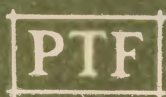


# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM XIII

ZESZYT 6

---

1962

## 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 Gabła (Kraków),  
Andrzej Kisiel (Kraków)

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

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XIII, ZESZYT 6

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1962

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1722 + 148 egz.	Rękopis dostarczono 23. VII. 1962
Ark. wyd. 7 ark. druk. 6 1/2	Podpisano do druku 17. XI. 1962
Papier druk. sat. 70 g, kl. III, 70×100	Druk ukończono w listopadzie 1962 ✓
Zamówienie 382/62.	Cena zł 15.— N-23

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4



ARTHUR HOLLY COMPTON

(1892 — 1962)

*Arthur H. Compton*

Washington University  
St. Louis, Missouri

## Rozpraszanie promieni X jako cząstek \*

Niniejszy artykuł zawiera przegląd dowodów doświadczalnych i rozważań teoretycznych, które doprowadziły do odkrycia i interpretacji zmiany długości fali promieni X w wyniku rozpraszania ich na elektronach. Przegląd ten podany jest jako kontrowersja między Duanem i autorem, która miała miejsce w latach 1923—24. W artykule streszczone są również wyniki doświadczeń Bethego, Geigera, Simona i Comptona potwierdzające tę koncepcję.

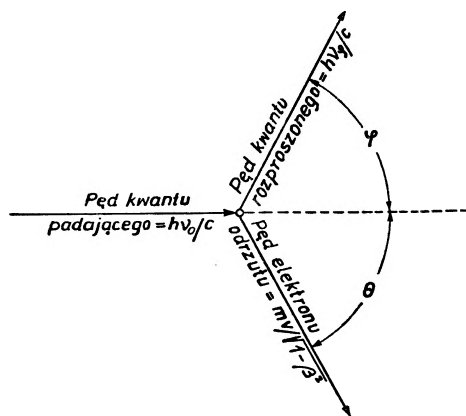
Zwrócono się do mnie z prośbą, abym opowiedział coś o tym, jak badanie rozpraszania promieni X doprowadziło do koncepcji cząsteczkowego obrazu tych promieni.

Żeby nie tracić czasu, pierwszą część historii ograniczę do uwagi, że poczynając od roku 1917 pięć lat straciłem na nieudane próby pogodzenia pewnych doświadczeń dotyczących natężenia i rozkładu rozproszonych promieni X z teorią elektronową tego zjawiska, rozwiniętą przez J. J. Thomsona. Następnie seria doświadczeń, które przeprowadziłem na Uniwersytecie Washingtona poczynając od roku 1922, potwierdziła obserwację J. A. Graya [1] z Królewskiego Uniwersytetu w Kingston (Ontario), że promienie wtórne, wytwarzane przy przechodzeniu promieni X przez materię, mają rzeczywiście charakter promieni rozproszonych, wykazując tę samą polaryzację i w przybliżeniu natężenie przewidziane przez elektronową teorię Thomsona oraz że w procesie rozpraszania własności tych promieni zmieniają się w taki sposób, że mogą być łatwiej absorbowane. Na podstawie moich pomiarów absorpcji mogłem stwierdzić, że w szerokim zakresie długości fal promieni pierwotnych wzrost współczynnika absorpcji promieni rozproszonych był taki, że odpowiadał współczynnikowi absorpcji promieni, których długość fali była większa o około  $0,03 \text{ \AA}$  od długości fali promieni pierwotnych. Wynik ten potwierdziłem przy pomocy spektrometru promieni X, znajdując wzrost długości fali w przybliżeniu o  $0,02 \text{ \AA}$ .

\* Referat wygłoszony w ramach programu dotyczącego *Problemów w historii fizyki współczesnej* w dniu 3 lutego 1961 roku, na wspólnej sesji Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego (American Physical Society) i Amerykańskiego Stowarzyszenia Nauczycieli Fizyki (American Association of Physics Teachers) w czasie ich dorocznego zjazdu w Nowym Jorku. Artykuł niniejszy został opublikowany w *Amer. J. Phys.* **29**, 817 (1961). Tłumaczenia dokonano za zgodą wydawcy.

W tym okresie zostałem zaangażowany jako członek komitetu, którego prezesem był William Duane z Harvardu, do przygotowania sprawozdania dla Państwowej Rady Naukowej (National Research Council), dotyczącego wtórnego promieniowania wytwarzanego przez promienie  $X$ . Gdy doszło do opublikowania sprawozdania, Duane sprzeciwił się włączeniu mojego rewolucyjnego wniosku, że długość fali wzrasta w procesie rozpraszania, sądząc, że podane przeze mnie argumenty nie są przekonujące. Jednakże pod naciskiem A. W. Hulla i ta część sprawozdania została dołączona do publikacji [2].

W tym czasie przerwałem swoje doświadczenia, aby skoncentrować się nad ich interpretacją teoretyczną. Zauważyłem od razu, że zmiana długości fali, którą obserwowałem dla promieni rozpraszonych pod kątem  $90^\circ$ , była taka, jakiej należałoby oczekiwać, jeżeli rozpraszające elektrony poruszałyby

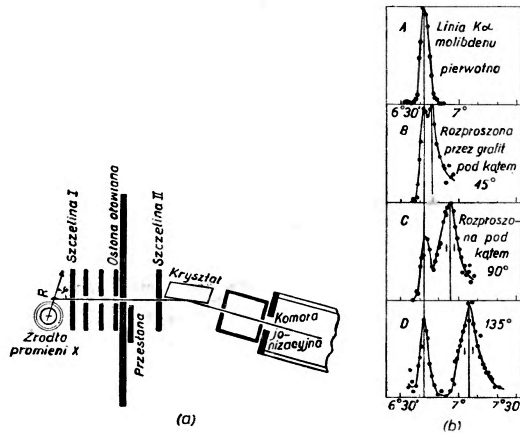


Rys. 1. Odrzut elektronu przy rozproszeniu fotonu promieni  $X$

się w kierunku wiązki pierwotnej z prędkością około dwa razy mniejszą od prędkości światła. Znaczyłoby to, że każdy elektron posiada pęd równy pędowi kwantu energii o częstotliwości pierwotnych promieni  $X$ . Było jednak faktem bezspornym, że nie wszystkie elektrony w materiale rozpraszającym, co zostało stwierdzone w mojej aparaturze, mogły poruszać się do przodu z taką prędkością; natomiast, zgodnie z teorią, wszystkie elektrony powinny brać udział w procesie rozpraszania. To nasunęło mi myśl rozważenia sytuacji, w której każdy kwant energii promieni  $X$  skoncentrowałby się na pojedynczej cząstce i działał na pojedynczy elektron. W ten sposób doszedłem do obecnie dobrze znanej, zilustrowanej na rysunku 1, hipotezy, według której cząstka promieni  $X$  zderza się z elektronem i odbija się elastycznie od niego ze zmniejszoną energią; strata energii pojawia się jako energia odrzutu elektronu. Ta idea kwantu promieni  $X$ , tracącego energię przez zderzenie z elektronem, musiała już kielkować w umyśle Piotra Debye'a, pracującego wówczas w Zürichu, gdyż bezpośrednio po ukazaniu się mojego sprawozdania w Biuletynie Państwowej Rady Naukowej opublikował on pracę [3] w *Physikalische Zeitschrift*, w której podał wyty-

maczenie zmiany długości fali w promieniowaniu rozpraszonym, identyczne w zasadzie z moją własną hipotezą. Praca ta ukazała się w druku zaledwie w kilka dni po mojej pierwszej, pełnej publikacji [4].

Założenie, że zarówno energia, jak i pęd padającego kwantu i odrzuconego elektronu są zachowane w procesie zderzenia, doprowadzają do trzech formuł matematycznych (równanie (1), (2), (3)) wyrażających zmianę długości fali, energii odrzutu elektronu oraz związek między kątem odrzutu i kątem roz-



Rys. 2. (a) Schemat aparatury dla wyznaczenia widma rozproszonych promieni X, (b) wyniki pomiarów

proszania fotonu. Każdy z tych wzorów może być ściśle sprawdzony doświadczalnie.

$$\delta\lambda = \lambda' - \lambda = (h/mc)(1 - \cos\varphi) \quad (1)$$

$$E_{\text{kin}} = 2\alpha \cos^2 \theta / (1 + \alpha)^2 = \alpha^2 \cos \theta \quad (2)$$

$$\cot \theta = (1 - \alpha) \operatorname{tg}(\varphi/2), \quad (3)$$

gdzie

$$\alpha = h\nu/mc^2.$$

Zmiana długości fali, wynikająca ze wzoru (1) została powtórnie przeze mnie zmierzona w Uniwersytecie Washingtona. Na rysunku 2 są przedstawione wyniki jednej serii tych doświadczeń.

Wyniki doświadczeń, ściśle zgodne z przewidywaniami teoretycznymi, stały się bezpośrednio przedmiotem najbardziej żywej, naukowej polemiki, w jakiej kiedykolwiek brałem udział. Krzywe pokazane na rysunku 2 przedstawiłem Amerykańskiemu Towarzystwu Fizycznemu w kwietniu 1923 r. Na zebraniu Towarzystwa w czasie świąt Bożego Narodzenia w tym samym roku została zaaranżowana raczej formalna dyskusja między Duanem i mną na temat słuszności tych doświadczeń i ich interpretacji. Ponieważ swoje doświadczenia przeprowadziłem wielokrotnie, więc przystępowałem do dyskusji z pewnością siebie, niemniej było mi przyjemnie, że poparli mnie: P. A. Rossie ze Stanfordu i M. de Broglie z Paryża, którzy otrzymali fotografie widm podobne do moich. Duane z Harvardu ze swoimi współpracownikami mogli



znaleźć nie widmo promieni rozproszonych, ale widmo, które przypisywali widmu trzeciego rzędu promieni  $X$ , wzbudzonemu przez fotoelektrony wewnątrz rozpraszacza. Mógłbym być skrytykować tę interpretację ich wyników w sposób nie budzący wątpliwości, ale pomyślałem, że będzie rozsądniej pozwolić Duane'owi samemu znaleźć odpowiedź. Duane kontynuował dyskusję zapoczątkowaną na zjeździe, zwiedzając moje laboratorium (w tym czasie w Chicago) i zapraszając mnie do swego w Harvardzie; była to uprzejmość, która według mnie jest rzeczą charakterystyczną dla prawdziwego ducha nauki. W toku dalszej dyskusji okazało się, że żaden z nas nie mógł znaleźć przyczyny różnicy w wynikach obu laboratoriów, niemniej jednak wydawało się, że moja aparatura była bardziej czuła i lepiej dostosowana do badania omawianego zjawiska.

Podczas następnego lata w Toronto miał miejsce zjazd Brytyjskiego Związku dla Popierania Nauki (British Association for the Advancement of Science) z Williamem Braggiem jako przewodniczącym sekcji fizyki. W poprzednim dziesięcioleciu W. Bragg, podobnie jak i Ernest Rutherford, byli bardzo zainteresowani skierowanym do przodu pędem wtórnych elektronów wyrzucanych z materii zarówno przez promienie  $X$ , jak i przez promienie  $\gamma$ , a tym samym powinni byli być skłonni bronić korpuskularnej teorii rozproszonych promieni. Jednak W. Bragg odstąpił od tej interpretacji opierając się na doświadczeniach Laue'go i swoich z odbitymi przez kryształy promieniami  $X$ . Wyniki tych doświadczeń przekonały go ostatecznie o słuszności falowej interpretacji promieni  $X$ . Na zjeździe w Toronto jedno całe popołudnie poświęcono na przedyskutowanie tych problemów, ale spór nie został rozstrzygnięty. Po zjeździe, C. V. Raman w prywatnej rozmowie ze mną wyraził krótko wynik dyskusji słowami: „Pan jest dobrym dyskutantem, ale prawda nie jest po pańskiej stronie“. Niemniej wydaje się, że dyskusja ta stała się dla Ramana bodźcem do odkrycia efektu, który rozślawia dziś jego imię. Na zjeździe tym Duane podał nowe wytłumaczenie zmiany długości fali, którą przypisał tzw. efektowi osłony, wyjaśniając, że otoczenie aparatury do rozpraszania osłoną ołowianą zmieniło w pewien sposób charakter promieniowania. Na tę interpretację odpowiedziałem powtórzeniem doświadczenia bez osłony ołowianej, otrzymując dokładnie te same rezultaty. W tym samym czasie Duane i jego współpracownicy powtarzając swoje własne doświadczenia zaczęli znajdować linie spektralne o zmienionej długości fali, zgodnie z moją teorią zderzeń. Na następnym zjeździe Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego przedstawili oni bardzo dobre wyniki pomiarów znalezionej zmiany długości fali.

W tym czasie wykonane zostały również i inne doświadczenia. W ciągu kilku miesięcy po mojej pierwszej publikacji, C. T. R. Wilson w Cambridge i W. Bothe w Niemczech znaleźli elektrony odrzutu przepowiedziane przez teorię korpuskularną. Rys. 3 pokazuje jedną z fotografii śladów tych elektronów, otrzymaną przez Wilsona przy pomocy wypełnionej powietrzem komory mgłowej, przez którą przeszły promienie  $X$ . Występowanie charakterystycznych ogonów nasunęło Wilsonowi myśl nazwania ich „ślądami ryb“, których

ogony skierowane były w stronę źródła promieni  $X$ , a głowy w kierunku wiązki. A. W. Simon i ja, powtarzając te doświadczenia, wykazaliśmy, że liczba śladów i ich zasięgi są dokładnie zgodne z przewidywaniami teoretycznymi przy założeniu, że każdy elektron odrzutu jest wynikiem zderzenia z jednym fotonem promieni  $X$  [5]. Miałem okazję pokazać niektóre z tych „śladów ryb“ z komory Wilsona S. K. Allisonowi, który pracował w tym czasie w laboratorium Duane'a. Możliwe, że te właśnie ślady, bardziej niż argumenty otrzymane z pomiarów zmiany długości fali promieni  $X$ , przekonały Duane'a



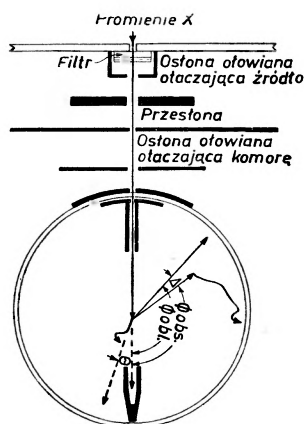
Rys. 3. Tory elektronów odrzutu w komorze Wilsona (wg C. T. R. Wilsona)

o słuszności teorii korpuskularnej. W każdym razie od tego czasu wydaje się, że nikt nie miał wątpliwości co do poprawności naszych wyników doświadczalnych.

W tym czasie, kontynuując swoje obserwacje elektronów odrzutu, Bethe i Geiger donieśli o dokonanej przy pomocy pary liczników obserwacji zderzeń elektronów odrzutu z towarzyszącymi im rozproszonymi fotonami. Simon i ja byliśmy zajęci pomiarem kątów pomiędzy elektronami odrzutu i towarzyszącymi im rozproszonymi fotonami a kierunkiem wiązki pierwotnej. Schemat naszej aparatury jest pokazany na rysunku 4. Zgodnie z teorią dotyczącą elektronu odrzucanego pod kątem  $\theta$ , towarzyszący mu rozproszony foton powinien być obserwowany pod kątem  $\varphi$  danym przez równanie (3). Spośród 850 fotografii, otrzymanych przy pomocy specjalnie zbudowanej w tym celu komory Wilsona, 38 zawiera ślady cząstek  $\beta$  powstałych dzięki fotonom towarzyszącym elektronom odrzutu [6]. (Typową fotografię tych śladów można znaleźć w wielu podręcznikach, np. u Heisenberga w podręczniku *Die physikalischen Prinzipien der Quanten Theorie.*)<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Przypis Redakcji.

Wynik ten jest specjalnie interesujący, ponieważ wskazuje on, że można śledzić tor cząstki promieni  $X$  lub fotonu, badając ślady wtórnych elektronów odrzucanych wzdłuż jego drogi. Jasne jest, że rozpraszane promienie  $X$  poruszają się w kierunku kwantu wypromieniowanej energii, innymi słowy, zachowują się one jak cząstki fotonowe. Badanie związku między kątami  $\theta$  i  $\varphi$  jest decydującym sprawdzianem zachowania energii i pędu w odniesieniu do procesu rozpraszania fotonów na elektronach, toteż doświadczenia wykonane przez Simona i przeze mnie zostały powtórzone i udoskonalone przez cały szereg autorów i otrzymane wyniki zostały w końcu zebrane przez Roberta Shanklanda w jego książce pt. *Fizyka atomowa i jądrowa* [7]. Ostatecznym wynikiem tych pomiarów było pełne potwierdzenie zależności między kątami danej równaniem (3).



Rys. 4. Aparatura do pomiaru kąta rozproszenia

Czas nie pozwala mi zrobić przeglądu dowodów zebranych w tym czasie, które z drugiej strony w zupełności potwierdziły falowy charakter promieni  $X$ , a mianowicie: całkowitą polaryzację promieni  $X$  rozpraszonych pod kątem  $90^\circ$ , ugięcie promieni  $X$  zarówno na siatkach dyfrakcyjnych, jak i na kryształach oraz zjawiska interferencji i załamania, ściśle analogiczne do wyników otrzymanych dla światła. Stało się jasne, że chociaż promienie  $X$  poruszają się i zachowują jako cząstki, niemniej wykazują także charakterystyczne własności optyczne, które utożsamiają je z falami. W ten sposób doszliśmy do mającej pewne cechy rzeczywistości koncepcji, według której światło posiada równocześnie naturę falową i korpuskularną. Była to koncepcja trudna do przyjęcia, jednakże w tym samym czasie L. de Broglie podał jej uzasadnienie teoretyczne.

Można śmiało powiedzieć, że były to pierwsze doświadczenia, przynajmniej dla fizyków w Stanach Zjednoczonych, które przekonywały o fundamentalnym znaczeniu teorii kwantów.

## Literatura

- [1] J. A. Gray, J. Franklin Inst., **189**, 643 (1920).
- [2] A. H. Compton, Bull. Natl. Research Council, **20**, 19 (1922).
- [3] P. Debye, Physik. Z., **24**, 161 (1923).
- [4] A. H. Compton, Phys. Rev., **21**, 484 (1923).
- [5] A. H. Compton and A. W. Simon, Phys. Rev., **25**, 309 (1925).
- [6] A. H. Compton and A. W. Simon, Phys. Rev., **26**, 289 (1925).
- [7] Robert Shankland, Atomic and Nuclear Physics (The Macmillan Company, New York 1960), wydanie drugie, stron 204.

*Graham P. McCauley*

Laboratorium Badań Jądrowych, Cornell University  
Ithaca

## Parytet \*

### Wstęp

Za niezwykle pracę otrzymali C. N. Yang i T. D. Lee trzy lata temu nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki. Wyszuli oni mianowicie hipotezę, że jedno z podstawowych praw fizyki — uznane dotychczas za powszechnie obowiązujące — może w pewnych specjalnych okolicznościach nie być spełniane. Prawem tym jest prawo zachowania parytetu — stanowi ono kwantowo-mechaniczne odbicie zasady nierozróżnialności przez prawa fizyczne układu i jego obrazu zwierciadlanego. Oczywiście, że Yang i Lee zrobili znacznie więcej poza zwykłym wygłoszeniem tego pozornie heretyckiego stwierdzenia, że natura może od czasu do czasu dokonywać tego rozróżnienia. Zaproponowali oni mianowicie wykonanie pewnych doświadczeń, które ewentualnie mogłyby wykryć zachodzenie tego rodzaju przypadków. Jedno z tych doświadczeń prawie natychmiast potwierdziło ich hipotezę, a niedługo później również pozostałe doświadczenia zaczęły w zadziwiająco szybkim tempie dostarczać podobnych rezultatów. W czasie niewiele dłuższym od jednego roku herezja stała się dogmatem, niezwykle szybko zatwierdzonym przez nadanie jej autorom nagrody Nobla. Znana to historia jeszcze z czasów Galileusza.

Obecnie nagroda Nobla jest wydarzeniem zasługującym na uwagę znacznie szerszego grona ludzi niż garstka zawodowych fizyków, pracujących w jakiejś wąskiej dziedzinie fizyki jądrowej i cząstek elementarnych, w której dokonywane są te odkrycia. W przypadku prawa zachowania parzystości jesteśmy w na tyle szczęśliwej sytuacji, że dotyczy ono pewnych oczywistych praw symetrii, możliwych do zrozumienia bez szczegółowych wiadomości z nowocześniejszej fizyki. Nawet decydujący eksperyment, który obalił tę pozornie podstawową zasadę, może być oceniony przez kogokolwiek, kto potrafi odróżnić prawą rękę od lewej i kto rozumie, co to znaczy, że coś jest zwierciadlanym odbiciem czegoś innego. Z tego powodu już w niedługim czasie opublikowano na ten temat parę artykułów na stosunkowo elementarnym poziomie. Istnieje jednak duża luka pomiędzy artykułami popularnymi na poziomie elementarnym,

\* Artykuł niniejszy został opublikowany w *Amer. J. Phys.*, **29**, 173 (1961). Tłumaczenia dokonano za zgodą Wydawcy.

a publikacjami w czasopismach fachowych, przeznaczonymi dla ludzi obznajomionych już z całą dotychczasową literaturą na ten temat. Zadaniem niniejszego artykułu nie jest w żadnym wypadku wypełnienie tej luki, lecz tylko przedyskutowanie zagadnień parytetu na poziomie bardziej zaawansowanym, niż dzieje się to w popularnych omówieniach tego tematu<sup>1</sup>.

W tym celu konieczne jest wprowadzenie pewnych podstawowych pojęć z mechaniki kwantowej i fizyki cząstek elementarnych. Ze względu na stan naszej dzisiejszej wiedzy o cząstkach elementarnych będziemy musieli się oprzeć nie tyle na szczegółowych rachunkach, co na pewnych ogólnych rozważaniach z dziedziny praw zachowania i zasad symetrii. Znaczenie tych ogólnych prac omawiamy w części pierwszej. W części drugiej przedyskutujemy pewne podstawowe zasady mechaniki kwantowej, mające związek z problemami parytetu. Bardziej wyczerpujące omówienie rozwoju tych zasad i ich związku z fizyką cząstek elementarnych znajdzie czytelnik w artykule Burkhardta [1]. W części trzeciej przedstawimy znaczenie zagadnień parytetu w fizyce jądrowej i cząstek elementarnych i przeanalizujemy rozwój wydarzeń, które doprowadziły do hipotezy Yanga i Lee. Część czwarta jest poświęcona krótkiej analizie niektórych doświadczeń, które bezspornie pokazały, że w pewnej klasie oddziaływań zasada zachowania parzystości nie jest spełniona. Dla bardziej szczegółowego zaznajomienia się z tymi doświadczeniami odsyłamy czytelnika do artykułu Morrisona [2].

## I. Prawa zachowania i zasady symetrii

Zanim zajmiemy się zasadą zachowania parytetu, przypatrzmy się najpierw jakiemuś bardziej znanemu przypadkowi, w którym występują inne prawa zachowania i spróbujmy na jego przykładzie zrozumieć, dlaczego w fizyce cząstek elementarnych te prawa odgrywają tak wielką rolę. Weźmy pod uwagę bardzo prosty przypadek ze zwykłej mechaniki — zderzenie centralne dwu doskonale sprężystych kul bilardowych. Zderzenie centralne oznacza, że ruch odbywa się cały czas wzdłuż jednej prostej linii. Przypuśćmy, że obie kule mają tę samą masę  $m$  i w chwili początkowej pierwsza z nich spoczywa, a druga zbliża się do niej z prędkością  $v$ . Co stanie się po zderzeniu? Nie trudno będzie znaleźć na to odpowiedź, jeżeli uświadomimy sobie, że podczas zderzenia musi być zachowana początkowa wartość pędu  $mv$  i początkowa wartość energii  $\frac{1}{2}mv^2$ . Jedynym sposobem realizacji tych dwu założeń równocześnie jest nadanie jednej kuli prędkości  $v$  i pozostawienie drugiej w spoczynku. Tak więc dochodzimy do wniosku, że kula, która się poruszała na początku, zatrzyma się, przekazując swój całkowity pęd i energię drugiej kuli, która wyjdzie ze zderzenia z prędkością  $v$ .

<sup>1</sup> Bardziej matematyczne ujęcie zagadnienia parytetu znajdzie czytelnik w artykule Davisa Parka, Amer. J. Phys., 26, 210 (1958).

Przykład powyższy niech będzie dla nas ilustracją tego, jak wiele można zrobić nie wchodząc w szczegółową mechanikę zachodzących procesów, a posługując się tylko prawami zachowania. Aby móc użyć prawa zachowania energii w tak prostej formie musieliśmy założyć, że kule są doskonale sprężyste. W rzeczywistym zderzeniu dwu kul bilardowych pewna ilość energii kinetycznej przekształca się zawsze w inne formy energii, jak np. ciepło czy dźwięk. Zderzenie dwu cząstek elementarnych, jeśli nie zachodzi produkcja żadnych dodatkowych cząstek, jest właśnie zderzeniem doskonale sprężystym. W najogólniejszym wypadku, pędząca kula (albo cząstka) zostanie na skutek zderzenia odchyłona od swego pierwotnego kierunku. Nasze dwa prawa zachowania pozwolą nam obliczyć wielkość i kierunek końcowej prędkości obu cząstek, jeśli tylko znamy kierunek obrany przez jedną z nich. Tak więc znajomość szczegółowej dynamiki zderzenia jest nam potrzebna do znalezienia tylko jednej liczby; wszystko inne wyliczamy już korzystając jedynie z praw zachowania. Przy opracowywaniu doświadczeń nad rozpraszaniem — głównym źródłem naszej wiedzy z dziedziny fizyki cząstek elementarnych i jądrowej — cały ten schemat myślowy przyjmujemy bez zastrzeżeń. Wymienione tutaj dwa prawa zachowania są czasem pejoratywnie określone jako *tylko kinematyczne*. Nie zmniejsza to jednak w żadnym wypadku ich znaczenia. Wyobraźmy sobie sytuację, w której dla zdobycia paru informacji, odnośnie do zachowania się kul bilardowych po zderzeniu, musielibyśmy szczegółowo rozpatrzyć całą fazę deformacji i wzajemnego odepchnięcia się po zderzeniu!

Gdy mamy do czynienia z cząstkami elementarnymi, użycie praw zachowania jest już nie tyle kwestią wygody, co wręcz konieczności. Ponieważ nie znamy jeszcze szczegółowo natury sił, które działają pomiędzy tymi cząstkami, musimy więc, przy opracowywaniu rezultatów, opierać się jedynie na jak najogólniejszych przesłankach. Musimy być również przygotowani na otrzymanie w wyniku doświadczeń jakichś nowych niespodziewanych prawidłowości, które pozwoliłyby nam sformułować nowe prawa zachowania i zasady symetrii, ograniczając w ten sposób liczbę możliwych, różnych typów oddziaływania między cząstkami. Przykładu tego rodzaju symetrii dostarczają nam siły spójności w jądrze atomowym. Jądro jest zbudowane z protonów i neutronów, które są identyczne z tą tylko różnicą, że neutron jest elektrycznie obojętny, a proton posiada jednostkowy ładunek elektryczny. Siły, które wiążą te cząstki w jądro atomowe, nie uwzględniają tej różnicy i działają zarówno na protony, jak i na neutrony w identyczny sposób. Tak więc te bardzo duże siły jądrowe nie zależą od ładunku elektrycznego, co znacznie upraszcza zadanie wyjaśnienia zachowania się jądra.

Większość nowych praw zachowania, z którymi spotykamy się na polu fizyki cząstek elementarnych, ma dość abstrakcyjny charakter i nie ma żadnych odpowiedników w mechanice klasycznej. W wielu przypadkach ta sama treść fizyczna może być wyrażona albo poprzez jakieś prawo zachowania, albo poprzez jakąś zasadę symetrii, przy czym ten drugi sposób jest często, w intuicyjnym podejściu do zagadnienia, o wiele bardziej dostępny. Możemy tutaj

nawiasowo dodać, że już w mechanice klasycznej, ujętej w Hamiltonowski formalizm, uwidocznia się bliski kontakt pomiędzy prawami zachowania i zasadami symetrii. Prawo zachowania pędu wynika z faktu, że prawa natury nie zależą od przesunięć układu współrzędnych, względem którego wykonujemy nasze pomiary. Podobnie też niezmienniczość tych praw względem obrotu osi współrzędnych wyraża się w prawie zachowania krętu.

Szczególny wypadek, który rozpatrzemy, dotyczy bardzo prostej zasady symetrii, zwanej, trochę pretensjonalnie, zasadą zachowania parytetu. W kontekście mechaniki kwantowej, w którym rzeczywiście zobaczymy, że pewna własność jest zachowana, terminologia ta jest zupełnie sensowna. Ponieważ wielkość ta nie ma jakiegoś oczywistego klasycznego odpowiednika, zaznajomienie się z nią wymaga więc pewnego umysłowego wysiłku. Zasada symetrii oznacza, że prawa fizyki powinny być symetryczne względem odbicia w płaszczyźnie lub inwersji względem punktu. Ta druga alternatywą jest z matematycznego punktu widzenia znacznie wygodniejsza, gdyż odpowiada zmianie wszystkich znaków — a nie tylko jednej współrzędnej. Obie jednak możliwości są równoważne ponieważ obraz zwierciadlany może być zawsze — poprzez obrót o  $180^\circ$  dookoła osi prostopadłej do zwierciadła — przekształcony w inwersję względem punktu. (Jak większość twierdzeń o obrazach zwierciadlanych, można to sprawdzić używając odpowiednio lewej i prawej ręki jako przedmiotu i jego obrazu w zwierciadle).

Aby przekonać się czy spełniona jest powyższa zasada symetrii, możemy zadać następujące bardzo proste pytanie. Przypuśćmy, że filmujemy najpierw jakieś „doświadczenie“ (dla naszego celu może to oznaczać jakikolwiek ciąg zdarzeń fizycznych — na przykład gra w baseball) i następnie wyświetlamy go, w ten sposób puszczać taśmę filmową, aby lewa strona zamieniła się z prawą. Czy można zauważyć tę zmianę przez dostrzeżenie na ekranie czegoś, co jest niezgodne z prawami fizyki? Innymi słowy, czy można zawsze powiedzieć czy patrzymy bezpośrednio na jakieś zdarzenie, czy też na jego odbicie w zwierciadle? Czy fizyka dnia codziennego różniłaby się czymś od fizyki „w lusterku“? Odpowiedź, na przekór Lewis Carroll, powinna być w każdym wypadku „nie“. Przynajmniej jeszcze parę lat temu nie znano wypadków, w których występowałyby to rozróżnienie. Zanim jednak zwrócimy się — w części czwartej — ku nowym odkryciom, zastanowimy się najpierw nad przyczynami, które doprowadziły do ich powstania.

Być może należałoby tutaj zastrzec się, że w wypadku gry w baseball nie bierzemy pod uwagę możliwości otrzymania dodatkowych informacji, jak na przykład to, że jeden z graczy jest mańkutem lub to, że wzdłuż bazy biega się zawsze zgodnie z ruchem wskazówek zegara. Należy tu również zauważyć, że już samo rozróżnienie — dokonane z jakiegoś określonego kierunku — pomiędzy lewo- lub praworęcznością lub pomiędzy ruchem zgodnym, lub przeciwnym z biegiem wskazówek zegara, jest już wystarczającym pogwałceniem omawianej przez nas zasady symetrii. Na tej podstawie można by więc już podejrzewać, że zasada ta nie stosuje się zupełnie do sił elektromagne-



tycznych — mając z nimi do czynienia używamy przecież szeregu reguł prawej i lewej ręki. Musimy jednak pamiętać o tym, że reguły te mają zastosowanie w wypadkach, w których występuje pole magnetyczne. Pole magnetyczne jest zawsze wynikiem ruchu jakiejś jednej grupy ładunków elektrycznych, a obserwować go można poprzez efekty, jakie wywołuje na jakiejś innej grupie poruszających się ładunków. Jeżeli skupimy naszą uwagę tylko na ruchu ładunków, obojętnym będzie zupełnie czy posłużymy się zbiorem reguł prawej, czy też lewej ręki; w obu wypadkach ostateczna odpowiedź będzie ta sama. Na tej drodze moglibyśmy tylko co najwyżej zmienić definicję pola magnetycznego. W wypadku magnesów stałych okazuje się, że ostatecznym źródłem pola magnetycznego jest ruch obrotowy naładowanych cząsteczek (elektronów) wewnątrz materiału. Tak więc widzimy, że uważnie definiując używane przez fizyka lusterko, uwalniamy się od możliwości różnych zarzutów.

## II. Kilka podstawowych idei mechaniki kwantowej

Aby móc ocenić niektóre z powodów, które uczyniły fizyków podejrzliwymi w stosunku do tak na pierwszy rzut oka zadowalającej zasady symetrii, musimy zaznajomić się najpierw z paroma koncepcjami mechaniki kwantowej. Mechanika kwantowa jest dziedziną fizyki, pozwalającą nam zająć się w sposób teoretyczny, materią w skali atomowej. Można ją również stosować do badania zachowania się jądra atomowego i cząstek elementarnych. Ponieważ i tak nie będziemy wchodzić w szczegółową dynamikę jakichkolwiek z rozpatrywanych tutaj procesów, nie mamy potrzeby więc niepokoić się matematyczną formą równań mechaniki kwantowej i wystarczy nam rzut oka na parę zasadniczych pojęć. Sposób przedstawienia ich tutaj będzie z góry określony przez nasz nieco ograniczony cel przedyskutowania jedynie zagadnień parytetu. Bardziej historyczne i wyczerpujące omówienie parytetu znajdzie Czytelnik w pracy Davida Parka [3].

### a) Amplitudy prawdopodobieństwa i interferencja

Jedną z charakterystycznych cech mechaniki kwantowej jest to, że na jej podstawie nigdy nie można twierdzić, że dany wypadek na pewno zajdzie. Jej wyniki mają zawsze postać twierdzeń teorii prawdopodobieństwa. Z chwilą kiedy przestaniemy mówić o paru atomach, a zaczniemy zajmować się dużymi bryłami materii, prawdopodobieństwa zaczynają dla każdego doświadczenia niezwykle mocno faworyzować jakiś jeden szczególny wynik, przewidziany również przez mechanikę klasyczną. Ważna wielkość, jaką jest w mechanice kwantowej funkcja  $\psi$ , sama nie jest prawdopodobieństwem jakiegoś zdarzenia, ale prawdopodobieństwo to daje jej kwadrat. Tak więc do opisu stanu układu fizycznego wybieramy *amplitudę prawdopodobieństwa* lub *funkcję falową*  $\psi$ . Interpretacja funkcji  $\psi(x)$  dla pojedynczej cząstki jest taka, że jej kwadrat  $\psi^2$  w punkcie  $x$  określa prawdopodobieństwo znalezienia tej cząstki w najbliższym

otoczeniu tego punktu. (Ściśle mówiąc,  $\psi$  może być liczbą zespoloną i prawdopodobieństwo to jest równe kwadratowi jej modułu  $|\psi|^2$ ).

Fakt, że jakkolwiek mający fizyczne znaczenie wynik zawiera nie  $\psi$ , lecz  $\psi^2$ , jest odpowiedzialny za bardzo wiele interesujących różnic pomiędzy mechaniką kwantową a klasyczną. Jedną z najbardziej uderzających różnic pomiędzy nimi jest zachodzenie zjawiska interferencji. Jeżeli cząstka może dojść do punktu  $x$  dwiema różnymi drogami i jeżeli na żadną z tych dróg nie nakładamy żadnych ograniczeń, to musimy przed podniesieniem funkcji falowej do kwadratu dodać najpierw do siebie amplitudy dawane przez dwie różne drogi. Amplitudy te więc mogą się wygasić w obszarach, w których mają przeciwne znaki i wzmacnić w obszarach, w których mają znaki te same. Może to powodować różne zjawiska interferencyjne — jak na przykład figury dyfrakcyjne — które, chociaż powodowane przez strumień cząstek, są charakterystyczne dla ruchu falowego. Oczywiście, historycznie rzecz biorąc, zjawiska interferencyjne były odkryte — przez G. P. Thomsona i przez Davissona i Germera — zanim jeszcze koncepcja funkcji pojawiła się w ogóle na widowni. Zjawiska interferencji pokazały również, że poruszającej się cząstce o pędzie  $p$  należy przypisać ruch drgający o długości fali  $\lambda = h/p$ , gdzie współczynnik proporcjonalności  $h$  jest stałą Plancka. Stąd  $h$  musi mieć wymiary pędu pomnożonego przez długość lub — co wychodzi na to samo — energii pomnożonej przez czas; jej wartość wynosi około  $6,6 \times 10^{-27}$  erg sek. Dopóki nie zejdziemy w dół skali, aż do atomu i jądra, wartość ta jest znacznie mniejsza od wielkości spotykanych normalnie. Dopiero też tam zaczną odgrywać rolę nowe zjawiska, typowe dla mechaniki kwantowej.

#### b) Kwantyzacja momentu pędu

W mechanice klasycznej wielkości fizyczne, takie jak energia, pęd, moment pędu, mogą przyjmować dowolne wartości wybrane z pewnego ciągłego zbioru. W mechanice kwantowej rzecz nie zawsze przedstawia się w ten sposób. Istnieją pewne okoliczności, w których wartości energii i pędu cząstki, mogą być ograniczone tylko do pewnego dyskretnego zbioru wartości. Z tego rodzaju dyskretnym ciągiem poziomów energetycznych mamy do czynienia na przykład w wypadku atomu wodoru; zbudowany on jest z jednego elektronu poruszającego się w polu kulombowskim, pochodzącym od jednego protonu. Tego rodzaju zachowanie jest typowe dla układów związanych w jakiś sposób z zjawiskami falowymi; wibrująca struna albo słupki powietrza w jakimś instrumencie muzycznym mogą drgać tylko na pewne sposoby, wyznaczone z góry przez długość struny lub słupka powietrza i przez długość fali danego drgania. Tą drogą określone zostaną po prostu naturalne harmoniczne drgającego układu.

Badając w mechanice kwantowej moment pędu przekonamy się, że jest on zawsze skwantowany — to znaczy ograniczony zawsze tylko do pewnego ciągu wartości. Przyczynę tego można wyjaśnić, używając bardzo prostego modelu, zaproponowanego po raz pierwszy przez Bohra. Przypuśćmy miano-

wicie, że mamy do czynienia z cząstką poruszającą się po orbicie kołowej. W jaki sposób można by jej zachowanie opisać przy pomocy funkcji falowej? Powiedzieliśmy już, że cząstka, poruszająca się ze stałą prędkością wzdłuż prostej linii, posiada funkcję falową o długości fali  $\lambda = \hbar/p$ , gdzie  $p$  jest pędem cząstki. Odpowiedni model dla cząstki poruszającej się po okręgu powinien zawierać funkcję falową, zmieniającą się okresowo wzdłuż obwodu okręgu. Jeżeli jednak fala ta ma zamknąć się po dokonaniu jednego pełnego obrotu po kręgu, to długość jej musi mieć pewną, z góry określoną, wartość. Tak więc na obwodzie koła o promieniu  $r$  możemy pomieścić dokładnie  $n$  drgań fali o długości  $2\pi r/n$ , gdzie  $n$  jest liczbą całkowitą. Tego rodzaju długość fali odpowiada cząstce o wartości pędu  $p = n\hbar/2\pi r$ . Mnożąc to przez promień koła  $r$ , otrzymujemy moment pędu należący do dyskretnego zbioru wartości  $n\hbar/2\pi$ , niezależnych zupełnie od promienia naszego koła. W ten sposób dochodzimy do wniosku, że moment pędu cząstki jest dokładnie skwantowany i wyraża się w wielokrotnościach  $\hbar/2\pi$ .

