

POSTĘPY
FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM XVI

ZESZYT 4

1965

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

Adres Redakcji: Kraków, Reymonta 4
tel. 363-80, wewn. 442

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 XVI, ZESZYT 4

000001353
UNIwersytet Marii Curie-Skłodowskiej
Biblioteka Instytutu Fizyki
pl. Marii Curie-Skłodowskiej 1
20-031 Lublin tel. 537-62-94

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1965

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1880 + 140 egz.

Ark. wyd. 9,5, ark. druk. 8 $\frac{1}{2}$

Druk. sat. 80 g, kl. III, 70 × 100

Zamówienie 371/65

Rękopis dostarczono 27. IV. 1965 r.

Podpisano do druku 2. IX. 1965

Druk ukończono we wrześniu 1965 r.

Cena zł 15.—

W-28

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4

C. F. Powell

Rola czystej nauki w cywilizacji europejskiej *

Międzynarodowa współpraca naukowa jako wynik gwałtownego postępu nauki

Przedmiotem mego przemówienia są sprawy, z których wynikają nowe problemy o doniosłym znaczeniu społecznym. Niewątpliwie wszyscy zdajemy sobie sprawę z faktu, że gwałtowny postęp nauki i związany z tym rozwój techniki zmieniły gruntownie całą naszą cywilizację, przy czym widać wyraźnie, że proces ten ciągle jeszcze trwa. Nauka jest niezbędnym i szybko rozrastającym się składnikiem naszej kultury.

W pewnym sensie rozwój ten zaskoczył nas nieprzygotowanych, ponieważ nauka, przynajmniej do niedawna, nie rozwijała się według jakichś przemysłowych i ustalonych zasad. Jej rozwój był raczej rezultatem działalności utalentowanych ludzi o specjalnych zainteresowaniach, dysponujących bardzo ograniczonymi środkami technicznymi. Istotnie, do niedawna zarówno potrzeby kadrowe, jak i środki materialne potrzebne dla rozwoju nauki były znikomo małe w porównaniu do zmian, do jakich ten rozwój prowadził. Na wykresach kołowych przedstawiających podział dochodu narodowego nie było nigdy żadnej wzmianki o wielkości wydatków na nauki podstawowe. Gdyby bowiem chciano je na wykresie zaznaczyć, musiałyby odpowiadać wycinkowi koła o powierzchni mniejszej od powierzchni kreski oddzielającej poszczególne sektory. I tak jest jeszcze do dziś.

Jednak po ostatniej wojnie techniczne wymagania nauki gwałtownie wzrosły, a w niektórych dziedzinach wytworzył się taki stan rzeczy, że badania o wielkiej doniosłości zaczęły wymagać środków przekraczających indywidualne możliwości poszczególnych państw, z wyjątkiem państw najsilniejszych ekonomicznie. Po raz pierwszy ujawniło się to w fizyce jądrowej wysokich energii, fizyce cząstek elementarnych. Dlatego doszło do powstania organizacji CERN, dysponującej wspólnym funduszem szeregu europejskich krajów, partycypujących w jej wydatkach.

Znaczenie CERN-u nie polega jednak tylko na tym, że zapewniliśmy sobie w ten sposób powstanie w Europie znakomitego ośrodka fizyki cząstek, ośrodka

* Przemówienie wygłoszone przez Profesora C. F. Powella z okazji dziesięciolecia ściecia w życie układu o utworzeniu Europejskiej Organizacji dla Badań Jądrowych.

pierwszorzędno w skali światowej. Rozwój innych nauk zmusza je również do szukania pewnych form współpracy międzynarodowej. Dla nich historia powstania CERN-u jest wzorem i natchnieniem.

Ponieważ już obecnie musimy zaplanować wydatki na lata 1980, usłyszycie Państwo w związku z tym pewne propozycje dotyczące budowy nowych akceleratorów, co prawdopodobnie przez najbliższe dziesięciolecie będzie pochłaniało rocznie kilkakrotnie więcej wydatków, niż wynosi cały budżet CERN-u. Chociaż nawet podobny w skali wzrost wydatków na całą naukę czystą nie wywołałby jeszcze z pewnością wielkich zaburzeń w naszej gospodarce, odnośne sumy nie są bez znaczenia i rządy państw muszą sobie zadać następujące pytania: Czy powinniśmy w Europie popierać w dalszym ciągu naukę czystą w ogólności a fizykę cząstek elementarnych w szczególności, na poziomie obecnych wydatków? Jakich korzyści możemy się z tego spodziewać? Co stracimy w przeciwnym wypadku? By podejść do tych zagadnień zajmę się szczególnie fizyką cząstek. Sądzę jednak, że wiele z tych rozważań nabierze aktualności i w innych dziedzinach nauki w ciągu najbliższych dwudziestu lat, a w niektórych nawet wcześniej.

Postępy w dziedzinie fizyki wysokich energii

Pozwolę sobie rozpocząć od podkreślenia, jak wielkie nadzieje wiążemy z tą dynamiczną dziedziną nauki, jaką jest fizyka cząstek, ponieważ jest to podstawowy warunek jej trwałego popierania. Fizyka cząstek wysokich energii jest nowoczesną formą trwających od stu lat dociekań nad naturą podstawowych składników świata materialnego. Trzydzieści lat temu, w wyniku serii wielkich odkryć europejskich, które wprowadziły pojęcie neutronu i protonu jako składników jądra atomowego, kusila nas myśl, że oto doszliśmy już do kresu możliwości głębszego wniknięcia w naturę świata; wydawało się, że ostatecznie możemy sprowadzić świat do nukleonów, elektronów i kwantów energii oraz ich wzajemnych oddziaływań. Pogląd ten okazał się jednak całkowicie iluzoryczny. Szczególnie po ostatniej wojnie, w doświadczeniach nad promieniami kosmicznymi zaczęto odkrywać cały nowy świat cząstek, mezony i hyperony, których dotychczas nie udało się wykryć, ponieważ mają niezwykle krótkie czasy życia.

Później, zwłaszcza w ostatnich dziesięciu latach, gdy uruchomiono nowe, wielkie akceleratory, szczegółowe badania nad własnościami tych cząstek posunęły się szybko naprzód. Wzrosły też możliwości metod doświadczalnych przez wprowadzenie bardziej skutecznych sposobów obserwacji, np. za pomocą komór pęcherzykowych i iskrowych, jak również wyszukanych metod rachunkowych do analizowania wyników doświadczeń.

W wyniku wprowadzenia tych innowacji odsłonił się przed nami nowy świat zjawisk. Liczba znanych cząstek, w większości skrajnie krótkotrwałych, przekracza w chwili obecnej sto. Pociąga to za sobą konsekwencje o zasadniczym

znaczeniu dla naszych poglądów filozoficznych. Po pierwsze zaczynamy przypuszczać, że dawna idea, według której świat jest zbudowany z cząstek elementarnych o własnościach, jakie posiadał „niepodzielny atom” w sensie nauki greckiej, jest złudna. Wszystkie cząstki, łącznie z protonem, posiadają strukturę, której wyjaśnienie jest naszym zadaniem. Cząstki wszystkich typów mogą powstawać podczas wzajemnych między sobą zderzeń o dostatecznej energii; mogą zamieniać się na inne formy materii i energii, gdy napotykają swe własne antycząstki. Należy sobie wyobrazić, że żadna cząstka nie posiada trwałej struktury, takiej jaką posiadał atom w pojęciu Greków. Każda cząstka zmienia się stale na inne krótkotrwałe formy, a następnie przechodzi niespodzianie do pierwotnego stanu. Większa część znanego nam świata jest zbudowana z elektronów, nukleonów i kwantów promieniowania, ale tylko dlatego, że są one najbardziej stabilne spośród całej wielkiej rodziny cząstek, a nie, że są bardziej elementarne. W naszych bowiem zwykłych temperaturach jest wysoce nieprawdopodobne, by inne cząstki ujawniły się nawet na krótko, ze względu na ich bardzo krótkie czasy życia. Samo pojęcie „cząstki elementarnej”, w sensie używanym od czasów klasycznej starożytności, zostało w ten sposób podważone.

Po wtóre, zachowanie się cząstek przy ich wzajemnym oddziaływaniu na siebie zmusiło nas do znacznego rozszerzenia praw zachowania, znanych z fizyki klasycznej. Opisując zawiłości zachowywania się cząstek musimy stwierdzić, że posiadają one cechy, dla których nie ma odpowiedników w fizyce klasycznej ani w świecie codziennego doświadczenia.

Fizyka cząstek spełni swą rolę głębszego wniknięcia w świat materialny pod warunkiem, że do opisu zupełnie nowych doświadczeń, zdobytych przy ich badaniu, wprowadzimy zasadniczo nowe koncepcje. „Nauka doświadczalna — powiedział sto lat temu Clark Maxwell — odkrywa nam stale nowe cechy procesów naturalnych i dlatego musimy szukać nowych form dla ich właściwego opisu”.

Bacon też powiedział coś podobnego: „Świat nie da się zamknąć w granicach rozumu, jak się to dotychczas tradycyjnie czyni; to raczej rozum musimy tak rozwinąć i zwiększyć jego możliwości, by wytworzyć sobie obraz dostrzeganego przez nas świata“. W obecnej chwili fizyka cząstek bierze wyjątkowo czynny udział w tym procesie, przez co możliwości umysłu ludzkiego gwałtownie rosną. Jest to zjawisko szalenie podniecające, ale dla nas, dla których już minęła pierwsza młodość, trochę żenujące.

Po trzecie, w ubiegłym roku uczyniono bardzo poważny krok w kierunku poznania pewnego uporządkowania wśród cząstek. Aż do ostatnich czasów dokładne wartości ich mas, spinów, czasów życia i innych parametrów znano jedynie z doświadczenia, przy czym niewiele dokonano spostrzeżeń na temat jakichś znaczniejszych regularności. Obecnie pokazano, że cząstki można łączyć w wyraźnie określone grupy, a słuszność tego poglądu została wykazana przez fakt, że istnienie brakujących członów zostało przewidziane, a następnie potwierdzone doświadczalnie.

Znaczenie ostatnich postępów

Wydaje się, że między tymi wynikami a poznaniem periodycznego układu pierwiastków Mendelejewa istnieje ścisła analogia. Poznaliśmy pewne regularności, które gwarantują, że istnieje jakiś ukryty porządek w tej dziedzinie i że można się spodziewać wykrycia jego podstawowych zasad. Nie jest to jeszcze to samo co odkrycie nowej mechaniki kwantowej lub zakazu Pauliego, który dał klucz do zrozumienia związków między atomami chemicznymi tworzącymi odrębną uporządkowaną rodzinę, niemniej daje to pewność, że może już niedługo dokonamy zasadniczych odkryć o tak samo dużym znaczeniu.

Rozwiązanie tych problemów, a są jeszcze i inne równie ważne w tej dziedzinie, posiada doniosłe znaczenie dla głębszego zrozumienia przez nas świata materialnego. Nasze doświadczenie zdobyte przy śledzeniu rozwoju nauki nasuwa przekonanie, że na pewno istnieje jakiś porządek w przyrodzie, który można wykryć. Możemy się więc spodziewać, że rozwiążemy i nasze obecne problemy. Taka postawa tkwi głęboko w naszych tradycjach. Wiara w porządek natury, w istnienie praw naturalnych, do poznania których człowiek może sobie rościć pretensje, była podstawowym warunkiem powstania nowoczesnej nauki właśnie w Europie Zachodniej a nie w innym kręgu cywilizacyjnym takim na przykład jak Chiny, o bardziej pod pewnym względem wyrafinowanej umysłowości, gdzie jednak istniała tendencja do uważania natury za nie dającą się zbadać.

Gdy jezuici misjonarze przybyli po raz pierwszy do Chin i tłumaczyli tamtejszym mieszkańcom zachodnioeuropejski sposób myślenia, według którego zachowaniem się martwych przedmiotów rządzą prawa natury, spotkali się z uprzejmym sceptycyzmem. „Rozumiemy — powiedział pewien Chińczyk — że prawodawca może nadawać prawa i ustanawiać pewne sankcje, które by zabezpieczały ich przestrzeganie. Ale na pewno trzeba z góry założyć istnienie rozumu u tego, który tym prawom podlega. Chcesz nam wmówić, że powietrze, woda i skały są obdarzone rozumem?”

Fizyka cząstek jest dziedziną rozwijającą się bujnie i w krajach gospodarczo rozwiniętych będzie w dalszym ciągu przyciągała znaczny odłam najzdolniejszej młodzieży poświęcającej się pracy naukowej. Rozwiązanie obecnych problemów będzie jednak na pewno wymagało także znacznego zwiększenia naszych środków technicznych, jak na przykład budowy akceleratora protonowego na 300 GeV. Czy nas na to stać?

Potrzeby czystej nauki i wypływające z niej materialne korzyści

Musimy przyznać, że wydatki na naukę, łącznie z naukami podstawowymi gwałtownie wzrastają i że proces ten nie może trwać wiecznie. Ale możemy postępować w tym tempie przez pewien jeszcze czas nie wywołując większych

zaburzeń w naszej gospodarce. W krajach bowiem gospodarczo rozwiniętych tylko 2—3% całkowitego dochodu narodowego przeznaczają się obecnie na wszystkie formy badań naukowych i na rozwój postępu, a tylko 2—3‰ na nauki podstawowe. Jeżeli weźmiemy pod uwagę, że 7% przeznaczają się na zbrojenia, nie można chyba tego stanu rzeczy uważać za nadmierne uprzywilejowanie badań podstawowych, i to w tym okresie historii ludzkości, którego cechą dominującą jest rozwój nauk, tak że żadne państwo nie może być silne pod żadnym względem bez wybitnych naukowców i wybitnych osiągnięć w nauce.

Choć czysta nauka o jądrze atomowym otrzymuje jedynie jedną szóstą sum wydatkowanych na całą czystą naukę, nawet i te 0,5‰ naszych dochodów jest sumą znaczną, tak że inne wydatki z publicznego portfela powinny ulec pewnej kompresji. Dlaczego powinniśmy większość naszej kadry naukowej i znaczną część naszych wydatków na naukę przeznaczyć na fizykę cząstek? Choć jej przedmiot jest tak obiecujący, nie jesteśmy w stanie powiedzieć, jaki będzie jej wpływ na inne nauki i zastosowania praktyczne. W tym samym przemówieniu, o którym poprzednio wspomniałem, Clark Maxwell zauważył: — „Dla nas, przepojonych duchem naszej epoki, znających charakterystyczne cechy jedynie współczesnej nam myśli, jest równie niemożliwe wczuć się w ogólną atmosferę nauki przyszłości jak i przewidzieć szczegółowo odkrycia, które będą w przyszłości dokonane“. — Wszystko, co możemy powiedzieć, to, że zawsze wielkie postępy w dziedzinie fizyki doprowadzały później do radykalnych zmian w całym naszym myśleniu, a nawet przez rozszerzenie zakresu możliwości nauki wpływały na cały nasz sposób życia.

Jeżeli jednak mówimy o czystej nauce, to w tym rozumieniu, że nie jest ona nastawiona bezpośrednio na rozwiązywanie konkretnych praktycznych problemów. Nie znaczy to jednak, by w przyszłości nie przyniosła wielkich korzyści. Ocena rentowności inwestycji włożonych w nauki podstawowe jest trudna, wszyscy jednak zastanawiający się nad tym zagadnieniem zgodnie oceniają, że jest ona bardzo duża. Biorąc pod uwagę, że obecna nasza cywilizacja opiera się zasadniczo na wynikach nauki przeszłości, oceniono niedawno, że wszystko, co dotychczas wydano na czystą naukę przedstawia wartość zaledwie całej naszej dwutygodniowej produkcji przemysłowej na obecnym poziomie lub, wyrażając to samo w innej formie, wszystko, co kiedykolwiek zainwestowano w nauki podstawowe jest równoważne różnicy wartości naszej produkcji tegorocznej i zeszłorocznej.

Lecz w różnych naukach czas dzielący odkrycie od uzyskania z niego korzyści nie jest jednakowy. Pani ze starej anegdoty o Beniaminie Franklinie miała tyleż racji, pytając o użyteczność jego nowego wynalazku, co on, zwracając uwagę na konieczność odczekania zanim wynalazek dojrzeje do zastosowania. Proszę sobie przypomnieć, jak to owa pani oglądając pokaz nowego, czysto naukowego zjawiska zapytała: „Profesorze Franklin, jaki jest z tego pożytek?“ „A jaki jest, proszę pani, pożytek z noworodka?“ — brzmiała odpowiedź Franklina.

Korzyści, jakie w końcu wypłyną z takich szczególnie ważnych gałęzi nauki jak fizyka cząstek lub badania nad rozszyfrowaniem tajemnicy genów w biofizyce nie są tego samego rzędu wielkości, co korzyści z innych, o mniejszym znaczeniu, badań i dłużej też trzeba będzie czekać na ich uzyskanie.

Znaczenie równomiernego rozwoju nauki i techniki

Należy również podkreślić, że korzyści uzyskane z czysto naukowych badań, to nie tylko korzyści, do których badania te prowadzą bezpośrednio. Badania czysto naukowe, jakimi były podstawowe badania w dziedzinie fizyki jądrowej, były niewątpliwie jednym z głównych czynników, które umożliwiły zbudowanie elektrowni atomowych. Naturalnie obok wielu innych, takich jak postępy w dziedzinie chemii, techniki, fizyki ciała stałego, że wymienię tylko niektóre. Wiek nauki jest wynikiem zespołowego działania całej nauki i techniki. Powstaje więc zagadnienie zabezpieczenia równowagi w rozwoju ich poszczególnych gałęzi, ponieważ naruszenie tej równowagi osłabia cały front postępu.

Jest rzeczą ważną, by nie traktować tego problemu zbyt wąsko i nie oceniać wartości poszczególnych gałęzi nauki na podstawie bezpośrednich korzyści materialnych. Odkrycie prawa powszechnej grawitacji lub pochodzenia gatunków wpłynęły tylko nieznacznie na sprawy gospodarcze. Ale wpływ tych odkryć na ówczesny stan nauki i jej dalszy rozwój był niezmierny. Początkowo wydawało się również, że dopiero w dalekiej przyszłości będziemy mogli wykorzystać postępy w dziedzinie mechaniki kwantowej. Tymczasem, niezależnie od tego, jakie miała ona znaczenie dla fizyki, mechanika kwantowa stworzyła podstawy chemii teoretycznej. Była zatem nieodzownym ogniwem w łańcuchu odkryć, które przyczyniły się do postępów w dziedzinie biologii molekularnej, stanowiących wielki krok naprzód w zrozumieniu przez nas procesów życiowych. Jej zastosowania są różnorakie i cenne.

Słuszny jest więc wniosek, że nowe zdobycze w dziedzinie fizyki cząstek, które wydają się w tej chwili osiągalne, nie będą mniej doniosłe i nie przyniosą w przyszłości mniejszych korzyści niż dawniejsze postępy w tej dziedzinie. Mogą nie przyczynić się na przykład do rozwoju chemii, ponieważ teorie i metody stworzone przez dawną fizykę mogą zaspokoić wszystkie potrzeby tej nauki. Mogą natomiast przyczynić się waleń do powstania całych nowych dziedzin praktycznej działalności człowieka, o których w tej chwili nie mamy nawet pojęcia. W wieku osiemnastym nikt nie miał pojęcia o przemyśle elektrotechnicznym, tak samo jak w wieku dziewiętnastym o przemyśle opartym na energii jądrowej. I na pewno w wieku dwudziestym pierwszym będą istniały takie dziedziny techniki, których my obecnie nawet nie podejrzewamy, ale dla których podstawy stworzy nauka naszych czasów.

W ostatnim czasie widać istotnie wyraźne oznaki, że fizyka cząstek będzie miała również wielkie znaczenie dla innej, ważnej gałęzi nauki, mianowicie dla kosmologii. Wśród źródeł promieniowania odkryto niedawno widzialne

obiekty, tzw. kwasigwiazdne, o jasnościach około 10^{12} razy większych od słońca, będące źródłem energii równoważnej w przybliżeniu masie miliona słońc. Pomiedzy nimi znajdują się obiekty należące do najbardziej od nas oddalonych, jakie zdołano we wszechświecie zidentyfikować. Szybkość wytwarzania w nich energii jest tak fantastyczna, że nie może być wynikiem tego rodzaju procesów jądrowych, w jakich wyzwala się energia przy zwykłych przemianach gwiazdowych. Zdaje się, że dla zrozumienia tego będziemy musieli uciec się do pomocy ogólnej teorii względności i teorii procesów, które spotykamy w fizyce cząstek najwyższych energii; że zatem dla zrozumienia największych znanych we wszechświecie źródeł energii będą potrzebne te dziedziny fizyki, które się zwykle uważa za najbardziej odległe od zagadnień praktycznych.

W historii rozwoju nauki powtarzały się niejednokrotnie podobne sytuacje. Z powodu jednak naszego wrodzonego konserwatyzmu intelektualnego bardzo powoli zaczynamy rozumieć, że ten eksplozywny rozwój nauki, który przeżyliśmy, trwa prawdopodobnie nadal i że jeżeli ludzkości nie dotknie jakiś wielki kataklizm, to postęp nauki i postępy w dziedzinie odkryć i wynalazków nie będą znały granic. Nie udaje się nam jednak wyciągnąć z tego odpowiednich wniosków na temat wielkich zagadnień politycznych.

Czysta nauka jako konieczny składnik naszej kultury

Ale dlaczego my w Europie powinniśmy popierać w dalszym ciągu fizykę cząstek elementarnych i to teraz, gdy wydatki na nią stają się tak olbrzymie, a inne potrzeby z puli państwowej gwałtownie rosną? Czy nie można by odstąpić tej dziedziny innym krajom i czekać aż będzie można wykorzystać wyniki ich badań? Jest to pytanie, które sobie musimy postawić i na które musimy znaleźć bezwarunkowo odpowiedź, jeżeli chcemy się rozwijać.

Trudno uchwycić rzecz tak subtelną, jaką jest duch, atmosfera panująca w jakiejś pracowni, narodzie, nawet w kręgu cywilizacyjnym, a jednak posiada ona olbrzymie znaczenie dla tego całego zbiorowego organizmu. Okazuje się, że w przeszłości przejścia od wielkich osiągnięć do upadków były często nagłe. Występuje wtedy nagła utrata zaufania we własne siły, jak gdyby nagle wyschły źródła ludzkiej mocy twórczej, po czym zaraz następuje gwałtowne staczanie się w dół.

Naszym obowiązkiem jest rozwijanie kultury naukowej i jeżeli Europa ma dać do niej poważny wkład, musimy w dalszym ciągu brać czynny udział w najbardziej zaawansowanych dziedzinach nauki i techniki i to zarówno w każdym z krajów europejskich z osobna, jak i we współpracy międzynarodowej. Nie samym bowiem chlebem człowiek żyje, a korzyści czerpane z nauki nie dadzą się wymierzyć jedynie w kategoriach jej technicznych zastosowań. Przodkowie nasi wnieśli decydujący wkład do wszystkich dziedzin sztuki, muzyki i dramatu, rzeźby i architektury, malarstwa i literatury. Zbudowali Partenon i katedry w Chartres, Bourges, Durham i Salisbury, Toledo i Burgos, Pizie i Lukce,

Fryburgu i Ulm. Wszystko to dało niewielkie efekty ekonomiczne, któż by jednak żałował tego wysiłku. Obecnie właśnie w nauce twórczy duch ludzki znalazł jeden ze swoich głównych sposobów wypowiedzenia się. Musimy zatem zachęcać naszą najbardziej utalentowaną młodzież, by poświęcała się tym najtrudniejszemu, najważniejszemu i mającym największy popyt gałęziom nauki, do jakich obecnie należy fizyka cząstek elementarnych.

Karmić się jedynie cudzą kulturą, a nie swoją własną, ze wszystkim tym co ona ze sobą niesie, a więc niezależnością myśli, pewnością siebie i opanowaniem techniki, to na dłuższą metę nie jest przyjemne i drogo się za to płaci. Gdybyśmy rozwój nauki na świecie pozostawili jedynie swobodnej grze czynników ekonomicznych, pociągnęłoby to za sobą nieuchronnie niepożądane skupienie nauki i naukowców w nielicznych ośrodkach, z których bogate bogaciłyby się jeszcze bardziej, a ubogie stawałyby się jeszcze uboższe.

Nielatwo wymienić wszystkie czynniki sprzyjające powstaniu odpowiedniego klimatu w nauce, przypuszczam jednak, że dla całego naszego systemu wychowawczego jest ważne, by tradycja prowadzenia przez nas podstawowych badań, niezależnie od innych, była wśród nas żywa. Z pewnością jest to aktualne specjalnie w naszych czasach, gdy nauka zaczyna wnikać w każdy aspekt wychowania, a charakterystyczną jej cechą jest ciągła zmiana i rozwój. Motywem stale przewijającym się w historii ludzkości jest walka o lepsze zrozumienie świata, którego część stanowimy, oraz o ulepszenie techniki związanej z wszystkimi dziedzinami postępu ludzkiego. Wszyscy, nawet dzieci, mają uznanie dla tych, których wysiłki w tej walce wieńczy powodzenie. Przestaniemy w tej walce brać bezpośredni udział, gdy nasze nauczanie zacznie wykazywać tendencje do zejścia na drogę szablonu i pedanterii. Znaczy to, że w uniwersytetach naszych musimy włączać się stale do badań podstawowych.

Jest zatem rzeczą szczególnie ważną, by w Europie w dalszym ciągu popierać naukę, a szczególnie fizykę cząstek elementarnych, jako jej ważną część składową. Odnośny program, który Państwo poznacie, jest ważnym czynnikiem w zapewnieniu koniecznego jej poparcia. Wszyscy rozumiemy, że musimy go przedyskutować biorąc pod uwagę słuszne pretensje innych nauk i innych ogólnych potrzeb zarówno jeżeli chodzi o ludzi, jak i o środki materialne. Wszyscy powinniśmy być przepełnieni troską o to, by istniała równowaga w rozwijaniu tych wszystkich dziedzin. Na ludzi utalentowanych jest zawsze popyt i są potrzebni nie tylko w naukach podstawowych, ale i w różnych dziedzinach techniki. Można jednak zauważyć, że wielka siła atrakcyjna, jaką wywiera fizyka cząstek elementarnych i inne czołowe zagadnienia czystej nauki jest wynikiem nie tylko mody. Zagadnienia te prowadzą aż do granic poznania, gdzie wyścig intelektualny jest najostrzejszy. Na umysły wywierają one taki urok, że nielatwo daje się ludzi utalentowanych kierować do innych dziedzin. Pójdą bowiem tam, gdzie wyścig jest najaktywniejszy. A gdy przedmiot ich zainteresowań straci na znaczeniu, przeniosą się natychmiast do innych dziedzin.

Fizyka cząstek elementarnych jest dziś przedsięwzięciem na wielką skalę, zatrudniającym tysiące ludzi w wielkich laboratoriach krajowych i między-

narodowych. Liczba jednak czołowych fizyków jest raczej mała i nie wydaje się prawdopodobne, by rosła proporcjonalnie do wzrastającej liczby kształcącej się młodzieży. Powiedziano gdzieś, że gdybyśmy w fizyce cząstek elementarnych stracili tylko tuzin naszych najlepszych, młodych specjalistów europejskich, nasz przyszły wkład do tej dziedziny nauki byłby już poważnie przesądzony. Mielibyśmy wielką liczbę fachowców, ale prowadzonych przez mierne kierownictwo, a wiadomo, że jakość generałów wpływa wybitnie na losy armii. Mamy obowiązek wychować tu w Europie pokazną liczbę młodych utalentowanych fizyków, bo posiadamy wielkie pod tym względem tradycje, a od czasu zakończenia wojny popieraliśmy je dostatecznie i nie wolno nam stracić tej pozycji, którą już sobie zdobyliśmy.

Wnioski

W przyszłości planowanie nauki będzie prawdopodobnie organizowane nie w skali państwowej ani kontynentalnej, ale światowej. Nauka ma szansę stać się główną formą twórczej działalności rodzaju ludzkiego, wykorzystując Iwią część naszych stale wzrastających środków. Będziemy wtedy mogli opracowywać ogólne plany rozwoju światowej nauki i techniki bez naruszenia między nimi równowagi. Będziemy mogli wtedy planować, biorąc pod uwagę potrzeby różnych dyscyplin w poszczególnych krajach i możliwości rozłożenia całkowitych wydatków na poszczególne kraje i kontynenty, bez uwzględniania w pierwszym rzędzie ekonomicznych kosztów i zysków. Obecnie jesteśmy jednak jeszcze bardzo daleko od takiej sytuacji i dlatego my w Europie powinniśmy troszczyć się o naszą własną kulturę i naszą własną przyszłość.

Panie Przewodniczący! Jest w naszym kraju przysłowie: „Dla szewca nie masz nic ważniejszego jak skóra“¹. Ze względu jednak na głęboki respekt, jaki czuję dla szanownego audytorium, jak i jego poważnej odpowiedzialności, musiałem wypowiadać się oględnie. Niemniej, jestem przekonany, że następujący wniosek jest w pełni uzasadniony. Dla przyszłego znaczenia i rozwoju sił naszego kontynentu, oraz dla podtrzymania jego wielkich tradycji naukowych, musimy koniecznie zapewnić w Europie możliwość efektywnego i równomiernego rozwoju wszystkich gałęzi nauki i techniki. W tym celu, opierając się na rzeczowych informacjach oraz posługując się wyobraźnią, musimy zająć stanowisko co do roli nauk podstawowych, pełnej głębokiego znaczenia dla całej naszej przyszłości, oraz ustalić zasady, według których należy popierać ich właściwy rozwój. W tej chwili, opierając się na przeświadczeniu o konieczności równomiernego popierania nauk, musimy stworzyć odpowiednie warunki dla jednego z najbardziej dynamicznych i obiecujących kierunków, jakim jest fizyka cząstek wysokich energii. Przez szereg dziesięcioleci potrzeby nauki

¹ Odpowiednikiem w języku polskim jest przysłowie: „Kaźda pliszka swój cgon chwali“ (przyp. tłum.).

bardzo gwałtownie wzrastały, ale te wymagania w stosunku do naszych możliwości są jeszcze bardzo małe. Nie nadszedł jeszcze czas, by trzeba je było ograniczać. Jeżeli to uczynimy, będziemy stopniowo zamierać, podobnie jak członek ciała, od którego odłączono źródło życiodajnej krwi. Nasza część świata stanie się wówczas smutnym wspomnieniem jej dawnej chwały, osiągnięć i niedostatecznych wysiłków jakie włożyliśmy we współzawodnictwo w intelektualnym wyścigu naszej epoki. Jeżeli jednak pójdziemy śmiało naprzód, staniemy się zdolni do wzięcia pełnego udziału we wspaniałym świecie przyszłości, który będzie dla nas osiągalny, gdy nowa, naukowa era ludzkości, w którą obecnie zaledwie wkraczamy, całkowicie dojrzeje.

Tłumaczył Tadeusz Piech

C. H. Holbrow i W. C. Davidon

Haverford College, Haverford, Pennsylvania

Wstęp do relacji dyspersyjnych *

Autorzy omawiają pojęcia przyczynowości, liniowości, symetrii czasowej i symetrii krzyżowej (*crossing symmetry*) oraz ich związek z relacjami dyspersyjnymi. Dla zilustrowania niektórych własności relacji dyspersyjnych stosują je do kilku prostych obwodów elektrycznych. Następnie omawiają zastosowanie relacji dyspersyjnych do badania rozproszenia pionów na protonach w przód.

I. Wstęp

Często z ogólnych zasad fizyki można otrzymać ważne informacje o danym problemie bez szczegółowego rozwiązywania go. Na przykład prawa zachowania ograniczają energię i pęd układów oddziałujących. W mechanice kwantowej ogólne zasady symetrii umożliwiają wgląd w trudne do ścisłego rozwiązania problemy. Z praw zachowania ładunku i liczby nukleonów otrzymujemy ważne cechy charakterystyczne reakcji jądrowych przy wysokich energiach. Możliwość uzyskania z ogólnych zasad informacji o jakimś zjawisku ma szczególne znaczenie wówczas, gdy szczegółowy opis jest niemożliwy, jak to się często dzieje w mechanice kwantowej. Takim problemem jest na przykład opis rozpraszania przy wysokich energiach. Niedokładne zrozumienie mechanizmu zjawiska, niewystarczająca wiedza i komplikacje rachunkowe skierowały uwagę fizyków ku ogólnym cechom zderzeń. Jedno z takich ogólnych podejść opiera się na relacjach dyspersyjnych.

W tym artykule postaramy się wyjaśnić, czym są relacje dyspersyjne i jak mogą być użyte do otrzymania informacji o różnych układach fizycznych. Dla ilustracji zastosujemy relacje dyspersyjne do analizy rozpraszania naładowanych mezonów na protonach. Większość tych rozważań ma ogólniejsze znaczenie i może być zastosowana również do innych problemów. Jednakże ten artykuł jest tylko ogólnym wstępem do teorii relacji dyspersyjnych i przedstawione tu argumenty nie zawsze będą całkiem ścisłe.

Wstęp ten jest przeznaczony dla czytelników zupełnie nie zaznajomionych z pojęciami i zastosowaniami relacji dyspersyjnych. Bardziej rozwinięte i zaawansowane artykuły przeglądowe można znaleźć gdzie indziej w literaturze.

* Tłumaczenie artykułu zamieszczonego w *American Journal of Physics*, 32, 762 (1964), dokonane za zgodą Wydawcy.

