do $+\infty$ otrzymujemy dla $r \rightarrow \infty$

$$\begin{aligned} \psi_1 &= \frac{2i\alpha_n}{4\pi} \int i\pi H_0^{(1)}(k|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|) \frac{\partial \psi_0(\mathbf{r}')}{\partial \theta} \frac{\partial r'}{r'} \frac{\partial \theta'}{r'} \rightarrow \\ &\rightarrow \frac{i\alpha_n}{\sqrt{2\pi k r}} e^{ikr - i\pi/4} \int e^{i(k_0 - k, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{r}'} \sin \theta' d\theta' dr'. \end{aligned} \quad (10)$$

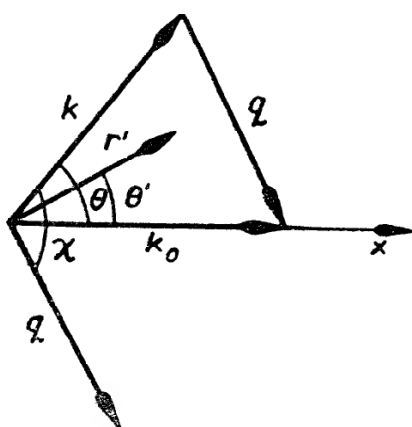
Kąt χ między $\mathbf{q} = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}$ i \mathbf{r}' (rys. 4) można wyrazić przez θ' i kąt rozproszenia θ następująco: $\chi = \pi/2 + \theta' - \theta/2$. Po wycalkowaniu po zmiennej θ' od 0 do 2π i po r' od a do ∞ otrzymujemy:

$$\psi_1 = A(\theta) i\pi H_0^{(1)}(kr), \quad A(\theta) = \frac{i\alpha_n}{2 \operatorname{tg} \frac{1}{2} \theta} J_0(ka) \quad (11)$$

i wyrażenie na przekrój czynny na rozpraszanie (obliczony jako stosunek strumienia fali rozproszonej ψ_1 do strumienia fali padającej) przy $ka \rightarrow 0$ (zob. dalej) ma postać

$$d\sigma = \frac{2\pi}{k} |A(\theta)|^2 d\theta = \frac{\pi a_n^2}{2k \operatorname{tg}^2 \frac{1}{2} \theta} d\theta. \quad (12)$$

Wyrażenie to różni się niewiele (o czynnik $\cos^2 \theta/2$) od otrzymanego w pracy [1] wyrażenia (7), jeżeli w tym ostatnim położyć $a \ll 1$. Rozwiązanie otrzymane w pracy [1] jest, ściśle mówiąc, nieprawdziwe; przy zmianie kąta θ o 2π pełna funkcja zmienia się (szczególnie wyraźnie widać to ze wzorów (21) i (23) pracy [1]). Fakt ten nie zmienia jednak istoty rzeczy — rozpraszanie ma miejsce przy niecałkowitej wartości a . Więcej — całkowity przekrój czynny jest nieskończony (powodują to przyczynki od małych θ , czyli dla dalekich przelotów).



Rys. 4

W podanych wyżej rozważaniach przyjęliśmy $a = 0$. Jest to rzeczywiście uzasadnione, gdyż prawdopodobieństwo znalezienia cząstki wewnątrz solenoidu można uczynić dowolnie małe. Moglibyśmy, jak zauważyli autorzy [1], otoczyć solenoid nieprzenikalną barierą i wynik nie uległby przez to zmianie. Rzeczywiście taka bariera dla $ka \ll 1$ oznaczałaby, że jako funkcję niezaburzoną przez potencjał A zamiast funkcji e^{ikx} należy wziąć ([12], § 11.2)

$$\psi_0 = e^{ikx} - i \sum_{p=0}^{\infty} (2 - \delta_{p0}) e^{ipx/2 - \delta_p(ka)} \sin \delta_p(ka) H_p^{(1)}(kr) \cos p\theta \approx e^{ikx} - \frac{i\pi H_0^{(1)}(kr)}{2 \ln ka} \quad (13)$$

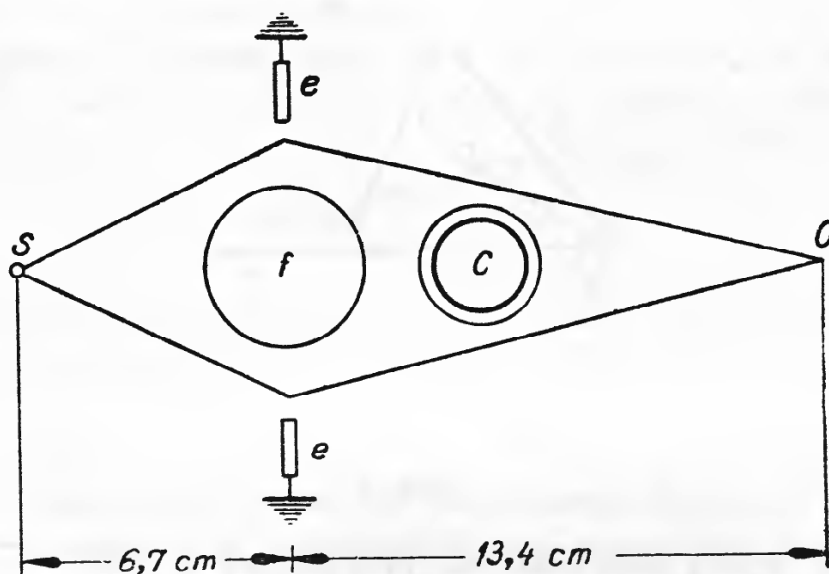
(gdzie $\delta_p(ka)$ są przesunięciami fazowymi) i odpowiednio dostosować teorię zaburzeń. W rezultacie sprowadza się to do tego, że postępować należy jak poprzednio, przy tym całkowanie należy przeprowadzić tylko w obszarze $r > a$, co właśnie zrobiliśmy.

Tak więc rozpraszanie powinno pojawić się, chociaż natężenie pola w obszarze, w którym znajduje się elektron, równe jest zero. Trzeba zaznaczyć, że i to zjawisko ma charakter kwantowy, gdyż przekrój czynny σ jest proporcjonalny do $1/k = \hbar/p$.

Przytoczone rozważanie zostało poddane sprawdzeniu doświadczalnemu. Chambers [6] obserwował rozpraszanie elektronów wysyłanych ze źródła S

(rys. 5; skala nie jest zachowana) w polu *whiskera* — żelaznego magnetycznego włoska *C* (o średnicy około 1μ). Elektrony przechodziły przez bipryzmat *efe* i dawały obraz interferencyjny w *O*. Włosek magnetyczny znajdował się w cieńcu nici kwarcowej *f* o średnicy około $1,5\mu$ pokrytej aluminium. Strumień magnetyczny wynosił około $400 hc/e$ i zmieniał się trochę wzdłuż włoska — mniej więcej o jedną jednostkę hc/e (o jeden „flukson“) na 1μ . Okazało się, że wzdłuż współrzędnej z prostopadłej do rysunku następował spadek liczby prążków interferencyjnych, jakiego należało oczekiwać według teorii Aharonova i Bohma: ubytek odpowiadał jednemu prążkowi na około 1μ wzdłuż osi z , czyli przy zmianie wartości a o jeden.

Niestety, niejednorodność namagnesowania wywołuje, jak pokazał Pryce [2], rozproszone pole magnetyczne, które już samo może spowodować stopniowe



Rys. 5

zmniejszanie się liczby prążków. Poza tym średnica magnesu była porównywalna z szerokością otrzymanego prążka. Dlatego nie można przyjąć, że ka było małe. Nie można więc traktować tego doświadczenia jako dowodu. Jednak trudno wątpić o jego twierdzącym wyniku.

W innych doświadczeniach [7—9] wykazywano tylko to, że koniecznie trzeba brać pod uwagę bezpośredni wpływ potencjału również wtedy, gdy pole magnetyczne jest różne od zera, gdyż inaczej nie można wyjaśnić pewnych faktów doświadczalnych. W ten sposób jedynie potwierdza się słuszność równania Schrödingera.

Odpowiedź na pierwsze z pytań sformułowanych na końcu rozdziału 1 może być znowu tylko twierdząca, jak przy omawianiu doświadczenia z potencjałem elektrycznym.

Czy można jednak uważać, że nie występuje tutaj fizyczne działanie pola magnetycznego w klasycznym sensie tego słowa? Natężenie pola znika rzeczywiście w każdym punkcie, w którym prawdopodobieństwo znajdowania się elektronu jest różne od zera. Koniecznie trzeba jednak uwzględnić, że nie znika oddziaływanie elektronu ze źródłem pola. Prąd elektryczny związany

z poruszającym się elektronem wywołuje pole magnetyczne, które działa na solenoid i powoduje wystąpienie w wyrażeniu dla całkowitej energii $(1/2m)(\mathbf{p} - e\mathbf{A}/c)^2$ członu $-e\mathbf{A}/c$ przedstawiającego energię oddziaływania. Wyrażenie to jest czysto klasyczne (nie zawiera \hbar), a więc i w tym przypadku działanie potencjału posiada podstawę klasyczną.

Element macierzowy dla przejścia elektronu przy rozpraszaniu ze stanu ψ_0 do stanu ψ_f posiada w pierwszym, względem a_n , przybliżeniu rachunku zaburzeń następującą postać:

$$M \sim \int \psi_f^*(\mathbf{r}') (e/mc) (\mathbf{p}\mathbf{A}(\mathbf{r}')) \psi_0(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' . \quad (14)$$

Potencjał \mathbf{A} wytworzony jest przez prąd \mathbf{j} w solenoidzie

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}') = \frac{1}{c} \int \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}'')}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}''|} d\mathbf{r}'' .$$

Z drugiej strony, wielkość $\mathbf{p}/m = \mathbf{v}$ jest operatorem prędkości, a więc wyrażenie $\psi_f^*(\mathbf{r}') (e/m) \mathbf{p} \psi_0(\mathbf{r}') = \mathbf{j}_{of}(\mathbf{r}')$, które występuje we wzorze (14), jest gęstością prądu związanego z ruchem elektronu. Korzystając z tego faktu element M można przedstawić w symetrycznej postaci oddziaływania prądów

$$M \sim \frac{1}{c^2} \int \frac{\mathbf{j}_{of}(\mathbf{r}') \mathbf{j}(\mathbf{r}'')}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}''|} d\mathbf{r}' d\mathbf{r}'' . \quad (15)$$

Nie wzięto tutaj pod uwagę zmiany stanu źródła pod wpływem oddziaływania. Aby to uwzględnić, należy na miejsce $\mathbf{j}(\mathbf{r}'')$ wstawić gęstość prądu przesunięcia wewnątrz źródła $\mathbf{j}_{ofzr}(\mathbf{r}'')$.

Wyrażenie (15) posiada jawnie klasyczną postać energii oddziaływania prądów. I bez tego jest jasne, że potencjał \mathbf{A} w równaniu Schrödingera pojawia się przy obliczaniu wariacji wyrażenia na energię układu, a więc przedstawia oddziaływanie elektronu z solenoidem lub magnesem. Energia ta zużywana jest na pracę dodatkowej siły elektromotorycznej, jaka powinna być przyłożona, aby wywołać stały prąd w solenoidzie wtedy, gdy zbliżający się elektron wywołuje w solenoidzie prąd indukcyjny; jest to istotne, że cały czas mówimy tutaj o zmianach energetycznych przy stałym prądzie w źródle (zob. na przykład § 52, [13]). Skomplikowany wynik wspomnianych oddziaływań można wyrazić prosto w ten sposób, że według klasycznej elektrodynamiki do wyrażenia na działanie dla elektronu dochodzi dodatkowy człon $\int (e/c) A_s ds$, gdzie całkuje się wzdłuż drogi elektronu. Przy obiegu wokół solenoidu całka dałaby przyrost działania $\Delta S = (e/c)\Phi$. Zatem przy przelocie (bez okrążania) od $x = -\infty$ do $x = +\infty$ elektron klasyczny otrzyma niezależnie od drogi stały przyrost działania $\frac{1}{2}(e/c)\Phi$ przy przelocie z jednej strony solenoidu, lub $-\frac{1}{2}(e/c)\Phi$ przy przelocie z drugiej strony. W żaden sposób to się nie objawi w jego ruchu (w szczególności całkowita praca wykonana przez elektron na solenoidzie i źródle prądu wynosi zero). W mechanice kwantowej natomiast pojawi się przyrost fazy $\pm(e/2c\hbar)\Phi$ jednakowy we wszystkich punktach pakietu falowego, jeżeli cały pakiet znajduje się z jednej strony solenoidu. Jeżeli

pakiet falowy obejmuje solenoid, to w różnych jego częściach zmiana fazy będzie różna i pojawi się zniekształcenie obrazu interferencyjnego tym większe, im większe będzie Φ .

Całkiem oczywiste jest zupełne podobieństwo przedstawionego obrazu z przypadkiem potencjału skalarnego (rozdział 2). Znowu oddziaływanie ze źródłem okazuje się w zasadzie klasyczne. Kwantowy charakter zjawiska wynika stąd, że: a) obecność energii oddziaływania ze źródłem pola jest istotna dla częstości funkcji falowej; b) położenie elektronu jest nieokreślone, a zatem różne części pakietu falowego doznają różnej zmiany fazy.

Podobieństwo z rozdziałem 2 można uczynić jeszcze bardziej pogładowe, rozważając cały proces w układzie, w którym elektron jest w spoczynku, a solenoid się porusza. W takim układzie odniesienia pojawi się elektryczny potencjał φ' , co spowoduje wystąpienie energii oddziaływania $e\varphi'$ pomiędzy elektronem a polaryzacją elektryczną wywołaną w solenoidzie $\mathbf{P} = (1/c)[\mathbf{v}\mathbf{M}]$, gdzie \mathbf{M} jest momentem magnetycznym na jednostkę objętości solenoidu (działające na elektron pole $\mathbf{E}' = -\text{grad}\varphi' - (e/c)\frac{\partial\mathbf{A}'}{\partial t}$ będzie, jak poprzednio, równe zero).

Aharonow i Bohm [2] rozpatrywali szczegółowo zagadnienie wpływu na źródło. Jednak zasadniczy cel ich rozważań polegał na dowiedzeniu, że oddziaływanie rzeczywiście prowadzi do równania (2) dla elektronu. To jednak chyba nie potrzebuje dowodów.

4. Stany stacjonarne w polu solenoidu

Dodatkowy przykład, który został omówiony w pracy [2], stanowią stany stacjonarne elektronu w polu tego samego, co w rozdziale 3, nieskończenie długiego solenoidu. Jeżeli w tym przypadku przyjąć, że elektron znajduje się w pierścieniu (ograniczonym nieskończenie wysokimi, nieprzenikalnymi ścianami potencjału), obejmującym solenoid, to jego energia zależy od \mathbf{A} , pomimo że natężenie pola na zewnątrz solenoidu wynosi zero. Jeżeli traktować elektron jako płaski rotator o promieniu r , to dla jego funkcji falowej mamy

$$-\frac{\hbar^2}{2mr^2}\left(\frac{\partial}{\partial\theta} + i\alpha\right)^2\psi = E\psi. \quad (16)$$

Rozwiązaniem tego równania jest funkcja

$$\psi \sim e^{in\theta}, \quad (17)$$

przy czym z warunku jednoznaczności wynika, że n jest liczbą całkowitą. Zatem

$$E = \frac{\hbar^2}{2mr^2}(n + \alpha)^2. \quad (18)$$

Aby pokazać klasyczne pochodzenie również tego wyniku rozpatrzmy prąd o natężeniu I przepływający po okręgu o promieniu r wokół solenoidu. Prąd ten wywołuje na osi z pole magnetyczne (zob. na przykład § 42, [13])

$$H_1(z) = \frac{2\pi I}{c} \frac{r^2}{(r^2 + z^2)^{3/2}} \quad (19)$$

dodające się do pola magnetycznego solenoidu H_0 . Energia układu wynosi:

$$W = \frac{1}{8\pi} \int H^2 dV + \frac{1}{8\pi} \int (H_0^2 + H_1^2 + 2H_0H_1) dV. \quad (20)$$

Pierwszy człon wyraża energię własną solenoidu, drugi — energię własną prądu kołowego, ostatni — energię oddziaływania. Jeśli przyjmiemy, że promień solenoidu jest nieskończenie mały, to podstawiając wyrażenie (19) do (20) i całkując po objętości solenoidu, w której H_0 jest różne od zera, otrzymujemy

$$W_{12} = \frac{I\Phi}{c}. \quad (21)$$

Wynik ten oczywiście pokrywa się z tym, jaki otrzymalibyśmy całkując wyrażenie $(1/c) \int (\mathbf{A}\mathbf{j}) dV$ po objętości, w której płynie prąd kołowy.

W kwantowym przypadku płaskiego rotatora, zgodnie ze zwykłymi prawami mechaniki kwantowej i wzorem (17), gęstość prądu elektronu wynosi:

$$\begin{aligned} j = j_\theta &= \frac{e\hbar}{2mi} (\psi^* \nabla_\theta \psi - \psi \nabla_\theta \psi^*) - \frac{e^2}{mc} A_\theta \psi^* \psi \\ &= \left(\frac{e\hbar}{m r} n - \frac{e^2}{mc} A_\theta \right) \psi^* \psi = \frac{e\hbar}{mr} (n + \alpha) \psi^* \psi. \end{aligned} \quad (22)$$

Tutaj znów występuje potencjał wektorowy, chociaż wyrażenie dotyczy obszaru, w którym z założenia natężenie pola magnetycznego znika. Jednak i tutaj trudno odnaleźć „nowe“, „nieklasyczne“ własności potencjału — również w elektrodynamice klasycznej przy wyrażaniu gęstości prądu $\mathbf{j} = \rho \mathbf{v}$ (ρ jest gęstością ładunku, \mathbf{v} — jego prędkością) przez uogólniony pęd \mathbf{p} należy zastąpić \mathbf{v} przez $\mathbf{p} - (e/c)\mathbf{A}$.

Całkowity prąd wynosi:

$$I = \int j_\theta dS = \frac{e\hbar}{m} \frac{n + \alpha}{2\pi r^2} \int |\psi|^2 dV = \frac{e\hbar}{2\pi m r^2} (n + \alpha), \quad (23)$$

gdzie dS jest elementem przekroju pierścienia, a $dV = 2\pi r dS$ — elementem jego objętości. Wzięto tutaj pod uwagę unormowanie funkcji ψ .

Podstawiając wyrażenie na prąd I do wzoru (21) otrzymujemy:

$$W_{12} = -\frac{\hbar^2}{mr^2} (n\alpha + \alpha^2). \quad (24)$$

Jednak w procesie wzrostu Φ o $d\Phi$ i gromadzenia się tej energii powstaje w konturnie kołowym siła elektromotoryczna $\mathcal{E} = -(1/c)(d\Phi/dt)$, która wykonuje

pracę nad prądem, wskutek czego energia prądu zmienia się o wielkość $-(1/c)d\Phi$. Wyrażając I oraz Φ przez a za pomocą wzorów (4) i (23) oraz całkując po a od 0 do a (przy czym $n = \text{const}$, gdyż p_0 komutuje z A_0) otrzymujemy następujące wyrażenie na zmianę energii prądu kołowego:

$$(\hbar^2/2mr)(2na + a^2),$$

czyli te wyrazy, które należy dodać do energii elektronu w nieobecności pola $\hbar^2 n^2/2mr^2$, aby otrzymać całkowitą energię E (18).

W ten sposób energia oddziaływania, a zatem i znaczenie potencjału w nich nie różnią się od klasycznych. Pierwiastek kwantowy (proporcjonalność do \hbar) przejawia się tylko dlatego, że położenie elektronu w obszarze pierścienia z zasady jest nieokreślone, można więc go utożsamić z prądem wypełniającym w każdej chwili czasu cały obszar pierścienia. Natężenie tego prądu jest proporcjonalne do \hbar (23).

5. Podsumowanie

Rozpatrzyliśmy trzy przykłady fizyczne, które ukazywały działanie stałego w przestrzeni i czasie potencjału na cząstkę naładowaną w nierelatywistycznej mechanice kwantowej. We wszystkich przypadkach podstawę stanowi zwykła klasyczna energia oddziaływania cząstki ze źródłem. Energia jest różna od zera, mimo że natężenie pola w miejscu, w którym znajduje się cząstka, wynosi zero (ładunek w punktach, w których potencjał elektryczny jest stały; prąd elektryczny obejmujący solenoid itp.). Została ona nagromadzona w trakcie ustawiania doświadczenia.

W przypadku kwantowym osobliwe cechy w zachowaniu się cząstki pod wpływem podobnego potencjału występują tylko dlatego, że energia cząstki jest bezpośrednio związana z częstością funkcji falowej i jeżeli zmiana częstości różnych części pakietu falowego jest różna, to może pojawić się interferencja. Żadne nowe „nielokalne“ własności samego potencjału elektromagnetycznego, których by nie było w klasycznej elektrodynamice, nie pojawiają się. Jedyną cechą, w której można dopatrzeć się nowej „nielokalności“ jest rozmycie funkcji falowej cząstki, co prowadzi do obliczania działania pola zewnętrznego w taki sposób, jakby sam elektron był rozmyty i znajdował się jednocześnie we wszystkich punktach przestrzeni z gęstością prawdopodobieństwa proporcjonalną do kwadratu modułu funkcji falowej. Jest to jednak związane z nieokreślonością położenia elektronu z zasady (w myśl związków nieokreśloności) i nie posiada bezpośredniego związku z własnościami potencjału elektromagnetycznego. Zrewidowanie lub „dalsze rozwinięcie“ teorii, o czym mówi się w pracy [1] (zob. wyżej, rozdz. 1) mogło by być skierowane tylko przeciwko pojęciu potencjału w elektrodynamice klasycznej lub przeciwko związkom nieokreśloności. Na to nie ma jednak żadnych podstaw.

Literatura

- [1] Y. Aharonov, D. Bohm, Phys. Rev., **115**, 485 (1959).
- [2] Y. Aharonov, D. Bohm, Phys. Rev., **123**, 1511 (1961).
- [3] W. Ehrenberg, R. E. Siday, Proc. Phys. Soc., B **62**, 8 (1949).
- [4] W. Furry, N. Ramsay, Phys. Rev., **118**, 623 (1960).
- [5] M. Peshkin, I. Talmi, L. Tassie, Ann. Phys., **12**, 426 (1961).
- [6] R. G. Chambers, Phys. Rev. Letters, **5**, 3 (1960).
- [7] F. G. Werner, D. R. Brill, Phys. Rev. Letters, **4**, 344 (1960).
- [8] H. Boersch, H. Hamisch, D. Wohlleben, K. Grohman, Z. Phys., **159**, 397 (1960).
- [9] L. Marton, zob. [2].
- [10] N. Byers, C. N. Yang, Phys. Rev. Letters, **7**, 46 (1961).
- [11] B. S. Deaver Jr., W. M. Fairbank, Phys. Rev. Letters, **7**, 46 (1961).
- [12] P. M. Morse, H. Feshbach, *Metody teoreticzeskoj fiziki* (tłum. z angielskiego), Moskwa 1956.
- [13] I. E. Tamm, *Osnowy teorii elektriczestwa*, Moskwa 1946.
- [14] B. S. DeWitt, Phys. Rev., **125**, 2189 (1962).
- [15] Y. Aharonov, D. Bohm, Phys. Rev., **125**, 2192 (1962).
- [16] L. Tassie, M. Peshkin, Ann. Phys., **16**, 177 (1961).

Tibor Nagy

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytetu im. Rolanda Eötvösa
Budapeszt

Neutrino we Wszechświecie *

I

Neutrino zostało „wymyślone“ przez W. Pauliego w celu ratowania niektórych praw zachowania. Ponieważ fizycy doświadczalni nie potrafili bezpośrednio zaobserwować tej cząstki, należało przypuścić, że jest ona niezwykle mało aktywna. Istotnie, jak wynika z teoretycznego oszacowania, droga swobodna neutrino w materii o zwykłej gęstości powinna przekraczać 10^{16} km. Jeszcze w 1953 roku Reines i Cowan podjęli próbę bezpośredniej detekcji promieniowania antyneutrinowego pochodzącego z reaktora, w oparciu o reakcję $\bar{\nu} + p \rightarrow e^+ + n$. Ostatnio [1] wyjaśniło się, że musimy odróżniać zwykle neutrino (które pojawia się w rozpadzie beta), od tak zwanego neutrino mionowego, występującego w procesach z udziałem mionu. Jakkolwiek fizycy odkryli wiele procesów, w których powinny występować neutrino, tym niemniej z makroskopowego punktu widzenia neutrino zachowało swój abstrakcyjny charakter. Jednakże w ostatnich latach powstały teorie, według których neutrino powinny odgrywać znaczną rolę w skali kosmicznej.

W związku z tą ideą mogą nasuwać się pewne pytania: czy rzeczywiście we Wszechświecie występuje duża ilość neutrin, a jeżeli tak, to skąd one pochodzą i jaka jest ich rola w procesach zachodzących we Wszechświecie? I wreszcie pytanie najbardziej pasjonujące: czy możemy zarejestrować te neutrino i wyzyskać je w badaniach fizycznych i astronomicznych? Oczywiście, że w chwili obecnej możemy uzyskać tylko prowizoryczne odpowiedzi na te pytania, jednakże otwierające się tu możliwości są tak fascynujące, że warto rozważyć je jak najdokładniej.

II

Pewne światło na te zagadnienia rzuca zbadanie procesów zachodzących podczas ewolucji gwiazd. Możemy sobie wyobrazić te procesy w następującej postaci: Najpierw mamy gazową kulę, która kureczy się pod wpływem sił gra-

* Niniejszy artykuł jest tłumaczeniem rękopisu dostarczonego Redakcji przez Autora (przyp. Red.).

witacyjnych, o ile nie występują żadne inne procesy. W wyniku kurczenia się gwiazdy temperatura jej zaczyna wzrastać. W pewnych temperaturach zostają zapoczątkowane rozmaite reakcje jądrowe, które rządzą dynamiką gwiazdy; podczas spalania paliwa jądrowego gwiazda znajduje się w równowadze dynamicznej. Po wyczerpaniu określonego rodzaju paliwa gwiazda kurczy się nadal i ogrzewa do momentu, w którym nowy typ reakcji termojądrowej zaczyna decydować o jej dynamice. A zatem proces ewolucyjny gwiazdy daje się podzielić na kilka okresów; podczas każdego z nich wypala się określony pierwiastek, co trwa miliony lat.

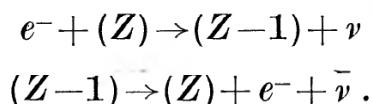
W gwiazdach należących do tzw. ciągu głównego (zaliczamy do niego również nasze Słońce) temperatura rdzenia wynosi około 10^7 °K, a gęstość rdzenia jest rzędu 10-100 g/cm³. Typowym procesem termojądrowym jest tu spalanie wodoru, prowadzące do powstawania helu w wyniku szeregu reakcji zapoczątkowanego procesem $^1\text{H} + ^1\text{H} \rightarrow ^2\text{H} + e^+ + \nu$ albo też w cyklu C-N. W następnym stadium (T rdzenia $\sim 10^8$ °K, ρ rdzenia $\sim 10^6$ g/cm³) w rdzeniu spala się hel, dając ^{12}C (w reakcji trzech cząstek alfa: $^4\text{He} + ^4\text{He} \rightleftharpoons ^8\text{Be}$, $^8\text{Be} + ^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C}^* \rightarrow ^{12}\text{C}$). Sytuację taką spotykamy na zaawansowanym etapie rozwoju tzw. czerwonych olbrzymów (nazwa ta pochodzi stąd, że mają one stosunkowo niską temperaturę powierzchni $T \sim 3000$ °K). W rezultacie powstaje rdzeń składający się z jąder ^{12}C , który kurczy się pod wpływem grawitacji, podnosząc w dalszym ciągu temperaturę gwiazdy. Po osiągnięciu temperatury 10^9 °K zaczynają powstawać pierwiastki o średnich wartościach Z , a przy T rdzenia $\sim 3 \cdot 10^9$ °K, ρ rdzenia $\sim 10^7$ g/cm³ gwiazda dobiega końca swego rozwoju. W tym stadium pierwiastki chemiczne znajdują się w równowadze statystycznej, przy czym najbardziej rozpowszechnionym pierwiastkiem jest żelazo. Ponieważ nie ma już reakcji, które mogłyby wpływać na dynamikę gwiazdy, następuje *kollaps*, czyli swobodne spadanie materii gwiazdy do jej środka, co prowadzi do powstania fali uderzeniowej i wybuchu gwiazdy (tzw. wybuch supernowej). W wybuchu tym zostaje wyzwolona energia porównywalna do energii cieplnej gwiazdy, a towarzyszą mu wszystkie rodzaje syntezy pierwiastków oraz powstawanie energicznych promieni kosmicznych. W ten sposób gwiazda może osiągnąć trwałą konfigurację, stając się białym karłem.

Widzieliśmy więc, że w toku ewolucji gwiazdy występuje wiele reakcji jądrowych i neutrino mogą powstawać albo bezpośrednio (jak np. w procesie $^1\text{H} + ^1\text{H} \rightarrow ^2\text{H} + e^+ + \nu$), albo w procesach rozpadów produktów reakcji. Znając te reakcje, możemy obliczyć ilość powstających neutrino oraz ich widmo energetyczne. Na przykład w przypadku Słońca strumień neutrino padający na powierzchnię Ziemi jest rzędu 10^{11} 1/cm²sek, a ich widmo energetyczne rozciąga się od 0,4 MeV do 14 MeV (mamy tu na myśli energie ekstremalne). (Zwróćmy uwagę na to, że w gwiazdach typu Słońca powstają nie antyneutrino, lecz właśnie neutrino!) Chociaż gwiazdy głównego ciągu rozpraszają w postaci neutrino znaczny ułamek ($\sim 5\%$) swojej energii, jednakże ten rodzaj produkcji neutrino nie ma większego znaczenia.

Należy się jednak spodziewać, że w późniejszym okresie ewolucji gwiaz-

dowej rola neutron staje się o wiele ważniejsza. Chodzi o to, że wybuchy supernowych są zbyt rzadkie, by mogły objaśnić obserwowaną liczbę białych karłów. Podczas gdy liczba wybuchów gwiazd nowych (o jasności $\sim 10^5 L_\odot$; L_\odot — jasność Słońca) wynosi w naszej galaktyce $\sim 50/\text{rok}$, to eksplozje supernowych (o jasności $\sim 10^9 L_\odot$) zdarzają się zaledwie raz w ciągu kilku stuleci. Można więc przypuszczać, że pewien proces oziębiania gwiazdy zatrzymuje syntezę pierwiastków, nie dopuszczając do powstania żelaznego rdzenia. Ponieważ dla gwiazd o masie mniejszej od masy krytycznej istnieje pewna trwała konfiguracja, możemy więc sobie wyobrazić, że proces chłodzący pozwala takiej gwiazdzie przejść do stanu białego karła w sposób łagodny (albo poprzez wybuch typu gwiazdy nowej), natomiast supernowe rekrutują się spośród gwiazd o masach większych od masy krytycznej. Energia kinetyczna cząstek z łatwością transformuje się w energię pola fotonowego, a zatem znaczna część energii gwiazdy może być wypromieniowana w postaci fotonów. Jednakże proces ten nie potrafi zrównoważyć dopływu energii pochodzącego od ogrzewania grawitacyjnego, ponieważ powstające we wnętrzu gwiazdy fotony zostają w niej pochłonięte. Zupełnie odmienną sytuację mielibyśmy w przypadku, gdyby energia elektronów i fotonów mogła przemieniać się w energię neutron, ponieważ neutron potrafią przebiec całą gwiazdę, nie doznawszy ani jednego oddziaływania; nawet niewielka produkcja neutron może stać się istotnym czynnikiem chłodzącym.

W 1941 roku Gamow i Schönberg [2] jako pierwsi zwrócili uwagę na przypuszczalną rolę neutron w ewolucji gwiazd. Zbadali oni proces następujący:



Jest to tzw. proces URCA (swoją dziwną nazwę otrzymał on na cześć graczy przegrywających w kasynie Urca w Rio de Janeiro). Proces URCA mógłby zmniejszyć energię kinetyczną gazu elektronowego. Niestety, reakcja ta posiada próg energetyczny (różnicę energii pomiędzy izobarami $Z-1$ oraz Z), a zatem w niskich temperaturach tylko nieliczne izotopy mogą brać w niej udział. Proces ten może odgrywać znaczną rolę w wysokich temperaturach, jednakże wskutek występowania nasycenia nie może on być procesem dominującym [3].

W 1959 roku Pontecorvo [4] zwrócił uwagę na to, że gdyby istniało bezpośrednie oddziaływanie $(e\nu)(e\nu)$, to mielibyśmy wiele innych możliwości powstawania neutron w gorącym gazie elektronowym:

1. $\gamma + Z \rightarrow Z + e^+ + e^-$ (neutrino anihilacyjne)
 $e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu}$
2. $e + Z \rightarrow Z + e + \nu + \bar{\nu}$ (neutrino hamowania)
3. $\gamma + e \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ (neutrino komptonowskie)

Oszacowania przypuszczalnej roli tych procesów dokonali Pinajew [5], Chiu, Morrison i Stabler [6, 7]. Autorzy ci otrzymali, że straty energetyczne

sięgają 10^{15} - 10^{20} erg/gsec w temperaturze powyżej 10^9 °K, co może zrównoważyć dopływ ciepła powstający wskutek grawitacyjnego kurczenia się gwiazdy.

Sytuacja ta może ulec znacznym zmianom w gazie elektronowym zdegenerowanym. Wówczas stany elektronowe aż do stosunkowo wysokiego poziomu Fermiego są zajęte i elektrony o pędach poniżej poziomu Fermiego nie mogą występować w stanach końcowych powyższych reakcji. Degeneracja potrafi zmniejszyć produkcję neutrin o wiele rzędów wielkości. Wskutek tego do głosu mogą dojść procesy, w których stanie końcowym nie występują elektrony. Do procesów tego typu należą procesy fotoneutrinowe:

$$4. \quad \gamma + \gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}$$

$$5. \quad \gamma + \gamma \rightarrow \gamma + \nu + \bar{\nu}$$

$$6. \quad \gamma + Z \rightarrow Z + \nu + \bar{\nu}.$$

Jak pokazał Gell-Mann, przekrój czynny dla procesu [4] znika, o ile słabe oddziaływanie jest lokalne [8]. Przekrój czynny dla reakcji [5] obliczyli Nguyen Van Hyeu i Szabalin [9]; jak się okazało rola tego procesu jest nieznaczna w porównaniu do innych reakcji. Proces [6] zbadali Matinian i Tsilosani [10] oraz Marx, Németh i Nagy [11]. Również w tym przypadku na przekrój czynny reakcji ma wpływ degeneracja gazu elektronowego, można jednak pokazać, że w zdegenerowanej plazmie proces ten potrafi rywalizować z innymi procesami produkcji neutrin. Nie wykluczone, że właśnie dzięki fotoneutrinom nasze Słońce nie stanie się eksplodującą supernową.

W omawianych do tej pory procesach nie powstają neutrina mionowe. Gdybyśmy jednak założyli, że na wczesnym etapie swego rozwoju Wszechświat znajdował się w bardzo „gorącym“ stanie, to znaczy, na przykład, że temperatura skondensowanej materii znacznie przekraczała 10^9 °K, wówczas główna rola przypadłaby w udziale procesom jądrowym o wielkiej energii, w których powstawałyby piony i kaony. W rozpadach tych cząstek powstają nie zwykle neutrina, lecz neutrina mionowe. Według tej teorii powinniśmy wykryć we Wszechświecie oprócz strumieni zwykłych neutrin również intensywne strumienie neutrin mionowych.

III

Już ten zwięzły przegląd pokazuje, że mamy do swojej dyspozycji wiele teoretycznych możliwości objaśnienia powstawania neutrin we Wszechświecie. Widzieliśmy ponadto, że procesy te mogą odgrywać doniosłą rolę w zjawiskach kosmicznych. Warto więc zastanowić się nad tym, co możemy obecnie powiedzieć na temat natężenia występujących we Wszechświecie strumieni neutrin oraz ewentualnych makroskopowych skutków ich obecności. W związku z tym problemem wysunięto szereg ciekawych idei, których większość Czytelnik może znaleźć w doskonałej pracy Pontecorvo [12].

Podstawę tych rozważań stanowi fakt, że dotychczasowe doświadczenia pozwalają założyć, iż gęstość energii neutrin we Wszechświecie jest stosunkowo duża. W rzeczywistości nie jest wykluczone, że gęstość energii neutrin sięga lub nawet przekracza gęstość energii materii obdarzonej masą spoczynkową. Tego rodzaju przypuszczenie pozwala snuć nader ciekawe rozważania teoretyczne. Weźmy dla przykładu kosmogoniczny model Friedmanna. Model ten przewiduje dwa możliwe zachowania się rozszerzającego się Wszechświata, w zależności od tego, czy średnia gęstość energii Wszechświata ($\bar{\rho}$) jest większa lub mniejsza niż dana gęstość krytyczna (ρ_c). Jeżeli $\bar{\rho} < \rho_c$, to Wszechświat będzie rozszerzać się w nieskończoność, jeśli natomiast $\bar{\rho} > \rho_c$, to rozszerzanie się wreszcie ustaje i Wszechświat zaczyna kurczyć się (mamy wówczas oscylujący Wszechświat). ρ_c wynosi około $2 \cdot 10^{-29}$ g/cm³, a gęstość energii nukleonów $\bar{\rho}_N$ równa się $\sim 10^{-29}$ g/cm³. Gdyby więc okazało się, że gęstość energii neutrin $\bar{\rho}_{\bar{\nu}}$ przewyższa $\bar{\rho}_N$, znaczyłoby to prawdopodobnie, że właśnie neutrina powodują oscylacje Wszechświata.

Jeszcze dalej idzie tak zwana hipoteza fluktuacyjna. Teoria ta zakłada, że zwykła materia (czyli materia posiadająca masę spoczynkową) stanowi jedynie fluktuację ponad ładunkowo symetrycznym tłem neutrin i antyneutrin, co oznacza, że główną część gęstości energii Wszechświata unoszą neutrina i antyneutrina. W związku z tym wielkiego znaczenia nabierają doświadczenia, które mogą wyznaczyć górną granicę gęstości energii neutrin. Jeśli chodzi o neutrina o energii ≥ 1 GeV, to istnieją przeprowadzone na wielkich głębokościach podziemne pomiary natężenia promieniowania kosmicznego, z których wynika, że $\bar{\rho}_{\bar{\nu}}(E \geq 1 \text{ GeV})$ jest mniejsze od $\bar{\rho}_N$ co najmniej o trzy rzędy wielkości. W przypadku neutrin o małej energii pewne granice na ich gęstość można by uzyskać przez zbadanie zwykłego oraz indukowanego rozpadu beta, jednakże dokładność obecnych pomiarów pozwala otrzymać jedynie bardzo wysoką górną granicę. Znacznie niższą granicę daje zbadanie grawitacyjnych skutków istnienia strumieni neutrinowych. Jak oszacowali Smorodinski i Zeldowicz, $\bar{\rho} = \bar{\rho}_{\bar{\nu}} + \bar{\rho}_N \leq 10\bar{\rho}_N$. Nałożone przez to oszacowanie ograniczenie pozwala założyć, że dzięki obecności we Wszechświecie neutrin $\bar{\rho}$ przekracza wspomnianą wartość krytyczną. Jednakże z punktu widzenia hipotezy fluktuacyjnej ograniczenie to jest zbyt silne. Według Pontecorvo można jednak utrzymać tę hipotezę, o ile weźmiemy pod uwagę zmienność gęstości energii relatywistycznych cząstek w zależności od krzywizny Wszechświata.

Oprócz efektów kosmogonicznych, neutrina mogą okazać się bardzo ważne również w astronomii. Wystarczy uświadomić sobie, że dotychczasową naszą wiedzę o odległych partiach Wszechświata czerpaliśmy z kwantów promieniowania elektromagnetycznego. Fotony dają się łatwo zarejestrować, ale ta sama własność powoduje, że są one łatwo pochłaniane, a zatem mogą przynosić sygnały jedynie z powierzchni gwiazd. Zupełnie inną sytuację mamy z neutrinami. Posiadając niezwykle długą średnią drogę swobodną, przechodzą one łatwo nawet przez obiekty o rozmiarach gwiazdowych. Gdybyśmy mieli do swojej dyspozycji neutrinowy teleskop, moglibyśmy zajrzeć do wnętrza gwiazd.

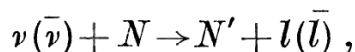
Neutrino odgrywałyby w astronomii rolę promieni rentgenowskich. Moglibyśmy wówczas zapoznać się bezpośrednio z procesami, jakie zachodzą w rdzeniach gwiazd. Dzięki rejestracji intensywnego promieniowania neutrinowego gwiazd znajdujących się w stadium poprzedzającym wybuch astronomowie mogliby przewidzieć pojawienie się supernowych. Fizyka neutrinowa mogłaby rozstrzygnąć, czy Wszechświat na wczesnym etapie swego rozwoju mógł mieć temperaturę znacznie ponad 10^9 °K. Wyjaśnienie tej kwestii wymagałoby zmierzenia natężenia promieniowania neutrin mionowych. Gdyby się okazało, że natężenie neutrin mionowych jest znacznie większe, niż tego można się spodziewać na podstawie natężenia promieni kosmicznych, to na powyższe pytanie należałoby dać odpowiedź twierdzącą.

Istnieje jeszcze jeden ciekawy problem, na który mogłaby odpowiedzieć astronomia neutrinowa. Chodzi mianowicie o to, czy istnieją „antygwiazdy” czyli gwiazdy zbudowane z antymaterii. Nie można wyjaśnić tej kwestii przy pomocy samych tylko fotonów, albowiem fotony wysyłane przez antygwiazdę mają identyczne własności, jak fotony wysyłane przez gwiazdę. Z neutrinami jest inaczej. Jak już wspomnieliśmy, Słońce promieniuje nie antyneutrino, lecz tylko neutrino. Natomiast promieniowanie „anty-Słońca” składałoby się z antyneutrin, a różnica ta pozwoliłaby nam odróżnić obie te możliwości.

W tym miejscu warto zaznaczyć, że z punktu widzenia doświadczalnego wszystkie te możliwości są jeszcze bardzo dalekie od realizacji, nawet gdybyśmy chcieli poprzestać na detekcji całkowitego natężenia promieniowania neutrinowego. Sytuacja staje się o wiele bardziej skomplikowana, jeżeli chcemy wyznaczyć także kierunek strumieni neutrin. W dalszym ciągu przedstawimy pokrótce niektóre aspekty, związane z problemem detekcji neutrin.

IV

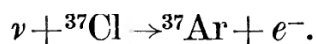
Najbardziej bezpośrednia metoda pomiaru strumieni neutrin polega na zbadaniu procesów typu indukowanego rozpadu beta, a więc reakcji o postaci



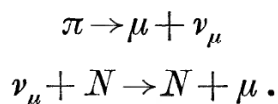
gdzie N oznacza nukleon (albo jądro), a l symbolizuje lepton.

W przypadku antyneutrin najprostszym jest proces, jaki zastosowali w swoim doświadczeniu Reines i Cowan: $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$.

Do detekcji neutrin można posłużyć się następującą reakcją:

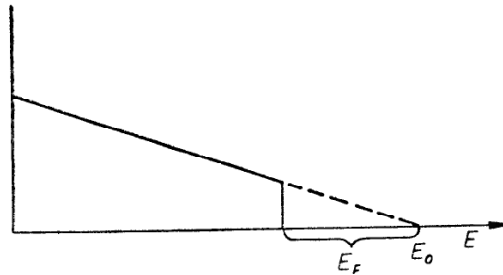


Podobną reakcję wykorzystano w doświadczeniu Ledermana, Steinbergera i innych [1] do wykazania różnicy pomiędzy dwoma rodzajami neutrin



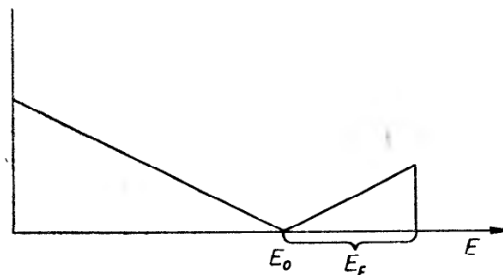
Ponieważ odpowiednie przekroje czynne są bardzo małe, więc nawet w przypadku występowania intensywnych strumieni neutrin liczba obserwowanych zdarzeń zawsze będzie wyjątkowo mała. W doświadczeniu Reinesa-Cowana strumień antyneutrin wynosił około 10^{13} 1/cm³sek i jak dotąd nie udaje się zarejestrować strumieni o natężeniu mniejszym o wiele rzędów wielkości. Łatwo widzieć, że promieniowanie neutrinowe Słońca ($\sim 10^{11}$ 1/cm²sek) znajduje się właśnie na granicy zdolności rejestracyjnej.

Wszystkie powyższe procesy mają jedną wspólną wadę: można je stosować tylko dla neutrin o energii większej niż 1 MeV, ponieważ posiadają one energię



Rys. 1. Wykres Kurie w przypadku degeneracji antyneutrinowej (rozpad β^-)

progową. Do chwili obecnej nie opracowano efektywnej metody rejestracji neutrin o małej energii. Tym niemniej warto być może wspomnieć tu o pomysły podanym przez Weinberga [13]. Rozpatrując możliwość istnienia uniwersalnej degeneracji neutrin w rozmaitych modelach kosmogonicznych, Weinberg zaproponował wykrycie obecności zdegenerowanego gazu neutrinowego (lub



Rys. 2. Wykres Kurie w przypadku degeneracji neutrinowej (rozpad β^-)

antyneutrinowego) poprzez zbadanie kształtu dozwolonych widm beta. Istotnie, jeżeli we Wszechświecie występuje morze antyneutrin, wówczas w rozpadach β^- nie powinno się obserwować antyneutrin o pędach poniżej poziomu Fermiego (E_F), a więc energia elektronów rozpadu nie może przekroczyć $E_0 - E_F$, gdzie E_0 jest maksymalną energią widma beta. W związku z tym zwykły wykres Kurie byłby obcięty przy energii $E_0 - E_F$ (rys. 1).

Jeszcze ciekawsza sytuacja powstaje w przypadku degeneracji neutrinowej. Powinny wówczas występować indukowane rozpady beta, w których energia elektronu rozpadu równa się maksymalnej energii E_0 powiększonej o energię neutrina z morza Fermiego. W związku z tym na wykresie Kurie spodziewane jest wystąpienie ponad maksymalną energią swobodnego „ogona“ (rys. 2). Podobną sytuację obserwuje się również wtedy, gdy gaz neutrin (lub antyneutrin)

nie jest zdegenerowany, lecz wykazuje pewien rozkład cieplny; ponadto w tym przypadku wystąpi rozmycie widma. Rozważania te stosują się oczywiście także do rozpadu β^+ oraz do rozpadu mionu. Jeżeli wykorzystamy dane pochodzące z najnowszych doświadczeń nad rozpadem β^- w ${}^3\text{H}$ oraz założymy istnienie degeneracji antyneutrinowej, to otrzymujemy, że $E_F < 200$ eV. Jest to oszacowanie bardzo niedokładne, ponieważ nawet degeneracja z $E_F = 1$ eV odpowiada gęstości energii antyneutrin, która jest 10^9 razy większa niż średnia gęstość energii nukleonów we Wszechświecie! Dla neutrin oraz dla neutrin mionowych oszacowania takie są jeszcze bardziej przybliżone. W pracy Marxa [14] zbadano wpływ tła neutrin mionowych o danym rozkładzie cieplnym na kształt widma elektronów z rozpadu mionu.

W zakończeniu tego krótkiego przeglądu chciałbym podkreślić, że przedstawione tu idee mają wstępny i raczej spekulatywny charakter. Tym niemniej nie jest wykluczone, że już w niezbyt dalekiej przyszłości fizyka neutrinowa stanie się nauką doświadczalną, a więc już teraz teoria powinna szukać dróg do urzeczywistnienia tego celu.

Tłumaczył Walerian Majewski

Literatura

- [1] G. Danby, I. Gallard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, I. Steinberger, *Phys. Rev. Letters*, **9**, 36 (1962).
- [2] G. Gamow, M. Schönberg, *Phys. Rev.*, **59**, 539 (1941).
- [3] H.-Y. Chiu, *Ann. Phys.*, **15**, 1 (1961).
- [4] B. Pontecorvo, *ŽETF*, **36**, 1615 (1959).
- [5] G. M. Gandelman, W. S. Pinajew, *ŽETF*, **37**, 1072 (1959).
- [6] H.-Y. Chiu, P. Morrison, *Phys. Rev. Letters*, **5**, 573 (1960).
- [7] H.-Y. Chiu, R. C. Stabler, *Phys. Rev.*, **122**, 1317 (1961).
- [8] M. Gell-Mann, *Phys. Rev. Letters*, **6**, 70 (1961).
- [9] Nguyen Van Hyeu, E. P. Szabalin, *ŽETF*, **44**, 1003 (1963).
- [10] S. T. Matinian, N. N. Tsilosani, *ŽETF*, **41**, 1681 (1961).
- [11] G. Marx, J. Németh, *Proc. of the Int. Conf. on High Energy Nucl. Phys.*, Genewa 1962.
G. Marx, T. Nagy, *Acta phys. Hungar.* (w druku).
- [12] B. Pontecorvo, *ŽETF*, **79**, 3 (1963).
- [13] S. Weinberg, *Phys. Rev.*, **128**, 1457 (1962).
- [14] G. Marx, *Acta phys. Hungar.* (w druku).