Wniosek ten pozostaje, w istocie swej, również słuszny, jeżeli nawet weźmiemy pod uwagę fakt, że funkcja falowa nie może być ograniczona tylko do płaszczyzny, ale musi rozciągać się na wszystkie trzy wymiary. Tego prostego modelu ruchu orbitalnego cząstki możemy użyć również do określenia parzystości takiego stanu. Zobaczmy teraz, w jaki sposób pojęcie parytetu w naturalny sposób wynika z rozważań nad własnościami funkcji falowej.

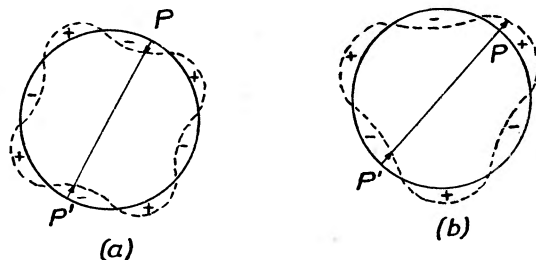
### c) Odbicia i parytet

Zauważyliśmy już wcześniej, że wyniki, które mają jakieś znaczenie fizyczne, zależą nie tyle od  $\psi$  co od  $\psi^2$ . Tak więc, zastępując wszędzie  $\psi$  przez  $-\psi$ , otrzymalibyśmy identyczne fizycznie rezultaty. Może to mieć znaczenie w przypadku bardzo prostych własności symetrii. Jeżeli mamy do czynienia z jakąś sytuacją, która jest symetryczna względem odbicia w płaszczyźnie lub względem punktu, to — okazuje się — przynależna do niej funkcja falowa nie zawsze musi posiadać te same własności symetrii. Zamiast tego, może się okazać, że jest ona antysymetryczna czyli, że jej wartości w dwóch punktach, z których jeden jest zwierciadlanym odbiciem drugiego, różnią się znakami. Stan posiadający faktycznie symetryczną funkcję falową nazywamy parzystym lub mówimy, że parytet jego jest dodatni. Jeżeli natomiast funkcja falowa jest antysymetryczna, to mówimy, że jest on stanem nieparzystym lub że posiada parytet ujemny.

Przykładem niech będzie dla nas cząstka o znanym, wynoszącym  $n$  jednostek, momencie pędu. Posłużymy się raz jeszcze prostym modelem cząstki poruszającej się po orbicie kołowej i zbadamy własności symetrii funkcji falowej w zależności od inwersji względem środka orbity. Oznacza to, że trzeba będzie porównać wartości  $\psi$  w dwóch przeciwległych punktach — oddzielonych od siebie pół długości obwodu koła. Jeżeli na cały obwód przypada parzysta liczba okresów drgań, to pomiędzy tymi punktami mieści się całkowita wielokrotność długości fali. Wynika stąd, że  $\psi$  będzie miało tę samą wartość w obydwu

punktach i że cząstka będzie w stanie parzystym. Jeżeli teraz  $n$  będzie liczbą nieparzystą, to okaże się, że nasze dwa punkty znajdują się w dokładnie przeciwnych fazach i  $\psi$ , na dwu końcach tej samej średnicy, będzie miała dokładnie przeciwne wartości. Tak więc dla  $n$  parzystego mamy do czynienia ze stanem parzystym, a dla  $n$  nieparzystego ze stanem nieparzystym (patrz rys. 1).

Jesteśmy teraz już w stanie zająć się pewnymi zjawiskami fizyki cząstek elementarnych i prześledzić w jaki sposób powyższe koncepcje mogą być



Rys. 1. Fala otaczająca obwód okręgu. Odległość pomiędzy kreskowaną linią a okręgiem jest miarą amplitudy  $\psi$ : ujemnej wewnątrz okręgu a dodatniej na zewnątrz. W wypadku (a)  $n = 4$  i wartości  $\psi$  w  $P$  i w  $P'$  są równe: w wypadku (b)  $n = 3$  i wartości w  $P$  i w  $P'$  różnią się znakiem

w niej zastosowane. Można spodziewać się, że podstawowe oddziaływania pomiędzy cząstkami elementarnymi będą symetryczne względem odbicia zwierciadlanego tak, że funkcja falowa, która była symetryczna (parzysta) na początku pozostanie symetryczna również po zajściu oddziaływania. Podobnie antysymetryczna funkcja falowa powinna w dalszym ciągu pozostać antysymetryczna. W ten sposób dochodzimy na gruncie mechaniki kwantowej do stwierdzenia, że parytet jakiegokolwiek układu powinien być zachowany.

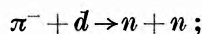
### III. Parytet wewnętrzny i zagadka tau-teta

Z tego, co było dotychczas powiedziane, mogłoby się wydawać, że zasada zachowania parytetu nie wnosi do stanu naszej wiedzy nic nowego. Można by przypuszczać, że jakiegokolwiek twierdzenie, które można by wygłosić na jej podstawie i tak wynika już z zasady zachowania momentu pędu — słusznej zarówno w mechanice kwantowej, jak i klasycznej. Nie wzięliśmy tu jednak pod uwagę bardzo istotnego faktu, odnoszącego się do cząstek elementarnych. Mianowicie, całkiem niezależnie od tego czy cząstki te poruszają się po jakiejś orbicie, czy nie, mogą one posiadać, podobnie jak malutkie wirujące baki, swój własny, niezależny moment pędu. Ten wewnętrzny moment pędu nazywamy spinem i wyrażamy go w jednostkach, równych dokładnie połowie jednostki krętu orbitalnego. Fotony mają spin równy jeden, mezony  $\pi$  i  $K$  — zero, a wszystkie pozostałe cząstki  $\frac{1}{2}$  jednostki spinu czyli  $\frac{1}{2}(h/2\pi)$ . Bardziej wyczerpujące omówienie tego zagadnienia znajdzie Czytelnik w cytowanym już artykule Davida Parka.

Okazuje się, że zajmując się układami — takimi jak atomy lub jądra — zawierającymi parę cząstek, natrafiamy na pewne konsekwencje prawa zachowania parytetu — konsekwencje, które nie wynikają wcale z prawa zachowania momentu pędu. Zachowaniu raczej ulega moment pędu całego układu, a nie poszczególnych cząstek. Podczas dodawania momentów pędu do siebie musimy wziąć pod uwagę, że jest on wielkością wektorową — to znaczy posiada zarówno wielkość, jak i kierunek. Kwantowo-mechaniczne reguły są dosyć podstępne i również wypadkowy moment pędu ulega skwantowaniu — w tych samych jednostkach jak moment pędu pojedynczych cząstek. Ważnym wnioskiem wypływającym w każdym razie z tej dyskusji, jest fakt, że suma dwóch parzystych momentów pędu nie musi być wcale parzysta. Oddzielne momenty pędu nie muszą być wcale równoległe. Oznacza to, że znajomość parytetu układu złożonego z paru cząstek dostarcza jednak dodatkowej informacji o tym układzie. Parytet jest mianowicie zupełnie określony przez arytmetyczną sumę orbitalnych momentów pędu i zależy od tego czy ta suma jest parzysta, czy też nieparzysta. Całkowity moment pędu jest znacznie bardziej złożony i musi również zawierać przyczynki pochodzące od spinów poszczególnych cząstek. Przez łączne użycie zasady zachowania momentu pędu i parytetu nakładamy jeszcze więcej warunków na zachowanie się całego układu. Jest to szczególnie ważne przy badaniu oddziaływania atomów i jąder atomowych z polem elektromagnetycznym. Oba te prawa ograniczają ilość dozwolonych przejść i określają charakter wysyłanego promieniowania (fotonów).

Podczas oddziaływania pomiędzy cząstkami elementarnymi może zajść zarówno emisja fotonów, jak i produkcja jakichś innych dodatkowych cząstek. Podczas oddziaływania pomiędzy paroma cząstkami może również zajść absorpcja jakiejś innej cząstki — o ile tylko grozić to nie będzie pogwałceniem którejś z zasad zachowania. Przypatrzmy się bliżej jednemu szczególnemu wypadkowi takiego zjawiska — mającemu zresztą wyjątkowe znaczenie w rozwoju koncepcji parytetu.

Rozważmy absorpcję ujemnie naładowanego mezonu  $\pi$  przez deuteron. Deuteron składa się z protonu i neutronu, związanych razem w jądro, posiadające jednostkowy nabój elektryczny. Ujemnie naładowany mezon może być związany z tym jądrem na zasadzie sił kulombowskich, działających pomiędzy dwoma ładunkami przeciwnego znaku. W ten sposób utworzony układ jest podobny do atomu deuteru z tą tylko różnicą, że elektron jest zastąpiony przez mezon  $\pi$ . Jednakże w przeciwieństwie do elektronu mezon  $\pi$  może oddziaływać z jądrem przy pomocy jeszcze innych dodatkowych sił. Siły te, znacznie potężniejsze od elektrostatycznych, działają jednak tylko na bardzo małych odległościach. Posiadają one bardzo ścisły związek z samymi siłami jądrowymi. Efekt jest taki, że tego rodzaju „mezonowy“ atom bardzo szybko przekształca się w układ dwu neutronów:



neutrony te odskakują od siebie gwałtownie, unosząc ze sobą ogromną porcję energii kinetycznej, powstałej na skutek nikięcia mezonu  $\pi$  — którego masa (pomnożona przez kwadrat prędkości światła) musi być uwzględniona w prawie zachowania energii. (Jest to przykład na słynne prawo Einsteina  $E = mc^2$ , mające w fizyce cząstek elementarnych ogromne znaczenie.)

Możemy również sprawdzić czy zostały spełnione inne prawa zachowania. Suma ładunków elektrycznych całego układu na początku jest równa zeru, a stan końcowy tworzą dwie cząstki elektrycznie obojętne; jak dotąd więc wszystko jest w porządku. Rozumowanie dotyczące wypadkowego momentu pędu jest dość skomplikowane, ale ostateczny jego wynik wygląda następująco. Początkowo orbitalny moment pędu był równy zeru, a spiny nukleonów (protonu i neutronu) dawały w sumie jedną jednostkę wypadkowego momentu pędu. Można pokazać, że w stanie końcowym orbitalny moment pędu musi być równy jedności, a spiny pozostałych dwu neutronów muszą być w ten sposób zorientowane, aby wypadkowy moment pędu był w dalszym ciągu równy jedności. Tego rodzaju rozumowanie stawia nas — jeżeli chodzi o parytet układu — w dość kłopotliwej sytuacji. Ponieważ orbitalny moment pędu w stanie końcowym jest równy jednej jednostce, więc parytet układu powinien być ujemny. Stan początkowy natomiast posiadał orbitalny moment pędu równy zeru, a więc parytet jego powinien być dodatni. Ponieważ jednak w procesie tym zniknął jeden mezon  $\pi$  możemy uzupełnić powstałą w rozumowaniu lukę przez założenie, że mezon ten posiadał ujemny wewnętrzny parytet.

Jakkolwiek takie pociągnięcie może wyglądać na uchylanie się przed całym zagadnieniem, to jednak okazuje się, że jest ono całkiem sensowne. Cząstki elementarne nie są wcale tak proste, jak wskazywałaby na to ich nazwa. Dlaczegoż nie można by było przypisać im jakiegoś wewnętrznego parytetu, jeżeli obdarza się je wewnętrznym momentem pędu (spinem)? Co więcej, nie wydaje się, aby w jakimkolwiek oddziaływaniu pomiędzy mezonami  $\pi$  a nukleonami i fotonami pogwałcona została pierwotna zasada symetrii — stanowiąca punkt wyjścia dla wszystkich późniejszych koncepcji. Oddziaływania te nie okazują żadnych oznak „prawo- względnie lewoskrętnego“ zachowania. Tak więc do starej listy wewnętrznych własności naszych cząsteczek: masa, ładunek, spin, zmuszeni jesteśmy dodać jeszcze jedną pozycję: parytet. Jest to jednak już ostatnia próba uratowania naszej koncepcji w dotychczasowym brzmieniu. Odtąd będziemy musieli, w logicznie konsekwentnym modelu układu spełniającego prawo zachowania parytetu, zawsze uwzględniać wewnętrzny parytet cząstek, mogących podczas oddziaływania zniknąć albo pojawić się. Jak dotąd we wszystkich rozważanych oddziaływaniach udawało się rzeczywiście nakreślić tego rodzaju konsekwentny model.

Dalej natrafiamy jednak na pewne oznaki wskazujące na to, że nie wszystko z parytetem jest w jak najlepszym porządku. Mezony  $\pi$  mogą się pojawiać nie tylko podczas silnego oddziaływania z jądrami i innymi cząstkami, ale również w wyniku pewnych procesów rozpadu. Tego rodzaju procesy zachodzą podczas bardzo słabych oddziaływań i mechanizm ich jest jeszcze bardziej

niejasny od oddziaływań silnych. Określimy teraz, w bardziej precyzyjny sposób, co dokładnie mamy na myśli, dokonując rozróżnienia pomiędzy oddziaływaniami „słabymi“ i „silnymi“. Najwygodniej jest tu posłużyć się kryterium średniego czasu, potrzebnego do tego, aby dana interakcja dała jakiś wynik. Czas ten dla oddziaływań „silnych“ jest rzędu  $10^{-22}$  sekundy. Jest on w przybliżeniu równy czasowi przejścia cząstki przez jądro atomowe i podczas procesu tego mezony i nukleony ulegają znacznemu rozproszeniu. Dla oddziaływań elektromagnetycznych pomiędzy cząstkami czas ten — jakkolwiek już nie jest imponująco mały — w dalszym ciągu jest dosyć krótki i wynosi około  $10^{-15}$  sekundy. Dla słabych oddziaływań, pow odujących rozpad jednych i tworzenie się innych cząstek, typowe czasy leżą w zakresie od  $10^{-6}$  do  $10^{-10}$  sekundy. Ponieważ cząstki te poruszają się zwykle z prędkościami dużymi w porównaniu do prędkości światła — czas więc ten jest wystarczająco długi na to, aby można było zaobserwować je — jeszcze przed rozpadem — czy to w komorze Wilsona, czy też w komorze pęcherzykowej lub też wreszcie w emulsji jądrowej. Wśród wielu oddziaływań, prowadzących do rozpadu cząstek elementarnych, istnieje jedno szczególnie niepokojące. Mezon  $K$  może rozpaść się na wiele różnych sposobów, a wśród nich na dwa lub trzy mezony  $\pi$ . Te dwa ostatnie sposoby nazywa się odpowiednio rozpadem  $\Theta$  i rozpadem  $\tau$ .

Zauważono, że wewnętrzny parytet w tych dwu różnych stanach jest różny: parzysty w wypadku dwu mezonów  $\pi$  i nieparzysty w wypadku trzech. Oczywiście, że w celu otrzymania tego samego wypadkowego parytetu w obu stanach można by robić jeszcze jakieś cuda z orbitalnym momentem pędu. Tego rodzaju możliwość została jednak wykluczona przez pracę Dalitza, który, analizując wielką liczbę rozpadów  $\tau$ , pokazał, że nie wydaje się, aby istniał moment pędu, z którym można by było robić tego rodzaju sztuczki. Tak więc pozostały nam tylko dwa możliwe wytłumaczenia; albo mamy do czynienia z dwoma różnymi typami mezonu  $K$  nie wykrywalnymi w inny sposób, albo z jakąś niezdecydowaną cząstką, która nie wie, jaki posiada parytet. Pierwsza możliwość wydała się nieprawdopodobna, a druga nieprzyjemna, gdyż oznaczałaby, że parytet nie może być zachowany w żadnym z rodzajów oddziaływania. Dylemat ten jest znany pod nazwą zagadki tau-teta.

Jak już mieliśmy okazję to stwierdzić, nie jest zupełnie nowa sytuacja, w której symetria jest zachowana dla silnych oddziaływań, a nie jest zachowana dla słabych. Siły jądrowe — na przykład — w przeciwieństwie do sił elektromagnetycznych — nie robią rozróżnienia pomiędzy protonami i neutronami. Symetria, o którą chodzi w tym wypadku, jest w zupełności tworem fizyki cząstek elementarnych i nie ma więc nic w tym zjawisku, co byłoby szczególnie niepokojące. W wypadku parytetu sytuacja jest trochę inna, wchodzą tutaj w grę intuicyjnie jasne wyobrażenia zakorzenione w naszych umysłach od początku powstania fizyki. W tym miejscu Yang i Lee wpadli na bardzo prosty i błyskotliwy pomysł. Jeżeli powątpiewa się w prawo zachowania parytetu w wypadku jednego słabego oddziaływania, dlaczego nie poszukać jakiegoś bardziej przekonującego materiału dowodowego, w wypadku jakichś innych

słabych oddziaływań? Tak rozumując zaproponowali oni parę doświadczeń, mogących pogwałcenie zasady zachowania parytetu zupełnie jasno odsłonić. Do analizy tych doświadczeń nie potrzeba wcale mieszać mechaniki kwantowej — wszystko można zrobić tylko przy pomocy zwierciadeł! Przypatrzmy się teraz bliżej tym eksperymentom.

#### IV. Doświadczenia

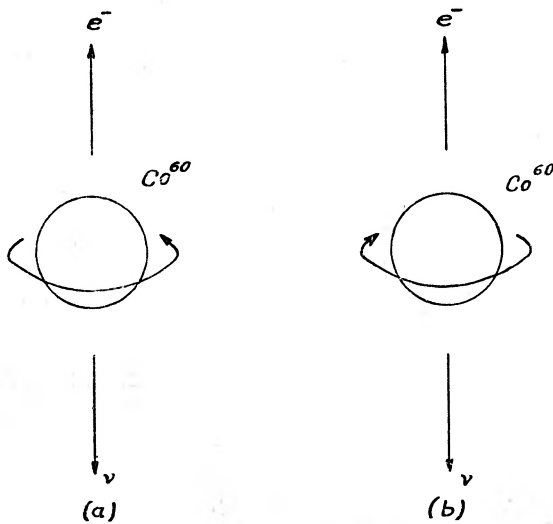
Pierwsze doświadczenie zaproponowane przez Yanga i Lee polegało na analizie rozpadu beta spolaryzowanego jądra. Podczas rozpadu beta jądro emituje elektron (pierwotnie nazwany w tym kontekście cząstką beta) i neutrino — przewrotną cząstkę, która choć masę i ładunek ma równe zeru, to posiada jednak spin równy połowie jednostki spinu. Jądro, które posiada duży moment pędu, można tak spolaryzować, aby wirowało wokół znanej osi. Używając *explicite* reguły prawej ręki można wyróżnić wzdłuż tej osi dwa kierunki. Przyjmijmy kierunek, w którym, patrząc wzdłuż osi, stwierdzamy obrót nukleonów za zgodny z ruchem wskazówek zegara, za kierunek dodatni. Prawo zachowania parytetu będzie pogwałcone, jeżeli większość elektronów będzie miała skłonność do emisji w kierunku dodatnim (lub *vice versa*). Śruba — określona przez wyróżniony przez elektrony kierunek i przez ruch rotacyjny nukleonów — która w rzeczywistym doświadczeniu może być prawoskrętna, oglądana w zwierciadle, wyda się lewoskrętna. Tak więc eksperyment ten polega na zorientowaniu spinów pewnej liczby betaaktywnych jąder wzdłuż dowolnego — np. pionowego — kierunku i na porównaniu liczby elektronów, które lecą z góry z liczbą elektronów, które lecą na dół.

Wykorzystując fakt, że jądra, obdarzone dużym momentem pędu, posiadają z reguły również duży moment magnetyczny, orientację jąder można dokonać w polu magnetycznym. Ważne jest również umieszczenie próbki w bardzo niskiej temperaturze, gdyż w przeciwnym wypadku drgania termiczne materiału uniemożliwią zachowanie jednakowej orientacji jąder, nawet w bardzo silnym polu magnetycznym. Pierwsze doświadczenia tego typu zostały wykonane przez Wu, Amblera i współpracowników w National Bureau of Standards przy użyciu próbki z  $\text{Co}^{60}$ . Wyniki pokazały znaczną przewagę elektronów, idących do góry nad elektronami, zdążającymi ku dołowi. W ten sposób zdobyliśmy pierwszy niedwuznaczny dowód na to, że parytet w słabych oddziaływaniach nie zostaje zachowany (patrz rys. 2).

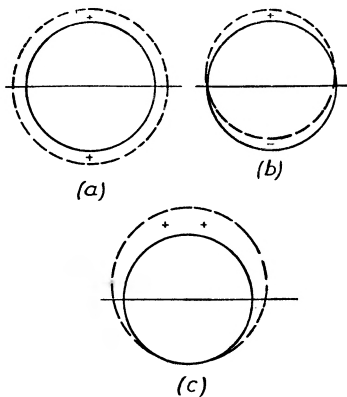
Bardzo szybko po wykonaniu tego doświadczenia znaleziono bardzo wiele przykładów słabych oddziaływań, w których zachodzą te same zjawiska. Okazało się, że spolaryzowane cząstki ulegają asymetrycznemu rozpadowi, a cząstki powstające na skutek rozpadu są spolaryzowane w stosunku do kierunku własnego ruchu. Mianowicie większość z nich wykazywała prawoskrętną orientację kierunku spinu w stosunku do ruchu. Następnej porcji materiału dowodowego dostarczyło doświadczenie, w którym rzeczywiście obecne były obydw



efekty. Lederman i współpracownicy przebadali łańcuch rozpadów, w którym najpierw mezon  $\pi$  rozpada się na mezon  $\mu$  i na neutrino, a następnie mezon  $\mu$  rozpada się na elektron i na dwa neutrino:



Rys. 2. Rozpad  $Co^{60}$  i jego odbicie w zwierciadle. W (a) elektron jest wysyłany do góry, a jego pęd w połączeniu z obrotem jądra określa śrubę prawoskrętną. Oglądana w zwierciadle śruba wydaje się lewoskrętna (b)



Rys. 3. Oto w jaki sposób w wyniku interferencji pomiędzy dwiema funkcjami falowymi o różnym parycie powstaje asymetria. W obu wypadkach (a) i (b)  $\psi^2$  jest symetryczna względem linii poziomej, funkcja falowa natomiast jest w pierwszym wypadku też symetryczna (dodatni parytet), lecz w drugim antysymetryczna (ujemny parytet). Kiedy te obie funkcje falowe dodamy do siebie, dostaniemy figurę jak na rysunku (c). Symetrii już tutaj brak i cząstka będzie miała większe skłonności do ruchu do góry niż na dół

Mezon  $\mu$  z pierwszego rozpadu był spolaryzowany, co można było stwierdzić na podstawie asymetrii rozkładu elektronów powstających w drugim rozpadzie.

W pewnym sensie można powiedzieć, że niemożliwe jest bardziej dogłębne pogwałcenie zasady parytetu niż to, które zachodzi w wyniku słabych oddzia-

ływań. Używając języka mechaniki kwantowej powiemy, że w wyniku tego rodzaju rozpadów powstają z równym prawdopodobieństwem dwa stany o przeciwnym parytecie. Ma to taki skutek, że interferencja pomiędzy symetryczną i asymetryczną częścią ostatecznej funkcji falowej powoduje maksymalną możliwą asymetrię (patrz rys. 3). Ponieważ w wielu procentach tych rozpadów powstają neutrino, można w tych wypadkach w zupełności na nie właśnie zrzucić winę za pogwałcenie parytetu — zakładając, że wylatują one ze spinem ustawionym dokładnie przeciwnie do kierunku ich ruchu. W myśl tego założenia neutrino byłoby jakąś specyficzną lewoskrętną cząstką. Istnieje jednak inna grupa procesów rozpadu, w których parytet zostaje pogwałcony bez pojawienia się neutrino. Jak dotąd te procesy są jeszcze dość zagadkowe i nie wiadomo jeszcze, czy istnieje jakiś zasadniczy związek pomiędzy tymi dwoma grupami. Dziwnym jest, że zagadka tau-teta, która była początkowym bodźcem do rozwoju tej całej nowej dziedziny badań, należy właśnie do tej drugiej grupy.

*Tłumaczył Jerzy Hubert*

#### Literatura

- [1] H. Burkhardt, Amer. J. Phys., 28, 202 (1960).
- [2] P. Morrison, Sci. American, 231, 45 (1957).
- [3] D. Park, Amer. J. Phys., 26, 210 (1958).

Bronisław Kuchowicz

Instytut Badań Jądrowych  
Warszawa

## Spin w relatywistycznej mechanice kwantowej

### I. Różne uogólnienia relatywistyczne pojęcia spinu

W nierelatywistycznej mechanice kwantowej spin  $S$  określony jest jednoznacznie poprzez przyporządkowanie zbioru operatorów infinitezymalnych (generatorów) reprezentacji nieprzywiedlnej  $\mathcal{D}^{(S)}$  grupy obrotów trójwymiarowych, posiadającej wagę  $S^1$ . Funkcja falowa cząstki o spinie  $S$  transformuje się zatem przy obrotach przestrzennych w układzie spoczynkowym według reprezentacji nieprzywiedlnej  $\mathcal{D}^{(S)}$  grupy obrotów. Przy przejściu do teorii relatywistycznej powstaje problem wzięcia odpowiedniej reprezentacji grupy Lorentza oraz ustalenie, jaki operator można przyjąć za operator spinu dla poruszającej się cząstki. Zanim przystąpimy do ogólnych rozważań, zestawimy najpierw podstawowe wiadomości o grupie Lorentza, a następnie podamy kilka przykładów relatywistycznego operatora spinu, wprowadzonego przez różnych autorów dla cząstek o spinie  $1/2$ , spełniających równanie Diraca.

#### A. Grupa Lorentza i jej operatory infinitezymalne

Jednorodną grupą Lorentza nazywamy grupę liniowych transformacji współrzędnych  $x_\mu$  ( $\mu = 1, 2, 3, 4$ ;  $x_4 = ix_0 = ict$ ), nie zmieniających interwału

<sup>1</sup> Każda nieprzywiedlna reprezentacja grupy obrotów scharakteryzowana jest przez podanie liczby całkowitej lub połówkowej  $S$ , zwanej wagą reprezentacji. Jeśli weźmiemy bazę kanoniczną o wadze  $S$ , złożoną z  $(2S+1)$  wektorów  $f_m$  (gdzie  $m = -S, -S+1, \dots, S-1, S$ ) wtedy przekształcenia  $A_1, A_2$  i  $A_3$ , odpowiadające nieskończeniu małym obrotom wokół trzech osi współrzędnych  $x_1, x_2, x_3$ , dane są wzorami:

$$A_1 f_m = -\frac{i}{2} \sqrt{(S+m+1)(S-m)} f_{m+1} - \frac{i}{2} \sqrt{(S+m)(S-m+1)} f_{m-1}$$

$$A_2 f_m = -\frac{1}{2} \sqrt{(S+m+1)(S-m)} f_{m+1} + \frac{1}{2} \sqrt{(S+m)(S-m+1)} f_{m-1}$$

$$A_3 f_m = -im f_m.$$

w czteroprzestrzeni:  $\varrho^2 = x_\mu x_\mu = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 + x_4^2$ , co jest równoważne warunkom:

$$\begin{aligned} x'_\mu &= g_{\mu\nu} x_\nu \\ g_{\mu\nu} g_{\lambda\sigma} &= \delta_{\mu\lambda}, \quad g_{\mu\nu} g_{\mu\sigma} = \delta_{\nu\sigma}. \end{aligned} \quad (\text{I.1})$$

Warunki te można zapisać również w postaci macierzowej (w dalszym ciągu wytłuszczone litery oznaczać będą macierze):

$$g\tilde{g} = \tilde{g}g = 1. \quad (\text{I.1}')$$

Tutaj  $\tilde{g}$  oznacza macierz transponowaną względem  $g$ . Wynika stąd:  $\det g = \pm 1$ ,  $|g_{44}| \geq 1$ . Jednorodna grupa Lorentza ulega rozbiciu na cztery spójne składowe:

- 1)  $\det g = +1$ ,  $g_{44} \geq 1$ ; jest to tzw. właściwa grupa Lorentza  $G_+$ .
- 2)  $\det g = +1$ ,  $g_{44} \leq -1$ ; transformacje  $g$  należące do tej składowej można zapisać w postaci:  $g = g' \cdot \mathcal{I}$ , gdzie  $g' \in G_+$ , a  $\mathcal{I}$  oznacza inwersję czterech osi:  $x'_\mu = -x_\mu$ .
- 3)  $\det g = -1$ ,  $g_{44} \geq 1$ ; element  $g$  tej składowej daje się zapisać w postaci:  $g = g' \cdot \mathcal{P}$ , gdzie  $g' \in G_+$ , a  $\mathcal{P}$  oznacza inwersję przestrzenną:  $x'_i = -x_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ),  $x'_4 = x_4$ .
- 4)  $\det g = -1$ ,  $g_{44} \leq -1$ ; element  $g$  tej składowej można zapisać w postaci:  $g = g' \cdot \mathcal{C}$ , gdzie  $g' \in G_+$ , a  $\mathcal{C}$  oznacza inwersję czasu:  $x'_i = x_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ),  $x'_4 = -x_4$ .

Zauważmy, że z czterech składowych grupy Lorentza  $G$  tylko  $G_+$  jest jej podgrupą. Należą do niej obroty przestrzenne i właściwe transformacje Lorentza (przejście do układu poruszającego się). Mówiąc o niezmienniczości relatywistycznej równań mamy w niniejszym artykule na myśli niezmienniczość względem przekształceń Lorentza należących do grupy  $G_+$ .

Weźmy nieskończenie małe przekształcenie Lorentza  $g$ , określone następująco:

$$g_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} + \eta_{\mu\nu}, \quad \eta_{\mu\nu} = -\eta_{\nu\mu}. \quad (\text{I.2})$$

Operator reprezentacji  $g \rightarrow U_L$  ma wtedy postać:

$$U_L = 1 + \frac{i}{2} M_{\mu\nu} \eta_{\mu\nu}, \quad (\text{I.3})$$

gdzie operatory infinitesimalne  $M_{\mu\nu}$  spełniają relację komutacji:

$$[M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] = i(\delta_{\mu\rho} M_{\nu\sigma} + \delta_{\nu\sigma} M_{\mu\rho} - \delta_{\mu\sigma} M_{\nu\rho} - \delta_{\nu\rho} M_{\mu\sigma}). \quad (\text{I.4})$$

W zapisie trójwymiarowym, gdzie

$$M_1 = M_{23} \quad \text{itd. cyklicznie}, \quad N_k = -iM_{k4} \quad (\text{I.5})$$

relacje komutacji przybierają postać:

$$\begin{aligned} [M_i, M_k] &= -[N_i, N_k] = i\varepsilon_{ikl} M_l \\ [M_i, N_k] &= i\varepsilon_{ikl} N_l. \end{aligned} \quad (\text{I.6})$$

Tutaj  $\varepsilon_{ikl}$  jest tensorem zupełnie antysymetrycznym [= 1 dla  $(i, k, l) = (1, 2, 3)_{cykl}$ ; = -1 dla  $(i, k, l) = (2, 1, 3)_{cykl}$ ; = 0, gdy przynajmniej dwa ze wskaźników są równe].  $M_{\mu\nu}$  jest relatywistycznym tensorem momentu pędu.

## B. Procedura standartowa i wynikające z niej niedogodności

Operator spinu uogólnia się zazwyczaj relatywistycznie w sposób następujący: Wiadomo, że warunek relatywistycznej niezmienniczości równania Diraca

$$\left(\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} + m\right)\Psi = 0 \quad (\text{I.7})$$

wyznacza prawo transformacji funkcji falowej  $\Psi(x)$ :

$$U_L \Psi(x) \equiv \Psi'(x) = \left(1 + \frac{i}{2} M_{\mu\nu} \eta_{\mu\nu}\right) \Psi(x) \quad (\text{I.8})$$

dla przekształcenia Lorentza (I.2). Operator  $M_{\mu\nu}$  ma postać następującą w przestrzeni konfiguracyjnej:

$$M_{\mu\nu} = x_\mu P_\nu - x_\nu P_\mu + \frac{1}{2} \sigma_{\mu\nu}, \quad P_\mu = \frac{1}{i} \frac{\partial}{\partial x_\mu}. \quad (\text{I.9})$$

Jeśli przejdziemy do przestrzeni pędów i zauważymy, że dla cząstki swobodnej spośród czterech składowych pędu tylko trzy są niezależne, np.  $p_1, p_2, p_3$ , a czwartą można wyrazić przy ich pomocy:  $p_0 = \sqrt{\vec{p}^2 + m^2}$ , wtedy operator  $M_{\mu\nu}$  wyraża się prosto w zapisie trójwymiarowym:

$$\vec{M} = -i \left( \vec{p} \times \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \right) + \frac{1}{2} \vec{\sigma}, \quad \vec{N} = ip_0 \frac{\partial}{\partial \vec{p}} - \frac{i}{2} \vec{a}. \quad (\text{I.10})$$

Człon dodatkowy  $\frac{1}{2} \sigma_{\mu\nu}$  w tensorze  $M_{\mu\nu}$  pochodzi od spinu, a jego część przestrzenną można traktować jako operator spinu  $\vec{S} = \frac{1}{2} \vec{\sigma}$ . Wielkość tę jako operator spinu w teorii relatywistycznej przyjmują m. in. Achijezer i Berestecki w swojej znanej monografii [1].

Zastanówmy się teraz, co wynika z przyjęcia  $\frac{1}{2} \vec{\sigma}$  jako operatora spinu w teorii relatywistycznej. Operatorem rzutu spinu na kierunek  $\vec{n}$  będzie  $\frac{1}{2} (\vec{\sigma} \cdot \vec{n})$ . Jeśli  $H$  oznacza hamiltonian cząstki swobodnej o pędzie  $\vec{p}$ , to widać, że  $(\frac{1}{2} \vec{\sigma} \cdot \vec{n})$  komutuje z  $H$  tylko wtedy, gdy wektor  $\vec{n}$  skierowany jest wzdłuż wektora pędu  $\vec{p}$ . Oznacza to, że nie istnieją stany o danym pędzie  $\vec{p}$  i określonym rzucie spinu na dowolny kierunek w przestrzeni, różny od kierunku pędu. (Należy jednak zauważyć, że polaryzacja  $\vec{P}$ , równa wartości średniej wektora spinu:  $\vec{P} = \langle \frac{1}{2} \vec{\sigma} \rangle$ , może przybierać dowolny kierunek w przestrzeni.) Prowadzi to do niedogodności przy formułowaniu teorii na poziomie drugiego kwantowania, gdyż nie można wprowadzić wektora spinu całkowitego pola falowego.

## C. Reprezentacja Foldy'ego

Foldy i Wouthuysen [2] wprowadzili transformację kanoniczną  $F$ , która, w zastosowaniu do hamiltonianu dirakowskiego cząstki swobodnej, pozwala na przejście do nowej reprezentacji teorii Diraca, o nader dogodnych rachunkowo własnościach. W reprezentacji tej stany o energii dodatniej i o energii ujemnej dają się wyrazić przy pomocy spinorów dwuskładnikowych.

Transformacja Foldy'ego-Wouthuysena dana jest wzorami

$$\Psi_F = F\Psi, \quad O_F = FO F^{-1}, \quad (\text{I.11})$$

gdzie  $\Psi$  i  $O$  oznaczają odpowiednio funkcję falową i operator w zwykłej reprezentacji,  $\Psi_F$  i  $O_F$  — tę samą funkcję i ten sam operator po dokonaniu transformacji, w tzw. reprezentacji Foldy'ego. Tutaj mamy

$$F = \frac{\beta(H + \beta p_0)}{\sqrt{2p_0(p_0 + m)}}, \quad (\text{I.12})$$

gdzie  $H$  oznacza hamiltonian dirakowski:  $H = \vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta m$ . Ze wzorów (I.11) wynika m. in. szczególnie prosta postać tego hamiltonianu w reprezentacji Foldy'ego:

$$H_F = p_0 \beta. \quad (\text{I.13})$$

O ile obierzemy taką reprezentację macierzy dirakowskich, w której  $\beta$  ma postać:

$$\beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix},$$

wtedy dwie górne składowe bispinora  $\Psi_F$  będą odnosiły się do dodatnich wartości energii, a dwie składowe dolne — do ujemnych energii. Diagonalna postać operatora energii w reprezentacji Foldy'ego, jak również rozbiecie bispinora na dwa spinory, odnoszące się do stanów o energiach przeciwnego znaku, mają praktyczne znaczenie rachunkowe, np. dla przemiany  $\beta$ . Zilustrujemy to na prostym przykładzie. Przypuśćmy, że trzeba obliczyć element macierzowy operatora  $\vec{\alpha}$  między stanami o energii dodatniej. W wyniku transformacji Foldy'ego-Wouthuysena operator ten przyjmuje postać

$$\vec{\alpha}_F = \vec{\alpha} + \beta \frac{\vec{p}}{p_0} - \frac{(\vec{\alpha} \cdot \vec{p})\vec{p}}{p_0(p_0 + m)}. \quad (\text{I.14})$$

Z uwagi na to, że w reprezentacji Foldy'ego macierz  $\vec{\alpha}$  posiada nieznikające elementy jedynie dla przejść między stanami o przeciwnych znakach energii, wyrazy pierwszy i trzeci po prawej stronie wyrażenia (I.14) nie odgrywają roli w naszym przypadku, a szukany element macierzowy jest to po prostu  $\vec{p}/p_0$ .

Dużą rolę w reprezentacji Foldy'ego odgrywają nowe operatory położenia i spinu cząstki, które różnią się od operatorów w zwykłej reprezentacji. Zwykły

operator spinu  $\vec{S} = \frac{1}{2}\vec{\sigma}$  przyjmuje w reprezentacji Foldy'ego postać:

$$\vec{S}_F = \frac{1}{2} \frac{m}{p_0} \vec{\sigma} + \frac{i\beta(\vec{\alpha} \times \vec{p})}{2p_0} + \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{p})\vec{p}}{2p_0(p_0 + m)}, \quad (\text{I.15})$$

podczas gdy operator  $\vec{S}'_F = \frac{1}{2}\vec{\sigma}$  w reprezentacji Foldy'ego odpowiada operatorowi

$$\vec{S}' = \frac{1}{2} \frac{m}{p_0} \vec{\sigma} + \frac{i\beta(\vec{p} \times \vec{\alpha})}{2p_0} + \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{p})\vec{p}}{2p_0(p_0 + m)} \quad (\text{I.16})$$

w zwykłej reprezentacji. Który z operatorów,  $\vec{S}_F$  czy  $\vec{S}'_F$ , przyjąć za operator spinu w reprezentacji Foldy'ego?

Jeśli za operator spinu przyjmiemy  $\vec{S}'_F$ , to widać, że przy danym pędzie  $\vec{p}$  ( $\equiv \vec{p}_F$ ) można określić rzut spinu  $\vec{S}'_F$  na dowolny kierunek, a ponadto  $\vec{S}'_F$  jest operatorem diagonalnym względem znaku energii. Dla prędkości nierelatywistycznych operator  $\vec{S}'$  przechodzi w zwykły operator spinu  $\frac{1}{2}\vec{\sigma}$ .