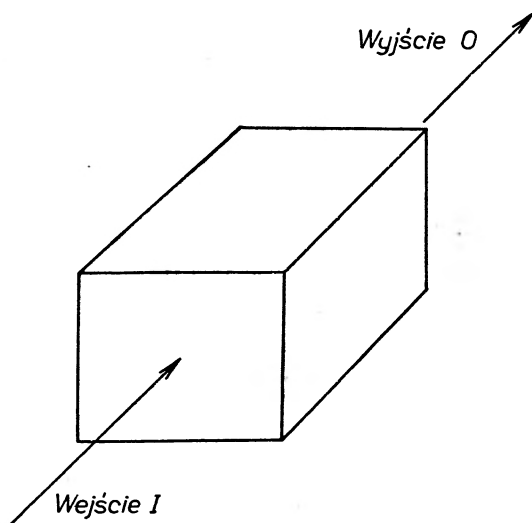
Jednym z najlepszych jest artykuł Hamiltona [1]. Polecamy go tym czytelnikom, którzy zainteresują się niniejszym. Mandelstam napisał również bardzo interesujący artykuł przeglądowy [2] na dość zaawansowanym poziomie. Obydwie te prace zawierają obfitą bibliografię.

II. Ogólne własności układów fizycznych

Podstawowymi pojęciami przy wyprowadzaniu relacji dyspersyjnych są: przyczynowość, liniowość, symetria czasowa, unitarność, symetria krzyżowa¹, zbieżność przy wysokich energiach (lub przy dużych częstościach) oraz własności stanów związanych. Fizyczny i matematyczny sens tych pojęć jest tu omówiony na dwu przykładach: przechodzeniu sygnałów przez sieci elektryczne i rozpraszaniu mezonów na protonach.

A. Przyczynowość

Na rys. 1 mamy przedstawione pudło, do którego wchodzi pewna wielkość fizyczna I , zaś wychodzi wielkość O . Podstawową własnością, którą zakładamy przy opisie każdego takiego układu, jest przyczynowość. Przyjmujemy, że



Rys. 1. Ogólny schemat układu fizycznego

każda wielkość na wejściu powoduje pojawienie się na wyjściu wielkości jednoznacznie określonej. Przez wielkość wejściową czy wyjściową rozumiemy przy tym pewną całość, a więc na przykład dla fal nie jest to amplituda fali w pewnej chwili, lecz kształt fali w przeciągu całego czasu. Przy takim określeniu wejścia i wyjścia zakładamy też, że jeśli kształty fal dwu wielkości wejściowych są identyczne aż do pewnego czasu t , to sygnały wyjściowe są również identyczne

¹ *Crossing symmetry.*

do tego czasu. Zauważmy, że przy takiej definicji przyczynowości układ, który nie ma w ogóle wejścia, może mieć wyjście i być przyczynowy. Wszystkie układy fizyczne uważamy za przyczynowe i dlatego nie można zilustrować znaczenia tego założenia przez porównanie układów spełniających je z jakimś rzeczywistym układem nieprzyczynowym. Hipotetyczny układ nieprzyczynowy posiadałby jakieś urządzenie przewidujące przyszłość, jakąś kryształową kulę, która mogłaby przepowiedzieć, jaki sygnał pojawi się za chwilę na wejściu. Wówczas, mimo że każdy sygnał wejściowy (rozumiany w przeciągu całego czasu) określałby jednoznacznie wyjście, dwa sygnały różniące się jedynie w przyszłości mogłyby spowodować różne sygnały wyjściowe.

B. Liniowość

Poza założeniem przyczynowości przyjmujemy też, że rozważane przez nas układy są liniowe. Układem liniowym nazywamy taki układ, w którym sygnał wyjściowy jest funkcją liniową sygnału wejściowego. Oznacza to, że jeśli sygnał A na wejściu wywołuje na wyjściu sygnał C , zaś sygnał B wywołuje sygnał D , to łączny sygnał wejściowy $A + B$ spowoduje wyjście sygnału $C + D$. Liniowość jest własnością wielu układów, na przykład obwodów elektrycznych składających się wyłącznie z cewek, kondensatorów i oporników, lub też układów mechanicznych nieznacznie odchylnych od położenia równowagi.

Wzmacniacze małych sygnałów są na ogół układami liniowymi. Jeśli wzmacniacz ma współczynnik wzmocnienia 2, to sygnał A wyjdzie zeń jako $2A$, podczas gdy B ukaże się jako $2B$. Wówczas sygnał $A + B$ da $2(A + B)$. Gdy wzmacniacz wysyca się, staje się układem nieliniowym, gdyż wtedy dowolny sygnał wejściowy, jak i dowolna kombinacja sygnałów wejściowych, daje na wyjściu sygnał o stałej amplitudzie a różnym czasie trwania. By zapisać założenie liniowości matematycznie, wyrażamy wyjście $O(t)$ w czasie t , jako kombinację liniową wejścia $I(t)$ z całej przeszłości:

$$O(t) = \int_{-\infty}^t dt' K(t, t') I(t'). \quad (1)$$

Korzystając z założenia przyczynowości możemy ograniczyć całkowanie we wzorze (1) do czasów t' wcześniejszych od t , lub, co na jedno wyjdzie, zażądać $K(t, t') = 0$ dla $t < t'$.

C. Symetria czasowa

Współczynniki $K(t, t')$, które wyrażają $O(t)$ jako kombinację liniową z $I(t')$ we wzorze (1), dopuszczają szerszą klasę sytuacji, niż te, które chcemy dalej rozważać. Ograniczymy się mianowicie do przypadków, gdy $K(t, t')$ zależy tylko od różnicy czasów $t - t'$ i będziemy dalej pisać $K(t - t')$. W takim wypadku sygnały wejściowy i wyjściowy związane są równością

$$O(t) = \int_{-\infty}^t dt' K(t - t') I(t'). \quad (2)$$

Pisząc $K(t-t')$ założyliśmy, że znaczenie ma tylko czas względny między wejściem a wyjściem, zaś to, kiedy sygnał wszedł lub kiedy wyszedł nie jest istotne. Rozważmy na przykład wiązkę światła przechodzącą przez otwór w pudełku i wychodzącą z drugiej strony. Wówczas, przy zaniedbaniu czasu przelotu przez pudełko, $K(t-t') = \delta(t-t')$ oraz $O(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t-t') I(t') dt'$, to znaczy sygnał wyjściowy jest równy wejściowemu. Związek ten będzie prawdziwy o każdej porze dnia i roku. Przypuśćmy teraz, że włożyliśmy do pudełka urządzenie, które w poniedziałki i środy zamyka otworek, przez który przechodzi światło. Wówczas, ponieważ w pudełku zachodzi proces *explicite* zależny od czasu, całość nie może być opisana funkcją $K(t-t')$ i potrzeba do tego funkcji zależnej w sposób bardziej złożony od t i t' . Tak więc pisząc $K(t-t')$ zakładamy, że w pudełku nie zachodzi proces *explicite* zależny od czasu. Z założenia tego wynika opisana powyżej własność zwana symetrią czasową. Będziemy dalej zakładać tę symetrię we wszystkich przykładach i rozważaniach.

D. Unitarność

Warunki przyczynowości, liniowości i symetrii czasowej pomagają wyodrębnić pewne ogólne własności zachowania się układu. Innym takim znanym warunkiem jest zachowanie energii. W szczególnie prosty sposób wiąże prawo zachowania energii amplitudy fal wejściowych i wyjściowych w przypadku liniowych obwodów elektrycznych. Energia niesiona przez falę jest proporcjonalna do kwadratu amplitudy i tak jest również w przypadku drgań elektrycznych. Zachowanie energii wskazuje, że jeśli impedancje: wejściowa i wyjściowa, są równe, to suma kwadratów amplitud fali wchodzącej musi być większa lub równa od sumy kwadratów amplitud fali wychodzącej. Mniejszy od jedności stosunek tych amplitud oznacza, że energia elektryczna nie jest zachowywana, a więc pewna jej część ulega rozproszeniu. Może to spowodować opornik. Stwierdzamy na ogół, że dla dowolnego układu, w którym energia jest zachowywana, średnia czasowa z energii wyjściowej jest równa lub mniejsza od średniej czasowej z energii na wejściu. Tak więc, jeśli

$$I(t) = A_1 e^{i\omega_1 t} + A_2 e^{-i\omega_1 t} + A_3 e^{i\omega_2 t} + A_4 e^{-i\omega_2 t}$$

i jeśli obwód jest taki, że

$$O(t) = B_1 e^{i\omega_1 t} + B_2 e^{-i\omega_1 t} + B_3 e^{i\omega_2 t} + B_4 e^{-i\omega_2 t}$$

to

$$|A_1|^2 + |A_2|^2 + |A_3|^2 + |A_4|^2 \geq |B_1|^2 + |B_2|^2 + |B_3|^2 + |B_4|^2.$$

Jeżeli energia nie jest pochłaniana w układzie, ani też układ nie zawiera źródła energii, to zachodzi równość

$$\sum_{i=1}^4 |A_i|^2 = \sum_{i=1}^4 |B_i|^2.$$

Taki związek znany jest czytelnikowi zaznajomionemu z przestrzeniami wektorowymi. A można traktować jako składowe pewnego wektora A , który po

transformacji liniowej przechodzi w wektor B . Znaczy to, że działanie obwodu elektrycznego lub jakiegoś układu w pudełku na rys. 1 można traktować jako przekształcenie liniowe pozostawiające niezmienną wielkość

$$\sum_{i=1} |A_i|^2.$$

Wielkości

$$\sum_{i=1} |A_i|^2 \text{ oraz } \sum_{i=1} |B_i|^2$$

to długości tych wektorów². Tak więc, gdy energia jest zachowana i gdy nie ma strat, interesują nas jedynie te transformacje, które nie zmieniają długości wektorów. Takie przekształcenia nazywamy unitarnymi. W mechanice kwantowej kwadraty modułów amplitud to prawdopodobieństwa, zaś prawdopodobieństwo jest także wielkością zachowywaną. Dlatego ograniczamy się dodatkowym warunkiem unitarności. Wskutek tego zawsze mamy

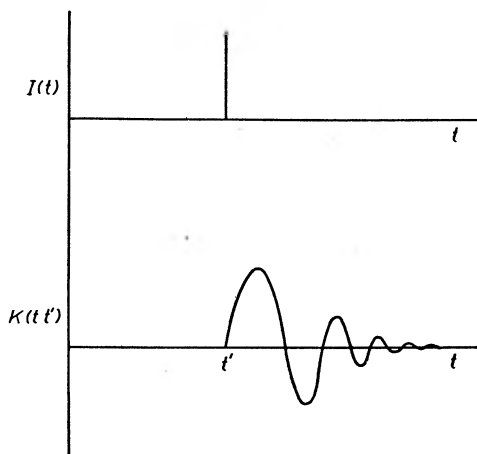
$$\sum_{i=1} |A_i|^2 = \sum_{i=1} |B_i|^2,$$

zarówno gdy A_i odnoszą się do napięć składowych fal sinusoidalnych na wejściu obwodu elektrycznego, czy też do amplitud prawdopodobieństwa kwantowo-mechanicznego stanu pewnego układu.

III. Własności jądra równania

A. Znaczenie fizyczne

Wspomnieliśmy już, że wielkość $K(t-t')$ występująca we wzorze (1) przedstawia działanie układu na fazę i amplitudę sygnału wejściowego. Znaczenie fizyczne funkcji $K(t-t')$ widać najlepiej na przykładzie sygnału wejściowego



Rys. 2. Impuls wejściowy powodujący tłumione drgania na wyjściu

² A raczej ich kwadraty (przyp. tłum.).

o kształcie funkcji delta (rys. 2). Całkowanie daje $K(t) = O(t)$, zatem $K(t)$ przedstawia sygnał wyjściowy odpowiadający deltowatemu sygnałowi na wejściu. Zauważmy, że $K(t) = 0$ aż do czasu t' , zgodnie z przyczynowością. Dla układu mechanicznego sygnały wejściowy i wyjściowy przedstawione na rys. 2 można interpretować jako silne uderzenie, które wywołało szybko tłumione drgania.

B. Charakterystyka częstotliwościowa układu

W dowolnym układzie liniowym istnieje prosty związek charakterystyk czasowej i częstotliwościowej. Zanim się o tym przekonamy, uprośmy wzór (2) przyjmując $K(t-t') = 0$ dla $t' > t$. Wtedy równanie (2) można zapisać

$$O(t) = \int_{-\infty}^{\infty} dt' K(t-t') I(t'). \quad (3)$$

Jeśli rozważamy periodyczny sygnał wejściowy $e^{-i\omega t}$, to równanie (3) przybiera postać

$$O(t) = \int_{-\infty}^{\infty} dt' K(t-t') e^{-i\omega t'}. \quad (4)$$

Wyrażenie to ma postać $k(\omega)e^{-i\omega t}$, gdzie $k(\omega)$ jest transformatą Fouriera jądra równania $K(t-t')$, tak że

$$k(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt' K(t-t') e^{i\omega(t-t')} \quad (5)$$

wiąże zachowanie się układu w czasie z jego charakterystyką częstotliwościową. Każdy, kto studiował teorię obwodów elektrycznych, wie, jak ważna jest znajomość charakterystyki obwodu jako funkcji częstotliwości sygnału wejściowego. W kwantowej mechanice zderzeń podobne związki są również bardzo ważne. Jednakże w mechanice kwantowej amplitudy wejściowe i wyjściowe odpowiadają amplitudom prawdopodobieństwa, zaś częstotliwości odpowiada energia wejścia lub wyjścia.

IV. Przykłady, zmienne zespolone

A. Przyczynowość a obwód elektryczny

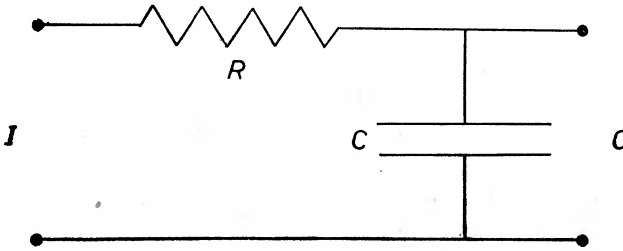
Nałożyliśmy ogólne ograniczenia na $K(t-t')$ zakładając przyczynowość, liniowość itd. Na przykład przyczynowość wymaga, by $K(t-t')$ było równe zeru dla $t' > t$. Daje to nam również pewne ograniczenia na charakterystykę częstotliwościową, gdyż $k(\omega)$ wiąże się z $K(t-t')$ wzorem (5). To ograniczenie na charakterystykę częstotliwościową, to znaczy warunek, który spełnia $k(\omega)$,

a który wynika ze znikania funkcji $K(t-t')$ dla $t' > t$, określa relacje dyspersyjne charakteryzujące układ.

By zobaczyć, jakie własności $k(\omega)$ odpowiadają warunkowi przyczynowości, rozważmy kilka prostych obwodów elektrycznych. Na rys. 3 mamy układ całkujący. Z teorii obwodów liniowych wiemy, że charakterystyka tego obwodu wyraża się wzorem

$$k(\omega) = \frac{i}{\omega C} \frac{1}{R + \frac{i}{\omega C}}, \quad (6)$$

gdzie $k(\omega)$ jest częścią sygnału wejściowego, która pojawia się na wyjściu. Czy to wyrażenie spełnia związek przyczynowości powstały z założenia: $K(t-t') = 0$ dla $t' > t$?



Rys. 3. Obwód całkujący

Aby to zbadać, wyrazimy $K(t)$ przez $k(\omega)$ (gdzie dla wygody zastąpiliśmy $t-t'$ przez t). Można to zrobić łatwo za pomocą odwrotnej transformacji Fouriera

$$K(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega k(\omega) e^{-i\omega t}. \quad (7)$$

Wygodnie jest przepisać równanie (6) w postaci

$$k(\omega) = \frac{i}{RC} \frac{1}{\omega + \frac{i}{RC}}. \quad (8)$$

Wówczas charakterystyka czasowa obwodu będzie

$$K(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{i}{RC} \frac{1}{\omega + \frac{i}{RC}} e^{-i\omega t}.$$

Obliczenie całki tego typu daje wynik bardzo ważny dla teorii relacji dyspersyjnych. Całkę taką można szybko obliczyć przez całkowanie po konturze na płaszczyźnie zespolonej, a ponieważ umiejętność całkowania po konturze zespolonym jest istotna w relacjach dyspersyjnych, przedyskutujemy to nieco szerzej [3].

Często używa się pojęć: residuum, biegun, osobliwość. Omówimy je więc poniżej. Rozważmy funkcję $f(\omega)/p(\omega)$, gdzie $f(\omega)$ jest funkcją analityczną (na przykład wielomianem), zaś $p(\omega)$ — wielomianem n -tego stopnia. Wielomian $p(\omega)$ można rozłożyć na czynniki, tak że całą funkcję można zapisać w postaci $f(\omega)/(\omega - a_1) \dots (\omega - a_n)$, gdzie a_1, \dots, a_n są pierwiastkami wielomianu. Gdy $\omega = a_1$ lub a_2, \dots, a_n , funkcja $f(\omega)/p(\omega)$ staje się nieokreślona. Gdy $f(\omega)$ jest określona i różna od zera dla $\omega = a_1, a_2, \dots, a_n$, wówczas mówimy, że $f(\omega)/p(\omega)$ ma osobliwość (biegun) dla $\omega = a_1, a_2, \dots, a_n$. Jeśli przyjmąc ważne założenie, że żadne dwa pierwiastki $p(\omega)$ nie są takie same, to można określić użyteczną wielkość zwaną residuum funkcji w biegunie. Rozważmy na przykład biegun przy $\omega = a_j$. Residuum otrzymamy mnożąc funkcję $f(\omega)/p(\omega)$ przez $(\omega - a_j)$ i podstawiając potem $\omega = a_j$. W ten sposób residuum w biegunie a_j wynosi

$$\frac{f(a_j)}{(a_j - a_1) \dots (a_j - a_{j-1})(a_j - a_{j+1}) \dots (a_j - a_n)},$$

gdzie czynnik powodujący osobliwe zachowanie uprościł się po pomnożeniu przez $(\omega - a_j)$. Podobne postępowanie da nam residuum funkcji w innym biegunie. Trzeba zauważyć, że pierwiastki a nie muszą być rzeczywiste i mogą być dowolnymi liczbami na płaszczyźnie zespolonej.

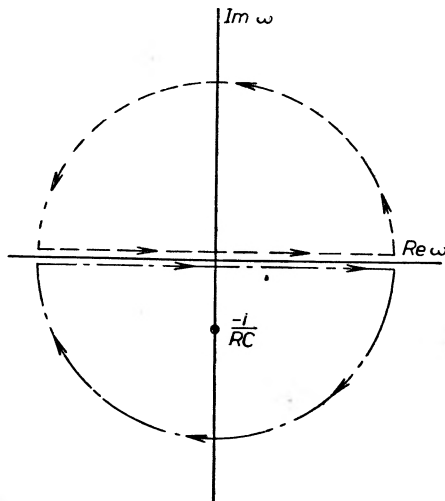
Powyższe pojęcia przydają się bardzo przy obliczaniu interesujących nas całek. Jeżeli przy $\omega \rightarrow \infty$ licznik naszego wyrażenia podcałkowego zmierza do zera co najmniej jak $1/\omega$, to można dowieść na podstawie teorii całkowania funkcji zespolonych, że całkę postaci

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{f(\omega) e^{-i\omega t}}{\omega - ia} \quad (a \text{ — rzeczywiste})$$

można obliczyć przez całkowanie po drodze (czyli konturze) przechodzącej wzdłuż osi rzeczywistej, a następnie wzdłuż półokręgu znajdującego się na tej półpłaszczyźnie, na której funkcja zdąża do zera. Taki kontur oznaczono na rys. 4 linią przerywaną. Całka ta jest równa iloczynowi $\pm 2\pi i$ („—“ jeśli kontur obiegamy przeciwnie, niż wskazówki zegara, zaś „+“ jeśli zgodnie z nimi) oraz sumy wszystkich residuów funkcji $f(\omega) e^{-i\omega t}/(\omega - ia)$ w biegunach zawartych wewnątrz konturu. Całka wynosi więc $2\pi i f(ia) e^{at}$, jeśli w górnej półpłaszczyźnie znajduje się tylko jeden biegun przy $\omega = ia$. W przypadku wzoru (7) widzimy, że wyrażenie podcałkowe ma jeden biegun dla $\omega = -i/RC$, to znaczy biegun leży na ujemnej osi urojonej, co zaznaczono punktem na rysunku 4.

Kluczowym punktem jest tu wybór konturu całkowania: musi on leżeć w tej półpłaszczyźnie, w której $|e^{-i\omega t}|$ jest ograniczone. Dla $t < 0$ musimy wybrać tę półpłaszczyznę, na której część urojona ω jest dodatnia. Pisząc bowiem $\omega = x + iy$ dostaniemy $|e^{-i\omega t}| = |e^{-i(x+iy)t}| = |e^{yt}|$, co rzeczywiście dąży do zera dla dużych dodatnich y i ujemnych t . Zatem dla $t < 0$ musimy wziąć całkę po konturze leżącym na górnej półpłaszczyźnie, gdzie y jest dodatnie.

Stosując metodę całkowania po zespolonym konturze możemy obliczyć całkę ze wzoru (7) za pomocą residuów, lecz ponieważ w górnej półpłaszczyźnie nie ma biegunów, suma residuów wynosi zero.



Rys. 4. Możliwe kontury całkowania

Zatem $K(t) = 0$ dla $t < 0$. Jest to wynik, jakiego spodziewaliśmy się: warunek nałożony na układ przez przyczynowość. Widzimy stąd, że warunek nałożony na $k(\omega)$ brzmi następująco: $k(\omega)$ nie może mieć biegunów w górnej półpłaszczyźnie, jeśli ma być spełniony warunek przyczynowości. Zobaczymy potem, że ten warunek jest potrzebny do wyprowadzenia relacji dyspersyjnych.

Aby zakończyć nasz przykład, rozważmy teraz przypadek, gdy $t > 0$. Wówczas wybrany kontur musi leżeć w dolnej półpłaszczyźnie i obejmować biegun przy $\omega = -i/RC$. Residuum jest tu różne od zera. Mnożąc je przez $-2\pi i$ (minus, ponieważ droga całkowania przebiega przeciwnie do wskazówek zegara) otrzymujemy

$$K(t) = (1/RC)e^{-t/RC}, \quad t > 0, \quad (11)$$

co jest szukanym sygnałem wyjściowym, gdy na wejście wprowadzono sygnał kształtu funkcji delta.

B. Zachowanie się przy dużych częstotliwościach

Chociaż wyjaśniliśmy już istotny punkt, że $k(\omega)$ nie powinno mieć biegunów w górnej półpłaszczyźnie, ciekawe będzie rozważenie jeszcze innych przykładów. Zamieńmy teraz miejscami kondensator i opornik. Otrzymany obwód przedstawiony jest na rys. 5.

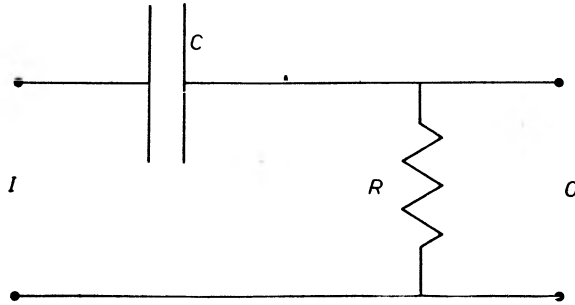
Jego charakterystykę częstotliwościową możemy napisać w postaci

$$k(\omega) = \frac{R}{R + \frac{i}{\omega C}} = \frac{\omega}{\omega + \frac{i}{RC}}. \quad (12)$$

Nadal mamy tu biegun dla $\omega = -i/RC$, ale całe wyrażenie zmieniło postać. Za pomocą całkowania po zespolonym konturze znajdujemy

$$K(t) = -\frac{1}{RC} e^{-t/RC}, \text{ dla } t > 0.$$

W jaki sposób w takim prostym obwodzie dodatni sygnał wejściowy może wywołać ujemny sygnał na wyjściu? Zbadanie zachowania się $k(\omega)$ z równania (12) przy wysokich częstotliwościach ujawnia tu pewną trudność. Wy-



Rys. 5. Obwód różniczkujący

rażenie podcałkowe nie zmierza bowiem do zera dla dużych ω , a zatem pojawia się problem zbieżności. W istocie nasza analiza była niepełna, gdyż nie biorąc pod uwagę zachowania się przy dużych częstotliwościach rozważaliśmy tylko $t < 0$ lub $t > 0$, zanedbując $t = 0$. Możemy to ujrzyć wyraźniej, gdy napiszemy równanie (10) w postaci

$$k(\omega) = \frac{\omega}{\omega + i/RC} = 1 - \frac{i}{RC} \frac{1}{\omega + i/RC}. \quad (13)$$

Wówczas

$$K(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \left[1 - \frac{i}{RC} \frac{1}{\omega + i/RC} \right] e^{i\omega t} = \delta(t) - \frac{1}{RC} e^{-t/RC}.$$

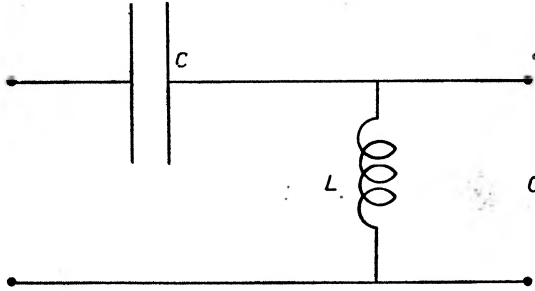
Pierwszy składnik w wyrażeniu podcałkowym daje funkcję delta, zaś drugi daje funkcję różniącą się tylko znakiem od funkcji wyrażonej wzorem (11).

Ten przykład ilustruje dwie interesujące własności. Otóż mimo, że dwie funkcje mają biegun w tym samym punkcie, mogą reprezentować różną zależność od czasu, jeśli różnie zachowują się przy dużych częstościach. Jednym z podstawowych problemów teorii relacji dyspersyjnych jest analiza zachowania się funkcji przy wysokich częstościach, to znaczy przy $t = 0$. Na ogół wyrażenie podcałkowe można, podobnie jak w równaniu (13), rozbić na dwie części: część odpowiadającą $t = 0$ oraz część odpowiadającą $t > 0$. W naszym szczególnym przykładzie daje to dodatni skok napięcia z nałożonym nań ujemnym impulsem.

C. Rezonanse

Trzeci obwód, pokazany na rys. 6, ilustruje inne cechy $k(\omega)$ mające swoje odpowiedniki w rozpraszaniu cząstek. Postępując jak poprzednio otrzymujemy

$$k(\omega) = -i\omega L \frac{1}{-i\omega L + i/\omega C} = \frac{\omega^2}{\omega^2 - 1/LC^{-1/2}}, \quad (15)$$



Rys 6. Obwód LC

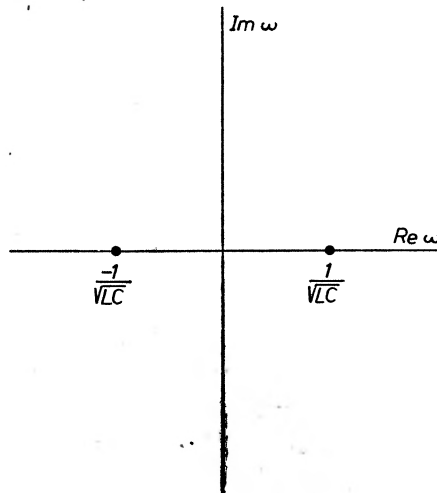
o następnie przekształcamy otrzymaną funkcję do postaci wygodniejszej przy abliczaniu transformaty Fouriera

$$k(\omega) = 1 + \frac{1}{2(LC)^{1/2}} \left[\frac{1}{\omega - (LC)^{-1/2}} - \frac{1}{\omega + (LC)^{-1/2}} \right]. \quad (16)$$

Transformatę fourierowską tego wyrażenia można po wycałkowaniu zapisać w postaci

$$K(t) = \delta(t) - \frac{i}{2(LC)^{1/2}} [e^{it/(LC)^{-1/2}} - e^{-it/(LC)^{-1/2}}]. \quad (17)$$

Nie jest dla nas niespodzianką, że wyrażenie to przedstawia po prostu charakterystykę nietłumionych drgań pobudzonego obwodu rezonansowego.

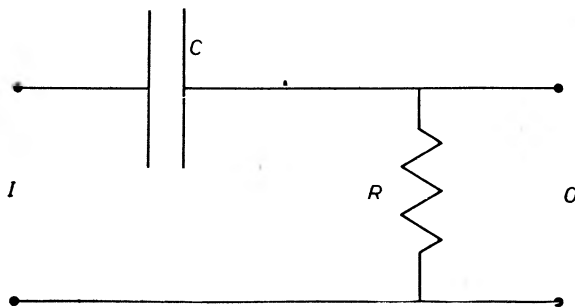


Rys. 7. Bieguny obwodu LC

Nadal mamy tu biegun dla $\omega = -i/RC$, ale całe wyrażenie zmieniło postać. Za pomocą całkowania po zespolonym konturze znajdujemy

$$K(t) = -\frac{1}{RC} e^{-t/RC}, \text{ dla } t > 0.$$

W jaki sposób w takim prostym obwodzie dodatni sygnał wejściowy może wywołać ujemny sygnał na wyjściu? Zbadanie zachowania się $k(\omega)$ z równania (12) przy wysokich częstotliwościach ujawnia tu pewną trudność. Wy-



Rys. 5. Obwód różniczkujący

rażenie podcałkowe nie zmierza bowiem do zera dla dużych ω , a zatem pojawia się problem zbieżności. W istocie nasza analiza była niepełna, gdyż nie biorąc pod uwagę zachowania się przy dużych częstotliwościach rozważaliśmy tylko $t < 0$ lub $t > 0$, zanedbując $t = 0$. Możemy to ujrzyć wyraźniej, gdy napiszemy równanie (10) w postaci

$$k(\omega) = \frac{\omega}{\omega + i/RC} = \left[1 - \frac{i}{RC} \frac{1}{\omega + i/RC} \right]. \quad (13)$$

Wówczas

$$K(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \left[1 - \frac{i}{RC} \frac{1}{\omega + i/RC} \right] e^{i\omega t} = \delta(t) - \frac{1}{RC} e^{-t/RC}.$$

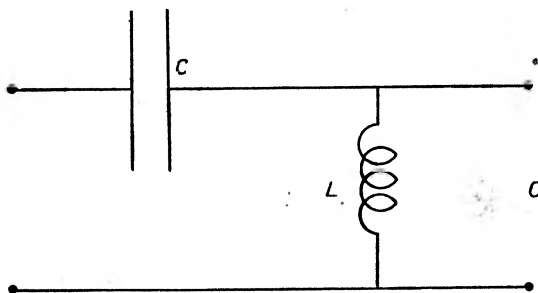
Pierwszy składnik w wyrażeniu podcałkowym daje funkcję delta, zaś drugi daje funkcję różniącą się tylko znakiem od funkcji wyrażonej wzorem (11).

Ten przykład ilustruje dwie interesujące własności. Otóż mimo, że dwie funkcje mają biegun w tym samym punkcie, mogą reprezentować różną zależność od czasu, jeśli różnie zachowują się przy dużych częstotliwościach. Jednym z podstawowych problemów teorii relacji dyspersyjnych jest analiza zachowania się funkcji przy wysokich częstotliwościach, to znaczy przy $t = 0$. Na ogół wyrażenie podcałkowe można, podobnie jak w równaniu (13), rozbić na dwie części: część odpowiadającą $t = 0$ oraz część odpowiadającą $t > 0$. W naszym szczególnym przykładzie daje to dodatni skok napięcia z nałożonym nań ujemnym impulsem.

C. Rezonanse

Trzeci obwód, pokazany na rys. 6, ilustruje inne cechy $k(\omega)$ mające swoje odpowiedniki w rozpraszaniu cząstek. Postępując jak poprzednio otrzymujemy

$$k(\omega) = -i\omega L \frac{1}{-i\omega L + i/\omega C} = \frac{\omega^2}{\omega^2 - 1/LC^{-1/2}}, \quad (15)$$



Rys. 6. Obwód LC

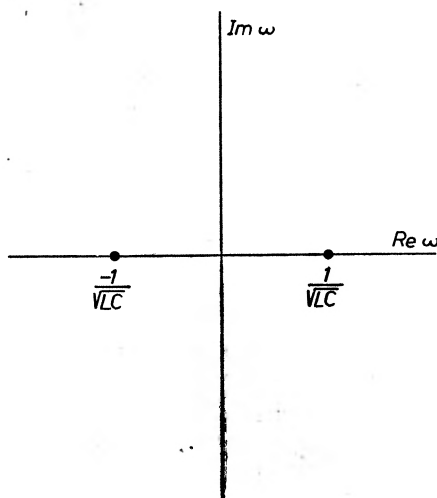
o następnie przekształcamy otrzymaną funkcję do postaci wygodniejszej przy abliczaniu transformaty Fouriera

$$k(\omega) = 1 + \frac{1}{2(LC)^{1/2}} \left[\frac{1}{\omega - (LC)^{-1/2}} - \frac{1}{\omega + (LC)^{-1/2}} \right]. \quad (16)$$

Transformatę fourierowską tego wyrażenia można po wyciąkowaniu zapisać w postaci

$$K(t) = \delta(t) - \frac{i}{2(LC)^{1/2}} [e^{it/(LC)^{-1/2}} - e^{-it/(LC)^{-1/2}}]. \quad (17)$$

Nie jest dla nas niespodzianką, że wyrażenie to przedstawia po prostu charakterystykę niethumionych drgań pobudzonego obwodu rezonansowego.



Rys. 7. Bieguny obwodu LC

Używając pojęć z teorii funkcji zespolonych można powiedzieć, że im bliżej osi rzeczywistej znajdują się bieguny (porównaj rys. 7), tym bardziej rezonansowo zachowuje się obwód. Gdy bieguny leżą na osi rzeczywistej, jak w naszym przykładzie, występuje rezonans nielumiony.

W przypadku rozpraszania cząstek rezonanse odpowiadają rezonansom w przekroju czynnym. Jeśli bieguny leżą na osi rzeczywistej, powstający nielumiony rezonans odpowiada tworzeniu się trwałej cząstki, zaś czas życia rezonansu zmniejsza się w miarę jak biegun odsuwa się od osi rzeczywistej.