Marian Mięslowicz

Katedra Fizyki II Akademii Górniczo-Hutniczej
Kraków

Produkcja cząstek w zderzeniach nukleonów o wysokich i ultra-wysokich energiach *

Zjawisko wielorodnej produkcji jako charakterystyka silnych oddziaływań

Fizyka wysokich energii poczyniła w ciągu ostatnich 10 lat wielkie postępy, przede wszystkim o ile chodzi o klasyfikację cząstek elementarnych (schemat Gell-Manna oraz Nishijimy — pojęcie „dziwności“) oraz także w dziedzinie tzw. słabych oddziaływań. Tu przede wszystkim odkryto, że zasada zachowania parzystości nie jest słuszna dla tych oddziaływań.

W ostatnich pięciu latach nastąpił jednak bardzo intensywny i skuteczny atak na zagadnienie silnych oddziaływań. To zagadnienie jest szczególnie ważne, bo dotyczy ono istoty sił działających między nukleonami. Zagadnienie to wiąże się z wielorodną produkcją cząstek. Cząstki silnie oddziaływające, za pośrednictwem pola, którego są źródłem, w zderzeniach wysokich energii emitują kwanty tego pola, przy czym istnieje duże prawdopodobieństwo, że liczba wyemitowanych w jednym zderzeniu kwantów tego pola jest większa od jedności. To zagadnienie postawił jeszcze ćwierć wieku temu Heisenberg przy próbie wyjaśnienia zjawiska pęków promieniowania kosmicznego. Kwantami pola, którego źródłem są nukleony, są przede wszystkim mezony π , toteż będziemy tutaj mówili o wielorodnej produkcji mezonów π , aczkolwiek wiemy dobrze, że w zderzeniach nukleonów wysokich energii prócz mezonów π rodzą się także w pewnym ułamku inne cząstki.

W ciągu ostatnich pięciu lat wzrósł niezmiernie materiał doświadczalny dotyczący wielorodnej produkcji mezonów, zarówno przy oddziaływaniach w akceleratorowym zakresie energii, dzięki uruchomieniu w ostatnich latach kilku akceleratorów przyspieszających cząstki do energii 30 GeV i rozwinięciu się techniki rejestracji tych zderzeń oraz zastosowaniu na wielką skalę elektro- nowych maszyn liczących, a także w zakresie energii cząstek kosmicznych dochodzących do 10^{14} eV. Wzrost danych doświadczalnych w zakresie tych

* Referat wygłoszony na XVIII Zjeździe Fizyków Polskich w Katowicach (wrzesień 1963).

ultrawysokich energii jest wynikiem organizowania szeregu lotów stratosferycznych, w których bardzo wielkie bloki emulsji udało się naświetlić na bardzo dużych wysokościach przez długie okresy czasu. W lotach tych uzyskano materiały do badań zderzeń jądrowych o energiach do 10^{14} eV.

Ten bogaty materiał doświadczalny pozwolił na stwierdzenie, w ostatnich latach, istnienia zupełnie nowego zjawiska, a mianowicie produkcji cząstek za pośrednictwem pewnych stanów pośrednich żyjących niezwykle krótko, na przykład 10^{-23} sek, i rozpadających się potem z emisją mezonów. Nukleon, któremu dostarczyliśmy energii może wzbudzić się i po pewnym bardzo krótkim czasie przejść do stanu podstawowego z emisją mezonów π . Te pośrednie stany mogą zatem być nukleonami lub ogólnie barionami wzbudzonymi. Ale odkryto także krótko żyjące stany bosonowe, które rozpadają się wyłącznie na mezony π . Zagadnienie istnienia stanów pośrednich w produkcji mezonów π będzie głównym tematem tego referatu.

Rozważmy dwa zasadnicze modele wielorodnej produkcji.

1. Model bezpośredniej lub niezależnej produkcji, który nazywany jest też modelem statystycznym.

2. Model produkcji poprzez stany pośrednie.

W latach między 1945 a 1955 rozwinęły się trzy słynne teorie wielorodnej produkcji opracowane przez Fermiego, Heisenberga i Landaua por. np. [1]. Wszystkie one wychodziły ze wspólnego założenia, że po zderzeniu powstaje

jedna objętość rzędu $\frac{1}{\gamma} \left(\frac{\hbar}{\mu c} \right)^3$ (μ jest masą mezonu, a czynnik $\frac{1}{\gamma}$ spłaszcza kulkę

o objętości nukleonu na skutek ruchu nukleonów w układzie środka masy z czynnikiem Lorentza γ). W objętości tej mamy bardzo silną koncentrację energii, która bardzo szybko rozdziela się na wszystkie możliwe energetycznie stany. Według założeń tych teorii w objętości tej nie obserwujemy żadnej struktury. Teorie Heisenberga i Landaua odnoszą się tylko do skrajnie wysokich energii na przykład powyżej 10^{12} eV, teoria Fermiego natomiast miała być słuszną dla wszystkich energii, w których wielorodna produkcja jest możliwa, a więc do całego zakresu energii, o których mowa w tym artykule. W naszej klasyfikacji modeli wielorodnej produkcji będziemy wszystkie trzy te teorie zaliczać do pierwszego modelu, tj. modelu produkcji bezpośredniej. To co chcemy pokazać, to to, że istnieje wielka grupa niedawno odkrytych form wielorodnej produkcji, których nie można opisać teoriami opierającymi się na tym modelu. Model ten, we wszystkich jego formach, możemy scharakteryzować w następujący sposób.

1. Emisja mezonów następuje z jednej objętości silnie skondensowanej energii. Objętość ta nie ma żadnej struktury. Nie ma żadnego rozróżnienia między peryferyjnymi i centralnymi zderzeniami.

2. Cząstki pierwotne tracą zupełnie swą indywidualność wśród cząstek wtórnych.

3. Nie ma zasadniczej różnicy między zderzeniami spowodowanymi przez nukleony i zderzeniami spowodowanymi przez mezony π .

4. Zasadniczą cechą emisji cząstek wtórnych jest symetria „przód” — „tył” w układzie środka masy.

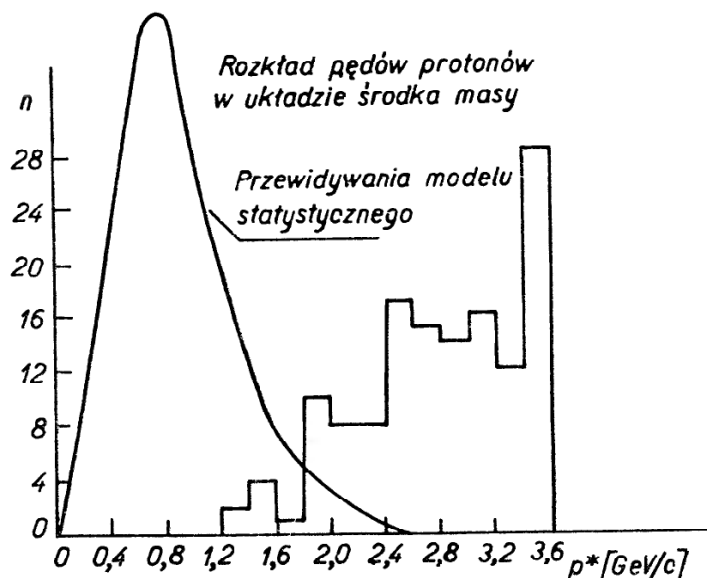
5. Wszystkie te teorie przewidują pewien typ rozkładu kąтового wyemitowanych cząstek, który po wprowadzeniu pewnych współrzędnych kątowych jest jednakowy dla wszystkich tych teorii. W akceleratorowym zakresie energii rozkład ten (w układzie środka masy) zbliżony jest do izotropowego. Dla wyższych energii rozkład ten staje się silnie anizotropowym, z silną przewagą cząstek w kierunku do przodu i do tyłu.

A co pokazuje doświadczenie?

Zakres energii badany przy pomocy akceleratorów

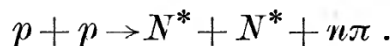
Ogólną sytuację doświadczalną zilustrujemy bardzo typowymi przykładami.

Weźmy na przykład zderzenia protonów o energii 28 GeV przyspieszonych w wielkim synchrotronie protonowym w CERNie (Genewa) z protonami w wo-



Rys. 1. Widmo pędów protonów ze zderzeń protonów 28 GeV/c z protonami. Na osi odciętych pęd protonów w układzie środka masy [2]

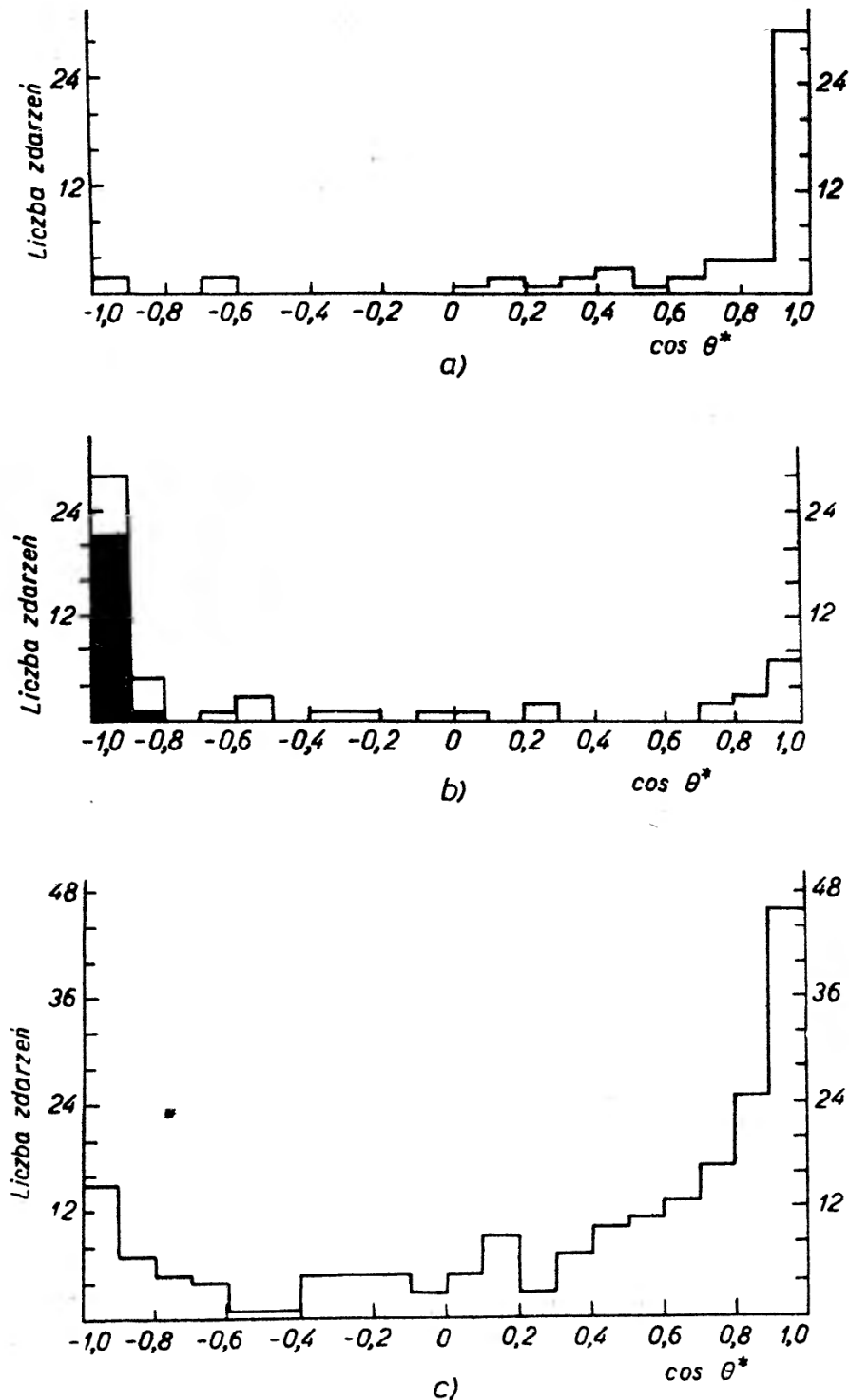
dorowej komorze pęcherzykowej. Typową reakcję, jaką tutaj obserwujemy możemy napisać w formie

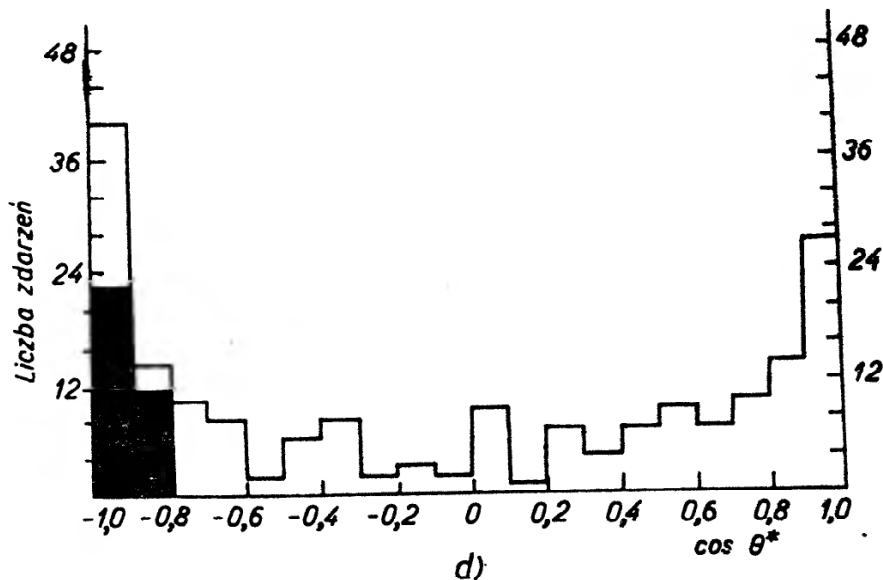


Powstają tu 2 dowolne bariony (mogą to być dowolne nukleony, nukleony wzbudzone, hyperony lub hyperony wzbudzone) oraz pewna liczba mezonów π . Na rys. 1 widzimy widmo pędów protonów po zderzeniu w układzie środka masy. Obserwujemy, że protony w znacznej ich części posiadają bardzo wysokie pędy o wartościach zbliżonych do wartości pędu przed zderzeniem (histogram), podczas gdy model statystyczny przewiduje średnio znacznie mniejsze wartości pędów (krzywa ciągła). Wyniki te pochodzą z pracy grupy CERN—u pracującej pod kierownictwem Peyrou [2]. Rezultaty te świadczą, że zderzające się

protony w procesie zasadniczo nieelastycznym zachowują jednak dużą część swej energii w dużej liczbie przypadków. Energia tych protonów znacznie większa od średniej energii innych cząstek, wyraźnie je wyróżnia, co jest niezgodne z modelem statystycznym (wyżej wymieniony p. 2).

Jako drugi przykład podamy rezultaty badań zderzeń mezonów π^- o pędzie 16 GeV/c wytworzonych przy pomocy wielkiej maszyny CERN-u. Badania tego typu zderzeń są bardzo ważne ze względu na to, że istnieje asymetria cząstki padającej i cząstki tarczy, co stwarza istnienie dodatkowej informacji ważnej dla interpretacji. Rys. 2 przedstawia rozkłady kątowe cząstek wtórnych w układzie środka masy, oddzielnie dla cząstek ujemnych, które są prawie



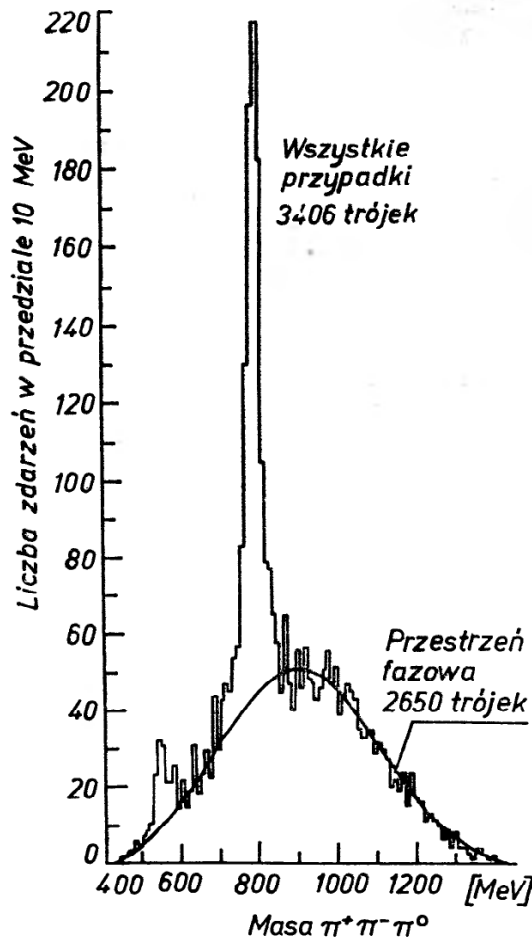


Rys. 2. Rozkłady kątowe cząstek wtórnych z oddziaływań 16 GeV/c $\pi^- + p$ w układzie środka masy; a) gwiazdy dwuramienne ujemne, b) gwiazdy dwuramienne dodatnie czarny histogram oznacza rozkład protonów, c) gwiazdy czteroramienne ujemne, d) gwiazdy czteroramienne dodatnie, czarny histogram oznacza rozkład protonów

wszystkie mezonami π^- , oraz cząstek dodatnich, z których część została zidentyfikowana jako protony [2]. Z obydwu tych rozkładów kątowych widzimy, że zasadnicze założenie modeli statystycznych, że cząstki pierwotne zatracają swą indywidualność, jest tutaj drastycznie nie spełnione. Zarówno mezony π^- , jak i protony w dużym stopniu „przeżywają” zderzenie i zachowują dużą część swej pierwotnej energii, poruszają się w swych poprzednich kierunkach, tj. w układzie środka masy mezony do przodu, a protony do tyłu.

Przejdźmy teraz do opisu doświadczeń, których wyniki wyraźnie pokazały istnienie zjawiska emisji mezonów poprzez stany związane czy wzbudzone. Stany wzbudzone nukleonów odkryto przy badaniu rozpraszania mezonów π na nukleonach, jako maksima o charakterze rezonansowym na krzywych przekroju czynnego na rozpraszanie, w zależności od energii. Słynny rezonans wiążący mezon π z nukleonem w układ ze spinem $3/2$ i z izospinem $3/2$ (rezonans $(3/2, 3/2)$) jest najdawniej odkrytym stanem wzbudzonym barionu, pierwszym przykładem olbrzymiej już dzisiaj rodziny stanów wzbudzonych. Obecnie najczęściej stosowaną metodą rejestracji jest analiza rozkładu niezmienniczej masy dla danej grupy cząstek. W reakcji wielociałowej, np. $a + b \rightarrow c + d + e$, dla danej grupy cząstek, na przykład dla pary lub dla trójki, bada się rozkład kwadratu czteropędu $M^2 = (\sum E_i)^2 - (\sum \vec{p}_i)^2$, tzn. rozkład niezmienniczej masy tej grupy cząstek. Jeżeli cząstki powstały niezależnie, to rozkład M^2 będzie odpowiadał przestrzeni fazowej $E, p_1 p_2 p_3$, która daje krzywą gładką przebiegającą po wszystkich możliwych wartościach M^2 . Jeżeli natomiast badana para lub trójka cząstek, ogólnie grupa cząstek, powstała z jednej cząstki przez jej rozpad, wówczas na rozkładzie M^2 znajdujemy charakterystyczne maksimum odpowiadające masie danej cząstki. Dla przykładu na rys. 3 przedstawiamy rozkład M^2 trójek z reakcji wielorodnej produkcji mezonów π w zderzeniach mezonów π^+ o energiach 2,35 GeV z protonami w komorze pęche-

rzykowej. Badano trójki $\pi^+\pi^-\pi^0$ z reakcji $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p + \pi^+ + \pi^- + \pi^0$. Rezultaty przedstawione na rys. 3 uzyskane zostały przez grupę uniwersytetu Columbia [3] i potwierdzają istnienie znanego już przedtem rezonansu bezbarionowego ω , rozpadającego się na 3 mezony π według schematu $\omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$.



Rys. 3. Rozkład M^2 trójek $\pi^+\pi^-\pi^0$ z reakcji $2,35 \text{ GeV}/c$ $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p + \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ [3]

Tablica I

B	s	I	J^p		Masa w MeV	Γ w MeV	Schematy rozpadu
0	0	0	0 ⁻	η	548	10	$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$
			1 ⁻	ω	782	15	$\omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$
0	0	1	1 ⁻	ρ	750	100	$\rho^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ $\rho^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$ $\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^0$
1	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$ ⁻	N^*	1513	130	$N^* \rightarrow N + \pi$
	0		$\frac{5}{2}$ ⁺		1688	140	
	0	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$ ⁺		1238	100	

W tablicy I zebrane są najbardziej znane cząstki albo stany rezonansowe, podane tutaj raczej w charakterze przykładów niż pełnego zestawienia, które dzisiaj byłoby o wiele obszerniejsze. Kolumna 1 podaje liczbę barionową B

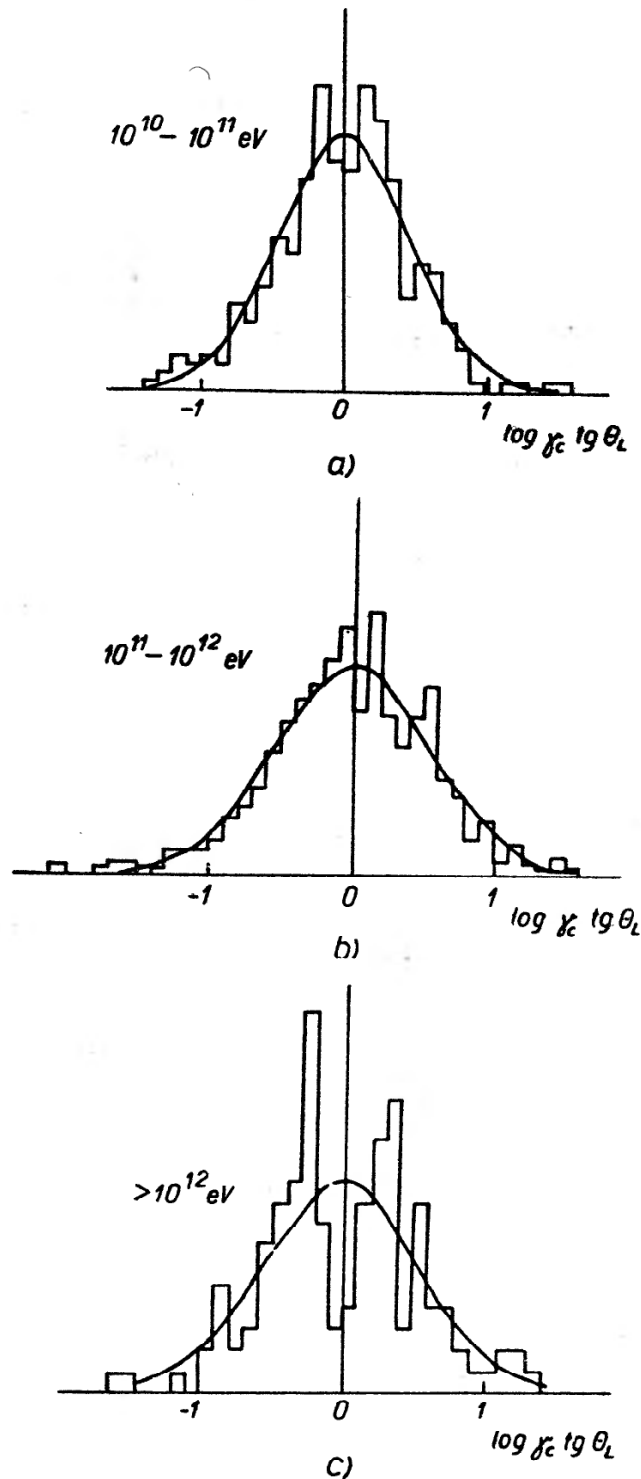
Badania zagadnienia wielorodnej produkcji w dziedzinie energii promieni kosmicznych

Zanim przejdziemy do rezultatów tych badań, przyjrzyjmy się nieco stronie doświadczalnej. Będzie tutaj mowa o oddziaływaniu cząstek kosmicznych (przede wszystkim nukleonów) z jądrami emulsji fotograficznych. Emulsje te naświetlane są przez promieniowanie kosmiczne w balonach wypuszczanych na wiele godzin na wysokości powyżej 30 km. Skoncentrujemy teraz uwagę na badaniach oddziaływań nukleonów o energiach powyżej 10^{12} eV. Ze względu na to, że całkowite widmo energetyczne pierwotnych cząstek promieniowania kosmicznego ma w przybliżeniu kształt E^{-2} , liczba interakcji o energiach ok. 10^{12} eV i wyżej jest na ogół niewielka. W r. 1956 takich przypadków opisanych w literaturze było ok. 10. Dopiero w latach ostatnich zostały zorganizowane większe loty, które dostarczyły liczniejszych materiałów. Największym dotąd tego rodzaju przedsięwzięciem były dwa loty zorganizowane w Instytucie im. Fermiego w Uniwersytecie w Chicago przez przedwcześnie zmarłego w r. 1960 profesora Marcela Scheina. W lotach tych naświetlono bloki emulsji o objętości 80 litrów w każdym z nich, na wysokości powyżej 30 km przez wiele godzin. W drugim z tych lotów czas pozostawiania bloku na tej wysokości przekroczył 36 godzin. Cząstki kosmiczne o energiach rzędu 10^{12} eV dają interakcje z jądrami emulsji, w wyniku których emitowane są mezony w postaci bardzo wąskich pęków, tzw. *jetów*. Ponieważ prócz mezonów naładowanych, w pęku znajdują się też mezony neutralne, które rozpadają się na dwa kwanty gamma, w rezultacie interakcji powstaje potężna kaskada elektronowa, która na odległości kilkunastu cm może zawierać kilkaset elektronów bardzo wysokich energii, bardzo wąsko skolimowanych, tak że widoczne są gołym okiem. W ten sposób odnajdywanie interakcji cząstek o energiach powyżej 10^{12} eV jest bardzo proste. W opracowaniu rezultatów tych wielkich lotów brało udział kilkanaście laboratoriów, między innymi laboratorium krakowskie. W wyniku tej dużej międzynarodowej współpracy po wymianie danych ze wszystkich współpracujących laboratoriów mamy do dyspozycji dane pomiarowe dotyczące kilkuset oddziaływań jądrowych o energiach powyżej 10^{12} eV.

W r. 1958, grupa polska wspólnie z drem Pernegrem z Pragi [4], zaobserwowała na podstawie dwuletnich wówczas badań silne odstępstwo rozkładów kątowych cząstek wtórnych w *jetach* o energii powyżej 10^{12} eV, od rozkładu kąтового przewidywanego przez teorie Fermiego, Heisenberga i Landaua.

Jeżeli mianowicie rozkład kątowy wyrazimy przy pomocy współrzędnych $x = \log \operatorname{tg} \Theta$, gdzie Θ jest kątem danej cząstki wtórnej w odniesieniu do kierunku cząstki pierwotnej w układzie laboratoryjnym, to rozkłady kątowe odpowiadające tym teoriom przedstawione są krzywą Gaussa. Kształt tego rozkładu nie zależy od układu, ponieważ w przypadku skrajnie relatywistycznym mamy $\gamma_c \operatorname{tg} \Theta = \operatorname{tg} \frac{\Theta^*}{2}$ czyli $\log \operatorname{tg} \Theta = \log \operatorname{tg} \frac{\Theta^*}{2} - \log \gamma_c$, gdzie Θ^* jest

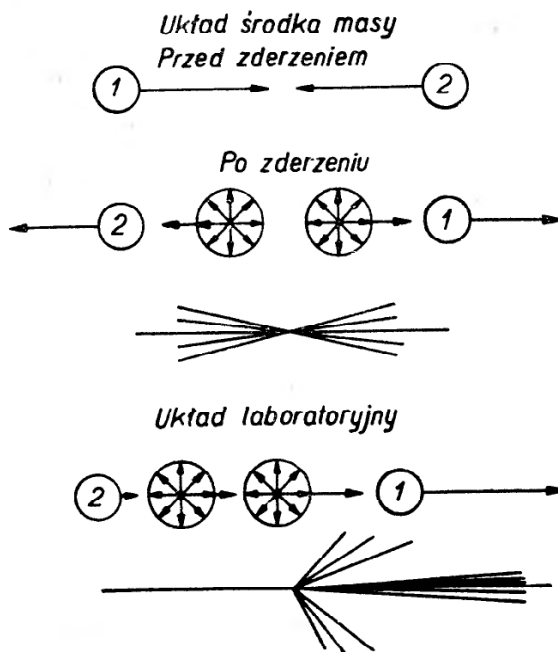
kątem w układzie środka masy, a γ_c jest czynnikiem Lorentza tego układu. Zatem rozkład kątów Θ w dowolnym układzie wyrażony jest rozkładem kątów Θ^* w układzie środka masy przesuwającym jedynie w zależności od energii czynnikiem $-\log \gamma_c$.



Rys. 4. Zbiorcze rozkłady kątowe dla grup energii 10^{10} - 10^{11} eV, 10^{11} - 10^{12} eV i powyżej 10^{12} eV z pracy grupy polsko-czeskiej [4]

Ważnym faktem doświadczalnym znalezionym przez grupę polską było stwierdzenie, że o ile dla oddziaływań o energiach 10^{10} - 10^{12} eV obserwujemy na ogół rozkład kątowy cząstek wtórnych typu Gaussa, to dla energii ok. 10^{12} eV i wyżej obserwujemy rozkład dwumaksimowy. Widać to z rysunku 4. Pochodzi ona z pracy grupy polskiej [4] opublikowanej w r. 1958. W chwili obec-

nej rozporządzamy nieporównywalnie większym materiałem doświadczalnym, który pozwolił stwierdzić, że obserwowane odchylenie rozkładów kątowych od rozkładu gaussowskiego jest efektem bardzo silnie znaczącym. Fakt ten był powodem zaproponowania przez grupę polsko-czeską tzw. *modelu dwucentrowego*. Według tej koncepcji po zderzeniu dwóch nukleonów emisja mezonów następuje z dwóch centrów poruszających się w układzie środka masy w przeciwnych kierunkach. Poprzednio znane fakty, a mianowicie mały na ogół współczynnik nieelastyczności, fluktuujący oczywiście od przypadku do przypadku, ale pozostający około wartości $K = 0,3$, oraz stały tzn. z nie-

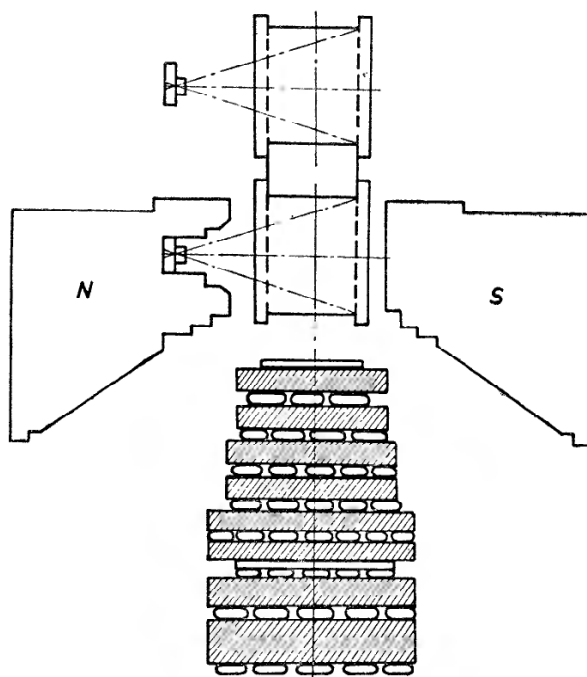


Rys. 5. Model dwucentrowy — schematycznie

wielkim rozrzutem, niezależny od energii pierwotnej pęd transwersalny cząstek wtórnych, $p = 0,4 \text{ GeV}/c$, pozwoliły ustalić kinematykę emisji mezonów z tych dwóch centrów. Emisja jest w układzie związanym z emitującym centrum izotropowa, a centra poruszają się w układzie środka mas z prędkościami mniejszymi niż nukleony po oddziaływaniu. Schematycznie sytuacja przedstawiona jest na rys. 5. Centra emitujące zostały w literaturze nazwane *fire-ballami*. Autorowie, którzy zaproponowali model dwucentrowy, czyli model *fire-balli*, traktowali go jako fenomenologiczną hipotezę opisującą dobrze obserwowane fakty. Czy *fire-balle* możemy uważać za układy pośrednie, tj. krótko żyjące układy rozpadające się na mezony π , trudno jest w tej chwili powiedzieć. Znowu z czysto doświadczalnego punktu widzenia możemy jednak powiedzieć, że nie ma argumentów przeciw takiej hipotezie.

W związku z tym zasługuje na omówienie praca grupy moskiewskiej Dobrotina, Slavatinskigo i innych [5]. Grupa ta rozporządza w górach Pamiru (3860 m n.p.m.) aparaturą przedstawioną na rys. 6. Widzimy tam dwie komory Wilsona zmontowane jedna nad drugą — przy czym dolna jest w polu magnetycznym — oraz tzw. kalorymetr jonizacyjny znajdujący się pod komorami. Interakcje jądrowe zachodzą w tarczy „nukleonowej“ sporządzonej z naj-

lżejszego jakiego istnieje ciała stałego, tj. z LiH. W oddziaływaniach tych produkowane są cząstki wtórne analizowane w dolnej komorze Wilsona. Kalorymetr jonizacyjny składa się z wielu warstw komór jonizacyjnych poprzedzielanych warstwami ołowiu. Głębokość tego urządzenia wynosi kilka średnich dróg oddziaływania jądrowego, tak że praktycznie wszystkie cząstki oddziaływające jądrowo zostają zaabsorbowane w kalorymetrze. Z natężenia powstałej w szeregu tych oddziaływań składowej fotonowej zarejestrowanej w komorze, oraz z danych komory Wilsona, można wyznaczyć energię cząstki pierwotnej. A zatem przy pomocy tej aparatury rozkład kątowy, który znajdziemy w dolnej komorze, możemy przetransformować do układu środka masy



Rys. 6. Aparatura grupy moskiewskiej [5]

dwóch zderzających się nukleonów. Grupa moskiewska przeanalizowała w ten sposób kilkadziesiąt gwiazd o średniej energii ok. $3 \cdot 10^{11}$ eV. Głównym rezultatem tej pracy było stwierdzenie, że prócz przypadków, dla których w układzie środka masy obserwujemy symetryczną emisję mezonów do przodu i do tyłu, obserwujemy także emisję asymetryczną. W ok. 40% przypadków badacze moskiewscy obserwowali emisję asymetryczną, tzn. tylko w kierunku albo jednego, albo drugiego nukleonu. Autorowie pracy interpretują swe rezultaty przez przyjęcie, że w przypadkach tych następuje emisja jednego tylko *fire-ballu* poruszającego się w układzie środka masy w kierunku jednego ze zderzających się nukleonów. Własności *fire-balli* uzyskane przez badaczy moskiewskich są identyczne ze znalezionymi przez polską grupę dla przypadków, kiedy emitowane są dwa *fire-balle*. Stwierdzają oni mianowicie izotropową emisję cząstek w układzie związanym z *fire-ballem* oraz tę samą średnią energię mezonów w tym układzie, nie zależną od masy *fire-ballu* oraz od energii pierwotnej cząstki. Porównując doświadczenia moskiewskie z krakowskimi, trzeba stwierdzić, że te ostatnie odnoszą się do energii o rząd wielkości wyższej. Z wielkich bloków emulsji uzyskuje się informacje o oddziaływaniach w za-

kresie energii powyżej 10^{12} eV. Można tu stwierdzić występowanie przypadków interpretowanych przez emisję dwóch *fire-balli*, ze względu na charakterystyczny dwumaksimowy kształt rozkładu kąтового, który wynika z wystarczająco wysokiej prędkości emitujących centrów.

W ciągu ostatnich dwóch lat grupa polska, uczestnicząca w międzynarodowej współpracy zorganizowanej dla opracowania rezultatów wielkich bloków emulsji, mając do dyspozycji cały światowy materiał dotyczący *jetów* wysokich energii, mogła stwierdzić występowanie przypadków asymetrycznych, które można również zinterpretować przez przyjęcie emisji jednego tylko *fire-ballu*, dla energii powyżej 10^{12} eV.

Wśród około 100 *jetów* określonej kategorii, o energiach większych niż 10^{12} eV, znaleziono ok. 10 przypadków, których rozkład kątowy w układzie laboratoryjnym prowadziłby do energii powyżej 10^{14} eV, jeżeli przyjęlibyśmy, że cząstki w układzie środka masy emitowane są symetrycznie. Prosty szacunek oparty na wiadomościach o strumieniu cząstek pierwotnych i ich energetycznym widmie oraz ilości naświetlanej emulsji i czasu naświetlenia, prowadzi do wniosku, że znalezienie 10 *jetów* o takich energiach w danym materiale jest bardzo mało prawdopodobne. Ocena energii z cząstek wtórnych i kaskad elektronowych, przy przyjęciu rozsądnej wartości współczynnika nieelastyczności, prowadzi w tych przypadkach do energii o dwa rzędy wielkości niższych. Zjawisko to interpretujemy jako emisję asymetryczną w kierunku biegu nukleonu pierwotnego. Interpretacja tych obserwacji przez przyjęcie generacji jednego *fire-ballu* poparta jest stwierdzoną izotropią emisji w układzie centrum.

Omawiany tutaj proces generacji mezonów, odnoszący się prawdopodobnie do zderzeń peryferycznych, nie przeczy możliwości, że nukleony po zderzeniu, które jak wiemy zachowują znaczną część swej energii pierwotnej, mogą być w stanie wzbudzonym w tym sensie, jak o tym była mowa przy omawianiu zakresu akceleratorowego energii. Te wzbudzone nukleony, ogólniej bariony, są pewnym dodatkowym źródłem mezonów, których liczba jest mała w porównaniu z poprzednio opisanym procesem. Energia jednakowoż tych mezonów, szczególnie przy bardzo wysokich energiach pierwotnych, może być znacznie większa od średniej energii mezonów generowanych w poprzednio opisanym procesie.

Te rezultaty zostały podsumowane na Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii w Genewie w 1962 r. przez Cocconiego [6] w schemacie przedstawionym na rys. 7. Ten schemat ma być najogólniejszym dla peryferyjnych zderzeń. Oczywiście może któregoś z czterech elementów generacji mezonów brakować, na przykład nukleony, lub jeden z nich, mogą po zderzeniu pozostać w stanie niewzbudzonym. Może też brakować jednego z *fire-balli*. Mamy wtedy przypadek asymetryczny. Emisja następuje w kierunku jednego lub drugiego ze zderzających się nukleonów.

Wracam do pytania postawionego już przedtem. Czy model *fire-balli* jest tylko fenomenologicznym opisem zjawisk, czy też *fire-balle* przedstawiają

kresie energii powyżej 10^{12} eV. Można tu stwierdzić występowanie przypadków interpretowanych przez emisję dwóch *fire-balli*, ze względu na charakterystyczny dwumaksimowy kształt rozkładu kąтового, który wynika z wystarczająco wysokiej prędkości emitujących centrów.

W ciągu ostatnich dwóch lat grupa polska, uczestnicząca w międzynarodowej współpracy zorganizowanej dla opracowania rezultatów wielkich bloków emulsji, mając do dyspozycji cały światowy materiał dotyczący *jetów* wysokich energii, mogła stwierdzić występowanie przypadków asymetrycznych, które można również zinterpretować przez przyjęcie emisji jednego tylko *fire-ballu*, dla energii powyżej 10^{12} eV.

Wśród około 100 *jetów* określonej kategorii, o energiach większych niż 10^{12} eV, znaleziono ok. 10 przypadków, których rozkład kątowy w układzie laboratoryjnym prowadziłby do energii powyżej 10^{14} eV, jeżeli przyjęlibyśmy, że cząstki w układzie środka masy emitowane są symetrycznie. Prosty szacunek oparty na wiadomościach o strumieniu cząstek pierwotnych i ich energetycznym widmie oraz ilości naświetlanej emulsji i czasu naświetlenia, prowadzi do wniosku, że znalezienie 10 *jetów* o takich energiach w danym materiale jest bardzo mało prawdopodobne. Ocena energii z cząstek wtórnych i kaskad elektronowych, przy przyjęciu rozsądnej wartości współczynnika nieelastyczności, prowadzi w tych przypadkach do energii o dwa rzędy wielkości niższych. Zjawisko to interpretujemy jako emisję asymetryczną w kierunku biegu nukleonu pierwotnego. Interpretacja tych obserwacji przez przyjęcie generacji jednego *fire-ballu* poparta jest stwierdzoną izotropią emisji w układzie centrum.

Omawiany tutaj proces generacji mezonów, odnoszący się prawdopodobnie do zderzeń peryferycznych, nie przeczy możliwości, że nukleony po zderzeniu, które jak wiemy zachowują znaczną część swej energii pierwotnej, mogą być w stanie wzbudzonym w tym sensie, jak o tym była mowa przy omawianiu zakresu akceleratorowego energii. Te wzbudzone nukleony, ogólniej bariony, są pewnym dodatkowym źródłem mezonów, których liczba jest mała w porównaniu z poprzednio opisanym procesem. Energia jednakowoż tych mezonów, szczególnie przy bardzo wysokich energiach pierwotnych, może być znacznie większa od średniej energii mezonów generowanych w poprzednio opisanym procesie.

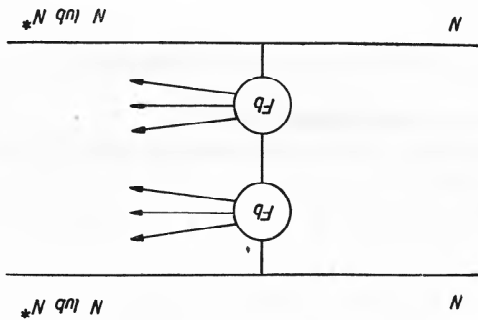
Te rezultaty zostały podsumowane na Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii w Genewie w 1962 r. przez Cocconiego [6] w schemacie przedstawionym na rys. 7. Ten schemat ma być najogólniejszym dla peryferyjnych zderzeń. Oczywiście może któregoś z czterech elementów generacji mezonów brakować, na przykład nukleony, lub jeden z nich, mogą po zderzeniu pozostać w stanie niewzbudzonym. Może też brakować jednego z *fire-balli*. Mamy wtedy przypadek asymetryczny. Emisja następuje w kierunku jednego lub drugiego ze zderzających się nukleonów.

Wracam do pytania postawionego już przedtem. Czy model *fire-balli* jest tylko fenomenologicznym opisem zjawisk, czy też *fire-balle* przedstawiają

pełne fizyczne realne ciała o własnościach na przykład tego typu co obserwowane w akceleratorowym zakresie energii bezbarionowe stany rezonansowe. Na to nie ma jednak w tej chwili odpowiedzi. Hipoteza *fire-balls* wydobywa — z niezwykle różnorodnego i skomplikowanego zespołu faktów obserwowanych w *jetach* wysokich energii — pewien porządek o bardzo prostym opisie. Nie ma jednak żadnych argumentów przeciw bardziel fizycznej interpretacji tego modelu.

Wszystko to, o czym tutaj mówiono świadczy, że:

1. Nie można opisywać zjawiska wielokrotnej produkcji modelem statystycznym jednej wzbudzonej objętości bez struktury w omawianej na początku formie nie wyróżniającej barionów pierwotnych.



Rys. 7. „Graf” wielokrotnej produkcji mezonów wg Coconiego [6]

2. Zasadniczym elementem wielokrotnej produkcji w akceleratorowym zakresie energii jest tworzenie krótkotrwałych stanów pośrednich rozpadających się na mezony π .

3. Może przez znalezionych w ciągu ostatnich dwu lat i dobrze określonych bezbarionowych rezonansów, takich jak ω , η czy ρ , tworzone są w zde-
 4. Do tej pory nie ma teorii ani rezonansów, ani *fire-balls*.
 się nazwa *fire-balls*.

Literatura

[1] J. Bartke, R. Holyński, *Postępy Fizyki*, 10, 309 (1959).
 [2] Ch. Peyrou, *The Aix-en-Provence International Conference 1961*, Vol. II, str. 103.
 [3] Columbia University and Rutgers University Groups, *International Conference on High Energy Physics at CERN*, str. 50, 1962.
 [4] P. Ciołk, T. Coghren, J. Gierula, R. Holyński, A. Jurak, M. Mięśłowicz, T. Saniewska, J. Perneg, *Nuovo Cimento*, 8, 166 (1958).
 [5] N. A. Dobrotin, S. A. Siavatskiy, *International Conference on High Energy Physics at Rochester*, str. 819, 1960.
 [6] G. Coconio, *International Conference on High Energy Physics at CERN*, str. 883, 1962.

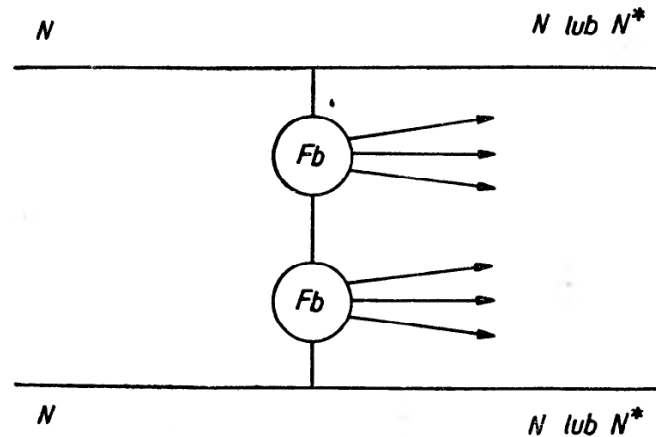
występowanie przypad-
 e względu na charakte-
 , który wynika z wy-
 tniczą w międzyniearo-
 ezultatów wielkich bio-
 ateriali dotyczący *jetów*
 przypadków asymetrycz-
 zyjście emisji jednego
 energii większych niż
 had katowy w układzie
 V, jeżeli przybliżymy,
 ycznie. Prosty szacunek
 omnych i ich energetycz-
 nasświetlenia, prowadzi
 ech w danym materiale
 stek wtórnych i kaskad
 potężny ika nieelastycz-
 wa rzędy wielkości niz-
 metryczną w kierunku
 serwacji przez przyjęcie
 izotropią emisji w ukła-
 zacy się prawdopodobnie
 e nukleony po zderzeniu,
 gi pierwotnej, mogą być
 a mowa przy omawianiu
 leony, ogólniej bariony,
 i. Hezba jest mała w po-
 jednakowoż tych mezo-
 pierwotnych, może być
 rowanych w poprzeczniu
 owej Konferencji Fizyki
 oniego [6] w schemacie
 ogólniejszym dla peryfe-
 ech elementów generacji
 en z nich, mogą po zde-
 prakować jednego z *fire-*
 ja następuje w kierunku
 Czy model *fire-balls* jest
fire-balls przedstawiają

pewne fizycznie realne ciała o własnościach na przykład tego typu co obserwowane w akceleratorowym zakresie energii bezbarionowe stany rezonansowe.

Na to nie ma jednak w tej chwili odpowiedzi. Hipoteza *fire-balli* wydobywa — z niezwykle różnorodnego i skomplikowanego zespołu faktów obserwowanych w *jetach* wysokich energii — pewien porządek o bardzo prostym opisie. Nie ma jednak żadnych argumentów przeciw bardziej fizycznej interpretacji tego modelu.

Wszystko to, o czym tutaj mówiono świadczy, że:

1. Nie można opisywać zjawiska wielokrotnej produkcji modelem statystycznym jednej wzbudzonej objętości bez struktury w omawianej na początku formie nie wyróżniającej barionów pierwotnych.



Rys. 7. „Graf“ wielorodnej produkcji mezonów wg Cocconiego [6]

2. Zasadniczym elementem wielorodnej produkcji w akceleratorowym zakresie energii jest tworzenie krótkotrwałych stanów pośrednich rozpadających się na mezony π .

3. Może prócz znalezionych w ciągu ostatnich dwu lat i dobrze określonych bezbarionowych rezonansów, takich jak ω , η czy ρ , tworzone są w zderzeniach najwyższych energii większe układy bezbarionowe, dla których utarła się nazwa *fire-balli*.