Fakt, że niewielu teoretyków zajmuje się transformacją Foldy'ego-Wouthuysena, wynika z tego, że nie posiada ona własności grupowych, które wydają się niezbędne przy relatywistycznie niezmienniczym formułowaniu teorii.

#### D. Przejście do układu spoczynkowego

Potrzebny nam będzie operator przejścia do układu spoczynkowego dla cząstki swobodnej o pędzie  $\vec{p}$ . Jest to operator odwrotny względem operatora przekształcenia Lorentza  $U_L(\vec{p})$ . Jawną postać tego ostatniego można wyznaczyć z następujących rozważań: Podczas obrotu przestrzennego o kąt  $\varphi$  wokół osi wyznaczonej przez jednostkowy wektor kierunkowy  $\vec{n}$  bispinor  $\Psi(x)$  transformuje się przy pomocy operatora

$$U = \exp \left[ -\frac{i}{2} \varphi (\vec{\sigma} \cdot \vec{n}) \right].$$

Dla dowolnych obrotów czasowo-przestrzennych operator ten uogólnia się na  $U = \exp \left[ -\frac{i}{4} \varphi_{\mu\nu} \sigma_{\mu\nu} \right]$ , gdzie  $\varphi_{\mu\nu}$  jest czterowymiarowym antysymetrycznym tensorem obrotu czasoprzestrzeni, zdefiniowanym następująco w zależności od wektora obrotu przestrzennego  $\vec{\varphi} = \varphi \vec{n}$  i wektora prędkości względnej  $\vec{v} = \vec{p}/m$  dwu układów lorentzowskich:

$$\varphi_{ij} = \varepsilon_{ijk} \varphi_k, \quad \varphi_{i4} = i \frac{\varphi_i}{m} \quad (i, j, k = 1, 2, 3).$$

Dla właściwej transformacji Lorentza mamy:

$$\varphi_{ij} = 0, \quad \varphi_{i4} = i \Lambda L_i,$$

gdzie  $\Lambda$  i  $\vec{L}$  są określone ze wzorów:

$$p_i = mL_i \operatorname{sh} \Lambda, \quad p_0 = m \operatorname{ch} \Lambda.$$

Stąd wynika postać operatora czystego przekształcenia Lorentza (bez translacji):

$$U_L(\vec{p}) = \operatorname{ch} \frac{\Lambda}{2} + (\vec{L} \cdot \vec{a}) \operatorname{sh} \frac{\Lambda}{2} = \frac{p_0 + m + (\vec{p} \cdot \vec{a})}{\sqrt{2m(p_0 + m)}} \quad (\text{I.17})$$

Operator przejścia do układu spoczynkowego dla cząstki swobodnej o pędzie  $\vec{p}$  jest operatorem odwrotnym względem  $U_L(\vec{p})$ , a więc funkcja falowa (bispinor)  $\Psi_r$  i operatory  $O_r$  w układzie spoczynkowym cząstki wyrażają się następująco:

$$\Psi_r = U_L^{-1}(\vec{p}) \Psi \quad O_r = U_L^{-1}(\vec{p}) O U_L(\vec{p}). \quad (\text{I.18})$$

Operatory infinitezymalne grupy Lorentza  $\vec{M}$  i  $\vec{N}$  mają teraz postać:

$$\vec{M}_r = -i \left( \vec{p} \times \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \right) + \frac{1}{2} \vec{\sigma}, \quad \vec{N}_r = i p_0 \frac{\partial}{\partial \vec{p}} + \frac{(\vec{p} \times \vec{\sigma})}{2(p_0 + m)}. \quad (\text{I.19})$$

Rozważmy część operatora  $\vec{M}_r$ , pochodzącą od spinu:  $\vec{S}_r = \frac{1}{2} \vec{\sigma}$ . Operatorowi temu, podanemu tu dla układu spoczynkowego cząstki, odpowiada w zwykłej reprezentacji operator

$$\vec{S} = U_L(\vec{p}) \vec{S}_r U_L^{-1}(\vec{p}) = \frac{p_0}{2m} \vec{\sigma} - \frac{(\vec{p} \cdot \vec{\sigma}) \vec{p}}{2m(p_0 + m)} - \frac{i}{2m} (\vec{p} \times \vec{a}), \quad (\text{I.20})$$

który w granicy nierelatywistycznej przechodzi w  $\frac{1}{2} \vec{\sigma}$ . Spełnione są ponadto warunki komutacji dla składowych operatora  $\vec{S}_r$  (również po przejściu do zwykłej reprezentacji):

$$[S_{r_i}, S_{r_j}] = i \varepsilon_{ijk} S_{r_k}. \quad (\text{I.21})$$

Wynika stąd, że można traktować  $\vec{S}_r$  jako operator spinu.

Zobaczmy teraz, czy mogą istnieć stany własne cząstki o danym pędzie  $\vec{p}$  i określonym rzucie spinu  $\vec{S}_r$  na dowolny kierunek  $\vec{n}$ . Pozornie wydawałoby się, że będzie tak z uwagi na to, iż w układzie spoczynkowym znika część przestrzenna czteropędu  $p_\mu$ . Obliczmy dla pewności komutator  $[H_r, (\vec{S}_r \cdot \vec{n})]$ , gdzie przetransformowany według wzoru (I.12) hamiltonian dirakowski ma w układzie spoczynkowym postać:

$$H_r = p_0 \beta + (\vec{p} \cdot \vec{a}) (1 - \beta). \quad (\text{I.22})$$

Okazuje się, że powyższy komutator znika jedynie dla  $\vec{n} = \vec{p}/p$ , zatem operatory  $H_r$  i  $(\vec{S}_r \cdot \vec{n})$  dla  $\vec{n} \neq \vec{p}/p$  nie mają układu zupełnego wspólnych funkcji własnych, co nie jest dziwne, skoro operatory  $H$  i  $(\vec{S} \cdot \vec{n})$  nie komutowały. Zauważmy, że korzystając ze wzorów (I.11) możemy sprowadzić operator  $\vec{S}_r$



do reprezentacji Foldy'ego, w której przybierze on postać:

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{2}\vec{\sigma} & -\frac{i}{m}(\vec{p} \times \vec{\sigma}) \\ 0 & \frac{1}{2}\vec{\sigma} \end{pmatrix},$$

tzn. nie będzie diagonalny względem znaku energii <sup>2</sup>.

Funkcje własne hamiltonianu  $H_r$  odpowiadają dwom możliwym znakom energii:  $E_{\pm} = \pm p_0$ . Biorąc  $E_+$  kładziemy

$$\Psi(\vec{p}, E_+) = \begin{pmatrix} \varphi \\ 0 \end{pmatrix},$$

gdzie  $\varphi$  jest dowolnym spinorem, który można wybrać w taki sposób, by spełniony był warunek dla rzutu spinu na dowolny kierunek:

$$(\vec{S}_r \cdot \vec{n})\varphi = s\varphi, \quad s = \pm \frac{1}{2}.$$

Przyjmując  $E_- = -E_+$  otrzymujemy bispinor  $\Psi$  w postaci

$$\Psi(\vec{p}, E_-) = \begin{pmatrix} -\frac{\vec{p} \cdot \vec{\sigma}}{p_0} \chi \\ \chi \end{pmatrix},$$

a na spinor  $\chi$  nakładamy znów warunek

$$(\vec{S}_r \cdot \vec{n})\chi = s\chi, \quad s = \pm \frac{1}{2}.$$

Okazuje się jednak, że  $\Psi(\vec{p}, E_-)$  jest funkcją własną operatora  $(\vec{S}_r \cdot \vec{n})$  tylko dla  $\vec{n} \parallel \vec{p}/p$ . Z rozważań naszych wynika, że tylko dla stanów o energii dodatniej spin  $\vec{S}_r$  może być zorientowany dowolnie względem pędu  $\vec{p}$ . Przyczyna tego tkwi w fakcie, że zastosowana przez nas transformacja odwrotna względem (I.17) odpowiada przejściu do układu spoczynkowego dla cząstki, posiadającej pęd  $\vec{p}$  i dodatnią energię  $E_+$ . Cząstkę zaś o czteropędzie  $(\vec{p}, -E_+)$  należy zgodnie z teorią dziur traktować jak antycząstkę o czteropędzie  $(-\vec{p}, E_+)$ , dla niej zaś przejście do układu spoczynkowego daje operator  $U_L^{-1}(-\vec{p}) = U_L(\vec{p})$ , a nie  $U_L^{-1}(\vec{p})$ . Ponieważ stosując wzory (I.17) i (I.18) od początku implicite wyróżniliśmy stany o energii dodatniej, widać, że wprowadzony przez nas operator  $\vec{S}_r$  jest operatorem spinu w układzie spoczynkowym tylko dla cząstek o energii dodatniej, co tłumaczy jego nieprzemienność z hamiltonianem.

Na zakończenie zauważmy, że transformację Foldy'ego  $F$  (I.12) możemy wyrazić w postaci symetrycznej przy pomocy transformacji Lorentza dla

<sup>2</sup> W powyższym wyrażeniu macierz  $\vec{\sigma}$ , w odróżnieniu od dotychczasowego oznaczenia, jest macierzą Pauliego  $2 \times 2$ .

cząstki i antycząstki:

$$F(\vec{p}) = \sqrt{\frac{p_0}{m}} [U_L^{-1}(\vec{p})\Omega_+ + U_L(\vec{p})\Omega_-]. \quad (\text{I.23})$$

Tutaj  $\Omega_{\pm} = \frac{1}{2p_0} [p_0 \pm H(\vec{p})]$  są to operatory rzutowe dla stanów o energii dodatniej i ujemnej. Widać stąd, że o ile bispinor  $\Psi$  posiada składowe odpowiadające jednemu tylko znakowi energii, to wykonanie na nim transformacji Foldy'ego  $F$  jest równoważne przejściu do układu spoczynkowego (z dokładnością do czynnika  $\sqrt{p_0/m}$ ).

## II. Operator spinu w układzie spoczynkowym

W poprzednim rozdziale na przykładzie cząstek dirakowskich poznaliśmy kilka metod relatywistycznego uogólnienia spinu, nie dążąc bynajmniej do streszczenia wszystkich prac, publikowanych na ten temat. Bardzo interesującą metodę, podaną przez Szirokova [3] i rozwiniętą w jego dalszych pracach, omówimy w następnym artykule, który będzie zajmował się reprezentacjami grupy Poincarégo<sup>3</sup>.

W niniejszym artykule korzystać będziemy jedynie z reprezentacji jednorodnej grupy Lorentza. Na wstępie naszkicujemy ogólną teorię operatora spinu cząstki w układzie spoczynkowym. Będą to rozważania podobne do przedstawionych w punkcie *D* poprzedniego rozdziału, odnosić się jednak będą do cząstek o dowolnym spinie. Umezawa pokazał [4], że równanie relatywistyczne dla cząstek o dowolnym spinie i masie  $m \neq 0$  można zapisać następująco:

$$\left( \beta_{\mu} \frac{\partial}{\partial x_{\mu}} + m \right) \Psi = 0. \quad (\text{II.1})$$

Dla spinu większego od  $1/2$  (w jednostkach  $\hbar$ , gdyż posługujemy się układem jednostek, w którym  $\hbar = c = 1$ ) równania powyższego nie można sprowadzić do postaci hamiltonowskiej, gdyż macierze  $\beta_{\mu}$  są osobliwe (tzn.  $\det \beta_{\mu} = 0$ ). Dla  $S > 1/2$  ogólne rozwiązanie tego równania rozpada się na części odnoszące się nie tylko do spinu  $S$ , ale i do wszystkich mniejszych spinów  $S-1, S-2, \dots$

<sup>3</sup> Niejednorodną grupą Lorentza nazywamy grupę liniowych transformacji współrzędnych  $x_{\mu}$  ( $\mu = 1, 2, 3, 4$ ;  $x_4 = ict$ ), których niezmiennikiem jest interwał w czteroprzestrzeni między dwoma punktami  $(x_1, x_2, x_3, x_4)$  i  $(y_1, y_2, y_3, y_4)$ :

$$(x_1 - y_1)^2 + (x_2 - y_2)^2 + (x_3 - y_3)^2 + (x_4 - y_4)^2 = (x'_1 - y'_1)^2 + (x'_2 - y'_2)^2 + (x'_3 - y'_3)^2 + (x'_4 - y'_4)^2.$$

Podobnie jak jednorodna grupa Lorentza, niejednorodna grupa Lorentza ulega również rozbięciu na cztery spójne składowe. Tylko jedna z tych składowych jest podgrupą niejednorodnej grupy Lorentza. Zawiera ona tzw. właściwą grupę Lorentza  $G_+$ . Składową tę nazywamy dla krótkości grupą Poincarégo.

aż do  $\frac{1}{2}$  czy też do 0. Jeśli równanie (II.1) ma posiadać rozwiązanie o określonej, maksymalnej wartości  $S$ , dochodzą do niego jeszcze pewne warunki dodatkowe, niezbędne dla wykluczenia rozwiązań, opisujących stany z mniejszym  $S$ .

Liczba składowych funkcji falowej  $\Psi$  jest wyznaczona przez wymiar macierzy  $\beta_\mu$ , występujących w (II.1). Z żądania, by równanie to było relatywistycznie niezmienniczym równaniem falowym dla cząstki o masie  $m$ , wynikają pewne warunki, które spełniać winny macierze  $\beta_\mu$ . Weźmy cząstkę swobodną o pędzie  $\vec{p}$  i dokonajmy dla niej czystej transformacji Lorentza z układu spoczynkowego do układu laboratoryjnego (w którym cząstka ma pęd  $\vec{p}$ ). Dla transformacji

$$x'_\mu = g_{\mu\nu} x_\nu, \quad (\text{II.2})$$

gdzie macierz  $g$  nieskończenie małego przekształcenia Lorentza określona jest wzorem (I.2), funkcja falowa  $\Psi$  transformuje się następująco:

$$|\Psi'(x') = U_L \Psi(x). \quad (\text{II.3})$$

Z relatywistycznej niezmienniczości równania (II.1) wynikają następujące relacje dla macierzy  $\beta_\mu$ :

$$U_L^{-1} \beta_\mu U_L = g_{\mu\nu} \beta_\nu. \quad (\text{II.4})$$

Operator  $U_L$  ma postać:

$$U_L = 1 + \frac{i}{2} S_{\mu\nu} \eta_{\mu\nu}. \quad (\text{II.5})$$

Tutaj  $S_{\mu\nu}$  stanowi część spinową operatora momentu pędu  $M_{\mu\nu}$ :

$$M_{\mu\nu} = -i \left( p_\mu \frac{\partial}{\partial p_\nu} - p_\nu \frac{\partial}{\partial p_\mu} \right) + S_{\mu\nu}. \quad (\text{II.6})$$

Wyrażenie w nawiasie jest to część orbitalna tego operatora. W wyrażeniu (II.5) w odróżnieniu od (I.8) nie występuje część orbitalna operatora  $M_{\mu\nu}$ , a to ze względu na przyjęcie zależności od przetransformowanej zmiennej  $x'$  a nie od  $x$  we wzorze (II.3).

W zapisie trójwymiarowym rozróżniamy część przestrzenną  $\vec{S}$  ( $S_i = \frac{1}{2} \varepsilon_{ikl} S_{kl}$ ) i część czasową  $\vec{T}$  ( $T_i = S_{i4}$ ) operatora  $S_{\mu\nu}$ , związane następująco z operatorami  $\vec{M}$  i  $\vec{N}$ :

$$\vec{M} = -i \left( \vec{p} \times \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \right) + \vec{S}, \quad \vec{N} = i p_0 \frac{\partial}{\partial \vec{p}} - i \vec{T}. \quad (\text{II.7})$$

Zajmijmy się warunkiem (II.4). Podstawiając (I.2) i (II.5) otrzymujemy stąd

$$[\beta_\mu, S_{\lambda\nu}] = \delta_{\lambda\mu} \beta_\nu - \delta_{\nu\mu} \beta_\lambda. \quad (\text{II.8})$$

Korzystając jeszcze raz z (II.4) dostajemy wzór transformacyjny dla  $S_{\lambda\mu}$ :

$$U_L^{-1} S_{\lambda\mu} U_L = g_{\lambda\lambda'} g_{\mu\mu'} S_{\lambda'\mu'}. \quad (\text{II.9})$$

Przy pomocy tego równania możemy w prosty sposób przetransformować do układu spoczynkowego operatory  $\vec{S}$  i  $\vec{T}$ . Ponieważ nie przedstawia to żadnych trudności rachunkowych, przesuamy wyliczenia do Uzupełnienia i podajemy poniżej tylko wyniki:

$$\begin{aligned} U_L^{-1}(\vec{p})\vec{S}U_L(\vec{p}) &= \frac{p_0}{m}\vec{S} - \frac{\vec{p}(\vec{p}\cdot\vec{S})}{m(p_0+m)} + \frac{i}{m}(\vec{p}\times\vec{T}) \\ U_L^{-1}(\vec{p})\vec{T}U_L(\vec{p}) &= \frac{p_0}{m}\vec{T} - \frac{\vec{p}(\vec{p}\cdot\vec{T})}{m(p_0+m)} + \frac{i}{m}(\vec{p}\times\vec{S}). \end{aligned} \quad (\text{II.10})$$

Przetransformowanie części orbitalnej momentu pędu wymaga odrębnych rozważań. W definicji części orbitalnej  $M_{\mu\nu}$  (wzór (II.6)) występują operatory różniczkowe, więc potrzebne nam będą transformaty lorentzowskie operatorów różniczkowych  $\left(\frac{\partial}{\partial p_i}\right)'$ . Transformatę operatora różniczkowego  $\frac{\partial}{\partial p_i}$ :

$$\left(\frac{\partial}{\partial p_i}\right)' \stackrel{\text{def}}{=} U_L^{-1}(\vec{p})\frac{\partial}{\partial p_i}U_L(\vec{p})$$

wyrazimy prosto, pamiętając o działaniu tego operatora na dowolną funkcję  $f(\vec{p})$ :

$$\left(\frac{\partial}{\partial p_i}\right)'f(\vec{p}) = U_L^{-1}(\vec{p})\left\{\left[\frac{\partial}{\partial p_i}U_L(\vec{p})\right]f(\vec{p}) + \underbrace{U_L^{-1}(\vec{p})U_L(\vec{p})}_{=1}\frac{\partial}{\partial p_i}f(\vec{p})\right\}. \quad (\text{II.11})$$

Otrzymujemy stąd wzór dla operatorów:

$$U_L^{-1}(\vec{p})\frac{\partial}{\partial p_i}U_L(\vec{p}) = \frac{\partial}{\partial p_i} + U_L^{-1}(\vec{p})\frac{\partial U_L(\vec{p})}{\partial p_i}. \quad (\text{II.12})$$

Dla obliczenia drugiego składnika po prawej stronie wzoru (II.12) skorzystamy z ogólnej postaci operatora obrotu czasowo-przestrzennego, podanej w punkcie *D* poprzedniego rozdziału:

$$U = \exp\left[-\frac{i}{4}\varphi_{\mu\nu}\sigma_{\mu\nu}\right].$$

Wzór ten uogólnia się dla cząstki o dowolnym spinie  $S_{\mu\nu}$ :

$$U = \exp\left[-\frac{i}{2}\varphi_{\mu\nu}S_{\mu\nu}\right].$$

Weźmy właściwą transformację Lorentza; wtedy  $\varphi_{ik} = 0$ ,  $\varphi_{i4} = i\varphi n_i$ , gdzie  $\vec{p} = m \text{sh} \varphi \vec{n}$ ,  $p_0 = m \text{ch} \varphi$  i  $U = \text{ch} \frac{\varphi}{2} + 2 \text{sh} \frac{\varphi}{2} (\vec{n} \cdot \vec{T})$ . Podstawiając

$$\begin{aligned} \text{ch} \frac{\varphi}{2} &= \sqrt{\frac{1}{2}(\text{ch} \varphi + 1)} = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{p_0}{m} + 1\right)}, \\ \text{sh} \frac{\varphi}{2} &= \sqrt{\frac{1}{2}(\text{ch} \varphi - 1)} = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{p_0}{m} - 1\right)}, \quad \vec{n} = \frac{\vec{p}}{p}, \end{aligned}$$

otrzymujemy wzór ostateczny:

$$U_L(\vec{p}) = \frac{p_0 + m + 2(\vec{p} \cdot \vec{T})}{\sqrt{2m(p_0 + m)}}. \quad (\text{II.13})$$

Teraz możemy obliczyć  $U_L^{-1}(\vec{p})$  i  $\frac{\partial U_L(\vec{p})}{\partial p_i}$ ; przy mnożeniu skorzystamy z reguł komutacji dla składowych  $\vec{T}$ :

$$[T_i, T_k] = -i\varepsilon_{ikl}S_l. \quad (\text{II.14})$$

Reguły te wynikają z relacji (I.6), w których przyjęto część orbitalną równą zeru.

W rezultacie obliczeń otrzymujemy:

$$U_L^{-1}(\vec{p}) \frac{\partial U_L(\vec{p})}{\partial p_i} = i \frac{(\vec{p} \times \vec{S})_i}{m(p_0 + m)} + \frac{1}{m} T_i - \frac{p_i(\vec{p} \cdot \vec{T})}{p_0 m(p_0 + m)}. \quad (\text{II.15})$$

Korzystając z tego wzoru znajdujemy przetransformowane do układu spoczynkowego składowe orbitalne momentu pędu  $M_{\mu\nu}$ :

$$U_L^{-1}(\vec{p}) \left[ -i \left( \vec{p} \times \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \right) \right] U_L(\vec{p}) = -i \left( \vec{p} \times \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \right) + \frac{\vec{p} \times (\vec{p} \times \vec{S})}{m(p_0 + m)} - \frac{i}{m} (\vec{p} \times \vec{T}) \quad (\text{II.16})$$

$$U_L^{-1}(\vec{p}) \left[ ip_0 \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \right] U_L(\vec{p}) = ip_0 \frac{\partial}{\partial \vec{p}} - \frac{p_0(\vec{p} \times \vec{S})}{m(p_0 + m)} + \frac{ip_0}{m} \vec{T} - \frac{i\vec{p}(\vec{p} \cdot \vec{T})}{m(p_0 + m)}.$$

Ze wzorów (II.10) i (II.16) otrzymujemy wyrażenia na moment pędu w układzie spoczynkowym:

$$\begin{aligned} \vec{M}_r &\equiv U_L^{-1}(\vec{p}) \vec{M} U_L(\vec{p}) = -i \left( \vec{p} \times \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \right) + \vec{S} \\ \vec{N}_r &\equiv U_L^{-1}(\vec{p}) \vec{N} U_L(\vec{p}) = ip_0 \frac{\partial}{\partial \vec{p}} + \frac{(\vec{p} \times \vec{S})}{p_0 + m} \end{aligned} \quad (\text{II.17})$$

Po obliczeniu komutatorów, utworzonych z różnych składowych wektorów  $\vec{M}_r$  i  $\vec{N}_r$ , stwierdzamy, że operatory te spełniają relacje komutacji (I.6). Oznacza to, że można je uważać za operatory infinitezymalne pewnej reprezentacji grupy Lorentza  $G_+$ . Operatory tego typu, znane z prac nad grupą Poincarégo, wprowadził w inny sposób Szirokov [5].

Zauważmy, że jeśli ograniczymy się do cząstek o spinie  $\frac{1}{2}$ , to  $\vec{S} = \frac{1}{2}\vec{\sigma}$  i z (II.17) wynikają wzory (I.19), wyprowadzone w poprzednim rozdziale. W analogii z podaną tam interpretacją dla cząstek dirakowskich będziemy operator  $\vec{S}$  ze wzorów (II.17) nazywać operatorem spinu cząstki w układzie spoczynkowym. W reprezentacji zwyczajnej (w układzie laboratoryjnym) odpowiada mu opera-

tor, zależny od pędu i od składowych czasowych operatora  $S_{\mu\nu}$ :

$$\vec{S}' = U_L(\vec{p}) S U_L^{-1}(\vec{p}) = \frac{p_0}{m} \vec{S} - \frac{\vec{p}(\vec{p} \cdot \vec{S})}{m(p_0 + m)} - \frac{i(\vec{p} \times \vec{T})}{m}. \quad (\text{II.18})$$

Wzór ten jest analogonem wzoru (I.20). Stwierdzić należy, że mimo większych trudności rachunkowych w przypadku dowolnego spinu cząstki utrzymuje się interpretacja podana w poprzednim rozdziale dla spinu  $\frac{1}{2}$ . Operator  $\vec{S}'$  spełnia nadal zwykle warunki komutacji (I.21) dla spinu.

Zobaczymy z kolei, czy mogą istnieć stany własne cząstki o danym pędzie  $\vec{p}$  i określonym rzucie spinu na dowolny kierunek  $\vec{n}$  w przestrzeni. W poprzednim rozdziale rozważyliśmy ten problem dla cząstek dirakowskich i stwierdziliśmy, że powyższe wspólne stany własne mogą istnieć albo tylko dla cząstek, albo (przechodząc do układu spoczynkowego przy pomocy operatora  $U_L$  dla przeciwnego kierunku pędu  $\vec{p}$ ) dla antycząstek. Operator spinu w układzie spoczynkowym ma w każdym z tych przypadków inną postać. Powyższy fakt nie stanowi jednak żadnej zasadniczej trudności, gdyż w mechanice kwantowej rozważamy zazwyczaj oddzielnie stany cząstki i antycząstki. Ważne jest przede wszystkim to, że dla cząstek istnieją wspólne stany własne o danym pędzie i określonym rzucie spinu na dowolny kierunek.

Można wykazać, że podobne zjawisko jak dla cząstek dirakowskich ma miejsce dla cząstek o wyższych spinach, choć wtedy macierze  $\beta_\mu$  (a w szczególności  $\beta_4$ ) nie mają odwrotnych, a więc nie istnieje hamiltonian. Ograniczymy się w dowodzie do cząstek o spinie  $S = 1$ . W formalizmie Duffina—Kemmera [6, 7] mamy teraz

$$S_{\mu\nu} = -i(\beta_\mu \beta_\nu - \beta_\nu \beta_\mu). \quad (\text{II.19})$$

Problem sprowadza się do zbadania, czy dla każdego wektora jednostkowego  $\vec{n}$  istnieją wspólne rozwiązania równań:

$$\begin{aligned} (i\beta_\mu p_\mu + m)\psi' &= 0 \\ (\vec{S}' \cdot \vec{n})\psi' &= \sigma\psi'. \end{aligned} \quad (\text{II.20})$$

Pierwsze z tych równań jest to po prostu równanie (II.1) dla funkcji falowej cząstki, zapisane w reprezentacji pędowej. Drugie z nich przedstawia zagadnienie własne dla rzutu spinu  $\vec{S}'$  na kierunek  $\vec{n}$ . Liczba  $\sigma$  oznacza wartość własną tego rzutu (może być więc równa 1, 0 lub  $-1$ ). Oba równania zapisane są w układzie laboratoryjnym, dlatego też spin  $\vec{S}'$  dany jest wzorem (II.18).

Gdy przejdziemy do układu spoczynkowego, równania (II.20) przybiorą postać:

$$\begin{aligned} \beta_4 \psi &= \psi \\ (\vec{S} \cdot \vec{n})\psi &= \sigma\psi. \end{aligned} \quad (\text{II.21})$$

Tutaj  $\psi = U_L^{-1}(\vec{p})\psi'$  jest funkcją falową cząstki w układzie spoczynkowym. Obecnie wykażemy istnienie i jednoznaczność rozwiązań układu (II.21).

Funkcja falowa  $\psi$  będzie wielkością o 10 składowych, a operatory  $\beta_\mu$  i  $S_i$  będą macierzami  $10 \times 10$ . Dla uproszczenia zapisu będziemy wyrażali te wielkości symbolicznie przy pomocy znanych macierzy o mniejszej liczbie wymiarów, zapisując z boku małymi cyframi ilość składowych odpowiedniej wielkości. Tak więc operatory spinu w układzie spoczynkowym wyrażają się następująco:

$$S_i = \begin{pmatrix} S_i^{(3)} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & S_i^{(3)} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_i^{(3)} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{matrix} 3 \\ 3 \\ 3 \\ 1 \end{matrix} \quad (\text{II.22})$$

Tutaj  $S_j^{(3)}$  są to znane operatory spinu  $S = 1$  w bazie kartezjańskiej  $(x_1, x_2, x_3)$ :

$$S_1^{(3)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad S_2^{(3)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad S_3^{(3)} = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{II.23})$$

Okazuje się, że jeśli skorzystamy z jawnej postaci macierzy  $\beta_4$  podanej przez Umezawę [4]:

$$\beta_4 = \begin{pmatrix} & -i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -i & 0 & 0 \\ & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{matrix} 3 \\ 3 \\ 3 \\ 3 \\ 3 \\ 3 \\ 1 \end{matrix} \quad (\text{II.24})$$

wtedy ogólne rozwiązanie pierwszego z równań (II.21) ma postać:

$$\psi = \begin{pmatrix} \chi \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ i\chi \\ 0 \end{pmatrix} \begin{matrix} 3 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 3 \\ 1 \end{matrix} \quad (\text{II.25})$$

Tutaj  $\chi$  jest dowolnym wektorem o trzech składowych. Drugie z równań (II.21) jest równoważne następującemu równaniu dla wektora  $\chi$ :

$$(\vec{S}^{(3)} \cdot \vec{n})\chi = \sigma\chi, \quad (\text{II.26})$$

gdzie  $\vec{S}^{(3)}$  jest operatorem spinu  $S = 1$  w bazie kartezjańskiej o składowych danych wzorami (II.23). Równanie (II.26) ma rozwiązanie dla każdego kierunku  $\vec{n}$ . Oznacza to, że dla cząstek o spinie  $S = 1$  istnieją przy danym pędzie  $\vec{p}$  stany o określonym rzucie spinu na dowolny kierunek w przestrzeni. Dowody podobne można przeprowadzić i dla wyższych wartości spinu  $S$ .

### III. Operator spinu cząstki w teorii drugiego kwantowania

W poprzednim rozdziale wprowadziliśmy pojęcie spinu w układzie spoczynkowym dla cząstki swobodnej w ramach mechaniki kwantowej. Oparliśmy się przy tym na ogólnym równaniu (II.1) dla cząstki o dowolnym spinie. Niedogodną stroną podanej metody jest wprowadzenie warunków dodatkowych, które mają zmniejszyć liczbę liniowo niezależnych składowych macierzy jednokolumnowej  $\Psi$  do  $2(2S+1)$ . Wynikają one stąd, że skoro (II.1) ma być równaniem dla cząstki o spinie  $S$ , trzeba wykluczyć rozwiązania, opisujące stany o mniejszym  $S$ . Liczba tych warunków rośnie ze wzrostem spinu, co utrudnia analizę wyższych spinów. Z tego względu dogodnie jest rozważać od razu teorię na poziomie drugiego kwantowania, co umożliwi rozpatrzenie wszystkich spinów w jednolity sposób.

W obrazie drugiego kwantowania funkcja falowa  $\Psi(x_\mu)$  cząstki o spinie  $S$  i masie  $m \neq 0$  staje się operatorem w przestrzeni liczb zapełnienia [1]:

$$\Psi(x_\mu) = \int \frac{m}{p_0} d_3p \sum_{\sigma=-S}^S [a_\sigma(\vec{p})\Psi_{p\sigma}(x_\mu) + b_\sigma^+(\vec{p})\Psi_{p\sigma}^*(x_\mu)]. \quad (\text{III.1})$$

Tutaj  $\Psi_{p\sigma}(x_\mu)$  oznacza funkcję falową stanu cząstki swobodnej o pędzie  $\vec{p}$  i rzucie spinu  $\sigma$  na oś  $z$  (operator spinu oznacza tutaj spin  $S$ , w układzie spoczynkowym, wprowadzony w poprzednim rozdziale). Czynniki  $\frac{m}{p_0} d_3p$  jest niezmienniczym elementem objętości w przestrzeni pędów;  $a_\sigma(\vec{p})$  jest operatorem anihilacji cząstki o pędzie  $\vec{p}$  i rzucie spinu  $\sigma$  na oś  $z$ ,  $b_\sigma^+(\vec{p})$  — operatorem kreacji antycząstki o pędzie  $\vec{p}$  i rzucie spinu  $\sigma$  na oś  $z$ ; operatory  $a_\sigma(\vec{p})$ ,  $b_\sigma(\vec{p})$ ,  $a_\sigma^+(\vec{p})$ ,  $b_\sigma^+(\vec{p})$  spełniają zwykle reguły komutacji:

$$\begin{aligned} [a_\sigma(\vec{p}), a_{\sigma'}^+(\vec{p}')]_{\pm} &= [b_\sigma(\vec{p}), b_{\sigma'}^+(\vec{p}')]_{\pm} = f(p) \delta_{\sigma\sigma'} \cdot \delta(\vec{p} - \vec{p}') \\ [a_\sigma(\vec{p}), a_{\sigma'}(\vec{p}')]_{\pm} &= [a_\sigma^+(\vec{p}), a_{\sigma'}^+(\vec{p}')]_{\pm} = 0 \\ [b_\sigma(\vec{p}), b_{\sigma'}(\vec{p}')]_{\pm} &= [b_\sigma^+(\vec{p}), b_{\sigma'}^+(\vec{p}')]_{\pm} = 0 \\ [a_\sigma(\vec{p}), b_{\sigma'}(\vec{p}')]_{\pm} &= [a_\sigma(\vec{p}), b_{\sigma'}^+(\vec{p}')]_{\pm} = 0 \\ [a_\sigma^+(\vec{p}), b_{\sigma'}(\vec{p}')]_{\pm} &= [a_\sigma^+(\vec{p}), b_{\sigma'}^+(\vec{p}')]_{\pm} = 0. \end{aligned} \quad (\text{III.2})$$

We wzorach powyższych należy brać znak „-“ (komutator) dla spinu całkowitego  $S$ , a znak „+“ (antykomutator) dla spinu połówkowego  $S$ . Czynniki normujący  $f(p)$  wyznaczymy zaraz z warunku unormowania.

Rozważmy w tym celu amplitudę  $\Phi_1$  stanu jednocząstkowego, którą możemy wyrazić w zwykły sposób przy pomocy amplitudy próżni  $\Phi_0$  i operatorów kreacji cząstek:

$$\Phi_1 = \int \frac{m}{p_0} d_3p \sum_{\sigma=-S}^S \varphi_\sigma(\vec{p}) a_\sigma^+(\vec{p}) \Phi_0. \quad (\text{III.3})$$



Tutaj  $a_{\sigma}^{+}(\vec{p})$  jest operatorem kreacji cząstki o pędzie  $\vec{p}$  i rzucie spinu  $\sigma$  na oś  $z$ , a  $\varphi_{\sigma}(\vec{p})$  — amplitudą fokowską odpowiedniego stanu (patrz np. [8])<sup>4</sup>.

Przyjmując unormowanie amplitudy próżni do jedności:

$$(\Phi_0, \Phi_1) = 1$$

oraz korzystając z relacji komutacji (III.2) i z definicji próżni:  $a_{\sigma}(\vec{p})\Phi_0 = 0$  znajdujemy normę stanu jednocząstkowego:

$$(\Phi_1, \Phi_1) = \int \frac{m^2}{p_0^2} d_3 p f(p) \sum_{\sigma=-S}^S |\varphi_{\sigma}(\vec{p})|^2. \quad (\text{III.4})$$

Amplitudę fokowską  $\varphi_{\sigma}(\vec{p})$  interpretujemy w ten sposób, by kwadrat jej  $|\varphi_{\sigma}(\vec{p})|^2$  dawał średnią liczbę cząstek o rzucie spinu  $\sigma$  na oś  $z$ , znajdujących się w niezmienniczym elemencie objętości  $\frac{m}{p_0} d_3 p$ . Wynika stąd, że trzeba przyjąć

$$f(p) = \frac{p_0}{m}.$$

Obecnie, po określeniu wszystkich wielkości występujących we wzorach (III.1) i (III.3), zajmiemy się amplitudami fokowskimi  $\varphi_{\sigma}(\vec{p})$ . Znajdziemy prawo transformacyjne tych amplitud podczas wykonywania przekształcenia Lorentza z podgrupy  $G_+$  nad współrzędnymi  $x_{\mu}$ . Rozważmy w tym celu najpierw stan, w którym cząstka jest zlokalizowana w punkcie o współrzędnych  $x_{\mu}$ . Amplitudą tego stanu będzie  $\psi^{+}(x_{\mu})\Phi_0$ . Dla stanu  $\Phi_1$  wprowadzamy funkcję skalarną  $\pi(x_{\mu})$ , która w granicy nierelatywistycznej przechodzi w amplitudę prawdopodobieństwa znalezienia cząstki w punkcie o współrzędnych  $x_{\mu}$

$$\pi(x_{\mu}) = (\psi^{+}(x_{\mu})\Phi_0, \Phi_1) = \int \frac{m}{p_0} d_3 p \sum_{\sigma=-S}^S \varphi_{\sigma}(\vec{p}) \Psi_{p_0}^{+}(x_{\mu}). \quad (\text{III.5})$$

<sup>4</sup> Amplitudy fokowskie odgrywają tę samą rolę w teorii drugiego kwantowania, co współczynniki liczbowe przy rozkładzie na układ funkcji własnych w mechanice kwantowej. W teorii drugiego kwantowania można funkcję falową opisującą dowolny stan  $\Phi$  o niekoniecznie określonej liczbie cząstek rozłożyć na układ funkcji własnych operatora ilości cząstek:

$$\begin{aligned} \Phi = & \varphi\Phi_0 + \frac{1}{\sqrt{1!}} \int \frac{m}{p_0} d_3 p \sum_{\sigma=-S}^S \varphi_{\sigma}(\vec{p}) a_{\sigma}^{+}(\vec{p})\Phi_0 + \\ & + \frac{1}{\sqrt{2!}} \int \frac{m}{p_0} d_3 p \int \frac{m}{p'_0} d_3 p' \sum_{\sigma=-S}^S \sum_{\sigma'=-S}^S \varphi_{\sigma\sigma'}(\vec{p}, \vec{p}') a_{\sigma}^{+}(\vec{p}) a_{\sigma'}^{+}(\vec{p}')\Phi_0 + \dots \end{aligned}$$

Wielkości  $\varphi, \varphi_{\sigma}(\vec{p}), \varphi_{\sigma\sigma'}(\vec{p}, \vec{p}'), \dots$  noszą odpowiednio nazwy amplitud fokowskich stanów próżniowego, jednocząstkowego, dwucząstkowego itd. Funkcja  $\varphi_{\sigma_1, \dots, \sigma_n}(\vec{p}_1, \dots, \vec{p}_n)$  stanowi amplitudę prawdopodobieństwa stanu  $n$ -cząstkowego, w którym dla  $i$ -tej cząstki pęd wynosi  $\vec{p}_i$ , a rzut spinu na oś  $z$  jest  $\sigma_i$ . Uwzględnić trzeba przy tym nierozróżnialność cząstek, a dla fermionów ponadto zakaz Pauliego. Amplitudy fokowskie stają się więc symetrycznymi lub antysymetrycznymi funkcjami zespołów argumentów  $(\sigma_i, \vec{p}_i)$ .