D. Częstości ujemne, symetria krzyżowa

Gdy pracujemy nad jakimś konkretnym problemem, wygodnie jest stwierdzić pewne własności symetrii badanego układu. W przypadku obwodów elektrycznych charakterystyka czasowa $K(t)$ musi być wielkością rzeczywistą, tzn. $K(t) = K(t)^*$. Stąd po wykorzystaniu równania (7) dostaniemy

$$\int_{-\infty}^{\infty} k(\omega) e^{-i\omega t} d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} k^*(\omega) e^{i\omega t} d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} k^*(-\omega) e^{-i\omega t} d\omega,$$

a zatem $k(\omega) = k^*(-\omega)$. Występuje tu więc symetria względem odbicia w osi urojonej. Symetrię tę widać również dobrze z równań (6), (12) oraz (15) a także z odpowiadających im rysunków.

W przypadku rozpraszania funkcja będąca odpowiednikiem $K(t)$ nie musi być rzeczywista a wspomniany wyżej szczególny przypadek symetrii nie zawsze musi występować. Mimo to przy rozpraszaniu istnieje analogiczna symetria zwana krzyżową, bardzo ważna przy stosowaniu relacji dyspersyjnych do teorii rozpraszania.

V. Relacje dyspersyjne

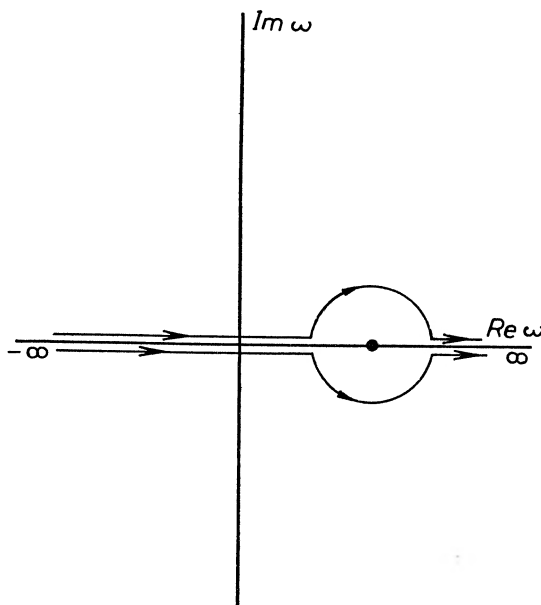
A. Wartość główna Cauchy'ego

W przykładzie z obwodem LC kontur całkowania przechodził wprost przez dwa bieguny na osi rzeczywistej (a nie obok nich, jak poprzednio) i nasze proste reguły całkowania nie stosowały się. Mimo to po ich zastosowaniu otrzymaliśmy szukaną wartość całki. Bardziej poprawnym sposobem byłoby wprowadzenie do obwodu pewnej oporności, wskutek czego bieguny odsunęłyby się nieco z osi rzeczywistej. Wówczas można by zastosować nasze reguły całkowania dla konturu położonego na osi rzeczywistej, zaś odpowiedź zależałaby od wartości oporności. Przechodząc z tą wartością do zera otrzymalibyśmy równanie (17). Wynik ten nie jest ogólny, lecz powstał wskutek przypadkowego skompensowania się przyczynków od dwu biegunów. Gdybyśmy mieli tylko jeden biegun, problem całkowania poprzez osobliwość nie dałby się tak prosto rozwiązać. Wtedy bowiem całka w zwykłym sensie nie istnieje.

Bardzo pożyteczne okazuje się określenie innego sposobu całkowania po konturze, w wyniku czego całkom tego typu można przypisać jednoznaczna wartość. Rozważmy jako przykład wyrażenie podcałkowe postaci $k(\omega)/(\omega-a)$, gdzie funkcja $k(\omega)$ zmierza do zera na tyle szybko, by zapewnić zbieżność całki dla $|\omega| \rightarrow \infty$, a także nie ma biegunów w górnej półpłaszczyźnie. Niech przy tym a będzie liczbą rzeczywistą. Jeśli rozważamy problem obliczenia całki

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{k(\omega)}{\omega-a}$$

po jednym z konturów zespolonych, to pojawiają się dwie możliwości okrążenia bieguna przy $\omega = a$ (rys. 8). Droga całkowania przebiega po osi rzeczywistej i w jednym przypadku obchodzi biegun poprzez górną półpłaszczyznę, zaś w drugim przypadku poprzez dolną.



Rys. 8. Drogi całkowania przy obliczaniu wartości głównej Cauchy'ego

Jeśli teraz weźmiemy sumę tych dwu całek i podzielimy ją przez 2 (by skompensować podwojenie się wartości całki przy dodawaniu), to otrzymamy tzw. wartość główną Cauchy'ego tej całki, co oznaczamy symbolem

$$P \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{k(\omega)}{\omega-a}$$

Założenia zbieżności $k(\omega)$ i braku biegunów w górnej półpłaszczyźnie zapewniają istnienie wartości głównej, a zarazem są warunkami stosowalności twierdzenia,

które mówi, że wartość główna jest równa iloczynowi πi przez residuum wyrażenia podcałkowego:

$$P \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{k(\omega)}{\omega - a} = \pi i k(a). \quad (18)$$

B. Relacje dyspersyjne

Do czego przydaje się wartość główna? Daje nam ona jednoznaczny związek między częściami rzeczywistymi a urojonymi funkcji, jakimi się zajmujemy. Z równania (18) wynika, że

$$\operatorname{Re} k(\omega) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \frac{\operatorname{Im} k(\omega')}{\omega' - \omega} \quad (19 a)$$

$$\operatorname{Im} k(\omega) = -\frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \frac{\operatorname{Re} k(\omega')}{\omega' - \omega}. \quad (19 b)$$

Takie związki między częścią rzeczywistą i urojoną funkcji zmiennej zespolonej nazywają się relacjami dyspersyjnymi.

Aby wzory (19) były słuszne, funkcje nie mogą mieć biegunów na górnej półpłaszczyźnie. Dla obwodów elektrycznych ta własność jest zagwarantowana przez przyczynowość. Trzeba także, by $k(\omega) \rightarrow 0$ szybciej niż $1/|\omega|$ dla dużych wartości $|\omega|$ ³. Potem rozpatrzmy przypadek, gdy badane funkcje nie znikają w nieskończoności tak szybko.

Ponieważ wszystkie omawiane warunki są spełnione przez liniowe obwody elektryczne, zatem są dla nich słuszne relacje dyspersyjne (19). Zobaczymy teraz, jak można użyć takich relacji do wydobycia pewnych interesujących informacji z danych doświadczalnych.

C. Moc wejściowa

W obwodzie liniowym prąd i przyłożone napięcie są ze sobą związane wzorem

$$I e^{-i\omega t} = E e^{-i\omega t} Y(\omega),$$

gdzie I oraz E są szczytowymi amplitudami prądu i napięcia wejściowego, zaś $Y(\omega)$ jest zespoloną przewodnością pozorną⁴ obwodu. Dla takiego obwodu średnia czasowa mocy wejściowej jest równa

$$P = \frac{1}{2} E^2 \operatorname{Re} Y(\omega).$$

³ Wystarczy warunek nieco słabszy (przyp. tłum.).

⁴ Przewodność pozorna jest to odwrotność oporności pozornej czyli impedancji (przyp. tłum.).

Tak więc można określić $\text{Re } Y(\omega)$ z pomiaru mocy wchodzącej do obwodu. Jeśli zmierzmy ją jako funkcję częstotliwości, możemy następnie użyć relacji (19 b) i znaleźć $\text{Im } Y(\omega)$.

Tak więc za pomocą względnie prostego doświadczenia możemy określić przewodność pozorną $Y(\omega)$.

VI. Rozpraszanie pion-nukleon

A. Liniowość

Szczegółowe rozwinięcie teorii rozpraszania za pomocą funkcji wchodzących i wychodzących związanych liniowo za pomocą jądra (funkcji Greena) można znaleźć w wielu podręcznikach mechaniki kwantowej (na przykład [4]). To, co teraz podamy, będzie zatem tylko krótkim przeglądem rezultatów tej teorii. Dla padającej fali płaskiej e^{ikz} (k jest wektorem falowym) całkowita funkcja falowa będzie miała postać asymptotyczną

$$\psi = e^{ikz} + \frac{f(\omega, \theta, \varphi)}{r} e^{ikr}, \quad (20)$$

gdzie r , θ oraz φ są współrzędnymi sferycznymi z początkiem w centrum rozpraszania. Wielkość ω jest tu częstością padającej wiązki i wiąże się z energią padających cząstek równaniem $E = \hbar\omega$. Dla kątów rozpraszania różnych od zera można bezpośrednio obserwować jedynie wielkość $f(\omega, \theta, \varphi)$, lecz jak potem zobaczymy, $f(\omega, 0, 0)$ ma bardziej bezpośrednie znaczenie fizyczne. Dla prostoty ograniczymy się do badania rozpraszania w przód, tzn. $\theta = 0^\circ$, i oznaczymy przez $f(\omega)$ wartość $f(\omega, \theta, \varphi)$ dla $\theta = 0$. Zachodzi wówczas analogia między $f(\omega)$ a funkcją $k(\omega)$ występującą przy obwodach elektrycznych. $f(\omega)$ również nie ma biegunów w górnej półpłaszczyźnie wskutek spełnienia warunku przyczynowości.

Amplituda rozpraszania w przód $f(\omega)$ jest z kolei związana bezpośrednio z obserwowalną doświadczalnie wielkością $\sigma(\omega)$ — różniczkowym przekrojem czynnym dla kąta 0° . Mianowicie

$$|f(\omega)|^2 = \sigma(\omega)|_{\theta=0}. \quad (21)$$

W związku z tym zastosowanie relacji dyspersyjnych do $f(\omega)$ może nam dostarczyć użytecznych informacji o przekroju czynnym $\sigma(\omega)$.

B. Unitarność, twierdzenie optyczne

Ograniczając się do kąta 0° możemy wykorzystać inną ciekawą własność funkcji $f(\omega)$ wynikającą z unitarności. Jeśli przyjrzymy się równaniu (20), możemy stwierdzić, że człon e^{ikz} przedstawiający falę płaską opisuje nie tylko

falę wchodzącą, lecz także pojawia się z niezmnieszoną amplitudą poza centrum rozpraszającym. Ponieważ jednak wiązka wychodząca w przód jest osłabiona nie tylko przez rozpraszanie, ale na ogół także i przez pochłanianie w centrum, musi więc ona być opisana przez interferencję dwu składników. Osłabienie jest określone całkowitym przekrojem czynnym $\sigma_T(\omega)$, zaś interferencja funkcją $f(\omega)$. Zatem można oczekiwać istnienia związku między tymi dwoma wielkościami. Ponieważ ten związek był wyprowadzony po raz pierwszy dla fal świetlnych jeszcze przed powstaniem mechaniki kwantowej, nazywamy go twierdzeniem optycznym. Można go wyprowadzić na wiele sposobów. Jeden z nich polega na bezpośrednim obliczeniu efektów interferencyjnych między falą płaską e^{ikx} a falą wychodzącą $f(\omega, \theta, \varphi)e^{ikr}/r$, jak to zrobił Van de Hulst [5]. Inna metoda polega na wyprowadzeniu tego twierdzenia bezpośrednio z warunku unitarności. Rozkłada się wówczas falę płaską e^{ikx} na sumę wchodzących i wychodzących fal kulistych. Wtedy część funkcji e^{ikx} , która odpowiada fali wchodzącej, musi być równa falam wychodzącym powstałym z e^{ikx} oraz z części rozproszonej elastycznie plus prawdopodobieństwo procesu nieelastycznego [6]. W końcu otrzymujemy

$$\text{Im}f(\omega) = \frac{k}{4\pi} \sigma_T(\omega), \quad (22)$$

gdzie k jest liczbą falową dla cząstek padających.

C. Symetria krzyżowa

W przypadku obwodów elektrycznych wiemy, że $K(t)$ jest rzeczywiste. Stąd dostajemy $k(\omega) = k^*(-\omega)$. W rozpraszaniu cząstek nienaładowanych okazuje się, że związek $f(\omega) = f^*(-\omega)$ jest prawdziwy. Nie jest on jednak spełniony dla cząstek naładowanych. Istnieje natomiast bardzo użyteczna symetria zwana krzyżową, a stosująca się również w przypadku cząstek naładowanych. Szczególnym przypadkiem rozpraszania są zderzenia naładowanych pionów z protonami. Ponieważ mamy dwa rodzaje naładowanych pionów: π^+ i π^- , każdemu z nich odpowiadać będzie inna amplituda rozpraszania. Oznaczmy te amplitudy $f_+(\omega)$ i $f_-^*(\omega)$. Wtedy symetria, o której mówimy, wyraża się wzorem

$$f_+(\omega) = f_-^*(-\omega), \quad f_-(\omega) = f_+^*(-\omega). \quad (23)$$

Związek ten można uzasadnić na podstawie odpowiedniości

$$p_x \rightarrow -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} - \frac{e}{c} A_x, \quad E \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - e\varphi,$$

(A_x jest x -ową składową elektromagnetycznego potencjału wektorowego, zaś φ jest potencjałem skalarnym). Przy ich pomocy równanie Schrödingera możemy napisać w postaci

$$\left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} - \frac{e}{c} A_x\right)^2 \psi = \left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - e\varphi\right) \psi. \quad (24)$$

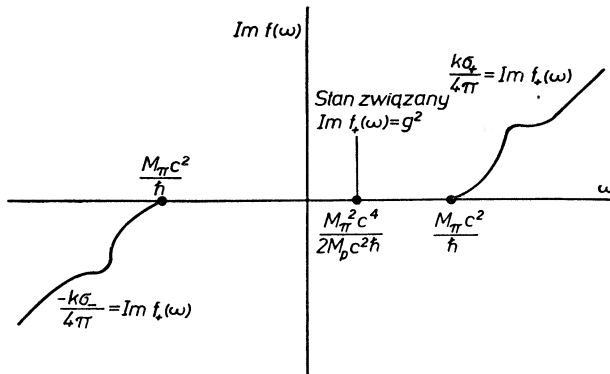
Biorąc zespolone sprzężone obydwu stron i zmieniając znak przy e dostaniemy

$$\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial x} + \frac{e}{c} Ax\right)^2 \psi^* = -\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - e\varphi\right) \psi^*. \quad (25)$$

Stąd otrzymamy

$$f_+(\omega) = f_-^*(-\omega), \quad f_-(\omega) = f_+^*(-\omega), \quad (23)$$

gdyż operator po lewej stronie równania (24) nie zmienił się, zaś zmienił się operator energii. Przy tym funkcja falowa przeszła w funkcję sprzężoną. Transformacja od równania (24) do (25) znana jest jako sprzężenie ładunkowe [7]. Równanie (23) cytowane jest często jako twierdzenie o *crossingu*.



Rys. 9. Schematyczne przedstawienie części urojonej amplitudy rozpraszania $\pi^+ - p$

Symetria krzyżowa jest ważna w omawianej teorii, gdyż w przypadku rozpraszania π^+ na protonach interesujące są własności amplitudy rozpraszania na płaszczyźnie zespolonego ω . Jednakże $f_+(\omega)$ określone jest tylko dla $\hbar\omega \geq M_\pi c^2$ (porównaj rys. 9), ponieważ energia padającej fali musi być na tyle duża, by istniał pion (M_π oznacza masę spoczynkową pionu). Na szczęście relacja crossing (23) umożliwia określenie $f_+(\omega)$ dla ujemnych częstości poprzez amplitudę rozpraszania ujemnych pionów. Zatem $f_+(\omega)$ może być zdefiniowana dla wartości niefizycznych $\omega \leq -M_\pi c^2/\hbar$ równie dobrze jak i dla $\omega \geq +M_\pi c^2/\hbar$ (porównaj rys. 9) za pomocą funkcji $f_-^*(-\omega)$ bezpośrednio związanej z rzeczywistymi zjawiskami fizycznymi.

D. Stan związany pionu i nukleonu

Na osi ω jest jeszcze obszar pośredni

$$-M_\pi c^2/\hbar < \omega < M_\pi c^2/\hbar,$$

gdzie $f_+(\omega)$ nie jest określone. Ów obszar odpowiada energiom pionów, które utworzyły stany związane z protonami. Taki stan związany istnieje w rzeczywistości i nazywa się neutronem ($\pi^- + p = n$). Energię pionu $\hbar\omega$ odpowiadającą

temu stanowi można znaleźć za pomocą następującego rozumowania heurystycznego. Rozważmy pion z energią $\hbar\omega$ oraz spoczywający proton z energią $M_p c^2$, gdzie M_p jest masą spoczynkową protonu. Pęd całkowity takiego układu dany jest związkiem

$$\hbar^2\omega^2 - M_\pi^2 c^4 = p^2 c^2, \quad (26)$$

zaś energia całkowita

$$E = \hbar\omega + M_p c^2. \quad (27)$$

Z (26) i (27) obliczamy całkowitą energię w układzie środka masy

$$E_{CM}^2 = E^2 - p^2 c^2 = (\hbar\omega + M_p c^2)^2 - (\hbar^2\omega^2 - M_\pi^2 c^4). \quad (28)$$

Jeśli zatem mamy rezonans odpowiadający neutronowi (o masie spoczynkowej M_n), energia rezonansowa będzie odpowiadać energii spoczynkowej neutronu

$$E_{CM}^2 = M_n^2 c^4 = (\hbar\omega + M_p c^2)^2 - (\hbar^2\omega^2 - M_\pi^2 c^4). \quad (29)$$

Kładąc dla prostoty $M_n = M_p$ możemy rozwiązać równanie (29) wyrażając $\hbar\omega$ przez M_p i M_π

$$\hbar\omega = -M_\pi^2 c^4 / 2M_p c^2. \quad (30)$$

Równanie (30) określa wartość ω , dla której funkcja $f_-(\omega)$ reprezentuje stan związany, lecz dla nas bardziej interesujące jest zachowanie się $f_+(\omega)$. Ponieważ $f_+(\omega) = f_-^*(-\omega)$, częstość, o którą nam chodzi, wynosi

$$\hbar\omega = M_\pi^2 c^4 / 2M_p c^2,$$

jak zaznaczono na rys. 9.

Na razie określiliśmy $f_+(\omega)$ dla wszystkich wartości ω . Aby funkcja $f_+(\omega)$ była użyteczna należy powiązać ją z danymi doświadczalnymi — widoczna jest teraz ważność twierdzenia optycznego (22). Z pomiarów całkowitego przekroju czynnego σ_T^+ na rozpraszanie mezonów π^+ na protonach możemy otrzymać część urojoną funkcji $f_+(\omega)$ jako $k\sigma_T^+/4\pi$ w obszarze $\omega \geq M_\pi c^2/\hbar$, zaś równanie (23) wskazuje, że pomiar całkowitego przekroju czynnego σ_T^- na rozpraszanie π^- na protonach da nam $\text{Im}f_+(\omega) = -k\sigma_T^-/4\pi$ dla $\omega \leq -M_\pi c^2/\hbar$, co zaznaczono symbolicznie na rys. 9. Możemy zatem wyznaczyć eksperymentalnie część urojoną amplitudy rozpraszania z pomiarów całkowitego przekroju czynnego na zderzenia π^+ i π^- z protonami.

Wartość $\text{Im}f_+(\omega)$ odpowiadającą stanowi związanemu można określić na podstawie teorii pola i nazywa się ona stałą sprzężenia pion-nukleon: g^2 ⁵. Nie jest ona znana zbyt dobrze, a dokładne określenie jej wartości jest bardzo ważne dla teorii pola. Znajomość g^2 i dwu przekrojów czynnych umożliwia obliczenie $\text{Im}f_+(\omega)$ dla wszystkich energii $\hbar\omega$, lub też odwrotnie: g^2 można znaleźć ze znanych przekrojów czynnych.

⁵ Dokładniej mówiąc, w pobliżu stanu związanego $\text{Im}f_+(\omega) = 2\pi g^2 \delta[\omega - (\mu^2 \hbar / 2M_p c^2)]$, jak zresztą piszą autorzy kilka stron dalej (przyp. tłum.).

E. Relacje dyspersyjne

Dotychczas omówiliśmy następujące konsekwencje przyjętych przez nas założeń ogólnych:

(1) z zasady przyczynowości wynika, że amplituda rozpraszania nie ma biegunów w górnej półpłaszczyźnie;

(2) symetria krzyżowa umożliwia określenie dla wszystkich wartości ω amplitudy $f_+(\omega)$ rozpraszania $\pi^+ - p$;

(3) twierdzenie optyczne pozwala uzyskać część urojoną funkcji $f_+(\omega)$ na podstawie wyznaczonych doświadczalnie całkowitych przekrojów czynnych σ_T^+ i σ_T^- na rozpraszanie naładowanych pionów na protonach;

(4) część urojona amplitudy rozpraszania przy częstotliwości odpowiadającej stanowi związanemu jest stałą sprzężenia pion-nukleon: g^2 ⁶.

Jeśli pominąć problemy zbieżności całek, podane wyżej własności wystarczają, by zapewnić istnienie relacji dyspersyjnych. Innymi słowy $f_+(\omega)$ może być całkowicie określona z relacji dyspersyjnych i pomiarów całkowitego przekroju czynnego. Ponieważ $f_+(\omega)$ całkowicie wyznacza różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie w przód $\sigma(\omega)$, teoretycznie uzyskane wartości $f_+(\omega)$ i mierzone przekroje czynne można porównać z wartościami $f_+(\omega)$ obliczonymi z mierzonego przekroju czynnego w przód $\sigma(\omega)$. Z równania (19) wynika, że

$$P \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \frac{\text{Im}f_+(\omega')}{\omega' - \omega} = \pi \text{Re} f_+(\omega). \quad (31)$$

Po wykonaniu całkowania otrzymamy wartości $\text{Re}f_+(\omega)$ dla wszystkich ω . W ten sposób część rzeczywistą można otrzymać z części urojonej, którą z kolei można określić na podstawie pomiarów całkowitych przekrojów czynnych na rozpraszanie π^+ i π^- na protonach. Rola przyczynowości polega na zapewnieniu, że w górnej półpłaszczyźnie nie ma biegunów. Wówczas spełniony jest podstawowy warunek prawdziwości równania (31).

F. Zbieżność całek

W powyższych rozważaniach pomijaliśmy pewien istotny warunek. Cóż mianowicie dzieje się, gdy funkcja $\text{Im}f_+(\omega)$ nie maleje na tyle szybko dla $|\omega| \rightarrow \infty$, by zapewnić istnienie wartości głównej Cauchy'ego (jak to się dzieło w jednym z przykładów z obwodami elektrycznymi)? Aby istniała wartość główna, funkcja podcałkowa powinna maleć co najmniej jak $|\omega|^{-2}$ dla dużych $|\omega|$, czyli $\text{Im}f_+(\omega)$ musi maleć jak $|\omega|^{-1}$ dla dużych $|\omega|$ ⁷. W rzeczywistości wszystko wskazuje na to, iż $\text{Im}f_+(\omega)$ w ogóle nie maleje, nie mówiąc już o ω^{-1} . Problem ten jest dość prosty do rozwiązania. Wystarczy bowiem wstawić dodatkowe

⁶ Porównaj notkę 6 (przyp. tłum.).

⁷ Wystarczy warunek słabszy, (przyp. tłum.).

czynniki do mianownika wyrażenia podcałkowego i to takie, by mała ono jak $|\omega|^{-2}$. Wtedy wartość główna wynosi

$$P \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{\text{Im}f_+(\omega)}{(\omega-a)(\omega-b)(\omega-c)} = \pi \left[\frac{\text{Ref}_+(a)}{(a-b)(a-c)} + \frac{\text{Ref}_+(b)}{(b-a)(b-c)} + \frac{\text{Ref}_+(c)}{(c-a)(c-b)} \right]. \quad (32)$$

Użycie tylko trzech czynników w mianowniku oparte jest na innym ważnym założeniu. Przypuszczamy mianowicie, że σ_T^+ i σ_T^- są ograniczone. Oznacza to, że dla dostatecznie dużych energii $\text{Im}f_+(\omega) = k\sigma_T^+/4\pi$ rośnie w przybliżeniu liniowo z liczbą falową k . Dla dużych energii k jest proporcjonalne do ω , a więc $\text{Im}f_+(\omega)$ rośnie jak ω i można zapewnić odpowiednie zachowanie się asymptotyczne funkcji podcałkowej dzieląc $\text{Im}f_+(\omega)$ przez trzy czynniki liniowo zależne od ω .

Wyboru częstości ω , dla których obliczamy residua, dokonujemy kierując się wygodą rachunkową. Jako dwa z nich zwykle wybiera się

$$\omega = \pm\mu = \pm M_\pi c^2/\hbar. \quad (33)$$

Wielkość μ wprowadziliśmy w (33) dla uproszczenia oznaczeń. Jest to częstość odpowiadająca masie spoczynkowej pionu. Wielkości $\text{Ref}_+(\mu)$ oraz $\text{Ref}_-(\mu)$ znane są jako długości rozpraszania. Do obliczenia całki potrzebujemy trzeciego punktu ω , lecz celowe jest pozostawienie go jako wielkości zmiennej. Wtedy

$$P \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \frac{\text{Im}f_+(\omega')}{(\omega'+\mu)(\omega'-\mu)(\omega'-\omega)} = \pi \text{Re} \left[\frac{f_+(-\mu)}{2\mu(\mu+\omega)} + \frac{f_+(\mu)}{2\mu(\mu-\omega)} + \frac{f_+(\omega)}{(\omega^2-\mu^2)} \right]. \quad (34)$$

Ponieważ $\text{Ref}_+(-\mu)$ nie wiąże się bezpośrednio z wielkościami obserwowalnymi, wygodnie jest zastąpić ją za pomocą relacji krzyżowych przez część rzeczywistą amplitudy rozpraszania cząstki ładunkowo sprzężonej. Przystawiając składniki w (34) otrzymamy

$$\text{Ref}_+(\omega) = \frac{(\omega^2-\mu^2)}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \frac{\text{Im}f_+(\omega')}{(\omega'^2-\mu^2)(\omega'-\omega)} - \frac{\text{Ref}_-(\mu)(\omega-\mu)}{2\mu} + \frac{\text{Ref}_+(\mu)(\omega+\mu)}{2\mu}. \quad (35)$$

Wzór ten wyraża $\text{Ref}_+(\omega)$ przez długości rozpraszania, a całka może być obliczona, jeśli znamy odpowiednie wielkości mierzalne doświadczalnie. Aby zobaczyć, w jaki sposób można to zrobić, zastąpimy w równaniu (35) $\text{Im}f_+(\omega')$

przez $(k/4\pi)\sigma_T^+(\omega')$. W zakresie $-\infty < \omega' \leq -\mu$, $\sigma_T^+(\omega') = \sigma_T^-(\omega')$, tj. całkowitemu przekrojowi czynnemu na rozpraszanie π^- na protonach dla dodatnich energii, zaś w zakresie $\mu \leq \omega' < \infty$ bezpośrednio mierzalny jest przekrój czynny $\sigma_T^+(\omega)$ na rozpraszanie $\pi_+ - p$. Stan związany uwzględniamy dodając do $\text{Im}f_+(\omega')$ składnik $2\pi g^2 \delta[\omega' - (\mu^2 \hbar / 2M_p c^2)]$. Po tych podstawieniach całka ze wzoru (35) przybiera postać

$$\begin{aligned} \frac{(\omega^2 - \mu^2)}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \frac{\text{Im}f_+(\omega')}{(\omega'^2 - \mu^2)(\omega' - \omega)} = \\ = \frac{\omega^2 - \mu^2}{4\pi^2} \int_{\mu}^{\infty} d\omega' \frac{k\sigma_T^-(\omega)}{(\omega'^2 - \mu^2)(\omega' - \omega)} + \\ + \frac{2g^2(\omega^2 - \mu^2)}{\mu^2[\omega - (\mu^2 \hbar / 2M_p c^2)][1 - (\mu \hbar / 2M_p c^2)^2]} = \\ = \frac{\omega^2 - \mu^2}{4\pi^2} \int_{\mu}^{\infty} d\omega' \frac{k}{(\omega'^2 - \mu^2)} \left[\frac{\sigma_T^+(\omega')}{(\omega' - \omega)} + \frac{\sigma_T^-(\omega')}{(\omega' + \omega)} \right] + \\ + \frac{2g^2(\omega^2 - \mu^2)}{\mu^2[\omega - (\mu^2 \hbar / 2M_p c^2)][1 - (\mu \hbar / 2M_p c^2)^2]}, \quad (36) \end{aligned}$$

gdzie dla wygody dokonano zmiany zmiennych $\omega' \rightarrow -\omega'$ w całce z ujemnymi granicami. Liczbową wartość wyrażenia (36) można wyznaczyć z pomierzonych przekrojów czynnych. Jeśli znamy jeszcze stałą sprzężenia i długości rozpraszania, możemy wyznaczyć $\text{Re}f_+(\omega)$, a zatem i różniczkowy przekrój czynny pod kątem 0°

$$\sigma_+(\omega) = |f_+(\omega)|^2.$$

Dane doświadczalne na długości rozpraszania są niepewne. Ich określenie wymaga dokładnych pomiarów przekrojów czynnych dla niskich energii. Interpretacja danych jest wówczas utrudniona przez efekty elektromagnetyczne. Często zatem przyjmuje się długości rozpraszania jako swobodne parametry. Podobnie wartość stałej sprzężenia g^2 nie jest jeszcze znana zbyt dokładnie i także często pozostawia się ją jako swobodny parametr. Zatem jedna z metod analizy danych polega na wykorzystaniu pomierzonych przekrojów czynnych (jak w równaniu (29)) i na dopasowaniu trzech parametrów $\text{Re}f_+(\mu)$, $\text{Re}f_-(\mu)$ i g^2 tak, by dostać najlepszą zgodność z różniczkowym przekrojem czynnym na rozpraszanie w przód. Jakość dopasowania jest wówczas wskazówką prawdziwości podstawowych założeń przyczynowości, unitarności, symetrii krzyżowej i ograniczoneści całkowitego przekroju czynnego przy wysokich energiach. Poza tym, wartości parametrów użytych do dopasowania można porównać z ich wartościami doświadczalnymi i przekonać się, czy mieszczą się one w granicach błędów.

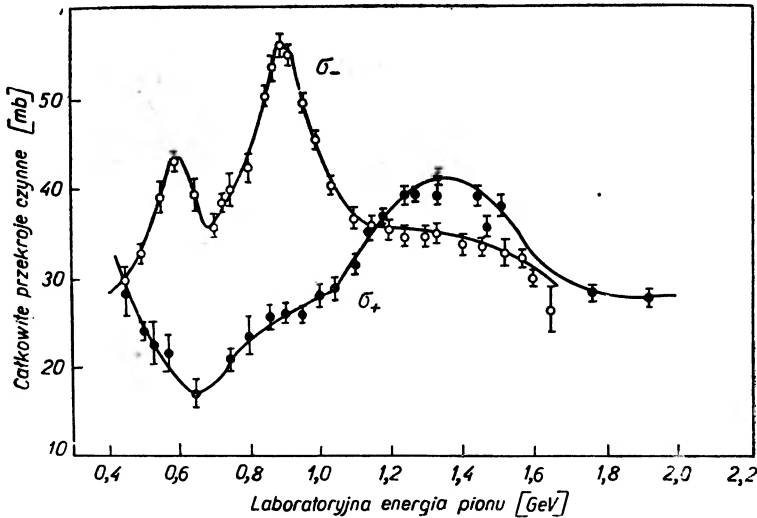
Wielu autorów robiło już takie dopasowania. Na ogół długości rozpraszania otrzymuje się z analizy przesunięć fazowych dla rozpraszania przy niskich energiach. Wyrażają się one przez wielkości a_1 i a_3 , gdzie

$$\text{Ref}_+(\mu) = \lambda_c \left(1 + \frac{\hbar\mu}{M_p c^2} \right) a_3$$

oraz

$$\text{Ref}_-(\mu) = \lambda_c \left(1 + \frac{\hbar\mu}{M_p c^2} \right) \left(\frac{2}{3} a_1 + \frac{1}{3} a_3 \right) \quad (37)$$

(λ_c jest falą komptonowską pionu i wynosi $\hbar/M_\pi c$). Hamilton i Woolecock [8] otrzymali wartości $a_1 = 0,178$ i $a_3 = 0,087$. Choć dostępne są już lepsze dane [9], zilustrowaliśmy nasz przykład krzywymi teoretycznymi, które pochodzą z pracy Spearmana [10] i są oparte właśnie na tych stosunkowo wczesnych danych, zaś stałą sprzężenia $g^2 = 0,08$ i całkowite przekroje czynne wzięliśmy z pracy Hamiltona [9] (rys. 10). Krzywa $\text{Ref}_+(\omega)$ podana jest na rys. 11 (a) wraz

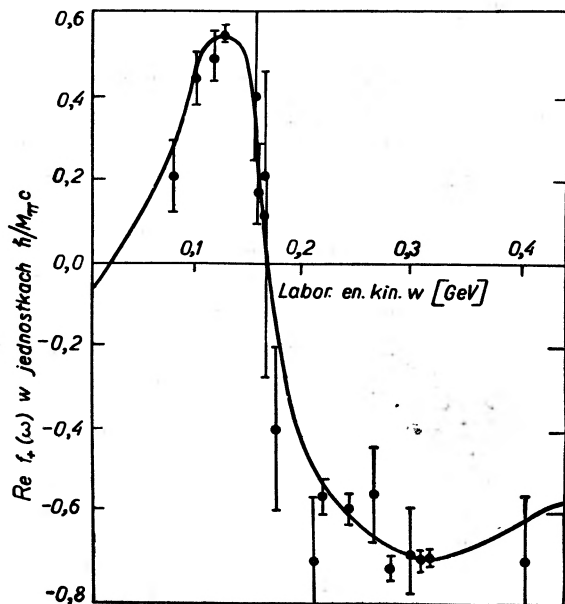


Rys. 10. Całkowite przekroje czynne na rozpraszanie mezonów π^- na protonach (białe kółka) oraz mezonów π^+ na protonach (czarne kółka) z pracy Hamiltona [9]

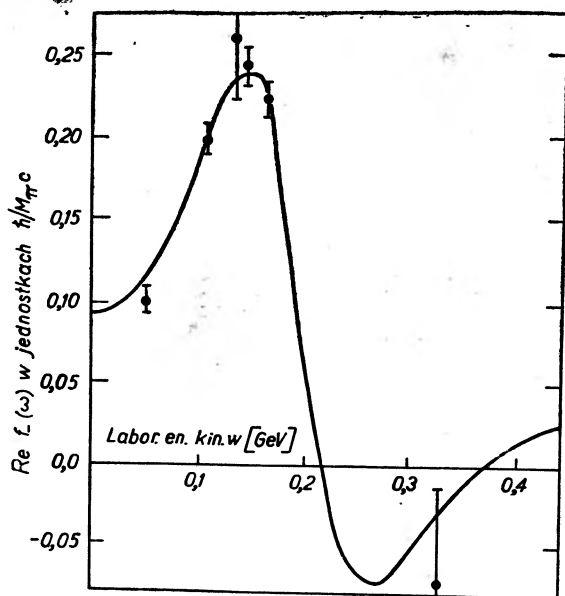
z punktami przedstawiającymi dane doświadczalne z roku 1959. Podobna krzywa wzięta z pracy Spearmana [10] pokazana jest na rys. 11 (b) dla $\text{Ref}_-(\omega)$ — danych doświadczalnych jest tam znacznie mniej. Zgodność teorii i doświadczeń jest dobra w granicach wskazanych błędów.