4. Do tej pory nie ma teorii ani rezonansów, ani *fire-balli*.

Literatura

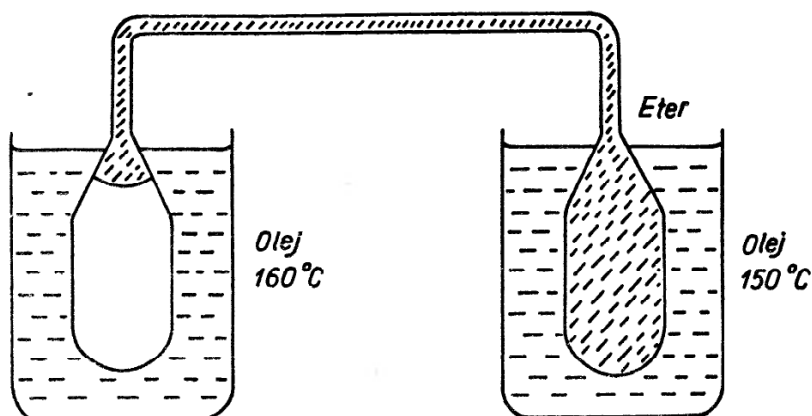
- [1] J. Bartke, R. Hołyński, *Postępy Fizyki*, **10**, 309 (1959).
- [2] Ch. Peyrou, *The Aix-en-Provence International Conference 1961*. Vol. II, str. 103.
- [3] Columbia University and Rutgers University Groups, *International Conference on High Energy Physics at CERN*, str. 50, 1962.
- [4] P. Ciok, T. Cogen, J. Gierula, R. Hołyński, A. Jurak, M. Mięśowicz, T. Saniewska, J. Pernegr, *Nuovo Cimento*, **8**, 166 (1958).
- [5] N. A. Dobrotin, S. A. Slavatinsky, *International Conference on High Energy Physics at Rochester*, str. 819, 1960.
- [6] G. Cocconi, *International Conference on High Energy Physics at CERN*, str. 883, 1962

Jerzy Bartke

Instytut Badań Jądrowych
Zakład Fizyki Wysokich Energii
Kraków

Technika komór pęcherzykowych

Niedawno minęło zaledwie dziesięć lat od chwili, gdy Donald Glaser z Uniwersytetu Michigan przeprowadził proste doświadczenie wykazujące, że promieniowanie jonizujące może zainicjować wrzenie w przegrzanej cieczy [1]. Schemat doświadczenia przedstawia rys. 1.



Rys. 1. Schemat doświadczenia Glasera

Układ dwóch naczyń szklanych połączonych rurką wypełniono ciekłym eterem i podgrzano naczynia do niejednakowej temperatury przez zanurzenie w kąpeli olejowej. Nagłe usunięcie oleju o wyższej temperaturze powoduje wprowadzenie eteru w drugiej części układu w stan przegrzany. Przybliżenie źródła ^{60}Co powoduje nagłe zawrzenie eteru. W dalszym ciągu okazało się, że wrzenie rozpoczyna się wzdłuż drogi cząstki i odpowiednio szybka fotografia może uwidocznić ślady cząstek złożone z poszczególnych pęcherzyków pary [2]. Zbudowane na tej zasadzie detektory cząstek, zwane komorami pęcherzykowymi, stały się w ciągu kilku lat podstawowym narzędziem fizyki jądrowej wysokich energii. Przy ich pomocy bada się reakcje jądrowe w zakresie energii 10^8 - 10^{10} eV oraz własności cząstek elementarnych. Dokonano już wielu nowych odkryć oraz udzielono odpowiedzi na szereg pytań postawionych przez teorię. Największe znaczenie mają tu oczywiście komory wodo-

rowe ze względu na fakt, że zachodzące w nich procesy są oddziaływaniami z pojedynczymi nukleonami — mają więc charakter „elementarny“ w odróżnieniu od zderzeń z jądrami.

Za wynalezienie komory pęcherzykowej Donald Glaser otrzymał w r. 1960 Nagrodę Nobla.

Ostatnimi triumfami tej techniki jest odkrycie występowania rezonansów w oddziaływaniach cząstek elementarnych¹ oraz pierwsze obserwacje antyhiperonów².

Zwrócono również uwagę na możliwość zastosowania komory pęcherzykowej w fizyce jądrowej niskich energii do detekcji i pomiaru energii szybkich neutronów. Dla neutronów o energii powyżej 10 MeV wodorowa komora pęcherzykowa okazuje się lepszym spektrometrem niż teleskopy licznikowe, gdyż łączy wysoką wydajność detekcji z dokładnością wyznaczenia energii rzędu kilku procent i z niskim poziomem tła [3, 4].

1. Zasada działania komory pęcherzykowej

Do opisanego procesu powstawania pęcherzyków Glaser próbował zastosować teorię elektrostatyczną [5], rozwiniętą uprzednio dla komór Wilsona³. Według tej teorii powstające pęcherzyki są naładowane elektrycznie i ten fakt ma być głównym czynnikiem zapewniającym wzrost pęcherzyka. Takie podejście napotyka jednak na trudności, gdyż dla uzyskania zgodności z doświadczeniem trzeba przyjąć, że cząstka naładowana może pozostawić w bardzo małej objętości ($\sim 10^{-6}$ cm³) sześć jednostek ładunku tego samego znaku, co wydaje się mało prawdopodobne.

Obecnie przyjmuje się raczej teorię termiczną zaproponowaną przez Seitza [6]. Według tej teorii lokalne nagrzanie cieczy wywołane procesem jonizacji może być wystarczające do wytworzenia pęcherzyków zdolnych do dalszego samorzutnego wzrostu. Wytworzony w cieczy pęcherzyk będzie rósł, jeżeli ciśnienie pary P_v odpowiadające danej temperaturze będzie większe od ciśnienia starającego się „zgnieść“ pęcherzyk. To ostatnie jest sumą ciśnienia panującego w cieczy P_e i ciśnienia pochodzącego od napięcia powierzchniowego $\frac{2\sigma}{r}$. Stąd wynika, że pęcherzyki o promieniu

$$r \gtrsim r_c = \frac{2\sigma}{P_v - P_e} \quad (1)$$

¹ Na ten temat ukazały się w języku polskim artykuły: G. Białkowski — *Postępy Fizyki*, **12** (1961) i **13**, 117 (1962); M. Grynberg — *Postępy Fizyki* **12** (1961) oraz artykuł przeglądowy autora w *Zeszytach Naukowych UJ* (w druku).

² Patrz artykuł: T. Hofmohl — *Postępy Fizyki*, **13**, 585 (1962).

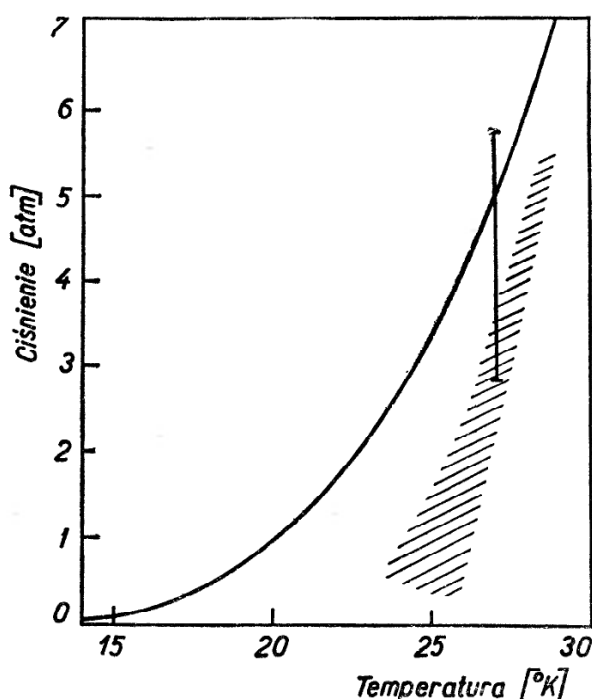
³ Patrz artykuł: S. Kolankowski — *Postępy Fizyki*, **14** (1963).

będą wzrastać samorzutnie. Energię potrzebną na wytworzenie pęcherzyka tej wielkości można obliczyć ze wzoru:

$$E = 4\pi r^2 \sigma + \frac{4}{3}\pi r^3 N H + \frac{4}{3}\pi r^3 P_e, \quad (2)$$

w którym poszczególne człony przedstawiają kolejno: pracę przeciwko siłom napięcia powierzchniowego, ciepło potrzebne do wyparowania odpowiedniej ilości cieczy (N — liczba moli w jednostce objętości cieczy, H — ciepło parowania) i pracę przeciwko ciśnieniu zewnętrznemu. W połączeniu ze wzorem (1) daje to warunek:

$$E \gtrsim \frac{16\pi\sigma^3}{(P_v - P_e)^2} \left[1 + \frac{2}{3} \frac{1}{P_v - P_e} \left(\frac{H P_v}{RT} + P_e \right) \right]. \quad (3)$$



Rys. 2. Zależność ciśnienia pary nasyconej od temperatury dla ciekłego wodoru. Zakreskowano obszar pracy komory pęcherzykowej

Dla ustalonego P_e prawa strona jest tylko funkcją temperatury. Okazuje się, że zakładając energię rzędu elektronowoltów otrzymuje się prawidłowe warunki pracy komory. Promień r_c osiąga przy tym wartości ok. 10^{-6} cm.

Mechanizm dostarczenia energii nie jest jasny. Ciepło na wytworzenie pęcherzyka może pochodzić od niskoenergetycznych elektronów lub z nieradiacyjnych przejść zjonizowanych drobin do stanu podstawowego.

Rys. 2 pokazuje przykładową krzywą zależności ciśnienia pary nasyconej od temperatury z zaznaczeniem obszaru pracy komory pęcherzykowej (obszar zakreskowany). Górna granica tego obszaru odpowiada niedostatecznemu przegrzaniu i jest określona przez r_c . Dolna granica odpowiada zbyt dużemu przegrzaniu, kiedy ciecz zaczyna wrzeć na ściankach komory. Granica ta zależy w znacznym stopniu od wykonania komory.

2. Zasady budowy komór pęcherzykowych

2.1. Właściwa komora

Pierwsze małe komory pęcherzykowe wykonywane były całkowicie ze szkła. Były to tzw. komory czyste (*clean chambers*). Obecnie budowane komory, wobec dużych rozmiarów, posiadają korpus metalowy (przeważnie ze stali nierdzewnej lub aluminium, rzadziej z mosiądzu czy miedzi) i co najmniej jedno duże okno szklane. Taka konstrukcja przysparza trudności z uszczelnieniem, zwłaszcza w komorach kriogenicznych, gdzie nie można zastosować uszczelek z kauczuku lub innych podobnych materiałów. W niewielkich komorach kriogenicznych używa się uszczelek z drutu indowego, w większych — gdzie gra już rolę różnica rozszerzalności metalu i szkła przy chłodzeniu komory — stosuje się dodatkowe urządzenie w postaci elastycznej rurki stalowej wypełnionej helem pod wysokim ciśnieniem (*expandable gasket*).

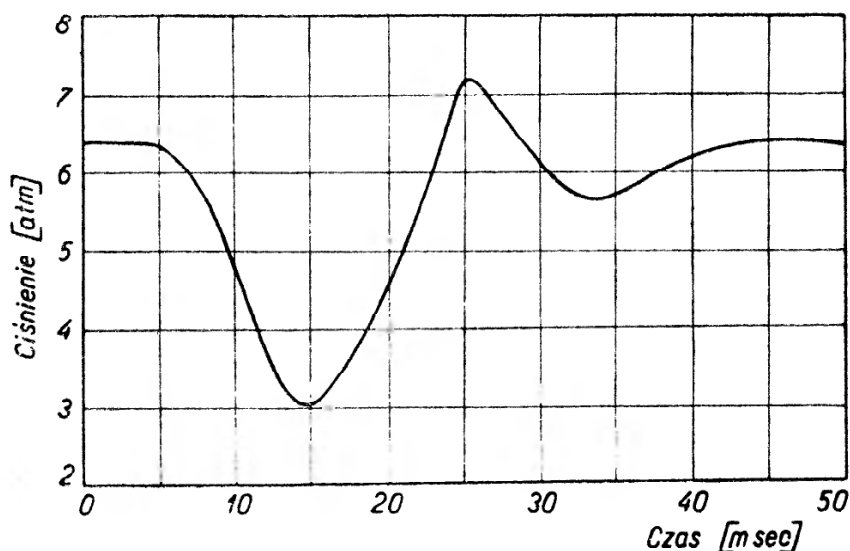
Jedna z bocznych ścian komory, przez którą ma wchodzić wiązka cząstek, powinna mieć niewielką grubość. W większości przypadków kilkumilimetrowa warstwa metalu nie zaburza wiązki w istotnym stopniu, jedynie dla wiązek o niskiej energii (np. antyprotony zatrzymujące się w komorze) trzeba przewidzieć możliwie cienkie okienko.

2.2. Termostat

W komorach pracujących w temperaturze niezbyt odległej od temperatury pokojowej stosuje się mniej lub bardziej konwencjonalny termostat z obiegiem wody lub oleju w przewodach otaczających komorę. Stabilizacja temperatury w komorach kriogenicznych jest znacznie trudniejsza. Konieczne jest tu jak najdalej idące ograniczenie dopływu ciepła do komory i jego stała kontrola. Ciepło dopływa do komory przez przewodnictwo i promieniowanie (obciążenie statyczne) i wskutek wykonywanej pracy przy rekompresji komory (obciążenie dynamiczne). Dla zmniejszenia strat przez przewodnictwo zawieszają komorę w próżni rzędu 10^{-6} mm Hg. W zbiorniku próżniowym komora jest ponadto otoczona osłoną metalową utrzymywaną w temperaturze ciekłego azotu (77°K). W ten sposób komora „widzi“ tylko ściany o tej temperaturze, co eliminuje w znacznym stopniu straty radiacyjne. Obciążenie dynamiczne określone jest przez całkę $\oint p dV$ i w praktyce, zwłaszcza przy systemie ekspansji tłokiem, jest znacznie niższe od obciążenia statycznego. Komora połączona jest termicznie ze zbiornikiem ciekłego wodoru lub helu wrzącego pod ciśnieniem atmosferycznym, który stanowi najzimniejszy punkt układu. Kontakt cieplny zapewniony jest poprzez wstążkę metalową lub za pośrednictwem wymienników ciepła i jest regulowany dodatkowymi grzejnikami lub automatycznymi zaworami umieszczonymi w obwodzie wymienników ciepła.

2.3. Układ ekspansyjny

Układ ekspansyjny musi zapewniać rozprężenie rzędu jednej setnej części objętości komory w czasie kilku milisekund i następnie podobnie szybką rekompresję (rys. 3). Jest to zazwyczaj układ pneumatyczny kilkustopniowy, sterowany szybkimi zaworami elektromagnetycznymi⁴. W komorach pracujących w niezbyt niskiej temperaturze można użyć membrany kauczukowej jako



Rys. 3. Typowa krzywa ekspansji dla wodorowej komory pęcherzykowej (CERN)

elementu pracującego w zetknięciu z cieczą wypełniającą komorę. W komorach kriogenicznych można stosować rozprężenie tłokiem dotykającym powierzchni cieczy lub też stosować tzw. ekspansję gazową. Ta ostatnia polega na połączeniu komory bezpośrednio (poprzez dość długi przewód) ze zbiornikiem niskiego ciśnienia dla ekspansji, a ze zbiornikiem wysokiego ciśnienia dla rekompresji. System tłokowy wydaje się mieć tu przewagę ze względu na mniejsze straty energii.

2.4. Oświetlenie i fotografia

Stosowane układy oświetlające są różnymi modyfikacjami następujących zasadniczych typów oświetlenia:

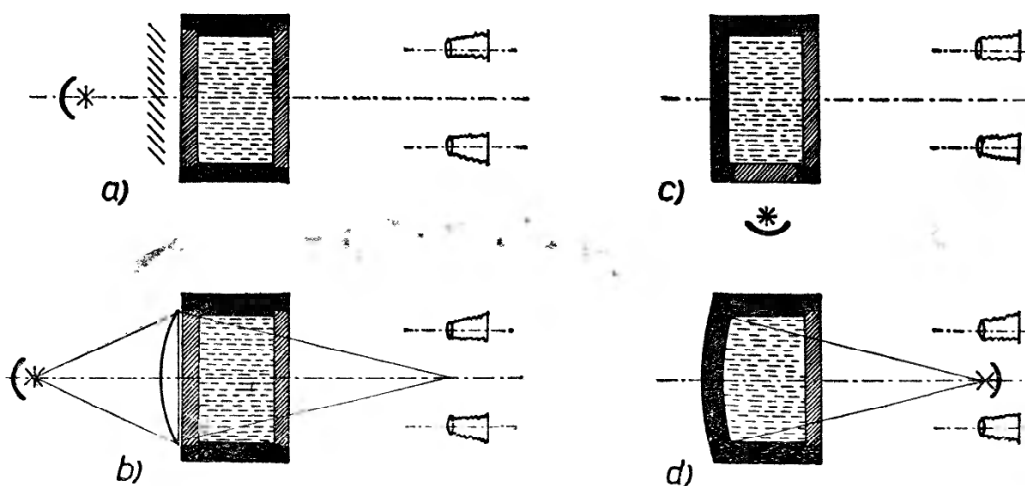
1. Oświetlenie na wprost (rys. 4 a, b). Źródło światła (lampa błyskowa) i aparat fotograficzny znajdują się naprzeciw siebie, po dwóch przeciwległych stronach komory. Aby światło nie wpadało wprost do obiektywów stosuje się przesłone żaluzjową (rys. 4 a) lub skupia się wiązkę światła do punktu położonego pomiędzy obiektywami (rys. 4 b).

⁴ W Laboratorium Clarendon w Oxfordzie zbudowano 1-litrową komorę propanową rozprężaną układem mechanicznym [7]. Energia uzyskiwana jest z wirującego koła zamachowego za pośrednictwem sprzęgła elektromagnetycznego. Ze względów technicznych autorzy nie przewidują jednak możliwości zastosowania podobnego systemu do komór o objętości przekraczającej kilka litrów.

2. Oświetlenie boczne (rys. 4 c). Komora oświetlona jest przez okna boczne albo też lampy umieszczone są wprost w ścianach komory. Światło musi ulec rozproszeniu pod kątem około 90° aby mogło trafić do obiektywów.

3. Oświetlenie wsteczne (rys. 4 d). W tym systemie źródło światła umieszczone jest pomiędzy obiektywami aparatów fotograficznych. Na dnie komory umieszczony jest układ odbijający światło wstecz, w kierunku źródła.

Wybór typu oświetlenia zależy od rodzaju użytej cieczy. Dla wodoru i helu, ze względu na niski współczynnik załamania cieczy, natężenie światła rozproszonego przez pęcherzyk spada bardzo szybko ze wzrostem kąta rozproszenia. Dlatego oświetlenie pod kątem 90° jest w tym wypadku wykluczone. W komorach z ciężkimi cieczami stosuje się na ogół oświetlenie boczne.



Rys. 4

Komory pęcherzykowe są fotografowane dwoma lub więcej obiektywami o równoległych osiach optycznych. Zmniejszenie obrazu komory na filmie jest zwykle bliskie stosunku 1 : 10. Stosowane są filmy różnych wymiarów (szerokość od 35 mm do 80 mm), perforowane lub nie.

2.5. Układ synchronizacji

Okres czułości rzędu milisekund i czas martwy rzędu sekund czynią komorę pęcherzykową idealnym narzędziem do pracy przy współczesnych wielkich akceleratorach. Konieczne jest oczywiście zapewnienie synchronizacji z pracą akceleratora. W określonym czasie przed przejściem cząstek przez komorę musi ona otrzymać sygnał uruchamiający układ ekspansyjny. Przejście cząstek powinno nastąpić w okresie czułości komory, gdy ciśnienie bliskie jest minimum. Oświetlenie jest nieco opóźnione dla pozostawienia pewnego czasu na wzrost pęcherzyków. Ślady w komorze będą jednolite, gdy długość impulsu cząstek będzie mała wobec opóźnienia oświetlenia względem wiązki. Wreszcie, pomiędzy dwoma kolejnymi zdjęciami następuje przesuw filmu.

2.6. Pole magnetyczne

Komory pęcherzykowe umieszczane są na ogół w polu magnetycznym o indukcji od kilkunastu do dwudziestu kilogaussów. Wymagana jest jednorodność pola rzędu kilku procent. Stosuje się zwykle specjalnie projektowane elektromagnesy o poborze mocy dochodzącym do kilku megawatów. Pole impulsowe dałoby tu znaczną oszczędność w zużyciu energii, ale jest trudne do zastosowania ze względu na prądy wirowe wytwarzane przy zmianach pola. Prądy wirowe wywołują nagrzewanie metalowych części komory oraz powstawanie pewnych sił mechanicznych. Z powyższych względów próby zastosowania impulsowego pola magnetycznego ograniczyły się dotychczas tylko do komór o stosunkowo niewielkich rozmiarach (Birmingham [8], Dubna [9], Hamburg [10]). W Hamburgu uzyskano pierwsze zdjęcia 7-centymetrowej komory propanowej w polu magnetycznym o indukcji około 125 kGs; jednak wydają się, że przy tak dużych indukcjach pojawiają się nowe trudności. W Stanach Zjednoczonych czynione są próby zastosowania cewek nadprzewodzących [11].

3. Stosowane ciecze i ich własności detekcyjne

W zasadzie każda ciecz może być użyta do napełnienia komory pęcherzykowej. Ciśnienie i temperaturę odpowiednie dla pracy komory można określić w przybliżeniu według reguły: ciśnienie równe 2/3 ciśnienia krytycznego, temperatura w 2/3 między temperaturą krytyczną i temperaturą wrzenia. W praktyce okazało się, że pięć cieczy pokrywa w zadowalający sposób cały zakres żądanych własności detekcyjnych. Są to: wodór, hel, propan, freon i ksenon. Własności tych cieczy zestawione są w tabelicy I.

Tablica I

	H ₂	He	C ₃ H ₈	CF ₃ Br	Xe
Gęstość [gcm ⁻³]	0,06	0,1	0,44	1,5	2,3
Temperatura	27° K	4° K	58° C	30° C	-21° C
Ciśnienie [atm]	6	1	21	18	26
Droga oddziaływania odpowiadająca przekrojowi geometrycznemu [cm]	445	420	115	59	56
Jednostka radiacyjna [cm]	1145	960	110	11	3,7
$\Delta p/p$ [%] ⁵	1,4	1,7	4,5	14	24

⁵ Błąd pomiaru pędu cząstki relatywistycznej ($\beta \approx 1$) na śladzie o długości 25 cm, w polu magnetycznym 20 kGs, wynikający z wielokrotnego rozproszenia kulombowskiego.

Z punktu widzenia fizyki komory wodorowe mają największe znaczenie. Interpretacja zachodzących w nich przypadków jest najłatwiejsza i porównanie z teorią najbardziej bezpośrednio. Fakt, że wodór dostarcza czystej tarczy protonowej ma często zasadnicze znaczenie dla eksperymentu. Dotyczy to wszelkich przypadków, gdzie potrzebna jest dokładna znajomość kinematyki reakcji, przy badaniu rozproszenia z przeładowaniem, oraz przy badaniach mających na celu sprawdzenie jakichś reguł wyboru. Komora wodorowa może być także napełniona deuterem dla badania zderzeń z neutronami.

W komorze helowej mamy jądra o spinie zero i spinie izotopowym zero. Fakt ten może być wykorzystany dla wyciągania wniosków dotyczących parzystości spinu i izospinu cząstek biorących udział w prostych reakcjach. Poza tym hel jest dobrym detektorem polaryzacji.

Propan (C_3H_8) jest cieczą o znacznie większej gęstości, zawierającą przy tym dużo swobodnych protonów (więcej atomów wodoru w jednostce objętości niż w ciekłym wodorze). Jądra węgla dają możliwość pomiaru polaryzacji. Jednostka radiacyjna jest już na tyle krótka, że w dużych komorach można obserwować kwanty gamma. Interpretacja przypadków nastęrcza nieco więcej trudności niż w wodorze, ale w wielu eksperymentach nie ma to zasadniczego znaczenia. Komora tego typu jest łatwa do zbudowania i tańsza w budowie i eksploatacji.

Freon (CF_3Br) ma dużą gęstość i pozwala na detekcję kwantów gamma z wysoką wydajnością. Miesza się dobrze z propanem, co umożliwia stosowanie mieszanin o własnościach pośrednich.

Wreszcie ksenon zbliża się już w swych własnościach do emulsji fotograficznej (gęstość emulsji wynosi $3,8 \text{ g cm}^{-3}$, ksenonu $2,3 \text{ g cm}^{-3}$; średnia droga konwersji w emulsji wynosi $2,8 \text{ cm}$, w ksenonie $3,7 \text{ cm}$).

Spośród innych cieczy, używanych do wypełniania komór pęcherzykowych, wymienia się dość często jodek metylu CH_3J i jego mieszaniny z propanem. Możliwość wyboru cieczy w szerokim zakresie własności detekcyjnych (od wodoru do ksenonu), w zależności od badanego zjawiska, stanowi jedną z zasadniczych zalet komór pęcherzykowych.

4. Przykłady rozwiązań konstrukcyjnych

Wydaje się interesujące dokonanie krótkiego przeglądu konkretnych rozwiązań konstrukcyjnych. Przegląd ten oparty jest głównie na referacie Shutta ogłoszonym na ostatniej Konferencji Instrumentacji dla Fizyki Wysokich Energii w Genewie [11] i obejmuje największe spośród komór każdego typu. Komory te działają już lub też znajdują się w daleko posuniętym stadium konstrukcji. W przypadkach, gdzie opublikowano dokładniejsze opisy komór, podane są odpowiednie referencje.

Wielkość komory charakteryzuje się na ogół przez podanie jej długości. Duże komory (około 1 m) mają zwykle kształt prostopadłościanu, którego szerokość i wysokość są zwykle bliskie $1/3$ długości.

Z punktu widzenia fizyki komory wodorowe mają największe znaczenie. Interpretacja zachodzących w nich przypadków jest najłatwiejsza i porównanie z teorią najbardziej bezpośrednio. Fakt, że wodór dostarcza czystej tarczy protonowej ma często zasadnicze znaczenie dla eksperymentu. Dotyczy to wszelkich przypadków, gdzie potrzebna jest dokładna znajomość kinematyki reakcji, przy badaniu rozproszenia z przeładowaniem, oraz przy badaniach mających na celu sprawdzenie jakichś reguł wyboru. Komora wodorowa może być także napełniona deuterem dla badania zderzeń z neutronami.

W komorze helowej mamy jądra o spinie zero i spinie izotopowym zero. Fakt ten może być wykorzystany dla wyciągania wniosków dotyczących parzystości spinu i izospinu cząstek biorących udział w prostych reakcjach. Poza tym hel jest dobrym detektorem polaryzacji.

Propan (C_3H_8) jest cieczą o znacznie większej gęstości, zawierającą przy tym dużo swobodnych protonów (więcej atomów wodoru w jednostce objętości niż w ciekłym wodorze). Jądra węgla dają możliwość pomiaru polaryzacji. Jednostka radiacyjna jest już na tyle krótka, że w dużych komorach można obserwować kwanty gamma. Interpretacja przypadków nastęrcza nieco więcej trudności niż w wodorze, ale w wielu eksperymentach nie ma to zasadniczego znaczenia. Komora tego typu jest łatwa do zbudowania i tańsza w budowie i eksploatacji.

Freon (CF_3Br) ma dużą gęstość i pozwala na detekcję kwantów gamma z wysoką wydajnością. Miesza się dobrze z propanem, co umożliwia stosowanie mieszanin o własnościach pośrednich.

Wreszcie ksenon zbliża się już w swych własnościach do emulsji fotograficznej (gęstość emulsji wynosi $3,8 \text{ g cm}^{-3}$, ksenonu $2,3 \text{ g cm}^{-3}$; średnia droga konwersji w emulsji wynosi $2,8 \text{ cm}$, w ksenonie $3,7 \text{ cm}$).

Spośród innych cieczy, używanych do wypełniania komór pęcherzykowych, wymienia się dość często jodek metylu CH_3J i jego mieszaniny z propanem. Możliwość wyboru cieczy w szerokim zakresie własności detekcyjnych (od wodoru do ksenonu), w zależności od badanego zjawiska, stanowi jedną z zasadniczych zalet komór pęcherzykowych.

4. Przykłady rozwiązań konstrukcyjnych

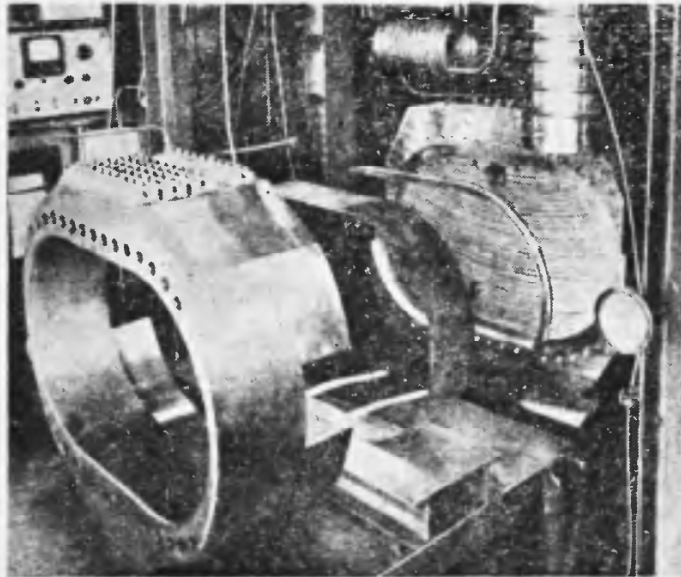
Wydaje się interesujące dokonanie krótkiego przeglądu konkretnych rozwiązań konstrukcyjnych. Przegląd ten oparty jest głównie na referacie Shutta wygłoszonym na ostatniej Konferencji Instrumentacji dla Fizyki Wysokich Energii w Genewie [11] i obejmuje największe spośród komór każdego typu. Komory te działają już lub też znajdują się w daleko posuniętym stadium konstrukcji. W przypadkach, gdzie opublikowano dokładniejsze opisy komór, podane są odpowiednie referencje.

Wielkość komory charakteryzuje się na ogół przez podanie jej długości. Duże komory (około 1 m) mają zwykle kształt prostopadłościanu, którego szerokość i wysokość są zwykle bliskie $1/3$ długości.

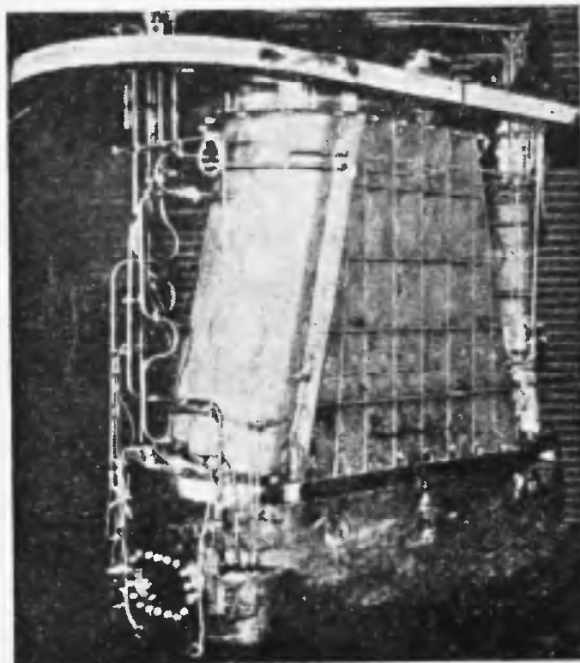
4.1. Komory wodorowe

Największe spośród pracujących obecnie komór, to:

1. 30-calowa komora w Brookhaven (USA). Komora cylindryczna, ekspandowana tłokiem, oświetlenie wsteczne (jedno okno pionowe, zwierciadło na dnie komory). Pole magnetyczne około 15 kGs.



Rys. 5. Części komory wodorowej 82 cm (Saclay)

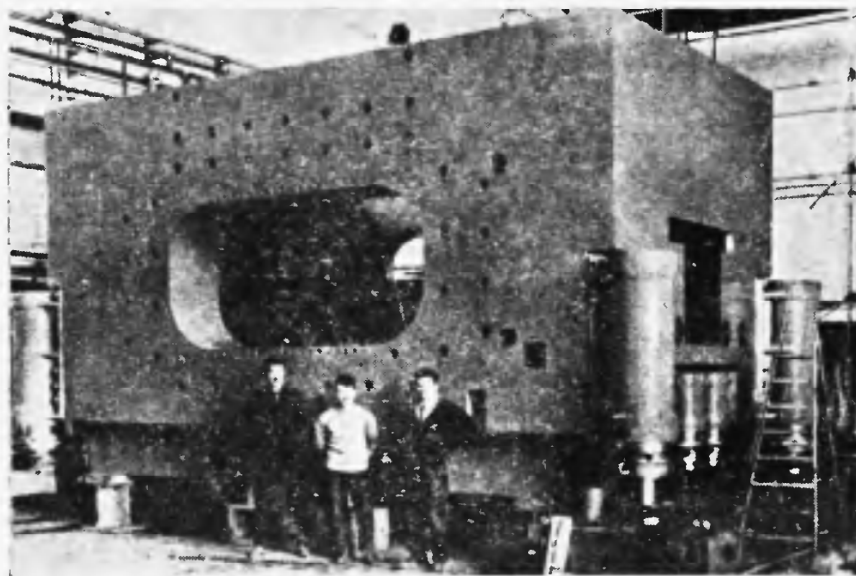


Rys. 6. Komora wodorowa 72-calowa (Berkeley)

2. 81-centymetrowa komora zbudowana w Saclay (Francja) [12]. Komora ekspandowana tłokiem, oświetlenie na wprost (dwa układy oświetlające), okna pionowe. Pole magnetyczne 20 kGs. Komora ta wykonała około miliona zdjęć przy akceleratorze CERN-u (rys. 5).

3. 72-calowa komora w Berkeley (USA) [13]. Komora z ekspansją gazową, oświetlenie wsteczne (okno poziome, lekko nachylone). Pole magnetyczne 18 kGs. Komora ta wykonała przeszło dwa miliony zdjęć przy bewatronie (rys. 6).

4. 150-centymetrowa komora zbudowana w Wielkiej Brytanii. Komora z ekspansją gazową, oświetlenie na wprost (trzy kondensory odwzorowujące pierścieniowe lampy błyskowe wokół obiektywów fotograficznych), okna pionowe. Pole magnetyczne 12 kGs. Cały układ waży 240 ton.



Rys. 7. Elektromagnes dla 2-metrowej komory wodorowej (CERN)

W stadium konstrukcji znajdują się: 30-calowa komora w Wisconsin (USA), 82-centymetrowa komora w Saclay (Francja), 40-calowa komora w Cambridge (USA), 80-calowa w Brookhaven (USA) [14] i 200-centymetrowa w CERN-ie (Szwajcaria) (rys. 7).

W Związku Radzieckim położono stosunkowo mniejszy nacisk na budowę komór wodorowych. Obecnie pracuje tam tylko komora o pojemności około 50 litrów, zbudowana w Instytucie Fizyki Teoretycznej i Eksperymentalnej w Moskwie [15]. W budowie znajduje się komora 95 cm (Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych, Dubna [16]), a w stadium projektowym znajduje się komora 205 cm (ITEF, Moskwa [15]).

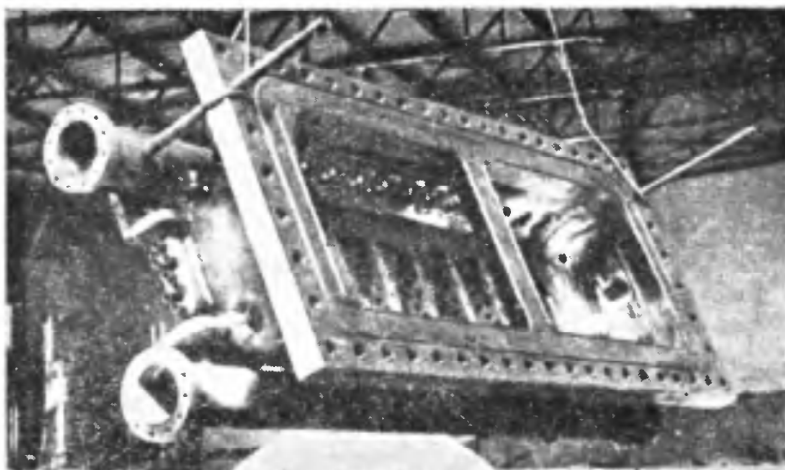
4.2. Komory helowe

We Włoszech uruchomiono niewielką (4 litry) komorę helową, rozprężaną tłokiem. Komora posiada oświetlenie na wskroś i umieszczona jest w polu magnetycznym 17 kGs [17]. Podobną komorę zbudowano w Anglii. W projekcie znajdują się dwie duże komory: 32-calowa w Oxfordzie i 100-centymetrowa w Northwestern University (USA).

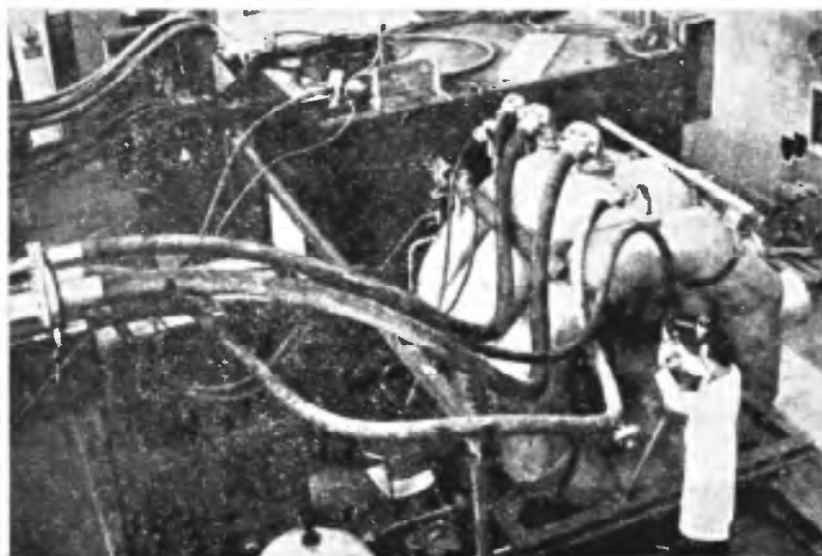
4.3. Komory propanowe i freonowe

Największe spośród działających komór to:

1. 30½-calowa komora propanowa w Berkeley (USA). Komora otoczona jest zbiornikiem wypełnionym olejem pod ciśnieniem równoważącym ciśnienie wewnątrz komory, olej ten pośredniczy również w ekspansji komory, co eli-



Rys. 8. Korpus 2-metrowej komory propanowej (Dubna)



Rys. 9. Komora propanowa o średnicy 1 m; widok od strony układu ekspansyjnego (CERN)

minuje konieczność zastosowania okna szklanego o dużej grubości. Komora ta wykonała bardzo wiele zdjęć i ostatnio pracowała z umieszczonymi wewnątrz płytami ołowianymi (dla eksperymentu z mezonami K_1^0).

2. 30-calowa komora w Uniwersytecie Columbia (USA) [18]. Aluminiowa komora o kształcie cylindrycznym, ekspandowana za pośrednictwem pięciu membran umieszczonych na obwodzie. Oświetlenie wsteczne (trzy źródła światła). Pole magnetyczne 15 kGs (komora była zbudowana do tego samego magnesu, co wymieniona powyżej 30-calowa komora wodorowa).

3. 1-metrowa komora Ecole Polytechnique (Francja) [19]. Prostopadłościenna komora stalowa, ekspandowana membraną umieszczoną na dnie komory. Oświetlenie przez okna boczne. Pole magnetyczne około 20 kGs.

4. 1-metrowa komora zbudowana w CERN-ie [20]. Cylindryczna komora stalowa, ekspandowana membraną umieszczoną na dnie. Oświetlenie ośmioma lampami błyskowymi umieszczonymi w rurkach wewnątrz komory, blisko jej obwodu. Pole magnetyczne 24 kGs (rys. 9).

5. 600-litrowa cylindryczna komora freonowa zbudowana w Instytucie Fizyki Akademii Nauk ZSRR i zainstalowana przy synchrotronie w Dubnie [9]. Bez pola magnetycznego.

W budowie znajdują się: 40-calowa komora w Argonne (USA), 1-metrowa komora w Laboratorium Zagadnień Jądrowych ZIBJ w Dubnie [21] i 2-metrowa komora w Laboratorium Wysokich Energii ZIBJ w Dubnie [22] (rys. 8).

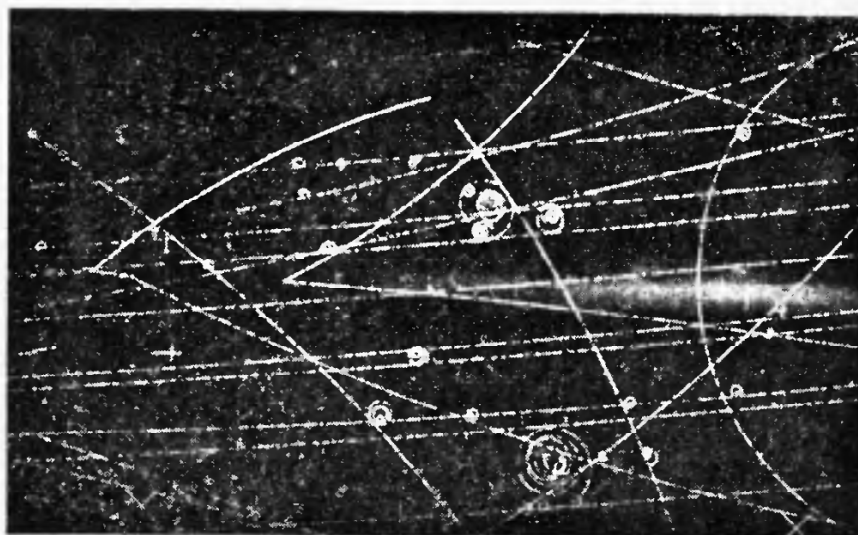
4.4. Komory ksenonowe

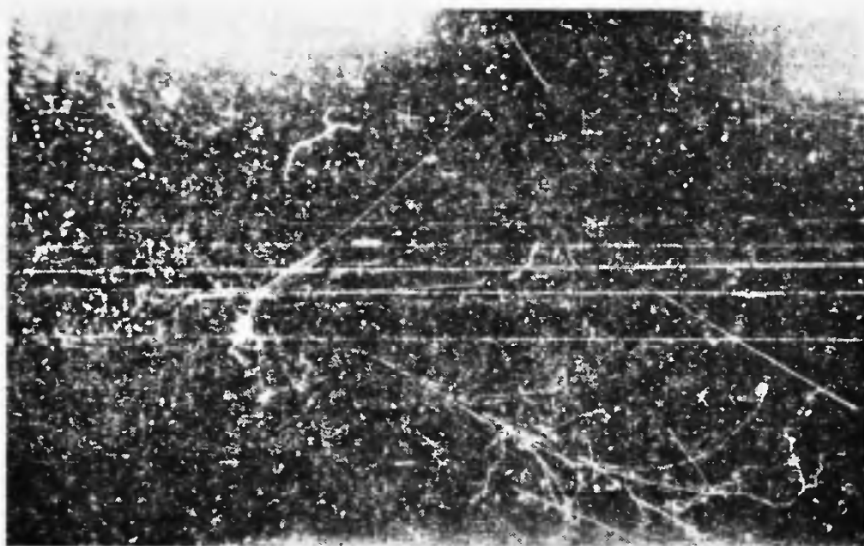
Istnieją tylko dwie komory tego typu:

1. Prostopadłościenna komora w ZIBJ w Dubnie [23] o długości 55 cm i objętości 29 litrów; objętość ta nie jest jednak dotychczas całkowicie wykorzystywana wskutek braku dostatecznej ilości ksenonu. Oświetlenie komory przez okna w bocznej ścianie. Komora może być umieszczona w polu magnetycznym o indukcji 13 kGs, co okazało się jednak właściwie bezużyteczne.

2. Cylindryczna komora w Berkeley (USA) [24] o średnicy 12 cali i objętości 21 litrów. Oświetlenie na wskroś, równoległą wiązką światła (obiektywy aparatów fotograficznych są umieszczone poza wiązką). Bez pola magnetycznego.

Rozmiary komór ksenowych są ograniczone przez bardzo wysoki koszt ksenonu (w USA 10000 dolarów za litr). Eksperymenty z komorami pęcherzykowymi są przedsięwzięciami na dużą skalę. Amerykanie oceniają koszt operacji 72-calowej komory wodorowej na około 4000 dolarów na dobę. W tym





b

Rys. 10. Typowe zdjęcia z komór pęcherzykowych:
a — z komory wodorowej (Brookhaven); b — z komory ksenonowej (Dubna)

czasie komora może wykonać około 15 000 zdjęć [25]. Eksperymenty wymagają na ogół znacznie większej liczby zdjęć; często wykonuje się 100 000 lub 200 000 zdjęć. Ocenia się, że istniejące obecnie na świecie komory pęcherzykowe wykonały w ciągu ostatnich dwóch lat około 10 milionów zdjęć i liczba ta wkrótce kilkakrotnie wzrośnie w związku z budową wielu nowych komór [11].

Typowe zdjęcia z komór pęcherzykowych przedstawia rys. 10.

5. Pomiary na zdjęciach z komór pęcherzykowych

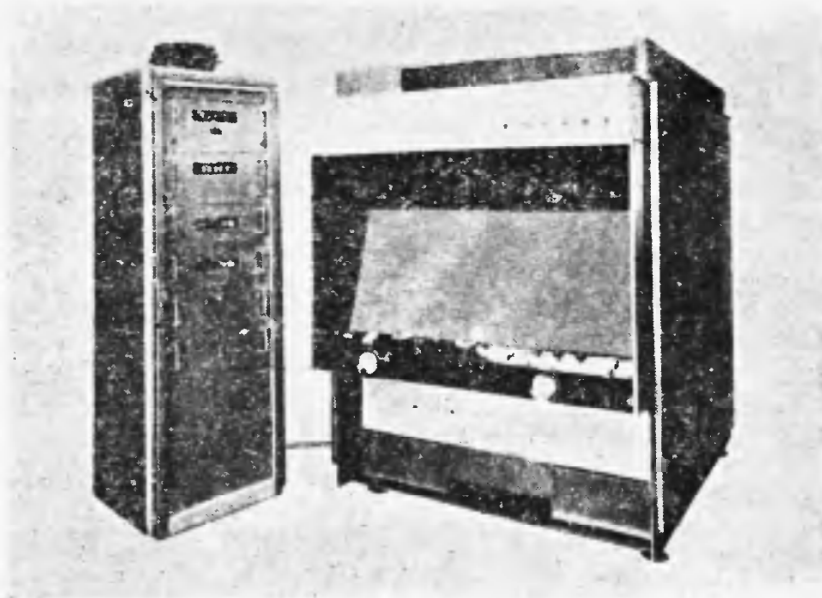
Uzyskane zdjęcia przegląda się (*skanuje*) w celu wybrania interesujących przypadków. Skanowanie odbywa się na rzutnikach w powiększeniu przeważnie bliskim wielkości naturalnej. Wybrane przypadki zostają skierowane do pomiarów.

Pomiary wykonywane na zdjęciach idą w kierunku wyznaczenia kątów emisji cząstek produkowanych w reakcji, ich pędu, oraz identyfikacji poszczególnych cząstek. Wyznaczenie kątów sprowadza się do pomiaru współrzędnych punktów na torach. Pęd cząstek naładowanych wyznacza się na podstawie zakrzywienia toru w polu magnetycznym, lub na podstawie wielokrotnego rozproszenia kulombowskiego w komorach z najcięższymi cieciami (ksenon) [26]; pęd cząstek neutralnych wyznacza się z pędu i kąta rozlotu produktów rozpadu. We wszystkich przypadkach pomiar pędu może być również sprowadzony do pomiaru współrzędnych.

Pomiary przeprowadza się na ogół na półautomatycznych projektorach pomiarowych (rys. 11), które zapisują współrzędne wybranego punktu na filmie, wprost na taśmie papierowej lub kartach nadających się bezpośrednio do maszyny liczącej. Mierzy się zwykle kilka punktów na torze każdej cząstki

naładowanej. Zadaniem maszyny elektronowej jest obliczenie na tej podstawie pędów i kątów oraz — w dalszym ciągu — przeprowadzenie różnych obliczeń dotyczących kinematyki reakcji. Zainteresowane laboratoria posiadają w chwili obecnej silnie rozbudowane systemy programów obliczeniowych [28].

Dla identyfikacji cząstki można użyć pomiaru jonizacji. Dla cząstek nietrwałych identyfikację uzyskuje się z kinematyki rozpadu. Jonizację można określać — podobnie jak w emulsjach — np. metodą wyznaczenia średniej



Rys. 11. Projektor pomiarowy do zdjęć z komór pęcherzykowych produkcji francuskiej (Société d'Optique et de Mecanique de Haute Precision — Paris)

długości przerw (*mean gap length*). Jonizacja cząstki spada ze wzrostem jej prędkości mniej więcej jak $1/\beta^2$. Dla wyższych energii jonizacja w wodrze utrzymuje się na stałym poziomie [29], podczas gdy w cięższych cieczech obserwuje się tzw. relatywistyczny wzrost jonizacji [30].