Wyrażenie powyższe jest skalarną funkcją współrzędnych  $x_\mu$ . Jakie jest prawo transformacyjne tego rodzaju wielkości? Oznaczmy dla skrótów wytluszczoną literą  $\mathbf{x}$  jednokolumnową macierz utworzoną ze współrzędnych  $x_\mu$ , podobną macierz stanowić będzie  $\mathbf{p}$  (utworzona ze składowych czteropędu). Macierz współczynników transformacji Lorentza  $g_{\mu\nu}$  oznaczmy literą  $\mathbf{g}$ . Prawo transformacji funkcji skalarnej  $f(x)$ , jaką jest np.  $\pi(x_\mu)$ , przybiera w tych oznaczeniach postać

$$T_{gf}(\mathbf{x}) = f(\mathbf{g}^{-1}\mathbf{x}). \quad (\text{III.6})$$

Chcąc znaleźć prawo transformacyjne dla amplitud fokowskich  $\varphi_\sigma(\vec{p})$  korzystamy z tego, że  $\pi(x_\mu)$  ma powyższą własność oraz ze wzorów transformacyjnych dla funkcji  $\psi_{\vec{p}\sigma}$  występujących w rozkładzie (III.1) operatora pola. Przed wyprowadzeniem tych ostatnich wzorów wprowadzimy macierz obrotu  $R(\mathbf{g}, \mathbf{p})$ , którą będziemy się w dalszym ciągu posługiwali, opierając się na pracy Czou Kuang-czao i Zastawienki [9] i poprzednich.

#### A. Własności macierzy obrotu $R(\mathbf{g}, \mathbf{p})$

Weźmy dowolne przekształcenie  $\mathbf{g}$  z grupy Lorentza oraz właściwe przekształcenie lorentzowskie  $U_L(\mathbf{p})$ . Iloczyn tych dwu przekształceń rozbijmy na właściwe przekształcenie lorentzowskie  $U_L(\mathbf{g}\mathbf{p})$  i czysty obrót przestrzenny  $R(\mathbf{g}, \mathbf{p})$ :

$$\mathbf{g}U_L(\mathbf{p}) = U_L(\mathbf{g}\mathbf{p})R(\mathbf{g}, \mathbf{p}). \quad (\text{III.7})$$

Wzór ten stanowi jednocześnie określenie transformacji  $U_L(\mathbf{g}\mathbf{p})$  i obrotu  $R(\mathbf{g}, \mathbf{p})$ . Zamieszczenie przekształcenia  $\mathbf{g}$  pod argumentem obu tych transformacji wskazuje na ich zależność od postaci  $\mathbf{g}$ . Gdy weźmiemy np. jako przekształcenie  $\mathbf{g}$  czysty obrót:  $\mathbf{g} = U$ , to  $R(U, \mathbf{p}) = U$  niezależnie od  $\mathbf{p}$ .

Wyprowadzimy ważną własność grupową obrotów  $R(\mathbf{g}, \mathbf{p})$ . W oparciu o definicję (III.7) możemy napisać:

$$\begin{aligned} \mathbf{g}_1 U_L(\mathbf{g}_1^{-1}\mathbf{p}) &= U_L(\mathbf{p}) \cdot R(\mathbf{g}_1, \mathbf{g}_1^{-1}\mathbf{p}) \\ \mathbf{g}_2 U_L((\mathbf{g}_1\mathbf{g}_2)^{-1}\mathbf{p}) &= U_L(\mathbf{g}_1^{-1}\mathbf{p}) \cdot R(\mathbf{g}_2, (\mathbf{g}_1\mathbf{g}_2)^{-1}\mathbf{p}). \end{aligned}$$

Pomnóżmy pierwszą z tych równości przez  $R(\mathbf{g}_2, (\mathbf{g}_1\mathbf{g}_2)^{-1}\mathbf{p})$  i skorzystajmy z drugiej:

$$\mathbf{g}_1 U_L(\mathbf{g}_1^{-1}\mathbf{p}) \cdot R(\mathbf{g}_2, (\mathbf{g}_1\mathbf{g}_2)^{-1}\mathbf{p}) = \mathbf{g}_1\mathbf{g}_2 U_L((\mathbf{g}_1\mathbf{g}_2)^{-1}\mathbf{p}) = U_L(\mathbf{p}) \cdot R(\mathbf{g}_1\mathbf{g}_2, (\mathbf{g}_1\mathbf{g}_2)^{-1}\mathbf{p}).$$

Stąd bezpośrednio wynika własność grupowa obrotów  $R(\mathbf{g}, \mathbf{p})$ :

$$R(\mathbf{g}_1, \mathbf{g}_1^{-1}\mathbf{p}) \cdot R(\mathbf{g}_2, (\mathbf{g}_1\mathbf{g}_2)^{-1}\mathbf{p}) = R(\mathbf{g}_1\mathbf{g}_2, (\mathbf{g}_1\mathbf{g}_2)^{-1}\mathbf{p}). \quad (\text{III.8})$$

Z własności tej wynika, że dla dowolnego obrotu  $U$ :

$$R(U\mathbf{g}, \mathbf{p}) = U \cdot R(\mathbf{g}, \mathbf{p}). \quad (\text{III.9})$$

Wiadomo, że dowolne przekształcenie  $\mathbf{g}$  z grupy Lorentza można zapisać w postaci:

$$\mathbf{g} = U_2 \cdot U_L(p_2) \cdot U_1, \quad (\text{III.10})$$

gdzie  $U_1$  i  $U_2$  oznaczają obroty, a  $U_L(p_z)$  — przejście do układu odniesienia poruszającego się wzdłuż osi  $z$ . Przy pomocy (III.9) otrzymujemy:

$$R(\mathbf{g}, \mathbf{p}) \equiv R(U_2 \cdot U_L(p_z) \cdot U_1, \mathbf{p}) = U_2 U_1 \cdot R(U_1^{-1} U_L(p_z) U_1, \mathbf{p}). \quad (\text{III.11})$$

W powyższym wzorze  $R(U_1^{-1} U_L(p_z) U_1, \mathbf{p})$  jest właściwym przekształceniem Lorentza, a więc dla wyznaczenia  $R(\mathbf{g}, \mathbf{p})$  przy dowolnych  $\mathbf{g}$  wystarcza znać, czemu równa się  $R(U_L(\mathbf{p}'), \mathbf{p})$ .

Zajmijmy się teraz jawną postacią macierzy przekształcenia  $R(U_L(\mathbf{p}'), \mathbf{p})$ . W reprezentacji spinorowej właściwej grupy Lorentza zapisujemy operatory  $U_L(\mathbf{p})$  i  $R(U_L(\mathbf{p}'), \mathbf{p})$ :

$$U_L(\mathbf{p}) = \frac{p_0 + m + (\vec{p} \cdot \vec{\sigma})}{\sqrt{2m(p_0 + m)}}$$

$$R(U_L(\mathbf{p}'), \mathbf{p}) = \cos \frac{\omega}{2} - i \sin \frac{\omega}{2} (\vec{n} \cdot \vec{\sigma}).$$

Powyższe operatory działają nie na macierz jednokolumnową  $\mathbf{x}$ , a na związaną z nią wzorem  $X = x_j \sigma_j - i x_4$  macierz kwadratową  $X$ . Tutaj  $\sigma_j$  oznaczają macierze Pauliego  $2 \times 2$ .

Podstawiając powyższe wyrażenia do (III.7) otrzymujemy:

$$\vec{n} \operatorname{tg} \frac{\omega}{2} = \frac{\vec{p} \times \vec{p}'}{(p_0 + m)(p'_0 + m) + (\vec{p} \cdot \vec{p}')}. \quad (\text{III.12})$$

Związek ten określa kąt  $\omega$ , zwany kątem precesji thomasowskiej. Dla nieskończenie małego  $\vec{p} = \Delta \vec{p}$  mamy nieskończenie mały kąt  $\Delta \omega$ :

$$\Delta \vec{\omega} = \vec{n} \Delta \omega = \frac{\vec{p} \times \Delta \vec{p}}{m(p_0 + m)} \quad (\text{III.13})$$

i obrót infinitezymalny  $R(U_L(\Delta \mathbf{p}), \mathbf{p})$  dany jest wzorem:

$$R(U_L(\Delta \mathbf{p}), \mathbf{p}) = 1 - i \vec{S} \cdot \Delta \vec{\omega} = 1 - \frac{i}{2} S_{ik} \Delta \omega_{ik}; \quad (\text{III.14})$$

tutaj  $\vec{S}$  jest operatorem spinowego momentu pędu.

Tym, co nas interesuje, nie jest jednak powyższy obrót infinitezymalny, lecz ogólna postać obrotu  $R(\mathbf{g}, \mathbf{p})$ , gdzie  $\mathbf{g}$  jest dowolnym nieskończenie małym przekształceniem z grupy Lorentza:  $g_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} + \eta_{\mu\nu}$ . Przekształcenie  $g$  można z dokładnością do wyrazów małych drugiego rzędu rozbić na iloczyn obrotu przestrzennego  $U$  i czystego przekształcenia Lorentza  $U_L(\Delta \mathbf{p})$ :

$$\mathbf{g} = U \cdot U_L(\Delta \mathbf{p}). \quad (\text{III.15})$$

Macierze tych przekształceń mają postać:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & \eta_{12} & \eta_{13} & 0 \\ \eta_{21} & 1 & \eta_{23} & 0 \\ \eta_{31} & \eta_{32} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad U_L(\Delta \mathbf{p}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & \eta_{14} \\ 0 & 1 & 0 & \eta_{24} \\ 0 & 0 & 1 & \eta_{34} \\ \eta_{41} & \eta_{42} & \eta_{43} & 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{III.16})$$

Wyraźmy obecnie  $\Delta\omega_{ik}$  ze wzoru (III.14) przy pomocy parametrów macierzy  $U_L(\mathbf{A}\mathbf{p})$ . Macierz ta wiąże składowe czterowektora pędu w układzie spoczynkowym ( $\mathbf{p}'_\mu = (0, 0, 0, im)$ ) ze składowymi w układzie lorentzowskim:

$$\mathbf{A}\mathbf{p} = U_L(\mathbf{A}\mathbf{p}) \cdot \mathbf{p}'$$

Stąd wynika:  $\Delta p_k = im\eta_{k4}$  i dalej:

$$\Delta\omega_{ik} = \frac{i}{p_0 + m} (\eta_{k4}p_i - \eta_{i4}p_k).$$

Obrót  $U$  dany wzorem (III.16) możemy zapisać w postaci:

$$U = 1 - i\vec{S} \cdot \Delta\vec{\omega}, \quad (\text{III.17})$$

gdzie  $\Delta\omega'_i = -\frac{1}{2}\varepsilon_{ikl}\eta_{kl}$  ( $\varepsilon_{ikl}$  — tensor zupełnie antysymetryczny zdefiniowany w Rozdziale I).

Zastosujemy do obrotu  $R(\mathbf{g}, \mathbf{p})$  wzór (III.9):

$$R(\mathbf{g}, \mathbf{p}) = R(U \cdot U_L(\mathbf{A}\mathbf{p}), \mathbf{p}) = U \cdot R(U_L(\mathbf{A}\mathbf{p}), \mathbf{p}). \quad (\text{III.18})$$

Podstawiając (III.14) i (III.17) do powyższego wzoru mamy:

$$R(\mathbf{g}, \mathbf{p}) = \exp\left[-\frac{i}{2}S_{ik}\Delta\Omega_{ik}\right], \quad (\text{III.19})$$

gdzie:

$$\Delta\Omega_{ik} = \Delta\omega_{ik} + \Delta\omega'_{ik} = \frac{i}{p_0 + m} (\eta_{k4}p_i - \eta_{i4}p_k) - \eta_{ik}. \quad (\text{III.20})$$

Wzór (III.19) jest ogólnym wyrażeniem, przedstawiającym obrót  $R(\mathbf{g}, \mathbf{p})$  w zależności explicite od wektora pędu i parametrów transformacji  $\mathbf{g}$ .

## B. Transformacja funkcji falowych $\Psi_{p\sigma}^{\rightarrow}(x_\mu)$

We wzorze (III.1) występują funkcje falowe  $\Psi_{p\sigma}^{\rightarrow}(x_\mu)$ :

$$\Psi_{p\sigma}^{\rightarrow}(x_\mu) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} e^{ip_\mu x_\mu} v_\sigma(\vec{p}). \quad (\text{III.21})$$

Część spinowa funkcji falowej:  $v_\sigma(\vec{p})$  jest funkcją własną rzutu na oś  $z$  operatora spinu  $\vec{S}'$  w układzie laboratoryjnym, określonego w poprzednim rozdziale wzorem (II.18), odpowiadającą wartości własnej  $\sigma$ :

$$S'_z v_\sigma(\vec{p}) = U_L(\mathbf{p}) S_z U_L^{-1}(\mathbf{p}) v_\sigma(\vec{p}) = \sigma v_\sigma(\vec{p}). \quad (\text{III.22})$$

Wprowadźmy teraz funkcje spinowe  $v_\sigma(0)$  w układzie spoczynkowym:

$$v_\sigma(0) = U_L^{-1}(\mathbf{p}) v_\sigma(\vec{p}). \quad (\text{III.23})$$

Ze wzoru (III.22) widać, że są one funkcjami własnymi operatora  $S_z$  (rzut zwykłego operatora spinu  $\vec{S}$  na oś  $z$ ):

$$S_z v_\sigma(0) = U_L^{-1}(\mathbf{p}) S'_z U_L(\mathbf{p}) v_\sigma(0) = \sigma v_\sigma(0). \quad (\text{III.24})$$

W układzie spoczynkowym mamy  $(2S+1)$  funkcji  $v_\sigma(0)$  (dla  $\sigma = -S, -S+1, \dots, S$ ), które przekształcają się przy obrotach według reprezentacji nieprzywiedlnej o wadze  $S$ :

$$U \cdot v_\sigma(0) = \sum_{\sigma'=-S}^S \mathcal{D}_{\sigma'\sigma}^{(S)}(U) v_{\sigma'}(0). \quad (\text{III.25})$$

We wzorze tym  $\mathcal{D}_{\sigma'\sigma}^{(S)}(U)$  są to, zgodnie z przyjętymi powszechnie oznaczeniami, elementy macierzowe operatora obrotu  $U$  dla reprezentacji o wadze  $S$ . Wzór powyższy oznacza, że zespół funkcji  $v_\sigma(0)$  opisuje cząstkę o spinie  $S$ .

Zbadamy, jak transformują się funkcje  $v_\sigma(\vec{p})$  przy obrotach. Korzystając z (III.23) mamy:

$$U v_\sigma(\vec{p}) = U \cdot U_L(\mathbf{p}) v_\sigma(0). \quad (\text{III.26})$$

Zastąpimy iloczyn przekształceń  $U \cdot U_L(\mathbf{p})$  zgodnie ze wzorem (III.7) dla  $\mathbf{g} = \mathbf{U} \cdot \mathbf{U}_L(\mathbf{p}) = U_L(\mathbf{U} \cdot \mathbf{p}) \cdot U$ .  $U_L$  po prawej stronie tego wzoru zależy od elementów macierzy jednokolumnowej  $\mathbf{U} \cdot \mathbf{p}$ , a dla czystego obrotu otrzymaliśmy  $R(\mathbf{U}, \mathbf{p}) = U$ , zgodnie z uwagą w punkcie A.

Skorzystanie z tej zamiany kolejności obrotu zwykłego i przekształcenia Lorentza umożliwi nam zastosowanie wzoru (III.25), a następnie (III.23) (dla  $\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{gp}$ ) przy przekształcaniu wyrażenia (III.26):

$$\begin{aligned} U v_\sigma(\mathbf{p}) &= U_L(\mathbf{U}\mathbf{p}) \cdot U v_\sigma(\mathbf{0}) = \\ &= \sum_{\sigma'=-S}^S \mathcal{D}_{\sigma'\sigma}^{(S)}(U) U_L(\mathbf{U}\mathbf{p}) v_{\sigma'}(\mathbf{0}) = \sum_{\sigma'=-S}^S \mathcal{D}_{\sigma'\sigma}^{(S)}(U) v_{\sigma'}(\mathbf{U}\mathbf{p}). \end{aligned} \quad (\text{III.27})$$

Znajomość zachowania się funkcji  $v_\sigma(\vec{p})$  przy obrotach pozwala nam zająć się ich zachowaniem przy wykonywaniu dowolnego przekształcenia  $g$  z podgrupy  $G_+$ , któremu odpowiada operator  $T_g$ <sup>5</sup>. Korzystając z (III.23), (III.7) i (III.27) otrzymujemy:

$$\begin{aligned} T_g v_\sigma(\mathbf{p}) &= T_g \cdot U_L(\mathbf{p}) v_\sigma(\mathbf{0}) = U_L(\mathbf{gp}) \cdot R(\mathbf{g}, \mathbf{p}) v_\sigma(\mathbf{0}) = \\ &= \sum_{\sigma'=-S}^S \mathcal{D}_{\sigma'\sigma}^{(S)}\{R(\mathbf{g}, \mathbf{p})\} v_{\sigma'}(\mathbf{gp}). \end{aligned} \quad (\text{III.28})$$

Znaleźliśmy własności transformacyjne funkcji spinowych  $v_\sigma(\vec{p})$ . Drugi czynnik w wyrażeniu (III.21) dla funkcji  $\Psi_{\vec{p}\sigma}(x_\mu)$  jest funkcją skalarną i transformuje się według wzoru (III.6). Stąd wynika, że funkcje falowe  $\Psi_{\vec{p}\sigma}(x_\mu)$  transfor-

<sup>5</sup> Tylko w przypadku dowolnego przekształcenia  $g$  zapisujemy odpowiadający mu operator jako  $T_g$ . W przypadku przekształceń Lorentza i obrotów ten sam symbol oznacza w zależności od kontekstu samo przekształcenie albo też odpowiadający mu operator.

mują się następująco (dla  $g \in G_+$ ):

$$T_g \Psi_{\vec{p}\sigma}(x_\mu) = \sum_{\sigma'=-S}^S \mathcal{D}_{\sigma\sigma'}^{(S)} \{R(\mathbf{g}, \mathbf{p})\} \Psi_{\vec{p}'\sigma'}(x_\mu), \quad (\text{III.29})$$

gdzie  $p'_\mu = g_{\mu\nu} p_\nu$ .

### C. Amplitudy fokowskie i operatory infitezymalne reprezentacji

Przy pomocy wzorów (III.5), (III.6) i wyprowadzonego ostatnio wzoru (III.29) znajdujemy natychmiast prawo transformacyjne amplitud fokowskich  $\varphi_\sigma(\vec{p})$ :

$$T_g \varphi_\sigma(\mathbf{p}) = \sum_{\sigma'=-S}^S \mathcal{D}_{\sigma\sigma'}^{(S)} \{R(\mathbf{g}, \mathbf{g}^{-1}\mathbf{p})\} \varphi_{\sigma'}(\mathbf{g}^{-1}\mathbf{p}). \quad (\text{III.30})$$

Znajdziemy jawną postać operatorów infitezymalnych  $\vec{M}$  i  $\vec{N}$  powyższej reprezentacji.<sup>5</sup> Dla przekształcenia infitezymalnego  $g: g_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} + \eta_{\mu\nu}$  operator reprezentacji ma postać:

$$T_g = 1 + \frac{i}{2} M_{\mu\nu} \eta_{\mu\nu}.$$

Tensor  $M_{\mu\nu}$  składa się z części orbitalnej  $L_{\mu\nu}$  i części spinowej  $S_{\mu\nu}$ .

Prawą stronę wzoru (III.30) przekształcamy tak, aby wyłączyć funkcję  $\varphi_\sigma(\mathbf{p})$ . Można tego dokonać, jeśli zauważymy, że dla określonego rzutu spinu  $\sigma$  jedynie orbitalny moment pędu  $L_{\mu\nu} = -i \left( p_\mu \frac{\partial}{\partial p_\nu} - p_\nu \frac{\partial}{\partial p_\mu} \right)$  generuje transformację:

$$\left( 1 + \frac{i}{2} L_{\mu\nu} \eta_{\mu\nu} \right) \varphi_\sigma(\mathbf{p}) = \varphi_\sigma(\mathbf{g}^{-1}\mathbf{p}). \quad (\text{III.31})$$

Zauważmy dalej, że parametry obrotu  $R(\mathbf{g}, \mathbf{g}^{-1}\mathbf{p})$  można otrzymać, zmieniając w (III.20)  $p_\mu$  na  $p'_\mu = p_\mu - \eta_{\mu\nu} p_\nu$ . Jeśli w wyniku ostatecznym zostawimy tylko człony liniowe w  $\eta_{\mu\nu}$ , to parametry obrotu  $R(\mathbf{g}, \mathbf{g}^{-1}\mathbf{p})$  będą wyrażać się tym samym wzorem (III.20) co parametry obrotu  $R(\mathbf{g}, \mathbf{p})$ .

Wobec powyższego występujący we wzorze (III.30) element macierzowy operatora obrotu  $R(\mathbf{g}, \mathbf{g}^{-1}\mathbf{p})$  ma postać:

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_{\sigma\sigma'}^{(S)} \{R(\mathbf{g}, \mathbf{g}^{-1}\mathbf{p})\} &= \exp \left[ -\frac{i}{2} S_{ik} \Delta \Omega_{ik} \right]_{\sigma\sigma'} \approx \left[ 1 - \frac{i}{2} S_{ik} \Delta \Omega_{ik} \right]_{\sigma\sigma'} = \\ &= \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( i S_{ik} \eta_{ik} + \frac{S_{ik} p_k \eta_{4i} - S_{ik} p_k \eta_{i4}}{p_0 + m} \right) \right]_{\sigma\sigma'}. \end{aligned} \quad (\text{III.32})$$

Podstawiamy (III.31) i (III.32) do (III.30):

$$\begin{aligned} \left(1 + \frac{i}{2} M_{\mu\nu} \eta_{\mu\nu}\right) \varphi_{\sigma}(\vec{p}) = \\ = \sum_{\sigma'=-S}^S \left[1 + \frac{1}{2} \left(i S_{ik} \eta_{ik} + \frac{S_{ik} p_k (\eta_{4i} - \eta_{i4})}{p_0 + m}\right)\right]_{\sigma\sigma'} \left(1 + \frac{i}{2} L_{\mu\nu} \eta_{\mu\nu}\right) \varphi_{\sigma'}(\vec{p}). \end{aligned}$$

Stąd można wyznaczyć postać tensora  $M_{\mu\nu}$ . Zamiast niego wprowadzamy dwa wektory 3-wymiarowe  $\vec{M}$  i  $\vec{N}$  (patrz Rozdział I. A). Okazuje się po przeliczeniu, że wyrażają się one wzorami (II.17):

$$\begin{aligned} \vec{M} &= -i \left( \vec{p} \times \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \right) + \vec{S} \\ \vec{N} &= i p_0 \frac{\partial}{\partial \vec{p}} + \frac{\vec{p} \times \vec{S}}{p_0 + m}. \end{aligned}$$

Oznacza to, że w przestrzeni amplitud fokowskich  $\varphi_{\sigma}(\vec{p})$  zrealizowaliśmy reprezentację grupy Lorentza  $G_+$  z operatorami infinitezymalnymi, które pokrywają się z operatorami  $\vec{M}_r$  i  $\vec{N}_r$  w układzie spoczynkowym cząstki.

Na zakończenie zauważmy, że (III.30) jest transformacją unitarną, gdyż zachowuje całkowitą liczbę cząstek  $\int \frac{m}{p_0} d_3 p \sum_{\sigma=-S}^S |\varphi_{\sigma}(\vec{p})|^2$ . Transformacja (III.30) zależy nie tylko od rzutu spinu  $\sigma$ , ale i od pędu  $\vec{p}$ , jest więc transformacją nieskończenie wymiarową.

#### IV. Uwagi końcowe

Celem artykułu było możliwie przystępne przedstawienie współczesnego ujęcia problemu spinu w teorii relatywistycznej. Podane wzory odnoszą się do przypadku cząstek o różnej od zera masie spoczynkowej. Wiadomo, że dla cząstek o znikającej masie spoczynkowej nie istnieje układ spoczynkowy. Nie można więc dla tych cząstek wprowadzać spinu, transformując ich moment pędu do układu spoczynkowego i określając operator spinu  $\vec{S}$  ze wzorów (II.17) jako operator spinu cząstki w układzie spoczynkowym. Tym niemniej można także wprowadzić w tym przypadku spin cząstek, czym zajmujemy się w artykule późniejszym, poświęconym grupie Poincarégo i jej nieprzywiedlnym reprezentacjom, które podali najpierw Wigner i Bargmann. W artykule tym powrócimy z innej strony do omówionych tu problemów.

### Uzupelnienia

#### Przetransformowanie części spinowej momentu pędu do układu spoczynkowego

Korzystamy ze wzoru transformacyjnego (II.9) dla  $S_{\lambda\mu}$ , podstawiając do niego macierz  $g_{\mu\nu}$  dla właściwego przekształcenia Lorentza. Właściwe przekształcenie Lorentza  $U_L(\vec{p})$  dla dowolnego pędu  $\vec{p}$  możemy wyrazić za pomocą trans-

formacji Lorentza  $U_L(p_x)$  dla ruchu wzdłuż osi  $x$  z pędem  $p$  oraz obrotów  $U$ :

$$U_L(\vec{p}) = U \cdot U_L(p_x) \cdot U^{-1}. \quad (\text{U.1})$$

Postać operatora  $U_L(p_x)$  można znaleźć np. w [10]; jeśli oznaczymy  $p_0 = \sqrt{p_x^2 + m^2}$ , to

$$U_L(p_x) = \begin{pmatrix} \frac{p_0}{m} & 0 & 0 & -\frac{ip_x}{m} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ i\frac{p_x}{m} & 0 & 0 & \frac{p_0}{m} \end{pmatrix}. \quad (\text{U.2})$$

Z uwagi na to, że operator  $U$  odpowiada obrotowi w przestrzeni trójwymiarowej, jego składowe czasowe spełniają warunek:  $u_{i4} = u_{4i} = 0$ ,  $u_{44} = 1$ , a z warunków dla składowych przestrzennych  $u_{ik}$ :  $u_{ik}u_{jk} = \delta_{ij}$  ( $i, j = 1, 2, 3$ ) wynika, że pozostają 3 niezależne parametry, za które przyjmujemy  $u_{11}$ ,  $u_{21}$  i  $u_{31}$ . Wtedy operator  $U$  ma postać:

$$U = \begin{pmatrix} u_{11} & u_{12} & u_{13} & 0 \\ u_{21} & u_{22} & u_{23} & 0 \\ u_{31} & u_{32} & u_{33} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{U.3})$$

Operator odwrotny  $U^{-1}$  otrzymujemy zamieniając w (U.3) wiersze i kolumny. Korzystając z warunków dla składowych przestrzennych  $u_{ik}$  obliczamy  $U_L(\vec{p})$  i otrzymujemy:

$$U_L(\vec{p}) = \begin{pmatrix} 1 + u_{11}^2 \frac{p_0 - m}{m} & u_{11}u_{21} \frac{p_0 - m}{m} & u_{11}u_{31} \frac{p_0 - m}{m} & -iu_{11} \frac{p}{m} \\ u_{21}u_{11} \frac{p_0 - m}{m} & 1 + u_{21}^2 \frac{p_0 - m}{m} & u_{21}u_{31} \frac{p_0 - m}{m} & -iu_{21} \frac{p}{m} \\ u_{31}u_{11} \frac{p_0 - m}{m} & u_{31}u_{21} \frac{p_0 - m}{m} & 1 + u_{31}^2 \frac{p_0 - m}{m} & -iu_{31} \frac{p}{m} \\ iu_{11} \frac{p}{m} & iu_{21} \frac{p}{m} & iu_{31} \frac{p}{m} & \frac{p_0}{m} \end{pmatrix}. \quad (\text{U.4})$$

Pojawienie się trzech niezależnych parametrów  $u_{11}$ ,  $u_{21}$ ,  $u_{31}$  odpowiada temu, że czyste przekształcenie Lorentza określone jest zupełnie przez podanie trzech składowych wektora prędkości  $\vec{v}$ . Parametry te wyznaczymy z warunku:

$$U_L(\vec{p})p_\mu^r = p_\mu. \quad (\text{U.5})$$

Tutaj pęd w układzie spoczynkowym wynosi:  $p_\mu^r = (0, 0, 0, im)$ . Z (U.5) mamy:

$$u_{k1} = \frac{p_k}{p}. \quad (\text{U.6})$$



Podstawiając (U.6) do (U.4) otrzymujemy wyrazy macierzy  $U_L(\vec{p})$ , które są przecież identyczne z  $g_{\mu\nu}$  występującymi we wzorze (II.9). Są to:

$$g_{ij} = \delta_{ij} + \frac{p_i p_j}{m(p_0 + m)}, \quad g_{k4} = -g_{4k} = -i \frac{p_k}{m}, \quad g_{44} = \frac{p_0}{m}. \quad (\text{U.7})$$

Teraz możemy podstawić powyższe  $g_{\mu\nu}$  do wzoru (II.9) i bez trudu otrzymamy związki (II.10).

#### Literatura

- [1] A. I. Achijezer, W. B. Bieriesteckij, *Kwantowaja elektrodinamika*, Moskwa 1953.
- [2] L. L. Foldy, S. A. Wouthuysen, *Phys. Rev.*, **78**, 29 (1950).
- [3] J. M. Szirokow, *Ž. eksper. teor. Fiz.*, **21**, 748 (1951).
- [4] H. Umezawa, *Quantum Field Theory*, Amsterdam 1956, rozdz. II i V.
- [5] J. M. Szirokow, *Dokł. Akad. Nauk. SSSR.*, **94**, 857 (1954).
- [6] R. J. Duffin, *Phys. Rev.*, **54**, 1114 (1938).
- [7] N. Kemmer, *Proc. Roy. Soc., A* **173**, 91 (1939).
- [8] N. N. Bogolubow, D. W. Szyrkow, *Wwiedienije w teoriju kwantowanych polej*, Moskwa 1957, str. 74 i nast.
- [9] Czżou Guan-czżao, Ł. G. Zastawienko, *Ž. eksper. teor. Fiz.*, **35**, 1417 (1958).
- [10] G. J. Lubarski, *Teoria grup i jej zastosowanie w fizyce* (tłum.) PWN 1961, rozdz. XV, wzór (65,7).

*Dionizy Smoleński*  
*Mieczysław Seweryniak*

Zakład Technologii Związków Azotowych II Politechniki Wrocławskiej  
 Wrocław

## O pomiarze temperatury płomienia metodą odwrócenia linii spektralnej

### Wstęp

W ostatnich latach daje się zauważyć gwałtowny wzrost zainteresowania procesami spalania zachodzącymi w rurze udarowej oraz w silnikach turboodrzutowych i raketowych. Poznanie przebiegu procesu spalania związane jest z badaniem powstającego płomienia. Jednym z głównych parametrów, umożliwiających kontrolę efektywności procesu spalania i zarazem rzutuujących światło na mechanizm przebiegającego procesu, jest temperatura płomienia.

Temperaturę płomienia najczęściej mierzy się metodami optycznymi. Nie wymagają one wprowadzania obcego ciała do badanego płomienia, umożliwiając jednocześnie odległościowe przeprowadzenie pomiaru. Rozróżnia się tu między innymi temperaturę jasności (czarną), temperaturę barwną i temperaturę odwrócenia linii spektralnej.

Temperatura jasności jest temperaturą, dla której natężenie promieniowania badanego ciała równa się natężeniu promieniowań ciała doskonale czarnego przy tej samej długości fali. Za temperaturę barwy przyjmuje się temperaturę ciała, przy której stosunek natężenia promieniowania dla dwóch długości fal  $\lambda_1$  i  $\lambda_2$  tego ciała równy jest stosunkowi natężenia promieniowania ciała doskonale czarnego przy tych samych długościach fal. Temperaturę odwrócenia linii spektralnej omówimy poniżej szczegółowo.

W roku 1814 Fraunhofer uzyskał po raz pierwszy w widmie światła słonecznego odwrócenie linii spektralnych. Linie te nazwano liniami Fraunhofera, oznaczając je kolejno *A*, *B*, *C*, *D*<sub>1</sub> (*D*<sub>1</sub> linia sodu 5895,6 Å). Niecałe 100 lat później Féry (1903 r.), opierając się na prawie Kirchhoffa, wykorzystał zdolność odwracania linii rezonansowych żółtego dubletu sodowego do pomiaru temperatury płomienia palnika bunsenowskiego. W latach następnych metodę tę rozszerzono na inne pierwiastki i drobiny dające linie względnie pasma w różnych zakresach widma (Na, K, Li — widzialne; OH — ultrafiolet; CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O — podczerwień).

W latach trzydziestych bieżącego stulecia szereg badaczy stosowało metodę odwrócenia linii sodowej do wyznaczenia rozkładu temperatury w węglowodorowych płomieniach dyfuzyjnych i kinetycznych (wstępnie zmieszanych) palnika Bunsena. Zmierzoną temperaturę porównywano z obliczoną teoretycznie. Różnice między poszczególnymi wariantami opisywanej metody dotyczyły głównie sposobu wprowadzania atomów sodu do płomienia.

Silverman [1] wykazał, że dla wyznaczenia temperatury badanego płomienia nie jest wymagane uzyskanie punktu odwrócenia linii rezonansowej. Znając natężenie promieniowania źródła wzorcowego światła  $Y_1$ , płomienia badanego plus źródło wzorcowe  $Y_2$  i płomienia badanego  $Y_3$  dla długości fali  $\lambda$ , odpowiadającej linii lub pasmu rezonansowemu, można z prawa Plancka i Kirchhoffa obliczyć temperaturę odwrócenia badanego płomienia.

Zastosowanie fotoelementów do pomiarów natężenia promieniowania interesującego przedziału  $\Delta\lambda$ , przy jednoczesnym wykorzystaniu sektorów wirujących, skróciło czas trwania pomiaru temperatury do  $2 \cdot 10^{-4}$  sek, umożliwiając jednocześnie rejestrację przebiegu temperatury w czasie. Odtąd pomiar temperatury płomienia gazów metodą odwrócenia linii spektralnej zaczęto stosować do badań zmienności temperatury w silnikach rakietowych, turboodrzutowych, w fali uderzeniowej, wytwarzanej w rurze udarowej.

W ostatnich latach francuska agencja „ONERA“ [2] udoskonaliła pomiar temperatury metodą odwrócenia linii spektralnej skracając czas trwania pomiaru punktu temperaturowego do  $10^{-5} \div 10^{-6}$  sek. Metoda powyższa opiera się na założeniu, że gazy znajdujące się w dwóch obok siebie leżących obszarach (których przekrój poprzeczny do osi optycznej stanowi ułamki mm), posiadają tę samą temperaturę.

Zastosowanie odpowiedniego urządzenia całkującego umożliwia bezpośrednią rejestrację krzywej przebiegu temperatury w czasie.

## 1. Podstawy teoretyczne

### 1.1. Prawa promieniowania temperaturowego.

Pomiar temperatury metodą odwrócenia linii spektralnej opiera się na prawach Plancka i Kirchhoffa [3], [4]. Prawa te zastosowane w późniejszych rozważaniach przytaczamy w postaci analitycznej.

#### a) Prawo Plancka

$$I_0(\lambda, T_0) d\lambda = \frac{c_1}{\lambda^5} (e^{-c_2/\lambda T_0} - 1) d\lambda, \quad (1)$$

gdzie  $I_0(\lambda, T_0) d\lambda$  — natężenie promieniowania ( $\text{erg/cm}^2 \cdot \text{sek}$ ) emitowane przez jednostkę powierzchni ciała doskonale czarnego w temperaturze  $T_0$  i zakresie długości fali  $\lambda$  i  $\lambda + \Delta\lambda$

$$c_1 = 3,74 \cdot 10^{-5} \text{ erg/cm}^2 \text{ sek}$$

$$c_2 = 4,32 \text{ cm}^\circ\text{K}.$$

Dla długości fali  $\lambda$  poniżej  $1\mu$  i temperatury do  $3000^\circ\text{K}$  prawo Plancka można zastąpić prawem Wiena

$$I_0(\lambda, T)d\lambda = \frac{c_1}{\lambda^5} (e^{-c_2/\lambda T_0}) d\lambda \quad (2)$$

b) Prawo Kirchhoffa:

$$\frac{E}{a} = E_0, \quad (3)$$

gdzie  $E$  — energia całkowita emitowana przez jakiegokolwiek ciało będzie w określonej temperaturze,

$E_0$  — energia całkowita emitowana przez ciało doskonale czarne o tej samej temperaturze,

$a$  — zdolność absorpcji.

## 1.2. Wybór linii rezonansowej

Prawo Kirchhoffa można stosować tylko wówczas, gdy energia emisyjna i energia absorpcyjna płomienia jest wynikiem tych samych przemian zachodzących w atomie lub drobinie. Innymi słowy dla danej linii spektralnej musi być spełniony warunek, aby energia zaabsorbowana przez atom została całkowicie zamieniona na ciepło lub promieniowanie o tej samej długości fali i odwrotnie, energia emitowana przez tę samą linię spektralną winna pochodzić z energii cieplnej cząsteczki lub z zaabsorbowanej energii świetlnej, przy tej samej długości fali.

Do pomiaru temperatury metodą odwrócenia należy więc stosować linie rezonansowe. Do nich zalicza się między innymi żółty dublet sodowy, czerwoną linię litu.

Linia rezonansowa w przypadku emisji kwantu świetlnego odpowiada przejściu pomiędzy dwoma termami, z których końcowy jest termem podstawowym danego atomu, zaś początkowy jest z kolei następnym, energetycznie dozwolonym. Wyjaśnimy to bliżej na przykładzie potasowców.

Wokół jąder atomów potasowców krąży jeden elektron, tzw. elektron „świetlny“, pozostałe zaś tworzą zamkniętą warstwę wewnętrzną biorącą udział dopiero w promieniowaniu rentgenowskim [6]. Liczba kwantowa  $j$  termu  $S$  potasowców wynosi  $1/2$ , więc podstawowemu poziomowi  $S$  atomu odpowiada tylko jeden term, oznaczany zwykle  $ns^2S_{1/2}$ . Dla termu  $P$  liczba kwantowa  $j$  przyjmuje dwie wartości  $1/2$  i  $3/2$ , co powoduje rozszczepienie termu  $P$  na dwa termy (dublet), stąd najniższy poziom dubletowy  $P$  składa się z dwóch termów  $3p^2P_{1/2}$  i  $3p^2P_{3/2}$ .

Jeżeli do płomienia gazów wprowadzimy atom potasowca, np. sodu, to jego elektron „świetlny“ pod wpływem energii cieplnej wydzielającej się w czasie spalania paliwa przejdzie ze stanu podstawowego  $3s^2S_{1/2}$  do stanów na-

stępnych  $3p\ ^2P_{1/2}$  i  $3p\ ^2P_{3/2}$ . Wzbudzony atom sodu, zgodnie z regułą wyboru, może powrócić do stanu niewzbudzonego, w wyniku przejścia elektronu z  $3p\ ^2P_{1/2}$  i  $3p\ ^2P_{3/2}$  na  $3s\ ^2S_{1/2}$ , wysyłając przy tym światło monochromatyczne o długości fali równej światłu zaabsorbowanemu.

Prawo Kirchhoffa nie obowiązuje, gdy istnieje możliwość wystąpienia pośrednich stanów energetycznych. W takim przypadku zmierzona temperatura płomienia nie równa się temperaturze źródła wzorcowego.

Do pomiaru temperatury metodą odwrócenia najczęściej stosuje się linie rezonansowe żółtego dubletu sodowego 5890, 5895,9 Å [7]. Dublet sodowy leży w zakresie widzialnym widma i jest wygodny do wizualnej obserwacji. Prócz linii sodu stosowane są również linie: czerwona litu i zielona talu. Linia litu, obserwowana w strefie reakcji płomienia, w porównaniu z Na D jest mniej wrażliwa na odchylenia od stanu równowagi termicznej, należy jednak uwzględnić fakt zmniejszonej czułości oka ludzkiego na barwę czerwoną.