W równaniu (29) całki mają granice od μ do ∞ . Oczywiście danych doświadczalnych nie można otrzymać aż do nieskończonych energii. Wykres σ_T podano na przykład tylko poniżej energii kinetycznej pionu wynoszący około 2,0 GeV.

Przyczynę od tej części całki, dla której nie ma danych, uwzględniono w ten sposób, że przyjęto przekrój czynny powyżej energii 1900 MeV za stały i równy 30 mb.



a



b

Rys. 11. Krzywe teoretyczne (ciągłe) i dane doświadczalne części rzeczywistych amplitud $\pi^+ - p$ oraz $\pi^- - p$ z pracy Spearmana [10]

VII. Wnioski

Historia relacji dyspersyjnych jest urozmaicona. Użyli ich po raz pierwszy Kronig [11] i Kramers [12] w teorii rozpraszania promieni Röntgena przez materię. W ostatnim artykule Sharnoffa [13] podano dowód tych relacji dla układów, w których występuje promieniowanie elektromagnetyczne. W latach trzydziestych i później Bode [14] i Lee [15] oraz inni stosowali relacje dyspersyjne do analizy sieci elektrycznych.

Od roku 1950 Goldberger, Gell-Mann, Thiring i wielu innych [1], [2] rozwijało technikę relacji dyspersyjnych w teorii cząstek elementarnych. Wielu fizyków sądzi, że odpowiednio rozszerzone i uogólnione relacje dyspersyjne będą kluczem do zrozumienia oddziaływań cząstek elementarnych. Wykorzystanie tych relacji jako narzędzia badań fizycznych właściwie dopiero się zaczęło.

Tłumaczył Andrzej Kotański

Literatura

- [1] J. Hamilton, *Progr. Nuclear Phys.*, **8**, 143 (1960).
- [2] S. Mandelstam, *Rept. Progr. Phys.*, **25**, 99 (1962).
- [3] R. V. Churchill, *Introduction to Complex variables and Applications*, Mc Graw — Hill Book Company, Inc., New York 1949, str. 116 i i następne; w jęz. polskim porównaj np. F. Leja, *Teoria funkcji analitycznych*, PWN W-wa 1957, str. 131 (przyp. tłum.).
- [4] patrz np. L. I. Schiff, *Quantum Mechanics*, Mc Graw — Hill Book Company, Inc., New York 1955, str. 162—164.
- [5] H. C. Van de Hulst, *Scattering of Light by Small Particles*, John Wiley & Sons, Inc., New York 1957, str. 30.
- [6] patrz [4], str. 105—106.
- [7] S. S. Schweber, H. A. Bethe, F. de Hoffmann, *Mesons and Fields*, Row, Peterson and Company, White Plains, New York 1955, Vol. I, str. 141—144.
- [8] J. Hamilton W. S. Woolcock, *Phys. Rev.*, **118**, 291 (1960).
- [9] J. Hamilton W. S. Woolcock, *Rev. Mod. Phys.*, **35**, 737 (1963).
- [10] T. D. Spearman, *Nuovo Cimento* **15** 147 (1960).
- [11] R. Kronig, *J. Opt. Soc. Amer.*, **12**, 547 (1926).
- [12] H. A. Kramers, *Atti Congr. Intern. Fisica, Como* **2**, 545 (1927).
- [13] M. Sharnoff, *Amer. J. Phys.*, **32**, 40 (1964).
- [14] H. W. Bode *Network Analysis and Feedback Amplifier Design*, D. Van Nostrand Company, Inc., Princeton, New Jersey, 1945.
- [15] Y. W. Lee, *J. Math. Phys.*, **2**, 83 (1931).

Mieczysław Subotowicz

Katedra Fizyki Doświadczalnej
 Uniwersytetu M. Curie-Skłodowskiej
 Lublin

Pomiar elementów macierzowych w przejściach β pojedynczo wzbronionych

II. Metody doświadczalne i rezultaty *

1. Pomiar korelacji kątowych β — γ kołowo spolaryzowane

Współczynnik asymetrii korelacji kierunkowych β — γ kołowo spolaryzowane ω został zdefiniowany we wzorze (23)-I,

$$\omega = P_c \cdot (W/p) \cdot (1/\cos \theta), \quad (23)\text{-I}$$

gdzie

$$P_c = (N_R - N_L)/(N_R + N_L) \quad (12)\text{-I}$$

oznacza stopień polaryzacji kołowej kwantów γ , zaś θ — kąt między kierunkiem promieni β i γ . Natomiast W i p oznacza energię kinetyczną elektronu (łącznie z masą spoczynkową) i jego pęd. W celu zmierzenia ω należy określić P_c . Polaryzację kołową promieniowania γ znajdujemy, korzystając z zależności przekroju czynnego na rozproszenie Comptona spolaryzowanych kołowo promieni γ na spolaryzowanych elektronach. Do zwykłego wyrażenia Kleina i Nishiny Φ_0 na rozproszenie Comptonowskie niespolaryzowanych kwantów γ na niespolaryzowanych elektronach wchodzi w przypadku spolaryzowanych elektronów i kołowo spolaryzowanych kwantów γ dodatkowy człon, zależny od polaryzacji kołowej P_c kwantu γ , spinu elektronu S oraz ułamek f spolaryzowanych elektronów w żelazie (substancji rozpraszającej kołowo spolaryzowane kwanty γ) [1], [2].

$$d\Phi/d\Omega = (r_0^2/2) \cdot (k/k_0)^2 \cdot (\Phi_0 + f \cdot P_c \cdot \Phi_3) \quad (1)$$

$$\Phi_0 = 1 + \cos^2 \theta_1 + (k_0 - k) \cdot (1 - \cos \theta_1) \quad (1\ a)$$

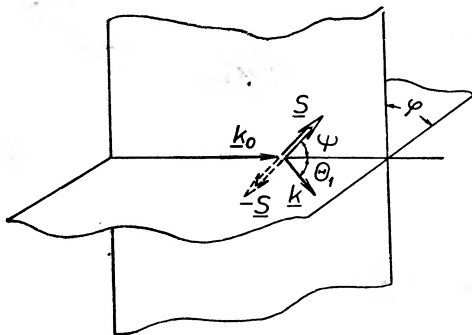
$$\Phi_3 = -(1 - \cos \theta_1) \cdot (\mathbf{k}_0 \cdot \cos \theta_1 + \mathbf{k}) \cdot \mathbf{S} \quad (1\ b)$$

Tutaj: $r_0 = e^2/(mc^2)$ — oznacza klasyczny promień elektronu, k_0 , k — początkowy i końcowy pęd fotonu, Φ_3 — część przekroju czynnego na rozpro-

* Cytując w dalszym ciągu wzory lub rozdziały z I części, będziemy to zaznaczać, pisząc obok I, na przykład (25)-I.

szenie Comptona, zależna od polaryzacji kołowej P_c kwantu γ , θ_1 — kąt między kierunkiem pędu kwantu padającego i rozproszonego (kąt rozproszenia). Wprowadzając płaszczyzny (k_0k) oraz (k_0S) , rys. 1, tworzące ze sobą kąt φ oraz oznaczając przez ψ kąt między k_0 i \underline{S} zapiszemy (1 b) w postaci:

$$\Phi_3 = -(1 - \cos \theta_1) \cdot [(k_0 + k) \cdot \cos \theta_1 \cdot \cos \psi + k \cdot \sin \theta_1 \cdot \sin \psi \cos \varphi]. \quad (1 c)$$



Rys. 1. Comptonowskie rozproszenie kwantu γ , posiadającego pęd k_0 przed rozproszeniem i k po rozproszeniu pod kątem θ_1 , na elektronie, którego spin S tworzy z kierunkiem k_0 kąt ψ . Płaszczyzna (k_0, k) tworzy z płaszczyzną (k_0, S) kąt φ .

Z wyrażenia (1) i (1 c) na różniczkowy przekrój czynny na rozproszenie Comptona spolaryzowanych kołowo kwantów γ na spolaryzowanych elektronach widać, że tą metodą jest możliwe wyznaczenie polaryzacji kołowej P_c kwantów γ . Spolaryzowane elektrony znajdują się w substancjach ferromagnetycznych. Przy nasyceniu żelaza około 8% elektronów jest spolaryzowanych. Istnieje kilka sposobów doświadczalnego wyznaczenia polaryzacji kwantów γ .

1.1. Metoda rozpraszania do przodu [3], [4], [5]

Szkic zestawu aparaturowego analizatora polaryzacji kwantów wraz z układem do pomiaru korelacji kątowych β - γ kołowo spolaryzowanych podajemy na rys. 2. Polaryzację mierzymy tu rozpraszając do przodu promieniowanie γ na namagnesowanym żelazie. Niech w ferromagnetyku skorygowana liczba koincydencji przy spinie elektronu równoległym (w przybliżeniu) do kierunku lotu promieni γ jest N^+ , zaś przy spinie antyrównoległym N^- . Wielkością mierzoną doświadczalnie jest:

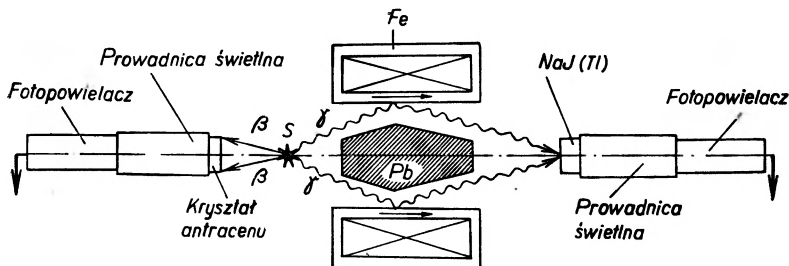
$$\delta = (N^- - N^+) / (N^- + N^+). \quad (2)$$

Można określić P_c znając wydajność polaryzacji analizatora oraz korygując wyniki ze względu na rozrzut kątowy θ_1 .

Układ na rys. 2 posiada symetrię cylindryczną w celu zwiększenia liczby rejestrowanych aktów rozproszenia. Ta metoda pomiaru polaryzacji kwantów γ

jest stosunkowo skuteczna i dla kwantów o energii od 0,5 do 2 MeV daje wartość δ od 2—10%. Z wzoru (1 c) widać, że ze zmianą kierunku spinu elektronów w substancji rozpraszającej na przeciwny, czyli przy zmianie ψ na $\psi + \pi$ wielkość Φ_3 zmienia znak. Względny efekt zmiany kierunku spinu, δ wyrazimy w sposób następujący:

$$\delta = 2fP_c \cdot \Phi_3/\Phi_0. \quad (2 a)$$



Rys. 2. Schemat blokowy zestawu do pomiaru polaryzacji promieniowania γ metodą rozpraszania do przodu na spolaryzowanych elektronach. S —źródło promieniowania. β i γ

W omawianej metodzie wygodnie jest przyjąć $\varphi = 0$. Dla danego P_c efekt będzie największy przy maksymalnej wartości stosunku $\Phi_3/\Phi_0 = (\Phi_3/\Phi_0)_m$, którą znajdujemy dobierając optymalne wartości kątów θ_{1m} oraz ψ_m zależne od energii początkowej kwantów γ . Dla małych energii kwantów γ ($k_0 \lesssim 1/2$) bardziej celowe jest stosować metodę Bearda i Rose'a [6], omówioną w rozdz. 1.3.

W przypadku przejść β dozwolonych i pojedynczo wzbronionych ($F-F$) o statystycznym kształcie widma nie występuje liniowa polaryzacja kwantów γ , ale przy przejściach ($F-F$) o niestatystycznym kształcie widma występuje także polaryzacja liniowa. Jednak przy symetrii obrotowej polarymetru człon z polaryzacją liniową wypada po uśrednieniu. Ponieważ kąt θ między kierunkami wylotu β i γ jest rozmyty, należy przechodząc od określonego P_c do współczynnika „ ω ” (23)-I uśrednić wielkość $(\Phi_3/\Phi_0) \cdot \cos \theta$, aby otrzymać efektywność zestawu, b :

$$b = 2f \overline{(\Phi/\Phi_0) \cdot \cos \theta}. \quad (3)$$

Ostatecznie więc z (2 a) i (3) otrzymujemy po wstawieniu do (23)-I wielkość zmierzoną doświadczalnie:

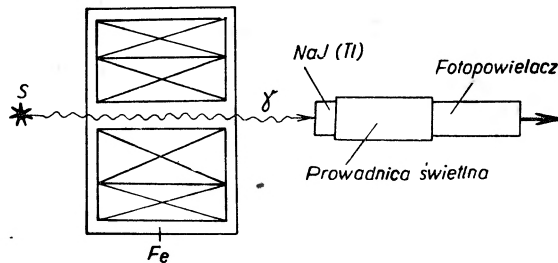
$$\omega = \delta/[2f \cdot (p/W) \cdot \overline{(\Phi_3/\Phi_0) \cdot \cos \theta}]. \quad (4)$$

Znak polaryzacji kwantów γ łatwo określić, pamiętając, że większa liczba fotonów jest rozpraszana do przodu, gdy spiny elektronu i fotonu są antyrównoległe. Tak więc prawoskrętne fotony są silniej rozpraszane do przodu, gdy namagnesowanie substancji rozpraszającej ma kierunek taki jak kierunek wiązki promieniowania γ . Spiny elektronów są zgodnie równoległe do momentu pędu spolaryzowanych kołowo w lewo promieni γ , gdy pole magnetyczne ma ten kierunek co kierunek wiązki promieni γ .

1.2. Metoda przepuszczania kwantów γ na przestrzał (*transmission method*)

Przepuszczając kwanty γ przez żelazo namagnesowane raz w kierunku równoległym, drugi — antyrównoległym do kierunku rozchodzenia się promieni i mierząc prędkość liczenia kwantów, które przeszły przez żelazo w obu przypadkach, możemy określić polaryzację kwantów, gdyż zmiana prędkości liczenia jest proporcjonalna do ich polaryzacji, [7], [8]. Zestaw eksperymentalny do pomiaru polaryzacji podajemy na rys. 3. Mierzony parametr δ_1 określony jest w sposób następujący:

$$\delta_1 = (N^+ - N^-)/(N^+ + N^-) = \operatorname{tghyp}(N \cdot L \cdot f \cdot Z \cdot \sigma_3^- \cdot P_c), \quad (5)$$



Rys. 3. Schemat blokowy pomiaru polaryzacji kwantów metodą przepuszczania kwantów na przestrzał przez spolaryzowane żelazo

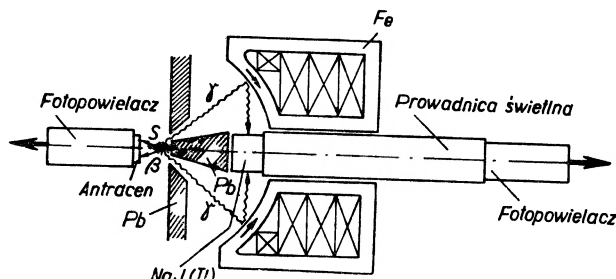
gdzie N^+ , N^- są zdefiniowane analogicznie jak w (2), N — liczba atomów żelaza na cm^3 , L — długość żelaznego absorbenta, f — ułamek spolaryzowanych elektronów, Z — liczba porządkowa pierwiastka substancji rozpraszającej, σ_3^- — część wyrażenia na całkowity przekrój czynny rozproszenia Comptona czuła na polaryzację kwantu γ . Różnica w definicji δ i δ_1 w (2) i (5) pochodzi stąd, że δ dotyczy rozpraszania, zaś δ_1 — przepuszczania kwantów γ . Przy energii kwantów γ 0,65 MeV wyrażenie δ_1 zmienia znak, dlatego w tym obszarze energetycznym metoda przepuszczania kwantów przez namagnesowane żelazo nie nadaje się. Wadą tej metody jest mała prędkość liczenia i niewielki efekt ($\lesssim 5\%$), zaletą zaś — niewątpliwa prostota zestawu doświadczalnego.

1.3. Metoda Bearda i Rose'a [6]

Stosowana przy energiach kwantów poniżej 0,5 MeV metoda ta polega na rozpraszaniu kołowo spolaryzowanych kwantów γ na elektronach spolaryzowanych prostopadłe do kierunku rozchodzenia się promieniowania γ [9], rys. 4. Azymutalna asymetria natężenia rozproszonych kwantów γ stanowi wtedy miarę stopnia polaryzacji kołowej promieniowania γ . Energia kwantów $k = \hbar\nu_0$

rozproszonych pod kątem α wynosi $h\nu = k$. Wtedy δ — względna różnica natężenia promieniowania rozproszonego o energii k po odwróceniu namagnesowania jest równa:

$$\delta = [2f \cdot k \cdot (1 - \cos \alpha) \cdot \sin \alpha] / [(k_0/k) + (k/k_0) - \sin^2 \alpha]. \quad (6)$$



Rys. 4. Zestaw do analizowania kołowej polaryzacji kwantów γ metodą Bearda-Rose'a

1.4. Metoda rozpraszania do tyłu [10]

Rozproszenie kołowo spolaryzowanych kwantów do tyłu od namagnesowanego żelaza daje największą względną zmianę prędkości liczenia — do 15% przy energii padającego kwantu γ 1 MeV. Jednak przekrój czynny na takie rozproszenie jest mały, zaś energia rozproszonych kwantów prawie nie zależy od energii kwantów padających. Dlatego detekcja rozproszonych kwantów jest trudna oraz tło stosunkowo wysokie.

1.5. Metoda zjawiska Mössbauera [11]

Metoda ta wykorzystuje bezdrutową emisję promieniowania γ z jąder promieniotwórczych wbudowanych do sieci krystalicznej. Niestety ułamek aktów emisji bezdrutowej jest znaczny dla kwantów γ o energii $\lesssim 100$ keV. Używając jako krystalicznego absorbenta, którego jądra są w stanie podstawowym, tej samej substancji co jądra γ -promieniotwórcze, można obserwować rezonans jądrowy oraz naturalną szerokość linii rezonansowej, przesuując z niewielką prędkością źródło γ -promieniotwórcze względem absorbenta. Gdy umieścimy źródło w silnym polu magnetycznym (sztucznym lub pochodzącym od pól atomowych w sieci krystalicznej), promieniowanie rozszczepi się na składowe Zeemana. Przy spinie jądra w stanie wzbudzonej równym 1 i w stanie podstawowym — 0 i obserwowaniu promieniowania γ wzdłuż pola magnetycznego, widzimy dwie linie, które są całkowicie kołowo spolaryzowane. Używając absorbenta z nierozszczepioną linią absorpcyjną, wyznaczamy polaryzację kołową promieniowania γ obserwując dwie linie widma absorpcyjnego. Ich natężenie jest proporcjonalne do natężenia odpowiedniej składowej spolaryzowanej kołowo w prawo i w lewo. Wadą dyskutowanej metody jest stosowność do przypadków, kiedy możemy obserwować znaczniejszy efekt Mössbauera;

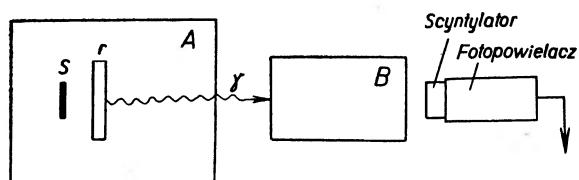
dzieje się to wtedy, gdy jądra promieniotwórcze posiadają stosunkowo dużą liczbę masową i wysyłają miękkie promieniowanie γ , gdy temperatura kryształu jest niska i temperatura Debeya sieci jest wysoka, oraz — gdy wiązania atomów w kryształach są stosunkowo silne.

2. Pomiar polaryzacji cząstek β oraz korelacji kątowych między spolaryzowaną cząstką β i kolejnym kwantem γ

Polaryzację elektronu w kierunku „ z ”, czyli P_z zdefiniujemy w sposób następujący:

$$P_z = (N^+ - N^-)/(N^+ + N^-) \quad (7)$$

gdzie N^+ oznacza prawdopodobieństwo znalezienia elektronu ze spinem zgodnym równoległym z kierunkiem „ z ”, zaś N^- — prawdopodobieństwo znalezienia elektronu ze spinem antyrównoległym do kierunku „ z ”. W badaniach polaryzacji elektronów wyróżniamy metody bezpośrednie i pośrednie. W metodach bezpośrednich jest wykorzystywana zależność przekroju czynnego na rozproszenie spolaryzowanych elektronów (pozytronów) na spolaryzowanych elektronach od polaryzacji elektronów tarczy (metoda Møllera-Bhabhy [1], [2], [13], [12]) oraz — rozproszenie spolaryzowanych elektronów w polu elektrostatycznym jąder, w szczególności ciężkich (metoda Motta [1], [2], [12]). W metodzie pośredniej wykorzystuje się fakt, że polaryzacja podłużna (skrętność) jest zachowana w licznych przemianach, w których biorą udział elektrony i fotony. Podłużnie spolaryzowane elektrony prowadzą do emisji kołowo spolaryzowanych fotonów w promieniowaniu hamowania. Natomiast kołowo spolaryzo-



Rys. 5. Geometria zestawu do pomiaru skrętności elektronu przez określenie polaryzacji kołowej promieniowania hamowania. S — źródło, r — radiator, A — pochłaniacz elektronów z substancji o małej liczbie porządkowej Z , B — polarymetr do analizowania polaryzacji kołowej kwantów promieniowania gamma

wane fotony w procesie generowania par (elektron-pozytron) lub w zjawisku fotoelektrycznym wytwarzają podłużnie spolaryzowane elektrony. Tak więc polaryzację podłużną cząstek β można określić badając polaryzację kołową fotonów, którą z kolei można wykryć omówionymi wcześniej metodami, [3], [14], [7], [8]. Dla przykładu podajemy zestaw eksperymentalny do pomiaru skrętności elektronów przez określenie skrętności promieniowania hamowania (rys. 5). Źródło (S) wysyła promieniowanie β , które w radiatorze (r) wywołuje kołowo spolaryzowane promieniowanie hamowania, przechodzące przez absor-

bent (A) z pierwiastka o małej liczbie porządkowej Z (woda, parafina); zadaniem absorbenta jest pochłonięcie promienicwania β , które nie powinno dotrzeć do polarymetru (B).

Prócz opisanego sposobu wykorzystania metody pośredniej do określenia skrętności promieniowania β wykorzystywane są jeszcze inne, jak anihilacja w locie pozytronów ze spolaryzowanymi elektronami tarczy lub anihilacja powolnych pozytronów w namagnesowanym ferromagnetyku czy wreszcie anihilacja pozytronów w locie. Ponieważ jednak metody te są rzadziej stosowane w będących tu głównym obiektem zainteresowania korelacjach $\beta-\gamma$, nie będziemy się nimi bliżej zajmować. Przejdziemy obecnie do omówienia dwóch metod bezpośredniego pomiaru polaryzacji elektronów.

2.1. Badanie rozproszenia elektronów na elektronach (metoda Møllera-Bhabhy) [15], [16]

Wykorzystywany tu jest fakt, że rozproszenie elektronów na elektronach zależy od spinu. Różniczkowy przekrój czynny na rozproszenie dla dwóch zderzających się elektronów o polaryzacji zgodnej równoległej jest mniejszy niż w przypadku polaryzacji antyrównoległej. Intuicyjnie fakt ten można objaśnić wychodząc z zasady Pauliego: elektrony o tym samym stanie spinowym nie mogą znajdować się w tym samym stanie przestrzennym i dlatego nie mogą się zderzyć. W układzie środka mas zderzających się elektronów największą zależność od polaryzacji mamy przy rozproszeniu pod kątem 90° . Zależność od polaryzacji maleje dla kątów różnych od $\theta = 90^\circ$ i znika dla $\theta = 0^\circ$ i 180° . Rozproszenie elektronów na elektronach wyrażane jest zwykle w postaci stosunku σ_-/σ_+ różniczkowych przekrojów czynnych σ_+ , przy zgodnej polaryzacji elektronu padającego i rozpraszającego do przekroju czynnego σ_- , przy antyrównoległej polaryzacji obu tych elektronów. Stosunek przekrojów czynnych na rozproszenie σ_-/σ_+ zależy od względnego przeniesienia energii „ w ”, równego stosunkowi energii kinetycznej elektronu rozproszonego do energii kinetycznej elektronu padającego. Stosunek σ_-/σ_+ jest najmniejszy dla $w = 1/2$, kiedy energia kinetyczna elektronu padającego podzieli się na dwie równe części na elektron rozpraszający i rozpraszany. Dla elektronów σ_-/σ_+ według rachunków Bincera [13], [17] jest równy:

$$\sigma_-/\sigma_+ = [(1 + x^2 + \beta^2(2 + 3x^2 - x^4) + \beta^4(5 - 4x^2 + x^4)) / [2x^2 + \beta^2(3x^2 + x^4) + \beta^4(1 + x^2)]], \quad (8)$$

gdzie $x = \cos \theta^*$, zaś θ^* oznacza kąt rozproszenia w układzie środka mas zderzających się cząstek, $\beta = v/c$, zaś v — prędkość elektronu.

Niech P_i oznacza wektor polaryzacji elektronu padającego, zaś P_0 — wektor polaryzacji elektronów tarczy. Wartość P_0 i P_i równa jest ułamkowi cząstek spolaryzowanych. Niech prędkość liczenia elektronów przy zwrocie wektora P_0 w jednym kierunku jest C_+ , zaś przy przeciwnym zwrocie P_0 jest C_- . Rezultaty

doświadczalne podawane są zwykle w terminach względnej zmiany prędkości, liczenia δ przy dwóch kierunkach polaryzacji elektronów tarczy:

$$\delta = 2 \cdot (C_+ - C_-)/(C_+ + C_-) = 2P_i P_0 \cdot (1 - \sigma_-/\sigma_+)/(1 + \sigma_-/\sigma_+) = 2P_i P_0 R, \quad (9)$$

gdzie

$$R = (1 - \sigma_-/\sigma_+)/(1 + \sigma_-/\sigma_+).$$

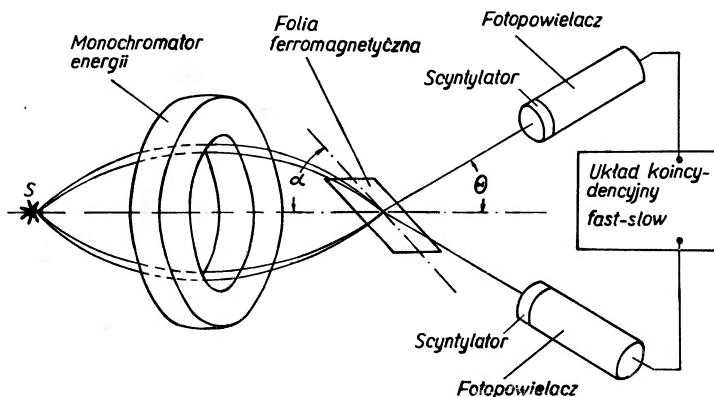
Jako tarcza używana bywa w tych doświadczeniach folia ferromagnetyczna, na przykład: „Supermendur“ (49% — Fe, 49% — Co, 2% — Va; $f = 5-9\%$), „Deltamax“ ($f = 5\%$), μ — metal. Przy namagnesowaniu folii do nasycenia około 2 spośród 26 elektronów żelaza mają spiny równoległe. Ułamek f spolaryzowanych elektronów można wyznaczyć, mierząc namagnesowanie folii: $f = M_s/(N \cdot \mu_B)$, gdzie M_s oznacza wektor namagnesowania pochodzącego od spinów elektronowych na cm^3 materiału folii, N — liczbę elektronów na cm^3 , μ_B — magneton Bohra. Tak więc polaryzacja elektronów tarczy

$$P_0 = f \cdot \cos \alpha, \quad (10)$$

gdzie α — oznacza kąt nachylenia płaszczyzny folii względem wiązki padających elektronów. Wtedy względną zmianę prędkości liczenia zapiszemy:

$$\delta = 2P_i \cdot f \cdot R \cdot \cos \alpha. \quad (11)$$

Pomiar rozproszenia spolaryzowanych elektronów na spolaryzowanych elektronach (zderzenia Møllera) odbywa się na tle rozproszenia elektronów na jądrach atomowych tarczy (zderzenia Motta). W rozproszeniu Møllera mamy do czy-



Rys. 6. Schemat zestawu do pomiaru polaryzacji elektronów, rozpraszanych na spolaryzowanych elektronach (Metoda Møllera).

nienia z oddziaływaniem cząstek o równych masach. Elektron rozpraszony przekazuje część swej energii elektronowi rozpraszającemu i oba ulatują poza miejsce zderzenia. Badanie koincydencji tych elektronów przy odpowiedniej geometrii doświadczenia umożliwia odróżnienie zderzeń Møllera od zderzeń Motta. Typowy zestaw eksperymentalny przedstawia rys. 6. Kąt θ przedstawia kąt rozproszenia w układzie laboratoryjnym. Kąt ten odpowiada kątowi roz-

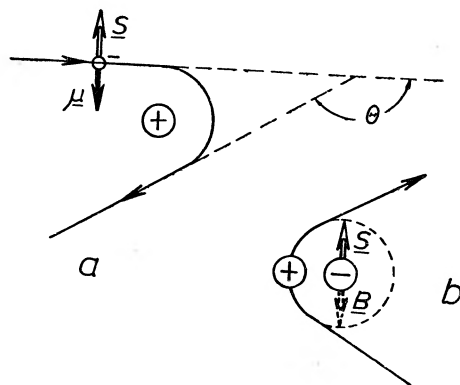
proszczenia 90° w układzie środka masy elektronów rozpraszającego i rozpraszającego. Elektrony rozproszone pod kątem 90° w układzie środka masy unoszą — każdy połowę energii elektronu padającego. Ustawiając więc dwa liczniki pod kątem θ oraz rejestrując za pomocą analizatorów energie elektronów równe połowie energii padającego elektronu, wydzielimy za pomocą szybkiego układu koincydencyjnego zderzenia Møllera od zderzeń Motta. Kąt θ obliczymy ze wzoru

$$\sin^2 \theta = 2m_0c^2 / (W + 3m_0c^2), \quad (12)$$

gdzie W — energia elektronu padającego. Przedstawiona metoda stanowi bardzo efektywny sposób wydzielenia zderzeń Møllera. Ponieważ namagnesowanie folii w kierunku prostopadłym do powierzchni wymagałoby bardzo dużych pól magnetycznych, magnesujemy folię wzdłuż jej powierzchni i następnie nachylamy pod kątem α względem kierunku wiązki elektronów. W badaniach polaryzacyjnych elektronów metodą Møllera używane są źródła o dużej aktywności. Określając skłonność elektronów z rozpadu β P-32 Ullman i inn. [18] używał źródła o aktywności 25 mC w postaci H_3PO_4 , naporowanego i wysuszonego w próżni na podkładce Al o grubości 4 mg/cm^2 . Grubość materiału radioaktywnego wynosiła 1 mg/cm^2 . Źródło RaE miało aktywność 10 mC, zaś Ge-68 — aktywność około 2 mC.