6. Nowsze osiągnięcia w technice komór pęcherzykowych

6.1. Szybki cykl

Komory pęcherzykowe dostosowane do pracy przy akceleratorach najwyższej energii mają możliwość wykonywania zdjęć co kilka sekund. Częstsze ekspandowanie komory napotyka na trudności wskutek zwiększonego wydzielania się ciepła, ruchu cieczy w komorze (dystorsje) i bezwładności szeregu urządzeń komory. Przy akceleratorach niższej energii (kilka GeV), o większej częstotliwości powtarzania impulsów, korzystne byłoby zainstalowanie komór pęcherzykowych o szybszym cyklu. W laboratoriach w Pizie i w Princeton zbudowano niewielkie na razie, kilkilitrowe komory propanowo-freonowe mogące wykonywać do pięciu ekspansji na sekundę [31, 32]. Interesujące jest tu wy-

konanie układu ekspansji jako prostego oscylatora harmonicznego z tłokiem jako elementem ruchomym i wykorzystaniem sprężystości cieczy wypełniającej komorę. Konstruktorzy twierdzą, że nie ma istotnych ograniczeń przeciw zbudowaniu jeszcze szybciej działających komór (20 ekspansji na sekundę) i powiększeniu ich rozmiarów.

6.2. Hodoskop wejściowy

Separowane wiązki cząstek wysokiej energii zawierają zwykle pewne inne, niepożądane cząstki, nieodróżnialne w komorze. Zaproponowano więc „znaczenie“ cząstek wchodzących do komory przy pomocy układu liczników (hodoskopu) pracujących w koincydencji z licznikiem Czerenkowa. Dane dotyczące miejsca przejścia interesującej cząstki mogą być zamienione na odpowiedni sygnał optyczny i fotografowane wraz z obrazem komory lub też zapisywane osobno. Hodoskopy tego typu uruchomiono w USA [33] i w CERN-ie [34]. W pierwszym przypadku zastosowano liczniki scyntylicyjne, w drugim — liczniki proporcjonalne.

6.3. Wewnętrzna tarcza wodorowa

W Massachusetts (USA) wbudowano tarczę wodorową do komory napełnionej jodkiem metylu [35]. Układ taki nadaje się bardzo dobrze do badania reakcji na swobodnych protonach z produkcją mezonów π^0 . Tarcza ma kształt cylindra o długości 10 cali i średnicy $1\frac{3}{8}$ cala i wchodzi do wnętrza komory od strony wejścia wiązki (wymiary komory: średnica 15 cali, głębokość 14 cali). Wykonano już 250 000 zdjęć z wiązką mezonów π^- .

Ostatnio w Saclay zmontowano pięciocentymetrową komorę wodorową wewnątrz 40-centymetrowej komory propanowej [11].

6.4. Automatyczne urządzenia pomiarowe [28]

Dla przyspieszenia opracowywania stale wzrastającej liczby zdjęć czynione są próby automatyzacji przeglądu i pomiarów. Automatyzacja przeglądu jest bardzo trudna — spośród kilkudziesięciu tysięcy punktów na zdjęciu maszyna elektronowa musiałaby „wybrać“ punkty tworzące ślady, zestawić ślady razem i w końcu wybrać przypadki o interesującej topologii. Uproszczeniem problemu byłoby pewnego rodzaju „filtrowanie“ informacji zawartych na zdjęciach, np. za pomocą podania przybliżonych współrzędnych przypadków przeznaczonych do zmierzenia. Trzy urządzenia tego typu są obecnie w stadium uruchamiania w CERN-ie i w USA. Wstępne, przybliżone pomiary dokonywane są w trakcie skaningu, a ostateczne na urządzeniu automatycznym sprzężonym z elektronową maszyną liczącą. Pewną modyfikacją tej metody jest opracowywane w Berkeley urządzenie umożliwiające dokonywania szybkich

pomiarów od razu po znalezieniu przypadku (na tym samym projektorze) i również pracujące w bezpośrednim sprzężeniu z maszyną elektronową.

Zastosowanie tych nowych metod ma pozwolić na zwiększenie liczby zdjęć opracowywanych w jednym laboratorium do kilkuset tysięcy, a nawet miliona rocznie.

Literatura

- [1] D. A. Glaser, *Phys. Rev.*, **87**, 665 (1952).
- [2] D. A. Glaser, *Phys. Rev.*, **91**, 762 (1953).
- [3] H. Adelson, H. Bostick, B. Moyer, C. Waddell, *Rev. sci. Instrum.*, **31**, 1 (1960).
- [4] E. R. Flynn, P. J. Bendt, *Rev. sci. Instrum.*, **33**, 223 (1962).
- [5] D. A. Glaser, *Handbuch der Physik*, Springer Verlag, 1958, Bd. XLV, p. 314.
- [6] F. Seitz, *Phys. Fluids*, **1**, 2 (1958).
- [7] D. W. Anderson, J. McKenzie, *Nuclear Instrum. and Methods*, **13**, 231 (1961).
- [8] D. C. Colley, J. B. Kinson, L. Riddiford, *Nuclear Instrum. and Methods*, **4**, 26 (1959).
- [9] Dubna — informacja prywatna.
- [10] W. H. Bergmann, J. Gruber, G. Hahn, G. Harigel, P. Meyer, K. Moustafa, H. Röhm, *Nuclear Instrum. and Methods*, **20**, 116 (1963).
- [11] R. P. Shutt, *Nuclear Instrum. and Methods*, **20**, 71 (1963).
- [12] *L'Onde Electrique*, No 417 (Décembre 1961).
- [13] J. D. Gow, *Proc. International Conference on High Energy Accelerators and Instrumentation*, CERN, 1959.
- [14] J. G. Androulakis, J. A. Bamberger, D. P. Brown, H. O. Courtney, B. B. Culwick, J. J. Diener, W. B. Fowler, C. L. Goodzeit, J. Hanush, E. L. Hart, H. Houtsager, J. E. Jensen, D. A. Kassner, D. T. Liverios, R. I. Louttit, S. C. Mo, T. W. Morris, R. B. Palmer, P. A. Pion, R. R. Rau, E. Rutan, R. P. Shutt, J. H. Sondericker, A. M. Thorndike, W. A. Tuttle, I. J. Winters, H. Woelfel, D. H. Wright, S. S. Yamamoto, F. Anderson, H. W. Courant, H. L. Kraybill, *Nuclear Instrum. and Methods*, **20**, 100 (1963).
- [15] S. Ya. Nikitin, *Nuclear Instrum. and Methods*, **20**, 95 (1963).
- [16] A. V. Belonogov, A. A. Belushkina, R. Vinaver, V. N. Vinogradov, V. V. Glagolev, E. I. Dyachkov, A. G. Zeldovich, N. K. Zeldovich, E. V. Kozubsky, R. M. Lebedev, M. Maly, N. N. Melnikova, A. M. Moiseev, I. S. Saitov, Yu. A. Turbin, E. P. Ustenko, I. V. Chuvilo, Yu. A. Shishov, *Nuclear Instrum. and Methods*, **20**, 114 (1963).
- [17] E. di Capua, U. Dore, G. C. Gialanella, P. Guidoni, I. Laakso, G. C. Moneti, *Nuclear Instrum. and Methods*, **15**, 273 (1962).
- [18] A. G. Prodell, J. Steinberger, *Rev. sci. Instrum.*, **33**, 1327 (1962).
- [19] A. Rousset, *Proc. International Conference on Instrumentation for High Energy Physics*⁶, Interscience Publishers, 1960, p. 140.
- [20] C. A. Ramm, L. Resegotti, *PICIEHP*, p. 127.
- [21] Ju. A. Budagov, V. P. Dzhelepov, N. I. Djakov, V. B. Flyalin, T. Shatet, *PICIEHP*, p. 135.
- [22] M. P. Balandin, N. G. Borisov, Wang Yung-Chang, R. P. Kukhareva, V. A. Moiseenko, V. I. Snyatkov, M. I. Soloviev, I. V. Chuvilo, *Nuclear Instrum. and Methods*, **20**, 110 (1963).
- [23] *Proc. International Conference on High Energy Accelerators and Instrumentation*, CERN, 1959, p. 508.

⁶ Materiały tej konferencji oznaczone są w dalszych pozycjach przez *PICIEHP*.

- [24] John L. Brown, *PICIEHP*, p. 110.
- [25] L. W. Alvarez, *PICIEHP*, p. 145.
- [26] A. P. Karatsuba, E. I. Maltsev, T. Nagy, J. Nagy, *PICIEHP*, p. 113.
- [27] Odpowiednie referencje mogą być znalezione w artykule: G. R. MacLeod, *Nuclear Instrum. and Methods*, **20**, 367 (1963).
- [28] D. R. O. Morrison, C. C. Occhialini, G. Mambriani (reported by C. Peyrou), *PICIEHP*, p. 157.
- [29] B. Hahn, E. Hugentobler, F. Steinrisser, *PICIEHP*, p. 143.
- [30] L. Bertanza, P. Franzini, I. Mannelli, G. V. Silvestrini, *Nuclear Instrum. and Methods*, **9**, 354 (1960).
- [31] H. A. Blumenfeld, T. Bowen, R. L. McIlwain, *PICIEHP*, p. 100.
- [32] J. A. Kadyk, *PICIEHP*, p. 123.
- [33] G. von Dardel, *PICIEHP*, p. 126.
- [34] M. Chretien, D. R. Firth, R. K. Yamamoto, I. A. Pless, L. Rosenson, *Nuclear Instrum. and Methods*, **20**, 120 (1963).

Artykuły ogólne

- I. A. Pless, *Techniques of High Energy Physics*, Interscience Publishers, 1961, p. 87.
- D. A. Glaser, *PICIEHP*, p. 150,
- oraz pozycje [5] i [11] wykazu literatury.

Albin Czernichowski

Katedra Chemii Nieorganicznej
Politechniki Wrocławskiej

Zakład Fizyko-Chemicznych
Badań Strukturalnych PAN
Wrocław

Metody spektralne wyznaczania temperatury plazmy termicznej

1. Wstęp

W przeciwieństwie do plazmy „gorącej“, uzyskiwanej np. w krótkotrwałych wyładowaniach elektrycznych wysokiego napięcia w rozrzedzonych gazach, których temperatura może osiągnąć miliony stopni, plazma „chłodna“, czyli termiczna, nie osiąga temperatur przekraczających kilkadziesiąt tysięcy stopni. Plazmę taką otrzymuje się najczęściej w łuku elektrycznym o dużej gęstości prądowej osiągalnej w wirze gazowym helu, argonu, wodoru, azotu lub pary wodnej. Plazma termiczna wytwarzana pod normalnym ciśnieniem atmosferycznym może być wykorzystana do najrozmaitszych celów, jak np. syntez chemicznych, spawania i topienia metali, natryskiwania substancji wysokotopliwych, a także do wytwarzania energii elektrycznej bezpośrednio z ciepła na zasadzie efektu magnetohydrodynamicznego.

Określanie własności fizycznych plazmy termicznej, np. jej temperatury, przewodnictwa elektrycznego, szybkości gazów wylotowych itp. określa się ogólnie mianem diagnostyki plazmy, przy czym jednym z najważniejszych parametrów plazmy jest niewątpliwie jej temperatura. Dlatego metody wyznaczania temperatury są istotne dla właściwego opanowania i kontroli techniki wytwarzania i zastosowania plazmy.

Przegląd spektralnych metod oznaczania wysokich temperatur, podany poniżej, obejmuje zakres do ok. 50 000 °K, gdyż jest to graniczna temperatura osiągalna w zwykłym generatorze plazmowym.

2. Pojęcie temperatury plazmy

W skład plazmy termicznej wchodzi molekuły, atomy, jony dodatnie i ujemne oraz elektrony. W związku z tą dużą różnorodnością cząstek, a także z powodu występującego na ogół braku pełnej równowagi termodynamicznej powstają trudności w określeniu pojęcia temperatury plazmy.

W skończonym, zamkniętym układzie gazowym o identycznych cząstkach ustala się stacjonarny rozkład cząstek według prędkości lub energii, znany pod nazwą rozkładu Maxwella-Boltzmanna (MB). Temperaturę takiego układu można formalnie zdefiniować jako wielkość, która pomnożona przez stałą Boltzmanna daje najbardziej prawdopodobną energię kinetyczną rozkładu MB.

Jeżeli układ zamknięty stanowi mieszaninę kilku gazów różniących się między sobą typem cząstek i początkową całkowitą energią, wówczas stan układu po ustaleniu się równowagi dynamicznej będzie zależał od rodzaju oddziaływań pomiędzy cząstkami. W przypadku gdy wszystkie cząstki mogą się ze sobą zderzać i przekazywać energię, w układzie ustali się równowaga termodynamiczna i jednoznaczny rozkład MB określający temperaturę układu. Jeżeli efektywne przekazywanie energii odbywa się tylko między cząstkami tego samego rodzaju, wówczas każdy zbiór identycznych cząstek będzie miał własną temperaturę, która może być odmienną od temperatury innych cząstek.

Jeżeli układ nie jest zamknięty i wymienia energię z otoczeniem, wówczas temperatura w sensie klasycznym może być określona tylko w tych częściach układu, w których istnieje rozkład MB. Stan stacjonarny takiego układu będzie zachowany, jeżeli ilości energii pochłoniętej i wydzielonej przez układ będą sobie równe.

Pochłanianie energii odbywa się w pewnych granicznych strefach układu. Cząstki wewnątrz układu przekazują ją w sposób kierunkowy dalej do tych granicznych stref, w których odbywa się wydzielanie energii. Rozkład zbliżony do rozkładu MB może istnieć tylko w tych elementach objętości układu, w których kierunkowo przekazywana energia jest znacznie mniejsza od całkowitej energii własnej rozważanych części, a więc przeważają zderzenia nieuporządkowane. Nie można oczekiwać rozkładu MB w obszarach, w których przekazywane energie są porównywalne z energią własną cząstek. Jednakże, w stanie stacjonarnym układu również w tych obszarach istnieje równowaga dynamiczna i pewien własny rozkład. Przez analogię możemy określić „temperaturę“ podobnego obszaru jako miarę najbardziej prawdopodobnej energii cząstek, ale nie jest to temperatura zdefiniowana przez rozkład MB. Obszary, w których rozkład cząstek według energii znacznie odbiega od rozkładu MB to przede wszystkim te, w których istnieje duży gradient temperatury, a więc części graniczne układu. Odstępstwa od rozkładu MB mogą również wystąpić w znacznych obszarach układu, kiedy źródłem energii jest pole sił. W tym przypadku układ otrzymuje stale na znacznych przestrzeniach energię z pola w wyniku skierowanego ruchu cząstek.

Istnieją inne jeszcze powody zakłócające stan pełnej równowagi w plazmie. Wskutek promieniowania molekuł, atomów i jonów część energii uchodzi z układu bezpowrotnie do otoczenia, w rezultacie czego zachodzi stała dezaktywacja wzbudzonych cząstek, a więc ich ochładzanie. Straty tej energii powinny być kompensowane przez procesy zderzeniowe. Jeśli one są nieefektywne, to rozkład cząstek pomiędzy różne poziomy energetyczne może się różnić od rozkładu MB. Jednak w warunkach wysokich temperatur i nor-

malnych ciśnień liczba zderzeń jest rzędu 10^9 na sek i w czasie wypromieniowania energii (10^{-8} sek) cząsteczka otrzyma dostateczną ilość energii przekazanej jej za pośrednictwem zderzeń. Dysproporcje pomiędzy energią wypromieniowaną i pochłoniętą zarysowują się dopiero przy ciśnieniach rzędu 0,1 atm. Istnieje możliwość nieustalenia się równowagi chemicznej; może to nastąpić w reakcjach chemicznych o dużej energii aktywacji albo w procesach, które są uwarunkowane zderzeniami większej liczby cząstek. Nie jest więc wykluczone, że jeśli w jakimś procesie powstaną swobodne atomy, to ich rekombinacja może się dokonać po upływie znacznego czasu. Odstępstwa od równowagi termicznej w plazmie spowodowane są także przez to, że energia oscylacji zmienia się w energię kinetyczną ruchu postępowego bardzo powoli. W większości wypadków trzeba zderzeń rzędu tysiąca, by ten proces nastąpił. Różne składniki plazmy mogą mieć więc różne temperatury, które powinny być określone odpowiednimi metodami. Ze szczegółowszych rozważań wynika, że:

1. Przy wszystkich ciśnieniach temperatura elektronów powinna być wyższa niż temperatura innych składników plazmy. Efekt ten jest szczególnie duży przy niskich ciśnieniach.

2. Przy wszystkich ciśnieniach temperatura elektronów w pobliżu elektrod znacznie przewyższa temperaturę we wnętrzu wyładowania. Natężenie pola elektrycznego w pobliżu elektrod jest znacznie większe niż w środku wyładowania, a więc i energia pobierana przez naładowaną cząstkę w tych warunkach jest duża. Najwięcej energii otrzyma tu elektron ze względu na stosunkowo długą drogę swobodną. W przestrzeniach przyelektrodowych możliwe są wobec tego odstępstwa od rozkładu MB.

3. Nie ma dużych różnic temperatury między molekułami, atomami i jonami we wnętrzu promienia plazmowego i pod normalnymi ciśnieniami.

4. Temperatury molekuł i atomów mogą różnić się w obszarach bliskich powierzchni granicznych wyładowania, gdzie ma miejsce daleko posunięta dysocjacja. Tutaj też brak jest rozkładu MB z powodu dużego gradientu temperaturowego.

Doświadczalnie stwierdzono, że w łuku elektrycznym palącym się pod ciśnieniem normalnym lub wyższym, temperatury różnych składników są prawie równe, co uzasadnia przypuszczenie, że we wnętrzu strumienia plazmy opuszczającego łukowy generator pod ciśnieniem normalnym istnieje stan prawie dokładnej równowagi termodynamicznej i że temperaturę tak otrzymanej plazmy określa temperatura któregokolwiek z jej składników [1, 2, 3].

3. Określenie temperatury plazmy na drodze spektralnej

Spośród licznych metod znajdujących zastosowanie dla wyznaczenia temperatury plazmy termicznej niewątpliwie metody spektralne są najważniejsze. W punktach 3.1—3.5 będą omówione fizyczne podstawy kilku metod spektral-

nych; niektóre z nich zostały przez autora zastosowane do oznaczeń temperatury plazmy otrzymanej w palnikach plazmowych (3.1.1, 3.1.2, 3.1.3, 3.2).

3.1. Metody oparte na zależności pomiędzy intensywnością linii spektralnej wypromieniowanej przez zbiór wzbudzonych cząstek a temperaturą

Dla optycznie cienkiej warstwy gazu lub plazmy energia (I_{nm}) dla częstości (ν_{nm}) wypromieniowana w jednostce czasu z jednostki objętości w jednostkowy kąt bryłowy określona jest wzorem:

$$I_{nm} = \frac{1}{4\pi} A_{nm} N_n h\nu_{nm} = \frac{1}{4\pi} A_{nm} N_0 \frac{g_n}{g_0} e^{-E_n/kT} h\nu_{nm}, \quad (1)$$

gdzie A_{nm} — prawdopodobieństwo przejścia $n \rightarrow m$, N_0 — stężenie cząstek w stanie podstawowym, mogących ulegać wzbudzeniu, N_n — stężenie cząstek wzbudzonych do poziomu n , g_n i g_0 — odpowiednio wagi statystyczne cząstek w stanie n i podstawowym, E_n — energia wzbudzenia cząstki do poziomu n , k — stała Boltzmanna, T — temperatura bezwzględna, h — stała Plancka.

Równanie (1) słuszne jest tylko w przypadku optycznie cienkich warstw, dlatego dla warstw grubszych należy wprowadzić odpowiednią poprawkę. Zazwyczaj możliwe jest stwierdzenie i ocenienie efektu samopochłaniania promieniowania przez grubsze warstwy. Problem ten opisuje szczegółowo Broida [4]. Wysokie temperatury można określić mierząc absolutne lub względne intensywności linii spektralnych, dla których znane są takie parametry jak energia wzbudzenia, waga statystyczna i prawdopodobieństwo przejścia.

Pewnym ograniczeniem metod spektralnych opartych na wykorzystaniu absolutnych lub względnych intensywności linii spektralnych jest niedokładna znajomość wielkości A_{nm} . Prawdopodobieństwo przejścia (A_{nm}) wyliczyć można dokładnie jedynie dla atomu wodoru [5]. Dostępne są jednak przybliżone wartości A_{nm} dla około jednej czwartej części pierwiastków oraz dla widm rotacyjnych molekuł dwuatomowych, uzyskane metodami rachunkowymi lub doświadczalnie. Część tych danych dla kilkunastu pierwiastków zebrana jest w pracy Pearce'a [3].

W celu określenia temperatury plazmy opisywaną metodą zachodzi często konieczność dodania do niej pierwiastka o znanych prawdopodobieństwach przejść, spełniającego funkcję indykatora termometrycznego. W tabl. 1 [6] podano kilka rodzajów atomów spełniających te funkcje wraz z odpowiadającymi im przedziałami temperatur, w których mogą być stosowane.

Tablica I

T [°K]	indykatory
10 000—15 000	H, C, N, O, A
15 000—25 000	He, C ⁺ , N ⁺ , O ⁺ , A ⁺
25 000—30 000	He ⁺

Dokładność wyznaczenia temperatury metodami spektralnymi na podstawie równania (1) ocenia się na 5—10%. Według Kostowskiego [6] dokładność ta wynosi 3—5% przy użyciu siatkowego monochromatora z fotoelektrycznym pomiarem natężenia linii spektralnych.

Poniżej w punktach 3.1.1, 3.1.2, 3.1.3 podano trzy sposoby określania temperatury plazmy za pomocą pomiaru względnej intensywności linii spektralnych.

3.1.1. Metoda pomiaru względnych intensywności dwóch lub więcej linii spektralnych

Jedną z najczęściej stosowanych metod określania wysokich temperatur jest metoda pomiarów względnych intensywności dwu lub więcej linii spektralnych, zwana niekiedy metodą Ornsteina [7, 8, 9, 10]. Stosując równanie (1) dla dwóch linii spektralnych o częstościach ν_1 i ν_2 i dzieląc je przez siebie otrzymuje się

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{A_1 g_1 \nu_1}{A_2 g_2 \nu_2} e^{\frac{-(E_1 - E_2)}{kT}} \quad (2)$$

Rozwiązując równanie (2) względem T i podstawiając wartość liczbową stałej Boltzmann'a otrzymujemy:

$$T = \frac{5040 / (E_1 - E_2)}{\log \frac{g_1 A_1 \nu_1}{g_2 A_2 \nu_2} - \log \frac{I_1}{I_2}} \quad (3)$$

Ze wzoru (3) wynika, że porównywać należy względne intensywności I_1 i I_2 dwóch linii różniących się częstościami ν_1 i ν_2 . Wymaga to znajomości spektralnej zależności czułości kliszy fotograficznej lub detektora fotoelektrycznego.

Przy wyborze linii spektralnych mało różniących się częstościami, różnice czułości kliszy czy fotopowielacza można zaniedbać i w ten sposób znacznie uprościć pomiar. Należy zwrócić uwagę, że dokładność określenia temperatury będzie tym większa, im większa będzie różnica energii wzbudzenia ($E_1 - E_2$). Wygodnie rozpatrywać niezbyt silne linie o zbliżonych intensywnościach, ponieważ można wtedy pominąć samoabsorpcję promieniowania w grubszej warstwie plazmy.

Powyższa metoda jest stosunkowo prosta. W przypadku, gdy na spektrogramie brak jest linii choćby jednego z pierwiastków lub jonów o znanych

E , g , A , należy go dodać do plazmy w takich ilościach, aby jego linie występowały wyraźnie, ale równocześnie, aby składnik ten nie „oziębiał“ plazmy. Podwyższenie bowiem przewodnictwa elektrycznego zmniejsza automatycznie moc palnika plazmowego, a więc i temperaturę wyrzucanego strumienia plazmy. Korzystniej jest w tych wypadkach dodać pierwiastek o wysokim potencjale jonizacji (He, C, N, O, A) lub wprowadzać łatwo jonizującą domieszkę bezpośrednio za częścią łukową generatora plazmy. Wygodniej jest wprowadzać świecące domieszki w postaci lotnych związków, jak np.: karbonyłek żelaza $\text{Fe}(\text{CO})_5$ lub ferrocen $\text{Fe}(\text{C}_5\text{H}_5)_2$.

W celu podwyższenia dokładności wyznaczania temperatury i stwierdzenia stanu równowagi termicznej w badanej plazmie jest korzystnie określić jej temperaturę mierząc intensywności jak największej liczby linii spektralnych. Współczynniki g_0 i N_0 będą dla różnych linii tej samej emitującej cząstki te same. W związku z tym stałe z równania (1) można wyrazić przy pomocy jednej stałej K :

$$K = \frac{1}{4\pi g_0} \cdot hN_0, \quad (4)$$

a więc:

$$\log \left(\frac{I}{KgA\nu} \right) = \frac{-E(\log e)}{kT}. \quad (5)$$

Ponieważ K nie zależy od E , więc odkładając na wykresie dla różnych linii tego samego atomu lub jonu $\log \frac{I}{gA\nu}$ w jednostkach względnych, w zależności od E wyrażonej w elektronowoltach, uzyskuje się w wypadku równowagi termicznej prostą, której nachylenie równe jest $-(\log e) \frac{1}{kT} = -\frac{5040}{T}$. Jeżeli punkty pomiarowe układają się na krzywej, znaczy to że w badanej plazmie brak jest równowagi termicznej pomiędzy różnymi cząstkami lub stanami energetycznymi.

Metodą powyżej opisaną można określić temperatury od $15\,000^\circ\text{K}$ przy użyciu linii atomowych a temperatury jeszcze wyższe do $40\,000^\circ\text{K}$ stosując linie jonów np. linie C^{+++} [11]. Dodatnią stroną tej metody jest jej niezależność od składu plazmy i ciśnienia.

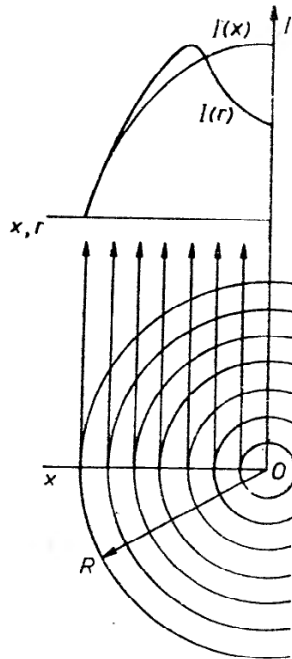
Wyznaczenie temperatury pewnego przekroju strumienia plazmy polega na odwzorowaniu tego przekroju na szczelinie spektrografu w ten sposób, aby szczelina wybierała z obrazu strumienia żądany wycinek plazmy, prostopadły do osi strumienia. Z otrzymanego spektrogramu należy wybrać kilka linii rozpatrywanego indykatora o znanych parametrach: E , g , A , zmierzyć przy pomocy mikrofotometru zaczernienia kliszy wzdłuż linii i zaczernienie tła, a następnie znaleźć względne intensywności tych linii w różnych miejscach x przekroju strumienia. Intensywności te nie są proporcjonalne do zdolności emisyjnych $I(r)$ warstw o różnej temperaturze symetrycznie otaczających oś

strumienia, lecz do sumy tych emisyjności $I(x)$ w kierunku obserwatora, co pokazano schematycznie na rys. 1.

Zależność pomiędzy szukaną wartością $I(r)$ i zmierzoną $I(x)$ dana jest przez całkę Abela:

$$I(x) = 2 \int_{r=x}^R \frac{I(r) \cdot r \cdot dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}, \quad (6)$$

gdzie: $I(r)$ — intensywność promieniowania warstwy plazmy odległej o r od środka strumienia o zewnętrznym promieniu R , $I(x)$ — sumaryczna intensywność obserwowana w odległości x od środka, prostopadle do osi x .



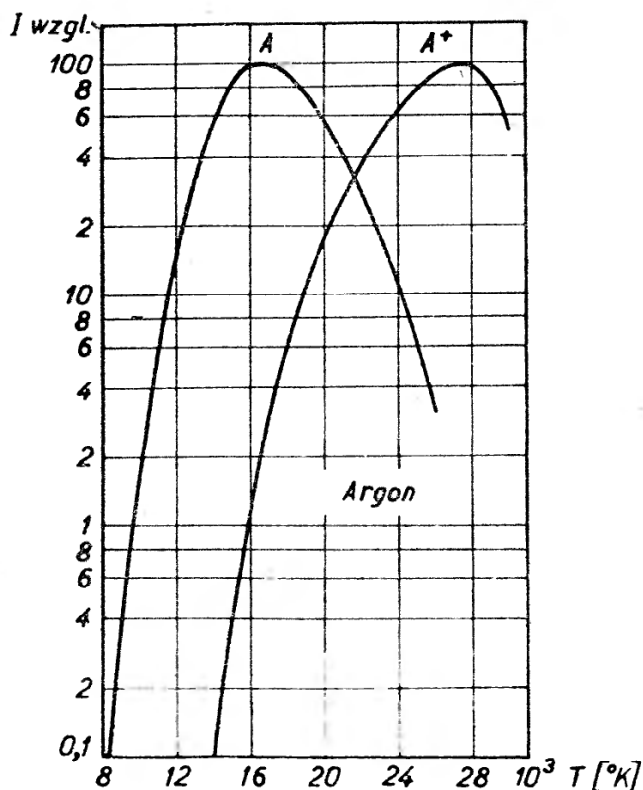
Rys. 1. Przekrój poprzeczny strumienia plazmy o symetrii cylindrycznej, składającego się z kilku warstw temperaturowych od $r = 1$ do $r = R$ otaczających oś O strumienia. Obserwowana intensywność $I(x)$ składa się ze sumy intensywności $I(r)$ pewnych warstw

Równanie (6) zostało rozwiązane numerycznie, a tablice i sposób korzystania z nich podane są w [3] z uwzględnieniem samoabsorpcji lub w [12] bez jej uwzględnienia. Otrzymane wartości $I(x)$ należy przekształcić w $I(r)$, odczytać dla tej samej odległości od osi strumienia plazmy wartości natężenia różnych linii, pomnożyć je przez odpowiednie współczynniki czułości kliszy i wstawić do wyrażenia $\log \frac{I}{gAv}$. Z wykresu zależności tego wyrażenia od E (prosta) można zgodnie z równaniem (5) wyznaczyć temperaturę danej warstwy strumienia plazmy.

3.1.2. Metoda pomiarów względnej intensywności wzdłuż jednej linii spektralnej

Druga metoda określenia temperatur przy zastosowaniu równania (1) opiera się na tej zasadzie, że intensywność każdej linii posiada maksimum przy pewnej temperaturze. Wraz ze wzrostem temperatury, czynnik eksponencjalny w rów-

naniu (1) zdąża do jedności, podczas gdy liczba cząstek w jednostce objętości odpowiedzialnych za promieniowanie przy stałym ciśnieniu szybko zmniejsza się, zgodnie z równaniem stanu gazowego, a także z powodu postępującej jonizacji. Metoda ta nadaje się do określenia temperatur w łuku elektrycznym lub w strumieniach plazmy niewielkich średnic, gdzie temperatura monotonicznie spada od osi ku zewnętrznym warstwom. Po raz pierwszy metodę tę opisał Larenz [13]. Stopień jonizacji plazmy w wypadku plazmy jednoskład-



Rys. 2. Intensywność względna linii argonu atomowego i pojedynczo zjonizowanego w zależności od temperatury dla czystej plazmy argonowej

nikowej można obliczyć przy pomocy równania Saha [14], przedstawionego w postaci:

$$\log \frac{[A^+][e]}{[A]} = -\frac{U}{4,573T} + \frac{5}{2} \log T - 6,49 + \log \frac{g_{A^+} \cdot g_e}{g_A} \quad (7)$$

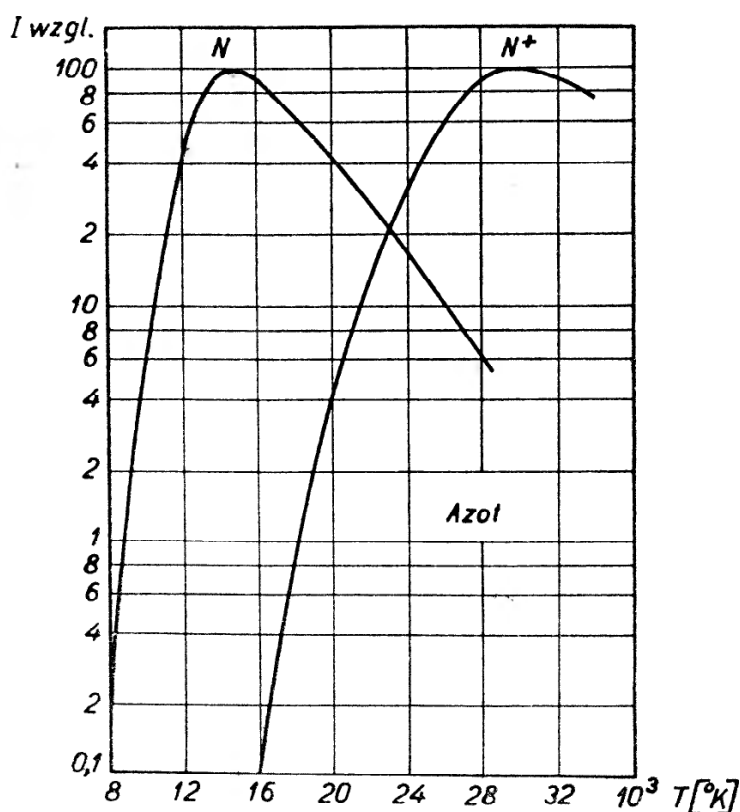
lub przez Meeka i Craggsa [15] w sposób uproszczony:

$$\log \frac{[A^+][e]}{[A]} = -5040 \frac{V}{T} + \frac{3}{2} \log T + 15,38, \quad (8)$$

gdzie: A , A^+ , e — oznaczają odpowiednio liczby cząstek lub atomów niezjonizowanych, zjonizowanych oraz elektronów w 1 cm^3 , U — potencjał jonizacji A do A^+ w kaloriach/mol, V — potencjał jonizacji A do A^+ wyrażony w eV, T — temperatura w $^\circ\text{K}$; g_A , g_{A^+} i g_e — odpowiednio wagi statystyczne neutralnego atomu, jonu oraz elektronu, przy czym $g_e = 2$. Zazwyczaj g_A i g_{A^+} nie różnią się wiele od siebie, wyliczyć je można przy znanych liczbach kwantowych elektronów w atomie i jonie lub odczytać z tablic [16]. W wypadku plazmy dwuskładnikowej określenie jej parametrów wymaga już rozwiązania trudnego

układu równań z pięcioma niewiadomymi, a dla plazmy n -składnikowej układu równań z $n+3$ niewiadomymi. Rozwiązanie układu tych równań dla plazmy n -składnikowej podał w ogólnej formie Mozrzymas [17] przy założeniu jej obojętności elektrycznej oraz stosowalności prawa Daltona w obszarze zjonizowanego gazu.

Położenie wspomnianego maksimum natężenia linii zależy od potencjału jonizacji atomu lub jonu, potencjału wzbudzenia linii i koncentracji atomów, jonów i elektronów w plazmie. Spotykane w literaturze wykresy względnej



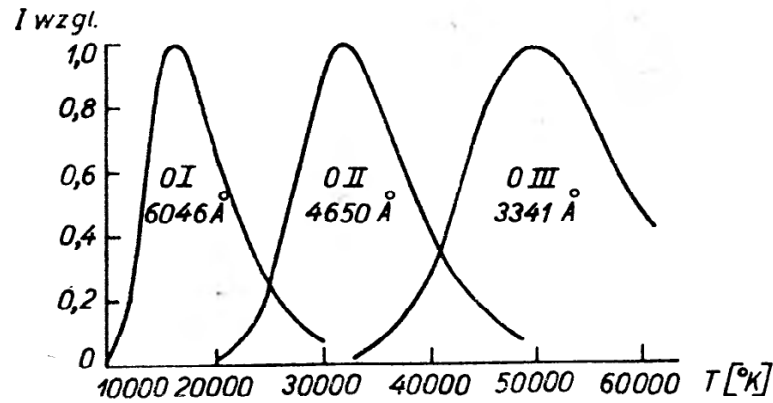
Rys. 3. Intensywność względna linii azotu atomowego i pojedynczo zjonizowanego w zależności od temperatury dla czystej plazmy azotowej

intensywności danej linii odnoszą się do plazmy jednoskładnikowej albo do określonej gęstości elektronowej. Choć ta metoda określenia wysokich temperatur wydaje się mało dokładna, z powodu rozmycia maksimum odpowiadającego optymalnej temperaturze, to jednak ocenia się jej dokładność na około 5% [6].

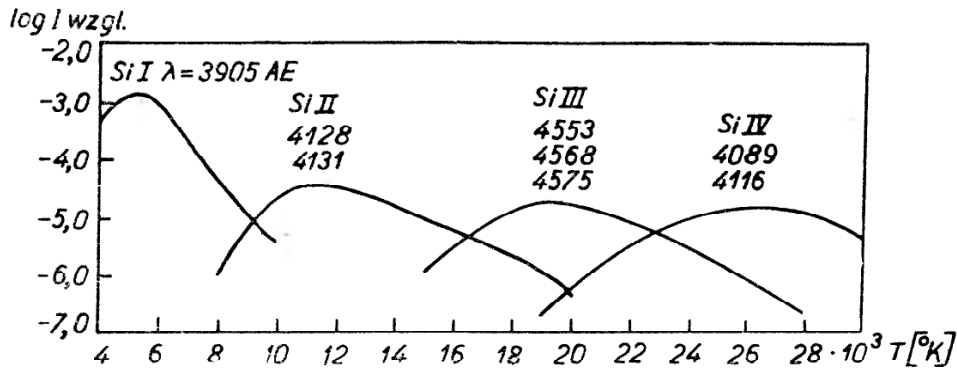
Na rysunkach 2 i 3 przedstawiono wykresy względnej intensywności dowolnych linii argonu (A , A^+) oraz azotu (N , N^+), w zależności od temperatury dla czystej plazmy argonowej lub azotowej, otrzymane przez Busza i Finkelburga [18]. Na rys. 4 podane są takie zależności dla linii tlenowych w czystej plazmie wodnej [13]. Dalsze rysunki 5 i 6 dotyczą względnych intensywności linii Si , Si^+ , Si^{++} i Si^{+++} oraz zawartości C , C^+ , C^{++} , C^{+++} przy założonych stężeniach elektronowych w zależności od temperatury [2, 11].

Określenie temperatury w plazmie o znanym składzie, za pomocą tej metody, polega na fotometrowaniu wzdłuż wybranej atomowej lub jonowej linii i prze-

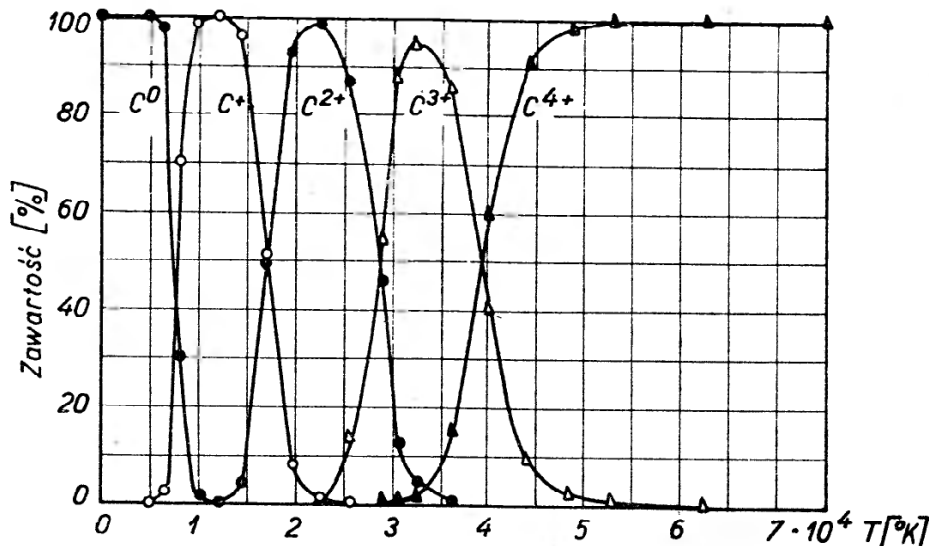
kształceniu otrzymanej zależności $I(x)$ w $I(r)$. Jeżeli intensywność kolejnych, coraz to bliższych środka strumienia, warstw plazmy osiągnie w miejscu $\tilde{r} \neq 0$ maksimum \tilde{I} oznacza to, że plazma w warstwie \tilde{r} posiada temperaturę \tilde{T} , przy



Rys. 4. Intensywność względna atomowej i jonowych linii tlenu w zależności od temperatury dla plazmy wodorowo-tlenowej z rozkładu termicznego wody



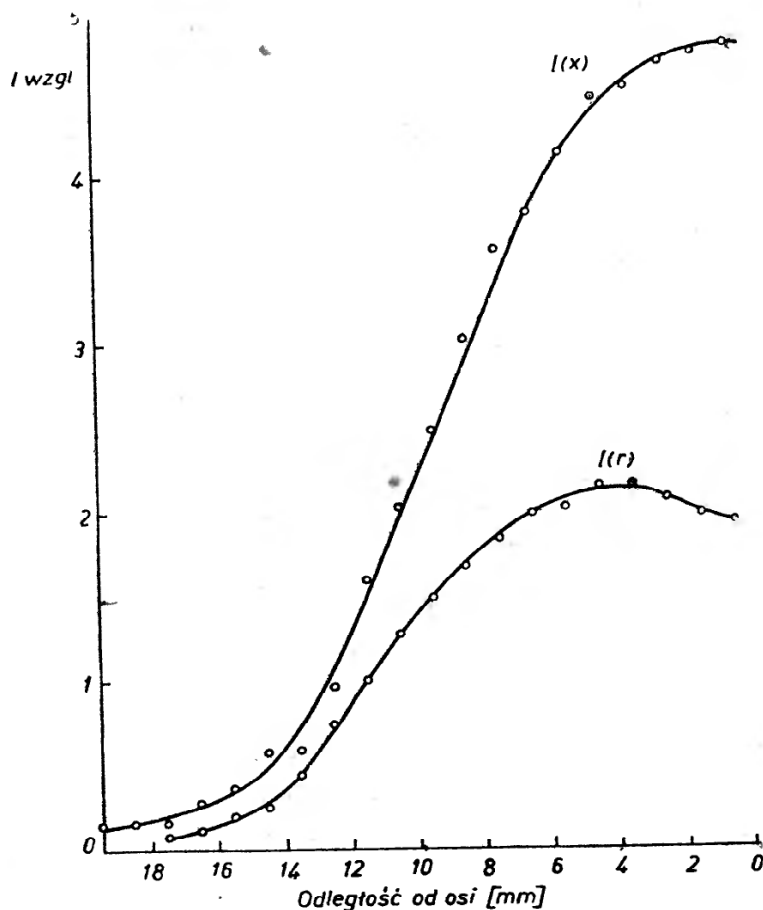
Rys. 5. Intensywność względna atomowej i jonowych linii krzemu w zależności od temperatury obliczona dla ciśnienia gazu elektronowego równego $132b$



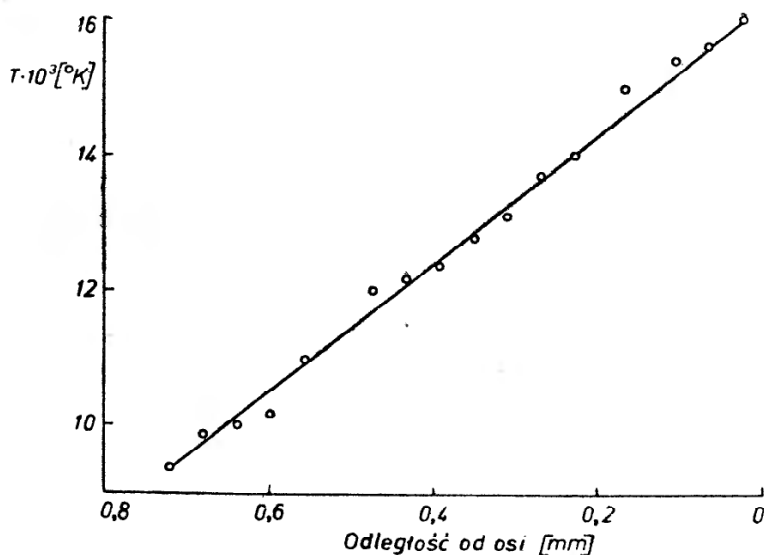
Rys. 6. Zawartość procentowa różnych jonów węgla w stosunku do całości węgla w plazmie o stężeniu 10^{14} elektronów/cm³ (wyliczona z równania Saha) w zależności od temperatury

której intensywność promieniowania analizowanej linii spektralnej jest maksymalna (wykresy na rys. 2, 3, 4 i 5).

Odnosząc następnie względne intensywności I/\tilde{I} dla innych miejsc r , miejscom tym przyporządkowuje się temperatury znalezione dla tych samych stosunków intensywności na wykresie zależności intensywności danej linii od temperatury. Poniżej podano przykład wyznaczania temperatury metodą



Rys. 7. Intensywność względna wzdłuż linii N I 4935 Å, $I(x)$ ze spektrogramu poprzecznego przekroju strumienia plazmy azotowej oraz intensywność względna tej samej linii dla różnych warstw temperaturowych $I(r)$ uzyskana przez numeryczne przekształcenie funkcji $I(x)$ zgodnie z całką Abela



Rys. 8. Rozkład temperatury w przekroju strumienia plazmy azotowej znaleziony za pomocą pomiaru względnej intensywności wzdłuż linii N I 4935 Å

pomiaru względnej intensywności dowolnej linii argonowej w strumieniu plazmy otrzymanej w generatorze o mocy 12 kW stabilizowanym azotem (W. Charwicz i A. Czernichowski).

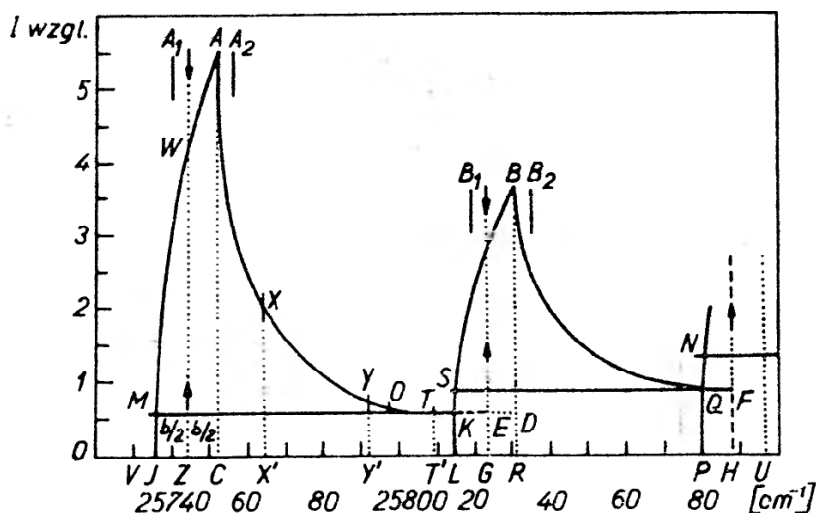
Obraz strumienia plazmowego odwzorowano na szczelinie spektrografu o średniej zdolności rozdzielczej. Ze zdjęcia spektralnego pewnego przekroju poprzecznego strumienia plazmowego opuszczającego generator wybrano linię

N I 4935 Å i przy pomocy mikrofotometru zmierzono zaczerwienie wzdłuż tej linii. Uzyskane intensywności względne $I(x)$ przedstawiono na rys. 7.

Na tym samym rysunku przedstawiono również zależność $I(r)$ uzyskaną z zależności $I(x)$ przez numeryczne rozwiązanie całki Abela. Widoczne na krzywej maksimum odpowiada zgodnie z rys. 3 temperaturze 15000°K. Obliczono następnie względne intensywności, w stosunku do maksimum w innych odległościach od osi strumienia. Odczytano z rysunku 3 temperatury, przyporządkowując względne intensywności w odległościach mniejszych niż ta, w której temperatura wynosi 15000°K, prawemu skrzydłu wykresu na rys. 3, zaś względne intensywności pozostałych punktów — lewemu. Wyniki określenia temperatury w badanym przekroju strumienia przedstawiono na rys. 8.