W przypadku mierzenia wysokich temperatur, gdzie jako źródło wzorcowe wykorzystuje się łuk węglowy<sup>1</sup>, najodpowiedniejsza wydaje się być niebieska linia indu 4511,3 Å [8]. Gaydon [9], przy wyznaczaniu odchyżeń od stanu równowagi w strefie reakcji płomieni niskociśnieniowych, posługiwał się liniami żelaza i ołowiu, jednak nie zaleca używania ich do pomiaru temperatury rzeczywistej płomienia.

Do większości płomieni wymienione wyżej pierwiastki trzeba wprowadzać dodatkowo. Związane jest to niekiedy z szeregiem trudności. W związku z czym starano się wykorzystać cząsteczki występujące w produktach spalania paliw węglowodorowych, jak np.: OH, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, C<sub>2</sub> i CH [7]. Cząsteczka OH daje pasmo charakterystyczne w ultrafiolecie przy 3064 Å. Posługiwanie się nim wymaga jednak aparatów rozszczepiających o dużej zdolności rozdzielczej. Cząsteczki CO<sub>2</sub> i H<sub>2</sub>O wykazują w podczerwieni silne pasma wibracyjno-rotacyjne, przy długościach fal odpowiednio 4,4 μ i 2,7 μ. Wykorzystanie tych pasm do pomiaru temperatury związane jest z posiadaniem kosztownej aparatury rozszczepiającej i rejestrującej w podczerwieni.

## 2. Izotermiczność i stan równowagi termicznej w płomieniu

Pomiar temperatury płomienia gazów metodą spektroskopową wymaga poczynienia następujących założeń [10]:

- a) gazy w całej swej masie są jednorodne i mają jednakową temperaturę,
- b) gazy znajdują się w stanie równowagi termicznej.

W płomieniach, z którymi mamy zazwyczaj do czynienia, założenia powyższe nie są nigdy ściśle spełnione.

<sup>1</sup> Inne źródła wzorcowe światła o wysokiej temperaturze to lampa ksenonowa [24] i światło słoneczne [25].

## 2.1. Izotermiczność płomienia

Mierząc temperaturę metodą optyczną przyjmuje się, że płomień w całej objętości jest jednorodny i ma jednakową temperaturę. Założenia tego nie spełnia żadna substancja o wysokiej temperaturze. Zawsze występują w niej wahania gęstości i temperatury. Najczęściej spotyka się przypadki, w których temperatura jest najwyższa we wnętrzu płomienia, a maleje w miarę zbliżania się do warstw zewnętrznych (efekt chłodzenia). Mierzone promieniowanie pochodzi z różnych warstw badanego płomienia. Zmierzona temperatura jest temperaturą średnią warstw zewnętrznych i wewnętrznych badanego płomienia. Pomiar rozkładu temperatury w różnych warstwach badanego płomienia jest jednym z najważniejszych problemów, bardzo często niemożliwych do zrealizowania. Utrudnia to fakt, że promieniowanie pochodzące z głębszych, bardziej gorących warstw płomienia, przy przechodzeniu przez zewnętrzne i zimniejsze jego warstwy, pod wpływem absorpcji i rozpraszania ulega modyfikacji. Jedynie bardzo dokładna analiza badanego płomienia i zastosowanie odpowiedniej metody pomiaru temperatury może pozwolić na zmierzenie w nim rozkładu temperatury.

## 2.2. Stan równowagi termicznej w płomieniu

Widmo pasmowe w części widzialnej, nadfiolecie i bliskiej podczerwieni jest powodowane przejściem w cząsteczce elektronu z jednego poziomu energetycznego na drugi. Energia wibracyjna atomów w cząsteczce wyznacza położenie poszczególnych pasm w systemie. Energia rotacyjna określa położenie poszczególnych linii w pasmie.

Energia jakiegokolwiek układu może występować pod różnymi postaciami, np. energii wewnątrzcząsteczkowej, energii ruchu, energii chemicznej, energii promieniowania. Mówi się, że układ jest w równowadze termodynamicznej, jeśli energia układu dla każdej postaci energii przybiera statystycznie wartość stałą. Ponadto można określać równowagę termiczną układu, jeżeli różne punkty układu mają tę samą temperaturę, choć warunki równowagi termodynamicznej nie są spełnione.

Na energię wewnętrzną cząsteczki składają się: energia rotacyjna, energia wibracyjna i energia wzbudzenia elektronów. Podział cząsteczek na różne stany energetyczne określa prawo podziału Maxwella-Boltzmannna.

Dla układu będącego w równowadze termodynamicznej szybkość zmiany energii z jednej formy w drugą musi równać się szybkości procesu odwrotnego, np. dezaktywacja cząsteczki wzbudzonej przez zderzenie elektronów musi odbyć się przez zderzenie elektronów. Dezaktywacja przez promieniowanie musi zostać skompensowana przez absorpcję promieniowania.

Proces wzbudzenia elektronów atomu lub cząsteczki może odbywać się przez zderzenia elektronów, przez zamianę energii wibracyjnej względnie rotacyjnej na elektronową, w wyniku zderzeń między cząsteczkami lub drogą

reakcji chemicznych. W wyładowaniach elektrycznych proces wzbudzenia elektronów w cząsteczce zachodzi przez zderzenia elektronów. W gazach liczba elektronów jest niewielka, tak że wzbudzenie przez zderzenia elektronów jest mało prawdopodobne, pozostają więc dwa dalsze sposoby.

Zamiana energii wibracyjnej i rotacyjnej cząsteczki na energię elektronową, przez zderzenia między cząsteczkami, jest proporcjonalna do ciśnienia. Przyjmuje się, że powyżej 10 tysięcy zderzeń na sekundę energia wypromieniowana przez cząsteczkę jest kompensowana energią zderzeń i ustala się stan równowagi termicznej, mimo że przejście elektronu ze stanu wzbudzonego do normalnego trwa około  $10^{-8}$  sek. W stanie równowagi termicznej natężenie promieniowania linii spektralnych jest określone jednym parametrem — temperaturą. W pewnych przypadkach, mimo braku stanu równowagi termicznej, niektóre formy energii wewnętrznej cząsteczki mogą znajdować się w stanie równowagi. Zmierzona wtedy temperatura nosi nazwę temperatury rotacyjnej, wibracyjnej, lub elektronowej.

Ustalenie się stanu równowagi termicznej w cienkiej warstwie płomienia przezroczystego jest mało prawdopodobne z uwagi na szybką dezaktywację wzbudzonych stanów elektronowych atomów przez promieniowanie. Jeśli liczba zderzeń wzbudzających nie jest odpowiednio proporcjonalna do dezaktywacji cząsteczek przez promieniowanie, to liczba atomów elektronowo wzbudzonych będzie grubo poniżej liczby określonej prawem podziału Boltzmanna. W takim przypadku wynik pomiaru temperatury metodą optyczną, oparty na wyznaczaniu liczby cząsteczek wzbudzonych elektronowo, będzie fałszywy.

Reakcje chemiczne, prowadzące bezpośrednio do powstawania atomów lub cząsteczek w stanie wzbudzonym elektronowo mogących wysyłać promieniowanie, powodują wystąpienie niezgodności między emisją światła mierzoną, a wynikającą z równowagi termicznej. Zjawisko to znane jest pod nazwą chemoluminescencji. Zmierzona temperatura będzie wyższa od rzeczywistej. Chemoluminescencja pośrednia odnosi się do przypadku, w którym cząsteczka wzbudzona chemicznie przekazuje swoją energię przez zderzenie innej cząsteczce, a ta z kolei wypromieniowuje kwant energii świetlnej.

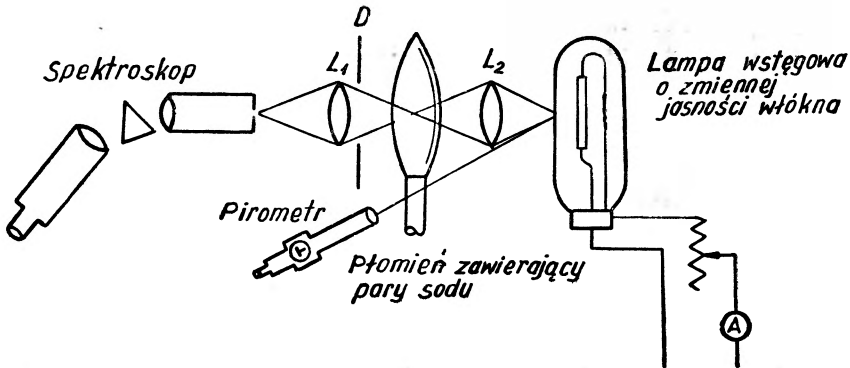
Występowanie stanu równowagi termicznej w płomieniu stwierdza się przez pomiar temperatury kilkoma metodami. Zgodność uzyskanych wartości temperatur w granicach błędów doświadczalnych gwarantuje, że zmierzona temperatura jest temperaturą rzeczywistą. Pomiar natężenia promieniowania, co najmniej trzech linii spektralnych jednego ze składników występującego w płomieniu, prowadzi również do sprawdzenia istnienia stanu równowagi.

### 3. Kontur rezonansowej linii spektralnej i nieizotermiczność płomienia

#### 3.1. Kontur linii rezonansowej

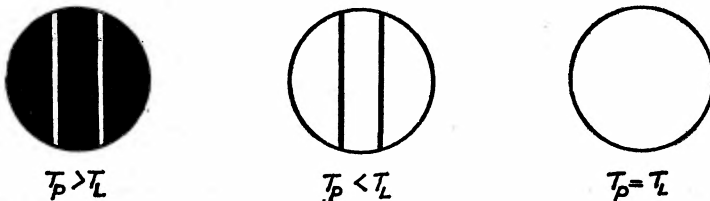
Aparaturę stosowaną w klasycznym pomiarze temperatury metodą odwrócenia linii spektralnej przedstawiono na rys. 1.

Aparatura składa się z lampy wstęgowej (źródło wzorcowe światła), układu oświetlającego składającego się z soczewek  $L_1$ ,  $L_2$ , płomienia badanego zawierającego atomy sodu w postaci par i spektroskopu jako urządzenia rozszczepiającego.



Rys. 1. Zestaw aparatury stosowanej przy pomiarze temperatury odwrócenia metodą klasyczną

Jeśli temperatura lampy  $T_L$  jest niższa od temperatury płomienia  $T_p$ , to w okularze spektroskopu na tle widma ciągłego pochodzącego od lampy ukażą się dwie żółte linie dubletu sodowego. W przypadku gdy temperatura lampy będzie wyższa od temperatury płomienia, w miejscu linii żółtych pojawiają się dwie linie ciemne. Dublet sodowy będzie niewidoczny, jeśli temperatura lampy zrówna się z temperaturą otoczenia (rys. 2). Mierzac pirometrem optycznym temperaturę lampy dochodzi się do wartości temperatury płomienia.



Rys. 2. Żółty dublet sodowy widziany w okularze spektroskopu przy różnych temperaturach lampy wzorcowej  $T_L$ ,  $T_p = \text{const}$

Zgodnie z prawem Kirchhoffa powyższą zależność można przedstawić równaniem:

$$I_L(\lambda, T_L) = I_p(\lambda, T_p) + I_L(\lambda, T_L)[1 - a_p(\lambda, T_p)], \quad (4)$$

gdzie

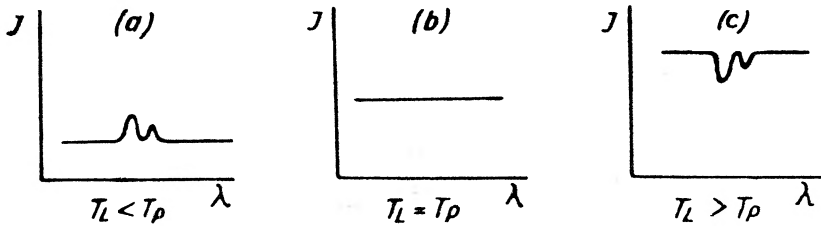
- $I_L(\lambda T_L)$  — natężenie promieniowania lampy,
- $I_p(\lambda T_p)$  — natężenie promieniowania płomienia,
- $a_p(\lambda T_p)$  — zdolność absorpcji płomienia.

Rozwiązując równanie (4) dochodzi się do wyrażenia:

$$I_p(\lambda T_p) = I_L(\lambda T_L) a_p(\lambda T_p). \quad (5)$$

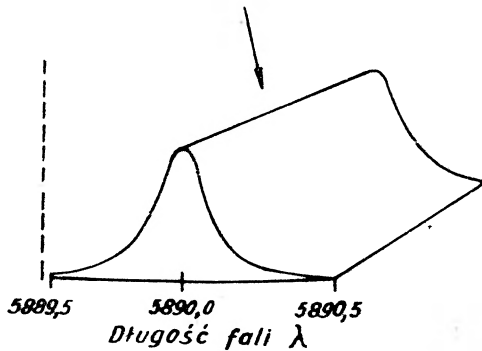


Zastępując wizualną obserwację kliszą fotograficzną i fotometrując wycinek widma z dubletem sodowym otrzyma się dla trzech omawianych przypadków następujące zależności natężenia promieniowania w funkcji długości fali (rys. 3). Dwa maksima (rys. 3) odpowiadające dwóm liniom dubletu Na D



Rys. 3. Natężenie promieniowania  $I$  widma w zakresie żółtego dubletu sodowego, rejestrowane fotopowielaczem przy różnych temperaturach lampy wzorcowej  $T_L$  i  $T_p = \text{const}$

otrzymuje się dla temperatury lampy niższej od temperatury płomienia, linię poziomą — gdy temperatura lampy równa się temperaturze płomienia i wreszcie dwa minima dla temperatury lampy wyższej od temperatury płomienia.



Rys. 4. Kontur linii sodowej

Każda linia spektralna charakteryzuje się odpowiednim konturem [11]. Kontur linii sodowej, jaki można byłoby uzyskać w przypadku stosowania spektrografu o bardzo dużej zdolności rozdzielczej, przedstawia rys. 4. Kształt jego jest powodowany następującymi czynnikami:

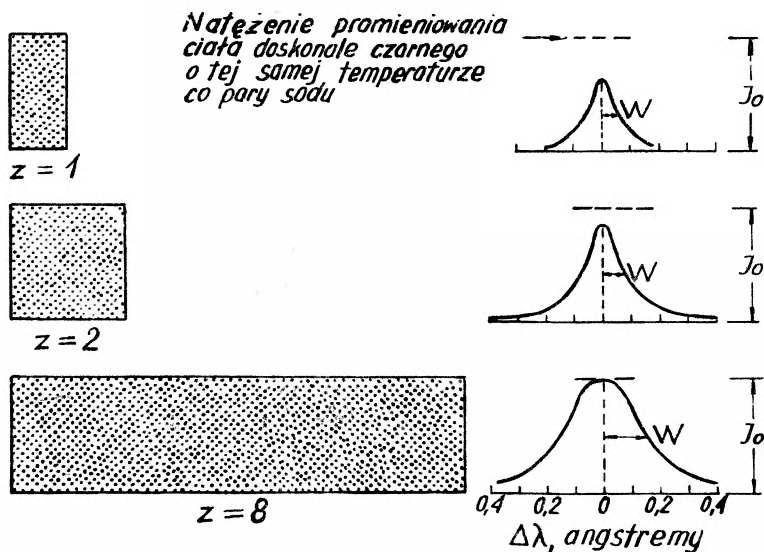
a) naturalną szerokością linii, wynoszącą w połowie wysokości konturu,  $10^{-5} \text{ \AA}$ ,

b) poszerzeniem doplerowskim będącym wynikiem szybkiego przemieszczania się atomów w kierunku obserwatora i w stronę przeciwną. Poszerzenie doplerowskie w połowie wysokości jest rzędu  $0,018 \text{ \AA}$ ,

c) poszerzeniem powodowanym zderzeniami atomów. Przy ciśnieniu  $1 \text{ kG/cm}^2$  wynosi ono  $0,04 \text{ \AA}$ ,

d) poszerzeniem powodowanym samoabsorbpcją, które jest tym większe, im wyższa jest gęstość optyczna badanego gazu.

W przypadku linii sodu poszerzenie absorpcyjne zilustrowano na rys. 5. Dla nieznacznej gęstości optycznej (rys. 5,  $z = 1$ ) kontur linii sodowej jest wynikiem działania trzech pierwszych czynników. Przy zwiększającej się gęstości promieniowania napotyka na coraz więcej par sodu, co powoduje ciągłą jego absorpcję przez atomy nie wzbudzone. Absorpcja najsilniej uwidacznia się w środku konturu linii, ulegając zmniejszeniu w miarę zbliżania się do jego skrajów. Innymi słowy płomień jest prawie nieprzezroczysty dla własnego promieniowania w środku konturu linii, natomiast na skraju konturu linii przepuszcza promieniowanie prawie całkowicie.



Rys. 5. Zależność między gęstością optyczną „ $z$ ” badanego płomienia a poszerzeniem konturu powodowanym samoabsorbpcją

Każdy element objętości absorbuje selektywnie promieniowanie od otaczających go innych elementów, ale jednocześnie w tym samym czasie sam wysyła pewną ilość promieniowania. W wyniku tego maksymalne natężenie linii zbliża się do natężenia, jakie wysyłałoby ciało doskonale czarne o temperaturze par sodu. Dalsze zwiększanie gęstości optycznej powoduje znaczne poszerzenie konturu i doprowadza do zlania się w jedną obu linii dubletu.

### 3.2. Nieizotermiczność płomienia

W dotychczasowych rozważaniach zakładano, że w każdym punkcie drogi optycznej badanego płomienia panuje jednakowa temperatura. Jednak w praktyce większość płomieni, w tym i płomień w silnikach rakietowych mają temperaturę zmieniającą się w różnych punktach płomienia.

Griffiths i Awbery [13], mierząc temperaturę płomienia kompleksowego złożonego z dwóch płomieni A i B o różnych temperaturach, otrzymali następujące wyniki:

plomień A	plomień B	A przed B	B przed A
1736° C	1635	1728	1678
1739° C	1487	1690	1600

W przypadku gdy płomień A o temperaturze wyższej znajduje się przed płomieniem B o temperaturze niższej, wtedy temperatura mierzona odbiega tylko nieznacznie od temperatury płomienia A. Przy odwrotnym porządku ustalenia płomieni temperatura mierzona zbliżona jest do wartości średniej z A i B.

Strong i Bundy [11], [12], [26] starają się wyjaśnić relację między temperaturą zmierzoną a temperaturą rzeczywistą płomienia nieizotermicznego.

Rozkład natężenia promieniowania w konturze linii sodowej podanym na rys. 4 można przedstawić równaniem:

$$I(\lambda T) = \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-c_2/\lambda T} [1 - e^{-(y/l)(s_f)}]. \quad (6)$$

We wzorze tym  $c_1/\lambda^5 \cdot e^{-c_2/\lambda T}$  stanowi natężenie promieniowania (wg prawa Wiena) ciała doskonale czarnego, którego temperatura równa jest temperaturze par sodu. Wyrażenie w nawiasach określa, w jakim stopniu promieniowanie w różnych partiach konturu odbiega od promieniowania ciała doskonale czarnego, czyli zdolność absorpcji „a”.

$a = 1 - e^{-(y/l)(s_f)}$ , gdzie  $e^{-(y/l)(s_f)}$  — współczynnik przepuszczalności.

W równaniu (6)  $s_f$  jest współczynnikiem kształtu. Otrzymuje się go z następującej zależności:

$$s_f = \frac{W_0^2}{W_0^2 + (\Delta\lambda)^2}. \quad (7)$$

$W_0$  — połówkowa szerokość konturu w połowie wysokości. Wyrażenie  $(y/l)$  zwie się gęstością optyczną ( $z$ ) płomienia, będącą iloczynem drogi optycznej  $l$  i stężenia atomów ( $y$ ) wysyłających promieniowanie, w tym przypadku atomów sodu.

Jeśli teraz ustawimy obok siebie dwa płomienie o różnych temperaturach, tak że promieniowanie płomienia o temperaturze wyższej będzie przechodziło przez płomień o temperaturze niższej (rys. 6), to selektywna absorpcja promieniowania z płomienia o temperaturze wyższej będzie również zachodziła w płomieniu o temperaturze niższej, lecz emisja promieniowania będzie niższa wskutek niższej temperatury tegoż płomienia. Kształt konturu linii ulegnie zmianie (rys. 7). Kontur linii sodowej płomienia pierwszego ( $T_1$ ) podano na rys. 7a. Promieniowanie to przechodząc przez płomień drugi ( $T_2$ ) ulega absorpcji głównie w środku konturu (pole zakreśkowane, rys. 7b). Płaszczyzna energii emitowanej z płomienia o niższej temperaturze uwidoczniono pod obszarem zakreśkowanym. Wpływ absorpcji płomienia drugiego na zmianę kształtu konturu uwidacznia rysunek dolny c.

Powyższe zależności da się ująć równaniami:

$$I_1(\lambda T_1) = c_1/\lambda^5 \cdot e^{-c_2/\lambda T_1} [1 - e^{-z_1(s_f)}], \quad (8)$$

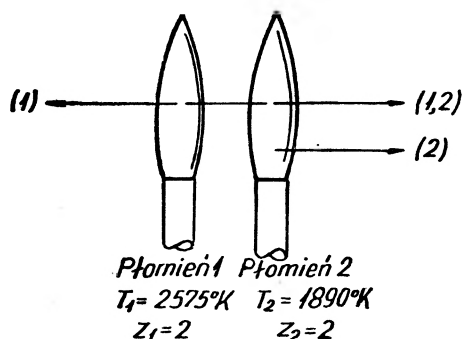
$$I_2(\lambda T_2) = c_2/\lambda^5 \cdot e^{-c_2/\lambda T_2} [1 - e^{-z_2(s_f)}], \quad (9)$$

$$I_{1,2}(\lambda T_1) = c_1/\lambda^5 \cdot e^{-c_2/\lambda T_1} [1 - e^{-z_1(s_f)}] \cdot e^{-z_2(s_f)}. \quad (10)$$

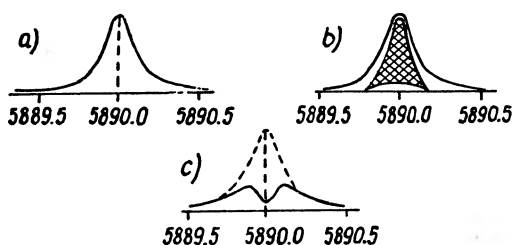
$I_1$  — natężenie promieniowania płomienia o temperaturze  $T_1$ ,

$I_2$  — natężenie promieniowania płomienia o temperaturze  $T_2$ ,

$I_{1,2}$  — natężenie promieniowania płomienia o temperaturze  $T_1$  przechodzącego przez płomień o temperaturze  $T_2$ .



Rys. 6. Promieniowanie pochodzące od dwóch płomieni o różnych temperaturach



Rys. 7. Zmiana kształtu konturu linii sodowej w przypadku przechodzenia promieniowania płomienia o temperaturze wyższej przez płomień o temperaturze niższej

Promieniowanie całkowite od strony płomienia drugiego wyraża się równaniem:

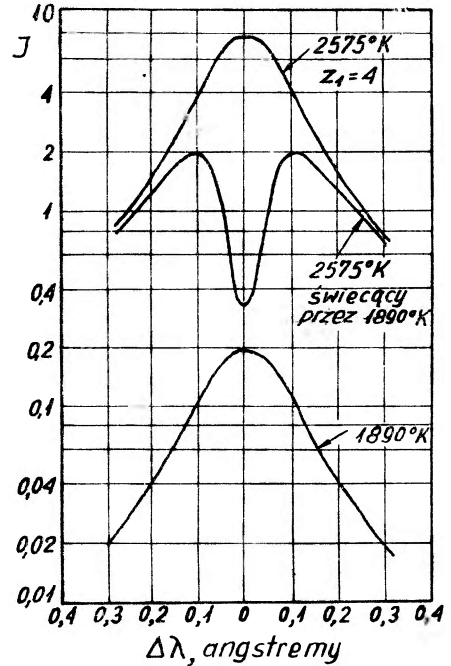
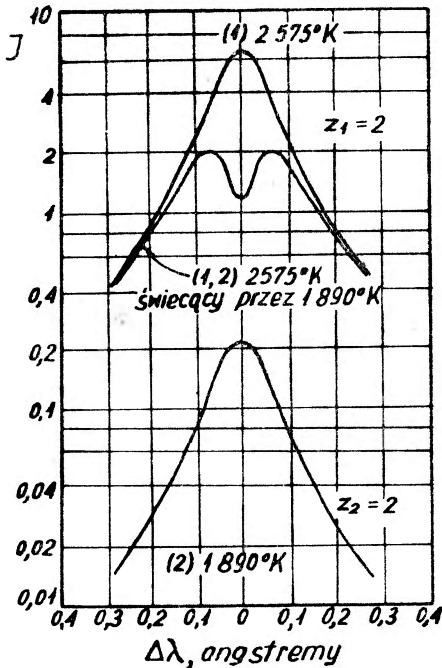
$$I_c(\lambda T_c) = I_{1,2}(\lambda T_1) + I_2(\lambda T_2) = c_1/\lambda^5 \cdot e^{-c_2/\lambda T_1} [1 - e^{-z_1(s_f)}] \cdot e^{-z_2(s_f)} + c_2/\lambda^5 \cdot e^{-c_2/\lambda T_2} [1 - e^{-z_2(s_f)}]. \quad (11)$$

Temperatura płomienia o temperaturze wyższej, promieniującego przez płomień o temperaturze niższej, ulega obniżeniu, zmieniają się również i kontury linii. Na rys. 8 uwidoczono zmianę konturu linii płomienia o temperaturze  $2575^\circ K$ , którego promieniowanie przechodzi przez płomień o temperaturze  $1890^\circ K$ . Kształt konturu wypadkowego jest zależny od gęstości optycznej płomieni. Jeśli teraz przez dwa wyżej opisane płomienie o tem-

peraturach 2575 i 1890°K przepuścić światło lampy wzorcowej, to całkowite natężenie promieniowania (11) zostanie powiększone o natężenie promieniowania lampy przechodzące przez oba płomienie.

$$I_L(\lambda T_L) = c_1/\lambda^5 \cdot e^{-c_2/\lambda T_L} [1 - e^{-(z_1+z_2)(s_f)}]. \quad (12)$$

Rozpatrując natężenie promieniowania w określonym przedziale  $\Delta\lambda$  i oznaczając wyrażenia w równaniach (11) i (12), stojące przed nawiasem kwadratowym przez  $E_1$ ,  $E_2$  i  $E_L$ , równanie na całkowite natężenie promieniowania w przedziale  $\Delta\lambda$  przybierze postać:



Rys. 8. Wpływ gęstości optycznej „ $\infty$ ” płomieni na zmianę konturu linii spektralnej

$$I(\Delta\lambda) = E_L[1 - e^{-(z_1+z_2)(s_f)}] + E_1[1 - e^{-z_1(s_f)}]e^{-z_2(s_f)} + E_2[1 - e^{-z_2(s_f)}]. \quad (13)$$

Warunkiem pojawienia się punktu odwrócenia w spektrografie o małej zdolności rozdzielczej jest to, aby całkowita energia promieniowania w przedziale dubletu sodowego była równa energii promieniowania pochodzącej z tła w tym samym przedziale, co wyraża poniższa zależność:

$$\int_{\Delta\lambda=0}^{\infty} I(\Delta\lambda) d\Delta\lambda = \int_{\Delta\lambda=0}^{\infty} E_L d\Delta\lambda. \quad (14)$$

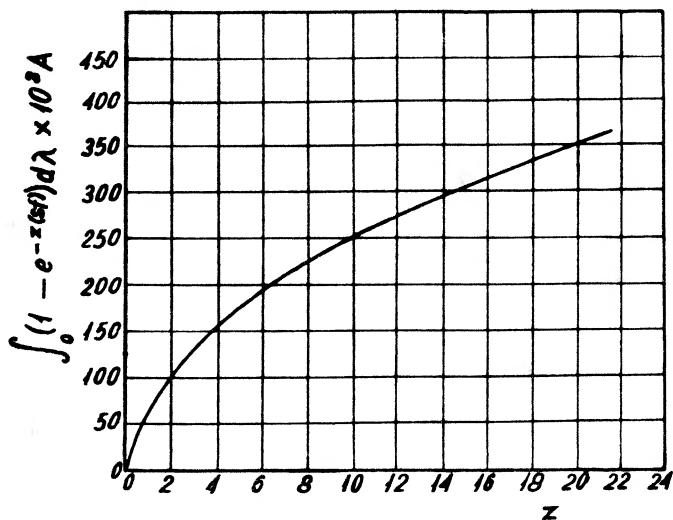
Praktycznie, górna granica całkowania rozciąga się do miejsca, w którym linie sodowe przestają być widoczne.

Uwzględniając w równaniu (13) wyrażenie (14) uzyskuje się zależność, dającą się po odpowiednim przekształceniu [zamiana  $e^{-z(s_f)}$  na  $1 - e^{-z(s_f)}$ ] scał-

kować graficznie:

$$E_L \int_0^{\infty} d\lambda = \frac{\int_0^{\infty} \{E_1[1 - e^{-(z_1+z_2)(s_f)}] - (1 - e^{-z_2(s_f)})\} + E_2[1 - e^{-z_2(s_f)}] d\lambda}{\int_0^{\infty} [1 - e^{-(z_1+z_2)(s_f)}] d\lambda} \quad (15)$$

Wyniki graficznego całkowania wyrażenia  $[1 - e^{-z(s_f)}]$  w funkcji „ $z$ ” podano na wykresie (rys. 9). Przy odczytywaniu z wykresu wartości całki w przypadku występowania pod całką sumy „ $z$ ”-ów wartość ich należy brać sumarycznie.



Rys. 9. Zależność całki  $\int_0^{\infty} (1 - e^{-z(s_f)}) d\lambda$  od gęstości optycznej „ $z$ ”

Wprowadzając uproszczenia

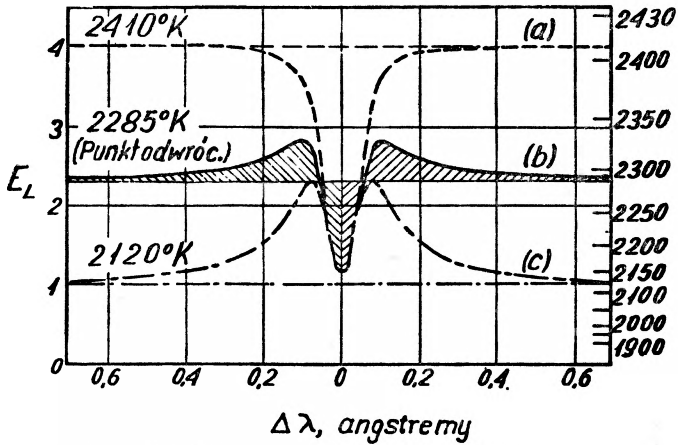
$$A = \int_0^{\infty} [1 - e^{-(z_1+z_2)(s_f)}] d\lambda; \quad B = \int_0^{\infty} [1 - e^{-z_2(s_f)}] d\lambda$$

wyrażenie (14) przybierze postać:

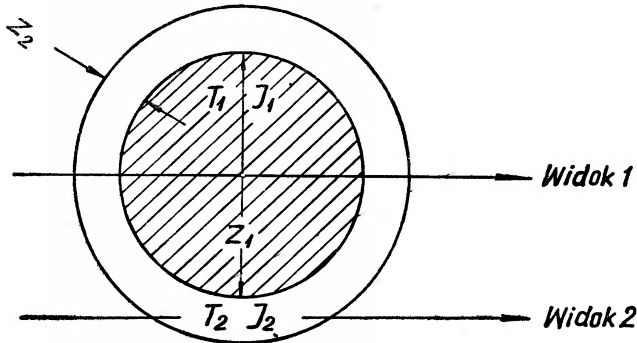
$$E_L = \frac{E_1(A - B) + E_2B}{A} \quad (16)$$

Z równania (16) wynika, że energia promieniowania lampy określona jest gęstościami optycznymi obu płomieni  $z_1$  i  $z_2$  i energią promieniowania ciał doskonale czarnych  $E_1$  i  $E_2$ , którym odpowiadają temperatury  $T_1$  i  $T_2$ . Jeśli więc znane są wartości  $z_1$  i  $z_2$  i zmierzy się kontury linii oraz odpowiadające im energie promieniowania  $E_L$  i  $E_2$  (rys. 11), z równania (16) otrzyma się wartość  $E_1$ , a stąd temperaturę wnętrza płomienia.

Kształt konturu linii sodowej dla dwóch wyżej omawianych płomieni, przez które przechodzi światło lampy wzorcowej, podano na rys. 10. Kontury otrzymano, stosując urządzenie o dużej zdolności rozdzielczej. Użycie spektroskopu o średniej zdolności rozdzielczej pozwala ustalić, że w przypadku



Rys. 10. Kształt konturu linii sodowej otrzymywany urządzeniem rozszczepiającym o dużej zdolności rozdzielczej przy różnych temperaturach lampy wstępowej



Rys. 11. Drogi optyczne (widok 1 i 2) stosowane przy pomiarze temperatury wnętrza płomienia metodą odwrócenia linii spektralnej

„a” kontur linii sodowej jest ciemniejszy od promieniowania lampy, w przypadku „c” — jaśniejszy, w „b” — jasność konturu linii sodowej pokrywa się z jasnością lampy. Przypadek „b” spełnia warunek, dla którego powierzchnia ograniczona konturem nad poziomą linią temperaturową, równa się powierzchni pod linią (pola zakreślone).

#### 4. Warianty aparatury stosowanej w metodzie odwrócenia

##### 4.1. Aparatura klasyczna

Schemat aparatury klasycznej, do pomiaru temperatury płomienia metodą odwrócenia linii spektralnej, opisano w punkcie 3.1 (rys. 1). Temperaturę

odwrócenia otrzymujemy tutaj zmieniając napięcie lampy wzorcowej, a tym samym i jej temperaturę, do momentu, w którym obserwowana linia rezonansowa, np. Na D zaniknie na tle widma ciągłego wysyłanego przez lampę.

Podstawowym warunkiem pomiaru temperatury metodą odwrócenia jest to, aby kąt przestrzenny, pod jakim światło wychodzące z płomienia pada na soczewkę  $L_1$ , był mniejszy lub co najwyżej równy kątowi przestrzennemu, pod jakim światło lampy pada na płomień. Warunek ten spełnia diafragma  $D$ , ustawiona przed soczewką  $L_1$ . Soczewki  $L_1$  i  $L_2$  muszą być odpowiednio skorygowane, aby dawały wyraźny obraz źródła wzorcowego światła na szczelinie spektroskopu. Zdolność rozdzielcza spektroskopu winna gwarantować dobrą widzialność linii absorpcyjnej, gdy temperatura źródła wzorcowego jest wyższa od temperatury płomienia.

Przy wyznaczaniu temperatury odwrócenia należy uwzględnić dwie poprawki. Jedna eliminuje straty promieniowania źródła wzorcowego, powodowane odbiciem na drodze od lampy do płomienia (przyjmuje się 5% strat na każdą powierzchnię), druga uwzględnia różnice między temperaturą barwy a temperaturą rzeczywistą lampy wzorcowej.

Temperaturę wolframowej lampy wzorcowej mierzy się pirometrem optycznym, cechowanym zazwyczaj na podstawie promieniowania ciała doskonale czarnego przy  $\lambda = 0,665 \mu$ . Otrzymuje się w ten sposób temperaturę jasności. Znając zdolność emisji  $\varepsilon$  wolframu w funkcji długości fali i temperatury jasności  $T_\lambda$ , temperaturę rzeczywistą  $T$  można obliczyć z równania:

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_\lambda} = \frac{\lambda 2,303 \log \varepsilon}{c_2} \quad (17)$$

Przejście od temperatury jasności wolframu przy  $\lambda = 0,665 \mu$  ( $\varepsilon = \varepsilon_\lambda$ ) do temperatury jasności wolframu  $T_{\lambda'}$ , przy  $\lambda' = 0,589 \mu$  (co odpowiada zakresowi żółtego dubletu sodowego), określa zależność:

$$\frac{1}{T_{\lambda'}} = \frac{2,303}{c_2} (\lambda \log \varepsilon_\lambda - \lambda' \log \varepsilon_{\lambda'}) + \frac{1}{T_\lambda}, \quad (18)$$

gdzie  $\varepsilon_{\lambda'}$  — zdolność emisji wolframu przy  $\lambda = 0,589 \mu$ . Zdolność emisji wolframu w różnych temperaturach i dla różnych długości fal podano w tabelicy 1 [7]. Obliczone poprawki dla temperatury lampy wolframowej w odniesieniu do dubletu sodowego zestawiono w tabelicy 2.

Różnice w aparaturze klasycznej, opisywanej w szeregu publikacji, są nieznaczne i dotyczą głównie sposobów wprowadzania do płomienia atomów dających linie rezonansowe, np. atomów sodu. Atomy sodu można wprowadzić sposobem suchym i mokrym. Sposób mokry [13] polega na tym, że przez roztwór chlorku sodu przepuszcza się tlen względnie powietrze, które porywając kropelki roztworu dostarcza je do strefy reakcji płomienia. W sposobie suchym chlorek sodu, zamknięty w naczyniu [14], podgrzewany jest do temperatury kilkuset stopni, a wywiązujące się pary kierowane są do płomienia. Oba sposoby mają wady. W pierwszym przypadku, woda obniża temperaturę pło-



mienia i należy stosować poprawkę, w drugim dozowanie par sodu jest nierównomierne. Aby uniknąć tych niedokładności Kaveler [15] użył odparowywacza w postaci łuku elektrycznego, którego jedna z elektrod była wykonana z chlorku sodu.