2.2. Badanie rozproszenia spolaryzowanych elektronów na ciężkich jądrach (metoda Motta) [12], [19]

Metoda Motta wykorzystuje asymetrię w rozproszeniu poprzecznie spolaryzowanych elektronów w polu kulombowskim jądra tarczy. Asymetria ta wynika z oddziaływania spinowo-orbitalnego. Kierunek rozproszenia bowiem zależy przy zadanym kącie rozproszenia od ustawienia spinu elektronu. Rozpatrzmy ruch elektronu w układzie laboratoryjnym. Niech spin elektronu S jest prostopadły (skierowany w górę) do płaszczyzny rozproszenia, utworzonej przez pędy elektronu przed i po zderzeniu (rys. 7 a, b). Moment magnetyczny elektronu

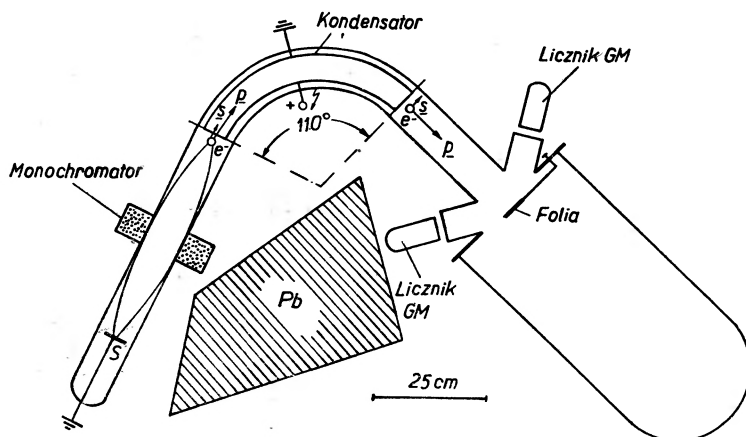


Rys. 7. Rozproszenie Motta a) w układzie odniesienia związanym z laboratorium, b) w układzie odniesienia związanym z poruszającym się elektronem

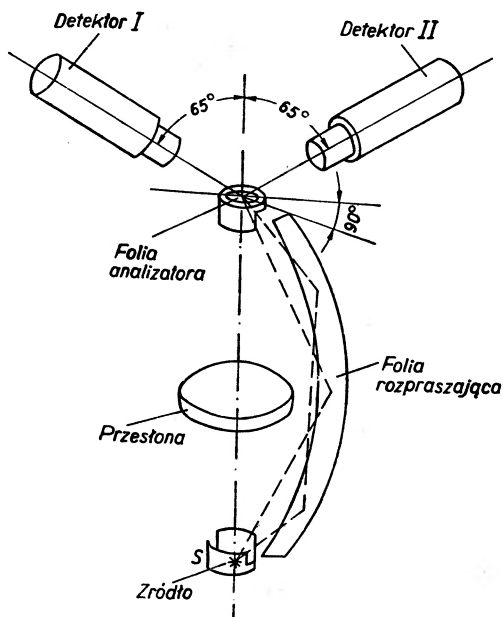
jest skierowany w dół względem tej płaszczyzny. W układzie laboratoryjnym elektron został odchylony w polu jądra tarczy o kąt θ w prawo. W układzie związanym z elektronem jądro (rozpraszające) okrąża częściowo elektron. Moment magnetyczny elektronu μ i pole magnetyczne \mathbf{B} tego prądu kołowego jądra oddziałują na siebie (oddziaływanie spin-orbita), dając dodatkową siłę, która dodaje się do oddziaływania kulombowskiego (przyciąganie) dla elektronów rozpraszanych w prawo. Tak więc elektrony o spinie skierowanym w górę i zbliżające się do centrum rozpraszającego będą w przeważającej liczbie rozpraszane w prawo. Inaczej mówiąc, charakterystyki rozproszenia względem płaszczyzny przeprowadzonej przez kierunek spinu i pędu padającego elektronu nie będą symetryczne. Różnica stanowi miarę stopnia polaryzacji. Zliczanie elektronów rozpraszanych w prawo P oraz w lewo L względem tej płaszczyzny winno wykazać asymetrię, $L \neq P$. Przy polaryzacji podłużnej charakterystyki rozproszenia Motta są symetryczne. Metoda Motta nadaje się więc do badania polaryzacji poprzecznej elektronów o energiach od 30 (poniżej której trudno jest otrzymać odpowiednio cienką folię rozpraszającą) do kilkuset keV (wyżej bowiem asymetria z powodu oddziaływania spin-orbita jest mała). Dla pozytronów metoda Motta jest mało przydatna ze względu na odpychające oddziaływanie kulombowskie i mały przyczynek oddziaływania spin-orbita dla wszystkich energii.

Aby wykorzystać metodę Motta do pomiaru polaryzacji podłużnej, którą zwykle trzeba mierzyć, musi istnieć sposób zamiany kierunku spinu elektronów z podłużnego na poprzeczny, zanim padną one na folię rozpraszającą. Można to zrobić na kilka sposobów. Frauenfelder i inn. [15] zmieniali kierunek pędu elektronu o 108° w cylindrycznym polu elektrycznym; odchylenie spinu było przy tym niewielkie w stosunku do kierunku pierwotnego, tak że po wyjściu z pola elektrycznego kierunek spinu i pędu elektronów tworzyły ze sobą kąt prosty. W ten sposób polaryzacja podłużna elektronów została zamieniona na poprzeczną. Następnie elektrony padały na folię złotą (rys. 8). Dla elektronów z Co-60 rozpraszanych na folii złotej o grubości $0,05 \text{ mg/cm}^2$ i energii $E_\beta = 77 \text{ keV}$ (wtedy $v/c = 0,49$) Frauenfelder i inn. [15] otrzymali na polaryzację wartość $-0,40$, zaś dla energii elektronów $E = 166 \text{ keV}$ (wtedy $v/c = 0,66$) przy folii złotej o grubości $40 \mu\text{g/cm}^2$ — wartość $-0,635 \pm 0,05$. Zamianę polaryzacji podłużnej elektronu na poprzeczną można przeprowadzić używając skrzyżowanego pola elektrycznego i magnetycznego [20], [21], [22]. Elektrony o zadanej energii przechodzą nieodchylone przez skrzyżowane pole elektryczne i magnetyczne przy określonym stosunku \mathbf{E}/\mathbf{H} , gdzie \mathbf{E} i \mathbf{H} — odpowiednio natężenia pól elektrycznego i magnetycznego. Pole magnetyczne obraca spin bez zmiany kierunku pędu. Rozpraszając na foliach złotych o grubości $0,1$ — 1 mg/cm^2 poprzecznie spolaryzowane elektrony (po przejściu przez skrzyżowane pola \mathbf{E} i \mathbf{H}) Cavanagh i inn. [20] otrzymali na polaryzację elektronów o energii 128 keV (wtedy $v/c = 0,6$) wartość $-0,65 \pm 0,13$.

Przedstawione wyżej metody zamiany polaryzacji podłużnej na poprzeczną wykorzystywały makroskopowe pola zewnętrzne dla zmiany kierunku spinu.



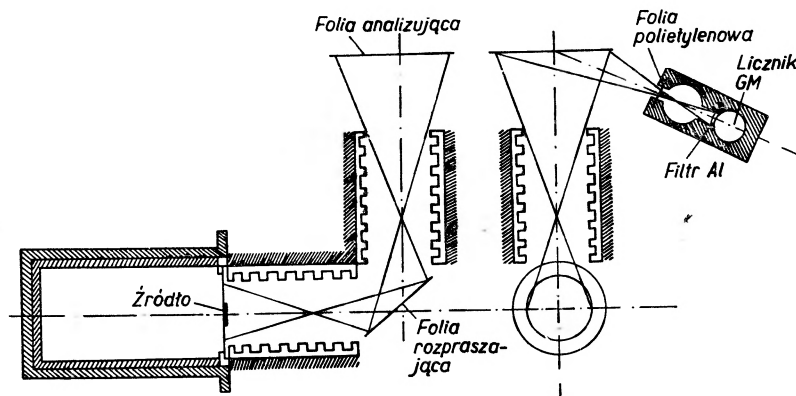
Rys. 8. Pomiar polaryzacji elektronu metodą Motta przez zmianę kierunku spinu elektronu na poprzeczny [15].



Rys. 9. Pomiar polaryzacji elektronu metodą Motta przez dwukrotne rozproszenie, [52]

Grupa De Shalit'a [23] wykorzystwała do tego celu mikroskopowe pola wewnętrzne, mianowicie wzięto pod uwagę fakt, że podczas rozproszenia Motta o kąt 90° zmienia się kierunek pędu, tymczasem zmiana kierunku spinu jest minimalna, w każdym razie polaryzacja zachowuje dużą składową poprzeczną. Folia rozpraszająca (Al — 125 mg/cm^2) stanowiła półkolistą wstęgę. Elektrony po rozproszeniu na niej pod kątem 90° — padały na folię analizującą ($2,5 \text{ mg/cm}^2$) ze złota, znajdującą się na drugim końcu średnicy półkola, rys. 9. Na jednym końcu średnicy było umieszczone źródło promieniotwórcze. Dwa liczniki scynty-

lacyjne rejestrowały asymetrię rozproszenia w lewo i w prawo. Folia skrecająca spin nie musi być bardzo cienka, gdyż proces wielokrotnego rozproszenia o ten sam kąt prowadzi do takiego samego skreślenia spinu jak odchylenie spinu względem pędu w kondensatorze cylindrycznym. Podobną metodę dwukrotnego rozpraszania stosowali Alichanow [24] i Spiwak [25] w celu zmiany kierunku spinu z podłużnego na poprzeczny przez rozproszenie o 90° w stosunkowo grubej folii. Do analizowania polaryzacji poprzecznej elektronów (rys. 10)



Rys. 10. Schemat zestawu do pomiaru polaryzacji elektronu metodą Motta przez dwukrotne rozproszenie [53], [54]

rozproszonych na bardzo cienkiej folii użyto dwóch par liczników Geigera-Müllera, za pomocą których badano asymetrię rozproszenia w lewo i w prawo.

Omówione metody badania polaryzacji elektronów, rozwinięte w związku z odkryciem niezachowania parzystości w rozpadzie β , mogą być stosowane w omawianych tu badaniach elementów macierzowych przy pomiarach polaryzacji podłużnej elektronów P_L albo korelacji kierunkowych spolaryzowany elektron — kwant γ .

3. Dyskusja niektórych wyników doświadczalnych i uwagi ogólne

Dyskutowane tu metody doświadczalnego wyznaczania elementów macierzowych zostały praktycznie wypróbowane, zaś analiza wyników związana z przybliżeniem ξ (patrz rozdz. 4-I) pozwoliła określić elementy macierzowe dla kilkunastu izotopów. Przedstawimy tu rezultaty oraz ich krótką dyskusję dla kilku izotopów. Podstawowe pojęcia i definicje podane są w artykule I. **Tm-170**. W pracy [26-I] autorzy wyrażają przypuszczenie, że przyczynę B_{ij} musi być mały $|Y| < \xi$, aby wyjaśnić dużą stosunkowo wartość ft . Aproksymacja ξ nie jest także wystarczająco dobrym przybliżeniem. Dozwolony kształt widma energii związany być może ze wzbronieniem K . Natomiast stosunkowo duża wartość A_2^x może pochodzić z efektu wzajemnego kasowania się elementów macierzowych. Prawie dozwolony kształt widma otrzymujemy dla wartości $\zeta_1 < -2$ lub $\zeta_1 > 20$ przy ograniczeniu od dołu $\zeta_1 = -50$ i od góry $\zeta_1 = 50$.

Duża wartość ft stanowi wskazówkę, że nastąpiło przytłumienie zwykłych elementów macierzowych ($\lambda = 1$) względem $\int B_{ij}$ ($\lambda = 2$), co może być związane ze wzbronieniem K . Z wynikami doświadczalnymi zgodne są następujące układy parametrów: a) $\zeta_1 = -2,8$, $x = 0$, $u = 0$, b) $\zeta_1 = -4,0$, $x = -0,20$, $u = 0$, c) $\zeta_1 = -8,0$, $x = -1,05$, $u = 0,05$, d) $\zeta_1 = -50,0$, $x = -11,5$, $u = 0$ e) $\zeta_1 = 50,0$, $x = 13,0$, $u = 0$.

Przyjmując na parametr A_1 (30)-I wartość 2,5 mamy $x = -0,17 \pm 0,03$, $u = -0,01 \pm 0,03$. Nie ma natomiast rozwiązań na x, u dla $A_1 = 1$. Bogdan [26] pokazał, że jednocząstkowy model Nilssona nie jest zdolny wyjaśnić doświadczalnych wartości parametrów Kotaniego w Tm-170. **Sb-124**, przejście $W = 2,31$ MeV. Krzywa doświadczalna $A_2(W)$ pokrywa się z teoretyczną dla $z = (1,05 \pm 0,1) \cdot Y$, dochodzą prócz tego małe przyczynki od elementów macierzowych $\int r$ oraz $\int i\sigma \times r$. Istnieje duże odchylenie od przybliżenia ξ , przyczynek $\int B_{ij}$ jest duży. Znaleziono [27] następujące wartości elementów macierzowych: $|\int r|/R = (9,3 \pm 17,6) \cdot 10^{-4} \approx 0$, $|\int i\sigma \times r|/R = (8,1 \pm 18,9) \cdot 10^{-4} \approx 0$, $|\int i\alpha| = (1,6 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$, $|\int B_{ij}|/R = (1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$, gdzie R oznacza promień jądra w jednostkach \hbar/mc . Jak widzimy, elementy macierzowe ($\lambda = 1$) są wyjątkowo małe, co wskazuje na brak przykrywania się jądrowych funkcji falowych stanów początkowego i końcowego jądra. Inaczej byłoby $|x| \approx |u| \approx 1$, zaś $|y| \approx 0,1$ oraz $\log ft \approx 5$. W porównaniu z tym przypadkiem elementy macierzowe $\lambda = 1$ (patrz: tablica I) zostały zredukowane o czynnik 10. W przejściach nieunikalnych ($F-F$) zgodnych z przybliżeniem ξ elementy macierzowe $\lambda = 1$ byłyby zmniejszone o czynnik 10, zaś $\log ft$ wynosiłby około 8,5, natomiast $|\int B_{ij}|/R \approx 0,2$. Wynika stąd, że w omawianym przejściu elementy macierzowe $\lambda = 1$ zostały zredukowane o czynnik 100, element macierzowy $\int B_{ij}$ o czynnik 10. Stąd pochodzi dominacja elementu macierzowego $\int B_{ij}$ w porównaniu z elementami $\lambda = 1$, które zostały zmniejszone z powodu reguły wyboru $\Delta j = 0$. Wewnątrz głównej powłoki istnieje silne zmieszanie konfiguracyjne, którego nie ma poza tą powłoką.

Korzystając z wielu znanych obserwacji podano ostatnio [28] dwa układy parametrów (Y, x, u) spełniających te obserwacje w Sb-124: a) $Y = 0,7 \pm 0,1$, $x = 0,025 \pm 0,050$, $u = 0,075 \pm 0,075$, b) $Y = 0,9 \pm 0,1$, $x = 0,60 \pm 0,05$, $u = -0,025 \pm 0,050$. Wartości te niewiele odbiegają od uzyskanych w pracy [27]. **La-140**. Lantan-140 przechodzi w cer-140 poprzez szereg gałęzi. Przejście o energii maksymalnej 2,20 MeV było przedmiotem wielu badań, [29], [30], [31], [32], [33], [34]. Podamy niżej rezultaty analizy tego przejścia według prac [29] i [34]. Wartości elementów macierzowych znalezione w pracy [29] są następujące: $|\int B_{ij}|/R = (3,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-2}$, $|\int r|/R = (1,3 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$, $|\int i\sigma \times r|/R = (0,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$, $|\int i\alpha| = (4,3 \pm 1,5) \cdot 10^{-3}$. Z danych tych można sądzić, że ewentualny efekt reguły wyboru przedstawiałby w przypadku La-140 inny mechanizm niż wzbronienie K lub j . Bardziej prawdopodobny jest efekt wzajemnego kasowania się elementów macierzowych $\lambda = 1$, ale to nie wyjaśnia stosunkowo dużego ft . Inny układ elementów macierzowych, spełniający jednako dobrze wszystkie znane obserwacje, podany w pracy [34], jest następujący:

$|\int B_{ij}|/R = (3,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-2}$, $|\int r|/R = (6,5 \pm 3,5) \cdot 10^{-2}$, $|\int i\sigma \times r|/R = (1,2 \pm 0,8) \cdot 10^{-2}$, $|\int i\alpha| = (1,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$. Drugi układ elementów macierzowych [34] wykazuje wartość parametru A_1 bliską przewidzianej przez teorię Ahrensa-Feenberga [23-I]. W stosunku do typowych przejść nieunikalnych przy $\Delta J = 1$ znalezione tu elementy macierzowe są zredukowane dziesięciokrotnie zarówno dla $\lambda = 1$, jak i $\lambda = 2$. Wzajemne kasowanie się elementów macierzowych rzędu $\lambda = 1$ powinno prowadzić do wartości współczynnika P_L polaryzacji podłużnej elektronów innej niż v/c , gdzie v jest prędkością elektronów. Takie odchylenie rzeczywiście istnieje dla układu elementów macierzowych [29], nie istnieje zaś dla układu [34]. Dotąd P_L nie był mierzony dla La-140. Ponieważ liczba neutronów w La-140 różni się tylko o 1 od liczby dla powłoki zamkniętej, możliwe, że eksperymentalnie zmierzone wartości elementów macierzowych określone są przez jakiś inny mechanizm niż efekt kasowania się elementów macierzowych rzędu $\lambda = 1$, czy wzbronienie K lub j . Można też pokazać, że układ elementów macierzowych [34] lepiej odpowiada stosunkom parametrów Kotaniego obliczonym w pracy [35] niż układ [29] oraz przemawia za konfiguracją neutronów i protonów w La-140: $(2f_{7/2})_n$ oraz $(1g_{7/2})_p$ [33], [34].

W przejściach nieunikalnych istnieją obserwable zależne od parametru ξ w potęgze drugiej, pierwszej i zerowej. Do stosunkowo dużych obserwabli należą: czynnik korekcyjny widma energetycznego, $C(W)$, podłużna polaryzacja elektronów, P_L , korelacje kątowe $\beta - \gamma$ kołowo spolaryzowane, „ ω “, oraz korelacje kątowe $\gamma - \beta$ podłużnie spolaryzowane, P_L^x . Zależą one wszystkie od ξ^2 . Stosunkowo małymi obserwabłami są: korelacje kątowe $\beta - \gamma$, A_2^x , oraz polaryzacja poprzeczna β , P_T . Obserwable te zależą od ξ w pierwszej potęgze. Natomiast w przejściach unikalnych wszystkie obserwable są rzędu jedności, prócz polaryzacji poprzecznej.

Jeżeli przybliżenie ξ jest spełnione, wielkości mierzone pozwalają wyznaczyć stosunek dwóch kombinacji liniowych elementów macierzowych, mianowicie V/Y . Dlatego bardziej interesujące z fizycznego punktu widzenia jest badanie przejść ($F - F'$) wykazujących odstępstwa od przybliżenia ξ . Eksperymentalne określenie poprawek lub odstępstw od przybliżenia ξ dostarcza ważnych informacji o elementach macierzowych oraz o dokładności określenia innych obserwabli w ramach przybliżenia ξ . Odstępstwa te występują w lekkich jądrach, gdzie nie jest spełniony warunek $\xi \gg W_0$, gdyż W_0 jest z reguły duże, zaś Z — małe. Mogą także zdarzyć się odstępstwa od przybliżenia ξ , kiedy niektóre elementy macierzowe nawzajem się kasują albo też kiedy z powodu efektu reguły wyboru element macierzowy B_{ij} staje się dominujący w danym przejściu β . Obserwacje omawianych odstępstw mogą dotyczyć: a) odchylenia współczynnika A_2 (43)-I, (44)-I od zależności typu $A_2 \sim W$ w obszarze energii $W \gg 1$, b) odchylenia polaryzacji podłużnej P_L (47)-I od wartości p/W , c) badania zależności kątowej i energetycznej współczynnika „ ω “ (46)-I; w ramach przybliżenia ξ $\omega = \text{const}$.

W kręgu omawianej problematyki doświadczalnej pozostaje możliwość sprawdzenia niezmienniczości słabych oddziaływań względem transformacji odwrócenia czasu (energetyczna zależność współczynnika polaryzacji poprzecznej P_T elektronów, korelacje kątowe $\beta-\gamma$ ze spolaryzowanych jąder), określenie oddziaływań odpowiedzialnych za rozpad β w przejściach ($F-F$) (korelacje kątowe elektron-neutrino poprzez pomiar jąder odrzutu), aczkolwiek znajomość wyrażen teoretycznych jest lepsza w podobnych doświadczeniach dla przejść dozwolonych.

Krótko naszkicowane wyniki doświadczalne wykonane w kręgu problematyki przybliżenia ξ dostarczyły dla wielu jąder wartościowych informacji o elementach macierzowych dla poszczególnych przejść β . Ogólną wadą tych trudnych badań jest niezbyt wysoka dokładność, błędy są rzędu 10 do 100% [27], [29], [28]; dokładność uwarunkowana jest dzisiejszymi możliwościami doświadczalnymi i techniką. Uzyskanie dokładności poniżej 1% umożliwiłoby prześledzenie granic stosowalności przybliżenia ξ dla wyrazów o ujemnych potęgach ξ , dokładniejsze określenie elementów macierzowych pozwoliłoby szczegółowiej zweryfikować modele jądrowe, sprawdzić, czy istnieje domieszka innych oddziaływań prócz $V-A$ w przejściach ($F-F$), sprawdzić doświadczalnie niezmienniczość słabych oddziaływań względem transformacji odwrócenia czasu itd.

W przybliżeniu ξ przyjmujemy punktowy ładunek jądra (a więc pomijamy efekt skończonych rozmiarów jądra), w rozwinięciu radialnej funkcji falowej elektronu natomiast zaniedbujemy człony rzędu $(\alpha Z)^2$. Bhalla i Rose [36, 37] obliczyli funkcje falowe uwzględniając skończone rozmiary jądra atomowego. Na ogół efekt skończonych rozmiarów jądra maleje z malejącym Z i rosnącym momentem pędu. Porównanie rezultatów doświadczalnych z wynikami teoretycznymi na poszczególne obserwacje dla przybliżenia ξ oraz dla przypadku, gdy uwzględniamy skończone rozmiary jądra, pozwala określić granice stosowalności poszczególnych przybliżeń, wymaga jednak uzyskania dokładności pomiarów w okolicy 1%. Dyskutowane tu pomiary wymagają dużych aktywności właściwych, cienkich źródeł (0,1 mg/cm²), ich małej średnicy (3—4 mm), rozpad musi być ($F-F$) i prosty (brak konkurencyjnego rozpadu o znacznym natężeniu w obszarze badanych energii), niezbyt duża energia kwantu γ w kaskadzie, niezbyt krótki okres połowicznego zaniku (kilka dni), itp. Powody te sprawiają, że tych ważnych pomiarów dla teorii rozpadu β i jądra atomowego nie jest zbyt wiele. Tymczasem jest pożądane, aby pomiary tych samych obserwacji dla tych samych izotopów były wykonane przez kilka laboratoriów w celu zdobycia pewności, że uzyskane wyniki doświadczalne są wartościowe.

Literatura

- [1] H. A. Tolhoek, Rev. Mod. Phys., **28**, 277 (1956).
- [2] L. A. Page, Rev. Mod. Phys., **31**, 759 (1959).
- [3] F. Boehm, A. H. Wapstra, Phys. Rev. **109**, 456 (1958).
- [4] R. M. Steffen, Phys. Rev., **115**, 980 (1959).

- [5] A. A. Pietuszkow, I. W. Estulin, *Ž. eksp. teor. Fiz.* **40**, 72 (1961).
- [6] D. B. Beard, M. E. Rose, *Phys. Rev.*, **108**, 164 (1957).
- [7] M. Goldhaber, L. Grodzins, A. W. Sunyar, *Phys. Rev.*, **106**, 826, (1957)
- [8] P. Lipnik, J. P. Deutsch, L. Grenasc, P. C. Macq, *Nuclear Phys.*, **30**, 312 (1962).
- [9] R. M. Steffen, *Phys. Rev.*, **118**, 763, 1960.
- [10] M. Bernardini, P. Brovetto, S. D. Benedetti, S. Ferroni, *Nuovo Cimento*, **7**, 416 (1958).
- [11] H. Frauenfelder: *The Mössbauer Effect*, W. A. Benjamin, New York, 1962.
- [12] N. F. Mott, H. S. W. Massey: *Theory of Atomic Collisions*, Oxford Univ. Press, II-nd edition, 1963.
- [13] A. M. Bincer, *Phys. Rev.*, **107**, 1434 (1957).
- [14] H. Schopper, S. Gaster, *Nuclear Phys.*, **6**, 125 (1958).
- [15] H. Frauenfelder, A. O. Hanson, N. Levine, A. Rossi, G. D. Pasquali, *Phys. Rev.*, **107**, 643, (1957).
- [16] J. S. Geiger, G. T. Ewan, R. L. Graham, R. D. MacKenzie, *Phys. Rev.*, **107**, 643 (1957).
- [17] R. Rączka, A. Rączka, *Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. math. astron. phys.*, **6**, 463 (1958).
- [18] J. D. Ullman, H. Frauenfelder, H. J. Lipkin, A. Rossi, *Phys. Rev.*, **133**, 536 (1961).
- [19] L. C. L. Yuan, C. S. Wu (editors), *Nuclear Physics*, Part B, Academic Press, London, 1963.
- [20] P. E. Cavanagh, J. F. Turner, C. F. Coleman, G. A. Gard, B. M. Ridley, *Phil. Mag.* **21**, 1105 (1957).
- [21] R. Sosnowski, Z. Wilhelmi, J. Wojtkowska, *Nuclear Phys.*, **26**, 280 (1961).
- [22] A. J. Alikhanov, G. P. Eliseyev, V. A. Lubimov, B. V. Ershler, *Nuclear Phys.*, **5**, 588 (1958).
- [23] A. De-Shalit, S. Kuperman, H. J. Lipkin, T. Rothen, *Phys. Rev.*, **107**, 1459 (1957), *Rev.*, **109**, 223 (1958).
- [24] A. J. Alikhanov, G. P. Eliseyev, V. A. Lubimov, *Nuclear Phys.*, **7**, 655 (1958).
- [25] P. E. Spiwak, L. A. Mikaelian, J. E. Kutikov, V. F. Apalin, J. J. Lukaszewicz, G. W. Smirow, *Ž. eksper. teor. Fiz.*, **41**, 1064 (1961).
- [26] D. Bogdan, *Nuclear Phys.*, **32**, 853 (1962).
- [27] C. A. Alexander R. M. Steffen, *Phys. Rev.*, **128**, 1783 (1962); *Phys. Rev.*, **124**, 150, (1961). *Phys. Rev. Letters*, **9**, (6), A12 (1962).
- [28] H. J. Fischbeck, W. M. Greenberg, R. W. Newsome, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, ser. II, **9**, 114, (1964).
- [29] S. K. Bhattacharjee, S. K. Mitra, *Phys. Rev.*, **131**, 2611, (1963).
- [30] W. P. Rudakow, *Izv. A. N. ZSRR, ser. fiz.*, **24**, 1124 (1960).
- [31] A. A. Pietruszkow, I. W. Estulin *Ž. eksp. teor. Fiz.*, **42**, 1167 (1962).
- [32] I. W. Estulin, A. A. Pietuskhov, *Nuclear Phys.*, **36**, 334 (1962).
- [33] R. M. Singru, R. M. Steffen, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, ser. II, **9**, 8 (1964).
- [34] M. Subotowicz, *Investigation of matrix elements in La-140*, (1964), *Atomki Közlemenyek (Wegry)*, **7**, 3, (1965).
- [35] P. Lipnik, J. W. Sunier, *Nuclear Matrix Elements in First Forbidden Transition*, (1964), preprint.
- [36] C. P. Bhalla, M. E. Rose, *Phys. Rev.*, **128**, 774 (1962).
- [37] C. P. Bhalla, M. E. Rose, Oak Ridge National Lab. Rep., ORNL — 3207, 1961 (nieopublikowane).

Roman Mierzecki

Katedra Optyki
Instytutu Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego
Warszawa

Stymulowane rozproszenie ramanowskie

1. Wstęp

Dwa lata temu dr L. Gabla zastanawiał się w zakończeniu swego artykułu o laserach [1], czy urządzenie to robi podobną karierę, jak inne wynalazki naszego wieku. Okres, który upłynął od tego czasu niedwuznacznie rozstrzygnął tę wątpliwość, a o przeróżnych zastosowaniach lasera pisze nawet prasa codzienna. Celem niniejszego artykułu jest przedstawienie stanu badań doświadczalnych i teoretycznych nad odmianą zjawiska Ramana uzyskaną przez rozproszenie światła lasera w różnych substancjach. Publikacje wyników doświadczalnych ukazujące się w krótkich odstępach czasu i pochodzące z różnych laboratoriów nie zawsze zawierają wyniki ze sobą zgodne. W jeszcze większym stopniu dotyczy to prac teoretycznych. Stan przedstawiony w niniejszym artykule opiera się na materiałach publikowanych, dostępnych w Polsce do września 1964 roku.

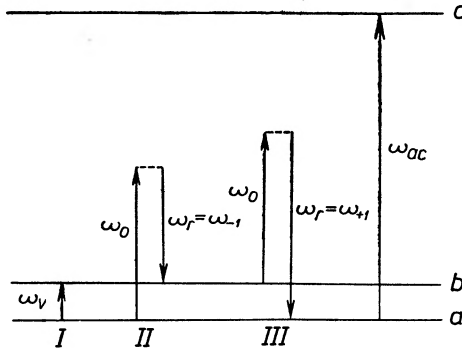
Normalne zjawisko Ramana traktować można jako rozproszenie fotonów świetlnej fali na oscylacjach i rotacjach molekuł ośrodka rozpraszającego. Wskutek tego oddziaływania w polu padającej fali znika pewna ilość fotonów o częstości ω_0 ¹, a pojawia się równa im ilość fotonów o częstościach $\omega_{-1} = \omega_0 - \omega_v$ (stokesowska linia ramanowska) i $\omega_{+1} = \omega_0 + \omega_v$ ² (antystokesowska linia ramanowska).

Zgodnie z modelem kwantowym wyobrażamy sobie, że w czasie rozproszenia stokesowskiego molekuła pod wpływem promieniowania o częstości ω_0

¹ W pracach teoretycznych ramanowskich autorzy posługują się częstościami tzw. fresnelowskimi ω , których jednostką jest herc (liczba cykli na sekundę). W pracach doświadczalnych częstości wyraża się na ogół w liczbach falowych ν określających liczbę fal o określonej długości, w próżni, która zmieści się na odcinku jednego centymetra (jednostka: $\text{cm}^{-1} = \text{K}$ (kajzer)). Stosunek tych dwu jednostek częstości ω/ν jest równy prędkości światła w próżni c . Sposób oznaczania częstości fresnelowskich i liczb falowych nie jest taki sam u różnych autorów. W artykule niniejszym jednolicie stosować będziemy powyższe oznaczenia.

² W artykule niniejszym wszystkie wielkości odnoszące się do światła padającego oznaczać będziemy przez znacznik „o”, wielkości odnoszące się do rozproszenia ramanowskiego — przez znacznik „r”, a w szczególności do rozproszenia stokesowskiego — przez znacznik „-l”, a do antystokesowskiego — przez „+l”; natomiast znacznik „v” odnosi się do oscylacji (wibracji) wewnątrzmolekularnych

przechodzi ze stanu podstawowego a do stanu wzbudzonego b poprzez rzeczywisty stan c . W czasie tego przejścia absorbuje ona kwant $h\omega_0$ i emituje kwant $h\omega_{-1}$, mimo że $\omega_0 \neq \omega_{ac}$, a $\omega_{-1} \neq \omega_{bc}$. Analogicznie wyobrażamy sobie, że w czasie rozproszenia antystokesowskiego molekula przechodzi ze stanu wzbudzonego b do stanu podstawowego a poprzez stan c absorbując kwant $h\omega_0$ i emitując kwant $h\omega_{+1}$ (rys. 1). Aby więc pojawiło się promieniowanie antystokesowskie pewna liczba molekuł musi znajdować się w stanie wzbudzonym b .



Rys. 1. Schemat przejść zmieniających stan molekuly; I) absorpcja w podczerwieni, II rozproszenie ramanowskie stokesowskie III) rozproszenie ramanowskie antystokesowskie

Liczba rodzajów oscylacji, na których może nastąpić rozproszenie zależy od ilości N atomów w molekule, jej stopnia symetrii, a też od reguł wyboru związanych z symetrią drgań. Największa ich liczba wynosi $3N-6$. Oprócz fononów oscylacji, odpowiadających podstawowym drganiom, w rozproszeniu mogą też brać udział fonony o wyższych częstotliwościach harmonicznych, których pojawianie jest związane z anharmonicznością drgania molekuly. Częstotliwość drugiego drgania harmonicznego $\nu_{2v} = 2\nu_v - x$ jest wskutek anharmoniczności x mniejsza od dwukrotnej częstotliwości podstawowej ν_v .

Liczba fotonów N_r rozproszonych na oscylacjach w czasie t , która odpowiada prawdopodobieństwu przejścia w tym czasie molekuly ze stanu a do stanu b lub odwrotnie jest według Placzeka [2] proporcjonalna do wyrażenia

$$N_r \sim V \varrho_0 \int \left(\frac{h\omega_r^3}{c^3} + \varrho_r \right) |\alpha_v|^2 \frac{\sin^2 \pi(\omega_v + \omega_0 - \omega_r)t}{(\omega_v + \omega_0 - \omega_r)^2} d\omega_r, \quad (1)$$

gdzie V jest objętością substancji rozpraszającej, ϱ oznacza gęstość promieniowania, α_v — polaryzowalność molekuly wobec drgania v , a $d\omega$ związane jest z szerokością linii rozproszonej. ω_v jest ujemne, gdy molekula przechodzi ze stanu a do stanu b , a dodatnie — gdy od b do a . Jak widać z ostatniego członu wzoru (1) ilość rozproszonych fotonów wykazuje ostre maksimum rezonansowe wokół częstotliwości rozproszonej $\omega_r = \omega_0 + \omega_v$. Całka tego członu po $d\omega_r$ ma wartość stałą równą $\pi^2 t$. Iloczyn ilości rozproszonych fotonów N_r i energii pojedynczego fotonu $h\omega_r$ daje natężenie odpowiedniej linii ramanowskiej.

Szerokość najwęższych linii ramanowskich wynosi ok. 1—2 cm^{-1} , np. dla dwusiarczku węgla lub benzenu (3), a dochodzi w niektórych przypadkach nawet do kilkudziesięciu odwrotnych centymetrów. Na pozorną szerokość obserwowaną wpływa też szerokość linii wzbudzającej.