3.1.3. Metoda pomiaru rozkładu intensywności w widmach molekularnych

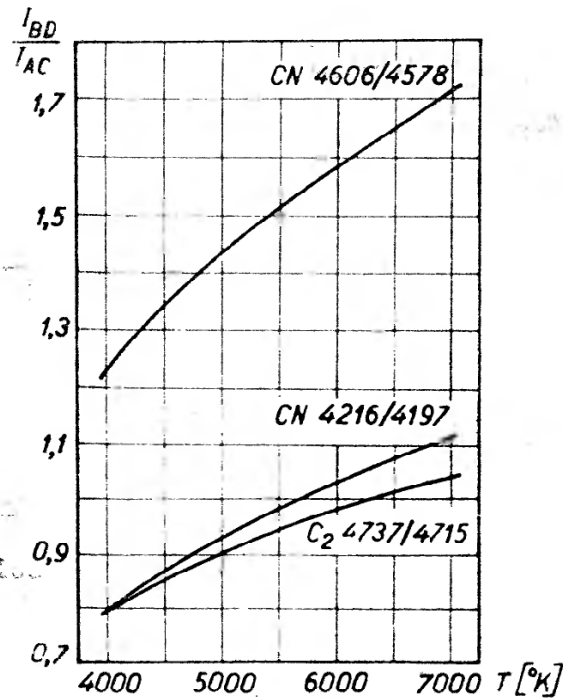
Wzór (1) można wykorzystać do określenia temperatury jeszcze w inny sposób. Jak wspomniano, względne prawdopodobieństwa przejść obliczyć można z wystarczającą dokładnością dla przejść rotacyjnych w cząsteczkach



Rys. 9. Kontury pasm CN 3883 Å i 3872 Å wypromieniowanych przy temperaturze 6000°K i przy szerokości szczeliny spektrografu $b = 8 \text{ cm}^{-1}$ w przypadku braku samoabsorpcji. Strzałki wskazują położenie pasm przy małej szerokości szczeliny spektrografu

dwuatomowych, a zwłaszcza dla widm emisyjnych i absorpcyjnych rodniaka wodorotlenowego OH, dla emisji rodników: CN, CH i NH oraz cząsteczek C_2 , O_2 i NO. Każde pasmo molekularne składa się z dużej ilości linii wynikających z rotacji i dlatego do pomiarów ilościowych należałoby używać spektrografu o dużej dyspersji [19], [20], co związane jest z całym szeregiem trudności. Dlatego wygodniej jest posługiwać się w celu określenia temperatury rozmytą strukturą pasma otrzymaną w spektrografie o średniej zdolności rozdzielczej ze szczeliną o szerokości odpowiadającej przedziałowi falowemu 4—20 cm^{-1} . Rys. 9 pokazuje kontury pasm CN 3883 Å i 3872 Å przy temperaturze 6000°K i szczelinie spektrografu o szerokości $b = 8 \text{ cm}^{-1}$ [21]. Ze stosunku powierzchni

płaszczyzn pod pasmami lub stosunku parametrów proporcjonalnych do krzywizny spadku intensywności w pasmach albo też stosunku intensywności w maksimach pasm odczytać można temperatury rotacyjne z odpowiednich wykresów. Wydaje się, że najwygodniej korzystać ze stosunków intensywności w maksimach pasm (BD/AC , rys. 9), gdyż iloraz ten nie zależy od szerokości szczeliny spektrografu, a poza tym łatwo można przekształcić otrzymany rozkład $I(x)$ w $I(r)$. Stosunkowo niewielki zakres temperaturowy tej metody uwarunkowany jest rozkładem termicznym molekuł. Znalezione przez badaczy



Rys. 10. Zależność stosunku intensywności maksimów pasma drugiego do pasma pierwszego od temperatury dla widma CN i C_2

szkoły Ornsteina [21] wykresy i nomogramy pozwalają określać temperatury w zakresie 1500—10 000°K. Przykładem zależności intensywności względnych BD/AC od temperatury dla widma CN oraz C_2 jest rys. 10 [21].

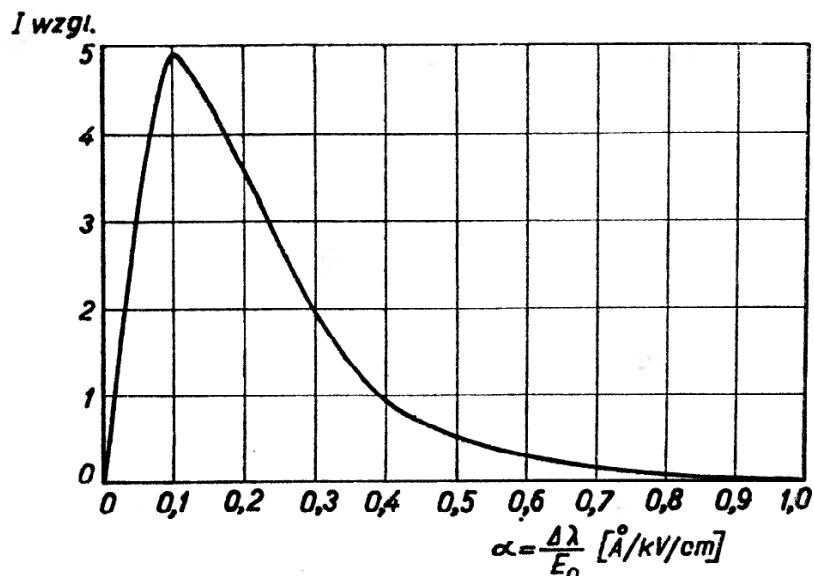
3.2. Metoda określenia profilu linii spektralnej

Na każdy emitujący w plazmie atom działa niejednorodne pole elektryczne wytwarzane przez otaczające go jony. Pole to dzięki ruchowi jonów zmienia się ciągle co do wielkości i kierunku. Linia spektralna emitowana w tych warunkach przez atom jest poszerzona, a nie rozszczepiona na dyskretne linie, jak to ma miejsce w przypadku pola jednorodnego. Dla znalezienia rozszerzenia linii w zależności od pola konieczna jest znajomość prawdopodobieństwa występowania tego pola. Funkcję tę dobrze opisuje teoria Holtsmarka dla ciśnienia normalnego lub nieco niższego. Rozpatrując zachowanie się każdego składnika subtelnej struktury linii w takim polu i dodając efekty pochodzące od każdego

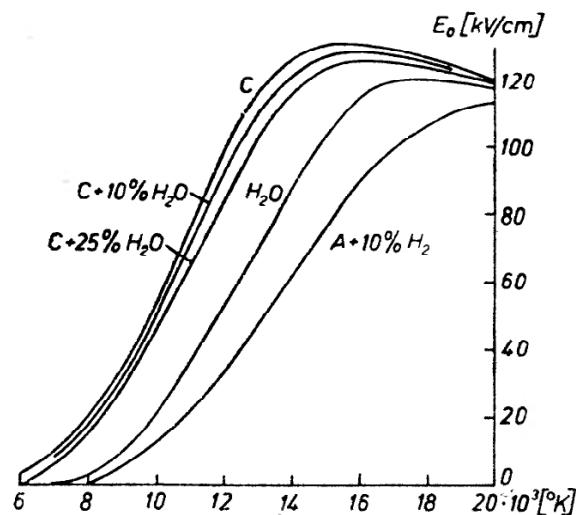
z nich do siebie, sporządzić można teoretyczny profil danej linii. Rys. 11 pokazuje taki profil dla linii H_β 4861,3 Å [22], czyli zależność intensywności względnej w punkcie odległym o $\Delta\lambda$ [Å] od środka linii emitowanej w obecności pola elektrycznego E_0 [kV/cm]. Pole to związane jest z liczbą jonów w 1 cm³ (n_i) wzorem Debye'a:

$$E_0 = 2,61 \cdot e(n_i)^{2/3}, \quad (9)$$

gdzie e jest ładunkiem jonu podanym w jednostkach elektrostatycznych.



Rys. 11. Profil teoretyczny linii H_β 4861,3 Å



Rys. 12. Wykres zależności natężenia pola elektrycznego E_0 od temperatury w czystej plazmie węglowej, w plazmie węglowej z domieszką 10% i 25% wagowych produktów rozkładu wody, w plazmie składającej się jedynie z produktów rozkładu wody oraz w plazmie argonowej z domieszką 10% objętości wodoru

Profil obserwowanej w doświadczeniu linii dostosować można przez dobór odpowiedniej wielkości E_0 do profilu teoretycznego (najlepiej przy pomocy opadającej eksponencjalnie części profilu $I \sim \Delta\lambda^{5/2}$), co daje informacje o gęstości jonów w plazmie. Z drugiej strony równaniami Saha (7), (8) zastosowane dla składników plazmy wiążą koncentrację jonową z temperaturą. Znany jest przebieg zależności $E_0 = f(T)$ dla plazmy wodnej [22]. Autor niniejszego ar-

tykułu obliczył tę zależność dla czystej plazmy węglowej, a posługując się rozwiązaniem Mozrzymsa [17] również dla następujących mieszanin dwuskładnikowych:

$$\begin{aligned} & \text{C} + 10\% \text{ wag. H}_2\text{O} \\ & \text{C} + 25\% \text{ wag. H}_2\text{O} \\ & \text{A} + 10\% \text{ obj. H}_2. \end{aligned}$$

Wykresy zależności natężenia pola elektrycznego E_0 od temperatury T przedstawiono na rys. 12.

Metoda wyznaczania temperatury plazmy za pomocą profilu linii wodorowej H_β jest zdaniem Dickermanna [22] niedokładna dla temperatur wyższych niż 18000°K z powodu wysokiego stopnia wzbudzenia i jonizacji gazu, natomiast w zakresie temperatur $10000\text{--}18000^\circ\text{K}$ daje możliwość określenia temperatury z dokładnością 5%.

3.3. Metoda odwrócenia linii spektralnej

Metoda ta polega na absorpcji światła ze źródła wzorcowego przez źródło o wysokiej temperaturze, którą się wyznacza. Określa się temperaturę wzorca, przy której zanika dana rezonansowa linia spektralna. Ponieważ wymagana jest znajomość temperatury wzorca — np. włókna wolframowego żarówki wzorcowej lub krateru anody przy łuku elektrycznym — zakres tej metody nie przekracza 4000°K . Metoda ta została zastosowana do szybkiego pomiaru temperatur w płomieniach spalających się mieszanin gazowych [23].

3.4. Pomiar szerokości linii spektralnej (efekt Dopplera)

Metoda ta pozwala na określenie efektywnej, kinetycznej temperatury plazmy. Położenie linii spektralnej o częstotliwości ν przesuwa się w stronę dłuższych lub krótszych fal, w zależności od tego czy atom wypromieniujący tę linię oddala się czy też przybliża ku obserwatorowi. W gorących gazach panuje chaotyczny ruch cieplny, który powoduje poszerzenie się linii. Szerokość półwkowa linii b opisana jest równaniem:

$$b = 2\sqrt{\ln 2} \sqrt{\frac{2RT}{Mc^2}} \nu, \quad (10)$$

gdzie: R — stała gazowa, M — masa cząstki emitującej linię spektralną o częstotliwości ν , c — prędkość światła w próżni.

Metoda wydaje się prosta, gdyby nie trudności eksperymentalne. Szerokość linii spektralnej zależy bowiem również od szerokości szczeliny spektrografu od ciśnienia, samoabsorpcji, a także nadsubtelnej struktury linii pochodzącej od spinu jądrowego. Poza tym atom podczas zderzenia z inną cząstką wypromieniowuje częstość różniącą się nieco od częstości w stanie niezakłóconego ruchu. Efekty te przewyższają niestety czysty efekt Dopplera nieraz o cały

rząd wielkości. Do obserwacji tego efektu wymagany jest również spektrograf o dużej dyspersji. Metoda powyższa nadaje się raczej dla oznaczenia temperatury w plazmie niskociśnieniowej, w której częstość zderzeń pomiędzy cząstkami jest stosunkowo mała. Znany jest jednak przykład wykorzystania tej metody dla określenia temperatury w łuku elektrycznym palącym się pomiędzy elektrodami żelaznymi pod normalnym ciśnieniem, przy czym wykorzystano linie pochodzące od przejść elektronowych wewnątrz orbity z liczbą kwantową $n = 3$, które ekranowane są od zderzeń dwoma elektronami orbity $4s$ atomu żelaza [24].

3.5. Analiza kontinuum elektronowego

W plazmie termicznej obserwuje się powstawanie ciągłego widma pochodzącego z rekombinacji jonów z elektronami. Jeżeli elektron o masie m i prędkości v jest wychwytywany na poziom energetyczny n powstającego atomu, to powinien być wypromieniowany foton o częstości ν wynikającej z równania:

$$h\nu = h\nu_i + 1/2 mv^2, \quad (11)$$

gdzie ν_i jest częstością granicy tej serii, w której poziom n jest najniższy. Skomplikowane rachunki uwzględniające rozkład MB i absorpcję promieniowania prowadzą do wzorów uzależniających temperaturę elektronową od ładunku jonu, parametru zderzenia elektronu z jonem, gęstości elektronów i jonów, wagi statystycznej dla atomu i jonu, energii jonizacji oraz intensywności widma ciągłego.

Przykłady określenia wysokich temperatur tą metodą znaleźć można w [24] dla łuku pomiędzy elektrodami żelaznymi (około 6000°K), w [1] oraz w [25] dla łuku elektrycznego stabilizowanego wodą (12000°K), w [26] dla silnoproudowych łuków węglowych i innych oraz w [20] dla palnika plazmowego stabilizowanego powietrzem. Podstawy teoretyczne metody podane są w [27].

4. Zakończenie

Wyznaczenie temperatury plazmy należy do bardziej skomplikowanych zadań w zakresie diagnostyki plazmy. Poprawne wyznaczenie temperatury jest możliwe pod warunkiem wnikliwej analizy badanego strumienia plazmowego i stwierdzenia istnienia lub braku w nim stanu równowagi. Tylko wówczas stwierdzić można czy temperatura rozpatrywanego składnika plazmy określona metodą spektralną jest temperaturą kinetyczną, czy tylko temperaturą wzbudzenia oraz czy wyznaczona temperatura kinetyczna reprezentuje również temperatury pozostałych składników plazmy. Poprawnych rezultatów można się spodziewać przy rozpatrywaniu takich parametrów badanej plazmy, jak np. jej składu chemicznego, ciśnienia sumarycznego, ładunku elektrycznego, zewnętrznego pola elektrycznego i magnetycznego, średniej drogi swobodnej i liczby zderzeń w jednostce czasu dla wszystkich składników oraz efektywności

przekazywania energii przy zderzeniach. Celowym jest też zastosowanie kilku niezależnych metod oznaczenia temperatury w tym samym przekroju tego samego strumienia plazmy.

Metody niespektralne określenia wysokich temperatur są znacznie mniej dokładne i stosowane w zakresie temperatur do 7000°K . Należy tu cała grupa metod, opartych na pomiarze gęstości gazu, które pozwalają na określenie średniej, kinetycznej temperatury molekuł i dlatego metody te nie są czułe na odstępstwa od stanu równowagi. Pomiar gęstości gazu przeprowadzić można mierząc współczynnik załamania światła, absorpcję promieniowania jądrowego, lub rentgenowskiego albo też szybkość rozchodzenia się fal ultradźwiękowych w gazie. Przy wyznaczeniu temperatury gazu tymi metodami konieczna jest znajomość jego składu, który zależy od temperatury — co jest ich istotną wadą.

Literatura

- [1] H. Edels, *Techn. rep. ERA, ref. L/T 230* (1950); *Opticzeskaja pirometria plazmy* (zbiór artykułów), Izd. Inostr. Lit., Moskwa 1960, str. 51—82.
- [2] W. Lochte-Holtgreven, *Rep. Progr. in Phys.*, **21**, 312 (1958); *Uspiechy fiz. Nauk*, **72**, 521 (1960).
- [3] W. J. Pearce, *Optical Spectrometric Measurements of High Temperatures* (zbiór artykułów), The University of Chicago Press, 1961, str. 125—168.
- [4] H. P. Broida, *Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry*, vol. 2, Reinhold Publishing Corp., New York 1955.
- [5] W. Finkelburg, H. Maecker, *Elektrische Bogen und thermisches Plasma, Handbuch der Physik XXII*, Springer-Verlag, Berlin 1956.
- [6] H. J. Kostkowski, *High Temperature Technology, Proceedings of International Symposium, Menlo Park*, McGraw-Hill Book Co, New York 1959.
- [7] L. S. Ornstein, H. Brinkmann, *Physica*, **1**, 797 (1934).
- [8] L. S. Ornstein, J. Kersten, *Physica*, **8**, 1124 (1941).
- [9] R. Mason, *Physica*, **5**, 777 (1938).
- [10] H. J. Van der Bold, J. A. Smit, *Physica*, **12**, 475 (1946).
- [11] J. R. McNally, Jr., por. [3], str. 70—94.
- [12] W. J. Pearce, *Conference on Extremely High Temperatures, Boston, Massachusetts*, John Wiley and Sons, New York—London 1958.
- [13] R. W. Larenz, *Z. Phys.*, **129**, 327 (1951); por. [1], str. 257—270.
- [14] M. N. Saha, H. Saha, *A Treatise on Modern Physics*, Vol. I, 1934.
- [15] J. M. Meek, J. D. Craggs, *Electrical Breakdown of Gases*, Oxford 1953.
- [16] L. Goldberg, L. Aller, *Atoms, Stars and Nebulae*, 1943.
- [17] J. Mozrzykas (nie publikowane, Uniwersytet Wrocławski).
- [18] G. Busz, W. Finkelburg, *Z. Phys.*, **138**, 212 (1954).
- [19] J. G. Philips, J. C. Morris, por. [3], str. 217—229.
- [20] P. J. Dickerman, J. C. Morris, por. [3], str. 170—180.
- [21] Por. [1], str. 328—338.
- [22] P. J. Dickerman, por. [12], str. 77—92.
- [23] D. Smoleński, M. Seweryniak, *Postępy Fizyki*, **13**, 637 (1962).
- [24] F. Burnhorn, *Z. Phys.*, **140**, 440 (1955); por. [1], str. 212—223.
- [25] G. Jürgens, *Z. Phys.*, **134**, 21 (1952); por. [1], str. 175—194.
- [26] H. Maecker, T. Peters, *Z. Phys.*, **139**, 448 (1954); por. [1], str. 224—239.
- [27] N. Balazs, por. [3], str. 39—52.

R. R. Gałązka

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Detektory promieniowania podczerwonego

Wstęp

Promieniowanie podczerwone, odkryte w 1800 r. przez Williama Herschla, obejmuje zakres od 0,75 do około 1000 mikronów i dzieli się na trzy podzakresy [1]:

0,75—1,5 μ — bliska podczerwień,

1,5—10 μ — średnia podczerwień,

10—1000 μ — daleka podczerwień.

Podział ten, wyznaczający kiedyś kolejne stopnie trudności w stosowaniu techniki podczerwieni, wydaje się dziś nieco przestarzały. Zarówno optyka podczerwieni, jak i metody detekcji promieniowania podczerwonego pozwalają na fabrycznych przyrządach prowadzić badania do 40 μ — (pryzmat *KRS-5*). Istnieje już sporo prac wykorzystujących długości fali rzędu setek mikronów [2].

Tematem tego artykułu jest problem detekcji podczerwieni i niektórych typów detektorów.

Detektory ze względu na mechanizm działania można podzielić na dwie zasadnicze grupy [3]:

1) detektory termiczne — działające na zasadzie zmiany własności fizycznych ciała zachodzących pod wpływem ogrzewania promieniowaniem;

2) detektory kwantowe lub fotonowe wykorzystujące różnego typu fotoefekty i zjawiska bezpośrednio z nimi związane.

Dla wszystkich typów detektorów istnieje jeden wspólny parametr charakteryzujący detektor, który pozwala porównać ze sobą detektory pracujące na różnych zasadach. Jest to tzw. czułość progowa, czyli najmniejsza wykrywalna moc (według międzynarodowego skrótu *MDP* — Minimum Detectable Power)¹ definiowana jako moc promieniowania padającego na detektor, które wywołuje sygnał równy sygnałowi pochodzącemu od szumów w danych warunkach². Wielkość *MDP* określa się dla danego typu detektora zarówno teoretycznie, jak i doświadczalnie.

¹ Używa się również innych skrótów, np. *NEP* — Noise Equivalent Power — definiowana w ten sam sposób.

² *MDP* podaje się zwykle w Wat/Hz. Obliczenia przeprowadza się zakładając połówkową szerokość pasma przenoszenia wzmacniacza selektywnego $\Delta f = 1$ Hz.

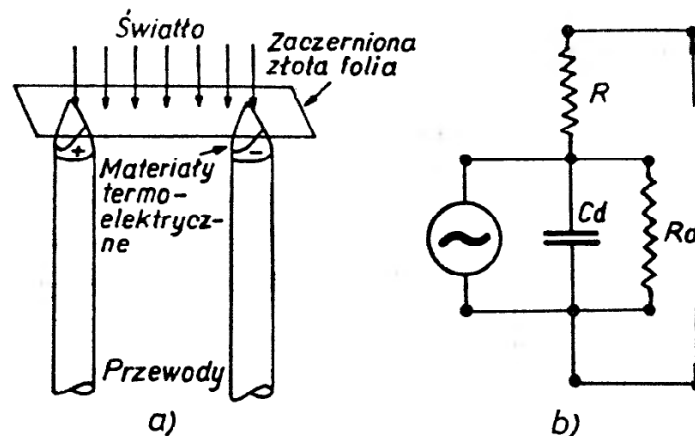
W artykule omówimy detektory termiczne mające najszersze zastosowanie, jak również zajmiemy się trzema typami półprzewodnikowych detektorów fotonowych. Sądząc z wyników prac ostatnio publikowanych, detektory budowane z niektórych intermetalicznych związków półprzewodnikowych wykazują bardzo obiecujące własności.

Detektory termiczne

Są trzy zasadnicze typy detektorów termicznych: 1) termopary, 2) bolometry, 3) detektor pneumatyczny Golaya. Wielką zaletą wszystkich tych rys. 1. detektorów jest ich nieselektywność; sygnał przy stałej mocy promieniowania nie zależy od długości fali.

1. Termopary

Termopary są bardzo dobrze opracowanym detektorem zarówno od strony teoretycznej, jak i doświadczalnej. Termopara jest to złącze dwóch materiałów o możliwie dużej sile termoelektrycznej przeciwnego znaku. Schemat wykonania



Rys. 1. Schemat konstrukcji termopary Hilgera-Schwarza (a) i równoważny układ elektryczny (b)

jednej z najlepszych termopar, termopary Hilgera—Schwarza, przedstawia rys. 1. Zwykle termopara jest umieszczona w próżni i światło pada na nią poprzez okienko wykonane z materiału przezroczystego w danym obszarze widmowym.

Omówimy w skrócie dwa najważniejsze parametry termopary: reaktywność i MDP .

Reaktywność jest to stosunek sygnału na wyjściu do mocy padającego promieniowania

$$r = \frac{V}{W}. \quad (1)$$

Będziemy używać następujących oznaczeń:

W — moc promieniowania padającego na termoparę, V — amplituda sygnału na wyjściu, T — temperatura w skali bezwzględnej, a — sumaryczna siła

termoelektryczna obu składników termopary, σ — stała Stefana—Boltzmana, $\varrho_1; \varrho_2$ — opory elektryczne materiałów termopary, $\lambda_1; \lambda_2$ — przewodnictwa cieplne materiałów termopary, Δf — połówkowa szerokość pasma przenoszenia wzmacniacza selektywnego, A — powierzchnia detektora, $L_1 = \lambda_1 \varrho_1 / T$; $L_2 = \lambda_2 \varrho_2 / T$ — liczby Lorentza, φ — pojemność cieplna, Q — ilość ciepła przenoszona przez promieniowanie.

Zakładając, że ciepło ($Q = \varphi \Delta T$) zostaje odprowadzane z folii tylko przez złącza, otrzymujemy:

$$\Delta T = \frac{\Delta W}{\lambda}, \quad (2)$$

gdzie $\lambda = \lambda_1 + \lambda_2$.

Pozostała różnica temperatur ΔT powoduje powstanie napięcia

$$\Delta V = a \Delta T = \frac{a \Delta W}{\lambda}. \quad (3)$$

Z definicji r (1) oraz (3) otrzymujemy:

$$r = \frac{a}{\lambda}. \quad (4)$$

Jeśli W jest funkcją czasu i można ją przedstawić w postaci $W = W_0 e^{i\omega t}$, to wtedy wyrażenie na r ma postać:

$$r = \frac{a}{\lambda \left[1 + \left(\omega \frac{\varphi}{\lambda} \right)^2 \right]^{1/2}}. \quad (5)$$

Całkowity opór elektryczny termopary przy optymalnym dobraniu cieplnych i elektrycznych oporów jak również rozmiarów termopary można wyrazić w postaci [3]

$$R = \frac{T[L_1^{1/2} + L_2^{1/2}]^2}{\lambda} = \frac{TL}{\lambda}, \quad (6)$$

gdzie $L^{1/2} = L_1^{1/2} + L_2^{1/2}$ jest efektywną liczbą Lorentza. Jeśli obwód zewrzymy na krótko, popłynie prąd zwarcia, który będzie studził nagrzane promieniowaniem złącze (efekt Peltiera). Aby uwzględnić efekt Peltiera dodajemy do oporu termopary R opór dynamiczny termopary R_d :

$$R_d = \frac{a^2 T}{\lambda}. \quad (7)$$

Opór dynamiczny R_d można wyznaczyć drogą zwykłych elektrycznych pomiarów rozpatrując schemat zastępczy przedstawiony na rys. 1b [4], [5].

Jeśli weźmiemy pod uwagę tylko szумы wynikające z cieplnych fluktuacji całkowitego oporu termopary (szумы Johnsona), to dla małych stałych prądów średni sygnał pochodzący od szumów wynosi

$$\overline{(\Delta V)^2} = 4kT(R + R_d)f\Delta. \quad (8)$$

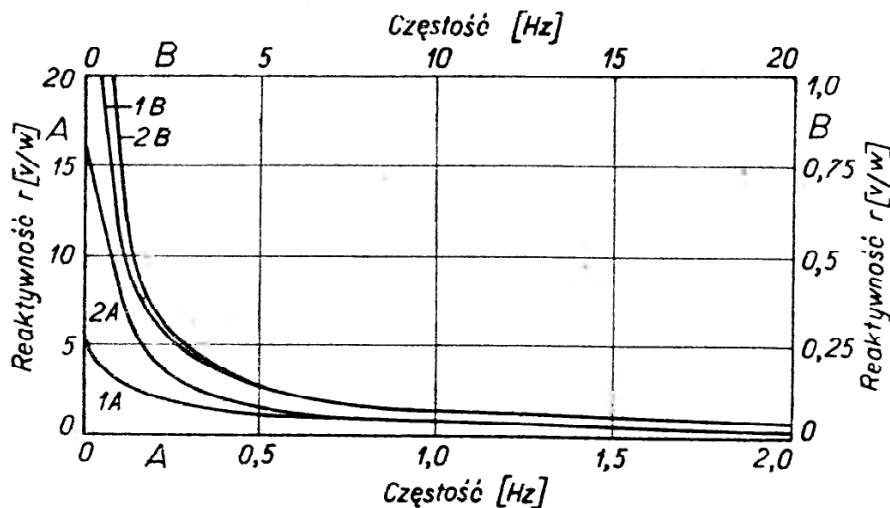
Z równań (3), (6), (7) i (8) otrzymujemy wyrażenie na stosunek sygnałów do szumów dla termopary o optymalnej konstrukcji:

$$\frac{S}{N} = \Delta W \left[4kT^2\lambda\Delta f \left(1 + \frac{L}{\alpha^2} \right) \right]^{-1/2}. \quad (9)$$

Z definicji *MDP*, kładąc $S/N = 1$, otrzymujemy:

$$\Delta W_{\min} = 4kT^2\lambda\Delta f \left[1 + \frac{L}{\alpha^2} \right]^{1/2}. \quad (10)$$

Wyrażenie (10) zostało wyprowadzone przy założeniu stałych, słabych sygnałów. W wypadku sygnałów zmiennych, jak to wykazały pomiary dla najlepszych termopar Hilgera—Schwarza, całkowity opór termopary wzrasta o około



Rys. 2. Reaktywność w funkcji częstotliwości dla termopary Sb-Bi oraz dla termopary, w której uwzględniono tylko straty ciepła przez promieniowanie. (Wskaźnik oznacza skalę A, B — skalę B)

10% [5], [6]. Termopary możemy używać do wykrywania sygnałów stałych i zmiennych. Przy pomocy techniki stałych sygnałów, używając najlepszych galwanometrów możemy wykrywać promieniowanie o mocy rzędu 10^{-10} W. Stosowanie techniki zmiennych sygnałów daje możliwość odcięcia części szumów pochodzących z zewnątrz i czułość poprawia się około 10 razy.

Technika zmiennych sygnałów nakłada silne warunki na reaktywność-parametr, który charakteryzuje wrażliwość termopary na szybkość zmian padającego promieniowania. Analizując wyrażenie (5) łatwo zauważyć, że dla $\varphi/\lambda \gg 1$ mamy $r \sim \omega^{-1}$. Rys. 2 ilustruje zależność r od ω . Można próbować poprawić r przez zwiększenie α , to jest poprzez dobór odpowiednich stopów o dużej sile termoelektrycznej³, jednak nawet najlepsze termopary nie pozwalają stosować wyższych częstotliwości niż 10—20 Hz. Stosowanie takich częstotliwości

³ Dla termopary Hilgera-Schwarza wynosi ona około $500 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$. Stop tej termopary ma następujący skład: a) biegun dodatni — 27% Cu, 32% Ag, 33% Te, 7% Se, 1% S; b) biegun ujemny — 50% Ag_2S , 50% Ag_2Se .

wymaga użycia specjalnej elektroniki, co oczywiście komplikuje technikę detekcji.

W tablicy I podano typowe wartości parametrów dla różnych termopar.

Zarówno przy pomiarach sygnałów stałych, jak i zmiennych stosunek S/N decyduje, jakiej wielkości sygnał możemy zarejestrować, jak małą moc promieniowania można jeszcze wykryć. Dyskutując wyrażenie (10) łatwo zauważyć, że dla niskich temperatur otrzymamy W_{\min} mniejsze, a więc lepszy detektor, niestety w niskich temperaturach α dążą do 0 i ostatecznie ΔW_{\min} silnie rośnie. Istnieją pewne stopy dające małą α w temperaturach ciekłego azotu (i niższych), zwykle jednak materiały te mają tak dużą liczbę Lorentza L , że ostatecznie ΔW_{\min} rośnie. Stosując pewne przybliżenia można określić ΔW_{\min} teoretycznie z wyrażenia (10).

Tablica I

Firma	Powierzchnia czułości [mm ²]	Opór [om] przy stałym prądzie	Opór [om] dynamiczny	Stała czasowa [msek]	Reaktywność [V/W]	Czułość progowa (MDP) [W/Hz]
Schwarz [5]	4 × 0,4 mm		6,6	43	22,1	1,5 · 10 ⁻¹⁰
„	2 × 0,2 mm		5,8	23	17,0	8,5 · 10 ⁻¹¹
„	2 × 0,2 mm		4,8	55	38,5	4,6 · 10 ⁻¹¹
Hornig [42]	0,5	5		36	6,5	5 · 10 ⁻¹¹
Hilger [40]	0,4	200		30	9	2 · 10 ⁻¹¹ ⁴
Perkin Elmer [40]	0,4	12		13	4,8	9 · 10 ⁻¹¹ ⁴
Zeiss (wg prospektu)	0,5 × 2 mm	30		30	6—8	10 ⁻¹⁰

⁴ Dane MDP obliczone przy 5 Hz i $\Delta f = 1$ Hz

Dla małych sygnałów i małych λ nie można zakładać, że straty ciepła są spowodowane tylko przewodnictwem cieplnym doprowadzeń temperatury. Dla małych λ będą dominować straty λ_r spowodowane wypromieniowaniem ciepła przez termoparę, które można oszacować z prawa Stefana-Boltzmana.

$$\lambda_{\min} = \lambda_r = 4A\sigma T^3. \quad (11)$$

Dla idealnej termopary L/α^2 możemy zaniedbać w porównaniu z jednością. Uwzględniając te warunki możemy przepisać (10) w postaci

$$(\Delta W)_{\min} = (16kT^5 A \sigma \Delta f)^{1/2}. \quad (12)$$

Kładąc $T = 290^\circ \text{K}$, $A = 2 \times 0,2 \text{ mm}^2$, $\Delta f = 1 \text{ Hz}$ otrzymujemy

$$(\Delta W)_{\min} = 3,2 \times 10^{-12} \text{ W/Hz}. \quad (13)$$

Jest to teoretyczne ograniczenie czułości termopary pracującej w temperaturze pokojowej, przy uwzględnieniu tylko szumów Johnsona.

Porównując dane z tablicy I oraz krótko podsumowując powyższe rozważania można stwierdzić, że:

- 1) Termopary najlepiej pracują w temperaturze zbliżonej do pokojowej.
- 2) Nie można stosować sygnałów o częstotliwości większej niż 20 Hz.
- 3) Technika sygnałów zmiennych daje lepsze wyniki i pozwala zbliżyć się do granicy czułości przewidzianej teoretycznie, to jest rzędu 10^{-12} W, której nie można przekroczyć.

2. Bolometry

W detektorach tych wykorzystujemy zmianę oporu elektrycznego detektora nagrzanego pochłoniętym promieniowaniem. Ogólnie można napisać:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \gamma \Delta T, \quad (14)$$

gdzie R_0 — opór w temperaturze T_0 , γ — temperaturowy współczynnik zmiany oporu.

Ze względu na wielkość γ , od której zależy MDP można wyróżnić trzy grupy bolometrów:

- 1) „Klasyczne“, metaliczne bolometry z dodatnim $\gamma \approx 1/273 = 0,36\%$ na 1°C .
- 2) Półprzewodnikowe bolometry, termistory, zwykle z półprzewodnikowych tlenków o dużym γ zależnym silnie od rodzaju użytego materiału.
- 3) Nadprzewodnikowe bolometry — najczulsze z bolometrów — wykorzystują zmianę oporu przy przejściu w stan nadprzewodnictwa $R^{-1} dR/dT = \gamma \approx 100\%$. Pracują one w bardzo wąskim przedziale temperatur.

Bolometry mają czułość mniejszą niż termopary. Teoretycznie oszacowana graniczna czułości dla metalicznych bolometrów, wyznaczona podobnie jak dla termopar, wynosi $1,8 \times 10^{-11}$ W/Hz. Charakterystyki wszystkich trzech typów bolometrów przedstawia tablica II.

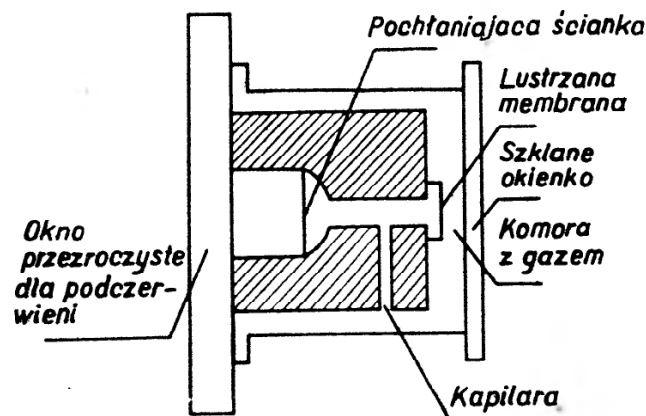
Tablica II

Rodzaj bolometru	Powierzchnia detektora [mm ²]	Stała czasu [msek]	Czułość progowa MDP [W/Hz]
Metaliczny [28]	6	4	$3,3 \cdot 10^{-9}$
„ [29]	16	110	$1 \cdot 10^{-8}$
„ [30]	6	16	$4,7 \cdot 10^{-10}$
„ [31]	0,5	7	$3,6 \cdot 10^{-10}$
Termistorowy [32]	$5,5 \times 2,25$ mm	6	$2,7 \cdot 10^{-10}$
„ [32]	$2,5 \times 0,2$ mm	20—40	$1,7 \cdot 10^{-10}$
„ [33]	$3,0 \times 0,2$ mm	5	$0,7 \cdot 10^{-10}$
Nadprzewodnikowy [34]	1,8	10	$2,3 \cdot 10^{-10}$
„ [34]	0,4	1,7	$1,6 \cdot 10^{-10}$
„ [35]	0,8	1,8	$2 \cdot 10^{-9}$
„ [36]	5	3	10^{-10}
„ [37]	100	20000	$3 \cdot 10^{-12}$

3. Pneumatyczny detektor Golaya

W ostatnim okresie został opracowany bardzo uniwersalny detektor, który może wykrywać promieniowanie od obszaru widzialnego do fal milimetrowych [38], [39].

Detektor składa się z niedużego zbiorniczka napełnionego gazem, który jest zamknięty z jednej strony bardzo cienką ścianką silnie pochłaniającą promieniowanie. Przed nią znajduje się okienko z materiału przezroczystego dla podczerwieni. Z drugiej strony zbiorniczka znajduje się bardzo cienka membrana o zwierciadlanej powierzchni wewnętrznej. Padające promieniowanie ogrzewa warstwę pochłaniającą, a przez nią gaz, który rozszerzając się powoduje odkształcenie membrany. Membrana służy równocześnie jako lustro sku-



Rys. 3. Schemat pneumatycznego detektora Golaya

piające światło na fotokomórce w układzie wzmacniacza fotoelektrycznego. Tak więc bardzo drobne zmiany położenia membrany są rejestrowane w postaci sygnału ze wzmacniacza fotoelektrycznego, który jest proporcjonalny do energii padającego promieniowania. Cienka pochłaniająca ścianka jest zrobiona z naporowanego metalu i ma opór około 270—370 om/cm^2 .

Aby zewnętrzne zmiany temperatury nie wpływały na detektor w celu wyrównania ciśnienia umieszczona jest kapilara, łącząca zbiornik detektora ze zbiornikiem na zewnątrz membrany. Szumy cieplne w tym detektorze są zaledwie 3 razy większe od szumów promieniowania [40]. Stałą czasu można zmniejszyć do 0,34 msek napełniając zbiorniczek helem [41], jednak przy tym zabiegu spada czułość. Tablica III przedstawia charakterystyki detektorów Golaya wykonanych przez dwa różne ośrodki.

Porównując ze sobą detektory termiczne należy stwierdzić, że termopary mają największą czułość. Detektor Golaya charakteryzuje się wysoką stabilnością pracy i dużą, w porównaniu z termoparami, powierzchnią czynną. Detektory termiczne są jedynymi nieselektywnymi odbiornikami promieniowania i mimo wszystkich swych ograniczeń zajmują bardzo ważne pozycje w detekcji podczerwieni.

Tablica III

Powierzchnia czułości detektorów	Stała czasu	Czułość
7 mm ²	5 msek	4,8 · 10 ⁻¹¹ W/Hz przy Δf = 10 Hz [34] 1,6 · 10 ⁻¹⁰ W/Hz przy Δf = 1 Hz [Firma Unicam Instrument]

Fotodetektory

Poniżej omówimy półprzewodnikowe detektory promieniowania podczerwonego. Można tu rozróżnić dwie grupy detektorów. Jedna z nich jest oparta na międzypasmowych przejściach elektronów. Długofalową granicą czułości λ_{\max} (w mikronach) tych detektorów określa zależność

$$\lambda_{\max} = \frac{1,24}{\Delta E}, \quad (15)$$

gdzie ΔE — szerokość pasma energii wzbronionej w eV. Tak więc im mniejsza jest ΔE użytego półprzewodnika, tym granica czułości przesuwana się ku dłuższym falom.

Druga grupa detektorów pracuje na zasadzie przejść nośników z poziomów domieszkowych. Długofalową granicę (wzór 15) określa tu głębokość poziomów domieszkowych ΔE_d , a nie szerokość pasma energii wzbronionej. Detektory te (pracują w temperaturze ciekłego helu) są czułe do 40 μ w przypadku domieszkowanego germanu i krzemu [7] i do około 120 μ przy domieszkowanym InSb [8].

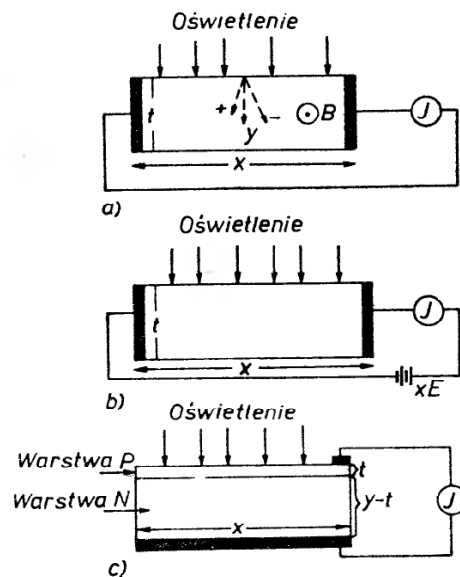
Rozpatrzmy tu detektory oparte na międzypasmowych przejściach elektronów, których długofalowa granica sięga do około 20 μ . Detektory te w głównej mierze są oparte na takich półprzewodnikach jak InSb, HgSe, HgTe, Cd_xHg_{1-x}Te⁵. Fotodetektory zbudowane z tych półprzewodników charakteryzują się dużymi prądami ciemnymi, małymi oporami oraz krótkimi czasami życia nośników prądu.

Rozpatrywane fotodetektory działają na zasadzie czterech efektów fotoelektrycznych, a mianowicie: 1) efekt fotoelektromagnetyczny (*FEM*), 2) foto-przewodnictwo (*FP*), 3) fotoefekt na złączu *p-n* oraz 4) efekt fotoelektromagnetyczny Nernsta.

⁵ *X* — określa jaki procent stanowią cząsteczki CdTe w ogólnej ilości cząsteczek mieszanego półprzewodnika CdTe + HgTe. Np. Cd_{0,1}Hg_{0,9}Te odpowiada składowi 10% CdTe, 90% HgTe.

1. Efekt fotoelektromagnetyczny (*FEM*)

Na rys. 4 przedstawiono zasadę działania efektu fotoelektromagnetycznego. Półprzewodnikowa płytka znajduje się w polu magnetycznym H . Zaabsorbowane na powierzchni płytki promieniowanie (w ilości q kwantów w ciągu jednej sekundy na 1 cm^2 powierzchni) generuje na powierzchni pary elektron-dziura, które dyfundują w głąb płytki (dyfuzja spowodowana gradientem koncentracji). Ponieważ elektrony i dziury mają różne znaki, więc pole H odchyła je w przeciwne kierunki. Powoduje to powstanie na końcach płytki różnicy potencjałów. Przy zwarciu próbki występuje przepływ prądu spowodowany powstałą różnicą potencjałów.



Rys. 4. Ideowy schemat działania fotodetektorów;

a) detektor fotoelektromagnetyczny (*FEM*), b) detektor fotoprzewodnikowy (*FP*), c) detektor na złączu *p-n*

Zakładając, że wszystkie pary są generowane na powierzchni oraz przyjmując, że wydajność kwantowa jest równa jedności otrzymujemy wyrażenie na gęstość prądu dyfuzji dziur [9]:

$$j_v^+ = \frac{eq \sinh(t-y)/f + a \cosh(t-y)/f}{(1 + \alpha^2) \sinh t/f + 2a \cosh t/f}, \quad (16)$$

gdzie s — szybkość rekombinacji powierzchniowej, τ — czas życia, f — efektywna droga dyfuzji, $a = \tau s/f$, w — szerokość próbki

$$f^2 = \frac{L^2}{1 + H^2 \mu_p \mu_n \left(\frac{bp + n}{bn + p} \right)} \quad (17)$$

zaś

$$L^2 = D_n \tau \left(\frac{n + p}{bn + p} \right), \quad (18)$$

gdzie $b = \mu_n/\mu_p$. Z równania (16) prąd zwarcia w efekcie *FEM* na jednostkę przekroju próbki można przedstawić w postaci

$$J_s = \int_0^l j_y^+ dy = \frac{eqfH(\mu_p + \mu_n)}{\alpha + \operatorname{ctgh} t/2f}. \quad (19)$$

Jeśli szybkość rekombinacji powierzchniowej jest tak mała, że $\alpha \ll 1$ i długość drogi dyfuzji jest kilka razy mniejsza od grubości próbki, to mianownik we wzorze (19) można przyjąć równy jedności i prąd zwarcia wynosi

$$\Delta J = wJ_s = eqwHf(\mu_p + \mu_n). \quad (20)$$

Wyrażenie (20) przedyskutujemy dla trzech obszarów pola magnetycznego [12].

1) Dla małych pól, jeśli $H^2\mu_p\mu_n \ll 1$, ze wzoru (20) otrzymujemy

$$J_1 = eqwH(\mu_p + \mu_n) \left[\frac{(n+p)\tau D_n}{bn+p} \right]^{1/2}. \quad (21)$$

2) W szczególnym przypadku, jeśli $H^2\mu_n\mu_p = 1$ oraz $b \gg 1$ prąd nie zależy od koncentracji

$$J_2 = wHeq(\mu_n + \mu_p) \left(\frac{D_n\tau}{b+1} \right)^{1/2} \simeq wHeq\mu_n(D_p\tau)^{1/2}, \quad (22)$$

jeśli $b \gg 1$.

3) Dla silnych pól magnetycznych (lub w mniejszych polach dla materiału silnie typu *p*) otrzymujemy

$$J = weq(\mu_n + \mu_p) \left[\frac{D_n(n+p)}{\mu_n\mu_p(bp+n)} \right]^{1/2}. \quad (23)$$

W efekcie *FEM* dominują szumy Johnsona. Wielkość tego typu szumów w efekcie *FEM* wynosi

$$\Delta J^2 = \frac{4kT\Delta f}{R}, \quad (24)$$

gdzie R jest wyrażeniem zależnym od koncentracji nośników i ruchliwości; może być określone doświadczalnie przez znalezienie takiego stosunku n do p , który daje maksymalny stosunek sygnału do szumów.

Dla przypadku słabych pól (1), stosunek sygnału (21) do szumów typu Johnsona (24) daje MDP wyrażoną w ilości kwantów padających na całkowitą powierzchnię detektora ($Q = qwx$)

$$Q_1 = \left(\frac{2,3}{H\mu_n} \right) (\Delta f A)^{1/2} \left(\frac{tn_i}{\tau} \right)^{1/2}. \quad (25)$$

Dla przypadku 2), gdy $p = bn$ otrzymamy materiał o maksymalnym R . Jeśli przyjąć $b \simeq 100$ otrzymujemy

$$Q_2 \simeq (A\Delta f)^{1/2} \left(\frac{tn_i}{\tau} \right)^{1/2}. \quad (26)$$

Dla przypadku silnych pól 3) optymalne warunki otrzymamy wtedy, gdy $p+n = (b^{1/2} - b^{-1/2})n_i$, co daje

$$Q \simeq 0,63 (A\Delta f)^{1/2} \left(\frac{tn_i}{\tau}\right)^{1/2}. \quad (27)$$

Wyrażenia (25), (26) i (27) będą spełnione przede wszystkim dla materiałów o dużej ruchliwości, np. InSb lub $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ dla małych x .

2. Fotoprzewodnictwo (FP)

Prąd zwarcia fotoprzewodnika (rys. 4b) otrzymamy kładąc w równaniu (16) $f = L$ i $H = 0$ oraz całkując j_y^+ od 0 do t .

$$\Delta J = -\tau w E (\mu_p + \mu_n) [j_y^+]_0^t = \frac{eq\tau w E (\mu_p + \mu_n)}{1 + a \operatorname{ctgh} t/2L} \simeq eq\tau w E (\mu_p + \mu_n), \quad (28)$$

jeśli grubość próbki jest kilka razy większa od drogi dyfuzji.