Tablica 1  
Zdolność emisyjna wolframu

Długość fali Å	Temperatura rzeczywista °K				
	1600	2000	2400	2600	2800
2500				0,417	0,410
2750		0,465	0,456	0,450	0,446
3000	0,482	0,473	0,465	0,461	0,456
3500	0,479	0,473	0,467	0,464	0,461
4000	0,481	0,474	0,467	0,464	0,461
4500	0,474	0,467	0,460	0,457	0,454
5000	0,469	0,462	0,455	0,451	0,448
5500	0,464	0,456	0,450	0,446	0,443
6000	0,455	0,448	0,441	0,438	0,434
6500	0,449	0,442	0,434	0,430	0,427
7000	0,444	0,436	0,428	0,423	0,419
8000	0,431	0,420	0,409	0,404	0,400

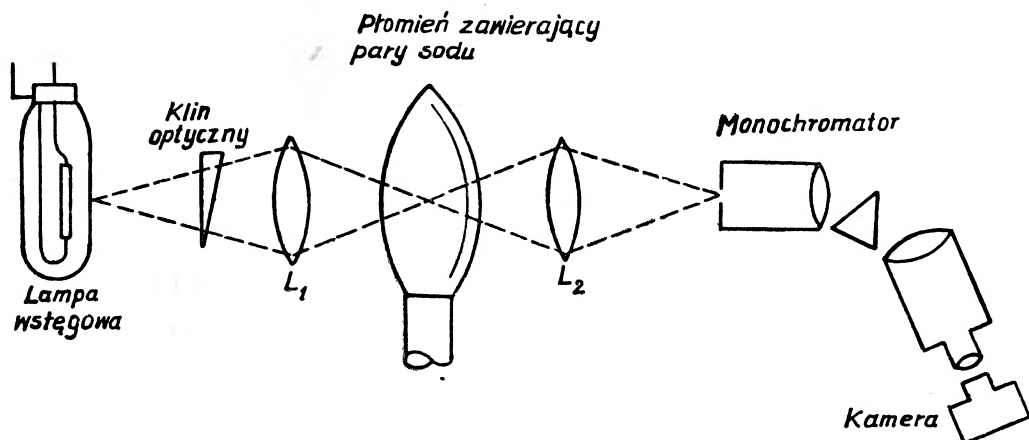
Tablica 2  
Temperatura wolframu °K

Temperatura jasności przy 6550 Å	Temperatura rzeczywista	Temperatura jasności przy 5893 Å	Temperatura uwzględniająca 10% strat światła
1500	1586	1514	1499
1800	1929	1816	1802
2100	2276	2119	2098
2400	2641	2426	2402
2700	3014	2735	2703

#### 4.2. Aparatura z rejestracją fotograficzną

Schemat aparatury z rejestracją fotograficzną podano na rys. 12 [12]. Aparatura, w odróżnieniu od klasycznej, wyposażona jest w klin szary, umieszczony tuż przed lampą wstęgową. Światło lampy przechodząc przez klin doznaje wzdłuż niego stopniowego osłabienia. W ten sposób natężenie promieniowania lampy w różnych punktach płomienia jest zmienne. Obraz światła lampy przechodzącego przez płomień, ogniskowany na szczelinie spektrografu, na różnych jej wysokościach, odpowiada różnej temperaturze. Robiąc zdjęcia widma na kliszy uzyskuje się wzdłuż linii sodowej gradient temperatury, co pozwala wyznaczyć jednym zdjęciem punkt odwrócenia. W innym wariacie

aparatury z rejestracją fotograficzną klin zastępuje się tarczą wirującą z filtrami szarymi, osłabiającymi stopniowo natężenie promieniowania lampy. Kasetę w spektrografii zastępuje się kamerą z przesuwaną się w sposób ciągły taśmą, rejestrującą wycinek widma z dubletem sodowym. Jeden obrót tarczy wyznacza punkt odwrócenia.



Rys. 12. Aparatura do pomiaru temperatury płomienia metodą odwrócenia z klinem optycznym i rejestracją fotograficzną

#### 4.3. Aparatura z rejestracją elektryczną

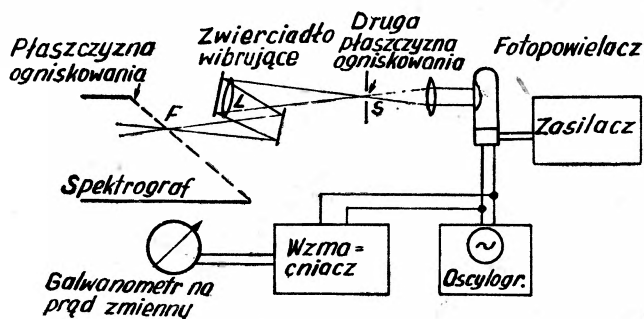
Ujemną stroną dotychczas opisywanej aparatury jest długi czas rejestracji punktu temperaturowego rzędu 0,1 sek., do kilkunastu sekund w metodzie fotograficznej (uzależnione jest to od jasności płomienia, siły światła spektrografu, czułości materiału fotograficznego), do kilku minut w metodzie klasycznej.

Zastosowanie fotopowielacza współpracującego z oscylografem katodowym pozwoliło skrócić czas rejestracji natężenia promieniowania wysyłanego przez płomień do milionowych części sekundy. Umożliwiło to pomiar temperatury i jej zmienność w czasie metodą odwrócenia w płomieniach krótkotrwałych, np. w fali detonacyjnej lub w procesach szybkozmiennych (spalanie w silniku rakietowym, turbodozrzutowym).

##### 4.3.1. Rejestracja konturu linii rezonansowej

Aparaturę do rejestracji konturu linii sodowej przy użyciu fotopowielacza, opracowaną przez Snellmana [16], podano na rys. 13. Linie sodowe, rozdzielone w spektrografii autokolimacyjnym (szczelina  $F$ ), są ogniskowane w powiększeniu, dodatkowymi soczewkami  $L$  na szczeliny wyjściowej  $S$ . W pobliżu soczewki  $L$  znajduje się niewielkie zwierciadło  $M$ , umieszczone na ruchomej cewce miliamperomierza, które odbija żółte światło. W przypadku zasilania miliamperomierza prądem zmiennym pionowe linie dubletu drgają poziomo w stosunku do pionowej szczeliny wyjściowej. Wielkość amplitudy drgań zależy od napięcia zasilania, którego częstotliwość wynosi 25 cykli na

sekundę. Oznacza to, że linie przecinają szczelinę w obu kierunkach 25 razy na sekundę, co odpowiada 50 sygnałom światła odbieranym przez fotopowielacz 1P21 RCA. Fotopowielacz połączony jest z oscyloskopem i galwanometrem. Na ekranie oscyloskopu obserwuje się kontur linii sodowej. Ze wzrostem am-

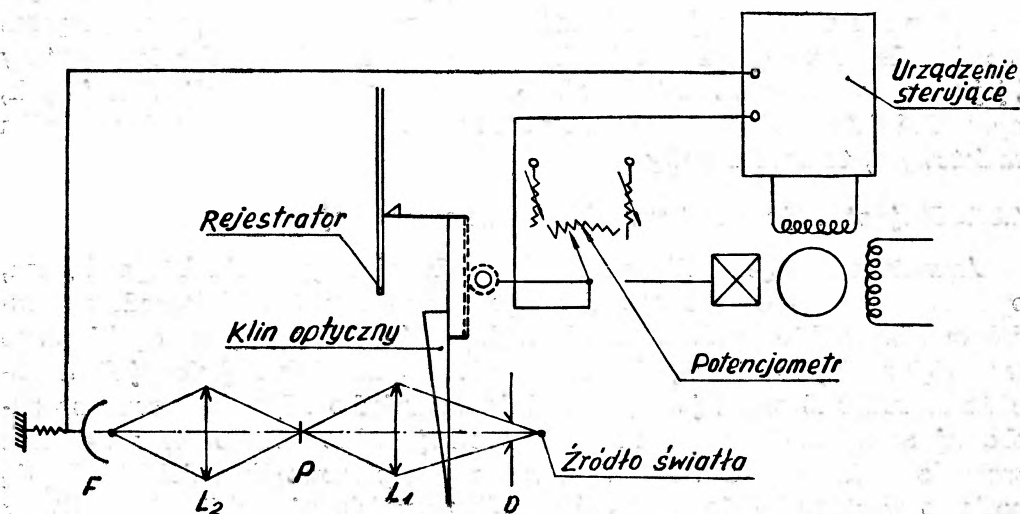


Rys. 13. Zestaw aparatury do rejestracji konturu linii sodowej przy użyciu fotopowielacza

plitudy drgań lustra wycinek widma zmniejsza się tak, że przy pewnej jej wartości obserwuje się tylko kontur dubletu. Wchylenie galwanometru jest proporcjonalne do różnicy natężenia promieniowania linii sodowej i przylegającego do niej tła. W punkcie odwrócenia galwanometr ustawia się w pozycji zerowej.

#### 4.3.2. Aparatura z fotopowielaczem i klinem optycznym

Ciekawym rozwiązaniem rejestracji zmienności temperatury badanego płomienia w czasie jest aparatura opisana przez A. Mouteta [17] [2]. Światło z lampy wzorcowej, przechodząc przez przesuwany klin optyczny (rys. 14)



Rys. 14. Aparatura do pomiaru temperatury płomienia metodą odwrócenia z klinem optycznym i fotopowielaczem

i badany płomień  $P$ , pada na fotopowielacz  $F$ . Powstały fotoprąd kierowany jest do urządzenia sterującego, ustawionego na zero, dla temperatury lampy równej temperaturze płomienia. Przy temperaturze lampy wyższej lub niższej od temperatury płomienia urządzenie sterujące przesuwając klin sprowadza fotoprąd do wartości zerowej. Z rejestrowanych przesuwów klina w czasie wyznacza się zmianę temperatury płomienia.

### 4.3.3. Aparatura z sektorami wirującymi

#### 4.3.3.1. Zasada pomiaru

Jak już wspomniano, dla wyznaczenia temperatury badanego płomienia niekoniecznie wymagane jest uzyskanie punktu odwrócenia linii rezonansowej. Znając natężenie promieniowania lampy wzorcowej  $Y_1$ , płomienia badanego plus lampy wzorcowej  $Y_2$  i płomienia badanego  $Y_3$ , dla długości fali  $\lambda$ , odpowiadającej linii lub pasmu rezonansowemu, można z prawa Wiena i Kirchhoffa obliczyć temperaturę odwrócenia badanego płomienia. Wartości  $Y_1$ ,  $Y_2$  i  $Y_3$  odpowiadają następującym wyrażeniom:

a) lampa wzorcowa

$$Y_1 = I(\lambda T_L) = c_1/\lambda^5 \cdot e^{-c_2/\lambda T_L} = \varepsilon c_1/\lambda^5 \cdot e^{-c_2/\lambda T_L^0}, \quad (19)$$

gdzie  $T_L$  — temperatura jasności,  $T_L^0$  — rzeczywista temperatura lampy,

b) lampa wzorcowa + płomień

$$Y_2 = I(\lambda T_L)(1 - a_p) + I(\lambda T_p^0) = \varepsilon_\lambda \cdot c_1/\lambda^5 \cdot e^{-c_2/\lambda T_L^0}(1 - a_p) + a_p c_1/\lambda^5 \cdot e^{-c_2/\lambda T_p^0} \quad (20)$$

$T_p^0$  — rzeczywista temp. płomienia,

c) płomień badany

$$Y_3 = I(\lambda T_p) = c_1/\lambda^5 \cdot e^{-c_2/\lambda T_p} = a_p c_1/\lambda^5 \cdot e^{-c_2/\lambda T_p^0}. \quad (21)$$

Z rozwiązania układu równań (19), (20), (21) otrzymuje się wyrażenia na zdolność absorpcji  $a$ , współczynnik przepuszczalności  $\tau$  i temperaturę rzeczywistą płomienia, w funkcji wartości  $Y_1$ ,  $Y_2$  i  $Y_3$ .

$$\tau = (1 - a) = \frac{Y_3}{Y_1 + Y_3 - Y_2}, \quad (22)$$

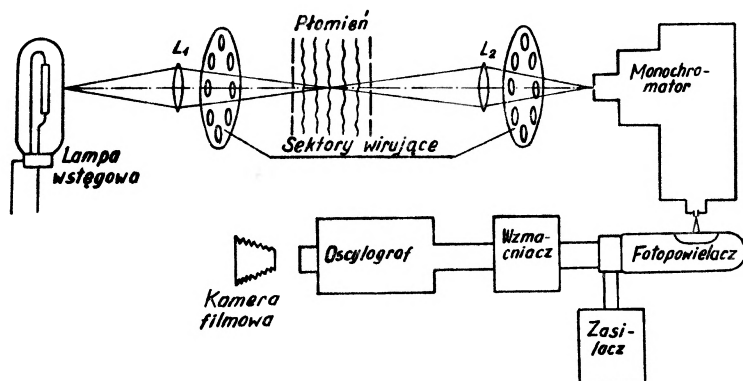
$$a = \frac{Y_1 + Y_3 - Y_2}{Y_1}, \quad (23)$$

$$T_p^0 = T_L \left[ 1 + \frac{\lambda T_L}{c_2} \cdot \ln \left( 1 - \frac{Y_2 - Y_1}{Y_3} \right) \right]^{-1}. \quad (24)$$

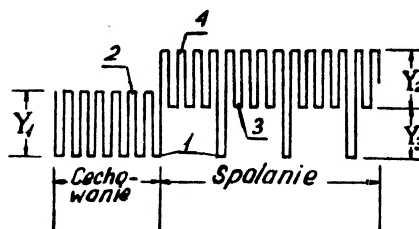
#### 4.3.3.2. Opis aparatury

Użycie fotopowielacza, przy jednoczesnym zastosowaniu sektorów wirujących, pozwala w bardzo krótkim czasie ( $10^{-4}$  sek.), w przedziale  $\Delta\lambda$  dubletu sodowego, zmierzyć natężenie promieniowania lampy wzorcowej  $Y_1$ , lampy wzorcowej + płomienia  $Y_2$  i natężenie promieniowania samego płomienia.

Rejestrowana w jednostce czasu ilość punktów temperaturowych może dochodzić do 4500 na sekundę [17]. Zwykle zakłada się [18] [19], że natężenie promieniowania lampy  $Y_1$  zmienia się bardzo nieznacznie w czasie pomiaru i wyznacza się je przed pojawieniem się płomienia na drodze optycznej. W czasie spalania mierzy się więc  $Y_2$  i  $Y_3$ . Typowy przykład aparatury z sektorami wirującymi i rejestracją natężenia promieniowania metodą elektryczną podano na rys. 15. Światło lampy przechodząc przez płomień badany jest ogniskowane



Rys. 15. Urządzenie do pomiaru temperatury płomienia metodą odwrócenia z sektorami wirującymi i rejestracją natężenia promieniowania aparaturą elektryczną



1 - zero      3 - badany płomień  
2 - lampa wstęgowa      4 - lampa + płomień

Rys. 16. Zapis otrzymywany przy pomiarze temperatury płomienia urządzeniem wyposażonym w sektory wirujące

na szczelinie monochromatora. Fotopowielacz, nastawiony na wycinek widma odpowiadający dubletowi sodowemu, zamienia padający nań strumień świetlny na fotoprąd, który po odpowiednim wzmacnieniu zostaje przekazany do oscylografu katodowego. Kamera, przesuwaną w sposób ciągły taśmą filmową, rejestruje obraz wytwarzany na ekranie oscylografu. Rolę sektorów wirujących a zarazem i odczyt z otrzymanego zapisu w czasie spalania wartości  $Y_1$ ,  $Y_2$ ,  $Y_3$ , ilustruje rys. 16.

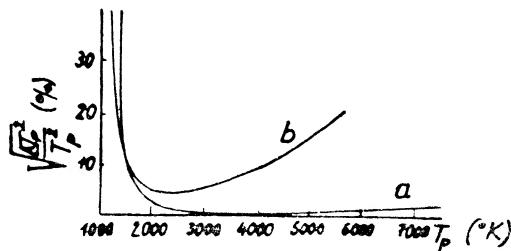
Heidmann i Preim [18] opisali i zastosowali wyżej przedstawioną aparaturę do pomiaru temperatury płomienia w silniku raketowym na propergol ciekły. Summerfield i inni [19] [20] wykorzystali ją do badań przebiegu spalania stałych materiałów pędnych. Według nich metoda odwrócenia, po-

dobnie zresztą jak i inne metody optyczne stosowane w zakresie widma widzialnego, nadaje się do pomiaru temperatury dopiero powyżej 1900°K. Przy niższych temperaturach natężenie promieniowania płomienia badanego jest zbyt słabe, aby je rejestrować. Niewystąpienie w płomieniu stanu równowagi wzbudzenia atomów sodu może spowodować podwyższenie mierzonej temperatury nawet o 200°.

#### 4.3.3.3. Możliwy błąd pomiaru w metodzie odwrócenia z rejestracją elektryczną

Sobolew i inni [21] przeprowadzili analizę błędu pomiaru temperatury w metodzie odwrócenia z rejestracją elektryczną.

Wyprowadzili oni skomplikowane równanie, określające błąd kwadratowy średni mierzonej temperatury  $\sqrt{\frac{\Delta T_p^2}{T_p^2}}$ .



Rys. 17. Zależność średniego kwadratowego błędu wyrażonego w % od temperatury płomienia  $T_p$  dla dwóch temperatur wzorcowych a)  $T_L = 4500^\circ\text{K}$  i b)  $T_L = 2700^\circ\text{K}$

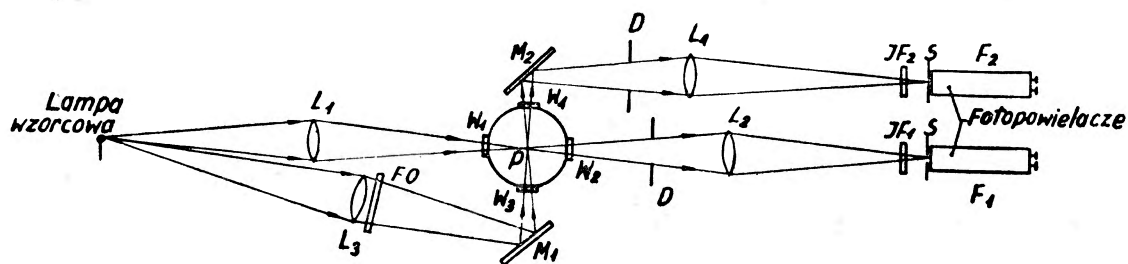
Z analizy tego równania wynika, że dokładność pomiaru zwiększa się, jeśli stosowana aparatura rozszczepiająca posiada dużą jasność ( $d_2/f_2$ ) i dużą dyspersję  $D$ , aparatura rejestrująca przepuszcza szerokie pasmo częstotliwości  $\Delta f$ , a stopień odwrócenia linii rezonansowej  $ad\lambda$  jest znaczny. Posługując się omawianym równaniem Sobolew podał graficznie zależność średniego kwadratowego błędu od temperatury płomienia  $T_p$  dla dwóch temperatur wzorcowych: a)  $T_L = 4500^\circ\text{K}$  i b)  $T_L = 2700^\circ\text{K}$  (rys. 17). Z wykresu wynika, że przy temperaturze płomienia powyżej 2000°K wartość temperatury źródła wzorcowego może w znacznym stopniu podwyższyć względnie obniżyć dokładność pomiaru.

W przypadku gdy temperatura płomienia  $T_p$  równa się temperaturze lampy  $T_L$  dokładność pomiaru jest niezależna od szerokości szczeliny monochromatora, a skomplikowane równanie upraszcza się do postaci:

$$\sqrt{\frac{\Delta T_p^2}{T_p^2}} = \frac{T_L}{c_2 \cdot ad\lambda \left(\frac{d_2}{f_2}\right)} \sqrt{\frac{2e\Delta f\lambda^2}{c_1\gamma_\lambda h'} e^{c_2\lambda T_L} \cdot D}. \quad (25)$$

## 4.3.4. Aparatura do badań procesów szybkozmiennych

Czas pomiaru punktu temperaturowego aparaturą z sektorami wirującymi jest rzędu  $10^{-4}$  sek. Zmiany impulsów świetlnych w aparaturze wyżej opisanej są rejestrowane fotopowielaczem i oscylografem. Szybkość rejestracji zmian natężenia promieniowania w źródle światła jest ograniczona czasem, wymaganym na przejście impulsu elektrycznego z fotopowielacza do oscylografu [27]. Według Zworikina czas ten wynosi  $10^{-8}$  sek. Iloczyn oporu  $R$  i pojemności  $C$



Rys. 18. Pomiar temperatury płomienia metodą odwrócenia przy zastosowaniu dwóch wzajemnie prostopadłych wiązek światła

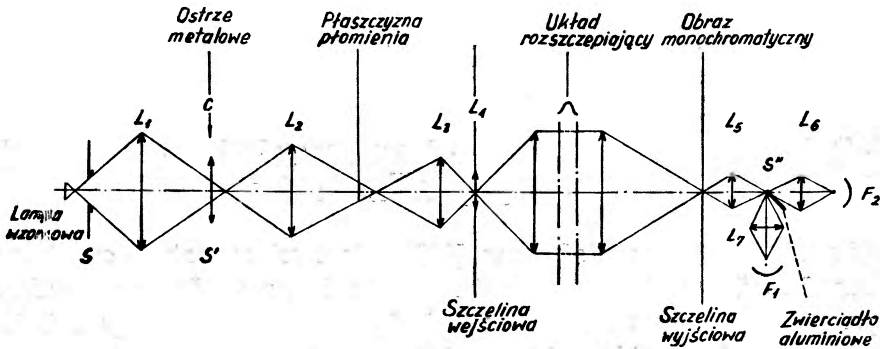
stanowi stałą czasową oscylografu, np. dla  $C = 1,5 \cdot 10^{-11}$   $\mu\text{F}$  i  $R = 660 \Omega$ , stała czasowa  $\tau = 10^{-8}$  sek. Przy wysokich częstotliwościach poważnym źródłem błędów mogą być przypadkowe fluktuacje fotoprądu. Jednak uzyskanie stałej czasowej rzędu  $10^{-6}$  sek. nie sprawia specjalnych trudności. Badanie procesów zachodzących w czasie detonacji wymaga stosowania urządzeń o stałej czasowej rzędu  $10^{-5}$ — $10^{-6}$  sekundy, do czego nie nadaje się aparatura z sektorami.

Gaydon i współpracownicy [22], stosując aparaturę podobną do podanej na rys. 15 (bez sektorów wirujących), mierzyli temperaturę w fali uderzeniowej wytwarzanej w rurze udarowej. Pomiar przeprowadzali tzw. „metodą zerową”. Fotoprąd odpowiadający natężeniu promieniowania lampy przyjmowano za punkt zerowy. Jeśli na osi optycznej światła wzorcowego przechodzącego przez rurę pojawiał się płomień, na oscylografie uzyskiwano maksimum lub minimum w zależności od tego, czy temperatura lampy była niższa względnie wyższa od badanego płomienia. Z wielkości wychylenia w stosunku do linii zerowej i z odpowiadającej temu wychyleniu temperatury lampy szacowano wartość temperatury.

Aby móc z większą dokładnością zmierzyć temperaturę w fali, aparaturę zmodyfikowano w ten sposób, że w przekroju rury, wzdłuż której przesuwa się fala udarowa, przepuszczano z lampy wzorcowej, prostopadle do siebie dwa strumienie świetlne [8] (rys. 18).

Część światła lampy wzorcowej, w postaci wiązki poprzez soczewkę  $L_1$ , okienka w rurze  $W_1$  i  $W_2$ , soczewkę  $L_2$  i filtr interferencyjny  $IF_1$ , pada na fotopowielacz  $F_1$ , część druga poprzez soczewkę  $L_3$ , filtr obojętny  $FO$ , dochodzi do zwierciadła  $M_1$ , które kieruje ją przez rurę prostopadle do poprzedniej,

ale w tej samej płaszczyźnie. Światło wiązki drugiej po wyjściu z rury, odbijając się od zwierciadła  $M_2$  poprzez soczewkę  $L_4$ , filtr interferencyjny  $IF_2$ , pada na fotopowielacz  $F_2$ . Strumień świetlny wiązki drugiej w miejscu przecięcia się obu wiązek w rurze jest pomniejszony o światło zaabsorbowane przez filtr obojętny i na skutek strat niepełnego odbicia przez zwierciadło  $M_1$ . Filtr obojętny o gęstości optycznej 0,1, obniżał mierzoną wartość temperatury lampy wzorcowej o  $110^\circ$  przy temperaturze  $2300^\circ\text{K}$ , a o  $140^\circ$  przy  $2600^\circ\text{K}$ . Jeśli różnice w natężeniach promieniowania lampy, i odpowiadających im



Rys. 19. Schemat układu optycznego aparatury do pomiaru temperatury odwrócenia sposobem ciągłym

temperaturach w rurze, dla obu wiązek nie przekraczają  $200^\circ$ , temperaturę płomienia oblicza się ze wzoru:

$$T = T_2 + \varepsilon(T_1 - T_2)/(a + e), \quad (26)$$

gdzie  $T_1, T_2$  — temperatury obu wiązek lampy,

$\varepsilon$  — wychylenie absorpcyjne na oscyloskopie dla fotopowielacza  $F_1$ ,

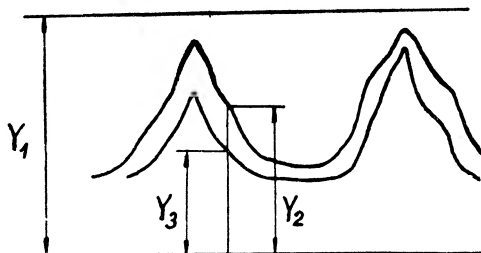
$a$  — wychylenie emisyjne na oscyloskopie dla fotopowielacza  $F_2$ .

Moutet [2] i Barrere [23] opisują aparaturę do ciągłego pomiaru temperatury płomienia metodą odwrócenia. Aparatura pozwala w sposób ciągły zmierzyć natężenie promieniowania płomienia  $Y_3$  i natężenie promieniowania lampy, przechodzące przez płomień  $Y_2$ . Wartość  $Y_1$  uzyskuje się przed pomiarem właściwym. Pomiar temperatury powyższą metodą opiera się na założeniu, że w dwóch obok siebie leżących wzdłuż drogi optycznej obszarach o wymiarach (w przekroju poprzecznym prostopadłym do drogi) prostokątów  $1 \times 0,03$  mm płomień posiada jednakową temperaturę. Schemat urządzenia podano na rys. 19.

Metoda ta, podobnie jak poprzednia podana przez Gaydona, jest metodą dwu wiązek światła, lecz nie prostopadłych a równoległych. Dwie wiązki analityczne, biegnące obok siebie, uzyskuje się przez ustawienie ostrza między lampą a płomieniem w ten sposób, że tylko połowa szczeliny monochromatora jest zajęta przez światło lampy, druga połowa jest rezerwowana na światło płomienia. Na wyjściu monochromatora linia rezonansowa jest rozdzielana w połowie zwierciadłem aluminiowym, ustawionym pod kątem. Promieniowanie



z górnej połowy linii, odpowiadające światłu lampy przechodzącej przez płomień  $Y_2$ , pada na fotopowielacz  $F_2$ , dolne zaś, stanowiące promieniowanie samego płomienia  $Y_3$ , dochodzi do fotopowielacza  $F_1$ . Zapis otrzymywany przy pomocy oscylografu podano na wykresie (rys. 20). Stała czasowa aparatury



Rys. 20. Zapis otrzymywany przy pomiarze temperatury odwrócenia sposobem ciągłym  $Y_3$  — natężenie promieniowania płomienia,  $Y_2$  — natężenie promieniowania lampy przechodzące przez płomień

jest rzędu  $10^{-5}$ — $10^{-6}$  sek. Sobolew [21] zastosował aparaturę opartą na tej samej zasadzie do pomiaru temperatury fali uderzeniowej w rurze udarowej.

Użycie odpowiedniego urządzenia kalkującego umożliwi bezpośrednie uzyskanie na wykresie przebiegu temperatury w czasie.

## 5. Temperatura odwrócenia a temperatura teoretyczna

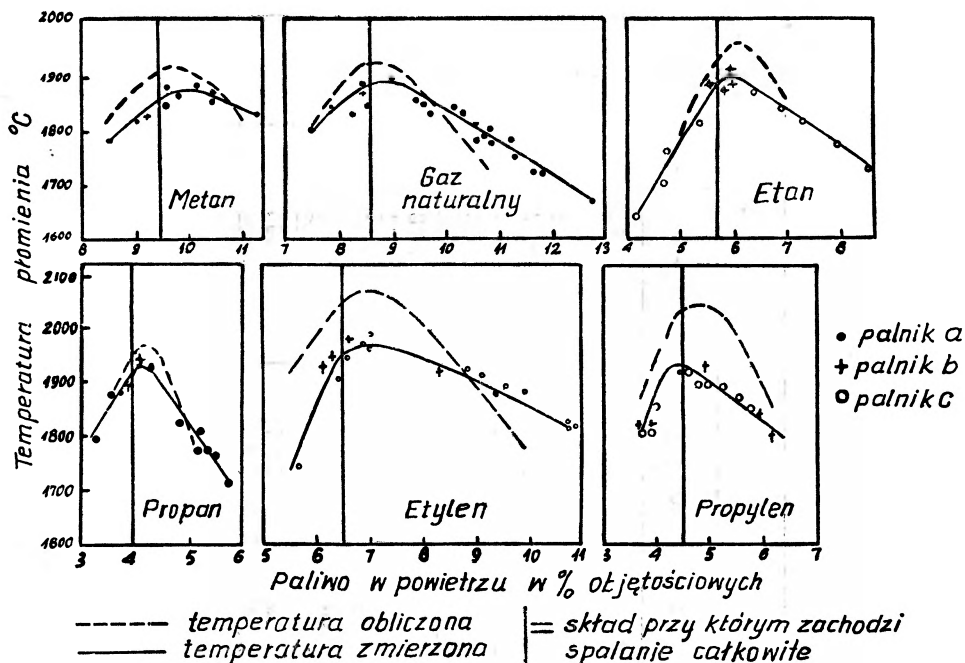
Przy pomiarze temperatury płomienia gazów metodą odwrócenia, ważną rzeczą jest ustalenie zależności między temperaturą odwrócenia, zmierzoną przy określonej długości fali  $\lambda$ , a temperaturą obliczoną teoretycznie oraz relacji między temperaturami odwrócenia, wyznaczonymi doświadczalnie przy różnych długościach fal.

W ogłoszonych pracach, w których temperaturę płomienia mierzono metodą odwrócenia linii sodowej, zazwyczaj temperaturę tę porównywano z obliczoną teoretycznie. Zestawienie przytoczonych wyników podano w tabelicy 3. Niekiedy powyższa zależność przytaczana jest dla różnych stosunków paliwa do czynnika utleniającego, co ilustrują wykresy (rys. 21, 22). Jak widać z tabelicy 3., temperatura zmierzona jest niższa od obliczonej teoretycznie. Różnica ta waha się w granicach 2—6%. Wyjątek stanowią: płomień CO, którego temperatura zmierzona jest niższa od teoretycznej o 13,7% oraz płomień acetylenowy, dający temperaturę odwrócenia wyższą od zmierzonej. Zależność między temperaturą obliczoną a zmierzoną dla różnych stosunków paliwa do czynnika utleniającego kształtuje się następująco (rys. 21) [14]: począwszy od niedomiaru aż do nieznacznego nadmiaru utleniacza wartość temperatury odwrócenia jest niższa od wyznaczanej teoretycznie. Przy dużym nadmiarze czynnika utleniającego temperatura obliczona przewyższa wartość temperatury zmierzonej. W przypadku spalania gazu naturalnego w powietrzu o płomieniu częściowo zabarwionym, temperatury kształtują się podobnie jak na rys. 21., tzn. maksy-

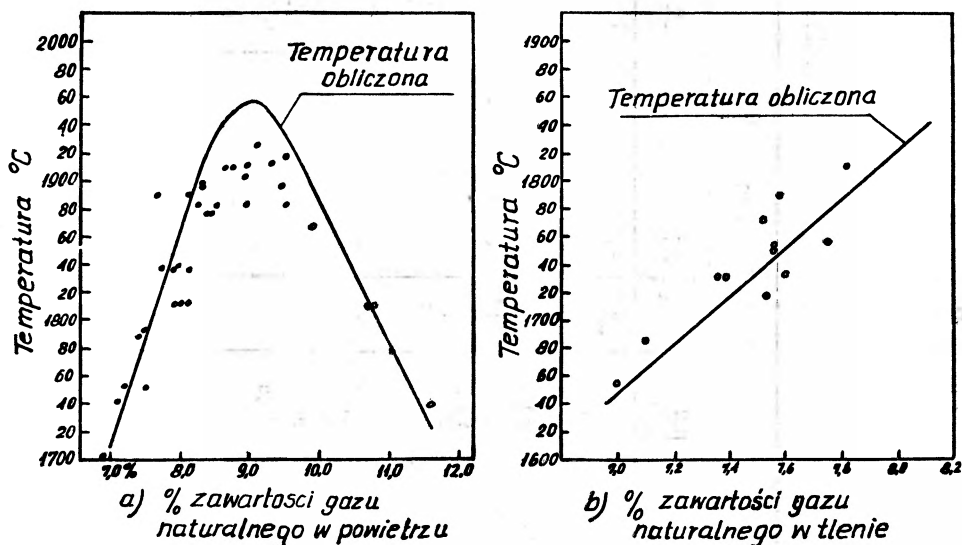
Tablica 3

Lp.	Rodzaj paliwa *	Skład paliwa w %					Temperatura maks. °C		Różnica w % w stosunku do temp. zmierzonych.	Odnosnik literatury		
		paliwo podstaw.	CH <sub>4</sub>	C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	N <sub>2</sub>	zmierzona			obliczona	
1	gaz naturalny		85	14			1	1875	2000	6,66	[5]	
2	metan	97						1875	2000	6,66		
3	propan							1930	2050	6,21		
4	tlenek węgla	99						1960	2230	13,77	[14]	
5	gaz naturalny		86,6	7,9	2,7	1,3	1,5	1890	1928	2,01		
6	metan	97,8		1,4	0,1	0,1	0,6	1880	1918	2,02		
7	etan	89,4	8,4		0,4		1,8	1895	1949	2,84		
8	propan	99,0					1,0	1925	1967	2,18		
9	butan	98,5					1,5	1895	1973	4,11		
10	etylen	96,6	1,0	1,5	2,0		0,7	1975	2072	4,91		
11	propylen	93,5					1,6	1935	2050	5,94		
12	butylen	99,9					0,1	1930	2033	5,33		
13	izobutylen	99,5					0,5	1900	1973	3,84		
14	acetylen-O <sub>2</sub>							3100	3050	-1,62		[28]

\* utleniacz — powietrze



Rys. 21. Temperatura płomienia  $T_p$  w funkcji procentowej zawartości paliwa w powietrzu



Rys. 22. Temperatura płomienia  $T_p$  w funkcji procentowej zawartości paliwa w utleniaczu (naniesione punkty odnoszą się do wyników eksperymentalnych)

malna temperatura odwrócenia jest niższa (20—40°) od obliczonej (rys. 22a) [15]. Zastępując powietrze tlenem (rys. 22b) otrzymuje się dla tego płomienia zależność odwrotną — temperatura mierzona jest wyższa od wyznaczonej teoretycznie. Powyższe porównanie temperatury odwrócenia z teoretycznie

obliczoną należy uważać za mało dokładne, gdyż rozbieżności w wynikach mogą wynikać zarówno z różnych wartości ciepła tworzenia i stałych równowag przyjętych do obliczeń przez różnych autorów, jak i z samej metodyki pomiaru.

Różnice między temperaturami odwrócenia dla linii sodowej  $\lambda = 0,589 \mu$  i linii litu  $\lambda = 0,671 \mu$  przytaczane przez różnych badaczy zestawiono w tablicy 4.

Można przyjąć (tablica 4.), że na ogół temperatura odwrócenia linii sodowej jest wyższa od temperatury odwrócenia linii litu.

Tablica 4

Temperatura odwrócenia °C		Różnica w stopniach	Odsyłacz literatury
Na 0,589 $\mu$	Li 0,671 $\mu$		
1980,7	1978,3	— 2,4	[29]
1730,0	1736,0	+ 6,0	[13]
1887,0	1886,0	— 1,0	[14]
1883,0	1891,0	+ 8,0	
1896,0	1886,0	—10,0	
1883,0	1876,0	— 7,0	
3100,0	3060,0	—40,0	[28]

### Zakończenie

Jak wynika z powyższego przeglądu, pomiar temperatury płomienia metodą odwrócenia linii spektralnej znajduje coraz szersze zastosowanie w badaniach różnorodnych procesów spalania. Zaletą tej metody jest możliwość jednoczesnego wyznaczania temperatury i zdolności absorpcji badanego płomienia (w przypadku aparatury z rejestracją elektryczną).

Wybór właściwego wariantu aparatury pomiarowej uzależniony jest od charakteru badanego płomienia. I tak, pomiar temperatury płomienia palnika bunsenowskiego może być dokonany z wystarczającą dokładnością aparaturą klasyczną (rys. 1). W przypadku badania płomieni krótkotrwałych względnie pomiaru zmienności temperatury w czasie należy używać aparatury z rejestracją elektryczną.

### Literatura

- [1] S. Silverman, *J. Opt. Soc. Am.* **39**, 275 (1949).
- [2] *Etude de Pyrometrie Pratique*, Paryż 1960.
- [3] S. Szczeniowski, *Fizyka doświadczalna*, Warszawa 1954, część IV, *Optyka*.
- [4] T. Hobler, *Ruch ciepła i wymienniki*, Warszawa 1953.
- [5] A. G. Loomis, St. G. Perrott — *Ind. Eng. Chem.* **20**, 1004 (1928).
- [6] S. Szczeniowski, *Fizyka doświadczalna*, Warszawa 1959, część V, *Fizyka atomowa*.
- [7] A. G. Gaydon, H. G. Wolfhard, *Flames, their Structure, Radiation and Temperature*, London 1960.

- [8] J. G. Glouston, A. G. Gaydon, I. R. Hurle, Proc. Roy. Soc. **252 A**, 143 (1959).
- [9] A. G. Gaydon, H. G. Wolfhard, Proc. Roy. Soc. **205 A**, 118 (1951).
- [10] G. H. Dieke, *Temperature its Measurement and Control in Science and Industry*, London 1955, str. 19—31.
- [11] H. M. Strong, F. P. Bundy, D. A. Larson, *Third Symposium on Combustion 1949*, str. 641—647.
- [12] H. M. Strong, F. P. Bundy, *Physical Measurement in Gas Dynamics and Combustion*, Princeton — 1954, str. 343—358.
- [13] E. Griffiths, I. H. Awbery, Proc. Roy. Soc. **123 A**, 401 (1929).
- [14] J. B. Lewis, J. B. Friout, J. Perrott, J. Am. Chem. Soc. **103**, 869 (1931).
- [15] H. H. Kaveler, B. Lewis, Chem. Rev. **21**, 421 (1937).
- [16] W. Snelleman, J. A. Smit, *Proceedings of the Sixth International Conference on Spectroscopy*, str. 44, Londyn 1957.
- [17] A. Moutet, Revue d'Optique **33**, 313 (1954).
- [18] M. F. Heidman, R. J. Priem, J. Am. Rocket Soc. **23**, 248 (1953).
- [19] M. Summerfield, G. S. Sutherland, M. J. Klebb, H. J. Tabock, K. P. Hall, *Solid Propellant Rocket Research*, New York 1960, str. 141.
- [20] G. S. Sutherland, D. A. Mohaffy, M. Summerfield, J. Am. Rocket Soc. **25**, 537 (1955).
- [21] F. S. Fajzułow, E. M. Kubrjacew, N. N. Sobolew, Optika i Spektroskopia **8**, 585 (1960).
- [22] J. G. Clouston, A. G. Gaydon, Proc. Roy. Soc. **248 A**, 429 (1958).
- [23] M. Barrere, A. Jaumotte, B. Veubeke, J. Vandenkerckhofe, *Rocket Propulsion*, London 1960.
- [24] N. N. Sobolew, *Optika i Spektroskopia* **6**, 248 (1959).
- [25] H. G. Wolfhard, W. G. Parker, *Nature* **162**, 259 (1948).
- [26] H. M. Strong, F. P. Bundy, J. Appl. Phys. **25**, 1521 (1954).
- [27] G. H. Dieke, H. Y. Loh, J. Opt. Soc. Am. **36**, 185 (1946).
- [28] Dronow, Swiridow, N. N. Sobolew, *Optika i Spektroskopia* **5**, 490 (1958).
- [29] F. Henning, C. Tingwaldt, Z. Phys. **48**, 805 (1928).
- [30] B. Lewis, G. Von Elbe, *Combustion, Flames and Explosions of Gases*, N. York 1951.
- [31] P. J. Dyne, S. S. Penner, *Optical Methods for the Determination of Combustion Temperatures*, J. Am. Rock. Soc. **23**, 165 (1953).
- [32] S. S. Penner, *Optical Methods for the Determination of Flame Temperatures* Amer. J. Phys. **17**, 422 (1949).