Ponieważ fonony różnych molekuł nie muszą mieć zgodnych faz, fotony rozproszone na nich również nie są spójne i nie mogą ze sobą interferować. Rozważając rozkład kątowy rozproszenia wydzielamy część izotropową i anizotropową [2]. Po uśrednieniu, uwzględniając różne orientacje molekuł względem kierunku rozchodzenia się oraz drgań fali padającej, otrzymujemy zależność natężenia światła rozproszonego od kąta φ między kierunkiem rozpatrywanym a kierunkiem fali wzbudzającej. Dla światła wzbudzającego naturalnego otrzymujemy wyrażenie [4]

$$I = I(\pi/2)(1 + C \cos^2\varphi), \quad C = \frac{1 - \rho}{1 + \rho}, \quad (2)$$

gdzie $I(\pi/2)$ oznacza natężenie światła rozproszonego pod kątem prostym, a w tym wzorze ρ jest stopniem depolaryzacji linii dla światła naturalnego. Jeżeli światło padające jest spolaryzowane liniowo, otrzymujemy zależność od kąta θ między kierunkiem jego polaryzacji a kierunkiem badanym światła rozproszonego [5]

$$I = I(\pi/2)(1 - C' \cos^2\theta), \quad C' = \frac{1 - \rho'}{1 + \rho'} \quad (3)$$

gdzie ρ' jest stopniem depolaryzacji linii rozproszonej, dla światła wzbudzającego liniowo spolaryzowanego. Wyrażenia (2) i (3) dotyczą uśrednionych wartości dla pojedynczej molekuly. Ponieważ rozproszenie ramanowskie jest niespójne, określają one również rozkład kątowy światła rozproszonego przez zespół molekuł. Gdy światło wzbudzające jest więc spolaryzowane liniowo, rozproszenie ma jednakowe natężenie we wszystkich kierunkach leżących w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku jego polaryzacji i dla ramanowskich linii spolaryzowanych ($\rho' = 0$) spada do zera w kierunku do niej równoległym. Gdy światło wzbudzające jest światłem naturalnym, linie ramanowskie spolaryzowane ($\rho = 0$) będą miały w kierunku prostopadłym dwukrotnie mniejsze natężenie niż w kierunku równoległym do biegu wiązki pierwotnej.

Wzory (2) i (3) są słuszne dla poszczególnych molekuł również wtedy, gdy rozpatrujemy rozpraszanie światła bez wpływu ich oscylacji, tzn. bez zmiany długości fali (rozproszenie rayleighowskie). W tym przypadku światło rozproszone jest jednak spójne i wskutek interferencji wiązek pochodzących od różnych molekuł wzmacnia się znacznie w kierunku biegu wiązki wzbudzającej, a wygasza w kierunku doń prostopadłym. W kierunku prostopadłym możemy je jednak obserwować wskutek fluktuacji gęstości i orientacji molekuł [6]. Natężenie jego zależy od wielkości tych fluktuacji. Natężenie rozproszenia rayleighowskiego jest pod kątem prostym co najmniej sto razy słabsze, niż natężenia światła przechodzącego wprost przez substancję rozpraszającą. Dlatego badania zwykłego zjawiska Ramana prowadzi się normalnie w kie-

runku prostopadłym do kierunku padania światła wzbudzającego. Nawet jednak i wtedy linie ramanowskie są około 1000 razy słabsze od linii rayleighowskich.

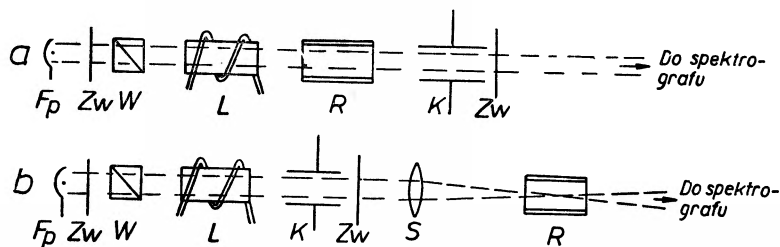
Aby uzyskać jak najsilniejsze linie ramanowskie badacze starają się stosować źródła światła o jak największej gęstości promieniowania ρ_0 , tzn. o jak największym natężeniu linii wzbudzających, przy czym, aby linie te jak najmniej zniekształcały kontur linii ramanowskich, pożądanym jest, by były one możliwie monochromatyczne. Nic więc dziwnego, że wkrótce po odkryciu laserów dających linie bardzo silne i bardzo monochromatyczne zaczęto się zastanawiać nad możliwościami zastosowania ich do wzbudzania widma Ramana [7]. Równocześnie sądzono, że substancja modulująca światło lasera częstością drgań swych molekuł może stać się źródłem silnego monochromatycznego promieniowania, którego długość fali będzie zależeć od doboru lasera i substancji rozpraszającej [8]. Z drugiej strony Javan [9] już w roku 1958 wykazał analogię działania laserów do generacji spójnego rozproszenia ramanowskiego.

2. Prace doświadczalne

Mimo istnienia omówionych wyżej przesłanek stymulowane zjawisko Ramana odkryto przypadkowo. W roku 1962 Woodbury i Ng związani z Hughes Aircraft Company w Kalifornii [10] badali widmo laserów rubinowych o wielkim impulsie (*giant pulse laser*), przy czym w celu okresowego pogorszenia dobroci układu rezonansowego stosowali komórkę Kerra wypełnioną nitrobenzenem. W widmie tego układu stwierdzili obok linii lasera o długości 6943 Å obecność silnej linii 7670 Å. Różnica liczb falowych tych dwu linii jest równa częstości najsilniejszej linii ramanowskiej nitrobenzenu.

Obserwacja ta wzbudziła duże zainteresowanie i spowodowała, że kilka ośrodków podjęło badania w tym kierunku. Przede wszystkim kontynuowano je i rozszerzono w laboratoriach badawczych związanych z Towarzystwem lotniczym Hughesa. Szczególnie zajęto się udowodnieniem, że obserwacji tych nie można wyjaśnić fluorescencją [11]—[14], [35], nitrobenzen a także inne związki aromatyczne mają bowiem pasmo absorpcyjne bliskie częstości promieniowania lasera. Stwierdzono jednak, że analogiczne rozproszenie zachodzi w cykloheksanie i sześciodeuterowanym benzenie C_6D_6 , których pasma absorpcyjne leżą tak daleko, że nie istnieje możliwość fluorescencji. Ponadto badania rozproszenia w różnych cieczach i kryształach podjęto w Massachusetts Institute of Technology, częściowo wspólnie z kanadyjską National Research Council [15], [16], [17], w laboratorium naukowym Ford Motor Company [18], [19], a ostatnio w Instytucie Fizyki Akademii Nauk Związku Radzieckiego [20]. Opisany powyżej układ doświadczalny zastosowano jedynie w jednej pracy [15], w innych zaś substancją czynną w komórce Kerra był nie dający własnego widma ortofosforan jednopotasowy KH_2PO_4 (tzw. *KDP*). Naczyńko z substancją rozpraszającą umieszczano bądź we wnęce rezonansowej lasera [11], [12], [14]

(rys. 2 a), bądź też światło wychodzące z normalnego lasera rubinowego skupiano za pomocą soczewki na substancji rozpraszającej [13], [16], [17], [18], [19] (rys. 2 b). W czasie pomiarów natężeniowych umieszczano na ogół poza laserem dodatkowy fotopowielacz rejestrujący natężenie nierozproszonego impulsu laserowego. Badania światła rozproszonego prowadzone były za pomocą spektrografów siatkowych o dużej dyspersji, czasem, dla badania pojedynczych linii, stosowano etalony Fabry Perot. Źródłem światła był zawsze impulsowy laser rubinowy wysyłający promieniowanie o długości fali $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ i częstości $\nu = 14\,404 \text{ cm}^{-1}$.



Rys. 2. Schematy układów do badania stymulowanego zjawiska Ramana Fp — fotopowielacz, Zw — zwierciadła płaskorównoległe półprzezroczyste, W — pryzmat polaryzujący Wolastona, L — laser z lampką błyskową, R — naczyńko ramanowskie, K — komórka Kerrą, S — soczewka skupiająca

Większość prac dotyczyła rozproszenia w cieczech. Były to ciecze organiczne i niektóre skroplone gazy. Z ciał krystalicznych badano jedynie kalcyt, kwarc i siarkę [13], [17], a jedną zaledwie pracę poświęcono rozproszeniom w gazowym wodorze, deuterze i metanie [19].

Różni badacze zwracali uwagę na różne przejawy zjawiska stymulowanego rozproszenia ramanowskiego. Niektóre z ich wyników stały się potem podstawą hipotez wyjaśniających jego mechanizm. Przed omówieniem tych hipotez postaramy się zebrać i usystematyzować wyniki doświadczalne zwracając uwagę na różnice między właściwościami stymulowanego i normalnego zjawiska Ramana. Możemy więc wyróżnić dziewięć podstawowych właściwości:

1. Gdy iloczyn z natężenia oświetlenia materiału rozpraszającego przez światło padające z lasera i długości drogi światła w tym materiale przekracza pewną wartość progową, różną dla różnych substancji, natężenie linii ramanowskich obserwowanych w kierunku rozchodzenia się światła lasera gwałtownie rośnie. Dla warstw cieczy o grubości 0,2—10 cm osiągnano wartości progowe, gdy natężenie oświetlenia przekraczało 100—10 MW/cm², a długość impulsu wynosiła 30 nanosekund. Warstwy gazu badane pod ciśnieniem kilkadziesiąt atmosfer miały grubość 15 cm, zaś warstwy krystalicznego diamentu — 0,3 cm, a kalcytu — 3—10 cm.

2. Po przekroczeniu progu rozproszenie ramanowskie staje się spójne. Wniosek ten wynika z pracy Javana [9] i niektórych późniejszych prac teoretycznych. Na tej podstawie łatwo wytłumaczyć różne właściwości rozproszenia stymulowanego. Spójność rozproszonego światła do tego stopnia nie ulega

wątpliwości, że w żadnej pracy doświadczalnej nie ma nawet wzmianki o jej sprawdzaniu.

3. W widmie światła rozproszonego przez daną substancję pojawia się na ogół tylko jedna (rzadziej dwie) linia odpowiadająca najsilniejszej linii ramanowskiej. Porównanie jakościowe warunków progowych dla różnych substancji [16] wskazuje, że próg jest tym niższy, im w normalnym zjawisku Ramana linia ma większe natężenie całkowite i mniejszą szerokość. Wynika stąd, że wielkość progu zależy od natężenia linii w maksimum, a zatem decyduje maksymalne natężenie promieniowania o ściśle określonej częstotliwości. W normalnym zjawisku Ramana stosunek natężeń całkowitych najsilniejszych linii dwusiarczku węgla, benzenu i czterochlorku węgla wynosi 5:4:1, zaś stosunek szerokości połówkowych tych linii — 1,0:2,5:2,0. Pośród tych trzech substancji najniższy próg stymulowanego zjawiska Ramana zaobserwowano dla CS_2 , a najwyższy dla CCl_4 . Ilościowe badanie tej zależności przeprowadził ostatnio Suszczynskij ze współpracownikami [20], ale, jak wynika z tych badań, choć pewna zależność progu od ilorazu natężenia całkowitego i szerokości linii istnieje, nie jest ona prostą proporcjonalną. Ponadto w trakcie tych badań stwierdzono, że bardzo silna i ostra linia styrenu nie występuje w widmie rozproszenia stymulowanego, mimo że zauważono w nim linię słabszą i szerszą.

4. Równocześnie z pojawianiem się linii stokesowskich o częstotliwości $\nu_{-1} = \nu_0 - \nu_v$ pojawiają się linie antystokesowskie o częstotliwości $\nu_{+1} = \nu_0 + \nu_v$, nawet w niskich temperaturach, gdy brak molekuł w stanie wzbudzonym. Ponadto można zauważyć także linie przesunięte o dokładne wielokrotności częstotliwości ramanowskich $\nu_{-n} = \nu_0 - n\nu_v$ i $\nu_{+n} = \nu_0 + n\nu_v$ bez wpływu anharmoniczności. Np. w przypadku ciekłego tlenu i azotu zaobserwowano odpowiednio przesunięcia 1552,0 i 2326,6 cm^{-1} oraz ich podwójne i potrójne przesunięcia z dokładnością do 0,05 cm^{-1} . Anharmoniczności zaś dla tych substancji wynoszą odpowiednio 24 i 29 cm^{-1} ; są zatem znacznie większe niż błędy pomiaru [16]. Pojawianie się tych wielokrotnych przesunięć nie ma zatem związku z anharmonicznością drgań w przeciwieństwie do występowania wyższych harmonicznych w normalnym przebiegu zjawiska. W przypadku styrenu zaobserwowano przesunięcia odpowiadające dwóm częstotliwościom podstawowym $\nu' = 999 \text{ cm}^{-1}$ i $\nu'' = 1626 \text{ cm}^{-1}$ oraz ich kombinacjom $2\nu' - \nu''$, $\nu' - \nu''$, $2\nu' - 2\nu''$, $3\nu' - \nu''$, $2\nu' - \nu'' - \nu'$, $\nu' + \nu''$, oraz $3\nu'$ [14].

5. Natężenie linii ramanowskich rozproszonych w cieczy w kierunku zgodnym z kierunkiem padania światła lasera wynosi 1—10% natężenia światła wzbudzającego, a w przypadku nitrobenzenu dochodzi nawet do 33% [10, 11]. Badania rozproszenia w gazowym H_2 [19] wykazały, że

natężenie pierwszej linii stokesowskiej o częstotliwości $\nu_{-1} = \nu_0 - \nu_v = 10251 \text{ cm}^{-1}$ wynosi 25%

natężenie drugiej linii stokesowskiej o częstotliwości $\nu_{-2} = \nu_0 - 2\nu_v \cong 6000 \text{ cm}^{-1}$ wynosi 0,3%

natężenie pierwszej linii antystokesowskiej o częstotliwości $\nu_{+1} = \nu_0 + \nu_v = 18559 \text{ cm}^{-1}$ wynosi 2%

natężenie drugiej linii antystokesowskiej o częstości $\nu_{+2} = \nu_0 + 2\nu_v = 22714 \text{ cm}^{-1}$ wynosi 2%

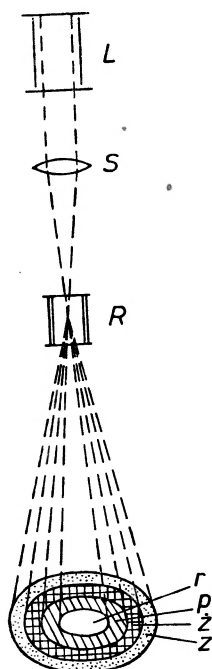
natężenie trzeciej linii antystokesowskiej o częstości $\nu_{+3} = \nu_0 + 3\nu_v = 26869 \text{ cm}^{-1}$ wynosi 0,2%.

W miarę podwyższania natężenia światła lasera po przekroczeniu progu natężenie pierwszej linii stokesowskiej ν_{-1} w stosunku do natężenia linii wzbudzającej prawie nie ulegało zmianie, rosły natomiast względne natężenia pozostałych linii ramanowskich. W pierwszych pracach z naczynkiem umieszczonym w komorze rezonansowej w ogóle nie zaobserwowano linii antystokesowskich [10], [11]. Później jednak szczegółowo badano linie antystokesowskie nitrobenzenu umieszczonego w komórce Kerra [15].

6. Szerokość linii ramanowskich znacznie się zmniejsza po przekroczeniu progu. Dla linii stokesowskiej benzenu wynosi ona $0,5 \text{ cm}^{-1}$, jest zatem ok. pięciokrotnie zwężona w porównaniu ze zwykłym zjawiskiem Ramana. Linia antystokesowska zwęża się aż pięćdziesięciokrotnie i jej szerokość wynosi zaledwie $0,05 \text{ cm}^{-1}$ [16].

7. Interesujące wyniki dało badanie rozproszenia w mieszaninach ciekłych. Gdy do umieszczonego w komórce Kerra nitrobenzenu dodawano innych substancji, można było na ogół zaobserwować tylko linie nitrobenzenu. Jedynie w przypadku dodania benzenu, znacznie silniejsze było widmo dodanej substancji [12]. W widmie mieszaniny benzenu i acetonu umieszczonych w komorze rezonansowej dla niektórych stężeń pewne linie stawały się dubletami. Stoicheff [16] porównał widmo otrzymane po przejściu światła lasera przez dwa naczynia, z których jedno wypełnione było benzenem, a drugie dwusiarczkiem węgla, z widmem światła rozproszonego przez roztwór równych ilości tych dwu substancji. W pierwszym przypadku bez względu na kolejność naczyniek zauważono silne widmo CS_2 , słabsze C_6H_6 , wielokrotności odpowiednich częstości ramanowskich i tylko kilka słabych linii odpowiadających sumom częstości obu substancji. Gdy światło było rozpraszane przez roztwór linie benzenu dominowały, a ponadto zaobserwowano siedem nowych linii, które odpowiadały sumom i różnicom przesunięć ramanowskich dwu różnych składników.

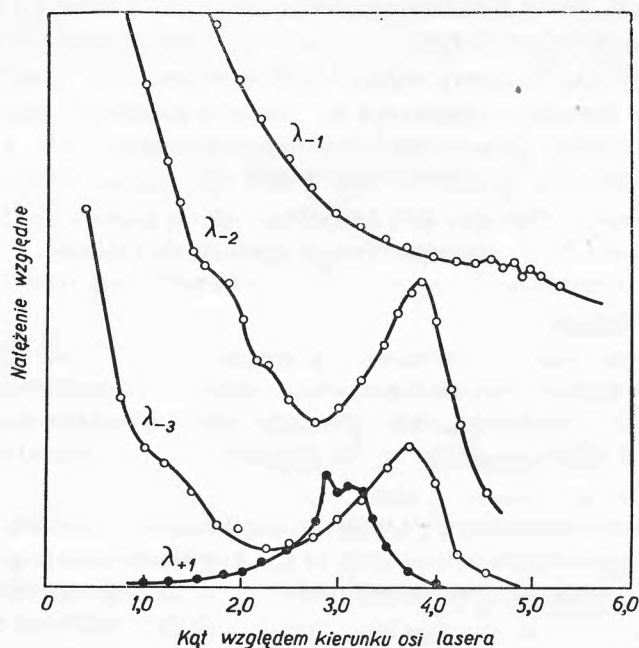
8. Zagadnienie rozkładu kąтового rozproszonego promieniowania laserowego było poruszone po raz pierwszy przez Terhunego, który przedstawił na zebraniu Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego barwną fotografię tego rozproszenia [18]. Terhune skupił światło lasera rubinowego za pomocą soczewki o ogniskowej 30 cm na naczynku zawierającym benzen i fotografował światło rozproszone bez użycia przyrządu spektralnego. Wokół środkowej plamy rubinowej, w której prócz nierozproszonego światła lasera skupione też były niewidoczne podczerwone wiązki stokesowskie, można obserwować kolejne pierścienie: pomarańczowy, żółty i zielony odpowiadające antystokesowskiemu przesunięciu o $\nu'_v = 990 \text{ cm}^{-1}$, jego wielokrotnościom oraz przesunięciu o $\nu''_v = 3060 \text{ cm}^{-1}$ (rys. 3). Szczegółowe badania rozkładu kąтового przeprowadzili Zeiger i współpracownicy [15]. Umieszczali oni nitrobenzen w komórce Kerra



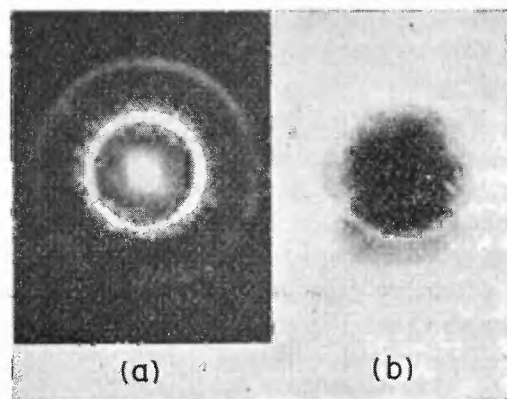
Rys. 3. Schemat doświadczenia Terhunego [18]. *L* — laser, *S* — soczewka, *R* — naczynko ramanowskie z benzenem. W barwnej plamie *r* — środkowy krąg rubinowy, *p* — pierścień pomarańczowy, *z* — żółty, *z* — zielony

i za pomocą spektrometru i fotopowielacza mierzyli natężenie linii ramanowskich odchylonych pod różnymi kątami od kierunku biegu wiązki lasera. Pomiarzy ich wykazały, że pierwsza linia stokesowska posiada największe natężenie w kierunku zgodnym z kierunkiem wiązki lasera i staje się ono znikomo małe pod kątem 5° do tego kierunku. Pierwsza linia stokesowska rozchodzi się zatem wyraźnie w jednym tylko kierunku. Wyższe linie stokesowskie mają również największe natężenie wzdłuż osi lasera, ale ponadto mają niewielkie maksimum pod kątem ok. 4° (rys. 4). Linie antystokesowskie w kierunku rozchodzenia się światła lasera w ogóle zanikają, natężenie ich wykazuje natomiast maksimum pod kątem 1° — 3° , zależnie od substancji [15], [16]. Z pomiarów tych wynika ponadto, że wiązki ramanowskie światła rozproszonego są wiązkami prawie równoległymi i mają rozbieżność nie większą niż rozbieżność wzbudzającej wiązki laserowej.

Badania rozkładu kątego promieniowania laserowego rozproszonego w kryształach kalcytu przeprowadzili Chiao i Stoicheff [17]. Stosują oni układ doświadczalny podobny jak Terhune, a za pomocą odpowiednich filtrów uzyskują fotografie pożądaných obszarów widmowych. Gdy wiązka padała prostopadle do ściany kryształu, otrzymano dla częstości antystokesowskich ostre pierścienie o ściśle określonej średnicy, zaś dla częstości stokesowskich rozmytą plamę, na brzegu której można zauważyć wąski pierścień absorbowa-



Rys. 4. Rozkład kątowy rozproszenia ramanowskiego w nitrobenzenie (Zeiger i współpr. [15]). λ_{-1} — pierwsza linia stokesowska 765 nm, λ_{-2} — druga linia stokesowska 853 nm, λ_{-3} — trzecia linia stokesowska 964 nm, λ_{+1} — pierwsza linia antystokesowska 635 nm. Natężenie linii antystokesowskiej jest na rysunku powiększone w stosunku do linii stokesowskich



Rys. 5. Stymulowane rozproszenie ramanowskie w kalcycie dla częstości $\nu_0 = 1058,6 \text{ cm}^{-1}$; a) obraz emisji antystokesowskiej (autor nie wyjaśnia, czy plama środkowa pochodzi od światła lasera, czy też ma inną częstość), b) obraz emisji pierwszej linii stokesowskiej (negatyw); wyraźny pierścień wyabsorbowany w pobliżu krawędzi (z pracy Chiao i Stoicheffa [17])

nego promieniowania (rys. 5). W cieczech Stoicheff obserwował również ciemne linie na tle pasm antystokesowskich [16], [39]. Tego rodzaju absorpcji nie wykrył Zeiger i współpracownicy, a, jak zobaczymy, odgrywają one dużą rolę w teorii stymulowanego zjawiska Ramana.

Średnica pierścieni obserwowanych przez Chiao i Stoicheffa zależała oczywiście od odległości błony fotograficznej od powierzchni kryształu. Mierząc średnice pierścieni dla różnych odległości i ekstrapolując otrzymane proste przekonali się, że proste te przecinają się na osi kryształu w jednym punkcie, który odpowiada źródłu promieniowania ramanowskiego. Gdy światło lasera było skupiane wewnątrz kryształu, ten punkt skupienia stawał się źródłem promieniowania ramanowskiego, gdy znajdował się on poza kryształem, źródłem tego promieniowania była powierzchnia wyjściowa kryształu.

Warto jednak zaznaczyć, że wniosek ten podkreśla rolę punktowego źródła światła ramanowskiego.

W pracy [17] autorzy zwrócili też uwagę, że rozwartość stożków antystokesowskich zmniejsza się w miarę wydłużania ogniskowej skupiającej światło lasera na materiale rozpraszającym. Próbuja oni wytłumaczyć to wpływem charakteru fali padającej i sądzą, że dla fali płaskiej kąty są mniejsze niż dla fali kulistej.

9. Oddziaływanie rotacji molekuł na stymulowane zjawisko Ramana nie jest dotychczas wyjaśnione. Stoicheff [16] na podstawie widm ciekłego wodoru sądzi, że obserwowane pasmo jest gałęzią Q ($\Delta J = 0$) przejścia oscylacyjnego³. Struktura rotacyjna nie odgrywałaby więc żadnej roli. Terhune i współpracownicy [19] interpretując widmo gazowego wodoru również odnoszą je jedynie do gałęzi Q (1), tzn. przejścia $v = 0 \rightarrow v = 1$, $J = 1 \rightarrow J = 1$. Przeprowadzili jednak dla deuteru obliczenia teoretyczne, z których wynikało, że w zależności od temperatury powinny wystąpić linie odpowiadające pasmu $Q(0)$ lub $Q(2)$, a także mogłaby pojawić się linia $S(0)$, tzn. przejście $v = 0 \rightarrow v = 1$, $J = 0 \rightarrow J = 2$. Interpretacja widma gazowego deuteru nie potwierdza jednak tych przewidywań. Zaobserwowane linie przypisują autorzy również przejściom $Q(1)$, a częstość jednej linii $\nu = 17\,218\text{ cm}^{-1}$ opisują jako częstość złożoną $\nu_0 + \nu_{Q(1)} - \nu_{S_0(0)}$. Nie mogą też oni znaleźć wytłumaczenia dla pojawienia się linii częstości $\nu_r = 17\,305\text{ cm}^{-1}$, dla której z pewnymi zastrzeżeniami proponują interpretację $\nu_0 + \nu_{Q(1)} - \frac{1}{2}\nu_{S_0(0)}$. W tym przypadku wpływ pasm rotacyjnych byłby wyraźny.

Zatem zjawisko stymulowanego rozproszenia ramanowskiego różni się bardzo od zwykłego rozproszenia ramanowskiego. Główne różnice są następujące: rozproszenie stymulowane jest spójne w przeciwieństwie do zwykłego; natężenie linii ramanowskich może nawet osiągnąć jedną trzecią natężenia promieniowania wzbudzającego; szerokość linii ramanowskich znacznie się zwięża; pojawiają się dokładne wielokrotności podstawowych przesunięć ramanowskich; promieniowanie ramanowskie zwykle wysyłane jest we wszystkie strony, promieniowanie stymulowane — w postaci wąskich wiązek o rozwartości kilku stopni — promieniowanie antystokesowskie tworzy powierzchnie stożkowe o niewielkiej grubości.

³ Wodór jest jedyną substancją, dla której obserwowano w fazie ciekłej oddzielne linie struktury rotacyjnej linii oscylacyjnej w normalnym zjawisku Ramana.

Warto też zwrócić uwagę, że w widmie światła lasera rozproszonego pod kątem prostym obserwujemy pełne widmo ramanowskie o niezwęzonych liniach i stosunku natężeń zbliżonym do normalnego [37], [38].

3. Prace teoretyczne

3.1. Prace teoretyczne półklasyczne

Pierwsze hipotezy teoretyczne próbujące uzasadnić zaobserwowane różnice między stymulowanym a zwykłym zjawiskiem Ramana można już znaleźć w pierwszych pracach doświadczalnych donoszących o odkryciu nowego zjawiska. Mają one raczej charakter opisowy, sugerują takie czy inne mechanizmy rozproszenia. Równocześnie pojawiają się prace teoretyczne, których autorzy bądź na podstawie pojęć półklasycznych, bądź na podstawie pojęć kwantowych starają się uzasadnić słuszność proponowanego przez nich przebiegu rozproszenia. Niektóre prace mają charakter opisów matematycznych zjawisk, inne sugerują ten lub inny model fizyczny rozproszenia stymulowanego. Poszczególne autorzy prac teoretycznych starają się wyjaśnić różne przejawy rozproszenia stymulowanego. Zestawiając jednak przedstawione przez nich hipotezy można dostrzec pewne rozbieżności, których nie usuwa porównanie z posiadanymi obecnie danymi doświadczalnymi.

Główną przyczyną różnic między zwykłym a stymulowanym zjawiskiem Ramana jest duże natężenie E_0 pola elektrycznego fali wzbudzającej. Wskutek tego odgrywają rolę nieliniowe zależności właściwości elektrycznych molekuł i zbudowanej z nich substancji. Widzieliśmy z wzoru (1), że podstawowe znaczenie dla natężenia linii ramanowskiej ma polaryzowalność molekuly α . Przyjmujemy zwykle, że jest ona niezależna od pola elektrycznego, w którym molekula się znajduje. Polaryzowalność związana jest bezpośrednio z makroskopową właściwością substancji — podatnością elektryczną $\chi = N\alpha/\epsilon_0$, gdzie N jest liczbą molekuł w jednostce objętości, a ϵ_0 — stałą dielektryczną próżni. Zgodnie z van Vleckem [21] podatność elektryczną przedstawić można w postaci szeregu potęgowego o parzystych potęgach E

$$\chi = \chi + \chi_1 E^2 + \chi_2 E^4 + \dots \quad (4)$$

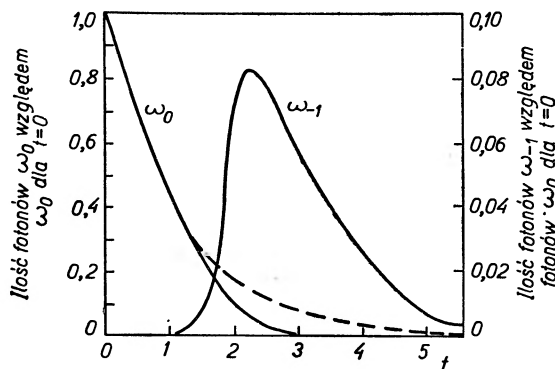
Im większe natężenie pola E , tym większą rolę odgrywają człony nieliniowe. Zgodnie z Townsem [22] wzrasta wtedy polaryzowalność molekuly, a w konsekwencji natężenie linii ramanowskich. Bloembergen [34] stwierdził, że gdy zaczynają odgrywać rolę takie nieliniowe właściwości optyczne, sprzęgają się działające na molekule pola promieniowania o różnych częstościach. Pola te stają się wtedy spójne. W tych warunkach możliwe jest przekazywanie energii od jednego pola do drugiego. Stymulowane rozproszenie ramanowskie jest szczególnym przypadkiem rozważań Bloembergena, gdy sprzężone pola mają częstości ω_0 , ω_r i ω_0 . Polem wzmacnianym jest pole o częstości ω_r .

Omówione powyżej tłumaczenie ma jednak charakter ogólnikowy. Pierwszą bardziej szczegółową teorię nowego zjawiska podał Hellwarth [23], [24], który jest również współautorem pierwszych prac doświadczalnych [11]. Teoria jego jest raczej matematycznym opisem zaobserwowanych zjawisk. Autor rozpatruje substancję rozpraszającą umieszczoną we wnęce rezonansowej interferometru Fabry Perot i poddaną działaniu pola elektrycznego o częstości ω_0 i częstości rozproszonej ω_{-1} . Szerokość laserowego pasma wzbudzającego jest mniejsza niż szerokość pasma ramanowskiego, która wynika z czynnika rezonansowego zawartego we wzorze (1). Autor rozważa prawdopodobieństwo w_0 , z jakim zanika foton o częstości ω_0 oraz w_r , z jakim z obszaru w rezonatorze zanika foton rozproszony ω_r . Każdemu zniknięciu fotonu ω_0 towarzyszy pojawienie się na jego miejsce fotonu ω_r i odwrotnie. Jeżeli $\omega_r < \omega_0$ nadmiar energii przekazywany jest oscylacjom wewnątrzcząsteczkowym substancji rozpraszającej. Gdy $\omega_r > \omega_0$, niedomiar energii uzupełniany jest z tych właśnie oscylacji. Prawdopodobieństwo „zamiany“ fotonów zależy od w_0/w_r stosunku zaniku w jednostce czasu obu rodzajów fotonów we wnęce rezonansowej, oraz od r -stosunku początkowego wzmocnienia promieniowania ramanowskiego do strat promieniowania wzbudzającego. Promieniowanie stymulowane narasta po czasie kilkakrotnie przewyższającym stałą czasu zaniku promieniowania wzbudzającego, a rozkład czasowy promieniowania jest różny dla różnych wartości stosunku w_r/w_0 . Wzory wyprowadzone przez Hellwartha pozwalają wyliczyć pierwotną liczbę fotonów o częstości ω_0 . Ponadto podał on zależność liczby fotonów o częstości ω_r od wzmocnienia i prawdopodobieństwa wzbudzenia molekuly. Z zależności tej można wnioskować, zgodnie z wynikami doświadczalnymi, że szerokość linii ramanowskiej stymulowanej zmniejsza się $1/f_{1/2} = [(\ln 2)/r]^{-1/2}$ razy w zależności od wartości r .

Autor stwierdza dalej, że z lasera możemy uzyskać wiązkę fotonów o gęstości $3 \times 10^{18}/\text{cm}^2$. Z nich, jak wykazało doświadczenie, zostaje rozproszone w czasie stymulowanego zjawiska Ramana 1—10%, a wyjątkowo dla nitrobenzenu 33%. Aby wykreślić zmianę ilości fotonów wzbudzających i rozproszonych z upływem czasu autor zakłada jednak, że rozpraszane są wszystkie padające fotony, oraz że straty są jednakowe dla obu rodzajów fotonów ($\omega_0/\omega_r = 1$). Z wykresu na rys. 6 widzimy, że ilość fotonów wzbudzających zanika początkowo wykładniczo. Zanik ten staje się gwałtowniejszy, gdy zaczyna narastać ilość fotonów rozproszonych, a gdy ilość tych ostatnich osiągnie maksimum i zacznie również zanikać wykładniczo, ilość fotonów wzbudzających maleje do zera.

Wyprowadzone przez siebie wzory Hellwarth zastosował do nitrobenzenu. Dla linii $\nu_0 = 1345 \text{ cm}^{-1}$ przyjął on maksymalną wartość prawdopodobieństwa przejścia na jednostkę liczby falowej, jednostkę objętości i steradian jako $2,3 \text{ cm}^{-2}$, średnicę wiązki lasera $0,12 \text{ cm}^2$, długość próbki rozpraszającej 5 cm , straty $w_0 = 10^8 \text{ sek}^{-1}$, i $w_{-1} = 3 \times 10^8 \text{ sek}^{-1}$. W tych warunkach najniższa liczba fotonów wzbudzających konieczna, by uzyskać 1% fotonów rozproszonych wynosiła $3,3 \times 10^{17}$ i miała energię $0,1 \text{ joula}$, a stosunek r miał wartość 38. Szerokość połówkowa zmniejszała się prawie siedmiokrotnie. Gdyby udało się

obniżyć straty dla obu promieniowań do $0,3 \times 10^8 \text{ sek}^{-1}$, to ilość rozproszonych fotonów ramanowskich wynosiłaby 50% ilości fotonów wzbudzających. Aby wywołać zjawisko stymulowanego rozproszenia wystarczyłoby $1,6 \times 10^{17}$ tych fotonów, a r wzrosłoby do 63, i jak łatwo wyliczyć, zwężenie linii byłoby wtedy dziesięciokrotne.