Na skutek przepływu prądu w próbce wydziela się ciepło Joule'a Q_J . Jeśli R jest oporem próbki, to ilość ciepła Joule'a, które wydziela się na jednostkę powierzchni wynosi

$$Q_J = \frac{E^2 x}{Rw}. \quad (29)$$

Źródłem dominujących szumów są fluktuacje cieplne, szумы Johnsona [10], [11] i sygnał równy jest szumom, gdy

$$\Delta J^2 = \frac{4kT\Delta f}{R},$$

odpowiada to ilości fotonów

$$Q = xwq = \left(\frac{4kT\Delta f xw}{Q_J}\right)^{1/2} \left(\frac{t}{\tau}\right) \left(\frac{b_n + p}{b+1}\right). \quad (30)$$

Dla optymalnych warunków, jeśli $p = bn$,

$$Q_{\min} = \frac{2b^{1/2}}{b+1} \left(\frac{tn_i}{\tau}\right) \left(\frac{4kT\Delta f A}{Q_J}\right)^{1/2}. \quad (31)$$

3. Fotoefekt na złączu $p-n$

Na rys. 4c przedstawiono schemat działania fotodetektora na złączu $p-n$. Przy założeniu, że warstwa p jest cienka, otrzymujemy na gęstość prądu płynącego przez złącze $p-n$ następujące wyrażenie [9]

$$j/e = Z \left[\exp\left(\frac{eV}{kT} - 1\right) \right] - q', \quad (32)$$

gdzie parametr Z wyraża się następującym wzorem

$$Z = \frac{p_0 L_n}{\tau_n} + \frac{n_0 L_e}{\tau_e} \left(\frac{\alpha \cosh t/L_e + \sinh t/L_e}{\alpha \sinh t/L_e + \cosh t/L_e} \right) \quad (33)$$

zaś

$$q' = \frac{q}{\alpha \sinh t/L_e + \cosh t/L_e}, \quad (33a)$$

gdzie

$$\alpha = \frac{\tau_e s}{L_e}$$

p_0 i n_0 — koncentracje *mniejszościowych* nośników prądu. Jeśli warstwa p jest tak cienka, że $t \ll L_e$, to

$$\cosh t/L_e \simeq 1 \quad \text{i} \quad \sinh t/L_e \simeq t/L_e.$$

Jeśli dodatkowo szybkość rekombinacji powierzchniowej jest tak mała, że

$$\frac{\alpha t}{L_e} \ll 1, \quad (34)$$

to $q \simeq q'$, i

$$Z \simeq \frac{p_0 L_n}{\tau_n} + n_0 \left(\frac{s+t}{\tau_e} \right). \quad (35)$$

W tym przypadku gęstość prądu zwarcia wynosi

$$j_{sc} = -eq,$$

zaś opór złącza [31]

$$R = \frac{kT}{e^2 w x Z}. \quad (36)$$

Zakładając, że detekcję ograniczają szумы Johnsona otrzymujemy dla sygnału równemu poziomowi szumów

$$\Delta J_{sc}^2 = \frac{4kT\Delta f}{R}$$

wyrażenie:

$$Q = 2n_i (A\Delta f)^{1/2} \left[\left(\frac{D_n}{n^2 \tau_n} \right)^{1/2} + \frac{s}{p} + \frac{t}{p\tau_e} \right], \quad (37)$$

gdzie $p_0 = n_i^2/n$ i $n_0 = n_i^2/p$ przy czym n i p są koncentracjami *większościowych* nośników prądu.

4. Efekt *FEM*—Nernsta

Rozpatrzmy sytuację jak na rys. 4a. Dzięki nagraniu powierzchni płytki przez promieniowanie, w warstwie powierzchniowej ilość generowanych termicznie par elektron-dziura będzie większa niż na powierzchni nieoświetlonej.

Pomiędzy powierzchnią oświetloną i ciemną wytworzy się gradient koncentracji. Nośniki będą dyfundować z powierzchni oświetlonej w głąb płytki i po drodze będą odchylane w polu magnetycznym podobnie, jak ma to miejsce dla nośników generowanych światłem.

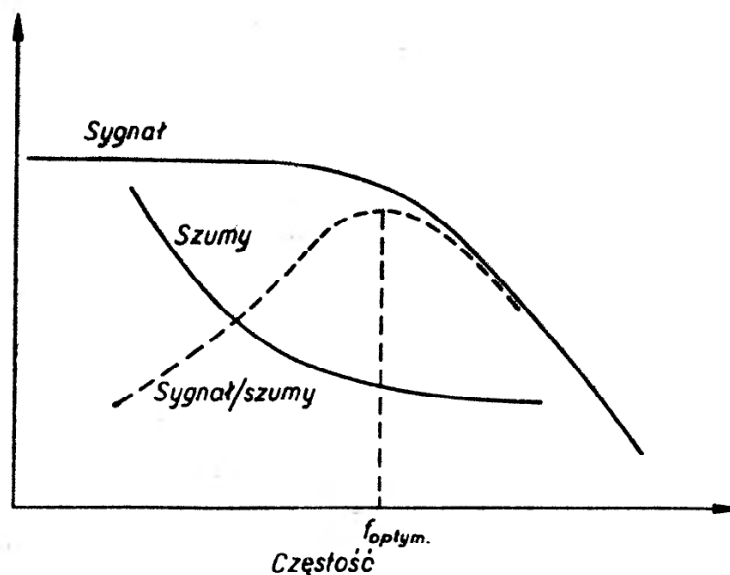
Efekt ten w pewnych warunkach może być porównywalny, a nawet przeważać nad efektem *FEM*. Można wykazać [13], [14], że

$$\frac{J_N/H}{J_{FEM}/H} = \frac{\Delta E h \nu p_i (1 + sL/D) D^{1/2}}{2kT^2 (C_p \lambda d \omega \tau)^{1/2}} \quad (38)$$

J_N — prąd zwarcia dla efektu Nernsta, J_{FEM} — prąd zwarcia dla efektu *FEM*, ΔE — szerokość pasma energii wzbronionej, p_i — koncentracja samoistna, d — gęstość, C_p — ciepło właściwe, ω — prędkość kątowna, D — stała dyfuzji, τ — czas życia nośników.

Szumy

W rozważaniach nad ograniczeniem czułości detektorów braliśmy pod uwagę tylko tzw. szumy Johnsona. Ogólnie można stwierdzić, że szumy i wielkość sygnału w fotodetektorach są zawsze funkcjami częstości. Zawsze istnieje



Rys. 5. Stosunek sygnału do szumów w funkcji częstości

optymalna częstość, dla której stosunek sygnału do szumów ma wartość maksymalną.

Na rys. 5 przedstawiono zależność sygnału szumów i stosunek sygnału do szumów w funkcji częstości.

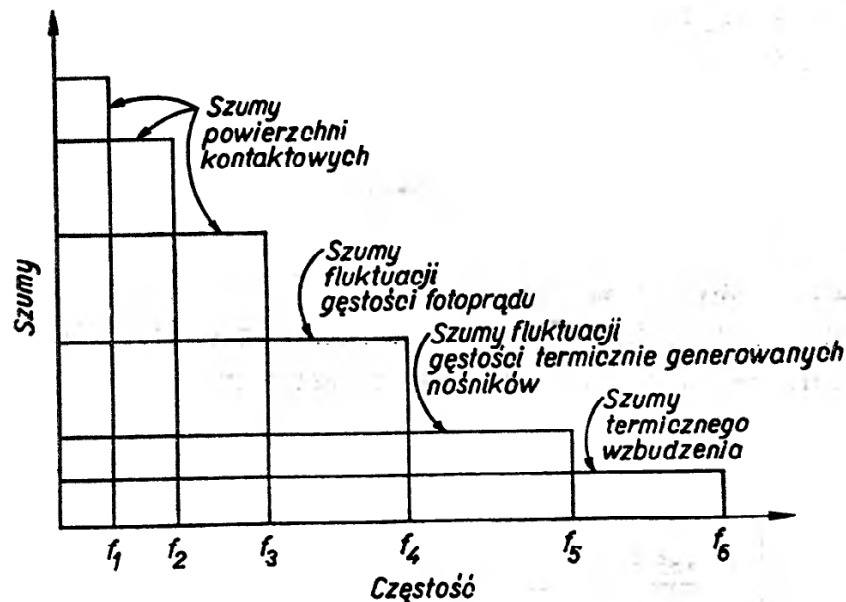
Widmo szumów i $f_{\text{optym.}}$ można znaleźć również doświadczalnie [15]. Na rys. 6 przedstawiono natężenie różnego rodzaju szumów (wielkości sygnału dawanego przez szumy) w funkcji częstości. W naszym przypadku będzie to częstość, na jakiej pracuje detektor.

Można wyróżnić trzy podstawowe rodzaje szumów [17], [18].

1) Szumy Johnsona lub Nyquista — zasadniczym źródłem tych szumów są fluktuacje szybkości dyfuzji powodujące lokalne fluktuacje gęstości płynących do kontaktów nośników. Są one obecne zawsze w każdym oporze będącym w równowadze termicznej z otoczeniem. Są one szczególnie ważne przy wysokich częstotliwościach.

2) Szumy generacyjno-rekombinacyjne powodowane są spontanicznymi fluktuacjami szybkości generacji, rekombinacji, emisji i absorpcji fononów — największą rolę odgrywają przy średnich częstotliwościach.

3) Szum $1/f$ — modulacyjny szum, dominujący przy niskich częstotliwościach, związany jest prawdopodobnie z powierzchnią, barierami, kontaktami itp.



Rys. 6. Natężenie różnych rodzajów szumów w funkcji częstotliwości
 $1/f_1, 1/f_2, 1/f_3$ — czasy życia nośników pułapkowych blisko bariery potencjału kontaktowego,
 $1/f_4$ — czas życia nośników wzbudzonych światłem, $1/f_5$ — czas życia nośników wzbudzonych termicznie, $1/f_6$ — stała czasowa fotodetektora (RC)

Zależnie od sposobu wykonania, obróbki, geometrii, kontaktów, powierzchni, rodzaju i czystości materiału szumy będą rosły lub malały, będą zmieniać swój kształt w funkcji częstotliwości, będą przesuwać $f_{\text{optym.}}$, przy którym S/N jest w danych warunkach największe. Z rys. 6 widać, że pracując na wysokich częstotliwościach mamy do czynienia tylko z szumami cieplnymi, najmniejszymi i dlatego częstotliwości te są najbardziej korzystne.

Dyskusja i wyniki eksperymentalne

Rozpatrzyliśmy prąd i oszacowaliśmy czułość fotodetektorów w przypadku obwodu zamkniętego. Można rozpatrywać również obwód otwarty kładąc w (19)

$$J = \int_0^t j_y^+ dy = 0. \quad (19a)$$

Zagadnienie to było rozpatrywane przez kilku autorów [43], [44]. Ich założenia i dyskusję można jednak prawie w całości stosować jednocześnie do obu problemów — obwodu zamkniętego i otwartego. Przedyskutujemy ogólnie wyrażenia (25), (26), (27), (31) i (37) na ilość fotonów, która daje sygnał równy sygnałowi szumów. Wyniki badań omawianych efektów przedstawimy dla InSb oraz związków Cd i Hg, szczególnie interesujących ze względu na charakter krzywych, bardzo szeroki obszar widmowy, jaki obejmują oraz fakt, że są to pierwsze fotoczułe, w obszarze do około 20 μ , półprzewodniki wykorzystujące generację z pasma podstawowego do pasma przewodnictwa.

Rozpatrując wymienione wyrażenia można łatwo zauważyć, że materiały o dużej ruchliwości, dużym czasie życia nośników, małej szybkości rekombinacji powierzchniowej będą lepiej pracowały jako fotodetektory. Obniżanie temperatury wpływa wprost — jak we wzorze (31) — lub pośrednio — poprzez zależność od T ruchliwości i τ — na zwiększenie czułości detektora. Ze względu na małą wartość ΔE w tych materiałach szumy Johnsona, jak również generacyjno-rekombinacyjne będą występowały w dużym nasileniu i dlatego należy ekranować fotodetektor od promieniowania otoczenia. Należy pracować na możliwie dużych częstościach, aby wyeliminować szumy zależne od częstości. Można przyjąć, że czułość detektora pracującego w temperaturze 77°K określa poziom promieniowania tła [20]. Dużą rolę odgrywa grubość — t i szybkość rekombinacji powierzchniowej — s . Poprzez umiejętną obróbkę powierzchni można s zmniejszyć nawet o dwa rzędy i znacznie poprawić czułość fotodetektora.

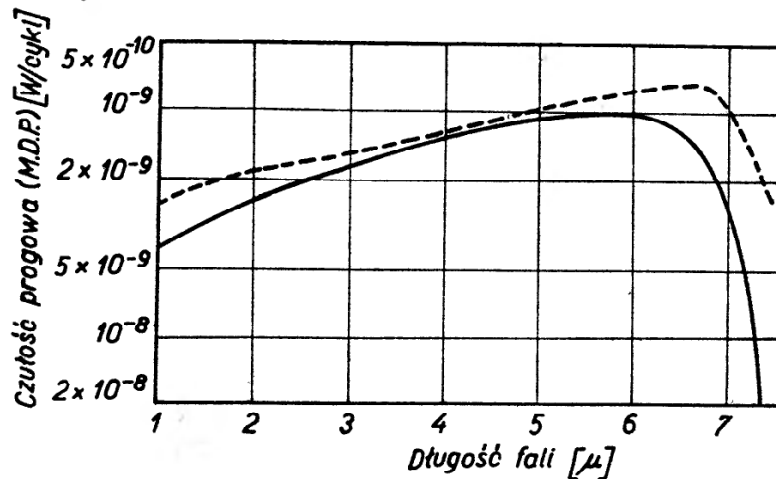
Rozpatrzmy bardziej szczegółowo poszczególne typy detektorów i przeprowadźmy obliczenie dla typowego fotodetektora o $A = 10^{-2}$ cm², $\Delta f = 1$ Hz, $t = 10^{-3}$ cm w temperaturze pokojowej.

Dla detektora *FEM*, jeśli $p = bn$ otrzymujemy $Q(FEM) = 3,2 \cdot 10^9$ kwantów \cdot sek⁻¹, co odpowiada 10⁻¹⁰ W/Hz przy długości fali 6 μ . Warto zebrać założenia, przy jakich przeprowadzono rozumowanie i obliczenie podanej wartości:

- 1) jednorodność próbki w całej objętości;
- 2) jednorodność pola magnetycznego w obszarze próbki;
- 3) jednakowe oświetlenie całej powierzchni czułości detektora;
- 4) dostatecznie małe natężenie światła, aby ilość generowanych nośników była dużo mniejsza od koncentracji nośników w próbce nieoświetlonej;
- 5) ruchliwość, szybkość rekombinacji powierzchniowej oraz czas życia nośników wewnątrz próbki nie zależy od H ;
- 6) zanedbujemy wpływ stanów powierzchniowych;
- 7) promieniowanie jest w całości absorbowane na powierzchni i wydajność kwantowa równa się 1;
- 8) światło pada prostopadle na powierzchnię detektora.

Założenie 7 nakłada warunek na grubość, która musi być przynajmniej parę razy większa od odwrotności stałej absorpcji przy maksimum sygnału, który dla InSb przypada przy 6,6 μ . W praktyce nie wszystkie te założenia

mogą być jednocześnie spełnione. Najlepsze detektory *FEM* z InSb otrzymujemy biorąc materiał typu $p = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ o oporze około 0,003 om·cm. Płytkę powinna być równoległościenna i nie grubsza niż 20—30 μ . Powierzchnia czułości detektora powinna wynieść około 1 mm² — stosując mniejsze A podwyższamy czułość. Tylne powierzchnie powinny być szlifowane, zaś przednia, którą oświetlamy — chemicznie trawiona w celu uzyskania możliwie najmniejszego s . Pole magnetyczne oczywiście pożądane jak największe. Jednym z praktycznych przykładów wykonania detektora fotoelektromagnetycznego jest zbudowany przez W. Giriata i M. Grynberga detektor *FEM* z InSb fotoczuły do 6,6 μ (*Przegląd Elektroniczny*, w druku). Tablica IV podaje wartości na czułość progową dla kilku praktycznie wykonanych detektorów [44]. Podane



Rys. 7. Rozkład widmowy czułości detektorów z InSb w temperaturze pokojowej; ——— *FEM*,
----- *FP*

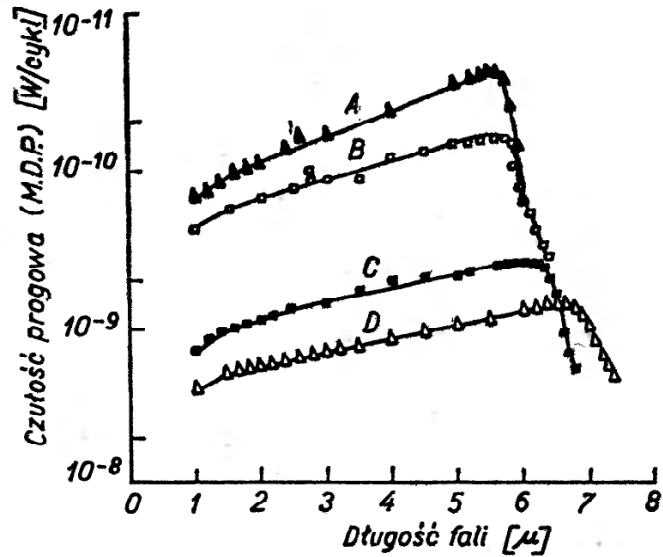
wartości odnoszą się do detektorów *FEM* pracujących w temp. 22°C, przy temp. źródła podczerwieni 200°C i przy częstościach pracy detektora 400 Hz.

Dla *FP* detektora *MDP* zależy podobnie jak dla *FEM* od τ i p . Dla optymalnego stosunku $p/n_i = 3,5$ [20], $Q(FP) = 2,6 \cdot 10^9$ kwantów · sek⁻¹.

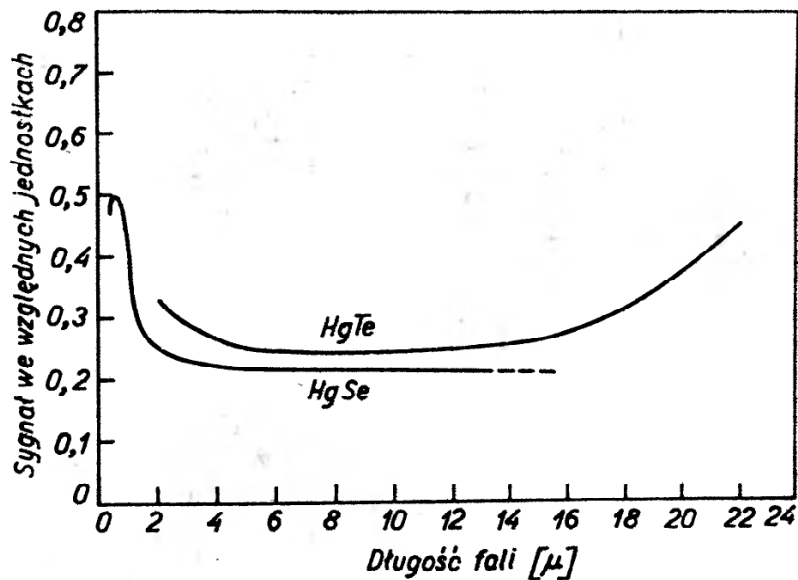
Tablica IV

Lp.	Powierzchnia czułości [mm ²]	Czułość progowa MDP [W/Hz]
1	1,4	$5,6 \cdot 10^{-9}$
2	3,0	$5,7 \cdot 10^{-9}$
3	0,44	$1,6 \cdot 10^{-9}$
4	0,71	$2,1 \cdot 10^{-9}$
5	0,079	$5,7 \cdot 10^{-10}$

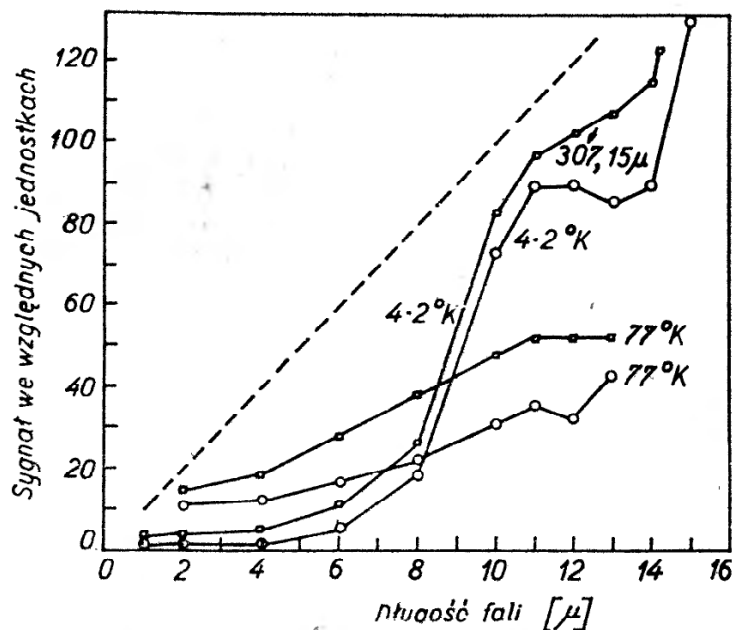
Dyskusję warunków wykonania i pracy, jaką przeprowadziliśmy dla detektora *FEM*, można prawie w całości przenieść na detektor *FP*. Wyniki doświadczalne *MDP* w funkcji długości fali przedstawione są na rys. 7. Rys. 8 podaje zmiany czułości detektorów z temperaturą. Następne rys. 9, 10, 11, 12 przedstawiają podobne charakterystyki dla związków Cd i Hg.



Rys. 8. Rozkład widmowy czułości detektorów z InSb: A — 90° K, B — 195° K, C — 249° K, D — 292° K

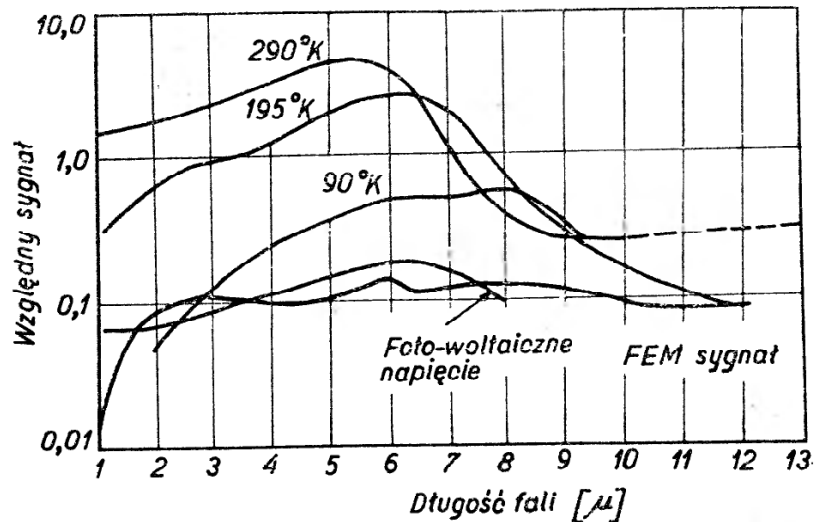


Rys. 9. Rozkład widmowy czułości fotodetektorów HgTe i HgSe

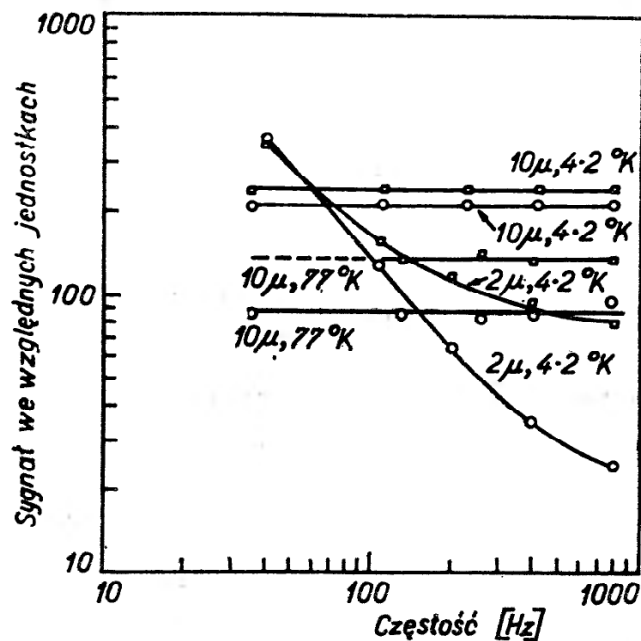


Rys. 10. Rozkład widmowy czułości detektora fotoprzewodnikowego typu $\text{Cd}_{0,1}\text{Hg}_{0,9}\text{Te}$ w temperaturach 77° K i 4,2° K

Podane dla związków Cd i Hg charakterystyki zwracają uwagę ze względu na swą nieselektywność; w szerokim obszarze widmowym sygnał dawany przez detektor jest stały, nie zależy od długości fali. Jednocześnie są to półprzewodniki o małym czasie życia nośników, dzięki czemu można pracować na dużych częstotliwościach i tym samym wybrać optymalną częstotliwość pracy, przy



Rys. 11. Rozkład widmowy czułości różnego typu fotodetektorów wykonanych z $Cd_{0,1}Hg_{0,9}Te$



Rys. 12. Sygnał w funkcji częstości dla fotoprzewodnikowego detektora wykonanego z $Cd_{0,1}Hg_{0,9}Te$

której szumy detektora są najmniejsze. Jakkolwiek materiały te są jeszcze mało zbadane i mało jeszcze jest danych doświadczalnych, to już na podstawie dotychczasowych obserwacji wydaje się, że związki Cd i Hg szczególnie nadają się na detektory głębokiej podczerwieni.

Autorzy nie podają bezwzględnej czułości, szacują jednak [24] MDP na około $2 \times 10^{-8} W/Hz$ przy znormalizowaniu do $10 mm^2$ powierzchni.

Detektory na złączach $p-n$ były badane w omawianym przedziale widmowym tylko w przypadku InSb. Koncentracja n i p powinna być duża, bo chociaż

zwiększa się wtedy rekombinacja i τ maleje (37), to jednak $p\tau$ jest w przybliżeniu stałe i $p\tau_e \simeq 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sek}$ [20]. Człon s/p dla $p \gg 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ i dobrze przygotowanej powierzchni można zaniedbać. Jeśli $n > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ możemy również zaniedbać człon z n^{-2} i z wyrażenia (37) pozostaje

$$Q \simeq 2n_i \left(\frac{A\Delta f}{p\tau} \right)^{1/2}, \quad (39)$$

kładąc $p\tau \simeq 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sek}$ otrzymujemy $Q(p-n) = 3 \cdot 10^9$ kwantów na sekundę dla temperatury pokojowej.

Detektory $p-n$ badano dla InSb w temperaturze ciekłego azotu — w temperaturze pokojowej dla małych ΔE mamy zbyt duże szумы. W publikowanych pracach [25], [26] autorzy otrzymują w temperaturze ciekłego powietrza czułości rzędu 10^{-11} W/Hz przy długości fali 6μ .

Tablica V podaje dane dla niektórych detektorów wykonanych na złączach $p-n$ w InSb. Podano wyniki MDP dla detektorów pracujących w $T = 77^\circ \text{ K}$, dla długości fali 6μ , częstości roboczej 800 Hz i przy $\Delta f = 1 \text{ Hz}$ [26].

Czułość $p-n$ detektorów zależy silnie od temperatury, obróbki powierzchni oraz rodzaju złącza: dyfuzyjne czy stopowe.

We wszystkich dotychczasowych rozważaniach zakładaliśmy wydajność kwantową równą jedności. Jak zostało wykazane przez Tauca [27] jest to słuszne dla długości fali powyżej $2,5 \mu$, a więc dla tych fal, które omawialiśmy.

Tablica V

Nr	Powierzchnia czułości [mm ²]	Stała czasu [μsek]	Czułość progowa (MDP) [Watt/Hz]
1	3,3		$9,30 \cdot 10^{-11}$
2	4,1		$7,50 \cdot 10^{-11}$
3	4,0		$8,55 \cdot 10^{-11}$
4	4,9	1	$1,37 \cdot 10^{-10}$
5	8,7	3	$1,9 \cdot 10^{-10}$

Wnioski

Przeprowadźmy następujące rozumowanie: weźmy abstrakcyjny, idealny fotodetektor oraz takąż termoparę i założmy, że czułość ograniczają tylko szумы Johnsona. Wówczas wyrażenia na W_{\min} będą to równania odpowiednio (24) i (12). Z równania (12) ograniczenie dla idealnej termopary wynosi (13) — $5,5 \cdot 10^{-12} \text{ W/Hz}$ w temperaturze 300° K .

Z wyrażenia na poziom szumów Johnsona (24)

$$W_{\min} = \frac{R\Delta J^2}{4} = kT\Delta f$$

dla $\Delta f = 1$, $T = 300^\circ$ otrzymujemy

$$W_{\min} = 4 \cdot 10^{-21} \text{ W/Hz.}$$

Oszacowane poprzednio dla fotodetektorów wartości Q_{\min} i W_{\min} są o rzędów większe. Oszacowania te uwzględniały obecnie osiągalne warunki konania detektora: technologię, obróbkę, geometrię itp. Wyniki doświadczeń potwierdzają realność tych oszacowań. Technika wykonania termopar praktycznie doskonała. Czułość najlepszych termopar jest zbliżona do teoretycznie oszacowanej granicy czułości. Przy ulepszonej technice wykonania i pracy z detektorami fotonowymi można się spodziewać znacznego podniesienia czułości fotodetektorów.

W porównaniu z termoparami fotoelementy są o wiele wygodniejsze w użyciu nie potrzebują próżni, mogą pracować w dowolnych temperaturach od niskich w dół, na różnych, zwłaszcza dużych częstościach, co w wielu eksperymentach ma bardzo duże znaczenie. Badania fotoefektów w związkach i Hg wykazują bardzo dużą przydatność tych materiałów do detekcji — detektory półprzewodnikowe obejmują coraz szerszy obszar widmowy.

W artykule omówiliśmy półprzewodnikowe detektory podczerwieni działające w przedziale widmowym od 3 mikronów do 20 oraz detektory termiczne czułe w znacznie szerszym obszarze widmowym. Ograniczyliśmy się do przedziału 3—20 mikronów ponieważ detektory półprzewodnikowe pracujące w tym obszarze widmowym są stosunkowo mało znane, a stosowane praktycznie w technice podczerwieni są tylko detektory z InSb pracujące do 6,5 mikronów. W obszarze fal krótszych niż 3 mikrony najlepsze są detektory z siarczku ołowiu (czułość progowa najlepszych fotokomórek PbS jest rzędu 10^{-12} W/Hz) i fotomnożniki (w obszarze widzialnym i falach krótszych — czułość jest rzędu 10^{-14} W/Hz spada szybko ze wzrostem długości fali — przy 1,2 mikrona jest już rzędu 10^{-10} W/Hz). Są to detektory dobrze znane i szeroko stosowane w technice podczerwieni dla tego obszaru widmowego.

Obecnie najczulszymi detektorami podczerwieni dla fal dłuższych niż 3 mikrony jest termopara, detektor Golaya oraz nadprzewodnikowe bolometry. Wydaje się realnym przypuszczenie, że w miarę postępu badań nad detektorami fotonowymi staną się one lepsze i wygodniejsze w użyciu od termicznych i wyprą detektory termiczne również z obszaru fal dłuższych niż 3 mikrony.

Literatura

- [1] R. A. Smith, F. E. Jones, R. P. Chasmar, *The Detection and Measurement of Red Rays*, Oxford 1957.
- [2] H. Yoshinaga, R. A. Oetjen, *Phys. Rev.*, **101**, 526 (1956).
- [3] T. S. Moss, *Advances in Spectroscopy*, **1**, 175 (1959).
- [4] P. B. Fellgett, *J. Opt. Soc. Amer.*, **39**, 970 (1949).
- [5] D. A. H. Brown, R. P. Chasmar and P. B. Fellgett, *J. Sci. Instrum.*, **30**, 195 (1949).
- [6] P. B. Fellgett, *Proc. Phys. Soc.*, **B 62**, 351 (1949).

dla $\Delta f = 1$, $T = 300^\circ$ otrzymujemy

$$W_{\min} = 4 \cdot 10^{-21} \text{ W/Hz.}$$

Oszacowane poprzednio dla fotodetektorów wartości Q_{\min} i W_{\min} są o wiele rzędów większe. Oszacowania te uwzględniały obecnie osiągalne warunki wykonania detektora: technologię, obróbkę, geometrię itp. Wyniki doświadczalne potwierdzają realność tych oszacowań. Technika wykonania termopar jest praktycznie doskonała. Czulość najlepszych termopar jest zbliżona do teoretycznie oszacowanej granicy czulości. Przy ulepszonej technice wykonania i pracy z detektorami fotonowymi można się spodziewać znacznego podniesienia czulości fotodetektorów.

W porównaniu z termoparami fotoelementy są o wiele wygodniejsze w użyciu: nie potrzebują próżni, mogą pracować w dowolnych temperaturach od pokojowej w dół, na różnych, zwłaszcza dużych częstościach, co w wielu eksperymentach ma bardzo duże znaczenie. Badania fotoefektów w związkach Cd i Hg wykazują bardzo dużą przydatność tych materiałów do detekcji — fotodetektory półprzewodnikowe obejmują coraz szerszy obszar widmowy.

W artykule omówiliśmy półprzewodnikowe detektory podczerwieni pracujące w przedziale widmowym od 3 mikronów do 20 oraz detektory termiczne czule w znacznie szerszym obszarze widmowym. Ograniczyliśmy się do przedziału 3—20 mikronów ponieważ detektory półprzewodnikowe pracujące w tym obszarze widmowym są stosunkowo mało znane, a stosowane praktycznie w technice podczerwieni są tylko detektory z InSb pracujące do 6,5 mikrona. W obszarze fal krótszych niż 3 mikrony najlepsze są detektory z siarczku ołowiu (czulość progowa najlepszych fotokomórek PbS jest rzędu 10^{-12} W/Hz) oraz fotomnożniki (w obszarze widzialnym i falach krótszych — czulość rzędu 10^{-14} W/Hz spada szybko ze wzrostem długości fali — przy 1,2 mikrona jest już rzędu 10^{-10} W/Hz). Są to detektory dobrze znane i szeroko stosowane w technice podczerwieni dla tego obszaru widmowego.

Obecnie najczulszymi detektorami podczerwieni dla fal dłuższych niż 3 mikrony jest termopara, detektor Golaya oraz nadprzewodnikowe bolometry. Wydaje się realnym przypuszczenie, że w miarę postępu badań nad detektorami fotonowymi staną się one lepsze i wygodniejsze w użyciu od termopar i wyprą detektory termiczne również z obszaru fal dłuższych niż 3 mikrony.

Literatura

- [1] R. A. Smith, F. E. Jones, R. P. Chasmar, *The Detection and Measurement of Infra Red Rays*, Oxford 1957.
- [2] H. Yoshinaga, R. A. Oetjen, *Phys. Rev.*, **101**, 526 (1956).
- [3] T. S. Moss, *Advances in Spectroscopy*, **1**, 175 (1959).
- [4] P. B. Fellgett, *J. Opt. Soc. Amer.*, **39**, 970 (1949).
- [5] D. A. H. Brown, R. P. Chasmar and P. B. Fellgett, *J. Sci. Instrum.*, **30**, 195 (1953).
- [6] P. B. Fellgett, *Proc. Phys. Soc.*, **B 62**, 351 (1949).

- [7] R. Newman, H. H. Woodbury and W. W. Tyler, *Phys. Rev.*, **101**, 613 (1956).
- [8] H. H. Woodbury and W. W. Tyler, *Phys. Rev.*, **105**, 84 (1957).
- [9] T. S. Moss, *Optical Properties of Semiconductors*, Butterworth, London 1959.
- [10] G. H. Suits, W. D. Schmitz and R. W. Terhune, *J. Appl. Phys.*, **27**, 1385 (1956).
- [11] D. J. Oliver, *Proc. Phys. Soc. Lond.*, **B 70**, 331 (1957).
- [12] T. S. Moss, *Progress in Semiconductors*, **5**, 191 (1960).
- [13] J. H. Becker, *J. Appl. Phys.*, **31**, 612 (1960).
- [14] W. W. Ganter, *Phys. Rev.*, **126**, 5, 1680 (1962).
- [15] D. M. Lee and D. H. Roberts, *Fifth Conference of the International Commission for Optics in Stockholm*, August (1959).
- [16] A. Rose, *Proc. IRE*, **43**, 1850 (1955).
- [17] R. H. Bube, *Photoconductivity of Solids*, John Wiley & sons inc. New York 1960.
- [18] A. Van Der Ziel, *Fluctuation Phenomena in Semi-Conductors*, 1959.
- [19] J. R. Fassett, *Noise in Germanium Crystals at Low Temperatures*, University of Minnesota 1958.
- [20] C. Hilsum, *Proc. phys. Soc. Lond.*, **74**, 81 (1959).
- [21] D. W. Goodwin, *J. Sci. Instrum.*, **34**, 367 (1957).
- [22] P. W. Kruse, M. D. Blue, J. H. Garfunkel and W. D. Saur, *Infrared Phys.*, **2**, 53 (1962).
- [23] M. D. Blue, J. H. Garfunkel and P. W. Kruse, *J. Opt. Soc. Amer.*, **51**, 12, 1408 (1961).
- [24] W. D. Lawson, S. Nielsen, E. H. Putley and A. S. Young, *J. Phys. Chem. Sol.*, **9**, 325 (1959).
- [25] D. G. Avery, D. W. Goodwin and A. E. Rennie, *J. Sci. Instrum.*, **34**, 394 (1957).
- [26] M. E. Lasser, P. Cholet and E. C. Wurst, *J. Opt. Soc. Amer.*, **48**, 468 (1958).
- [27] J. Tauc, *J. Phys. Chem. Solids*, **8**, 219 (1959).
- [28] B. H. Billings, W. L. Ayde and E. E. Barr, *J. Opt. Soc. Amer.*, **37**, 123 (1947).
- [29] G. C. Monch, G. Wichert and O. Bottger, *Ann. d. Phys.*, **12**, 183 (1953).
- [30] R. P. Chasmar, W. Mitchell and A. Rennie, *J. Opt. Soc. Amer.*, **46**, 469 (1956).
- [31] E. Archibold, *J. Sci. Instrum.*, **34**, 240 (1957).
- [32] E. M. Wormser, *J. Opt. Soc. Amer.*, **43**, 15 (1953).
- [33] J. A. Becker and H. R. Moore, *J. Opt. Soc. Amer.*, **36**, 354 (1946).
- [34] N. Fuson, *J. Opt. Soc. Amer.*, **38**, 845 (1948).
- [35] H. Nielsen, nie opublikowano wg 34.
- [36] L. M. Roberts and S. J. Fray, *J. Sci. Instrum.*, **33**, 115 (1956).
- [37] J. A. Mulbert and G. O. Jones, *Proc. Phys. Soc.*, **B 68**, 801 (1955).
- [38] M. J. Golay, *Rev. Sci. Instrum.*, **18**, 347 (1947).
- [39] M. J. E. Golay, *Rev. Sci. Instrum.*, **18**, 357 (1947).
- [40] R. C. Jones, *Advances Electron*, **5** (1953).
- [41] R. A. Weiss, *J. Opt. Soc. Amer.*, **36**, 356 (1946).
- [42] D. F. Mornig and J. O'Keefe, *Rev. Sci. Instrum.*, **18**, 474 (1947).
- [43] W. Kurnick and R. N. Zitter, *J. Appl. Phys.*, **27**, 278 (1956).
- [44] P. W. Kruse, *J. Appl. Phys.*, **30**, 5, 770 (1959).

*Roman Śledziwski**Anna Zapolska*Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego
Kraków

Jądrowy rezonans kwadrupolowy

1. Wstęp

Jądrowy elektryczny moment kwadrupolowy jest miarą odstępstwa rozkładu ładunku jądrowego od symetrii kulistej. Znajomość elektrycznego momentu kwadrupolowego jest rzeczą bardzo interesującą z punktu widzenia teorii jądra atomowego. Przykładowo istnienie jądrowego elektrycznego momentu kwadrupolowego deuteronu wskazuje, że ten najprostszy układ nukleonów nie jest w czystym stanie S , a więc siły jądrowe nawet w tym przypadku nie są centralne.

Metoda rezonansu kwadrupolowego pozwala z dużą dokładnością wyznaczyć stałe sprzężenia kwadrupolowego oraz stosunki elektrycznych momentów kwadrupolowych różnych izotopów. Nie znamy niestety metody wyznaczania bezwzględnych wartości momentów kwadrupolowych jąder. Metoda rezonansu kwadrupolowego nie wymaga stosowania silnych pól magnetycznych. Wykorzystuje się w niej precesję spinów jądrowych w polu elektrycznym powłoki elektronowej. Metoda ta ma cały szereg zastosowań nie tylko w fizyce jądrowej. Pozwala ona badać gradienty wewnętrznych pól elektrycznych w molekułach, oraz niektóre właściwości magnetyczne kryształów. Ostatnio zaczęto stosować metodę rezonansu kwadrupolowego do bardzo dokładnych pomiarów temperatur.

2. Hamiltonian jądrowego oddziaływania kwadrupolowego i poziomy energetyczne

Weźmy pod uwagę jądro o liczbie atomowej Z , w którym całkowity ładunek Ze jest rozłożony w całej jego objętości z gęstością $\rho(x)$. $V(x)$ będzie potencjałem w punkcie x jądra, pochodzącym od wszystkich ładunków otaczających jądro rozpatrywane. Energię oddziaływania ładunku jądrowego z polem elektrostatycznym możemy wyrazić jako całkę po objętości jądra:

$$\mathcal{E} = \int \rho(x)V(x)d\tau, \quad (1)$$

gdzie $d\tau$ jest elementem objętości jądra. Jeśli współrzędne kartezjańskie względem środka masy jądra oznaczymy $x = x_1, y = x_2, z = x_3$, to

$$\mathcal{E} = \int d\tau \rho(x) \left\{ V_0 + \sum_j \left(\frac{\partial V}{\partial x_j} \right)_0 x_j + \sum_{j,k} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x_j \partial x_k} \right) x_j x_k + \dots \right\} \quad j, k = 1, 2, 3. \quad (2)$$

Wskaźnik „0” oznacza, że wielkość tę bierzemy w początku układu.

$$\mathcal{E} = ZeV_0 + \sum_j P_j \left(\frac{\partial V}{\partial x_j} \right)_0 + \frac{1}{2} \sum_{j,k} Q_{jk} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x_j \partial x_k} \right), \quad (3)$$

gdzie

$$Ze = \int \rho(x) d\tau \quad (4)$$

$$P_j = \int d\tau \rho(x) x_j \text{ — dipolowy moment elektryczny jądra} \quad (5)$$

$$Q_{jk} = \int d\tau \rho(x) x_j x_k \text{ — tensor kwadrupolowego momentu elektrycznego} \quad (6)$$

$\rho(x)$ jest operatorem gęstości ładunku zależnym od wektora wodzącego r_n , n -tego nukleonu. Równanie (3) daje nam energię oddziaływania w zapisie klasycznym. Aby przejść do zapisu kwantowo-mechanicznego należy $\rho(x)$ przedstawić w postaci macierzy gęstości ładunku jąder w ich stanach podstawowych opisanych przez $2I+1$ funkcji falowych $\Psi_{I,m}(r_1, \dots, r_n)$.

$$\rho_{mm'}(x) = \int \Psi_{I,m}^*(x) \Psi_{I,m'} d\tau. \quad (7)$$

Pierwszy wyraz w równaniu (3) reprezentuje energię elektrostatyczną ładunku punktowego. Nie zależy ona od rozmiarów i kształtu jądra ani od orientacji spinów i nie jest dla nas interesująca. Drugi wyraz równania (3) zawierający elektryczny moment dipolowy jądra P_j znika, ponieważ P_j znika. Znikanie P_j można wytłumaczyć tym, że funkcja falowa jądra $\Psi_{I,m}$ w stanie podstawowym jest parzysta, a więc $\Psi_{I,m}^* \cdot \Psi_{I,m'}$ nie zmieni znaku przy zmianie współrzędnych na przeciwne. Ponieważ funkcja podcałkowa w całce (5) jest nieparzysta, a więc całka znika. Podobnie można pokazać, że i pierwszy człon odrzucony (oktupolowy) znika. Następne człony heksadekapolowy i wyższe stanowią poprawki wyższego rzędu do energii oddziaływania. Ostatecznie na hamiltonian elektrycznego oddziaływania kwadrupolowego otrzymujemy następujące wyrażenie:

$$\mathcal{E}_Q = \frac{1}{2} \sum_{j,k} Q_{j,k} V_{j,k} + \text{wyrazy wyższego rzędu} \quad (8)$$

gdzie

$$V_{j,k} = \frac{\partial^2 V}{\partial x_j \partial x_k} \quad (9)$$

gdzie $d\tau$ jest elementem objętości jądra. Jeśli współrzędne kartezjańskie względem środka masy jądra oznaczymy $x = x_1, y = x_2, z = x_3$, to

$$\mathcal{E} = \int d\tau \varrho(x) \left\{ V_0 + \sum_j \left(\frac{\partial V}{\partial x_j} \right)_0 x_j + \sum_{j,k} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x_j \partial x_k} \right) x_j x_k + \dots \right\} \quad j, k = 1, 2, 3. \quad (2)$$

Wskaźnik „0” oznacza, że wielkość tę bierzemy w początku układu.

$$\mathcal{E} = ZeV_0 + \sum_j P_j \left(\frac{\partial V}{\partial x_j} \right)_0 + \frac{1}{2} \sum_{j,k} Q_{jk} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x_j \partial x_k} \right), \quad (3)$$

gdzie

$$Ze = \int \varrho(x) d\tau \quad (4)$$

$$P_j = \int d\tau \varrho(x) x_j \text{ — dipolowy moment elektryczny jądra} \quad (5)$$

$$Q_{jk} = \int d\tau \varrho(x) x_j x_k \text{ — tensor kwadrupolowego momentu elektrycznego} \quad (6)$$

$\varrho(x)$ jest operatorem gęstości ładunku zależnym od wektora wodzącego r_n , n -tego nukleonu. Równanie (3) daje nam energię oddziaływania w zapisie klasycznym. Aby przejść do zapisu kwantowo-mechanicznego należy $\varrho(x)$ przedstawić w postaci macierzy gęstości ładunku jąder w ich stanach podstawowych opisanych przez $2I+1$ funkcji falowych $\Psi_{I,m}(r_1, \dots, r_n)$.

$$\varrho_{mm'}(x) = \int \Psi_{I,m}^*(x) \Psi_{I,m'} d\tau. \quad (7)$$

Pierwszy wyraz w równaniu (3) reprezentuje energię elektrostatyczną ładunku punktowego. Nie zależy ona od rozmiarów i kształtu jądra ani od orientacji spinów i nie jest dla nas interesująca. Drugi wyraz równania (3) zawierający elektryczny moment dipolowy jądra P_j znika, ponieważ P_j znika. Znikanie P_j można wytłumaczyć tym, że funkcja falowa jądra $\Psi_{I,m}$ w stanie podstawowym jest parzysta, a więc $\Psi_{I,m}^* \cdot \Psi_{I,m'}$ nie zmieni znaku przy zmianie współrzędnych na przeciwne. Ponieważ funkcja podcałkowa w całce (5) jest nieparzysta, a więc całka znika. Podobnie można pokazać, że i pierwszy człon odrzucony (oktupolowy) znika. Następne człony heksadekapolowy i wyższe stanowią poprawki wyższego rzędu do energii oddziaływania. Ostatecznie na hamiltonian elektrycznego oddziaływania kwadrupolowego otrzymujemy następujące wyrażenie:

$$\mathcal{E}_Q = \frac{1}{2} \sum_{j,k} Q_{j,k} V_{j,k} + \text{wyrazy wyższego rzędu} \quad (8)$$

gdzie

$$V_{j,k} = \frac{\partial^2 V}{\partial x_j \partial x_k} \quad (9)$$

Q_{jk} i V_{jk} są symetrycznymi tensorami drugiego rzędu. Ponieważ $V_{jk} = -\frac{\partial E_k}{\partial x_j}$ jest gradientem pola elektrostatycznego w kierunku x_j , a $E_k = -\frac{\partial V}{\partial x_k}$ jest natężeniem pola elektrostatycznego w pobliżu jądra, stąd widać, że występuje oddziaływanie kwadrupolowe jądra z gradientem pola elektrostatycznego otaczającego jądro.

Przy okazji dyskusji hamiltonianu warto podać orientacyjne rzędy wielkości poszczególnych członów w równaniu (3). Pierwszy człon, energia elektrostatyczna jądra Ze^2/r_e^2 jest rzędu 10^5 cm^{-1} , co odpowiada częstotliwości ultrafioletu (r_e jest promieniem atomu). Następny człon

$$Q_{ik} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x_j \partial x_k} \right) \sim er_n^2 (e/r_e^3) = eV_0 (r_n/r_e)^2,$$

gdzie $r_n \sim 10^{-12} \text{ cm}$ jest promieniem jądra. Stąd energia oddziaływania kwadrupolowego jest około 10^8 razy mniejsza od energii elektrostatycznej i jest rzędu 10^{-3} cm^{-1} (ok. 30 MHz). Oddziaływanie heksadekapolowe jest około 10^8 razy słabsze niż kwadrupolowe, co odpowiada częstotliwości rzędu jednego Hz.

Według Casimira moment kwadrupolowy jądra wynosi

$$eQ = \int \rho_i r_i (3 \cos^2 \theta_{I,i} - 1) d\tau_i, \quad (10)$$

gdzie ρ_i jest gęstością ładunku, $d\tau_i$ elementem objętości jądra w odległości r_i od środka układu, $\theta_{I,i}$ jest kątem, jaki tworzy r_i z osią spinu.

Jeśli m i m' reprezentują magnetyczne liczby kwantowe w różnych stanach, elementy macierzowe hamiltonianu można napisać:

$$\langle m | \mathcal{H}_Q | m' \rangle = \frac{e^2 q Q}{4I(2I-1)} [3m^2 - I(I+1)] \delta_{mm'}, \quad (11)$$

gdzie $\delta_{mm'} = 1$ gdy $m = m'$

$$\delta_{mm'} = 0 \text{ gdy } m \neq m', \quad q = V_{jk}.$$

Odpowiadające im wartości własne energii dają nam wyrażenie na energię poziomów

$$E = A [3m^2 - I(I+1)], \quad (12)$$

gdzie

$$A = \frac{e^2 q Q}{4I(2I-1)}. \quad (13)$$

Równanie (12) jest słuszne zarówno dla spinów całkowitych, jak i połowkowych. Poziomy energetyczne są podwójnie zdegenerowane. Dwom różnym stanom Ψ_{+m} i Ψ_{-m} odpowiada taka sama energia. Dla spinów połowkowych mamy $I + \frac{1}{2}$ poziomów energetycznych, dla spinów całkowitych liczba poziomów

wynosi $I+1$, przy czym I z nich jest zdegenerowanych, a jeden z $m = 0$ jest niezdegenerowany.