## Aparatura wysokociśnieniowa do 30 kbar \*

### Wstęp

Opisywana niżej aparatura wysokociśnieniowa została zbudowana w wyniku rozwoju badań naukowych Katedry Fizyki Ogólnej „B” Politechniki Warszawskiej w zakresie fizyki bardzo wysokich ciśnień hydrostatycznych. Na podstawie danych z literatury można twierdzić, że zastosowanie cieczy jako ośrodka przenoszącego ciśnienie oraz stali o dużej wytrzymałości na budowę aparatury ogranicza uzyskiwane maksymalne ciśnienia do 30—40 kbar. Temperatura zaś w takich przypadkach przy zastosowaniu wewnętrznej grzania nie może przekraczać 300° C. Wydaje się, że aparatura zbudowana przez autora pozwala osiągnąć wyżej wymienione granice, przy stosunkowo dużej objętości roboczej. Nie daje ona możliwości zastosowania wstępnego ciśnienia w komorze, jednak długość komory nawet przy ściśliwości cieczy 30% zabezpiecza dostatecznie dużą użyteczną wysokość przestrzeni roboczej. Wymagane jest użycie dwutłoczkowej prasy hydraulicznej o maksymalnej sile nacisku około 200 T.

### Ogólny opis aparatury.

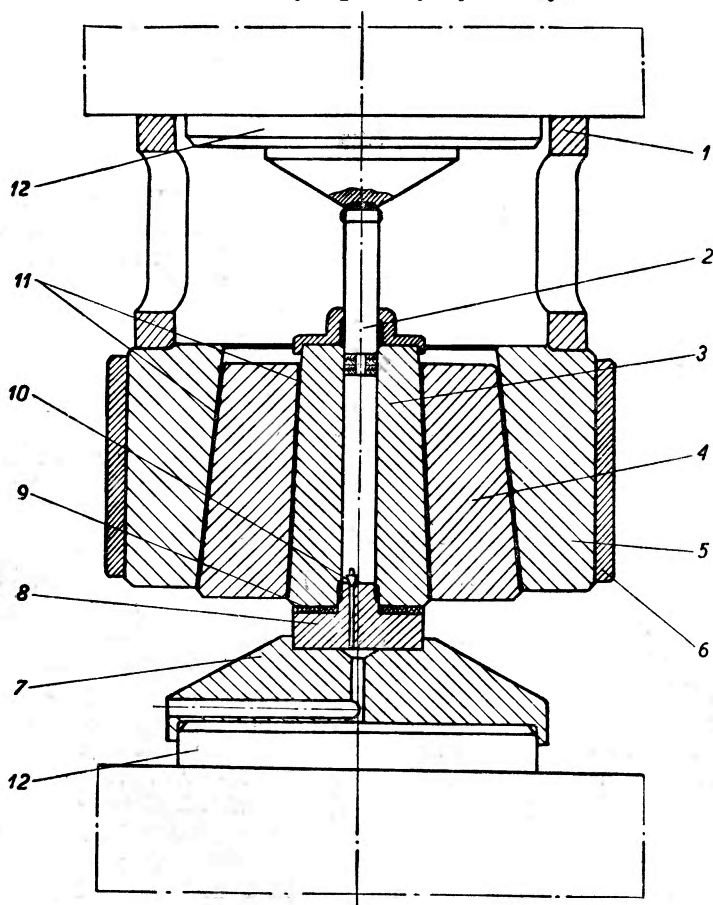
Komorę wysokociśnieniową stanowi cylinder (3) o średnicy wewnętrznej 18 mm i wysokości 130 mm. Komora wzmacniania jest dwoma pierścieniami wzmacniającymi (4) i (5). Najczęściej pierścien wzmacniający ze względów technologicznych dzielony jest na trzy części o równych wysokościach. Płaszczyzną podziału jest płaszczyna prostopadła do osi symetrii komory wysokociśnieniowej. Wykonanie takiego pierścienia jest kłopotliwe i kosztowne. Mimo to do czasu skonstruowania opisywanej aparatury autor nie spotykał w literaturze podobnych rozwiązań do opisywanego. Zastosowanie dwupierścieniowego systemu wzmacniania daje następujące zalety: Pierścienie wzmacniające wykonywane są w drodze obróbki plastycznej (kucie w matrycach), przez co uzyskuje się w nich bardziej właściwy rozkład włókien. Działanie tych pierścieni jest równoważne jednemu pierścieniowi nie dzielonemu lub dzielonemu w płaszczynie prostopadłej do osi komory o większej grubości. Obróbka cieplna nie przedstawia większych trudności, natomiast obróbka mechaniczna i montaż są o wiele prostsze.

Między płaszczyny styku komory wysokociśnieniowej i pierścieni wzmacniających włożone są przekładki z folii ołowianej (11). Kąty powierzchni tworzących powierzchni stożkowych z osią komory wynikają z pewnych założeń, które będą omawiane w następnej części artykułu. Najlepszym materiałem na pierścienie wzmacniające oraz komorę jest stal 45 *H N M F A*. Jednak użycie stali *LH 15* daje również zadowalające rezultaty. Twardość po odpuszczaniu ze względów podanych we wstępie może być dość wysoka. Dla komory wysokociśnieniowej wynosi ona 52—55 *H<sub>RC</sub>*. Wewnętrznego pierścienia wzmacniającego 48—52 *H<sub>RC</sub>*, drugiego zaś nie powinna przekraczać 44—48 *H<sub>RC</sub>*.

Tłoczek (2) do ciśnienia nie przekraczającego 20 kbar może być wykonany ze stali *NC 10* lub *LH 15*. Twardość po obróbce cieplnej tłoczka nie może być mniejsza niż 60—62 *H<sub>RC</sub>*. Powyżej ciśnienia 20 kbar tłoczek musi być wykonany z węglików spiekanych z gatunku *G<sub>1</sub>*

\* Na międzynarodowym zjeździe fizyków pracujących w dziedzinie wysokich ciśnień (Stany Zjednoczone, Bolton Landing, Lake George, New York, 1960 r.) zunifikowano miary ciśnienia. Przyjęto jednostkę 1 bar = 1,019716 ata = 10<sup>6</sup> dyn/cm<sup>2</sup> za jednostkę podstawową.

lub  $G_2$ . Uszczelnienie tłoczka wykonane z teflonu (w tłoczku Bridgema) bardzo upraszcza zagadnienie poprawności jego działania. Teflon obok dobrych własności uszczelniających posiada bardzo dobre własności smarne oraz jest odporny na działanie wysokich temperatur. Zastosowanie teflonu do tłoczka systemu Boultera nie dało dobrych wyników. Tłoczek jest dopasowany do komory wysokociśnieniowej z niewielkim luzem. W celu zabezpieczenia się przed możliwością zatarcia na tłoczku, jak pokazuje rys. 2, wykonano rowek o dużym pro-

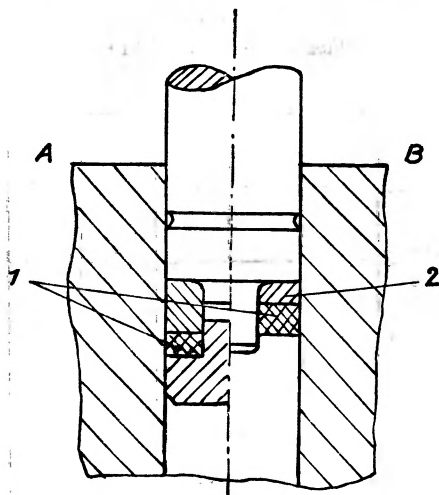


Rys. 1. Aparatura wysokociśnieniowa

1 — wspornik, 2 — tłoczek, 3 — komora wysokociśnieniowa, 4 i 5 — pierścienie wzmacniające, 6 — pierścień ochronny, 7 — podstawa centrująca, 8 — gniazdo elektrod, 9 — podkładka, 10 — elektroda, 11 — przekładki z folii ołowianej, 12 — tłoczyska prasy hydraulicznej

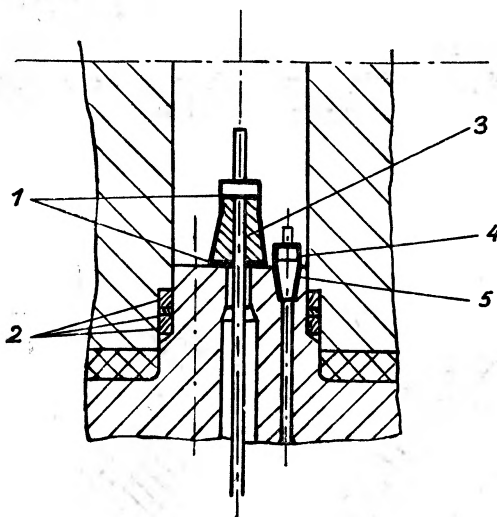
mieniu. W czasie pracy aparatury, w szczególności przy uzyskiwaniu większych ciśnień, może zaistnieć oddziaływanie między tłoczkiem a komorą. Powoduje to konieczność wywierania większej siły naciskającej, ma to jednak również korzystny wpływ na sposób obciążenia komory w jej górnej części. Na rys. 3 pokazane jest gniazdo elektrod. Pozwala ono na wprowadzenie 9 elektrod zwykłych oraz jednej na wysokie częstotliwości drgań. Pojemność własna tej elektrody względem komory wynosi około 7 pF. Zmiana tej pojemności pod wpływem przyłożonego ciśnienia jest praktycznie bardzo mała. Z opisu do rys. 3, widać, że możliwy jest taki dobór materiałów izolujących, iż gniazdo elektrod może wytrzymać dość wysokie temperatury. Sposób pomiaru ciśnienia i temperatury jest podobny jak w pracy [1]. Wprowadzenie drutów termoparowych do komory wymaga wykonania stożków elektrod z chromelu i alumelu, tzn. z tych samych materiałów, jakich użyto na wykonanie termopary. Termopara chromel-alumel

posiada szereg korzystnych własności, które określają jej przydatność w technice pomiarów wysokociśnieniowych. Duża wytrzymałość mechaniczna pozwala na wykonanie z nich stożków



Rys. 2. Tłoczek

1 — uszczelnienie z teflonu, 2 — podkładka stalowa lub miedziana



Rys. 3. Gniazdo elektrod

1 — podkładka z cienkiego igielitu lub teflonu, 2 — pierścienie uszczelniające, 3 — izolacja elektrody na wysokie częstotliwości, staatyt (kalit), 4 — elektroda zwykła, 5 — izolacja z pleksi-glasu, miki

elektrodowych. Ma to podstawowe znaczenie przy stosowaniu podwyższonych temperatur, gdyż pozwala w bardzo prosty sposób zrealizować ciągłość przewodów termoparowych, przez co zwiększa się dokładność pomiaru.

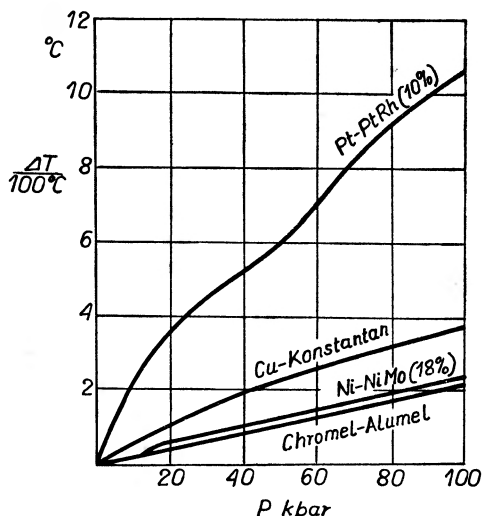
#### Podstawy obliczeniowe.

Obliczenia wytrzymałościowe aparatury wysokociśnieniowej osiowo symetrycznej można w przybliżeniu sprowadzić do zagadnienia wytrzymałościowego rur grubościennych [3]. Zakładamy też, że dla użytych materiałów konstrukcyjnych miarę wyężenia określa hipoteza

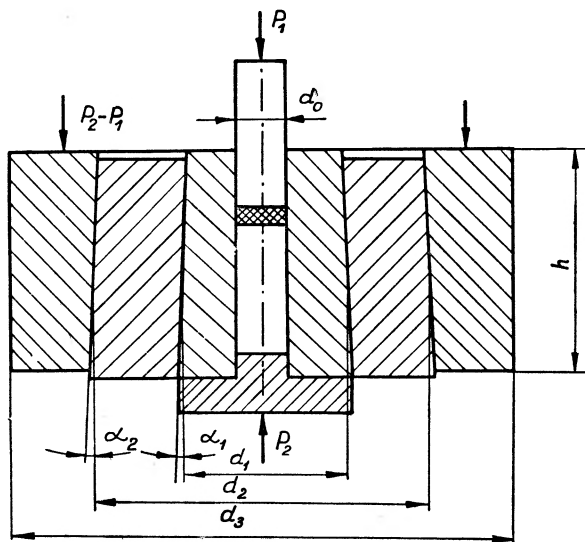


maksymalnej energii odkształcenia postaciowego. W wypadku dwuosowego stanu naprężeń powyższa hipoteza daje następujące wyrażenie na naprężenia zredukowane czyli zastępcze:

$$\sigma_{\text{red}} = \sqrt{\sigma_1^2 - \sigma_1\sigma_2 + \sigma_2^2}. \quad (1)$$



Rys. 4. Poprawki niektórych częściej używanych termopar w zależności od ciśnienia (wg F. P. Bundy [2])



Rys. 5. Schemat aparatury

W celu określenia kątów tworzących powierzchni stożkowych z osią aparatury —  $\alpha_1$  i  $\alpha_2$  oraz stosunku nacisków pras  $P_2/P_1$  (rys. 5) będziemy zakładali równość wyteżeń poszczególnych elementów aparatury w ich miejscach najbardziej obciążonych.

Rozpatrując stany naprężeń dwóch pierścieni wzmacniających, przy zaniedbaniu niewielkiej składowej osiowej, otrzymujemy następujące wyrażenie na składowe: styczną i promieniową (dla ich wewnętrznych powierzchni):  
dla pierścienia zewnętrznego —

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &= p_2 \frac{k_3^2 + 1}{k_3^2 - 1}, \\ \sigma_2 &= -p_2; \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

dla pierścienia wewnętrznego —

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &= p_1 \frac{k_2^2 + 1}{k_2^2 - 1} - p_2 \frac{2k_3^2}{k_3^2 - 1}, \\ \sigma_2 &= -p_1; \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

gdzie:  $p_2$  — ciśnienie wzmacniające na powierzchni między pierścieniami,  
 $p_1$  — ciśnienie wzmacniające między komorą a wewnętrznym pierścieniem,  
 $k_3 = d_3/d_2$  oraz  $k_2 = d_2/d_1$ .

Wstawiając tak otrzymane naprężenia wynikłe z  $p_1$  i  $p_2$  do wyrażenia na zastępcze naprężenia (1) dla obu pierścieni po przyrównaniu tych wyrażen, uzyskamy następujące równanie:

$$a_2 z_2^2 + b_2 z_2 + c_2 = 0, \quad (4)$$

gdzie:  $z_2 = p_2/p_1$

$a_2, b_2, c_2$  — wielkości uzależnione od  $k_3$  i  $k_2$ .

Rozpatrując następnie komorę wysokociśnieniową oraz wewnętrzny pierścień wzmacniający uzyskamy następujące wyrażenia na składowe stanu naprężeń:  
dla pierścienia (przy pominięciu niewielkich naprężeń osiowych) —

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &= p_1 \frac{k_2^2 + 1}{k_2^2 - 1} - z_2 \frac{2k_3^2}{k_3^2 - 1}, \\ \sigma_2 &= -p_1; \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

dla komory (w punktach na powierzchni walcowej w pobliżu powierzchni czołowej tłoczka<sup>1</sup>):

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &= p_r \frac{k_1^2 + 1}{k_1^2 - 1} - p_1 \frac{2k_1^2}{k_1^2 - 1}, \\ \sigma_2 &= -p_r; \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

gdzie:  $k_1 = d_1/d_0$ .

$p_r$  — ciśnienie robocze wewnątrz komory.

Porównując z kolei wyteżenie komory wysokociśnieniowej z wyteżeniem wewnętrznego pierścienia wzmacniającego otrzymamy podobne do (4) równanie:

$$a_1 z_1^2 + b_1 z_1 + c_1 = 0, \quad (7)$$

gdzie:  $z_1 = p_1/p_r$ ,

$a_1, b_1, c_1$  — wielkości uzależnione od  $k_1, k_2$  i  $k_3$ .

W wyniku rozwiązania obu równań (4) i (7) uzyskamy potrzebne do dalszych wyliczeń stosunki ciśnień wzmacniających  $p_1$  i  $p_2$  oraz roboczego  $p_r$ . Określając na podstawie obliczeń wytrzymałościowych pierścienia zewnętrznego maksymalne dla niego  $p_2$  otrzymamy ciśnienie

<sup>1</sup> Jest to miejsce o największym wyteżeniu materiału komory. W miarę zbliżania się do gniazda elektrod pojawia się składowa osiowa naprężeń (ściskająca), zmniejszając wyteżenie materiału.

robocze z związku:

$$p_r = z_1 z_2 p_2. \quad (8)$$

Różnicę sił  $P_2$  i  $P_1$  przenoszą jednocześnie dwa pierścienie. Wobec tego możemy napisać:

$$P_2 - P_1 = p_1 h d_1 (\sin \alpha_1 + \mu \cos \alpha_2) = p_2 h d_2 (\sin \alpha_2 + \mu \cos \alpha_2) \quad (9)$$

skąd otrzymujemy wyrażenie uzależniające kąty  $\alpha_1$  i  $\alpha_2$ , jak następuje:

$$\frac{\sin \alpha_1 + \mu_1 \cos \alpha_1}{\sin \alpha_2 + \mu_1 \cos \alpha_2} = z_2 k_2. \quad (10)$$

Równanie (10) pozwala przy założeniu kąta  $\alpha_1$  wyliczyć kąt  $\alpha_2$ . Łatwo też wyliczyć, że stosunek sił  $P_2$  i  $P_1$  wyraża się następująco:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{4k_1(\sin \alpha_1 + \mu_1 \cos \alpha_1)}{\mu_2} z_1 \frac{h}{d_0} + 1, \quad (11)$$

gdzie:  $\mu_1$  — współczynnik tarcia na powierzchniach stożkowych,

$\mu_2 = 4P_1/p_r d_0^2$  — współczynnik oporów tłoczka,

$h$  — wysokość komory wysokociśnieniowej.

Dane liczbowe aparatury.

W wyniku założeń konstrukcyjnych oraz ograniczeń technologicznych uzyskano następujące dane wyjściowe:

$$d_0 = 18 \text{ mm}, \quad h = 130 \text{ mm}, \quad \alpha_1 = 1,5^\circ$$

oraz

$$k_1 = 3,9, \quad k_2 = 2,2, \quad k_3 = 1,5.$$

Na podstawie wyżej przedstawionego szkicu obliczeniowego otrzymano:

$$\alpha_2 = 3,5^\circ, \quad z_1 = 0,6, \quad z_2 = 0,4.$$

Przy założeniu  $z_1 = 0,4$ , tzn. przy założeniu, że komora wysokociśnieniowa dozna pewnego przeciążenia w stosunku do pierścieni wzmacniających — uzyskujemy:

$$P_2/P_1 = 3,3.$$

W celu wykazania, jakie korzyści daje stosowanie układu wzmacniającego w postaci dwóch pierścieni przeprowadzimy następujące rozumowanie.

Jeżeli zamiast dwóch pierścieni byłyby użyty jeden lub pierścień dzielony w płaszczyźnie prostopadłej do osi aparatury, wówczas określone ciśnienie wzmacniające  $p_1$  dałoby wyteżenie materiału w punktach na powierzchni wewnętrznej  $\sigma''_{red} \approx 2,0 p_1$ . Przy istniejącym podziale, jak nietrudno wyliczyć  $\sigma''_{red} \approx 1,34 p_1$ . Stosunek naprężeń zastępczych:

$$\frac{\sigma''_{red}}{\sigma'_{red}} = 1,5$$

świadczy wyraźnie na korzyść podziału zastosowanego w opisywanej aparaturze.

#### Literatura

- [1] R. Wiśniewski, R. Gołębiowski, *Postępy Fizyki*, **11**, 331 (1960).
- [2] F. P. Bundy, *Progress in Very High Pressure Research*, John Wiley and Sons. New York—London (1961).
- [3] M. T. Huber, *Stereomechanika Techniczna*, PWN, Warszawa (1958).

*Wiśniewski Roland*

Katedra Fizyki Ogólnej B  
Politechniki Warszawskiej



Transformator powietrzny obniżający napięcie wysokiej częstotliwości posiada w uzwojeniu pierwotnym 30 zwojów średnicy 250 mm z drutu mosiężnego o średnicy 6 mm. Uzwojenie wtórne stanowi jeden zwój średnicy 400 mm z blachy miedzianej grubości 0,5 mm i szerokości 400 mm.

W obwodzie pierwotnym transformatora żarzenia triody (prąd żarzenia wynosi 110 A, a napięcie żarzenia 12 V) znajduje się opór 20  $\Omega$ , dwa przekaźniki czasowe *DSL 10* oraz dwa styczniki pozwalające w sposób automatyczny zwiększać stopniowo przykładane do katody napięcie, celem jej zabezpieczenia przed zniszczeniem przy włączeniu. Anoda triody, a także wyprowadzenia katody i siatki, są chłodzone strumieniem powietrza ze specjalnego wentylatora.

Indukcyjność w obwodzie wzbudnika zależy od rodzaju użytego wzbudnika oraz wsadu. Zmienia się ona również wraz ze zmianą temperatury wsadu, np. przy przekroczeniu punktu Curie w przypadku grzania materiałów ferromagnetycznych. Ażeby więc po każdorazowej zmianie indukcyjności dostroić ten obwód do częstości drgań generatora i tym samym doprowadzić do wsadu maksymalną moc, włącza się do obwodu wzbudnika odpowiednią pojemność (większą lub mniejszą liczbę kondensatorów ceramicznych). Dostrojenie tego obwodu łatwo poznać z wielkości natężenia prądu anodowego i siatkowego.

Piec jest wyposażony w blokadę zabezpieczającą obsługę przed porażeniem elektrycznym oraz zabezpieczającą triodę przed przeciążeniem.

Przy budowie wyżej opisanego pieca cenne usługi oddali dr inż. Z. Kachlicki, mgr H. Szydłowski, inż. W. Norek oraz asyst. techn. Z. Przanowski.

Panu profesorowi S. Szczeniowskiemu pragniemy gorąco podziękować za nieustanne poparcie, jakiego nam używał w czasie budowy wyżej opisanego pieca.

*Alojzy Wrzeciono, Józef Grycza*

Zakład Ferromagnetyków I.F.PAN  
Poznań

## Symposium Spektroskopii Molekularnej Londyn, 28—31 marca 1962

Symposium Spektroskopii Molekularnej, które odbyło się w Londynie w dniach 28—31 marca 1962 zorganizowane było przez tzw. *Hydrocarbon Research Group of the Institute of Petroleum*. W posiedzeniach, które odbywały się w gmachu Uniwersytetu Londyńskiego, brało udział 350 osób reprezentujących angielskie zakłady naukowe oraz przemysłowe. Brali również udział delegaci z 14 innych krajów, w tym z Czechosłowacji, Węgier i Polski. Zapowiedziany też był przyjazd delegacji Instytutu Petrochemicznego Akademii Nauk ZSRR. Wygłoszono 20 referatów poświęconych przeglądowi obecnego stanu badań spektroskopowych. Kilka referatów szczegółowych omawiało zagadnienia węzłowe. Poruszane problemy nie ograniczały się ściśle do spektroskopii molekularnej, lecz poruszały również spektroskopię atomową, zwłaszcza gdy miały związek z badaniami składu ropy naftowej.

Referat wprowadzający, pt. „Kierunki rozwoju zastosowań spektroskopii w chemii” wygłosił przewodniczący Międzynarodowej Komisji Spektroskopii Molekularnej H. W. Thompson (*St. John's College*, Oksford). Zastosowania spektroskopii są obecnie znacznie większe, niż to przewidywano kilkanaście lat temu. Przyczynił się do tego zarówno rozwój aparatury, jak i teorii, która pozwoliła zinterpretować uzyskane wyniki. Ponadto uzyskano możliwość wykorzystania bardzo szerokiego zakresu widma od promieni rentgenowskich do fal radiowych. Zastosowania obejmują: analizę jakościową, ilościową, ustalenie budowy zarówno małych molekuł, jak i związków wysokomolekularnych, a także badanie mechanizmu reakcji chemicznych, również bardzo szybkich, badanie stanów pośrednich oraz zagadnienia związane z siłami wewnątrz- oraz międzymolekularnymi. W dziedzinie spektroskopii atomowej rozwinięte zostały nowe metody absorpcji atomowej i fluorescencji rentgenowskiej, które są czulsze, a niejednokrotnie prostsze, niż metody dawniej stosowane. Wiele strukturalnych problemów molekularnych zostało rozwiązanych metodami magnetycznego rezonansu jądrowego. Dzięki metodom rezonansu elektronowego stało się możliwe badanie wolnych rodników oraz krótkotrwałych produktów reakcji, których czas życia nie przekracza kilku mikrosekund. Potrafimy obecnie określić energetyczne poziomy rotacyjne wzbudzonych stanów molekuł do liczby kwantowej  $J$ , wynoszącej 30 do 40. Wielka ilość uzyskiwanych obecnie wyników, a także różnorodność wysnuwanych wniosków sprawia, że konieczne staje się zastosowanie elektronowych maszyn liczących. Również rozwój i produkcja maserów otworzy zapewne przed spektroskopią nowe możliwości.

Dr A. Walsh z C.S.I.R.O., Melbourne, omówił problemy związane z zastosowaniem absorpcji atomowej, pomijanej dotychczas poza badaniami zatrut atmosfery przez pary rtęci. Absorpcja ma w zastosowaniach praktycznych tę zaletę w porównaniu z emisją, że natężenie linii zależy tylko od ilości atomów w stanie podstawowym i od charakterystycznej dla danej linii siły oscylatora, nie zależy zaś od, zawartych w wykładniku Boltzmann'a, energii wzbudzenia i temperatury. Natężenie linii poszczególnych pierwiastków jest też niezależne od obecności innych pierwiastków, jak to stwierdzono w przypadku emisji. Obecnie stosowana metoda polega na pomiarze absorpcji w maksimum linii, a nie absorpcji całkowitej dla danej linii. Źródłem światła są katody wnekowe pozwalające uzyskać bardzo wąskie linie atomowe, a więc dużą zdolność rozdzielczą. Emisja tych katod modulowana jest z określoną częstotliwością i tylko ona wzmocniana jest po przejściu przez badaną substancję przez odpowiedni wzmoc-

niac prądu zmiennego. W ten sposób unika się wpływu światła wysyłanego przez samą badaną substancję. Dotychczasowe badania dotyczyły składu roztworów, zmierzono np. zawartość około 15 pierwiastków w substancjach pochodzenia biologicznego. Obecnie prowadzone są badania nad zastosowaniem metody również do metali i proszków. Dzięki zastosowaniu katod wykonanych z czystych izotopów można też określać izotopowy skład substancji. Zawartość badanego pierwiastka może się wahać w granicach od 10 do  $3 \times 10^{-6}$  %.

H. N. Wilson i R. J. Otter z I.C.I. omówili osiągnięcia fluorescencji rentgenowskiej. Obecnie można badać wszystkie pierwiastki cięższe od magnezu. Metoda wymaga jednak uprzedniego wycechowania, ponieważ wyniki analizy zależą od środowiska, w którym znajduje się badany pierwiastek. Metoda pozwala wykryć obecność pierwiastka, nawet gdy stężenie jego nie przekracza kilku części na milion. Obie omówione powyżej metody stosowane są do określania zawartości pierwiastków metalicznych w ropie naftowej.

Przedpołudniowe posiedzenie drugiego dnia obrad poświęcone było zagadnieniom rezonansu magnetycznego. R. E. Richards z *Lincoln College*, Oksford, omówił obecny stan badań metodami rezonansu jądrowego. W pierwszym okresie rozwoju metody jedynie fizycy zajmowali się zagadnieniem szerokości linii i związanych z nią czasów relaksacji uporządkowania molekuł. Chemików natomiast interesowała wielkość tzw. przesunięcia chemicznego i zmiana położenia linii pod wpływem atomów sąsiednich, jako wynik wywoływanej przez nie zmiany lokalnego pola magnetycznego. Badania dotyczyły głównie wodoru a także fluoru i fosforu. Obecnie badania rozszerzone zostały i na inne atomy, np.  $C^{13}$ , a także zajęto się problemem sprzężenia pomiędzy spinami różnych atomów. Sprzężenie to powoduje pojawienie się subtelnej struktury linii, która może być obserwowana za pomocą przyrządów o bardzo dużej zdolności rozdzielczej. Zmiana częstości pod wpływem tego sprzężenia jest około dziesięć razy mniejsza niż przesunięcie chemiczne i zależy od długości wiązań utworzonych przez dany atom i kątów między nimi. Omówione tu zjawiska prowadzą w przypadku atomów wieloelektronowych do powstania bardzo złożonych widm, przy czym poszczególne grupy linii mogą na siebie zachodzić. Utrudnia to bardzo interpretację wyników. Duże usługi oddaje w tym przypadku metoda podwójnego rezonansu. Jedna z przyłożonych częstości powoduje zmianę równomiernego pierwotnie obsadzenia poziomów wyjściowych (pompowanie), druga służy do obserwacji rezonansu. W ten sposób ilość pojawiających linii znacznie się zmniejsza. Prowadzone obecnie badania mają na celu zbadanie wpływu oddziaływań międzymolekularnych oraz temperatury na szerokość linii. Dotychczasowe wyniki nie dają jeszcze dostatecznych podstaw do wysnucia uogólniających wniosków.

R. B. Williams z *Humble Oil and Refining Co.*, Texas, przedstawił wyprowadzone przez siebie zależności pozwalające dokładniej obliczyć stosunek sygnału do szumu w urządzeniach jądrowego rezonansu magnetycznego oraz przedyskutował sposoby poprawienia tego stosunku.

W dwu dalszych referatach tego posiedzenia prof. D. J. E. Ingram z Uniwersytetu w North Staffordshire oraz D. H. Whiffen z National Physical Laboratory omówili zastosowanie rezonansu elektronowego do badania związków kompleksowych metali oraz do chemii organicznej. Wykazali oni przydatność tej metody do wyznaczenia charakteru i rodzaju wiązań występujących w molekułach. Podstawowe znaczenie ma w tym przypadku rozważanie gęstości obsadzenia poziomów energetycznych.

Badaniom absorpcji przez swobodne rodniki poświęcili referaty R. N. Dixon z Uniwersytetu w Sheffield, T. M. Sudgen z Uniwersytetu w Cambridge oraz G. W. Chantry z *National Physical Laboratory*. Dr Dixon zwrócił uwagę na nowe możliwości badania rodników, które otwierają się dzięki zastosowaniu bardzo czystego kwarcu. Pozwala to na prowadzenie badań w dalekim nadfiolecie, a więc na lepsze określenie elektronowej struktury rodników. Badania rodników pozwalają rzucić nowe światło na zagadnienie stanów trypletowych molekuł. Dr Chantry omówił wnioski dotyczące symetrii rodników zamrożonych w macierzach (matrycach) ciała stałego. Badania te, prowadzone za pomocą światła spolaryzowanego, pozwalają określić charakter przejść optycznych, a w przyszłości mogą doprowadzić do wyznaczenia wartości całek kulombowskich i rezonansowych w metodzie orbitali atomowych *LCAO*. Na razie jednak trudności eksperymentalne są zbyt wielkie.

Jedno z dalszych posiedzeń poświęcone było zagadnieniom spektroskopii w podczerwieni. Prof. G. R. Wilkinson z *King's College* w Londynie omówił problemy związane z badaniami w dalekiej podczerwieni  $1 - 500 \text{ cm}^{-1}$  (10000—20 mikronów). Zwrócił on uwagę, że choć obecne urządzenia pozwalają prowadzić badania w tak szerokim zakresie, pożądane byłyby jednak silniejsze źródła światła i czulsze detektory. Dlatego też są obecnie prowadzone próby wykorzystania jako źródeł promieniowania klistronów (ich wyższych harmonicznych), przyspieszonych strumieni elektronowych, oraz maserów. Jako odbiorniki, obok dotychczas stosowanych komórek Golaya, używane są bolometry oraz urządzenia fotoelektryczne. Jako układy rozszczepiające interferometry Michelsona zastępują siatki dyfrakcyjne.

Problemy, które mogą być rozwiązane metodami dalekiej podczerwieni, to: parametry molekuł gazowych, rozszczepienie nadsztywne, oddziaływanie kwadrupolowe, zjawiska Zeemana i Starka dla poziomów o wysokich kwantowych liczbach rotacyjnych. Duże znaczenie mają też te badania dla teorii ciała stałego, a zwłaszcza dla półprzewodników. Metodami dalekiej podczerwieni można wyjaśnić położenie wiązań wodorowych w kryształach, drgania molekuł zawierających ciężkie atomy (np. jod), a także drgania sieci w kryształach półprzewodników, wyliczyć masy efektywne i energie ich elektronów. Przeprowadzono obecnie pomiary przerwy energetycznej w nadprzewodnikach oraz zaobserwowano rezonans antyferromagnetyczny.

H. W. Thompson omówił następnie czynniki wpływające na parametry charakteryzujące linie widma oscylacyjnego. Tymi parametrami są: częstość, natężenie i kształt (szerokość) linii. Położenie linii zależy zarówno od parametrów wewnątrz-molekularnych, jak i od otoczenia molekuł. Istniejące dotychczas teorie uzależniające obserwowane w roztworach przesunięcia linii od współczynników załamania i stałej dielektrycznej (teoria Kirkwooda, Bauera, Magata oraz teoria Buckinghama) okazały się nie zadowalające. Rozwiązania poszukiwane należy w uwzględnieniu oddziaływań specyficznych typu dipol—dipol, dipol—dipol indukowany oraz sił dyspersyjnych. Na wyniki pomiarów natężeń linii wpływa w dużej mierze stosowana aparatura pomiarowa, a opracowane dla podczerwieni przez Ramsaya (*J. Chem. Soc.* 1952) tablice, pozwalające przeliczyć wartości obserwowane na rzeczywiste, nie dały zadowalających wyników. Dlatego też konieczne jest prowadzenie tych pomiarów spektrometrami siatkowymi o bardzo dużej zdolności rozdzielczej oraz stosowanie możliwie wąskich szczelin. Pomiary natężeń linii ramanowskich utrudnione są dodatkowo przez nie wyjaśniony dotychczas wpływ współczynnika załamania (czynnik geometryczny oraz straty na odbicie), a także przez wpływ rezonansu ramanowskiego na zależność natężenia linii od częstości linii wzbudzającej. Dużym ułatwieniem badań ramanowskich, które w ostatnim okresie rozwijały się wolniej, jest wprowadzenie fotomnożnikowych metod rejestracji, które powinny wpłynąć na zwiększenie zainteresowania tym kierunkiem badań. Referent próbuje też wyjaśnić fakt, że w niektórych przypadkach obserwuje się większe natężenie linii odpowiadającej pierwszej częstości harmonicznej, niż linii odpowiadającej częstości podstawowej przez odpowiedni kształt zależności momentu dipolowego oraz jego pochodnej od odległości międzyjądrowej. Natężenie linii o częstości podstawowej zależy bowiem od pierwszej z tych zależności, a linii harmonicznej od drugiej.

W. J. Jones oraz N. Sheppard z Uniwersytetu w Cambridge przestawili wyniki badań wpływu rotacji na szerokość linii w cieczach. Wykazali oni na przykładzie związków typu  $\text{CH}_3\text{X}$ , że molekuły w cieczach zachowują pewną zdolność rotacji, co powoduje, że linie odpowiadające równoległym do osi molekuły drganiom C—H są wąskie, zaś linie odpowiadające drganiom prostopadłym — szerokie. Porównanie z odpowiednimi widmami tych samych substancji w stanie gazowym jest przekonujące.

L. J. Bellamy z *E.R.D.E. Watham Abbey* omówił wpływ podstawników na częstości grup charakterystycznych. Wykazał on, że dotychczasowe próby powiązania zmian częstości z wartościami różnych stałych fizykochemicznych nie dały zadowalających wyników. Znajdowane zależności miały charakter przypadkowy. Po przeanalizowaniu dotychczasowych wyników autor dochodzi do wniosku, że podstawowe znaczenie dla zmiany częstości grup charakterystycznych ma indukcyjny wpływ związanych z nią bezpośrednio podstawników. Wpływ ten charakteryzowany jest przez stałą Tafta, obliczaną na podstawie pomiarów szybkości reakcji chemicznych. Uzyskane wyniki nie zawsze jednak zgodne są z wartościami wy-



nikającymi z tej stałej, ponieważ uwzględnić należy również modyfikujące oddziaływanie podstawników nie związanych bezpośrednio z rozważaną grupą.

Zagadnienia aparaturowe poruszali Van Zandt Williams z *Perkin Elmer Co.* oraz A. D. Booth z Uniwersytetu Londyńskiego. Dr Williams stwierdził, że od kilkunastu lat przemysł produkuje spektrometry do podczerwieni. Przez pierwsze dziesięć lat przyrządy te były coraz bardziej skomplikowane i coraz kosztowniejsze. Obecnie produkowane są bardzo różnorodne przyrządy, kosztowne i skomplikowane, spełniające coraz wyższe wymagania oraz przyrządy uproszczone, tańsze, do określonych zadań przemysłowych. W przypadku spektrometrów do rezonansu jądrowego produkowano dotychczas coraz bardziej skomplikowane przyrządy, ale obecnie obserwuje się tendencję do ich różnicowania.

Dr Booth zajął się zastosowaniami elektronowych maszyn liczących do spektroskopii. Stwierdził, że spektroskopisci muszą przede wszystkim ustalić, w jaki sposób można będzie liczbowo ująć spektrogramy, dostępne obecnie w postaci wykresów oraz jakie operacje matematyczne powinna wykonać maszyna elektronowa (programowanie). Możliwe, że spowoduje to dość zasadniczą zmianę konstrukcji spektrometrów.

Pełny tekst referatów ogłoszonych na sympozjum zostanie wydany w sierpniu przez *Pergamon Press*, Oxford, nakładem *Institute of Petroleum*.

W czasie trwania sympozjum w gmachu Uniwersytetu Londyńskiego otwarta była wystawa przyrządów stosowanych do spektroskopii. Obok spektrometru do rezonansu jądrowego produkcji *Hilger & Watts* zwracał uwagę, wystawiony po raz pierwszy, siatkowy spektrometr do podczerwieni produkcji *Perkin Elmer Co.* (model 125). Ten nowy przyrząd jest pierwszym przyrządem, który od razu zaprojektowany został z siatką dyfrakcyjną. Pozwala on badać widmo w zakresie od 10000 do 400  $\text{cm}^{-1}$  (1 do 25 mikronów). Źródłem promieniowania jest chłodzony powietrzem globar (pręt karborundowy), a detektorem komórka Golaya oraz komórka PbS. Przyrząd odznacza się wyjątkowo dużą zdolnością rozdzielczą, lepszą niż 0,5  $\text{cm}^{-1}$ .