Rys. 6. Zmiana ilości fotonów o częstościach ω_0 i ω_{-1} w czasie w stosunku do ilości fotonów wzbudzających w chwili $t = 0$. Linia przerywaną zaznaczono przebieg zaniku fotonów wzbudzających, gdyby nie było rozproszenia ramanowskiego. (według Hellwartha [24])

Hellwarth zwraca też uwagę, że nawet, gdyby rozpraszana była cała liczba 3×10^{18} fotonów padająca z lasera na 1 cm^2 przekroju materiału rozpraszającego, to zaledwie jedna na 10 000 molekuł rozpraszaliby światło ramanowskie i zostawałaby wzbudzona. Można zatem przyjąć, że materiał rozpraszający pozostaje przez cały czas w równowadze termodynamicznej.

W rozważaniach Hellwartha żadnej roli nie odgrywa spójność promieniowania laserowego, zaś spójność promieniowania ramanowskiego jest wynikiem działania wnęki rezonansowej, nie zaś z samego mechanizmu rozpraszania. Hellwarth stwierdza nawet, że promieniowanie wzbudzające nie musi być spójne i skolimowane, a mimo to może pojawić się spójne promieniowanie ramanowskie [24], [35].

Teoria Hellwartha tłumaczy powstawanie linii stokesowskich i antystokesowskich w taki sam sposób. Można również na jej podstawie wyjaśnić pojawianie się przesunięć wielokrotnych. Odnosi się jednak wyłącznie do substancji rozpraszającej umieszczonej wewnątrz wnęki rezonansowej i do światła rozproszonego rozchodzącego się wzdłuż osi tej wnęki. Jak widzieliśmy nie uwzględnia ona też ani spójności, ani stopnia kolimacji światła wzbudzającego. Doświadczenie wykazało tymczasem, że wielokrotne przesunięcia stokesowskie mają drugie maksimum w kierunku odchylonym pod pewnym kątem do kierunku osi wnęki, a natężenie linii antystokesowskich w kierunku równoległym do tej osi wynosi zero. Nie więc dziwnego, że późniejsze teorie [15], [22], [25] zajęły się właśnie tymi zagadnieniami.

Townes i wspł. [22] podkreślają, że siła, jaką oscylujące pole elektryczne oddziałuje na molekułę jest proporcjonalna do kwadratu natężenia tego pola.

W rozpatrywanym przypadku pole to składa się z pól o częstościach ω_0 i ω_r . Te pola składowe to pole samej fali wzbudzającej oraz pole tej fali zmodylowanej przez częstości własne molekuł substancji rozpraszającej. Dla wyjaśnienia wzmocnienia promieniowania rozproszonego odpowiadającej pierwszej linii stokesowskiej wystarczy przyjąć, że pole E składa się tylko z dwu pól E_0 i E_r o częstościach odpowiednio ω_0 i ω_r , wektorach falowych \mathbf{k}_0 i \mathbf{k}_r , oraz różnicy faz φ_{-1} (dla momentu $t = 0$ i w punkcie początkowym układu odniesienia $\mathbf{r} = 0$).

$$\mathbf{E} = (\mathbf{E}_0)_0 \cos(\omega_0 t - \mathbf{k}_0 \mathbf{r}) + (\mathbf{E}_r)_0 \cos(\omega_r t - \mathbf{k}_r \mathbf{r} + \varphi_r). \quad (5)$$

Wektor falowy \mathbf{k} związany jest z pędem fotonu $\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}$, podobnie jak energia E z częstością $\omega E = \hbar \omega$. Dodawanie wektorów falowych jest więc równoznaczne z dodawaniem wektorów pędów. φ jest fazą drgania.

Wskutek przechodzenia fali elektromagnetycznej przez ośrodek rozpraszający ramanowsko czynny, fala ta ulega tłumieniu o stałą R . Równanie drgania będzie wtedy miało postać

$$x = \frac{f \mathbf{E}_0 \mathbf{E}_r}{R(\omega_0 - \omega_r)} \sin[(\omega_0 - \omega_r)t - (\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_r)\mathbf{r} - \varphi_r], \quad (6)$$

gdzie f jest stałą proporcjonalności.

Uśrednione w czasie t wzmocnienie określające stopień przekazania w tym czasie energii od pola E_0 do pola E_r można wyrazić przez

$$p_r = \left\langle \frac{d\mu}{dt} \mathbf{E}_r \right\rangle_t = - \left\langle \frac{d}{dt} \times \frac{d\alpha}{dx} \mathbf{E}_0 \mathbf{E}_r \right\rangle_t = \frac{f}{4R} \frac{d\alpha}{dx} \frac{\omega_r}{\omega_0 - \omega_r} (\mathbf{E}_0 \mathbf{E}_r)^2. \quad (7)$$

Dla linii stokesowskich, gdy $\omega_0 > \omega_r = \omega_{-1}$, p_{-1} jest dodatnie i wzmacniane jest pole E_{-1} . Pole (5) nie tłumaczy natomiast pojawiania się linii antystokesowskich, ponieważ dla $\omega_0 < \omega_r = \omega_{+1}$ p obliczone z wzoru (7) ma wartość ujemną i pole o częstości antystokesowskiej zostaje osłabiane. Z równania (6) wynika, że oscylacje mają określoną fazę, a więc są spójne, ale, jak to zobaczymy później, ich wektor falowy $\mathbf{k}_v = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_{-1}$ może mieć różne kierunki. Rozproszenie stokesowskie przez pojedynczą molekułę, nie ma więc wyróżnionego kierunku.

Aby uzyskać wzmocnienie częstości antystokesowskiej autorzy rozważają pole złożone z trzech składowych

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{-1} + \mathbf{E}_{+1} = (\mathbf{E}_0)_0 \cos(\omega_0 t - \mathbf{k}_0 \mathbf{r}) + \\ + (\mathbf{E}_{-1})_0 \cos(\omega_{-1} t - \mathbf{k}_{-1} \mathbf{r} + \varphi_{-1}) + (\mathbf{E}_{+1})_0 \cos(\omega_{+1} t - \mathbf{k}_{+1} \mathbf{r} + \varphi_{+1}). \quad (8)$$

Podobne rozumowanie jak poprzednio prowadzi od wyrażenia na wzmocnienie pola E_{+1} , gdy istnieje już pole $E_{-1} > E_{+1}$

$$p_{+1} = \frac{f}{4R} \frac{d\alpha}{dx} \frac{\omega_{+1}}{\omega_{+1} - \omega_0} \{ -(\mathbf{E}_0 \mathbf{E}_{+1})^2 - (\mathbf{E}_0 \mathbf{E}_{+1})(\mathbf{E}_0 \mathbf{E}_{-1}) \times \\ \times \cos[(2\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_{-1} - \mathbf{k}_{+1}) + \varphi_{-1} + \varphi_{+1}] \} \quad (9)$$

Zdaniem autorów wyrażenie to może być większe od zera, to znaczy wzmocniona być może częstość antystokesowska, gdy wektory falowe spełnią równanie

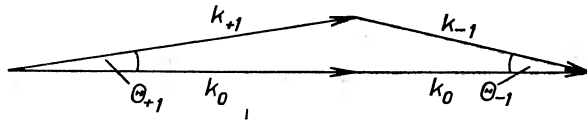
$$2\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_{-1} - \mathbf{k}_{+1} = 0 \quad (10)$$

przedstawione na rys. 7, a $\cos(\varphi_{-1} + \varphi_{+1}) < 0$.

A zatem w powstawaniu fotonu antystokesowskiego musi również brać udział foton stokesowski.

Z powyższych równań autorzy wysnuwają następujące wnioski:

1. Promieniowanie stokesowskie ω_{-1} rozproszone przez pojedynczą molekułę rozchodzić się może izotropowo. Jego natężenie w zależności od kąta zmienia się zgodnie ze wzorem (3). Pamiętać jednak ponadto należy, że wiązki



Rys. 7. Równoważenie się wektorów falowych w czasie powstawania rozproszenia antystokesowskiego (według Townesa i współpr. [22] i Terhunego [18])

rozpraszane pod różnymi kątami względem osi próbki wzmacniane są jedynie tak długo póki znajdują się w polu wiązki wzbudzającej \mathbf{E}_0 . Najsilniej zatem w sumie wzmacnia się rozproszenie w kierunku osi próbki, w kierunku rozchodzenia się pola \mathbf{E}_0 .

2. Wektor falowy \mathbf{k}_{+1} promieniowania antystokesowskiego musi spełniać równanie (10), nie może więc rozchodzić się równoległe do \mathbf{k}_0 , lecz pod kątem θ_{+1} określonym przez

$$\theta_{+1}^2 = \frac{1}{n_0} \delta \frac{\omega_{-1}}{\omega_{+1}} \left\{ n_{-1} - n_{+1} + \frac{\omega_v}{\omega_0} [(n_0 - n_{-1}) + (n_0 - n_{+1})] \right\}. \quad (11)$$

zaś kąt, pod którym rozchodzi się oddziałujący z nim foton stokesowski o pedzie hk_{-1} , wynika z wyrażenia

$$\theta_{-1}^2 = \theta_{+1}^2 \left(\frac{\omega_{+1}}{\omega_{-1}} \right)^2 = \frac{1}{n_0} \delta \frac{\omega_{+1}}{\omega_{-1}} \left\{ n_{-1} - n_{+1} + \frac{\omega_v}{\omega_0} [(n_0 - n_{-1}) + (n_0 - n_{+1})] \right\}. \quad (12)$$

We wzorach (11) i (12) n_0 , n_{-1} i n_{+1} oznaczają współczynniki załamania dla częstości odpowiadających ω_0 , ω_{-1} , ω_{+1} . Gdybyśmy je znali, można by obliczyć odpowiednie kąty. Chociaż istnieje dość dobra zgodność wyników doświadczalnych z tymi wzorami [14] dodatkowa trudność wynika z faktu, że współczynnik załamania zależy od natężenia padającego światła. W promieniach lasera o mocy 1 MW rośnie on o około jeden promille [19].

3. Promieniowanie antystokesowskie nie powstaje, zwykle gdy materiał rozpraszający umieści się w komorze rezonansowej, ponieważ wtedy wektory falowe \mathbf{k}_{+1} musiałyby być równoległe do \mathbf{k}_0 i nie mogłyby spełnić równania (10). Wniosek ten nie zawsze jest jednak słuszny, ponieważ kilka miesięcy później

ogłoszono wyniki badań linii antystokesowskich nitrobenzenu umieszczonego w komórce Kerra, [15] jak to już było powyżej omówione.

4. Wzmacnianie pola \mathbf{E}_{-2} odbywa się w sposób analogiczny jak wzmacnianie pola \mathbf{E}_{-1} , przy czym jego wielkość jest proporcjonalna do $\mathbf{E}_{-1}^2 \mathbf{E}_{-2}^2$. Pole o częstotliwości ω_{-2} może ponadto powstać przez modulację pola o częstotliwości ω_{-1} przez oscylację wartości stałej dielektrycznej wywołaną obecnością pól o częstotliwościach ω_0 i ω_{-1} . W tym przypadku wektory falowe tych fotonów muszą spełniać równanie

$$\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_{-1} = \mathbf{k}'_{-1} - \mathbf{k}_{-2}. \quad (13)$$

Wektory \mathbf{k}_1 i \mathbf{k}'_{-1} mogą być różnie skierowane. Równanie (13) zawierające wektor \mathbf{k}_{-2} określa kąt, pod którym obserwujemy dodatkowe maksimum natężenia linii stokesowskiej o podwojonym przesunięciu.

5. Podobnie może pojawić się pole o częstotliwości ω_{+2} przez modulację pola \mathbf{E}_{+1} , gdy spełnione jest równanie

$$\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_{-1} = \mathbf{k}_{+2} - \mathbf{k}_{+1}. \quad (14)$$

Kąt θ_{+2} , pod którym obserwować można odpowiednią linię, tzn. kąt między wektorami \mathbf{k}_0 i \mathbf{k}_{+2} jest około dwa razy większy niż kąt θ_{+1} . Badania rozproszenia w kryształach kalcytu [16] potwierdzają ten wniosek.

6. Wielokrotne rozproszenia stokesowskie i antystokesowskie mogą również tworzyć stożki skierowane w kierunku przeciwnym do biegu wiązki wzbudzającej, jednak ich natężenie powinno być słabsze niż stożków skierowanych ku przodowi. Dotychczas nie podejmowano prób sprawdzenia tego wniosku.

7. Autorzy stwierdzają, że choć w momencie początkowym można przyjąć, że pole \mathbf{E}_{-1} ma określone natężenie $(\mathbf{E}_{-1})_0$, zaś początkowe natężenie pola \mathbf{E}_{+1} wynosi zero, to po przejściu przez te pola warstwy substancji o grubości L , dla której wzmocnienie obu pól na jednostkę długości wynosi a , zaś współczynnik absorpcji b , ich natężenie staje się porównywalne, ponieważ

$$\mathbf{E}_{+1} = (\mathbf{E}_{-1})_0^{1/2} a L e^{-1/2 b L} \quad (15)$$

i

$$\mathbf{E}_{-1} = (\mathbf{E}_{-1})_0 (1/2 a L + 1) e^{-1/2 b L}, \quad (16)$$

a zwykle $1/2 a L > 1$, zaś $1/2 b L \ll 1$.

8. Gdy pola \mathbf{E}_0 i \mathbf{E}_{-1} mają moc rzędu 50 MW/cm^2 , wywołują spójne, równoległe drgania wewnątrzcząsteczkowe o amplitudzie rzędu 10^{-5} odległości międzyatomowych. Materiał powinien zatem rozszerzać się i kureczyć, co prawda nie z częstotliwością drgań wewnątrzcząsteczkowych ok. 10^{14} Hz , lecz z częstotliwością odpowiadającą częstotliwości impulsów lasera, tzn. ok. $3 \times 10^8 \text{ Hz}$. I ten wniosek nie był dotychczas sprawdzony doświadczalnie.

Autorzy próbują ponadto wyjaśnić obserwowane doświadczalnie wzmocnienie linii C_6H_6 w mieszaninie z CS_2 [16] przez wpływ oddziaływań dipolowych, które w odpowiednich warunkach wzmacniają drgania molekuly benzenu.

Warto zwrócić uwagę, że autorzy, którzy raczej matematycznie opisują zjawisko, traktują równanie (10) jako warunek pojawienia się stymulowanego

rozproszenia ramanowskiego. Co prawda obliczają na jego podstawie kąty stożków rozprożeń antystokesowskich i wielokrotnych rozprożeń stokesowskich, nie uważają go jednak za wyjaśnienie mechanizmu rozproszenia. Podobny warunek podał Terhune [18] w wykładzie wygłoszonym w Amerykańskim Towarzystwie Fizycznym⁴. Ten jednak autor konstruuje na jego podstawie czterofotonowy model powstawania stymulowanego zjawiska Ramana. W myśl tego modelu na miejsce dwu fotonów laserowych o wektorach falowych \mathbf{k}_0 pojawia się jeden foton stokesowski o wektorze \mathbf{k}_{-1} i jeden foton antystokesowski o wektorze \mathbf{k}_{+1} (rys. 7). Zeiger i współp. [15] zarzucają temu modelowi, że zupełnie pomija rolę substancji rozpraszającej w powstawaniu fotonów stokesowskich i antystokesowskich. Ponadto zgodnie z takim modelem powinno pojawić się pod kątem θ_{-1} , określonym równaniem (12) dodatkowe maksimum rozproszenia stokesowskiego o natężeniu równym rozproszeniu antystokesowskiemu. Badania doświadczalne zdecydowanie przeczą takiemu wnioskowi.

Zeiger podaje więc inną interpretację równania wektorów falowych [10]. Jego zdaniem proces powstawania linii antystokesowskich odbywa się w dwu stadiach. W pierwszym stadium powstają fonony wewnątrzcząsteczkowe, wskutek czego wektor falowy promieniowania lasera \mathbf{k}_0 rozkłada się na wektor falowy promieniowania stokesowskiego \mathbf{k}_{-1} i na wektor falowy fononu \mathbf{k}_v

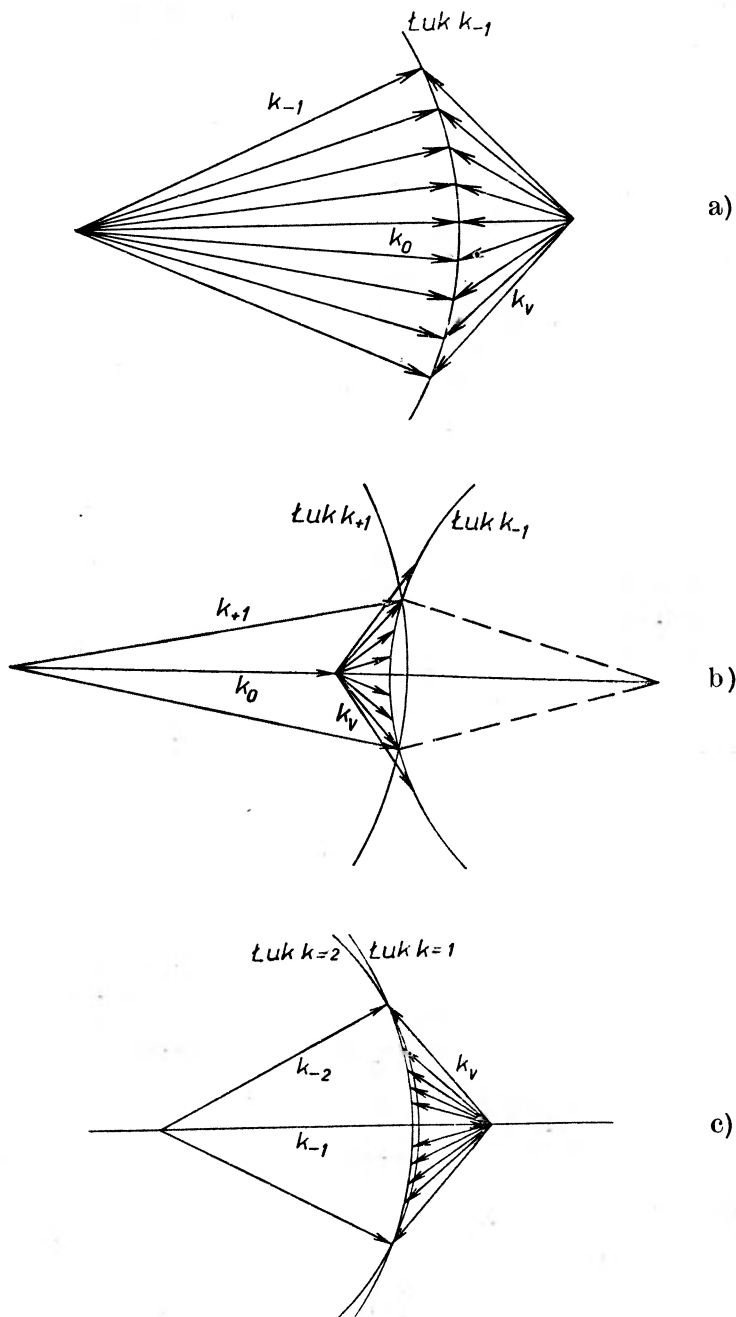
$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_{-1} + \mathbf{k}_v. \quad (17)$$

Wektor \mathbf{k}_v odpowiada drganiom wewnątrzcząsteczkowym substancji rozpraszającej, czyli w modelu drgań kryształu podanym przez Brillouina oraz przez Mandelsztama odpowiada optycznej gałęzi drgań. Dla częstości równych częstości drgań własnych wewnątrzcząsteczkowych wielkość wektora falowego fononu praktycznie nie zależy od częstości [27], a zatem wektory falowe drgań wewnątrzcząsteczkowych o tej samej częstości, tzn. odpowiadające temu samemu drganiu normalnemu mogą mieć różne wartości bezwzględne. Wartość bezwzględna wektora falowego fononu o danej częstości jest natomiast ściśle określona i — dla prędkości rozchodzenia się fali fotonowej stałej w ośrodku ciekłym — proporcjonalna do częstości. Wobec tego równanie (17) odnosi się do wszystkich przypadków przedstawionych na rys. 8 a. Foton stokesowski mogą się więc rozchodzić w różnych kierunkach, powodując pojawienie się fononów o różnych wartościach pędów. Końce wektorów falowych tych fononów muszą leżeć na łuku o promieniu równym długości wektora falowego fotonu stokesowskiego.

Fonony wytworzone w pierwszym stadium biorą teraz udział w drugim stadium, które poprzez absorpcję fononu prowadzi do pojawienia się fotonu antystokesowskiego o wektorze falowym \mathbf{k}_{+1} .

$$\mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_v = \mathbf{k}_{+1}. \quad (18)$$

⁴ Tekst wykładu nie dotarł do Polski. Treść jego znana jest tylko z publikacji innych autorów [15], [17].



Rys. 8. Rozproszenie wielostopniowe fotonów na fononach wdg Zeigera i współpr. [15]. a) stadium pierwsze — pojawianie się fotonów stokesowskich k_{-1} i fononów k_0 . Końce wektorów k_0 i k_{-1} leżą na łuku o promieniu k_{-1} . b) Oddziaływanie fononów k_0 z fotonami k_0 — pojawiają się fotony antystokesowskie k_{+1} . Łuk k_{-1} i kierunki k_0 są odwrócone względem rys. 8a, dzięki czemu schemat 8b jest kinematycznie identyczny ze schematem 7. c) Oddziaływanie fononów k_0 powstałych w stadium pierwszym (rys. 8a) z fotonami stokesowskimi k_{-1} . Powstają fotony k_{-2}

Absorbowane mogą jednak być jedynie niektóre fonony spośród wytworzonych poprzednio, a mianowicie te, które mają odpowiednie fazy. Końce ich wektorów falowych leżeć muszą równocześnie na łuku o promieniu k_{-1} (odwróconym na rys. 8 b w porównaniu z rys. 8 a) i na łuku o promieniu k_{+1} . Na rys. 8 b są one oznaczone grubymi liniami. Na miejsce fononu o tak skierowanym wektorze falowym oraz jednego fotonu laserowego może pojawić się jeden foton antystokesowski o wektorze falowym k_{+1} , tzn. kierunku rozchodzenia się, skierowanym pod określonym kątem do kierunku wektora falowego fononu laserowego. Kinematycznie model czterofotonowy (rys. 7) jest równoważny rozproszeniu dwustopniowemu. Zestawienie odwróconego rys. 8 a i rys. 8 b da rys. 7, podobnie jak zsumowanie stronami wzorów (17) i (18) da wzór (10).

Fotony stokesowskie o podwójnym przesunięciu ω_{-2} powstać mogą zgodnie z teorią Hellwartha, która tłumaczy, dlaczego mają one największe natężenie w kierunku rozchodzenia się fali laserowej. Ponadto mogą one jednak pojawić się również jako wynik oddziaływania fotonu stokesowskiego o częstości ω_{-1} z fononem o częstości ω_v i o wektorach falowych spełniających równanie

$$\mathbf{k}_{-1} = \mathbf{k}_{-2} + \mathbf{k}_v. \quad (19)$$

Mamy tu więc do czynienia z powtórным rozproszeniem uprzednio rozproszonego fotonu stokesowskiego na wytworzonych już fononach. Podobnie jednak jak w czasie powstawania fotonów antystokesowskich, rozproszenie może nastąpić tylko na fononach, których końce wektorów leżą równocześnie na łukach o promieniach k_{-1} i k_{-2} (ryc. 8 c). Tylko wtedy oddziałujące fotony i fonony mają zgodne fazy. Te dodatkowo wytworzone fotony o częstościach ω_{-2} będą się więc rozchodziły pod określonymi kątami względem kierunku wektora stokesowskiego (a pamiętać należy, że znaczna ich część jest równoległa do osi próbki) i będą odpowiedzialne za dodatkowe maksimum wykryte doświadczalnie pod kątem kilku stopni (rys. 4).

W podobny sposób, przez wielostopniowe rozpraszanie na wytworzonych w pierwszym stadium fononach, tłumaczą autorzy pojawianie się linii stokesowskich i antystokesowskich o wielokrotnie przesuniętych częstościach. Na podstawie modelu fononowego jest zrozumiałe, że skoro raz zostanie przekroczony próg wzbudzenia stymulowanego zjawiska Ramana i pojawią się odpowiednie fonony, wraz z rozproszeniem stokesowskim o częstości ω_{-1} pojawiają się fotony stokesowskie o wielokrotnie przesuniętej częstości oraz różne fotony antystokesowskie.

Tłumaczenie fononowe nie wyjaśnia jednak dobrze absorpcji promieniowania stokesowskiego obserwowanego w kalcyicie [17]. Aby je wyjaśnić, Chiao i Stoicheff uogólniają równanie Townesa i współp. [22] i przedstawiają je w postaci

$$\mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_{n-1} = \mathbf{k}_{-1} + \mathbf{k}_n \quad (20)$$

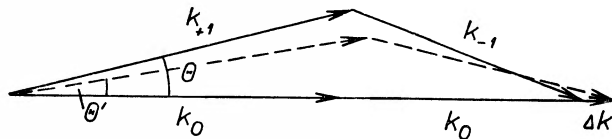
i

$$\mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_{-1} = \mathbf{k}_{+n-1} + \mathbf{k}_{-n}. \quad (21)$$

A zatem przez oddziaływanie fotonów laserowego i antystokesowskiego n -tego rzędu powstać może foton stokesowski pierwszego rzędu i foton antystokesowski rzędu o jeden większego (równanie 20), lub też z fotonu laserowego i fotonu stokesowskiego pierwszego rzędu powstaje foton stokesowski n -tego rzędu i foton antystokesowski rzędu o jeden mniejszego (równanie 21). Tłumaczenie to przewiduje więc, zniknięcie pewnej ilości fotonów stokesowskich pierwszego rzędu, by pojawiły się fotony rozproszone wyższych rzędów, a więc przewidują osłabienie natężenia rozproszenia o częstości ω_{-1} pod kątami wyznaczonymi przez równanie wektorowe (21). Kąty te, obliczone przez autorów, dość dobrze zgadzają się z ich wynikami doświadczalnymi.

Niektóre z omówionych wyżej poglądów i teorii spotykają się z krytyką innych badaczy. Bloembergen i Shen [25] rozważają skutki sprzężenia fali stokesowskiej o częstości ω_{-1} z fononem optycznym o częstości ω_0 , sprzężenia wywołanego przez falę światła lasera o częstości ω_0 . Wskazują oni, że przejawem tego sprzężenia jest znacznie silniejsze tłumienie fali fononowej niż fal świetlnych. Wzmocnienie fal stokesowskich wywołane tym sprzężeniem określone jest przez urojoną składową podatności elektrycznej χ''_{-1} , co jest zgodne z wynikami uzyskanymi przez tych samych autorów na drodze kwantowej [28]. Z rozważań swoich autorzy wnioskują, że promieniowanie stokesowskie powstawać może w kierunku przeciwnym do kierunku padania fali światła laserowego, ale rozproszenie to będzie słabsze.

Powstanie promieniowania antystokesowskiego tłumaczą autorzy jako wynik sprzężenia przez światło lasera trzech fal: fali fononów optycznych, fali stokesowskiej i fali antystokesowskiej. Silne tłumienie fali fononowej pozwala jednak rozpatrywać jedynie sprzężenie pomiędzy falami świetlnymi (fotonowymi). Wskutek tego omówiony powyżej mechanizm wielostopniowego rozproszenia ramanowskiego podany przez Zeigera i współp. [15] staje się identyczny z oddziaływaniem czterofotonowym Terhunego.



Rys. 9. Niezrównoważenie się pędów oddziałujących fotonów i fononów. (linia ciągła) oraz zrównoważenie się pędów (linia przerywana). $\cdot \mathbf{1k} = 2\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_{-1} - \mathbf{k}_{+1}$. Różnicę kątów $\theta - \theta'$ można określić z wyrażenia $\cos \theta - \cos \theta' = 1k'/2k_0$. Różnica ta na ogół wynosi 10^{-2} radiana. (według Bloembergena i Shena [25]).

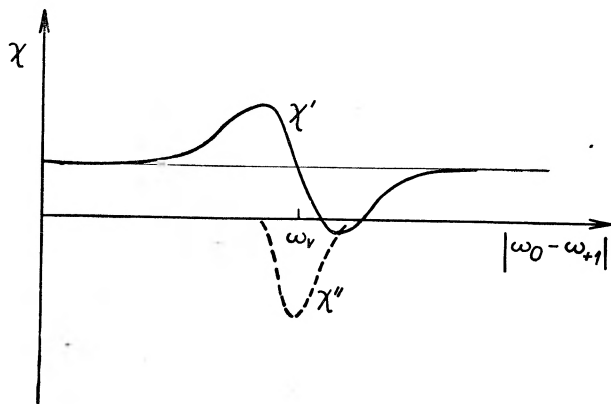
Na podstawie podanych powyżej założeń autorzy wyprowadzają równania zespolonych amplitud fal stokesowskich i antystokesowskich. Amplitudy te zależą od zespolonych podatności elektrycznych dla odpowiednich częstości ω_{-1} i ω_{+1} . Z równań tych wynika jednak również, że, aby fala mogła zostać wzmocniona, wektory falowe oddziałujących fotonów nie mogą się całkowicie

równoważyć, że musi istnieć pewna różnica pędów (*momentum mismatch*) (rys. 9) wyrażona przez równanie

$$2\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_{-1} - \mathbf{k}_{+1} = \Delta\mathbf{k} \neq 0. \quad (22)$$

Natomiast całkowitemu zrównoważeniu pędów (równanie 10) towarzyszy brak wzmocnienia. Na podstawie tego wniosku, sprzecznego jak widzimy z wnioskiem Townesa i wspłp. tłumaczą Bloembergen i Shen pojawianie się absorpcyjnych pierścieni w stożku stokesowskim.

Dla stożków antystokesowskich nie tylko nie równoważą się pędy fotonów, ale również częstość antystokesowska przesuwana się w stosunku do częstości $\omega_0 + \omega_v$. Autorzy wiążą to z wyprowadzonym przez siebie przebiegiem rzeczy-



Rys. 10. Przebieg wartości χ' i χ'' ($\chi = \chi' + i\chi''$) (według Bloembergena i Shena [25])

wistej składowej podatności elektrycznej, w której wydzielają część nie biorącą udziału w rezonansie dla częstości ω_v . Wskutek tego χ'_{+1} zeruje się dla częstości $\omega \neq \omega_v$. Ponieważ wartości składowej rzeczywistej również wpływają na natężenie linii antystokesowskiej, linia ta staje się niesymetryczna, a częstość jej maksimum — przesunięta (rys. 10).

Z wzorów Bloembergena i Shena na wzmocnienie fali antystokesowskiej w różnych odstępach $\Delta\omega$ od częstości $\omega_0 + \omega_v$ wynika, że 1) dla każdej różnicy pędów, która decyduje o kącie rozwartości stożka antystokesowskiego, można znaleźć maksymalne wzmocnienie dla określonej wartości $\Delta\omega$;

2) dla kierunku, któremu odpowiada $\Delta\mathbf{k} = 0$ fala antystokesowska nie jest wzmocniana;

3) natężenie fali antystokesowskiej ma największą wartość w kierunku zależnym od nieliniowej podatności elektrycznej i od natężenia wiązki lasera. W zależności tej dopatrują się autorzy przyczyny zmiany kątów stożków antystokesowskich w kalcycie [17] ze zmianą długości ogniskowej soczewki skupiającej, ponieważ im była ona krótsza, tym większe było natężenie wiązki w punkcie skupienia. Znaczenie zasadnicze ma zatem natężenie wiązki, a nie charakter fali, jak to sugerowali Chiao i Stoicheff.

4) W pewnych warunkach, gdy $\Delta k > 0$, a $\Delta \omega < 0$, mogą pojawić się w obrębie pasma antystokesowskiego ciemne linie dla częstości dla której $\chi_{+1} = 0$ ⁵.

5) Gdy różnica pędów jest duża, w kierunku równoległym do kierunku padania fali lasera może obok promieniowania stokesowskiego pojawić się również słabsze promieniowanie antystokesowskie. Wniosek ten nie znalazł dotychczas potwierdzenia doświadczalnego.

3.2. Prace teoretyczne kwantowe

Prace teoretyczne oparte na mechanice kwantowej stosują te same założenia dotyczące formy pola elektrycznego jak prace, których autorzy stosują metody półklasyczne. Ich wnioski nie idą dalej jak na razie niż wnioski prac półklasycznych, choć są zapewne bardziej „eleganckie“ i lepiej odpowiadają mechanizmowi samego zjawiska. Nie sądzę jednak, by bardziej szczegółowe ich porównywanie było ciekawe dla nie dość wprowadzonego czytelnika i dlatego ograniczę się tylko do naszkicowania głównych ich idei.

Jedną z pierwszych prób kwantowego ujęcia rozproszenia stymulowanego podali na Konferencji Elektroniki Kwantowej w Paryżu w lutym 1963 r. Zeiger i Tannewald [36]. Opierając się na kwantowych wzorach na rozproszenie analogicznych do wyrażeń Kramersa i Heisenberga obliczają oni dipolowe elektryczne przejścia drugiego rzędu zachodzące pod wpływem półpromieniowania o częstościach ω_0 i ω_r . Rozważając na tej podstawie warunki progowe wystąpienia rozproszenia stymulowanego dochodzą do wniosku, że ponieważ rozproszenie jest zjawiskiem dwufotonowym (równocześnie oddziałują ze sobą dwa fotony) efekt stymulowany może wystąpić bez odwrócenia obsadzeń poziomów, tak charakterystycznego w zwykłych procesach maserowych. Podobnie zatem jak Hellwarth, choć na podstawie innych przesłanek autorzy dochodzą do wniosku, że w czasie omawianego zjawiska układ znajduje się w równowadze termodynamicznej.