Przejścia między poziomami energetycznymi są wymuszane przez oscylujące pole magnetyczne, które oddziałuje z dipolowymi momentami magnetycznymi jąder i wywołuje perturbacje zależne od czasu. Pól elektrycznych nie stosuje się, ponieważ jądra nie posiadają elektrycznych momentów dipolowych. Zastosowanie niejednorodnych pól elektrycznych wymagałoby tak dużych gradientów, jakich nie jesteśmy w stanie wytworzyć w laboratorium. Zależny od czasu hamiltonian oddziaływania pola magnetycznego o częstotliwości radiowej z jądrami ma następującą postać:

$$\mathcal{H}'(t) = -\gamma\hbar H_x(t)I_x + H_y(t)I_y + H_z(t), \quad (14)$$

gdzie γ jest współczynnikiem giromagnetycznym, H_x , H_y , H_z są składowymi liniowo spolaryzowanego pola magnetycznego o częstotliwości radiowej $2H_1 \cos \omega t$.

Elementy macierzowe spinów są dane przez:

$$\langle m|I_z|m' \rangle = m\delta_{mm'} \quad (15)$$

$$\langle m|I_x + I_y i|m' \rangle = [(I \mp m)(I \pm m + 1)]^{1/2} \delta_{m\pm 1, m'}, \quad (16)$$

gdzie I_x , I_y , I_z — składowe spinu jądra wzdłuż osi x , y , z .

Z (15) i (16) widać, że składowa z powoduje przejścia z $\Delta m = 0$, zaś składowe I_x i I_y są odpowiedzialne jedynie za przejścia z $\Delta m = \pm 1$. Przejście $\Delta m = 0$ nas nie interesuje, ponieważ nie powoduje zmian energii.

Prawdopodobieństwo przejść między poziomami m i $m+1$, tak jak w rezonansie magnetycznym jest największe, gdy jest spełniony warunek Bohra:

$$\omega = \omega_m = \frac{E_{m+1} - E_m}{\hbar}. \quad (17)$$

Z (12) wynika, że

$$\omega_m = \frac{3A}{\hbar} (2|m|+1). \quad (18)$$

Rezonans jest uwarunkowany zarówno w prawo, jak i w lewo obracającą się składową liniowo spolaryzowanego pola magnetycznego H_1 .

Poprzez wyznaczenie częstotliwości przejść rezonansowych można otrzymać stałe sprzężenia kwadrupolowego e^2qQ , a znając gradient pola q wyliczyć wielkości momentów kwadrupolowych Q . Wyniki otrzymane metodą rezonansu kwadrupolowego przez różnych autorów są pokazane w tabelicy I.

Mierząc intensywności linii rezonansowych w zależności od orientacji pola częstotliwości radiowej względem stałych osi w kryształach zawierających rezonujące jądra można wyznaczyć osie gradientu pola elektrycznego wewnątrz molekuly. Intensywność linii jest największa, gdy pole magnetyczne jest prostopadłe do osi symetrii gradientu i znika, gdy pole jest do niej równoległe. Wyznaczanie

Tablica I

Jądro	Spin	Związek	eqQ/\hbar MHz	Q $\times 10^{-24}$ cm ²	Literatura
B ¹⁰	3	B(CH ₃) ₃	10,35	0,11	[1]
B ¹¹	3/2	B(C ₂ H ₅) ₃	10,43	0,053	
N ¹⁴	1	JCN	3,40		[2]
		N ₄ (CH ₂) ₆	4,54		
S ³³	3/2	S ₂	45,8	0,053	[3]
Cl ³⁵	3/2	Cl ₂	109,0	0,076	[4]
Cl ³⁷	3/2	CCl ₄	81,9	0,060	
Cu ⁶³	3/2	Cu ₂ O	53,4		[5]
Cu ⁶⁵	3/2	K[Cu(CN ₂)]	65,3		
As ⁷⁵	3/2	As ₄ O ₆	232,5		[6]
Br ⁷⁹	3/2	Br ₂	765	0,31	
Br ⁸¹	3/2	BrCH ₃	529	0,26	[7]
Sb ¹²¹	5/2				
Sb ¹²³	7/2	SbCl ₃	489		[8]
J ¹²⁷	5/2	J ₂	2153	0,75	
J ¹²⁹	7/2	SnJ ₄	1363	0,53	[9]
Hg ²⁰¹	3/2	HgCl ₂	724	0,6	[10]
Bi ²⁰⁹	9/2	Bi(C ₆ H ₅) ₃	669		[11]

kierunku symetrii pola wewnątrz molekularnego jest jednak możliwe tylko w przypadku prostej budowy krystalicznej. Najczęściej do badania orientacji osi gradientu pola używa się rozszczepienia Zeemanowskiego linii rezonansowych w słabych stałych polach magnetycznych.

Powyższe rozważania odnosiły się do przypadku, gdy gradient pola elektrycznego wewnątrz molekuly ma symetrię osiową. Tak jest na ogół w molekułach swobodnych. W kryształach natomiast wiązania chemiczne powodują zakłócenia symetrii.

Parametr asymetrii tensora gradientu pola jest zdefiniowany następująco:

$$\eta = \frac{V_{xx} - V_{yy}}{V_{zz}} \quad (19)$$

R. Bersohn podaje wyrażenia na energie poziomów. Dla jąder o spinie $I = 3/2$ wartości własne energii są:

$$\begin{aligned} E_{\pm 3/2} &= 3A(1 + \eta^2/3)^{1/2} \\ E_{\pm 1/2} &= -3A(1 + \eta^2/3)^{1/2}. \end{aligned} \quad (20)$$

Dla jąder o spinie $I = 5/2$, przy założeniu że $\eta \leq 0,25$ wyrażenia na energie poziomów są następujące:

$$\begin{aligned}
 E_{\pm 5/2} &= A \left(10 + \frac{5}{9} \eta^2 + \frac{85}{2916} \eta^4 - \frac{715}{479392} \eta^6 - \frac{62935}{306110016} \eta^8 + \dots \right) \\
 E_{\pm 3/2} &= A \left(-2 + 3\eta^2 - \frac{23}{12} \eta^4 + \frac{449}{216} \eta^6 - \frac{44675}{15552} \eta^8 + \dots \right) \\
 E_{\pm 1/2} &= A \left(-8 - \frac{32}{9} \eta^2 + \frac{1376}{729} \eta^4 - \frac{122656}{59049} \eta^6 + \frac{13740640}{4782969} \eta^8 + \dots \right).
 \end{aligned} \tag{21}$$

Dla $\eta \leq 0,1$ wystarczy wziąć pod uwagę dwa pierwsze składniki sumy.

W polu o symetrii osiowej wszystkie przejścia oprócz $\Delta m = \pm 1$ są wzbronione, natomiast w przypadku dużego parametru asymetrii można oczekiwać słabych linii z $|\Delta m| > 1$. W przypadku jąder z $I = 3/2$ nie można jednocześnie wyznaczyć e^2qQ i η , ponieważ mamy tylko jedno przejście. W takim przypadku do wyznaczenia η mogą posłużyć badania rozszczepienia Zeemanowskiego w monokrystalach.

Dla jąder z $I = 5/2$ są możliwe dwa przejścia. Określenie częstości przejść wystarcza do wyznaczenia e^2qQ i η dla małych η . Ze wzoru (18) widać, że stosunek

$$\frac{\omega_1}{\omega_2} = \frac{2|m_1|+1}{2|m_2|+1} \quad \text{dla } \eta = 0$$

m_1 i m_2 — liczby kwantowe dolnych poziomów. Z odstępstwa stosunku ω_1/ω_2 od wartości 2 można wnioskować, że występuje asymetria gradientu pola wewnątrz molekuly.

Jeżeli $\eta < 0,1$ można wyliczyć, że dla $I = 3/2$ występuje tylko jedna częstość:

$$\omega_Q = \frac{6A}{\hbar} \left(1 + \frac{\eta^2}{3} \right)^{1/2} = \frac{e^2qQ}{2\hbar} \left(1 + \frac{\eta^2}{3} \right)^{1/2} \tag{22}$$

dla $I = 5/2$ występują dwie częstości przejść:

$$\begin{aligned}
 \omega_Q(5/2 \rightarrow 3/2) &= \frac{A}{\hbar} \left(12 - \frac{22}{9} \eta^2 \right) = \frac{3e^2qQ}{10\hbar} \left(1 - \frac{11}{54} \eta^2 \right) \\
 \omega_Q(3/2 \rightarrow 1/2) &= \frac{A}{\hbar} \left(6 + \frac{5}{9} \eta^2 \right) = \frac{3e^2qQ}{20\hbar} \left(1 + \frac{5}{54} \eta^2 \right).
 \end{aligned} \tag{23}$$

Jeśli $\eta > 0,1$, można skorzystać z tablic Cohena lub Livingstona i Zeldesa. Dla spinów $7/2$ i $9/2$ można dość dokładnie określić parametr asymetrii, ponieważ mamy trzy i cztery przejścia, a tylko dwie niewiadome e^2qQ i η .

Do grupy jąder o spinach całkowitych należą tylko cztery jądra nieparzysto-nieparzyste, mianowicie ${}^1\text{H}^2$, ${}^3\text{Li}^6$, ${}^5\text{B}^{10}$ i ${}^7\text{N}^{14}$. Deuter ma bardzo mały moment kwadrupolowy. Stosunek abundancji ${}^3\text{Li}^6$ do ${}^3\text{Li}^7$ jest jak 1 : 13, ${}^5\text{B}^{10}$ do ${}^5\text{B}^{11}$ jak 1 : 5, natomiast ${}^7\text{N}^{14}$ występuje w 99,6%. Dlatego jedynym jądrem możliwym do badań w tej grupie jest ${}^7\text{N}^{14}$.

3. Rozszczepienie Zeemanowskich linii rezonansowych

Jeżeli próbkę rezonującą umieścimy w stałym polu magnetycznym H_0 , przyłożonym pod kątem θ do osi symetrii, to hamiltonian oddziaływania przyjmie postać:

$$\mathcal{H}' = \mathcal{H}_Q + \mathcal{H}_M \quad (24)$$

gdzie \mathcal{H}_Q jest dane przez wyrażenie (11), a

$$\mathcal{H}_M = -\hbar\Omega(I_z \cos \theta + I_x \sin \theta \cos \Phi + I_y \sin \theta \sin \Phi), \quad (25)$$

gdzie Φ jest kątem azymutalnym w płaszczyźnie xy , a $\Omega = \gamma H_0$. Pole magnetyczne powinno być dostatecznie małe, aby mógł być spełniony warunek:

$$\hbar\Omega \ll e^2qQ. \quad (26)$$

Jeżeli nie ma pola H_0 , mamy $I + \frac{1}{2}$ podwójnie zdegenerowanych poziomów energetycznych. Pole H_0 usuwa tę degenerację i dla każdego $m > 1/2$ mamy dwa poziomy energetyczne:

$$E_{\pm m} = A[3m^2 - I(I+1)] \mp m\hbar\Omega \cos \theta \quad (27)$$

odpowiadające stanom Ψ_{+m} i Ψ_{-m} .

Przejścia między stanami Ψ_+ i Ψ_- mają o wiele mniejsze częstości niż częstości linii rezonansowych. Dla $I > 1/2$, przy przejściach z $\Delta m = \pm 1$ powstają dwie częstości Ω_{m+} i Ω_{m-} położone symetrycznie po obu stronach czysto kwadrupolowych częstości, tzn. częstości linii rezonansowych nierozszczepionych (przy $H_0 = 0$)

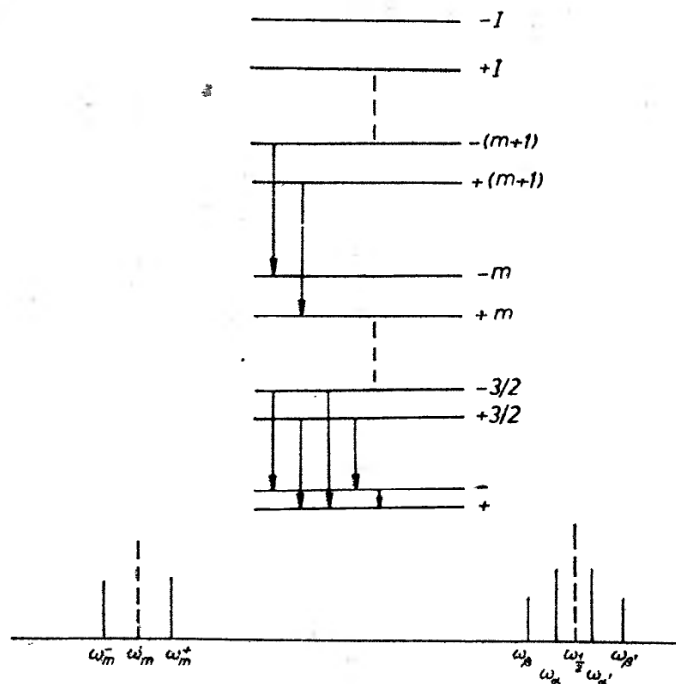
$$\omega_{m\pm} = \frac{3A}{\hbar} (2|m| + 1) \pm \Omega \cos \theta. \quad (28)$$

Intensywności tych linii są równe połowie intensywności linii środkowej. Przypadek stanów $\Psi_{\pm\frac{1}{2}}$ jest zupełnie specjalny. Funkcje falowe $\Psi_{+\frac{1}{2}}$ i $\Psi_{-\frac{1}{2}}$ częściowo się pokrywają, co prowadzi do tworzenia się nowych, wymieszanych stanów Ψ_+ i Ψ_- , których magnetyczne liczby kwantowe nie dadzą się określić w zwykły sposób. Rozpatrzmy dokładnie przypadek spinów $I = 3/2$. Przejścia między stanami $\Psi_{\pm\frac{3}{2}}$ i wymieszanymi stanami Ψ_{\pm} dają cztery linie pokazane

na rys. 1. Ich częstotliwości są następujące:

$$\begin{aligned}\omega_\alpha &= \frac{6A}{\hbar} - \frac{3-f}{2} \Omega \cos \theta \\ \omega_\beta &= \frac{6A}{\hbar} - \frac{3+f}{2} \Omega \cos \theta \\ \omega_{\alpha'} &= \frac{6A}{\hbar} + \frac{3-f}{2} \Omega \cos \theta \\ \omega_{\beta'} &= \frac{6A}{\hbar} + \frac{3+f}{2} \Omega \cos \theta,\end{aligned}\tag{24}$$

gdzie $f = [1 + (I + \frac{1}{2})^2 \operatorname{tg}^2 \theta]^{1/2}$.



Rys. 1

Linie te są rozmieszczone symetrycznie wokół czysto kwadrupolowej częstotliwości $\omega = \frac{6A}{\hbar}$. Wewnętrzne pary linii $\alpha\alpha'$ mają równe intensywności proporcjonalne do $|\langle 3/2 \mathcal{K}' + \rangle|^2$. Intensywności zewnętrznych par $\beta\beta'$ są proporcjonalne do $|\langle 3/2 \mathcal{K}' - \rangle|^2$. Intensywności wszystkich linii zależą od f , a więc od kierunku pola rozszczepiającego. Stosunek intensywności par zewnętrznych do wewnętrznych jest $(f-1) : (f+1)$. Stąd widać, że linie wewnętrzne są zawsze silniejsze.

Rozszczepienie nie zależy od azymutalnego kierunku pola H_0 , a zależy od kąta θ między kierunkiem pola H_0 a osią gradientu i jest równe zero, gdy H_0 jest prostopadłe do osi symetrii gradientu. Stereoskopowe badania rozszczepienia linii rezonansowych mogą posłużyć do wyznaczania kierunku osi symetrii gradientu w kryształach.

Przypadek nieosiowej symetrii gradientu pola elektrycznego wewnątrz molekuly jest o wiele bardziej skomplikowany. Został on zbadany przez Bersohna [12], Deana [13] i Cohena [14]. Według Cohena energie poziomów: rozszczepionych dla spinów równych $I = 5/2, 7/2$ i $9/2$ można wyrazić następująco

$$E_{m_{\pm}} = E_m(0) \pm \frac{\hbar\Omega}{2} [a_m^2 \cos^2 \theta + (b_m^2 + c_m^2 + 2b_m c_m \cos 2\Phi) \sin^2 \theta] \dots \quad (25)$$

$E_m(0)$ jest energią nierozszczepionego poziomu ($H_0 = 0$), a_m , b_m i c_m są współczynnikami zależnymi od spinów i magnetycznych liczb kwantowych. Z (25) wynika następujące wyrażenie na częstości przejść:

$$\omega = \omega_0(m_1 \rightleftharpoons m_2) \pm \frac{\Omega}{2} ([m_1] \pm [m_2]), \quad (26)$$

gdzie $[m] = +[a_m^2 \cos^2 \theta + (b_m^2 + c_m^2 + 2b_m c_m \cos 2\Phi) \sin^2 \theta]^{1/2}$, m_1 i m_2 — magnetyczne liczby kwantowe poziomów.

Analogicznie jak w przypadku aksjalnej symetrii mamy wewnętrzne pary linii odległe w skali częstości o $\Omega([m_1] - [m_2])$ i zewnętrzne pary linii odległe o $\Omega([m_1] + [m_2])$. Dla małych η i $m_1, m_2 > 1/2$ pary α są zwykle silne, pary β bardzo słabe. Różnica intensywności linii $w(\alpha) - w(\beta)$ zależy zwykle od względnie ustawienia pola wysokiej częstotliwości i pola rozszczepiającego H_0 .

Efekt rozszczepienia linii w słabym stałym polu magnetycznym może posłużyć do wyznaczenia parametru asymetrii

$$\eta = \frac{\Delta\omega_y - \Delta\omega_x}{\Delta\omega_y}, \quad (27)$$

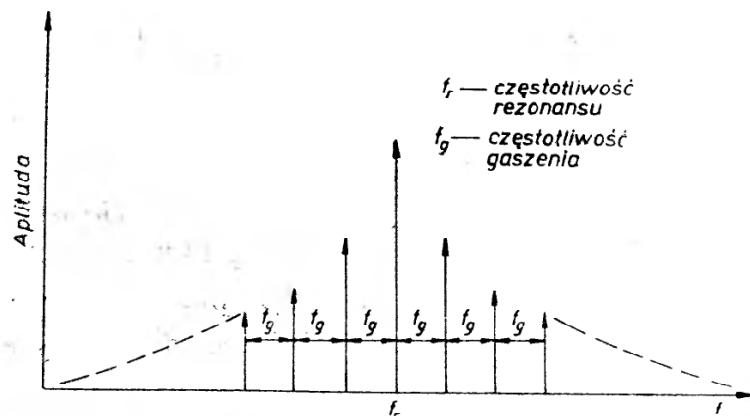
gdzie $\Delta\omega_x$ i $\Delta\omega_y$ są odległościami w skali częstości między składowymi α w polu magnetycznym skierowanym odpowiednio wzdłuż osi x i y .

Badania rozszczepień linii w słabym polu magnetycznym mogą być zastosowane tylko do próbek monokrystalicznych. W proszkach efekt Zeemana prowadzi do znacznego poszerzenia, a nawet całkowitego rozmycia linii.

4. Aparatura

Wykrycie sygnału rezonansu kwadrupolowego w danej próbce polega na detekcji bardzo słabej absorpcji energii o częstotliwości radiowej przez jądra rezonujące, pojawiającej się, gdy częstotliwość ta jest równa częstotliwości rezonansu dla danego rodzaju jąder. Z tego względu albo umieszcza się próbkę w postaci proszku polikrystalicznego w fiolce w cewce obwodu rezonansowego wysokiej częstotliwości, albo w przypadku kryształu nawija się cewkę bezpośrednio na kryształ. Cewka taka wraz ze strojonym kondensatorem stanowi obwód rezonansowy oscylatora-detektora, który pracuje na ogół w oparciu o jedną z następujących zasad. Jeżeli oscylator-detektor pracuje z falą ciągłą,

jest to tzw. autodyna, podobna do tej, jakiej używa się do detekcji sygnału w magnetycznym rezonansie jądrowym [15]. Możliwa jest także praca w oparciu o zasadę tzw. superreakcji, gdzie fala nośna narasta i opada ustawicznie w sposób wykładniczy. Urządzenia takie nazwano superregeneratorami [13]. Tuż przed progiem oscylacji wzmocnienie superregeneratora jest rzędu 10^6 na skutek dodatniego sprzężenia zwrotnego. Natężenie pola wysokiej częstotliwości H_1 osiąga dość duże wartości, co pozwala na wzbudzenie jąder tylko o krótkich czasach relaksacji (patrz warunek (29)). Konstrukcja układu jest niezmiernie prosta, a praca zadowolająca przez długie okresy czasu. Wadą superregeneratorów jest stosunkowo duża liczba harmonicznych powstających na skutek wykładniczego narastania i opadania amplitudy drgań generatora. Rozłożone



Rys. 2

są one symetrycznie wokół częstotliwości podstawowej w odległości równej częstotliwości gaszenia (50 do 100 kHz), jak na rys. 2. Stwarza to niebezpieczeństwo, że któraś z harmonicznych mogłaby wywołać słaby rezonans kwadrupolowy, a duże szумы superreakcji wymagają silnego zawężenia pasma po stronie detektora w celu ich odfiltrowania. Wad tych nie ma autodyna, lecz czułość jej jest znacznie mniejsza. Ze względu na mniej skomplikowany charakter jej pracy nadaje się ona lepiej do badania kształtu linii i subtelnej struktury.

Zmianę impedancji obwodu rezonansowego podczas przechodzenia przez częstotliwość rezonansu kwadrupolowego na skutek absorpcji energii można określić wzorem:

$$\Delta Z = Z_0 \frac{4\pi Q \xi P}{\omega_0^2 H_1^2}, \quad (28)$$

- gdzie: Z_0 — impedancja cewki bez próbki w chwili rezonansu,
 $Q = \omega L/R$ — dobroć cewki,
 ξ — współczynnik wypełnienia próbki jądrami rezonującymi,
 P — moc zaabsorbowana w próbce,
 ω_0 — częstotliwość rezonansowa,
 H_1 — amplituda pola magnetycznego wysokiej częstotliwości.

Wynika stąd, że należy używać obwodów o możliwie dużej dobroci i możliwie szczelnie wypełniać cewkę substancją badaną. H_1 nie powinno być zbyt duże, co poza tym zgodne jest z warunkiem nienasycania próbki, wyrażonym następująco:

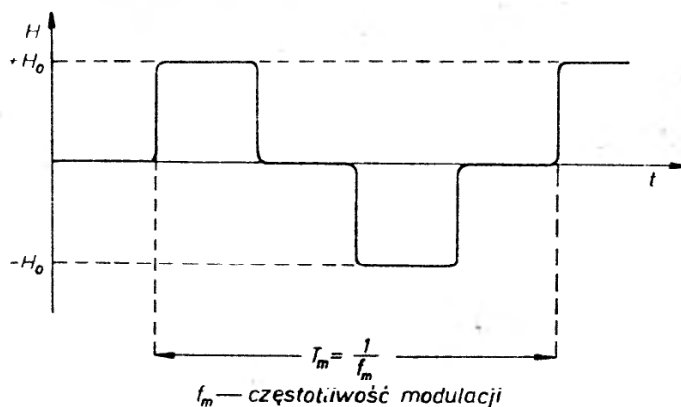
$$\gamma^2 H_1 T_1 T_2^* \ll 1, \quad (29)$$

gdzie: T_1 — czas relaksacji podłużnej,

T_2^* — czas relaksacji poprzecznej,

γ — współczynnik giromagnetyczny.

Ponieważ T_1 jest na ogół mniejsze niż w magnetycznym rezonansie jądrowym, H_1 może być większe niż w tym rezonansie. Ze względu jednak na duże trudności pomiaru H_1 wewnątrz cewki oraz na fakt, że jest ono na pewno różne w różnych miejscach próbki, bezpośredni pomiar czasów relaksacji od tej strony jest bardzo utrudniony. Znacznie lepiej nadają się do tego metody echa kwa-



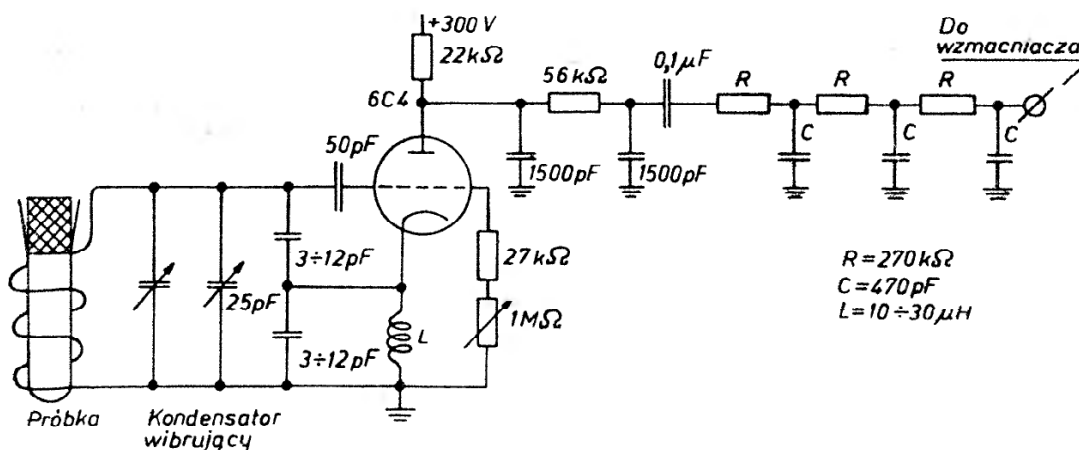
Rys. 3

drupolowego [16]. Również ze względu na skomplikowany przebieg zmian H_1 wykluczony jest do tego pomiaru superregenerator. Typowa cewka detekcyjna na 30 MHz ma średnicę 10 mm i zawiera ok. 7 zwojów drutu miedzianego o średnicy 1 mm.

Aby umożliwić cykliczne przechodzenie przez częstotliwość rezonansu stosuje się przeważnie kondensator wibrujący dołączony równolegle do obwodu rezonansowego, co daje pewną modulację częstotliwości (FM), która powinna być większa niż szerokość spodziewanej linii rezonansowej, wynosząca zazwyczaj od kilku do kilkunastu kiloherców. Powoduje to niestety pewną modulację impedancji obwodu rezonansowego, co ujawnia się po stronie detekcyjnej w postaci niepożądanego periodycznego sygnału. Prostsza elektrycznie i niewrażliwa na wstrząsy jest zastosowana ostatnio modulacja częstotliwości przy użyciu diody krzemowej o zmiennej pojemności (*varicap*). Częstotliwość modulacji wynosi zazwyczaj ok. 50 Hz [17], [18].

Wspomnianej powyżej wady nie posiada modulacja Zeemanowska (ZM) używana przy detekcji bardzo słabych sygnałów [19]. Polega ona na tym, że dwie cewki Helmholtza, między którymi umieszcza się próbkę z cewką w. cz. włączają i wyłączają periodycznie pole magnetyczne o kształcie pokazanym

na rys. 3. Sygnał rezonansu kwadrupolowego pojawia się jedynie w przerwach między włączeniem pola, a więc z częstotliwością $2f_m$. Włączenie pola ok. 100 Oe w jednym lub drugim kierunku powoduje zniknięcie linii rezonansu. Równocześnie te zmiany pola powodują wyindukowanie niewielkiego sygnału zakłócającego w cewce oscylatora-detektora. Lecz tak dobrana zmienność pola w czasie zawiera jedynie część nieparzystą (składowe harmoniczne nieparzyste) $f, 3f, 5f$ itd., a z tą częstotliwością sygnał się nie pojawia. Umożliwia to wyfiltrowanie przynajmniej najbardziej zakłócających harmonicznych i znaczne zmniejszenie sygnału zakłócającego. Ponadto skierowywanie pola cewek pod różnymi kątami względem osi symetrii badanego monokryształu umożliwia obserwację efektów rozszczepienia linii w zależności od tego kąta.

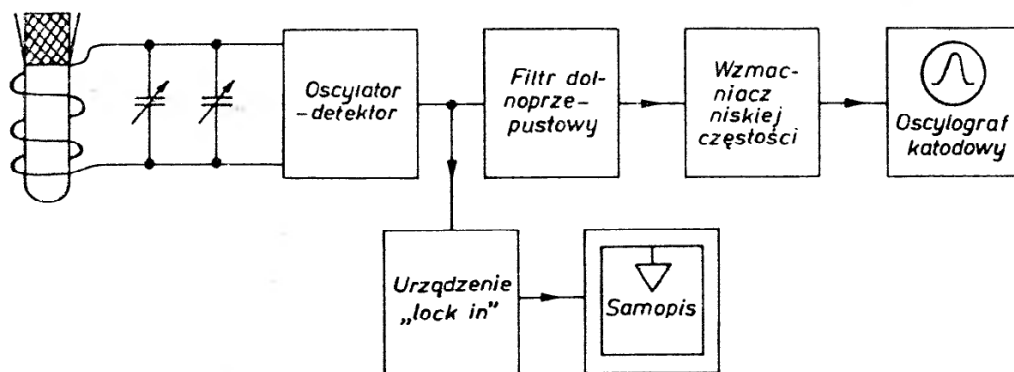


Rys. 4

Sygnał wysokiej częstotliwości podlega detekcji siatkowej i przekazywany jest w dalszym ciągu na filtr dolnoprzepustowy, który zawęży pasmo do około 10 kHz. Typowy układ superregeneratory wg Deana przedstawia rys. 4. Oscylator-detektor skonstruowany jest na lampie 6C4. W jej obwodzie siatkowym znajduje się obwód rezonansowy składający się z cewki wraz z próbką oraz z kondensatorów strojeniowego 25 pF, wibrującego i dwóch kondensatorów 3—12 pF dających sprzężenie zwrotne. W siatce lampy znajduje się ponadto kondensator 50 pF i jego opór upływowy 1 MΩ. Naładowanie się tego kondensatora powoduje zablokowanie lampy do chwili, aż nastąpi jego rozładowanie poprzez wspomniany duży opór upływowy. Zmiana tego oporu umożliwia zatem regulację częstotliwości gaszenia superregeneratory. W obwodzie anodowym sygnał podlega kilkakrotnej filtracji na ogniwach RC, aby wreszcie zostać podanym na wejście wzmacniacza n. cz. Dalszymi urządzeniami aparatury są wzmacniacz niskiej częstotliwości i oscylograf umożliwiający oglądanie linii rezonansowej. W tym celu napięcie modulacji częstotliwości należy podać na płytki poziome, lub jak robią niektórzy, używać do modulacji częstotliwości nie napięcia sinusoidalnego, ale napięcia podstawy czasu z oscylografu. O ile sygnał jest słaby i nie wiele różni się od szumów elektronicznych, można zastosować detektor fazoczuły (*lock in*) i samopis. Schemat blokowy typowego zestawu pomiarowego przedstawia rys. 5.

Aby uzyskać dobrą zdolność rozdzielczą aparatury (stosunek sygnału do szumów) należy zmniejszyć możliwie do minimum szumy elektroniczne oscylatora-detektora i pierwszego stopnia wzmacnienia jak i wszelkie zakłócenia zewnętrzne, np. od modulacji, przydźwięku sieci, obcych źródeł w. cz., mikrofonowania itd. Z tego powodu pierwsze stopnie żarzy się z akumulatora obniżając trochę napięcie żarzenia, troskliwie stabilizuje się napięcie anodowe, solidnie montuje się wszelkie elementy oscylatora, ekranuje się je itd.

Aby wykonać pomiar stałej sprzężenia kwadрупolowego sprzęga się słabo z obwodem rezonansowym znacznik częstotliwości, którego znaczniki odległe są np. o 5 MHz, a które otrzymuje się z kwarcowego generatora wzorcowego. Na ekranie oscylografu otrzymuje się wtedy migające znaczniki częstotliwości, a precyzyjnym falomierzem dokonuje się jedynie pomiaru różnicy częstotliwości linii rezonansu od najbliższego znacznika wzorcowego. Umożliwia to



Rys. 5

bardzo precyzyjny pomiar stałej sprzężenia kwadрупolowego z dokładnością stałości częstotliwości wzorca, która dochodzi do 10^{-7} .

Omawiana powyżej aparatura i metody pomiarowe pokrywają zakres od 1 do ok. 50 MHz, w zakresie tym leżą częstotliwości rezonansowe dla Cl^{35} i Cl^{37} . W zakresie od 50 do 700 MHz znajdują się linie J^{127} i J^{129} oraz Br^{79} i Br^{81} , które bada się superregeneratorami ze stałymi rozłożonymi (generator z linią Lechera) [20].

W zakresie od 700 do 1000 MHz użyto superregeneratorów wnękowych [21].

5. Prawdopodobieństwa przejść, kształt linii rezonansowych i efekty poszerzające

W optyce jest dobrze znana reguła na prawdopodobieństwo przejścia dipolowego ze stanu m do m' :

$$W_{m \rightarrow m'} = (8\pi^3/3h^2) |\langle m | M | m' \rangle|^2 \rho, \quad (30)$$

gdzie M jest operatorem momentu magnetycznego, ρ , — gęstość energii promieniowania. W naszym układzie kwadрупolowym moment magnetyczny jest

równoległy do spinu, a więc można napisać:

$$|\langle m|M|m' \rangle|^2 = (\mu^2/I^2)|\langle m|I|m' \rangle|^2. \quad (31)$$

Jeżeli $I_x = I_y$ (symetria aksjalna), to

$$|\langle m|M|m' \rangle|^2 = (\mu^2/2I^2)[I(I+1) - mm'] \\ |m - m'| = 1.$$

Ostatecznie

$$W_{m \leftrightarrow m'} = \frac{4\pi^3\mu^2}{3h^2I^2}[I(I+1) - mm']g_v. \quad (32)$$

Znajomość prawdopodobieństw przejść pozwala obliczyć część urojoną przenikalności magnetycznej, do której jest proporcjonalna amplituda sygnału.

$$\chi = \frac{2N_0\mu^2[I(I+1) - m(m \pm 1)]}{3kTI^2(2I+1)} \frac{\nu}{\Delta\nu}, \quad (33)$$

gdzie N_0 — liczba rezonujących jąder w 1 cm^3 , μ — moment magnetyczny jąder, ν — częstość rezonansu, $\Delta\nu$ — szerokość linii.

Badanie kształtu linii kwadrupolowego rezonansu jądrowego jest bardzo skomplikowane. Istnieje cały szereg przyczyn, powodujących poszerzenie linii rezonansowych. Są to:

1. dipolowo-dipolowe oddziaływania magnetyczne między jądrami,
2. poszerzenie związane z czasem relaksacji spin-siatka,
3. obecność napięć mechanicznych w kryształach,
4. obecność domieszek, zwłaszcza jonów paramagnetycznych,
5. wpływ pola magnetycznego ziemskiego w przypadku proszków polikrystalicznych.

Najbliższe otoczenie jądra, poprzez oddziaływania dipolowo-dipolowe, prowadzi do subtelnej struktury widma kwadrupolowego jąder badanych. Przez najbliższe otoczenie rozumiemy jądra leżące w tej samej molekułach sąsiednich. Oddziaływanie z jądrami położonymi dalej może powodować tylko poszerzenie składowych subtelnych wywołanych działaniem bliskiego sąsiedztwa. Rozszczepienie dipolowo-dipolowe linii rezonansowych jest dane wzorem:

$$\Delta\nu = \mu_j \gamma / (r^3 \cdot 2\pi),$$

gdzie γ — współczynnik giromagnetyczny, μ_j — moment magnetyczny otaczających jąder, r — odległość między jądrami. Np. w molekułce jodu oddziaływanie między jądrami J^{127} prowadzi do rozszczepienia $\Delta\nu \approx 0,7 \text{ kHz}$, w molekułce HCl oddziaływanie między protonem a jądrem Cl^{35} powoduje rozszczepienie $\Delta\nu \approx 2,5 \text{ kHz}$. Jednym z niewielu przykładów opracowanym doświadczalnie jest HJO_3 , gdzie rozszczepienie jest spowodowane oddziaływaniem między protonami i jądrami J^{127} [23]. Całkowitą szerokość linii, uwarunkowaną tymi oddziaływaniami można otrzymać sumując odpowiednie momenty.

Wpływ rotacji drobin na szerokość linii rezonansu kwadrupolowego był badany w pracy [24]. Jeżeli stosunek okresu precesji układu kwadrupolowego w polu magnetycznym do czasu życia danej orientacji jest mniejszy od jedności, to rotacja drobin nie powoduje przesunięcia linii, ale ją poszerza. To poszerzenie jest w przybliżeniu odwrotnie proporcjonalne do czasu życia orientacji. Np. w CHCl_3 linie rezonansu kwadrupolowego znikają przy -183°C . Można to wytłumaczyć wpływem rotacji drobin, ponieważ przy ogrzewaniu intensywność linii zmniejszała się, przy czym poszerzenie następowało w takiej formie, że powierzchnia pod konturem linii pozostawała stała.

Zwykle względna szerokość linii, określona jako stosunek szerokości półkowej do częstości odpowiadającej maksimum linii, nie przekracza 10^{-5} do 10^{-2} . Obecność jonów paramagnetycznych w próbce prowadzi do znacznego poszerzenia linii, dlatego próbki należy starannie oczyszczać. Napięcia mechaniczne w kryształach powodują występowanie różnic w częstościach kwadrupolowych w różnych obszarach próbki.

Zewnętrzne pola magnetyczne mają wpływ na szerokość linii rezonansu kwadrupolowego tylko w przypadku próbek polikrystalicznych. Rozszczepienie zależy od kąta między kierunkiem momentu magnetycznego jądra i kierunkiem zewnętrznego pola magnetycznego H_0 . Prawdopodobieństwo, że rozszczepienie pochodzące od pojedynczego monokryształku znajdzie się w przedziale $\nu' + d\nu'$, charakteryzuje kontur linii pochłaniania rezonansowego przy obecności tylko tej przyczyny poszerzenia. Greczyszkin [25] otrzymał prawie prostokątną linię, której intensywność była odwrotnie proporcjonalna, a szerokość wprost proporcjonalna do wielkości pola zewnętrznego. To pozwoliło wprowadzić poprawkę na pole magnetyczne ziemskie.

Podobnie jak w jądrowym rezonansie magnetycznym, w rezonansie kwadrupolowym występują dwa czasy relaksacji — poprzeczny i podłużny. Czas relaksacji poprzecznej jest miarą szerokości linii, czas relaksacji podłużnej charakteryzuje szybkość ustalania się równowagi boltzmanowskiej w układzie spinów. Dominującym procesem relaksacyjnym jest oddziaływanie kwadrupolowe [26], [27]. Drgania siatki powodują pojawienie się zmiennych w czasie składowych gradientu pola. Przyjmując, że wymiana energii spin-siatka jest związana z przejściami $\Delta m = \pm 2$ i rozpatrując drgania sieci jako drgania oscylatorów harmonicznym, można obliczyć czas relaksacji. Teoria relaksacji kwadrupolowej została opracowana przez Bayera [30]. Otrzymał on następujące wyrażenie na czas relaksacji spin-siatka:

$$T_{1|\Delta m_z|=2} = \frac{16(\pi\theta\nu_t)^2}{3(h\nu_Q)^2} \cdot \frac{(e^x-1)^2}{\frac{2(chx-1)}{1+4\pi^2\nu^2\tau_a^2(e^x-1)^2} + \frac{2chx-1}{1+4\pi^2\nu^2\tau_a^2}}, \quad (35)$$

gdzie ν_Q — częstość rezonansu kwadrupolowego w temperaturze 0°K , τ_a — średni czas życia kwantu drgań, θ — moment bezwładności, ν_t — średnia częstość drgań torsyjnych, $x = h\nu/kT$. Ze wzoru widać, że znajomość czasu

relaksacji spin-siatka pozwala wyznaczyć średni czas życia kwantu drgań torsyjnych. Greczyszkin mierzył szerokość linii izotopów chloru w KClO_3 . Otrzymał stosunek szerokości linii w przybliżeniu równy stosunkowi ich dipolowych momentów magnetycznych, co wskazywałoby, że poszerzenie linii jest głównie spowodowane oddziaływaniem dipolowo-dipolowym. Podobne badania bromków wskazują, że i tu szerokość linii uwarunkowana jest oddziaływaniem magnetycznym dipolowo-dipolowym. Koi [28] otrzymał $\Delta\nu(\text{Br}^{79})/\Delta\nu(\text{Br}^{81}) = 0,94$, a stosunek odpowiednich dipolowych momentów magnetycznych wynosi 0,92. Wkład relaksacji spin-siatka nie przewyższał 0,1 kHz przy szerokości linii 4 kHz.

6. Zależność częstości rezonansu od temperatury

Dehmelt i Krüger [29], a później Bayer [30] sugerowali, że zależność temperaturowa częstości rezonansu może być spowodowana jedynie wibracjami termicznymi molekuł w kryształach. Później teoria Bayera została uogólniona [31], [15] przez uwzględnienie innych sposobów drgań siatki krystalicznej.

Podczas oscylacji molekuł w kryształach, rozkład ładunku ulega zmianie, zmieniają się osie gradientu pola, co powoduje zauważalne zmiany q i η w hamiltonianie. Jako przykład można rozważyć kryształ paradwuchlorobenzenu. Atomy chloru są związane w pierścieniach benzenowych na przeciwnych narożach. Możliwe są tylko wibracje dookoła dwóch osi prostopadłych do wiązania chlorowego. Wyśredniowane w czasie wielkości q i η są określone równaniami:

$$q' = q[1 - 3/2(\langle\Theta^2\rangle + \langle\Phi^2\rangle) + 1/2\eta(\langle\Theta^2\rangle + \langle\Phi^2\rangle) + 1/2(3 - \eta)\langle\Theta^2\rangle\langle\Phi^2\rangle]$$

$$\eta' = (q/q')[\eta + 3/2(\langle\Theta^2\rangle - \langle\Phi^2\rangle) - 1/2\eta(\langle\Theta^2\rangle + \langle\Phi^2\rangle) + 1/2(3 - \eta)\langle\Theta^2\rangle\langle\Phi^2\rangle],$$

gdzie $\langle\Theta^2\rangle$ i $\langle\Phi^2\rangle$ — średnie kwadratowe amplitud kątów rotacji dookoła osi x i y . Zgodnie z teorią Bayera wielkości te są funkcjami temperatury bezwzględnej T . Hamiltonian oddziaływania ma taką samą postać jak (11). Efektem spowodowanym przez wibracje termiczne jest tylko zmiana q na q' i η na η' . W przypadku $I = 3/2$ współczynnik temperaturowy jest dany przez:

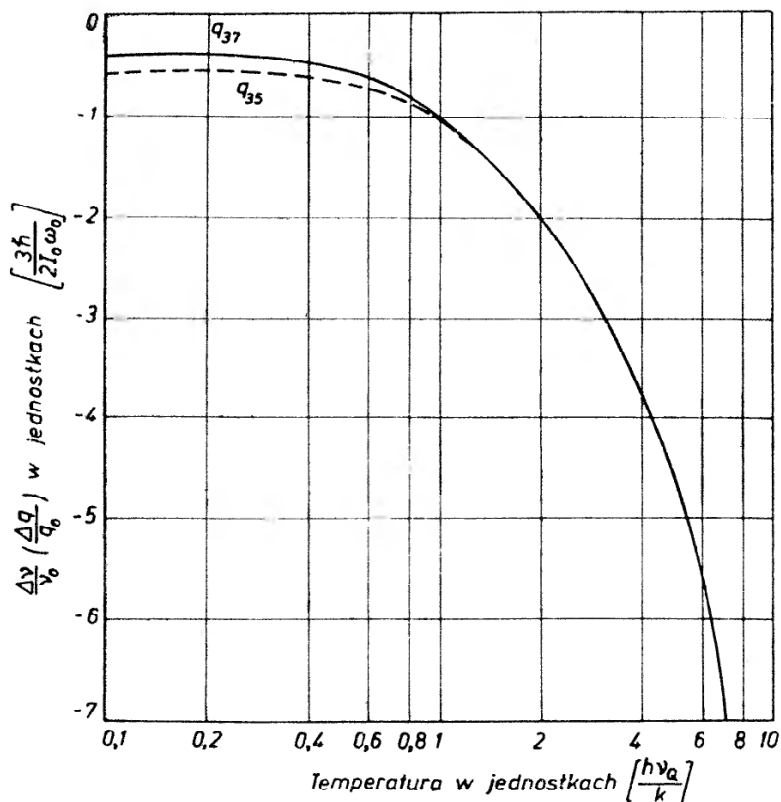
$$\frac{1}{\nu_0} \left(\frac{d\nu}{dT} \right) = - \frac{3\hbar^2}{2kT^2} \frac{e^{h\nu_a/kT}}{B_x (e^{h\nu_a/kT} - 1)^2} + \frac{e^{h\nu_b/kT}}{B_y (e^{h\nu_b/kT} - 1)^2}, \quad (36)$$

gdzie ν_0 — częstość rezonansowa dla $\eta = 0$, B_x , B_y — momenty bezwładności względem kierunków prostopadłych do wiązania chlorowego, ν_a , ν_b — częstości wibracji torsyjnych wokół odpowiednich osi.

Z tego równania widać, że współczynnik temperaturowy maleje, gdy częstości drgań torsyjnych wzrastają.

Z występowania we wzorze (36) momentów bezwładności B_x i B_y wynika, że stosunek stałych sprzężenia kwadrupolowego, równy stosunkowi częstości przejść będzie zależał od temperatury.

Zależność częstości linii jądrowego rezonansu kwadrupolowego od temperatury została wykorzystana do pomiarów temperatur. Oparty na zasadzie zmiany częstości rezonansu kwadrupolowego z temperaturą termometr pozwala przeprowadzić względny pomiar temperatury z dokładnością do $0,001^\circ\text{K}$



Rys. 6

w zakresie ok. 200°K . Użyto do tego celu KClO_3 (rezonans Cl^{35} przy 28,2134 MHz, szerokość linii 500 Hz) i zmierzono współczynnik temperaturowy wynoszący $-4,8 \text{ Hz}/^\circ\text{C}$ przy 0°C [19]. Termometr ten ma następujące zalety:

1. duża dokładność przy prostej obsłudze,
2. brak histerezy temperaturowej,
3. możliwość dokładnych pomiarów temperatur w szerokim zakresie.

7. Niektóre zastosowania metody jądrowego rezonansu kwadrupolowego

Jądrowy rezonans kwadrupolowy jest właściwie jedyną metodą, pozwalającą otrzymać rozkład potencjału elektrycznego w krystalicznych ciałach stałych, ponieważ jądra posiadające niezerowy moment kwadrupolowy są jak gdyby próbnymi ładunkami, które pozwalają zmierzyć ten potencjał. Biorąc pod uwagę fakt, że nawet nieznaczne zmiany chemiczne i strukturalne próbki pociągają za sobą znacznie większe przesunięcia częstości niż w jądrowym

rezonansie magnetycznym, można ocenić jak duże znaczenie ma ta metoda dla chemii i krystalografii. Metoda kwadrupolowego rezonansu jądrowego pozwala zmierzyć stałe sprzężenia kwadrupolowego, które zależą od jądrowych i molekularnych własności próbki. Jeżeli znamy wielkość q , to znajomość stałej sprzężenia kwadrupolowego pozwala wyznaczyć moment kwadrupolowy jądra. Jeżeli moment kwadrupolowy jest znany, można na odwrót obliczyć gradient pola q [32].

Gradient pola elektrycznego wewnątrz molekuly silnie zależy od rodzaju wiązań chemicznych [10]. Znajomość gradientu pola wewnątrz molekularnego i parametru asymetrii pozwala określić charakter wiązania chemicznego. Jądrowy rezonans kwadrupolowy wykorzystuje się do badania stopnia jonowości wiązań, do określenia typów i stopni hybrydyzacji¹.

Metodę tę można również zastosować do badania niektórych własności magnetycznych. Z wielkości rozszczepienia linii rezonansowych w wewnątrz molekularnych polach magnetycznych można wnioskować o wielkości tych pól oraz określić ich kierunek [33].

Wykrycie i zastosowanie tak słabego efektu jak jądrowy rezonans kwadrupolowy stało się możliwe dzięki udoskonalaniu metod pomiarowych i zwiększeniu czułości aparatury. Można przypuszczać, że dalsze prace w tym kierunku pozwolą na zbadanie oddziaływań jądrowych wyższych rzędów.