Firma *Research & Industrial Instruments Co.* w Londynie przedstawiła różnego rodzaju komórki absorpcyjne o stałej i zmiennej drodze optycznej, komórki do badań w obniżonej i podwyższonej temperaturze, mikrokomórki, komórki do gazów. Mogą one być używane do przyrządów produkcji *Hilgera* lub *Perkin Elmer*. Firma ta nie posiada jednak wyczerpujących prospektów, informatorów i instrukcji.

Sympozjum, które dało przegląd obecnego stanu spektroskopii, pozwoliło zatem stwierdzić, że spektroskopowe metody fizyczne odgrywają coraz większą rolę w analizie chemicznej, a w szczególności w odniesieniu do rozwijającego się i u nas w Polsce przemysłu petrochemicznego. Wkrótce po opracowaniu przez fizyków nowej metody badania, konstruktorzy produkują przyrządy pozwalające rozstrzygnąć określone zadania technologiczne. Badania naukowe wymagają jednak w tej dziedzinie, podobnie jak i w innych dziedzinach fizyki, coraz bardziej skomplikowanych, dokładniejszych i kosztowniejszych przyrządów.

*Roman Mierzecki*

Szanowny Panie Redaktorze

Od kilku miesięcy przebywam w CERN-ie jako stypendysta Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej i pragnę się podzielić z Panem moimi wrażeniami. Być może uwagi te zaintrygują te osoby, które w przyszłości będą pracownikami CERN-u lub też w ogóle interesują się organizacją pracy naukowej za granicą.

CERN, jak wiadomo, znajduje się w odległości kilku kilometrów od Genewy, w najbliższym sąsiedztwie granicy francuskiej. Budynki, w których mieszczą się biura i laboratoria CERN-u są czyste, jasne i bezpretensjonalne, choć nie zawsze z estetycznego punktu widzenia można by je uznać za dzieła najwyższej rangi. Pokoje do pracy są widne i wygodne; przeciętnie w pokoju o rozmiarach, powiedzmy,  $5 \times 5$  m pracują trzy osoby. Seminaria teoretyczne odbywają się na ogół w trochę przyciasnej Teoretycznej Sali Konferencyjnej, ale gdy ilość zainteresowanych osób jest duża, posiedzenie przenosi się do wielkiej sali Auditorium; tam też odbywają się dyskusje eksperymentalne w szerszym gronie.

Nie czuję się powołany do opisu warsztatu pracy CERN-owskiego fizyka-eksperymentatora i liczę na to, że zrobi to ktoś lepiej ode mnie poinformowany. Zajmę się więc raczej opisem tego, co rzuca się w oczy teoretykowi.

Nie trzeba chyba podkreślać, jak zasadnicze znaczenie w obecnym stadium rozwoju fizyki ma szybka i dokładna informacja naukowa, szczególnie zaś gdy chodzi o fizykę cząstek elementarnych. Burzliwy jej rozwój sprawia, że prace, które się ukazują w czasopismach są już często przestarzałe w chwili ukazania się w druku, w tym sensie choćby, że podczas gdy czekają one w kolejce swej publikacji, inni fizycy, bądź to opierając się na nie opublikowanych jeszcze rezultatach, bądź też polemizując z nimi posuwają się wciąż dalej i dalej. Dlatego też utworzono periodyki o szczególnie krótkim okresie produkcyjnym, a więc *Physical Review Letters* i ostatnio europejskie *Physics Letters*. Jednakże i to nie wystarcza, toteż główny ciężar informacji naukowej przesuwa się na *preprinty* a także na seminaria, czyli w końcu na bezpośrednie osobiste kontakty fizyków. Pod tym względem CERN stanowi placówkę świetnie zorganizowaną. Po pierwsze, fizycy zatrudnieni w CERN-ie mają możliwość szybkiego publikowania osiągniętych wyników w postaci *preprintów*. Okres produkcji takiego *preprintu* od chwili złożenia maszynopisu trwa około tygodnia. Po drugie, CERN otrzymuje ze wszystkich pokrewnych ośrodków mnóstwo wydawanych tam *preprintów*, które są udostępniane w Bibliotece CERN-u jego pracownikom. Jeśli liczba zainteresowanych danym *preprintem* osób jest wystarczająco duża, robi się z niego odbitki fotograficzne. W rezultacie nie czeka się na potrzebny *preprint* dłużej niż powiedzmy, dwa tygodnie. Dodać zaś wypada, że każdy *preprint* po jego nadejściu pozostaje na miejscu w bibliotece przez kilka dni i w tym czasie nie może być wypożyczony do domu; w rezultacie, praktycznie każdy może zapoznać się z nim już w ciągu kilku godzin po wystawieniu druku na półkę. Poza tym bardzo wiele *preprintów* przychodzi też wprost do zainteresowanych pracowników naukowych. Niekiedy jednak nawet *preprint* wydaje się być zbyt powolnym środkiem informacji naukowej, a to nie tyle ze względu na okres jego produkcji, ile raczej ze względu na to, że stanowi on już publikację naukową, a więc coś wiążącego, nie nadaje się więc do informowania na bieżąco o kierunku pracy i wstępnych, nie zawsze pewnych wynikach. Lukę tę wypełniają, jak już przed chwilą zaznaczyłem, bezpośrednie kontakty fizyków czy to korespondencyjne, czy też osobiste. CERN stanowi miejsce, przez które każdego tygodnia przewija się wielu fizyków z innych ośrodków naukowych, dając seminaria, czy po prostu dyskutując na interesujące ich tematy. Ciągłe dzieje się tu coś nowego

i ciekawego. Na przybyśzu z Polski tego rodzaju sytuacja musi przynajmniej z początku wywierać pewne wrażenie.

Osobną, choć blisko związaną z powyższymi uwagami, kwestią jest sprawa organizacji i działalności biblioteki CERN-u. Zaczęę od tego, że biblioteka ta czynna jest *non stop* przez całą dobę. Jeśli więc ktoś zechce coś sprawdzić w książce, powiedzmy o północy, może sobie jechać do CERN-u (a na jego teren dostanie się bez trudu) i iść do biblioteki. Oczywiście bibliotekarze urzędują tylko w określonych godzinach, toteż w każdej innej porze panuje tu system samoobsługowy. Zaopatrzenie biblioteki jest wysmienite. Dociera tu na przykład około 250 naukowych periodyków z całego świata (m. in. *Acta Physica Polonica*, *Buletyn P.A.N-u* i *Nukleonika*), z czego wiele pism biblioteka otrzymuje w kilku egzemplarzach. Szereg spośród nich znajduje się też w dziale podręcznym, z którego nie można niczego wypożyczać do domu, czy też w ogóle wynosić poza teren biblioteki. Do pism tych należą: *Physical Review*, *Physical Review Letters*, *Nuovo Cimento*, *Nuclear Physics*, rosyjski *ŽETF*, *Reviews of Modern Physics*, *Review of Scientific Instruments* i *Annals of Physics*. Poza tym w dziale podręcznym znajduje się komplet sprawozdań z dotychczasowych konferencji roczesterskich, komplet odbitek prac wykonanych w CERN-ie, a wreszcie około 500 książek, w tym wszystkie podstawowe dzieła z fizyki cząstek elementarnych, kwantowej teorii pola, teorii jądra i matematyki stosowanej, z *Handbook of Physics* na czele. Interesujący jest sposób katalogowania i udo-  
stepniania księgozbioru. Przede wszystkim rozumie się, że wszystkie książki są dostępne wprost na półkach dla każdego czytelnika. Katalogowane są one według systemu dziesiętnego i zgodnie z tym systemem ustawiane na półkach. Wobec tego książki o pokrewnej tematyce stoją obok siebie. W ramach danego działu książki uporządkowane są alfabetycznie. System dziesiętny (z konieczności i dla wygody czytelnika) jest tu rozbudowany bardzo daleko, toteż obok katalogu dziesiętnego mamy tu także „klucz“ do niego w postaci tłumaczenia haseł działowych na odpowiednie numery. Dodać trzeba, że także wszystkie *preprinty* są skatalogowane według systemu dziesiętnego, ale ułożone w szufladach według ośrodków, w których zostały wykonane odpowiednie prace. Myślę, że po tym opisie nie muszę już dodawać, że w bibliotece jest dużo miejsca zarówno do pracy „cichej“ (rząd wielkich stołów i wygodnych foteli, na stołach papier do notatek) oraz do głośnej dyskusji. Do tego drugiego celu służą cztery małe pokoiki obok głównej sali; w pokojkach tych są tablice, stoły, fotele — można tam głośno rozmawiać nie przeszkadzając innym czytelnikom.

Po tym krótkim opisie warunków pracy teoretyka w CERN-ie wspomnę teraz o głównych kierunkach badań uprawianych w tym instytucie. Przypomnę tylko na wstępie, że CERN programowo nie zajmuje się fizyką jądra atomowego, lecz tylko fizyką cząstek elementarnych. Jeśli się uwzględni to założenie, biorąc pod uwagę fakt, że obie wymienione wyżej dziedziny nie są od siebie ostro oddzielone, to kierunki uprawiane przez teoretyków CERN-owskich wyznaczają pełną mapę współczesnych badań teoretycznych w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych. Pozwolę tu je sobie w kilku słowach przedstawić. A więc, po pierwsze, wiele osób zajmuje się tu teorią dyspersyjną (w ujęciu Mandelstama) procesów szybkich i elektromagnetycznych. Teoria ta przestała już być nowinką naukową i weszła na stałe do arsenału środków badawczych. Jeśli mogę wyrazić swoje osobiste wrażenia wyniesione z wielu rozmów i dyskusji, to obserwuje się obecnie nawet pewne ochłodzenie stosunku do tej teorii w jej dotychczasowej postaci. Wiąże się to zapewne przede wszystkim z trudnościami napotkanymi przy analizie oddziaływań pion-pion, analiza ta, jak wiadomo, stanowić musi kamień węgielny wszelkiej teorii dyspersyjnej w ujęciu Mandelstama. Uważa się, i czasem daje się temu głośny wyraz w dyskusji, że osiągnięte dotychczas wyniki są stosunkowo zbyt skromne wobec nakładu pracy, którą włożono w ich uzyskanie. Niewątpliwie pewną rolę odgrywa tu też brak dostatecznie dokładnych danych eksperymentalnych, szczególnie zaś analizy fazowej oddziaływań pion-pion. W ogóle sytuacja eksperymentalna jest tak daleka od definitywnego obrazu, że sądzi się, iż należy raczej przeczekać okres ożywionej twórczości eksperymentatorów, na przykład w dziedzinie ujawniania nowych rezonansów. Tak więc dyspersyjna teoria procesów niskoenergetycznych odeszła na razie jakby trochę w cień, co nie znaczy, żeby nie ukazywały się wciąż nowe prace z tej dziedziny. Za to bardzo się wzmogło zainteresowanie

procesami wysokoenergetycznymi i tym, jak własności procesów wysokoenergetycznych w jednym kanale zależą od własności procesów niskoenergetycznych w kanale *crossing*, a szczególnie od pojawiania się w tym kanale rezonansów. Sprawą tą interesuje się wiele osób, wśród nich na przykład Fubini i Amati. Wszystko to zaś wiąże się z hipotezą występowania tzw. biegunów Reggego w kwantowej teorii pola, wysuniętą przez Chew i Frautschi. Jak wiadomo, istnienie takich biegunów zostało ściśle wykazane na gruncie nierelatywistycznej teorii rozpraszania potencjalnego na drodze badania własności analitycznych amplitudy rozpraszania. Uwaga ta wiedzie nas do trzeciego kierunku zainteresowań teoretyków CERN-owskich, a mianowicie do badań wspomnianych własności wciąż jeszcze w teorii nierelatywistycznej (zajmuje się tym głównie Martin); wydaje się jednak, że szykuje się tu atak na ten problem, ale już na gruncie teorii relatywistycznej. W związku z tym trochę nieoczekiwany renesans przeżywają metody nieadiabatyczne, a głównie ich jawnie kowariantne sformułowanie, jakim jest metoda Bethego-Salpetera. Za wcześniej jest jednak mówić o wynikach, a nawet o perspektywach tych badań, gdyż znajdują się one w bardzo prowizorycznym stadium.

Czwartym kierunkiem badań teoretyków CERN-owskich jest klasyfikacja cząstek elementarnych (głównie Prentki i d'Espagnat). Zainteresowania skupiają się tu wokół teorii symetrii unitarnej; trwają też prace nad ustaleniem grupy transformacji symetrii dla słabych oddziaływań. Co się tyczy słabych oddziaływań, to (następny kierunek badań) bardzo intensywnie zajmuje się tu znalezieniem spodziewanych na podstawie dotychczasowej teorii własności powolnych procesów w obszarze wysokich energii. Przewiduje się, że w tym obszarze powinno być możliwe także obserwowanie procesów wyższego rzędu. W związku z tym istnieje nadzieja na rozstrzygnięcie takiego na przykład fundamentalnego problemu, jak ewentualne zachowanie „liczby *mi*-onowej“. Okaze się bowiem, czy procesy typu, powiedzmy,  $\mu \rightarrow e^+ + e^- + e$  nie są obserwowane obecnie tylko dlatego, że są one po prostu procesami wyższego rzędu, czy też są one zakazane przez jakąś zasadę zachowania w rodzaju wyżej wymienionej. Wspomnieć też trzeba, że w CERN-ie uprawia się także formalną kwantową teorię pola (Symanzik, Glaser, a z Polaków — Rzewuski).

Jak widać, plan badań teoretycznych w CERN-ie jest bardzo rozległy i wymaga do swej realizacji wielkiej liczby fachowców, którzy też, na szczęście, są na miejscu. Stwarza to dla początkującego fizyka-teoretyka niepowtarzalną okazję do nauki. Dodać trzeba, że panuje tu atmosfera bardzo koleżeńskej, milej, a niekiedy nawet serdecznej współpracy i nie ma mowy o odmawianiu czy uchylaniu się od dyskusji i pomocy osobom, które o to proszą. Dzieje się tak pomimo i niezależnie od różnic narodowych, które w CERN-ie są zjawiskiem tak powszednim, że po prostu nie zwraca się na nie uwagi. Do milej i nieskrępowanej atmosfery w CERN-ie przyczynia się też brak sztywnej kontroli i dyscypliny, na czym zresztą praca naukowa wcale nie cierpi.

CERN stanowi małe miasteczko sam dla siebie. Można więc tu znaleźć wiele urządzeń i instytucji usługowych wprost na miejscu. I tak na przykład na terenie CERN-u znajduje się stolówka, wydająca obiady i ciepłe kolacje. Obok jest kawiarnia; można tam wypić kawę lub herbatę, a przy okazji swobodnie podyskutować, można też zjeść ciastko czy też rogalička z mlekiem, a więc coś w rodzaju śniadania. Poza tym na terenie CERN-u można znaleźć urząd pocztowy, kiosk z gazetami, oddział banku szwajcarskiego i biuro podróży Cooka. Obok poczty, że tak powiem, zewnętrznej, działa też poczta wewnętrzna. W każdym pokoju znajduje się telefon.

Na przyjemną atmosferę w CERN-ie składa się też to, że na jego terenie działa szereg klubów zainteresowań, jak na przykład klub automobilowy, fotograficzny, muzyczny, czytelniczy i rozmaite kluby sportowe. Wszystkie te kluby oferują swym członkom poważne zniżki na artykuły „pierwszej potrzeby“: na przykład samochodziarze mogą taniej kupować benzynę i wiele części samochodowych, a fotograficy mają zniżki na błony fotograficzne. Co miesiąc odbywa się na terenie CERN-u koncert kameralny często bardzo z udziałem wybitnych muzyków. Z CERN-owskiej dyskoteki można wypożyczać płyty, a z biblioteczki beletrystycznej — książki.

Praca w CERN-ie trwa od 8<sup>30</sup> do 17<sup>30</sup> z przerwą na obiad; soboty i niedziele są wolne. Wtedy to narciarze jadą w góry, sezon tu trwa przez cały rok.

P. S. Obecnie chleb Działu Teoretycznego CERN-u jedzą m. in.: L. van Hove (kierownik Działu), J. Prentki, B. d'Espagnat, S. Fubini, D. Amati, S. Drell, A. Stanghellini, T. Regge, W. Thirring, I. Jauch, F. Zachariasen, A. Martin, M. Gourdin, J. Rzewuski, K. Symanzik, H. Lehmann i V. Glaser. Dyrektorem generalnym CERN-u jest V. Weisskopf. Jego ulubionym zwrotem stosowanym podczas seminariów jest: „mogą to sobie państwo znaleźć na przykład w książce Blatta i Weisskopfa“. Myślę, że te nazwiska stanowią najlepszy komentarz do mojego listu.

*Grzegorz Białkowski*

A. S. DAWYDOW, Teoria jądra atomowego

PWN, Warszawa 1962, str. 528

Tłum. z języka rosyjskiego R. Michalska i B. Tuleczyjew

*Teoria jądra atomowego* jest rozszerzonym kursem wykładów fizyki jądrowej, które autor wygłaszał przez kilka lat dla studentów wydziału fizycznego Państwowego Uniwersytetu Moskiewskiego im. Łomonosowa. Przeznaczona jest dla czytelników zaawansowanych, posiadających dobrą znajomość mechaniki kwantowej i elementów fizyki jądrowej, a więc dla studentów fizyki, specjalizujących się w teorii jądra, oraz dla pracowników naukowych. Książka poświęcona jest głównie teorii modeli jądrowych oraz teorii reakcji jądrowych. Natomiast pobieżnie tylko potraktowano zagadnienie sił jądrowych i reakcji jąder z mezonami, a więc te działy fizyki jądra, które wymagają stosowania metod kwantowej teorii pola.

Trzy pierwsze rozdziały książki zawierają omówienie podstawowych własności jąder atomowych. Rozdział następny poświęcony jest modelom jądrowym: powłokowemu i kolektywnemu, poziomom rotacyjnym i oscylacyjnym w związku ze stanami poszczególnych nukleonów w jądrze. Dwa dalsze rozdziały zawierają teorię rozpadu  $\alpha$  i  $\beta$  i teorię rozszczepienia jąder. Dalszy ciąg wykładu poświęcony teorii reakcji jądrowych rozpoczyna się od rozdziałów przedstawiających elementy ogólnej teorii rozpraszania cząstek w polu potencjalnym, teorii reakcji jądrowych, formalnej teorii rozpraszania i teorii polaryzacji w reakcjach jądrowych. Po systematycznym przedyskutowaniu zasad teorii reakcji jądrowych przychodzi kolej na zastosowania do teorii oddziaływania jąder z promieniowaniem elektromagnetycznym i z wolnymi neutronami, po czym następuje dyskusja modelu optycznego, teoria reakcji nieprzechodzących przez stadium jądra złożonego i teoria reakcji jądrowych o wielkiej energii. Książkę kończą cztery uzupełnienia o charakterze matematycznym. W wykładzie nacisk położony jest na metody rachunkowe, zagadnienia przedstawione są w sposób systematyczny i jasny, założenia są podane wyraźnie, związek z doświadczeniem zawsze przedyskutowany. Po podaniu ogólnej teorii następują przykłady ilustrujące ogólne zasady.

Literatura jest obfita, podano około 370 pozycji, cytowane są prace, które ukazały się do 1957 r. Niestety, część nazwisk autorów prac jest podana z błędami, pochodzącymi stąd, że w tekście rosyjskim nazwiska zapisywane są w brzmieniu fonetycznym, a w tekście polskim według oryginalnej pisowni, której nie sprawdzono przy tłumaczeniu. Dla przykładu: napisane jest kilkakrotnie Clebsh zamiast Clebsch, Pontekorvo zamiast Pontecorvo, nazwisko Bartlett kilka razy zacytowane też jest jako Bertlett, Eisenbad zamiast Eisenbud. Błędów tego rodzaju jest więcej i należałoby je w ewentualnym następnym wydaniu książki usunąć.

Żałować należy, że tłumaczenie polskie nie ukazało się wcześniej. Oryginał rosyjski ukazał się w 1958 r. Do składania oddano, jak informuje PWN w sierpniu 1960 r., podpisano do druku dopiero w marcu 1962 r., a więc składanie trwało ok. 20 miesięcy! Wprawdzie tekst zawierający wiele wzorów matematycznych nie jest łatwy do składania, ale wydaje się, że okres 20 miesięcy na tę czynność jest zbyt długi. Również okres około 4 lat od wydania oryginału do pojawienia się tłumaczenia jest, w tak szybko rozwijającej się dziedzinie nauki jak fizyka jądrowa, stanowczo za długi. W takim okresie czasu badania mogą posunąć się naprzód tak daleko, że istnieje niebezpieczeństwo zdezaktualizowania się pewnych partii książki, zanim dojdzie ona do rąk czytelnika (jak to się stało z niemieckim tłumaczeniem znanej książki Blatta i Weisskopfa *Theoretical Nuclear Physics*).

Bronisław Średniawa

## W. GOLDANSKI i E. LEJKIN, Przemiany jąder atomowych

PWN, Warszawa 1962

(Tłum. z ros. Karol i Walerian Majewscy)

Ta książka o charakterze popularnonaukowym ma za cel zapoznanie czytelnika z współczesnymi kierunkami badań fizyki jądra atomowego, a więc z budową i własnościami jąder i z reakcjami jądrowymi. Autorzy starali się jak najmniej korzystać z aparatu matematycznego mechaniki kwantowej i teorii jądra, kładąc główny nacisk na treść fizyczną rozpatrywanych zjawisk oraz pojęć teoretycznych. Książka przeznaczona jest dla czytelnika, posiadającego wiadomości z fizyki w zakresie szkoły średniej lub pierwszych lat studiów wyższych, chcącego głębiej poznać podstawowe problemy fizyki jądrowej, a więc dla studenta niższych lat studiów, nauczyciela szkoły średniej, inżyniera lub pracownika naukowego, potrzebującego do swojej pracy podstawowych wiadomości z teorii jądra.

Zaletą tej książki jest przedstawienie zarówno strony teoretycznej, jak i doświadczalnej fizyki jądrowej. Pierwszy rozdział, pomyślany jako wprowadzenie do fizyki atomowej i jądrowej, jest przeznaczony głównie dla czytelników mniej zaawansowanych. Rozdział drugi zawiera ogólne wiadomości dotyczące jąder atomowych oraz znanych cząstek elementarnych. Szkoda tylko, że podając układ periodyczny pierwiastków nie umieszczono spisu pierwiastków. Sądzę, że mniej zaawansowany czytelnik może nie znać nazw wszystkich pierwiastków, o których jest mowa w dalszych częściach książki. Również niewiele miejsca zajęłyby definicje momentów dipolowych i kwadrupolowych, których autorzy nie podają. Rozdział trzeci poświęcony jest zagadnieniom stanów wzbudzonych jąder oraz omówieniu modeli jądrowych. Czytając ten rozdział można by mieć jedno małe zastrzeżenie: na stronie 86 zwrot „jednak na granicy jądra w pobliżu krawędzi jamy istnieje ścianka, która przeszkadza cząstce w opuszczeniu jądra“, mogłby sugerować mniej zaawansowanemu czytelnikowi istnienie jakiejś realnej ścianki. W rozdziale czwartym, stanowiącym wstęp do teorii reakcji jądrowych, wprowadzone są wielkości charakteryzujące przemiany jądrowe oraz pewne ogólne prawa, którym podlegają przemiany jądrowe. W rozdziałach piątym i szóstym opisane zostały doświadczalne metody obserwacji produktów reakcji jądrowych i metody realizowania reakcji jądrowych przy pomocy akceleratorów różnych typów. Rozdział siódmy poświęcony jest przedyskutowaniu reakcji jądrowych, prawidłowościom przebiegu różnych reakcji i wnioskom teoretycznym. W ostatnim, ósmym rozdziale, opisane są łańcuchowe reakcje rozszczepienia oraz reakcje termojądrowe, te ostatnie chyba po raz pierwszy w książce popularnej, ukazującej się w języku polskim.

Wykład jest jasny i zrozumiały nawet dla mniej zaawansowanego czytelnika. Tłumaczenie jest na ogół poprawne, jednak wkradły się do niego terminy, używane w żargonie seminaryjnym i laboratoryjnym, jak na przykład kreacja, zamiast tworzenie, teoria dwuskładowa, zamiast dwuskładnikowa, jama potencjalna, zamiast dół potencjalny, rusycyzm uśrednienie, zamiast wzięcie średniej; na stronie 337: „używa się plutonu wydzielonego na fabrykach chemicznych i metalurgicznych“. Nie zmniejsza to wartości naukowej książki, ale razi nieco podczas czytania, tym bardziej, że książka popularnonaukowa powinna być napisana językiem bardziej zbliżonym do literackiego niż książka ściśle naukowa.

*Bronisław Średniawa*

### Udział delegacji PTF w zjeździe Towarzystwa Fizycznego Niemieckiej Republiki Demokratycznej

Delegacja Polskiego Towarzystwa Fizycznego w składzie: dr H. Chęcińska (Zarząd Główny), prof. J. Wesołowski (Oddział Wrocławski), prof. W. Żuk (Oddział Lubelski) wzięła udział w ogólnym zjeździe fizyków (Hauptjahrestagung 1962) organizowanym przez Towarzystwo Fizyczne w Niemieckiej Republice Demokratycznej w czasie od 9 do 13 kwietnia 1962 r. w Lipsku.

Dr H. Chęcińska wygłosiła komunikat z pracy własnej pt.: *Some Semiconduction Properties of Indium Trisulphide*, profesor W. Żuk zaś dwa komunikaty z prac: W. Żuk, D. Mączka i J. Pomorski: *Der elektromagnetische Isotopenseparator des Instituts für Experimentalphysik der M. Curie Skłodowska Universität*, W. Żuk i S. Gustavson: *Winkelkorrelation Gamma-Gamma und Intensität von Gammastrahlen niedriger Energie im Zerfall von Ce<sup>144</sup>*.

W zjeździe brało udział przeszło 300 uczestników z NRD oraz 17 gości zagranicznych, między innymi z Polski, Czechosłowacji, Węgier, Rumunii i Chin. Wygłoszono ogółem 10 referatów przeglądowych oraz 101 komunikatów z prac własnych. Główna tematyka obejmowała fizykę ciała stałego, fizykę jądrową i teoretyczną.

### Jubileusz Jednoty Československých Matematiků a Fyziků

Dnia 18 kwietnia br. odbyła się w Pradze uroczystość jubileuszowa z okazji stulecia istnienia Jednoty Československých Matematiků a Fyziků (Czeskiego Towarzystwa Matematyczno-Fizycznego). Na uroczystość tę przybyli delegaci towarzystw pokrewnych z państw zaprzyjaźnionych (Bulgarii, NRD, Rumunii, Węgier, Polski i ZSRR). Delegatem Polskiego Towarzystwa Matematycznego był prof. dr R. Sikorski. W skład

delegacji Polskiego Towarzystwa Fizycznego wchodził prof. dr A. Jabłoński i prof. dr W. Ścisłowski. W czasie uroczystości wygłoszone zostały przemówienia również i przez przedstawicieli delegacji zagranicznych: w imieniu fizyków zagranicznych przemawiał prof. dr G. Hertz z Berlina, w imieniu matematyków profesor Kurosz z Moskwy. Dnia poprzedzającego oficjalną uroczystość odbył się bankiet, na którym przemówienia wygłosili przedstawiciele wszystkich delegacji zagranicznych (w imieniu Polskiego Towarzystwa Matematycznego przemawiał po czesku profesor dr R. Sikorski, krótkie przemówienie po polsku wygłosił przedstawiciel P.T.F., prof. dr A. Jabłoński). Uroczystość oficjalna i nieoficjalne spotkania towarzyskie odbyły się w niezwykle serdecznej atmosferze. Polskie Towarzystwo Fizyczne otrzymało w prezencie piękny srebrny medal pamiątkowy, wybity z okazji stulecia Jednoty. Brązowe medale pamiątkowe otrzymali przedstawiciele delegacji. Warto przypomnieć, że we wrześniu 1961 roku, w czasie XVII Zjazdu Fizyków Polskich, została podpisana przez przedstawicieli Jednoty i P.T.F. umowa o wzajemnej współpracy.

### III Ogólnopolski Zjazd Studentów Fizyki Kraków, 13—15 kwietnia 1962 r.

W dniach 13—15 kwietnia br. w Krakowie odbył się III Ogólnopolski Zjazd Studentów Fizyki połączony z konkursem na najlepszą studencką pracę naukową z dziedziny fizyki. Zjazd ten zorganizowało Naukowe Koło Studentów Fizyki przy Uniwersytecie Jagiellońskim i Komisja Nauki Rady Uczelnianej ZSP przy UJ. W Zjeździe brały udział delegacje z następujących ośrodków: Warszawa, Toruń, Poznań, Lublin, Katowice, Wrocław, Łódź, Opole, Kraków, ogółem 127 osób. Podczas Zjazdu wygłoszono 19 prac, które wzięły udział



w konkursie. O przyznaniu nagród zadecydowało Jury w składzie:

prof. dr Henryk Niewodniczański — przewodniczący Jury konkursu (Kraków),  
członkowie:

dr Chełkowski (Poznań),  
prof. dr Andrzej Hryniewicz (Kraków),  
prof. dr Jerzy Janik (Kraków),  
dr Danuta Kunisz (Kraków),  
dr Jan Olszewski (Kraków),  
prof. dr Jerzy Rayski (Kraków),  
doc. dr Tadeusz Skaliński (Warszawa),  
prof. dr Bronisław Średniawa (Kraków),  
dr Adam Strzałkowski (Kraków),  
prof. dr Jan Weysenhoff (Kraków).

W konkursie na najlepszą tegoroczną pracę studencką z dziedziny fizyki przyznano następujące nagrody:

nagrodę Polskiego Towarzystwa Fizycznego otrzymał:

Krzysztof Parliński z Krakowa za pracę: *Zastosowanie klasycznej funkcji autokorelacji do wyznaczania przekroju czynnego na rozproszenie neutronów na swobodnych drobinach wodorowych;*

nagrody Państwowej Rady do Spraw Wykorzystania Energii Jądrowej otrzymali: Andrzej Kotański z Krakowa za pracę:

*Ustalanie jednoznaczności rozwiązań równania Low,*

Andrzej Czarniecki z Warszawy za pracę: *Konstrukcja, ustawianie i cechowanie cienkosoczewkowego spektrometru,*

Zbigniew Werner z Torunia za pracę: *Kwadrupolowy wzmacniacz wysokiej częstotliwości zasilany prądem stałym;*

nagrodę Głównego Urzędu Miar i Wąg otrzymał:

Jerzy Sawicki z Krakowa za pracę: *Pomiary przesunięć izomerycznych i rozszczepień kwadrupolowych w związkach kompleksowych żelaza przez wykorzystanie efektu Mössbauera;*

nagrody ufundowane przez Jury konkursu otrzymał:

Eryk Infeld i Marek Demiański z Warszawy za pracę: *Polowa metoda wyprawadzania praw zachowania,*

Krzysztof Godwood z Warszawy za pracę: *Obserwacja figur trawienia monokryształów germanu i krzemu wywołanych dyslokacjami i ich powiązanie z teorią dyslokacji.*

Ponadto zdaniem Jury na wyróżnienie zasłużyły następujące prace:

Andrzeja Bałandy i Ireneusza Natkańca z Krakowa: *Detektory półprzewodnikowe,*

Jana Brzozko z Warszawy: *Pomiar przekroju czynnego reakcji n-p dla  $Te^{124}$  przy energii neutronów 14,5 MeV,*

Alicji Dudek: *Wpływ substancji nasyczonej na zasięg cząstek alfa w emulsji jądrowej typu K-2,*

Jana Stycznia z Krakowa: *Pomiar czynnika jądrowego „g” dla poziomu energetycznego 480 keV  $Ta^{181}$ .*

Podczas obrad Zjazdu wybrano nowy Komitet Koordynacyjny Studenckich Kół Fizyków. Przewodniczącym Komitetu został Zygmunt Siermiński z Warszawy. Następny Zjazd odbędzie się w przyszłym roku w Warszawie. Obrady Zjazdu toczyły się w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, ul. Gołębia 13, podczas Zjazdu otwarta była wystawa fotografii obrazująca życie studentów fizyki UJ. Uczestnicy Zjazdu zwiedzili Instytut Fizyki Jądrowej w Bronowicach i zapoznali się z organizacją pracy przy cyklotronie.

#### Nowe materiały półprzewodnikowe

W dniach od 18 do 23 grudnia 1961 r. odbywała się w Leningradzie w Fizyko-Technicznym Instytucie im. A. F. Joffego konferencja poświęcona nowym materiałom półprzewodnikowym. Przedstawiono na niej prace nad otrzymywaniem i badaniem właściwości nowych związków półprzewodzących, prowadzone w ciągu ostatnich paru lat w ZSRR.

W konferencji wzięło udział około 300 pracowników naukowych zajmujących się teorią półprzewodników, syntezą nowych związków i badaniem ich właściwości fizycznych i fizyko-chemicznych.

Dużo uwagi poświęcono związkom grup III i V, wśród nich w szczególności antymonkom indu i galu oraz arsenkom indu i galu. Związki te znajdują szerokie zastosowanie w technice, na przykład w ZSRR produkuje się z arsenku galu diody mocy, a z arsenku i antymonku indu — generatory Halla, fotoelementy, fotoopory itp. Związki te otrzymuje się w formie czystych, dobrze

wykształconych monokryształów. Przedstawiono prace na temat właściwości elektrycznych tych związków i ich widm energetycznych. Nie uzyskano jeszcze pełnego wyjaśnienia wszystkich mechanizmów, niemniej należy zwrócić uwagę na wysoki poziom techniki eksperymentalnej tych prac.

W szeregu referatów omówiono właściwości siarczków, selenków i tellurków ołowiu. Duża grupa prac dotyczyła półprzewodników tlenkowych. Referowano również badania struktur i właściwości roztworów stałych.

Konferencja dała dobry obraz szybkiego rozwoju badań w dziedzinie półprzewodników w ZSRR, ujawniła też szereg braków w organizacji tych badań, jak na przykład brak koordynacji planów badawczych, w rezultacie czego niektóre działy słabo się jeszcze rozwijają, dotyczy to przede wszystkim otrzymywania monokryształów nowych związków i czystości materiałów wyjściowych.

#### 50 lat *Prirody*

W bieżącym roku znane radzieckie czasopismo popularnonaukowe obchodzi pięćdziesięciolecie swego istnienia.

*Priroda* zaczęła ukazywać się w styczniu 1912 r. Założycielami jej byli: znany chemik L. W. Piszczewski i biolog W. A. Wagner. Od 1918 r. *Priroda* przeszła pod patronat Akademii Nauk ZSRR. Do czynnych współpracowników *Prirody* należeli m.in. N. I. Wawilow i A. F. Joffe.

#### Nowi członkowie Royal Society

Na posiedzeniu brytyjskiego Towarzystwa Królewskiego w dniu 15 marca 1962 dokonano wyboru nowych członków Towarzystwa. Między innymi zostali wybrani następujący fizycy:

M. Blackman (*Imperial College of Science and Technology*), specjalista w dziedzinie fizyki elektronów,

W. Cochran (Cambridge), znany ze swych prac na temat dynamiki sieci krystalicznych,

R. W. Ditchburn (Reading), specjalista w dziedzinie spektroskopii nadfioletu,

S. Mandelstam (Birmingham), wybitny fizyk teoretyk, znany w szczególności ze swych prac z kwantowej teorii pola,

R. A. Smith (Sheffield), specjalista w dziedzinie fizyki ciała stałego,

H. L. Welsh (Toronto), specjalista w dziedzinie spektroskopii podczerwieni i widm ramanowskich.

#### Medal dla Spiwaka

Akademia Nauk ZSRR przyznała złoty medal im. I. W. Kurczatowa („za prace w dziedzinie fizyki jądrowej“) P. E. Spiwakowi za jego badania rozpadu neutronów. Związaną z medalem nagrodę w wysokości 2000 rubli przyznano wspólnie Spiwakowi i J. A. Prokofiewowi.

#### Nowe nominacje

Na posiedzeniu w dniu 28 kwietnia 1962 r. Rada Państwa powołała na stanowisko profesora nadzwyczajnego doc. dr Bronisława Średniawę z Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie.

#### XI Colloquium Spectroscopicum Internationale

W dniach od 30 września do 4 października 1963 r. odbędzie się w Belgradzie (Jugosławia) *XI Colloquium Spectroscopicum Internationale*. Zgłoszenia uczestnictwa i referatów należy nadsyłać na adres: Dr Vladimir Vukanovič Prirodno-matematički fakultet, Fizičko-hemijski zavod. Beograd-Studentski trg 16, Blok „C“.

# POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

## ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ

czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI

czł. rzecz. PAN

Sekretarz

Prof. dr WŁODZIMIERZ ŚCISŁOWSKI

Skarbnik

Dr HALINA CHEĆIŃSKA

Członek Zarządu

Doc. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

## PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

<i>Gdańsk</i>	– Dr O. GZOWSKI
<i>Gliwice</i>	– Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI
<i>Kraków</i>	– Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ
<i>Lublin</i>	– Doc. dr ARMIN TESKE
<i>Zółź</i>	– Prof. dr FELIKS WIŚNIEWSKI
<i>Poznań</i>	– Prof. dr FELIKS KARAŚKIEWICZ
<i>Szczecin</i>	– Doc. dr JÓZEF KONARSKI
<i>Toruń</i>	– Doc. dr KAZIMIERZ ANTONOWICZ
<i>Warszawa</i>	– Prof. dr WITOLD ŁANIECKI
<i>Wrocław</i>	– Prof. dr JAN ŁOPUSZAŃSKI

ADRES ZARZĄDU: WARSZAWA, ul. HOŻA 69

## TREŚĆ

A. H. Compton — Rozpraszanie promieni X jako cząstek ( <i>tłum. Z. Leś</i> ) . . . . .	591
Graham P. Mc Cauley — Parytet ( <i>tłum. J. Hubert</i> ) . . . . .	599
B. Kuchowicz — Spin w relatywistycznej mechanice kwantowej . . . . .	613
D. Smoleński, M. Seweryniak — O pomiarze temperatury płomienia metodą odwrócenia linii spektralnej . . . . .	637
NOWA APARATURA	
R. Wiśniewski — Aparatura wysokociśnieniowa do 30 kbar. . . . .	665
A. Wrzeciono, J. Grycza — Piec indukcyjny o mocy 8 kW zbudowany na triodzie nadawczej RD5XF. . . . .	671
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
R. Mierzecki — Sympozjum Spektroskopii Molekularnej Londyn, 28-31 marca 1962 . . . . .	673
LISTY DO REDAKCJI . . . . .	677
RECENZJE	
A. S. Dawydow — Teoria jądra atomowego ( <i>B. Średniawa</i> ) . . . . .	681
W. Goldański i E. Lejkin — Przemiany jąder atomowych ( <i>B. Średniawa</i> ) . . . . .	682
KRONIKA . . . . .	683

## Warunki prenumeraty czasopisma

## „POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Cena w prenumeracie zł 90.— rocznie, zł 45.— półrocznie

Zamówienia i wpłaty przyjmują:

1. Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“, Kraków, ul. Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777.
2. Urzędy pocztowe i listonosze.
3. Księgarnie „Domu Książki“.

Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę 40% drożej. Zamówienie dla zagranicy przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wilecza 46, konto PKO nr 1-6-100.024.

Bieżące numery można nabyć lub zamówić w księgarniach „Domu Książki“ oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.