Literatura

- [1] H. G. Dehmelt, Z. Phys., **133**, 528 (1952).
- [2] G. D. Watkins, R. V. Pound, Phys. Rev., **85**, 1062 (1952).
- [3] H. G. Dehmelt, Phys. Rev., **91**, 313 (1953).
- [4] R. Livingston, Phys. Rev., **82**, 289 (1951).
- [5] H. Krüger, U. Meyer-Berghout, Z. Phys., **132**, 171 (1952).
- [6] H. Krüger, U. Meyer-Berghout, Z. Phys., **132**, 221 (1951).
- [7] H. G. Dehmelt, Z. Phys., **130**, 480 (1951).
- [8] H. G. Dehmelt, H. Krüger, Z. Phys., **130**, 385 (1951).
- [9] H. G. Dehmelt, Z. Phys., **130**, 356 (1951).
- [10] H. G. Dehmelt, H. Robinsohn, W. Gordy, Phys. Rev., **93**, 480 (1954).
- [11] H. G. Dehmelt, H. Robinsohn, W. Gordy, Phys. Rev., **89**, 1305 (1953).
- [12] R. Bersohn, J. Chem. Phys., **20**, 1505 (1952).
- [13] C. Dean, Phys. Rev., **96**, 1053 (1954).
- [14] M. H. Cohen, Phys. Rev., **96**, 1278 (1954).
- [15] T. C. Wang, Phys. Rev., **99**, 566 (1955).
- [16] J. A. Safin, Prib. tech. eksp., **3**, 98 (1962).
- [17] K. E. Weber, J. E. Todd, Rev. Sci. Instr., **33**, 390 (1962).
- [18] C. Dean, Electronics, July 8 (1960).
- [19] P. Kesselring, Acta Phys. Helv., **33**, 612 (1960).
- [20] A. L. Schawlow, J. Chem. Phys., **22**, 1211 (1954).
- [21] S. Kojima, A. Shimanshi, S. Hagiwara, Y. Abe, J. Phys. Soc. Jap., **10**, 930 (1955).
- [22] E. R. Andrew, Phys. Rev., **91**, 425 (1953).

¹ Przez hybrydyzację rozumiemy nakładanie się funkcji falowych elektronów s i p , w ten sposób, że zamiast dwu stanów otrzymujemy jeden, wymieszany.

- [23] R. Livingston, H. Zeldes, J. Chem. Phys., **26**, 351 (1957).
- [24] Y. Ayant, M. Byule-Bodin, F. Lurcat, CR Acad. Sci. (France), **237**, 1511 (1953).
- [25] W. S. Greczyszkina, Wiestnik LGU, **10**, 14 (1959).
- [26] R. V. Pound, Phys. Rev., **79**, 685 (1950).
- [27] I. Van Kranendonk, Physica, **20**, 781 (1954).
- [28] J. Koi, J. Phys. Soc. Jap., **12**, 49 (1957).
- [29] H. G. Dehmelt, H. Krüger, Z. Phys., **129**, 401 (1951).
- [30] H. Bayer, Z. Phys., **130**, 227 (1951).
- [31] T. Kushida, G. B. Benedek, N. Bloembergen, Phys. Rev., **104**, 1364 (1956).
- [32] R. R. Hewitt, T. T. Taylor, Phys. Rev., **125**, 524 (1962).
- [33] J. Burgiel, V. Joccarino, A. Schawlow, Phys. Rev., **122**, 429 (1961).
- [34] T. P. Das, E. L. Hahn, *Solid state physics*, suppl. 1, Academic Press Inc., New York, London, 1958.
- [35] W. S. Greczyszkina, Usp. fiz. nauk, **69**, 189 (1959).
- [36] G. Boudouris, J. Phys. Rad., **23**, 43 (1962).

Wkład polskich uczonych do fizyki statystyczno-molekularnej

Praca zbiorowa pod redakcją Tadeusza Piecha. Autorzy: Bolesław Gawecki, Aleksy Jagielski, Edward Obryk, Tadeusz Piech, Bronisław Średniawa, Jan Weyszenhoff. Zakład Narodowy Imienia Ossolińskich, Wydawnictwo PAN, 1962; str. 301+XXV. Cena: 50 zł.

Książka ta powstała z inicjatywy Zespołu Fizyków Zakładu Historii Nauki PAN; zawiera w części głównej wybór prac fizyków polskich z końca XIX wieku i początku XX wieku, zajmujących się wyszczególnioną w tytule dziedziną: Łukasza Bodaszewskiego, Edwarda i Władysława Natansona i Mariana Smoluchowskiego. Teksty prac poprzedza wstęp historyczny napisany przez Jana Weyszenhoffa. Książka zawiera też dane bibliograficzne i informacje biograficzne. Liczne przypisy ułatwiają zrozumienie prac; rozwijają rachunki skrócone w oryginalnych rozprawach, wyjaśniają sens i pochodzenie niektórych wzorów, zawierają informacje historyczne, w tym też uwagi dotyczące dalszego rozwoju danej problematyki lub jej ówczesnego stanu; tak na przykład do pierwszej pracy Smoluchowskiego dodany został szkic metody Einsteina.

Książka przeznaczona jest dla czytelnika polskiego. Stąd też prace oryginalne, które ukazały się w językach obcych, zostały przełożone na język polski; tylko wstęp historyczny (i krótkie *résumé*) podano w trzech językach: angielskim, rosyjskim i naturalnie po polsku.

Wybór obejmuje 15 pozycji. Rozpoczyna się rozprawą Łukasza Bodaszewskiego o ruchach Browna w gazach (do której wrócimy w dalszym ciągu); po niej następują dwie prace wspólne Edwarda i Władysława Natansonów z r. 1884 i 1886, zawierające jedno z pierwszych doświadczalnych potwierdzeń prawa działania mas (Guldberg i Waage, 1867 r.).



Następne pozycje to trzy prace Władysława Natansona z lat 1894—1897 związane z „zasadą termokinetyczną“, którą dziś nazywamy „zasadą Natansona“. Druga z tych prac „O prawach zjawisk nieodwracalnych“ zawiera sformułowanie tej zasady: uogólnienie równań wariacyjnych mechaniki obejmujące zjawiska termodynamiczne, odwracalne i nieodwracalne. W tym samym kierunku szły, jak wiadomo, wysiłki Duhema.

Reszta zbioru poświęcona jest Marianowi Smoluchowskiemu. Mamy więc rozprawę *O nieregularnościach w rozkładzie cząsteczek gazu*, podstawową dla nauki o fluktuacjach; teorię ruchów Browna, teorię opalescencji, doświadczalne sprawdzenie teorii błękitu nieba. Są rozprawy dotyczące ruchów Browna przy działaniu sił zewnętrznych, jest też praca berlińska o skoku temperatury, która tak ucieszyła Boltzmana jako zapowiedź zmiany w nastrojach wrogich atomistyce. I wreszcie — wykłady Smoluchowskiego w Getyndze, w r. 1914 i 1916, w których ustalił statystyczną interpretację II zasady termodynamiki.

Pierwszą pozycją zbioru jest praca Bodaszewskiego z r. 1882. Krótka, obejmująca zaledwie 4 stronicie druku, ale bogata w spostrzeżenia, rozprawa ta przeszła do historii fizyki odkąd Smoluchowski wymienił ją w swej słynnej publikacji o ruchach Browna z roku 1906. Odtąd jest cytowana jako pierwsza lub jedna z pierwszych obserwacji ruchów Browna w gazach, np. w *Les Atomes* Perrina, w książce de Haas-Lorentz *Die Brownsche Bewegung* i przez Millikana w *Electrons, Protons, Neutrons and Cosmic Rays*. Praca Bodaszewskiego jest historycznie szczególnie interesująca, nasuwa bowiem pewne zagadnienia interpretacyjne, np. w kwestii, które obserwacje Bodaszewskiego dotyczą, a które nie dotyczą ruchów

Browna; daje też pouczający obraz trudności, na jakie napotykał przed ukazaniem się prac Einsteina i Smoluchowskiego sam opis ruchów Browna z uwagi na to, że podstawowe pojęcie, którym charakteryzujemy ruch — prędkość, w tym przypadku nie nadaje się do opisu, o czym dawniejsi badacze nie wiedzieli.

Praca Bodaszewskiego zawiera jeszcze jedno bardzo interesujące spostrzeżenie: obserwację fotoforezy, trzydzieści lat przed Ehrenhaftem — rzecz, której bodaj dotąd nie zauważono.

Całość tych 15 prac fizyków polskich robi imponujące wrażenie. Zadziwia bogactwem wyników o trwałym i najczęściej podstawowym znaczeniu, uzyskanych w stosunkowo niewielkim okresie czasu. Wybór prac wydaje się bardzo trafny.

Tytuł dobrze oddaje intencje Zakładu Historii Nauki i Techniki — naturalne i jak najbardziej słuszne. Czy jednak był też właściwy z punktu widzenia czytelnika? Na pierwszy rzut oka wywołuje wrażenie, że chodzi raczej o monografię niż o wybór prac. Jest nadto *mutatis mutandis* często używany i trochę stereotypowy. Stosowniejszy wydałby mi się np. (i nie byłby to bynajmniej tytuł skromny, ale też nie ma w tym przypadku powodu do skromności): *Z podstaw fizyki molekularno-statystycznej — Wybór prac fizyków polskich*. Inną uwagę krytyczną nasuwa przypis na str. 26, że prace Natansonów nad dysocjacją dwutlenku azotu zostały wykonane, gdy byli jeszcze uczniami gimnazjalnymi. Redakcję tych prac Natansonowie ukończyli w październiku 1884 r. i w styczniu 1886 r. Z ich uwagi na str. 13 wynika, że część doświadczeń pierwszej pracy przeprowadzali w latach 1883 i 1884. Władysław ukończył gimnazjum w roku 1882, Edward był trzy lata starszy. Można więc najwyżej twierdzić, że prace te sięgały w ich czasy gimnazjalne.

Gdy miało się ukazać drugie wydanie *Zasad*, Newton nękany przez Cotesa ciągłymi poprawkami, odpisał mu: „Jest rzeczą niemożliwą wydać książkę nie zostawiając w niej kilku błędów“. Wydaje się, że Newton odkrył tu zasadę rządzącą światem wydawniczym nie gorzej, niż jego prawa ruchu światem mechanicznym. Toteż możemy być wdzięczni wydawcom, że w omawianej książce trzeba długo i uważnie czytać, nim napotka się na błąd (wadliwa pisownia nazwiska Duhem na str. VIII i str. 94, Zellinger na str. 151, zamiast Zeilinger). Przykry jest może błąd w dacie ukazania się pracy W. Natansona *O prawach zjawisk nieodwracalnych* na str. 57 (powtórzony na str. VIII, XIV, XX) ze względu na porównanie z pracami Duhema.

Zebrane prace dotyczą dziedziny, w której rozwoju fizycy polscy mieli ważny, a w niemałym zakresie decydujący udział. Książka jest bardzo wymownym wyrazem tego. Odpowiada też aktualnej potrzebie. Obejmuje w niewielkim i ładnie wydanym tomie prace, na które tak często powołujemy się na wykładach, a które nie zawsze są łatwo dostępne, rozrzucone w czasopiśmie, a jeżeli nawet zebrane, to w dziełach o dawno wyczerpanym nakładzie. Będzie też dlatego użyteczna na przykład w pracach seminaryjnych, tym bardziej, że zawiera objaśnienia i uzupełnienia, w które wydawcy zbioru włożyli wiele trudu. I wreszcie ucieszy wszystkich, którym urok prac oryginalnych nie jest obcy.

Armin Teske

Nagroda Nobla

Nagrodę Nobla z fizyki za rok 1963 Szwedzka Akademia Nauk przyznała w połowie pani Marii Goepfert-Mayeri J. Hansowi D. Jensenowi, w połowie zaś Eugenowi P. Wignerowi.

Maria Goepfert-Mayer, profesor Uniwersytetu Kalifornijskiego i J. H. D. Jensen, profesor fizyki teoretycznej Uniwersytetu w Heidelbergu, otrzymali Nagrodę Nobla za stworzenie modelu powłokowego jądra atomowego. Model ten udatnie wyjaśnia zauważone od dawna nieciągłości zależności wielu właściwości jąder od liczby protonów i neutronów zawartych w jądrze. Poprzednie próby rozwiązania tego problemu spotykały się z niepowodzeniem, dopiero uwzględnienie roli sprzężenia spin—orbita, co zasugerował Enrico Fermi, pozwoliło na stworzenie modelu, na podstawie którego można uzyskać wyniki zgodne z doświadczeniem.

Laureat drugiej połowy Nagrody Nobla — Eugen P. Wigner, profesor fizyki matematycznej Uniwersytetu Princeton, jest z pochodzenia Węgrem. Ma on wielkie zasługi jako autor doniosłych prac teoretycznych w zakresie kwantowej teorii pól, sił jądrowych, jądrowych oddziaływań rezonansowych.

Fizycy radziecki i amerykański laureatami Nagrody Forda

Nagroda *Atomy dla Pokoju* (*Atoms for Peace*), ufundowana przez firmę Ford dla uczczenia pamięci Henry i Edsela Fordów, przyznawana jest corocznie za najwybitniejsze osiągnięcia w fizyce jądrowej. W roku 1963 otrzymali ją Władimir I. Weksler, dyrektor Laboratorium Wy-

sokich Energii w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnie i Edwin M. McMillan, dyrektor Lawrence Radiation Laboratory w Uniwersytecie Kalifornijskim. Obaj ci uczeni otrzymali złote medale oraz po 37500 dolarów.

Weksler i McMillan, pracując niezależnie od siebie w tych dwóch tak odległych laboratoriach, zaprojektowali nowe urządzenie, służące do przyspieszania cząstek do najwyższych energii — synchrotron.

Władimir Weksler urodził się w r. 1907, studiował w Moskiewskim Instytucie Energetycznym. Zajmował się fizyką promieni X, promieniowaniami jądrowymi i promienianiem kosmicznym. Jest projektantem synchrotronu w Dubnej, przyspieszającego protony do energii 10 GeV. W r. 1958 Weksler został wybrany członkiem Akademii Nauk ZSRR.

Edwin McMillan urodził się w r. 1907, studiował w California Institute of Technology i w Uniwersytecie Princeton. Od r. 1946 jest profesorem Uniwersytetu Kalifornijskiego w Berkeley, a od r. 1958 jest dyrektorem Lawrence Radiation Laboratory. Poza ogromnym wkładem do teorii akceleratorów wielkich energii McMillan, wspólnie z Seaborgiem, odkrył pierwiastki transuranowe, za co otrzymali oni w r. 1951 Nagrodę Nobla z chemii. McMillan jest członkiem National Academy of Sciences.

Poprzednimi laureatami Nagrody *Atoms for Peace* byli: Niels Bohr, G. C. de Hevesy, E. P. Wigner, L. Szilard, W. H. Zinn, A. Weinberg i Sir John Cockroft.

Nagroda Lenina

Bruno Pontecorvo otrzymał Nagrodę Lenina za badania podstawowe słabych oddziaływań cząstek elementarnych oraz za badania w dziedzinie fizyki neutronów.

Nowy członek Académie des Sciences

W dniu 8 lipca 1963 Georges Louis Charles Léon Dejardin został wybrany członkiem korespondentem Académie des Sciences, na miejsce niedawno zmarłego Gabriela Foëx.

Dejardin urodził się w r. 1893 w Roye (Departament Somme), studiował w Paryżu, gdzie doktoryzował się w r. 1924 u Fabry. Od r. 1930 jest profesorem Uniwersytetu w Lyonie. Jego pierwsze prace dotyczyły badań ciepła właściwego związków organicznych, następnie zajmował się optyką molekularną oraz właściwościami fotoelektrycznymi cienkich warstw.

Medal Plancka

R. E. Peierls, profesor matematyki i fizyki matematycznej Uniwersytetu w Birmingham, członek lodyńskiego Towarzystwa Królewskiego, otrzymał Medal Plancka za rok 1963. Medal ten przyznawany jest corocznie przez Związek Niemieckich Towarzystw Fizycznych za wybitne osiągnięcia w fizyce.

Odnaczenia fizyków radzieckich

Prezydium Rady Najwyższej ZSRR nadało Order Lenina

M. A. Leontowiczowi, członkowi Akademii Nauk ZSRR, za jego wkład w fizykę teoretyczną, oraz

B. M. Wułowi, członkowi Akademii Nauk ZSRR, za wybitne osiągnięcia w dziedzinie fizyki ciała stałego.

Weisskopf członkiem edynburskiego Towarzystwa Królewskiego

Edynburskie Towarzystwo Królewskie dokonało wyboru nowych zagranicznych członków honorowych. Między innymi wybrany został V. F. Weisskopf, wybitny specjalista w dziedzinie fizyki jądrowej, dyrektor generalny CERN-u.

Nagrody Lawrence'a

Nagrody Ernesta Orlando Lawrence'a (po 5000 dolarów), przyznawane przez Amerykańską Komisję Energii Atomowej otrzymali w r. 1963:

Herbert J. C. Kouts (Brookhaven National Laboratory) za rozwinięcie nowej techniki doświadczalnej w fizyce reaktorów,

L. James Rainwater (Columbia University) za prace teoretyczne i doświadczalne w dziedzinie jąder złożonych,

Louis Rosen (Los Alamos Scientific Laboratory) za opracowanie nowej techniki doświadczalnej i zastosowanie jej do uzyskania nowych postępów w dziedzinie fizyki jądrowej oraz do pomiarów działania broni jądrowej,

James M. Taub (Los Alamos Scientific Laboratory) za prace z dziedziny metalurgii uranu,

Cornelius A. Tobis (University of California, Berkeley) za prace z dziedziny radiobiologii komórek, w szczególności badania efektów biologicznych ciężkich wysokoenergetycznych cząstek.

W przeciwieństwie do Nagrody Fermiego, która jest otwarta dla wszystkich, Nagrody Lawrence'a ograniczone są tylko dla obywateli amerykańskich w wieku poniżej 45 lat.

Medal Amerykańskiego Towarzystwa Optycznego

Amerykańskie Towarzystwo Optyczne nadało Medal Frederica Ivesa Maximilianowi J. Herzbergerowi, dyrektorowi działu optyki geometrycznej Laboratorium Zakładów Kodaka.

Herzberger urodził się w Charlottenburgu, studiował matematykę na Uniwersytecie Berlińskim, gdzie w r. 1932 uzyskał stopień doktora. Do r. 1934 pracował w zakładach optycznych Leitz i Zeiss. W roku 1934 musiał opuścić Niemcy i od r. 1935 pracuje w zakładach Kodaka.

Herzberger zajmował się przede wszystkim teorią powstawania obrazu optycznego. W r. 1958 wydał książkę opartą na wynikach swoich prac *Modern Geometrical Optics*.

Instytut Fizyki Ciała Stałego ANZSRR

Prezydium Akademii Nauk ZSRR podjęło uchwałę o utworzeniu Instytutu Fizyki Ciała Stałego Akademii Nauk ZSRR.

UIPPA

XI Zebranie Ogólne Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (Union Internationale de Physique Pure et Appliquée) odbyło się w Warszawie w dniach od 20 do 23 września 1963. Na Zebranie

przybyli delegaci 26 państw członkowskich Unii (ogółem do Unii należy 34 państwa): Afryka Południowa, Australia, Belgia, Brazylia, Bułgaria, CSR, Dania, Finlandia, Francja, Hiszpania, Holandia, Indie, Japonia, Kanada, NRD, NRF, Polska, Rumunia, Szwajcaria, Szwecja, Węgry, Wielka Brytania, Włochy, USA i ZSRR.

Zebranie Ogólne przyjęło sprawozdania ustępującego Komitetu Wykonawczego i Sekretarza Generalnego. Omówiono sprawy finansowe Unii i ustalono plan konferencji, mających się odbyć w r. 1964 pod patronatem Unii:

		organizator
Praga w maju	Komisja Nauczania	prof. Brown
Akwizgran 15—19 czerwca	Termodynamika i mechanika statystyczna	prof. Meixner
Providence 21 czerwca	Zjawiska powierzchniowe	prof. Brattain
Paryż 2—8 lipca	Fizyka jądrowa niskich i średnich energii	prof. Treillac
Delft 6—10 lipca	Fizyka ciał stałych niekryształicznych	prof. Prins
Paryż 20—24 lipca	Półprzewodniki	prof. Aigrain
Dubna druga połowa sierpnia	Fizyka jądrowa wysokich energii	
Sydney 24—25 sierpnia	Interferometria. Spójność	prof. Steel
Tokio i Kioto 1—8 września	Optyka fotograficzna i spektroskopowa	prof. Kubota
Columbus (Ohio) 7—12 września	Najniższe temperatury	prof. Daunt
Nottingham 6—13 września	Magnetyzm	prof. Bates
Hamburg we wrześniu	Komisja Spektroskopii	prof. Nielsen

Zebranie Ogólne dokonało wyboru nowego Komitetu Wykonawczego (na kadencję 1964/66) oraz Komisji.

Komisja Wykonawcza:

Przewodniczący — L. Neel (Grenoble), ustępujący Przewodniczący — H. J. Bhabha (Bombaj), pierwszy zastępca przewodniczącego — D. I. Błochincew (Dubna), za-

stępcy przewodniczącego — C. J. Gorter (Leyda), H. H. Nielsen (Columbus, Ohio), E. Rudberg (Sztokholm), F. Seitz (Urbana, Illinois), J. Jauch (Genewa), M. Danyusz (Warszawa), Sir G. B. B. M. Sutherland (Londyn), H. Yukawa (Tokio). Sekretarz Generalny — C. C. Butler (Londyn), Zastępca Sekretarza Generalnego — L. Kerwin (Kanada).

Komisje

Finansów — J. de Boer (Amsterdam) (przewodniczący), G. B. B. M. Sutherland (Londyn).

Symboli, Jednostek, Słownictwa — E. Rudberg (Sztokholm) (przewodniczący), J. de Boer (Amsterdam), U. Stille (Braunschweig), L. Rosenfeld (Kopenhaga), M. Kotani (Tokio). Członkowie korespondencyjni: E. Perucca (Turyn), E. Guggenheim (Reading), J. Palacios (Madryt), J. Terrien (Paryż).

Termodynamiki i Mechaniki Statystycznej — G. E. Uhlenbeck (Nowy Jork) (przewodniczący), G. Careri (Padwa), A. B. Pippard (Cambridge), J. Meixner (Akwizgran), H. Frohlich (Liverpool), R. Kubo (Tokio), D. W. Szirkow (Dubna). Członkowie korespondencyjni: E. Montroll (Yorktown Heights, N. Y.).

Promieniowania Kosmicznego — C. F. Powell (Bristol) (przewodniczący), N. A. Dobrotin (Moskwa), M. Ochialini (Mediolan), J. Simpson (Chicago), M. G. K. Menon (Bombaj), M. Mięśowicz (Kraków), Miyake (Kjoto), członkowie korespondencyjni: B. Rossi (Cambridge) i E. Schopper (Frankfurt/M.).

Niskich Temperatur — J. G. Daunt (Columbus, Ohio) (przewodniczący), J. F. Allan (St. Andrews), R. Bilsch (Getynga), E. Kanda (Sendai), W. P. Peszkow (Moskwa), J. van den Handel (Leyda), J. Bardeen (Urbana). Członkowie korespondencyjni: N. Kurti (Oxford) i S. Safrata (Praga).

Publikacji — H. Ebert (Braunschweig) (przewodniczący), L. Villena (Madryt), H. H. Hopkins (Londyn), W. C. Michels (Bryn Mawr, Penn.), M. Valouch (Praga), G. Bernardini (Rzym). Członek korespondencyjny — G. A. Boutry (Paryż).

Akustyki — W. Furrer (Berno), F. Ingersley (Kopenhaga), L. Cremer (Berlin), D. W. Robinson (Londyn), L. M. Brehowski (Moskwa), J. Frenkiel (Liège), B. Lindsay (Rhode Island). Członkowie korespondencyjni — M. Mokatar (Kair), I. Malecki (Warszawa), R. Lucas (Paryż), T. Tarnocsy (Węgry).

Półprzewodników — W. Brattain (Murray Hill, N. J.) (przewodniczący), E. J. Mitchel

(Reading), N. Polder (Eindhoven), J. Tauc (Praga), B. M. Wuł (Moskwa), M. Hatoyama (Tokio), G. Bush (Zurych). Członek korespondencyjny — H. Welker (Erlangen). *Magnetyzmu* — R. Kubo (Tokio) (przewodniczący), L. F. Bates (Nottingham), S. W. Wonsowski (Swierdłowski), C. Kittel (Berkeley), R. Pauthenet (Grenoble), W. Dering (Hamburg), H. J. Steenland (Eindhoven). Członkowie korespondencyjni — J. Van Vleck (Cambridge, Mass.), G. Giulaud (Paryż), H. Velayos (Madryt), Marshall (W. Brytania).

Ciała Stałego — G. W. Rathenau (Amsterdam), F. Seitz (Urbana, Illinois), S. N. Zurek (Leningrad), W. Boas (Australia), W. Dekeyser (Gandawa). Członkowie korespondencyjni — P. Aigrain (Paryż), L. Sosnowski (Warszawa), A. Seeger (Stuttgart).

Fizyki Jądrowej Wysokich Energii — M. L. Goldberger (Princeton) (przewodniczący), A. A. Kalominski (Moskwa), G. Bernardini (Rzym), L. Leprince-Ringuet (Paryż), E. M. McMillan (Berkeley), N. N. Bogolubow (Dubna), W. Jentschke (Hamburg). Członkowie korespondencyjni — T. Kitoyaki (Japonia), B. V. Sreekantan (Bombaj), E. Feenyves (Węgry).

Fizyki Jądrowej Niskich Energii — P. Huber (Bazylea) (przewodniczący), P. M. Endt (Utrecht), A. Bohr (Kopenhaga), B. Flowers (Manchester), I. Frank (Moskwa), A. de Shalit (Jerozolima), J. Teillae (Paryż). Członkowie korespondencyjni — H. Maier-Leibnitz (Monachium), I. Nonaka (Tokio), K. Siegbahn (Uppsala), T. Lauritsen (Pasadena), R. Ramanna (Bombaj).

Spektroskopii — H. H. Nielsen (Columbus, Ohio) (przewodniczący), S. L. Mandelsztan (Moskwa), W. Prios (Londyn). Członkowie korespondencyjni — B. Edlen (Lund), P. Görlich (Jena), P. Béné (Genewa), Sir G. B. B. M. Sutherland (Londyn), I. Kovacs (Węgry).

Przedstawiciele Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej w organizacjach międzynarodowych: w Międzynarodowej Radzie Unii Naukowych — Przewodniczący i Sekretarz Generalny, w Międzynarodowej Komisji Optyki — P. Fleury (Paryż).

Następne Zebranie Ogólne Unii odbędzie się za 3 lata w Bazylei lub w Monachium. Zarówno Komitet Narodowy Szwajcarski jak i Komitet Narodowy Zachodniemiecki wystąpiły z zaproszeniami. Ostatecznego wyboru miejsca dokona Komitet Wykonawczy Unii.

Program towarzyski obejmował przyjęcie w Jabłonie, koncert chopinowski w wykonaniu Reginy Smendzianki w Żelazowej Woli i zwiedzanie Nieborowa.

Międzynarodowy Instytut Fizyki Teoretycznej

W drugiej połowie 1964 r. zostanie otwarty w Trieście Międzynarodowy Instytut Fizyki Teoretycznej, nad którym patronat objęła Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej. Instytut przejdzie dwuletnią próbę, a po tym okresie MAEA zadecyduje o dalszej przyszłości Instytutu.

Rząd włoski zaofiarował się wybudować gmach dla Instytutu oraz mieszkania dla pracowników, a ponadto przyznał dotację w wysokości 250 000 dolarów rocznie przez 5 lat. MAEA przyznała dotację w wysokości 165 000 dolarów rocznie.

Wielkie akceleratory

Naukowy Komitet Doradczy Prezydenta Stanów Zjednoczonych wysunął projekt budowy do 1980 r. potężnego akceleratora przyspieszającego protony do energii 1000 GeV. Przepuszczalny koszt wyniósłby około 1 miliarda dolarów. Przewodniczący Amerykańskiej Komisji Energii Atomowej Glenn T. Seaborg podał do wiadomości, że rządy USA i ZSRR będą rozpatrywać projekt wspólnej budowy takiego akceleratora.

Amerykańska Komisja Energii Atomowej rozważa również projekt budowy akceleratora przyspieszającego protony do energii 200 GeV, którego koszt wyniesie około 240 milionów dolarów. Ponadto dyskutuje się także możliwość budowy w Madison (Wisconsin) akceleratora przyspieszającego protony do energii 12,5 GeV oraz synchrotronu przyspieszającego elektrony do energii 10 GeV w Cornell University.

Termometr plazmowy

Dwaj fizycy amerykańscy R. W. Kilb i L. M. Goldman z General Electric Research Laboratory w Schenectady opracowali metodę pomiaru temperatur rzędu milionów stopni, która z pewnością odda ogromne usługi w badaniach reakcji termojądrowych. Metoda wykorzystuje ślady zanieczyszczeń plazmy deuteronowej tlenem i węglem. Silne wyładowania elektryczne, stosowane przy uzyskiwaniu plazmy, odzierają z atomów zanieczyszczeń tlenowych i węglowych niektóre elektrony. Na podstawie badań spektralnych promieniowania wysyłanego przez te elektrony można wyznaczyć temperaturę.

Zastosowanie tej metody wykazało, że różne typy cząstek plazmy nie są jednakowo ogrzane. Szybkie kurczenie się pod wpływem pola magnetycznego powoduje, że jądra nagrzewają się znacznie szybciej niż elektrony: podczas gdy elektrony nagrzewają się do temperatury $3 \cdot 10^6$ °C, to jądra osiągną już $10 \cdot 10^6$ °C. Nowa metoda pomiaru najwyższych temperatur pozwoli dokładniej zbadać te procesy.

Nowa metoda domieszkowania półprzewodników

W laboratorium amerykańskiej firmy High Voltage Engineering Co. w Burlington (Mass.) przeprowadzono pod kierunkiem W. J. Kinga próby domieszkowania półprzewodników metodą wstrzykiwania wysokoenergetycznych jonów. Przy użyciu akceleratora Van de Graaffa wstrzykiwano jony boru o energii 2 MeV w płytce krzemowej typu *n*. Niezmiernie istotne jest, że proces ten przebiega w temperaturze pokojowej, podczas gdy dotychczas stosowane metody domieszkowania wymagały stosowania wysokich temperatur, co sprzyjało wnikaniu nieporządkanych zanieczyszczeń. Oczekuje się, że po wydoskonaleniu metody można będzie, stosując dobrze zogniskowaną wiązkę jonów, wstrzyknąć do wnętrza półprzewodnika ostro zarysowane koło z materiału domieszkowego.

Newton w Polsce

Poczta Polska wypuściła niedawno emisję znaczka wartości 1,55 zł z podobizną Sir Izaaka Newtona. Znaczek jest koloru ciemnozielonego, napis: Izaak Newton 1642—1727.

Nowy synchrotron protonowy

W Uniwersytecie Princeton zakończono rozruch nowego synchrotronu protonowego, który przyspiesza wiązkę protonów do energii 3 GeV. Akcelerator ten jest wspólnym przedsięwzięciem Uniwersytetu Princeton, Uniwersytetu Stanu Pennsylvania i amerykańskiej Komisji Energii Atomowej. Koszt budowy wyniósł 12 milionów dolarów.

Konstrukcję tego typu urządzenia zaproponowali dziewięć lat temu M. G. White, F. C. Shoemaker i G. K. O'Neill. W roku 1956 Komisja Energii Atomowej przyznała odpowiednie kredyty, a w r. 1958 czterdziestu fizyków i inżynierów oraz osiemdziesięciu techników rozpoczęło budowę akceleratora. Obecnie synchrotron daje wiązkę protonów o energii 3 GeV przy 19 impulsach na sekundę. Oczekuje się, że po odpowiednim dostrojeniu natężenie wiązki wyniesie 10^{10} protonów w impulsie. Przyspieszane w synchrotronie protony użyte będą przede wszystkim do produkcji mezonów π i K .

Ewa skończyła 5 lat

Dnia 31 maja 1958 r. w Instytucie Badań Jądrowych w Świerku osiągnął stan krytyczny reaktor EWA, dostarczony przez ZSRR. Przypominamy niektóre dane dotyczące tego reaktora: moc 2 MW, paliwo o wzbogaceniu 10% ^{235}U , moderator — woda, maksymalny strumień neutronów termicznych 2×10^{13} n/cm² sek. Reaktor pracuje około 90 godzin tygodniowo.

15 czerwca 1963 odbyła się w Ośrodku Andrzeja Sołtana w Świerku sesja naukowa, na której dokonano przeglądu prac wykonanych przy pomocy reaktora Ewa.

Pięciolecie cyklotronu krakowskiego

W dniu 9 listopada 1963 odbyła się w Instytucie Fizyki Jądrowej w Bronowicach pod Krakowem sesja naukowa z okazji pięciolecia pracy cyklotronu krakowskiego. Cyklotron ten, dostarczony przez ZSRR, przyspiesza deuterony do energii 12 MeV. Na sesji przedstawiono prace wykonane przy pomocy cyklotronu krakowskiego oraz omówiono możliwości stosowania cyklotronu w fizyce jądrowej. Sesję zakończono lampką wina.

Biophysik

W r. 1963 Springer rozpoczął wydawanie dwumiesięcznika *Biophysik*, poświęconego biofizyce czystej i stosowanej. Artykuły ukazują się w języku niemieckim, angielskim lub francuskim. Redaktorem Naczelnym jest B. Rajewsky (Frankfurt/M.), a w skład Komitetu Redakcyjnego weszli H. Fritz-Niggli (Zurych), A. R. Gopal-Ayengar (Bombay), O. Hug (Monachium) i H. Muth (Hamburg).

Nowa encyklopedia

Firma Harper & Row (New York) wydała czterotomową encyklopedię nauk fizycznych i przyrodniczych. Encyklopedia zawiera 4000 haseł i 2500 ilustracji. Poza definicjami ściśle naukowymi encyklopedia zawiera również biografie, krótkie przeglądy z dziedziny historii i filozofii nauk oraz opisy najważniejszych instytucji naukowych.

AIP Handbook

Ukazało się drugie, rozszerzone, wydanie „American Institute of Physics Handbook”. Redaktorami poszczególnych działów są: *Mechanika* — R. Bruce Lindsay (Brown University), *Akustyka* — Richard K. Cook (NBS), *Ciepło* — Mark W. Zemansky (The City University of New York),

Elektryczność i Magnetyzm — D. F. Bleil (US Naval Ordnance Laboratory),

Optyka — Bruce H. Billings (Baird Atomics, Inc.),

Fizyka atomowa i cząsteczkowa — G. H. Dieke (John Hopkins University),

Fizyka jądrowa — L.-F. Curtiss (NBS),

Fizyka ciała stałego — H. P. R. Frederikse (NBS).

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

XII Olimpiada Fizyczna

Zwyczajem lat ubiegłych w roku szkolnym 1962/63 odbywały się zawody XII Olimpiady Fizycznej. Przewodniczącym Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej był profesor S. Szczeniowski, Kierownikiem Olimpiady — prof. C. Ścisłowski, a Sekretarzem — mgr D. Trynkowska.

Do zawodów na stopniu wstępnym zgłosiło się 1277 uczniów, w tym z okręgu gdańskiego 75, z gliwickiego — 260, z krakowskiego — 220, z lubelskiego — 55, z łódzkiego — 188, z poznańskiego — 73, z toruńskiego — 85, z warszawskiego — 180 i z wrocławskiego — 116. Do zawodów na I stopniu zostało dopuszczonych 1246 uczniów, do zawodów na II stopniu — 580, do zawodów na III stopniu — 35. Zawody III stopnia odbywały się jak zwykle w Warszawie w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego i składały się z zadań teoretycznych i doświadczalnych, wymagających wykazania przez uczniów pewnej inwencji eksperymentalnej.

Zwycięzcami XII Olimpiady Fizycznej zostali:

I miejsce — Krzysztof Jaroszek, uczeń klasy XI Liceum Ogólnokształcącego w Dęblinie (nauczyciel — Teresa Białecka),

II miejsce — Halina Niedoba, uczennica klasy XI Liceum Ogólnokształcącego Narcyzy Żmichowskiej w Warszawie (nauczyciele — A. Cielecki i A. Sikora),

III miejsce — Leszek Szymański, uczeń klasy XI Liceum Ogólnokształcącego M. Piotrowiczowej w Łodzi (nauczyciel — R. Pindych),

IV miejsce — Zygmunt Kardysz, uczeń klasy V Technikum Radiotechnicznego

w Dzierżonowie (nauczyciel — J. Kuśmider),

V miejsce — Tomasz Giebułtowiec, uczeń klasy XI Liceum Ogólnokształcącego Reytana w Warszawie (nauczyciel — J. Ratajczyk),

VI miejsce — Andrzej Chyrczakowski, uczeń klasy XI Liceum Ogólnokształcącego Tadeusza Kościuszki w Toruniu (nauczyciel — Z. Kimaczyński),

VII miejsce — Janusz Rolecki, uczeń klasy XI Liceum Ogólnokształcącego Jana Kochanowskiego w Radomiu (nauczyciel — J. Szafranec),

VIII miejsce — Krzysztof Gawędzki, uczeń klasy X Liceum Ogólnokształcącego Tadeusza Kościuszki w Żarkach, woj. katowickie (nauczyciel — A. Faber).

Ponadto wyróżnienia przyznano:

Jackowi Chrostowskiemu, uczniowi Liceum Ogólnokształcącego Władysława Jagiełły w Płocku,

Andrzejowi Pająkowi, uczniowi Liceum Pedagogicznego w Żywcu,

Jolancie Stankiewicz, uczennicy Liceum Ogólnokształcącego Narcyzy Żmichowskiej w Warszawie.

Wszystkim uczestnikom Olimpiady, którzy zakwalifikowali się do zawodów na III stopniu przysługuje prawo wstępu bez egzaminu na sekcję fizyczną Uniwersytetów i Wyższych Szkół Pedagogicznych, zwycięzcy Olimpiady mają prawo wstępu bez egzaminu na Wydziały Matematyczno-Fizyczne Uniwersytetów i na wszystkie Wydziały Politechnik.

Zwycięzcy Olimpiady otrzymali nagrody pieniężne (po 500 zł) oraz nagrody rzeczowe jak książki, radioodbiorniki, fotoaparaty itp. Nauczyciele zwycięzców otrzymali nagrody w wysokości 1000 zł.

Dziesięciolecie śmierci Stefana Pieńkowskiego

Dnia 20 listopada 1963 minęła dziesiąta rocznica śmierci Stefana Pieńkowskiego. W związku z tym Oddział Warszawski Polskiego Towarzystwa Fizycznego urządził w dniu 18 listopada zebranie naukowe poświęcone Jego pamięci. Na zebranie przybyli: Pani Pieńkowska, prorektor Uniwersytetu Warszawskiego prof. Kraczkiewicz oraz bardzo liczne grono uczniów i współpracow-

ników zmarłego. Przemówienie o działalności Stefana Pieńkowskiego jako członka założyciela i wielokrotnego przewodniczącego PTF wygłosił obecny prezes PTF prof. Wojciech Rubinowicz. Stefan Pieńkowski był członkiem honorowym PTF. Godność tę Polskie Towarzystwo Fizyczne w ciągu całego swego istnienia nadało zaledwie jeszcze pięciu innym fizykom. Następnie uczniowie Pieńkowskiego — prof. Leonard Sosnowski i prof. Jerzy Pniewski przedstawili działalność Stefana Pieńkowskiego jako fizyka, kierownika Zakładu i twórcy wielkiej szkoły fizycznej. Doc. Julian Auleytner podzielił się z zebranymi kilkoma osobistymi wspomnieniami. Zebrań przewodniczył prof. Ludwik Natanson.

W dniu 20 listopada delegacje Zarządu Głównego PTF i Oddziału Warszawskiego PTF złożyły wieńce na grobie Stefana Pieńkowskiego w Alei Zasłużonych na Powązkach.

XVIII Zjazd Fizyków Polskich

W dniach od 11 do 14 września 1963 odbył się w Katowicach XVIII Zjazd Fizyków Polskich, zorganizowany przez Oddział Gliwicki Polskiego Towarzystwa Fizycznego. W skład Komitetu Organizacyjnego weszli: jako przewodniczący — profesor K. Gostkowski, jako jego zastępcy — prof. M. Puchalik, doc. S. Glücksman i doc. J. Szpilecki, a jako sekretarze — mgr Jasielska, mgr J. Wojtala i mgr J. Benisz.

Na Zjeździe wygłoszono sześć referatów plenarnych: prof. A. Piekara — *Lasery*, prof. S. Szczeniowski — *Spiralne struktury magnetyczne*, prof. J. Pniewski — *Hyperfragmenty*, prof. M. Mięśowicz — *Produkcja cząstek w zderzeniach nukleonów o wysokich i ultra wysokich energiach*, prof. I. Adamczewski — *Zjawiska elektronowe w cieczach*, prof. R. S. Ingarden — *Teoria informacji i podstawy termodynamiki statystycznej*.

Referaty z prac własnych wygłaszane były w następujących sekcjach: fizyki teoretycz-

nej, fizyki jądrowej, fizyki ciała stałego, optyki wszystkich długości fali, cieczy i chemii kwantowej, ferromagnetyzmu i ferroelektryzmu, akustyki i ultradźwięków, fizyki technicznej, biofizyki, dydaktyki fizyki, referatów różnych.

Program towarzyski Zjazdu był dosyć urozmaicony. Poza tradycyjną już herbatką zapoznawczą i pożegnalną kolacją organizatorzy urządzili dla uczestników Zjazdu wycieczkę do kopalni, zwiedzanie planetarium w Chorzowie i obejrzenie występu zespołu „Śląsk“.

Doktoraty członków PTF

W roku 1963 następujący członkowie Polskiego Towarzystwa Fizycznego uzyskali stopień Doktora Fizyki:

Oddział lubelski — Bogdan Adamczyk,

Oddział łódzki — Jadwiga Mońka-Szmatloch, Ryszard Firkowski, Aleksander Szymański, Alojzy Tomaszewski,

Oddział toruński — W. Berdowski, H. Łożykowski.

F. J. Wiśniewski

Dnia 10 grudnia 1963 zmarł w Łodzi Feliks Joachim Wiśniewski, emerytowany profesor zwyczajny Uniwersytetu Łódzkiego.

Feliks Joachim Wiśniewski urodził się w r. 1890, studiował w Sorbonie i w Getyndze. Po powrocie do kraju uzyskał stopień doktora, a w r. 1926 habilitował się i został docentem Politechniki Warszawskiej, a później profesorem fizyki teoretycznej Wolnej Wszechnicy Polskiej. Po wojnie został powołany na profesora zwyczajnego i Kierownika Katedry Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Łódzkiego. Przed trzema laty przeszedł na emeryturę.

F. J. Wiśniewski ogłosił 89 prac naukowych, głównie z teorii względności i teorii kwantów. Był Prezesem Wydziału III Łódzkiego Towarzystwa Naukowego i Przewod-

niczającym Oddziału Łódzkiego Polskiego Towarzystwa Naukowego. Odznaczony był Krzyżem Kawalerskim Orderu Polonia Restituta.

Wspomnienie o zmarłym ukaże się w następnym zeszycie *Postępów Fizyki*.

B. Nowak

Dnia 4 stycznia 1963 zmarł w swojej pracowni naukowej skutkiem zatrucia gazem mgr Bazyli Nowak, członek Oddziału Toruńskiego PTF.

Nowak ukończył studia fizyki na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu i był asystentem Katedry Fizyki Doświadczalnej tego Uniwersytetu. Zainteresowania naukowe Nowaka były bardzo różnorodne, zajmował się między innymi absorpcją antystokesowską roztworów fluoryzujących, fotoluminescencją, widmami ramanowskimi, widmami ekcytonowymi w kryształach, a wreszcie ostatnio widmami liniowymi fluorescencji i fosforescencji w niskich temperaturach. Miała to być jego praca doktorska. Wypadek zdarzył się, gdy przeprowadzał ostatnią serię pomiarów kontrolnych.

Mgr Bazyli Nowak był również zamiłowanym dydaktykiem i przez kilka lat był sekretarzem Komitetu Okręgowego Olimpiady Fizycznej.

L. J. Briggs

Dnia 25 marca 1963 zmarł w Waszyngtonie Lyman J. Briggs, emerytowany dyrektor amerykańskiego Narodowego Biura Wzorców.

Briggs urodził się 7 maja 1874 r. w Asyri w stanie Michigan. Studiował na Uniwersytecie Michigan, a stopień doktora uzyskał w r. 1901 na Uniwersytecie Johna Hopkinsa. W czasie I wojny światowej rozpoczął pracę w Narodowym Biurze Wzorców. Wspólnie z P. R. Heylem wynalazł specjalny typ kompasu, którym później posłużył się Lindbergh w swoim pierwszym przelocie przez Atlantyk. Za to urządzenie Briggs otrzymał w r. 1922

od Amerykańskiego Towarzystwa Filozoficznego Medal Magellana.

Głównym zainteresowaniem Briggsa była jednak aerodynamika. Dokonał on pionierskich pomiarów prędkości przepływu gazu wokół skrzydeł samolotu przy bardzo wielkich prędkościach, aż do prędkości nadźwiękowych. Od r. 1933 Briggs był dyrektorem Narodowego Biura Wzorców.

W r. 1939 prezydent Roosevelt zwrócił się do Briggsa z prośbą, aby zorganizował on i pokierował tajnymi badaniami nad możliwościami wykorzystania energii rozpadu uranu. Do grupy, którą kierował weszli H. C. Urey, E. O. Lawrence, J. B. Conant, E. O. Murphee i A. H. Compton. Ogromna część pierwszych badań nad metodami oczyszczania uranu i rozdzielaniem jego izotopów wykonana była w Narodowym Biurze Wzorców pod kierunkiem Briggsa.

L. J. Briggs był członkiem amerykańskiej Narodowej Akademii Nauk, Waszyngtońskiego Towarzystwa Filozoficznego i Amerykańskiego Towarzystwa Filozoficznego oraz w kadencji 1938 r. przewodniczącym Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego.

Komunikat

XIII Kollokwium Ampere'owskie

W dniach od 1 do 5 września 1964 odbędzie się w Leuven (Belgia) „Kongres Międzynarodowy poświęcony rezonansowi magnetycznemu i relaksacji magnetycznej jądrowej w ciałach stałych — XIII Kollokwium Ampere'owskie“ pod auspicjami Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej, Grupy Ampere'a i Królewskiej Flamandzkiej Akademii Nauk. Przewodniczy Komitetowi Organizacyjnemu Profesor A. Van Itterbeek. Członkami Komitetu są: profesorowie A. Bragam, Andrew, Béné, Bloembergen, Casimir, Duchsen, Friedel, Gorter, Hahn, Jeffries, Kastler, Kittel, Seymour i Verhaeghe. W sprawie dodatkowych informacji należy się zwracać do dra L. Van Gerven, Sekretarza Generalnego XIII Kollokwium Ampere'owskiego. Maamsestraat, 61, Leuven (Belgia),

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Sekretarz
Doc. dr WIESŁAW WARDZYŃSKI

Skarbnik
Dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członek Zarządu
Doc. dr HALINA CHEĆCIŃSKA

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Dr O. GZOWSKI
Głiwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI
Kraków — Prof. dr BRONISŁAW ŚREDNIAWA
Lublin — Prof. dr ARMIN TESKE
Łódź — Prof. dr FELIKS WIŚNIEWSKI
Poznań — Doc. dr Z. PAJĄK
Szczecin — Mgr WIKTOR NOWAK
Toruń — Doc. dr WANDA HANUSOWA
Warszawa — Doc. dr JULIAN AULEYTNER
Wrocław — Doc. dr BOGDAN SUJAK

ADRES ZARZĄDU: WARSZAWA, ul. HOŻA 69

TREŚĆ

R. S. Shandkland — Rozmowy z Albertem Einsteinem (tłum. J. Babecki)	89
W. A. Fock — O roli zasady względności i zasady równoważności w teorii grawitacji Einsteina (tłum. C. Jankiewicz)	107
E. L. Fejnberg — „O szczególnej roli” potencjałów elektromagnetycznych w mechanice kwantowej (tłum. B. Tulczyjew)	117
T. Nagy — Neutrino we Wszechświecie (tłum. W. Majewski)	133
M. Mięśowicz — Produkcja cząstek w zderzeniach nukleonów o wysokich i ultra-wysokich energiach	141
J. Bartke — Technika komór pęcherzykowych	155
A. Czernichowski — Metody spektralne wyznaczania temperatury plazmy termicznej	173
R. R. Gałązka — Detektory promieniowania podczerwonego	191
R. Śledziwski, A. Zapolska — Jądrowy rezonans kwadrupolowy	213
RECENZJE	233
Wkład polskich uczonych do fizyki statystyczno-molekularnej. Praca zbiorowa pod redakcją T. Piecha (A. Teske)	233
KRONIKA	235

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały i Delegatury „Ruch“.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-777. Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch” w Krakowie ul. Worcella 6.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty:

półrocznie zł 45.—, rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa — przyjmuje Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wronia 23, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch” w Krakowie, ul. Worcella 6, konto PKO, nr 4-6-777.—

Bieżące numery można nabyć lub zamówić w księgarniach „Domu Książki” oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.