Na ogół jednak w pracach kwantowych autorzy podchodzą do zjawiska rozproszenia stymulowanego nieco z innego punktu widzenia. Rozpatrują oni przejścia pomiędzy dwoma poziomami molekuly z uwzględnieniem tłumienia fali rozchodzącej się w ośrodku czynnym ramanowsko (dającym rozproszenie ramanowskie). Tłumienie to prowadzi do procesów, w których jeden lub kilka fotonów jest pochłanianych lub emitowanych. Jest to zjawisko statystyczne związane z przypadkowym oddziaływaniem pół fotonów i fononów. Dlatego też w pracach kwantowych dotyczących zjawiska Ramana stosowany jest powszechnie formalizm macierzy gęstości stanów i gęstości przejść, a wyprowadzone wyrażenia określają, jak elementy tych macierzy zależą od częstości

⁵ Późniejsze doświadczenia Jonesa i Stoicheffa [39] wskazują, że wstępowanie ciemnych pasm antystokesowskich można zawsze uzyskać w odpowiednich warunkach doświadczalnych. Autorzy tłumaczą ich powstanie przez wymuszoną absorpcję częstości antystokesowskich, a widma takie nazywają odwróconymi widmami ramanowskimi. Nie obserwują jednak przy tym przesunięcia częstości przewidzianego przez Bloembergena i Shena

i natężenia przyłożonych lub wzbudzonych pól elektrycznych i mechanicznych. Z odpowiednimi elementami macierzy związane są podatności elektryczne materiału rozpraszającego oraz polaryzowalności molekuł.

Javan podał na letniej szkole im. Enrico Fermi w sierpniu 1963 r. tego rodzaju teorię kwantową [29], dostępną nam jednak jedynie w postaci streszczenia w zbiorczym artykule Zubowa, Suszczyńskiego i Szuwałowa [30]. Rozwiązując równania ruchu zawierające elementy macierzy gęstości Javan wykazał, że gdy przyłożone pole zawiera dwie częstotliwości ω_0 i ω_{-1} , takie, by ich różnica odpowiadała różnicy dwu rzeczywistych stanów molekuly, to przyrost mocy rozproszenia stymulowanego staje się proporcjonalny do urojonej składowej zespolonej podatności elektrycznej ośrodka, która jest proporcjonalna do kwadratu natężenia pola E_0^2 , kwadratów momentów przejść μ_0 i μ_{-1} oraz różnicy obsadzeń stanów niższego i wyższego. W konkretnym przypadku autor oblicza, że w ośrodku o współczynniku pochłaniania A , w polu wzbudzającym E_0 o mocy 1 MW (600 CGSE) i częstotliwości $\omega_0 = 10^{14}$ Hz, którego fotony zostają pochłaniane przez elektryczny moment dipolowy równy jednemu debyeowi, przyrost energii pola o częstotliwości ω_r wynosi około $\frac{\omega_r}{\omega_{ac}} \times A \times 10^{-6}$,

gdzie ω_{ac} odpowiada przejściu z poziomu podstawowego na wyższy, taki że $\omega_{ac} > \omega_0$ (p. rys. 1). W niskich temperaturach wszystkie molekuly znajdują się w stanie podstawowym a , ale wskutek oddziaływania pól o częstotliwościach ω_0 i ω_{-1} z materią pojawiają się człony zmieniające się z częstotliwością $2\omega_0 - \omega_{-1} = \omega_0 + (\omega_0 - \omega_{-1}) = \omega_0 + \omega_v = \omega_{+1}$. Pojawia się więc promieniowanie antystokesowskie, mimo że brak molekuł w stanie wzbudzonym b .

Już na wspomnianej Konferencji w lutym 1963 roku w Paryżu Bloembergen [34] opierając się na modelach rozproszenia Kramersa i Heisenberga oraz na równaniach Blocha dotyczących rezonansu magnetycznego oblicza elementy macierzy gęstości przejść pomiędzy dwoma poziomami molekuly pod wpływem pól elektrycznych o odpowiednich częstotliwościach. Wyprowadza on na tej podstawie ogólną teorię zjawisk maserowych i przejść parametrycznych, których szczególnym przypadkiem jest zjawisko stymulowanego rozproszenia ramanowskiego. Następnie wraz z Shenem [28] rozszerza tę teorię i wyprowadza rekurencyjne równania kolejnych przybliżeń pochodnych względem czasu elementów macierzy gęstości i zespolonych nieliniowych podatności elektrycznych molekuł zakłócanych przez padające lub wzbudzone fale elektryczne i akustyczne (mechaniczne). Dla układów trójpoziomowych (rys. 1) wyrażenie na pozadiagonalny element macierzy gęstości ρ_{ab} odpowiadający jednokrotnemu wzbudzeniu molekuly do pierwszego stanu oscylacyjnego b zawiera cztery człony, z których pierwszy związany jest z przejściem absorpcyjnym z poziomu a na poziom b , a drugi rozproszeniu ramanowskiemu. Człon ten staje się dominującym, gdy zachodzi rozproszenie ramanowskie, tzn. gdy $\omega_0 - \omega_{-1} = \omega_v$, $|\omega_0 - \omega_{-1}| > \Gamma_{bc}$ i $|\omega_{ac} - \omega_0| = |\omega_{bc} - \omega_{-1}| > \Gamma_{ab}$, (Γ_{ij} szerokość linii związana z przejściem $i \rightarrow j$). Prawdopodobieństwo przejścia ramanowskiego staje się wtedy większe niż prawdopodobieństwo bezpośredniej absorpcji z po-

ziomu a na poziom b . Ponieważ pole wzbudzające nie daje rezonansu z rzeczywistymi poziomami molekuly ($\omega_0 < \omega_{ac}$), obsadzenie stanów a , b , c odpowiada równowadze termodynamicznej. Takie były warunki pierwszego doświadczenia Woodburyego [10], [11].

E. Tang [31] stara się dać podbudowę kwantową mechaniczną pod półklasyczną teorię Townesa i wspłp. [22]. Rozpatruje on naprzód ośrodek o wymiarach liniowych dużych w porównaniu z odległościami międzycząsteczkowymi, lecz mały w porównaniu z długościami fal. W obrębie takiego ośrodka pole jest spójne i jednorodne. W tych warunkach za pomocą macierzy gęstości oblicza wyrażenie na średni indukowany moment dipolowy i podatności elektryczne. Bierze przy tym pod uwagę tylko równanie częstości (wpływ czynnika rezonansowego we wzorze). Następnie autor rozpatruje element objętości większy niż długość fali, lecz na tyle mały, by fazy i amplitudy drgań były na jego obszarze niezmiennie. Postępując podobnie jak poprzednio dochodzi do wniosku, że rozproszenia ramanowskie mogą zachodzić, gdy prócz równania częstości spełnione są równania wektorów falowych

$$\mathbf{k}_0 + \mathbf{k}'_0 - \mathbf{k}_{-1} - \mathbf{k}_{+1} = 0$$

$$\mathbf{k}_{-1} + \mathbf{k}'_{-1} - \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_{-2} = 0$$

i

$$\mathbf{k}_{+1} - \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_{-1} + \mathbf{k}_{+2} = 0 ,$$

analogiczne do warunków Townesa (równania 10 i 13) dla jedno i wielokrotnych rozprożeń ramanowskich. Wnioski te pozostają w sprzeczności z omawianą poprzednio pracą Bloembergena i Shena [25], ale autorzy nie znali wzajemnie swych prac, jak to wynika z dat przyjęcia ich do druku oraz dat publikacji.

Tangowi udało się ponadto uzasadnić na drodze kwantowej możliwość emisji i absorpcji kwantów stokesowskich i antystokesowskich. Przedstawia on mianowicie drganie obu tych fal w postaci trygonometrycznej i oblicza wartość średniej energii absorbowanej dla każdej długości fali $\langle P_{-1} \rangle$ i $\langle P_{+1} \rangle$. Zgodnie z jego wnioskami w przypadku rezonansu następuje absorpcja linii stokesowskich ($\langle P_{-1} \rangle \geq 0$), gdy $\pi/2 < \omega_{-1} + \omega_{+1} < 3\pi/2$, zaś emisja ($\langle P_{-1} \rangle \leq 0$), gdy $-\pi/2 < \omega_{-1} + \omega_{+1} < \pi/2$, natomiast linia antystokesowska jest absorbowana ($\langle P_{+1} \rangle \geq 0$), gdy $-\pi/2 < (\omega_{-1} + \omega_{+1}) < \pi/2$, zaś jest emitowana ($\langle P_{+1} \rangle \leq 0$), gdy $\pi/2 < (\omega_{-1} + \omega_{+1}) < 3\pi/2$.

Jak widzimy powyższe rozważania kwantowe lepiej objaśniają przebieg zjawisk, niż teorie półklasyczne, nie tłumaczą jednak większej ilości faktów, nie przewidują nowych przejawów zjawiska, a Bloembergen i Shen zapowiadają pracę, w której zamierzają dowieść równocześnie obu metod. W większości powyższych prac kwantowych nie widać roli spójności wzbudzonych drgań wewnątrzcząsteczkowych ośrodka. Nie można wysnuć z nich też wniosku o spójności światła rozpraszanego. Widzieliśmy natomiast, że rozproszenie pierwszej częstości stokesowskiej i główna część wielokrotnych rozprożeń stokesowskich powinny być izotropowe w płaszczyźnie prostopadłej do kie-

runku polaryzacji światła lasera. Dla linii odpowiadających drganiom symetrycznym, a więc tym obserwowanym właśnie w stymulowanym zjawisku Ramana, kierunek polaryzacji światła nie ulega bowiem zmianie w trakcie rozpraszania. Rozkład światła rozproszonego powinien być więc zgodny z wzorem (3). Całkowite natężenie rozproszonego przez poszczególne molekuly światła o częstości ω_{-1} powinno być zatem jednakowe we wszystkich kierunkach w płaszczyźnie, dla której $\theta = 0$. Jednak wskutek interferencji, której podlegać mogą jedynie wiązki spójne, podobnie jak w rozproszeniu rayleighowskim wzmacniane jest jedynie światło rozproszone wzdłuż kierunku padania światła wzbudzającego. Rozważania te są oczywiście istotne dla przypadku, gdy substancja rozpraszająca umieszczona jest poza wnęką rezonansową.

Spójność światła padającego uwzględnia jedynie w swoim modelu Tang. Wpływ tej spójności na przebieg zjawiska jest zupełnie zasadniczy. Dowodzą tego dwie, wykonane równocześnie prace, które omówimy na zakończenie.

4. Laser ramanowski wzbudzony lampą rtęciową

Praca Hellwartha [24], omówiona poprzednio nosi co prawda tytuł *Analysis of Stimulated Raman Scattering of Giant Laser Pulse*, ale jak to już zaznaczyliśmy autor nie korzysta w niej z żadnych cech światła laserowego. Rozważania jego są zatem słuszne dla każdego światła wzbudzającego o bardzo dużym natężeniu bez względu na jego spójność i stopień skolimowania, byle substancja rozpraszająca umieszczona była pomiędzy zwierciadłami interferometru Fabry Perot. Rozważania Hellwartha stosować można zatem również, gdy światło wzbudzające pochodzi z lampy rtęciowej.

Kwantowe podejście do tego zagadnienia znajdujemy jeszcze w pracy Placzeka z 1934 roku [2], a mianowicie we wzorze (1) zacytowanym na początku tego artykułu. Wyraz w nawiasie składa się w nim z dwu członów, z których pierwszy odpowiada rozproszeniu spontanicznemu, a drugi wymuszonemu. W dalszej części swej pracy Placzek ten drugi człon pomija, ponieważ w normalnych warunkach ϱ_r jest bardzo małe. G. Rivoire i R. Dupeyrat [32] zwrócili uwagę, że gdy uzyskamy bardzo dużą gęstość promieniowania stokesowskiego, np. przez umieszczenie materiału rozpraszającego w rezonatorze Fabry Perot, człon ten może uzyskać znaczenie decydujące i stać się powodem pojawienia się stymulowanego rozproszenia ramanowskiego. Jak wspominaliśmy, natężenie linii ramanowskiej o częstości ω_r wyrazić można iloczynem $N_r h \omega_r$. Stosunek więc natężenia linii stokesowskiej do odpowiadającej mu antystokesowskiej w przypadku normalnego zjawiska Ramana gdy można pominąć człon ϱ_r wynosi

$$\left(\frac{I_{+1}}{I_{-1}}\right)_{\text{spont}} = \left(\frac{\omega_{+1}}{\omega_{-1}}\right)^4 e^{-h\omega_r/kT}. \quad (24)$$

Czynnik wykładniczy pochodzi z obsadzenia stanów zgodnie ze statystyką Boltzmanna. W przypadku stymulowanego zjawiska Ramana, gdy na odwrót

promieniowanie wymuszone znacznie przeważa nad promieniowaniem spontanicznym i możemy pominąć człon z ω_r^3 , stosunek tych dwu linii określi równanie

$$\left(\frac{I_{+1}}{I_{-1}}\right)_{\text{stym}} = \left(\frac{\omega_{+1}}{\omega_{-1}}\right) \frac{\varrho_{+1}}{\varrho_{-1}} e^{-\hbar\omega_v/kT}. \quad (25)$$

ϱ staje się dostatecznie duże, by można było pominąć rozproszenia spontaniczne, dopiero po przekroczeniu pewnego progowego natężenia światła wzbudzającego, które autorzy obliczają na podstawie bilansu strat promieniowania wskutek odbicia i jego wzmocnienia w rezonatorze.

Równocześnie, a właściwie nieco wcześniej, analogiczne rozumowanie przeprowadził Becker [33], który bardzo dużą rolę przypisał fononom oscylacyjnym wzbudzonym w pierwszej fazie zjawiska. Przyjmuje on, że początkowo zwiększa się obsadzenie stanu b (rys. 1), które nawet może stać się większe niż obsadzenie stanu a . W tych warunkach we wzorach (24) i (25) należy przyjąć ujemną wartość dla temperatury T i linie antystokesowskie staną się silniejsze od linii stokesowskich. Chociaż założenie to jest sprzeczne z przytoczonymi powyżej wywodami kilku autorów, którzy udowadniali, że w przypadku stymulowanego rozproszenia ramanowskiego nie może jednak być mowy o odwróceniu obsadzeń poziomów a i b , Becker zaobserwował doświadczalnie linie antystokesowskie silniejsze od linii stokesowskich. Otoczył on niskociśnieniową spiralną lampą rtęciową z chłodzonymi ciekłymi elektrodami (lampa typu Toronto), cylinder z alfa kwarcu wycięty wzdłuż osi krystalograficznej, którego podstawy były optycznie płaskorównoległe. Dzięki zastosowaniu w obwodzie lampy kondensatorów o zmiennej pojemności energię jej impulsów zmieniać można było od 0,25 do 250 jouli i osiągnano w impulsie moc 20 MW. Światło rozproszone wzdłuż osi cylindra rozszczepiane było przez spektrograf i rejestrowane fotoelektrycznie. W tych warunkach Becker zauważył 70 linii antystokesowskich odpowiadających wszystkim znanym częstościom ramanowskim alfa kwarcu oraz dokładnym wielokrotnościami i sumom niektórych z nich. Różne linie antystokesowskie pojawiały się przy różnych natężeniach światła wzbudzającego, od których również zależało w silnym bardzo stopniu ich natężenie. Dotychczas istniejące teorie mają właściwie charakter hipotez; nie wyjaśniają one dostatecznie tego zjawiska.

5. Zakończenie

Brak dotychczas dostatecznych badań porównawczych nad stymulowanym zjawiskiem Ramana, wzbudzonym w tej samej substancji spójnym i skolimowanym światłem lasera oraz niespójnym i rozbieżnym światłem lampy rtęciowej o porównywalnych natężeniach. Wydaje się jednak, że podczas gdy wzbudzanie światłem lasera powoduje pojawienie się jednej, a najwyżej dwu podstawowych częstości ramanowskich, wzbudzenie światłem lampy rtęciowej pozwala uzyskać pełne widmo ramanowskie.

Żadna z wykonanych dotychczas prac teoretycznych nie uzasadnia tej różnicy, z żadnej nie wynika, by w stymulowanym zjawisku Ramana wzbudzonym światłem lasera musiały pojawiać się jedynie niektóre linie ramanowskie. Możliwe, że w toku dalszych badań uda się i w drodze wzbudzenia laserowego uzyskać więcej przesunięć ramanowskich. Dotychczasowe prace starały się głównie wyjaśnić zagadnienie wielokrotnego rozpraszania przejawiającego się wielokrotnymi przesunięciami ramanowskimi bez wpływu anharmoniczności oraz problem pojawiania się i natężenia linii antystokesowskich wobec braku dostatecznej ilości molekuł w stanie wzbudzonym. Wiele problemów nie zostało jednak wyjaśnionych ani doświadczalnie, ani teoretycznie. Np. niejasne jest zagadnienie progu wzbudzenia. Badania Stoicheffa podkreślają rolę dużego lokalnego natężenia światła o ściśle określonej długości fali. Inne badania temu jednak przeczą. Również prace teoretyczne nie zawsze są ze sobą zgodne. Niejasne jest np. zagadnienie równoważenia się pędów fotonów.

Nie mamy jeszcze jasnego obrazu procesów prowadzących do zjawiska stymulowanego rozproszenia ramanowskiego, czas zaś przynosi odkrycia coraz nowych jego właściwości i coraz nowe teorie, które je tłumaczą. Mimo to już w obecnym stanie badań można stosować to zjawisko do uzyskiwania silnych skolimowanych wiązek spójnego promieniowania o różnych częstościach.

Uzupełnienie dostane w korekcie

C. L. Tang i T. F. Deutsch w pracy ogłoszonej ostatnio w *Physical Review* **138**, A1, (1965) starają się wyjaśnić rozbieżności poglądów na temat równoważenia się pędów fotonów, na które zwrócono uwagę w powyższym artykule. Autorzy dowodzą, że gdy rozpatrujemy zespolone wartości pędów fotonów rozproszonych, uwzględniając wpływ wzajemnych oddziaływań silnych pól elektromagnetycznych na te wartości, to pędy zawsze się równoważą. Zastrzeżenia Bloembergera i Shena były jednak słuszne, ponieważ większość badaczy oddziaływań tych nie uwzględniała. Takie natomiast pędy fotonów nie równoważą się.

Literatura

- [1] L. Gabla, *Postępy Fizyki* **13**, 395 (1962).
- [2] G. Placzek, *Handbuch der Radiologie*, Band VI, Leipzig 1934.
- [3] R. Mierzecki, N. I. Rezaev, *Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys. (Poland)* **5**, 643 (1957).
- [4] I. I. Kondilenko, P. A. Korotko, N. L. Strizhevski, *Opt. i Spektr.*, **8**, 471 (1960); **11**, 169 (Y1961).
- [5] J. Cabanne, *La diffusion moléculaire de la lumière*, Paris 1929.
- [6] M. Smoluchowski, *Ann. Phys. (Germany)*, **25**, 205 (1908).
- [7] H. W. Thompson, *wiadomość prywatna*.
- [8] R. G. Brewer, *J. Appl. Phys.*, **33**, 1606 (1962).
- [9] A. Javan, *J. Phys. Radium.*, **19**, 806 (1958).
- [10] E. J. Woodbury, W. R. Ng, *Proc. IRE*, **50**, 2367 (1962).
- [11] G. Eckhardt, R. W. Hellwarth, F. J. McCluney, S. E. Schwarz, D. Weiner, E. J. Woodbury, *Phys. Rev. Letters*, **9**, 455 (1962).
- [12] M. Geller, D. P. Bortfeld, W. R. Sooy, *Appl. Phys. Letters*, **3**, 36 (1963).
- [13] G. Eckhardt, D. P. Bortfeld, M. Geller, *Appl. Phys. Letters*, **3**, 137 (1963).

- [14] D. P. Bortfeld, M. Geller, G. Eckhardt, J. Chem. Phys., **40**, 1770 (1964).
- [15] M. J. Zeiger, P. E. Tannenwald, S. Kern, R. Herendeen, Phys. Rev. Letters., **11**, 419 (1963).
- [16] B. P. Stoicheff, Phys. Letters., **7**, 186 (1963).
- [17] R. Chiao, B. P. Stoicheff, Phys. Rev. Letters, **12**, 290 (1964).
- [18] R. W. Terhune, Bull. Amer. Phys. Soc. **8**, 359 (1963); patrz Schawlow, Scientific American (1963). Usp. Fiz. Nauk, **87**, 745 (1963).
- [19] R. W. Mink, R. W. Terhune, W. G. Rado, Appl. Phys. Letters, **3**, 181 (1963).
- [20] W. A. Zubow, M. M. Šuščynskij, J. K. Šuvalov, Zh. eksper. fiz. (USSR) **47**, 784 (1964).
- [21] J. H. v. Vleck, *The Theory of Electric and Magnetic Susceptibilities*, Oxford 1952.
- [22] E. Gamire F. Pandarese, C. H. Townes, Phys. Rev. Letters, **11**, 160 (1963).
- [23] R. W. Hellwarth, Phys. Rev., **130**, A1850 (1963).
- [24] R. W. Hellwarth, Appl. Optics, **2**, 847 (1963).
- [25] N. Bloembergen, Y. R. Shen, Phys. Rev. Letters, **12**, 504 (1964).
- [26] T. Maker, R. W. Terhune, C. M. Savage, Phys. Rev. Letters **12**, 507 (1964).
- [27] M. W. Wolkenstein, *Molekularnaja Optika*, Moskwa 1951; Ch. Kittel, *Wstęp do Fizyki Ciata Stalego*, Warszawa 1958.
- [28] N. Bloembergen, Y. R. Shen, Phys. Rev., **133**, A37, (1964).
- [29] A. Javan, *International School of Physics „Enrico Fermi“ XXXI Course August 19—31 1963* (nie publikowane).
- [30] W. A. Zubov, M. M. Šuščinskij, J. K. Šuvalov, Uspekhi. fiz. Nauk, **83**, 197 (1964).
- [31] C. L. Tang, Phys. Rev., **134**, A1666 (1964).
- [32] G. Rivoire, R. Dupeyrat, Comp. Rend., **256**, 1947 (1963).
- [33] C. H. Becker, Zs. Phys., **172**, 125 (1963).
- [34] N. Bloembergen, *Electronique quantique, Compte Rendue de 3^e Conference Internationale*, Paris 1964, str. 1501.
- [35] E. J. Woodbury, *Electronique quantique, Compte Rendue de 3^e Conference Internationale* Paris 1964, str. 1577.
- [36] H. J. Zeiger, P. E. Tannenwald, *Electronique quantique, Compte Rendue de 3^e Conference Internationale*, Paris 1964, str. 1589.
- [37] S. P. S. Porto, D. L. Wood, J. Opt. Soc. Amer, **52**, 251 (1962).
- [38] F. J. McClung, D. Weiner, J. Opt. Soc. Amer, **54**, 641 (1964).
- [39] W. J. Jones, B. P. Stoicheff, Phys. Rev. Letters, **13**, 657 (1964).

Janusz Kryłow

Instytut Fizyki PAN

Dyslokacje i deformacja plastyczna germanu I

1. Wstęp

Wychodząc ze znanych doświadczalnie elementów poślizgu (płaszczyzna {111} i kierunek $\langle 110 \rangle$) w Ge oraz z żądania minimum energii deformacji związanej z istnieniem dyslokacji, J. Hornstra [1] przeanalizował teoretycznie różne typy dyslokacji możliwe w sieci Ge. Zadaniem prac obecnie prowadzonych jest doświadczalne potwierdzenie istnienia różnych typów dyslokacji oraz przebadanie ich wpływu na własności fizyczne Ge. Czytelników nie obeznanych z podstawami teorii dyslokacji odsyłam do prac [2]—[9].

2. Metody ujawniania dyslokacji

2.1. Trawienie chemiczne [30]—[35]

Opiera się ono na zmianie szybkości reakcji chemicznych kryształu zachodzących w obszarze dyslokacji w stosunku do szybkości tych reakcji dla kryształu idealnego. Zmiana szybkości wywołana jest polem naprężeń dyslokacji, zgrupowaniem domieszek koło linii dyslokacji, elektrycznym ładunkiem przestrzennym i zmianą koncentracji nośników w obszarze dyslokacji. Na dokładnie wypolerowanej powierzchni {111} kryształu Ge po zanurzeniu w roztworze W-Ag obserwujemy trójkątne wgłębienia przedstawione na rys. 1. Wgłębienia te znajdują się w punktach przecięcia powierzchni kryształu przez linie dyslokacji.

Dowody że jamki te są związane z dyslokacjami są następujące:

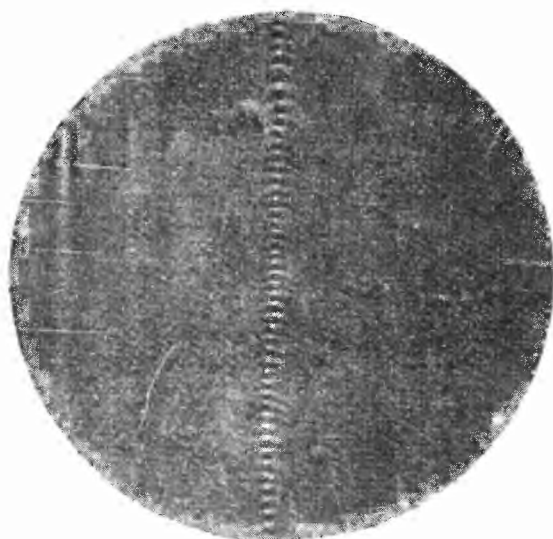
1. Jeżeli przetniemy kryształ i poddamy trawieniu obie powierzchnie, to na tych powierzchniach mamy identyczny rozkład figur trawienia.

2. Po zdeformowaniu kryształu figury trawienia układają się wzdłuż linii, które są śladami płaszczyzn poślizgu na płaszczyźnie obserwacji (rys. 1).

3. W pewnych wypadkach obserwujemy charakterystyczne rozkłady figur trawienia, np. Vogel i wspłpr. [10] obserwowali rozkład przedstawiony na

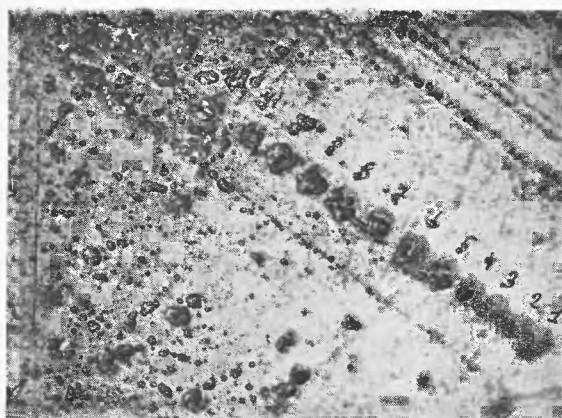


Rys. 1. Powierzchnia $\{111\}$ monokryształu germanu, poddanego deformacji i trawieniu w WAg (40 ml. — HF 48%, 20 ml. — HNO_3 70%, + 2g $AgNO_3$, 40 ml. — H_2O). Rozmiar figur trawienia $\sim 10\mu$



Rys. 2. Obraz niskokątowej granicy w germanie po trawieniu powierzchni kryształu w $CP - 4$ (30 ml. — HF 48%, 50 ml. — HNO_3 70%, 30 ml. — CH_3COOH 99,8%, 0,6 ml. — Br_2) [10]

rys. 2. Obserwowany szereg figur trawienia leży wzdłuż śladu płaszczyzny prostopadłej do śladu płaszczyzny poślizgu. Badania rentgenowskie pokazały, iż ślad ten rozdziela kryształ na dwa bloki skręcone o pewien kąt, z wielkości otrzymanego kąta skręcenia oraz dyslokacyjnego modelu granicy pomiędzy dwoma skręconymi o pewien kąt blokami wyliczono liniową gęstość dyslokacji, jest ona zgodna z gęstością figur trawienia. Na rys. 3 i 4 przedstawiono inne rozkłady figur trawienia, dla których otrzymano zgodność z rozkładami przewidzianymi przez teorię dyslokacji [11]—[13].



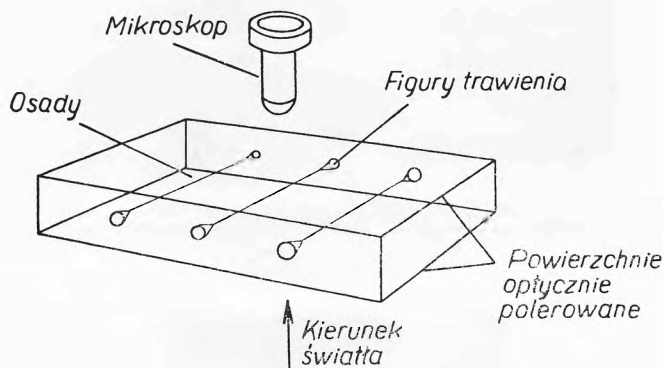
Rys. 3. Nagromadzenie dyslokacji na barierze (w prawym dolnym rogu) emitowanych przez źródło (w lewym górnym rogu) w kryształce krzemu. Obraz otrzymany po trawieniu powierzchni.



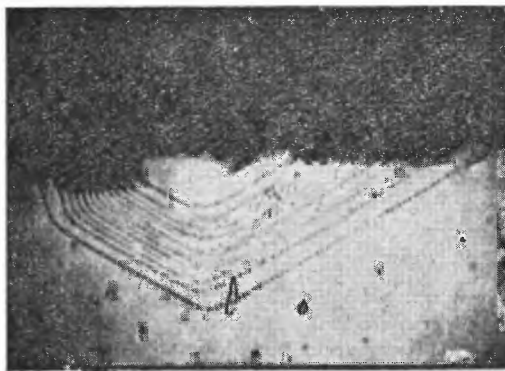
Rys. 4. Typy dyslokacyjnych granic w monokryształe germanu ujawnione trawieniem, w których rozkład dyslokacji jest zgodny z przewidywaniami teorii [69]

2.2. Dekorowanie

Inną metodą ujawniania dyslokacji jest tak zwane dekorowanie. W. C. Dash [14—16] wykonał następujące doświadczenie. Próbki Si deformowano, po deformacji trawiono, cięto na płytki równoległe do płaszczyzn poślizgu, polerowano, pokrywano roztworem azatanu miedzi, grzano w temperaturze 900°



Rys. 5. Układ optyczny dla obserwowania kształtu figur trawienia i osadów wzdłuż linii dyslokacji [14]

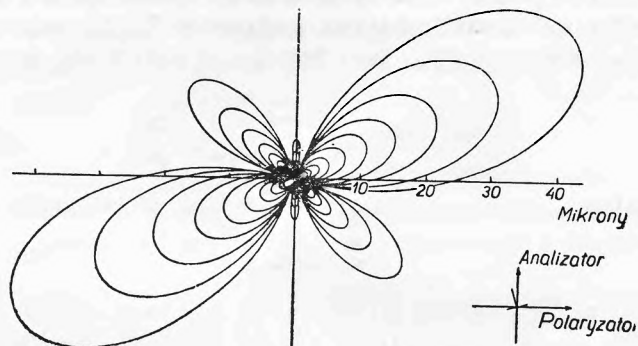


Rys. 6. Szereg figur trawienia i osadzenie się miedzi w płaszczyźnie (111) plastycznie zdeformowanej próbki krzemu. Linie z osadzoną miedzią mają kierunek $\langle 110 \rangle$. Odległość skrajnych figur trawienia wynosi około 1mm [14]

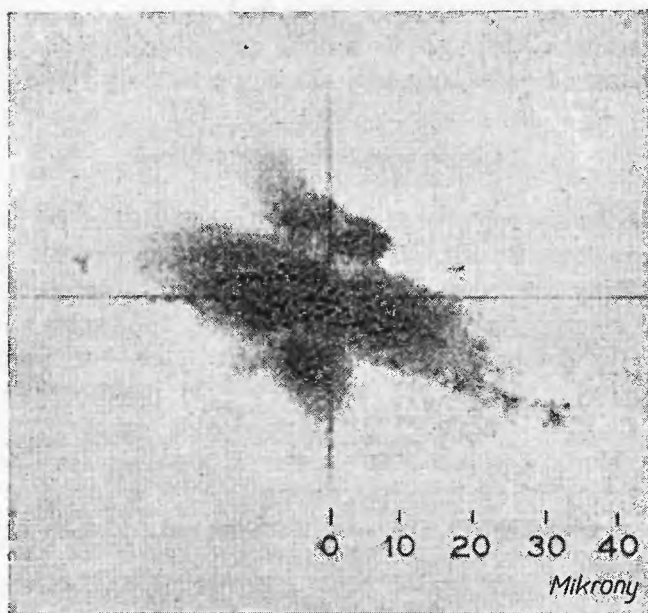
w ciągu 30 minut i obserwowano w mikroskopie podczerwonym w sposób podany na rys. 5. Rys. 6 pokazuje, że figury trawienia połączone są ciemnymi liniami, linie te są wywołane poprzez zwiększoną absorpcję podczerwieni przez miedź osadzającą się wzdłuż linii dyslokacji. Metoda ta pozwala ustalić przestrzenny rozkład dyslokacji w kryształach, określić kierunek linii dyslokacji i przy znanym kierunku poślizgu pozwala określić typ dyslokacji.

2.3. Elastometria

W pracy swej R. Bullough [15] wyliczył rozkład natężenia światła spolaryzowanego przechodzącego poprzez obszar naprężeń związanych z dyslokacją dla kryształu umieszczonego pomiędzy skrzyżowanymi polizatorem i analizatorem. Na rys. 7 przedstawiono krzywe równego natężenia dla światła liniowo spolaryzowanego przechodzącego wzdłuż dyslokacji, której wektor Burgersa tworzy kąt 15° z osią polaryzatora. Doświadczalne wyniki R. Bullougha znajdują potwierdzenie w pracy W. L. Bondai i I. Andrusa [16] (rys. 8).



Rys. 7. Wykres linii równego natężenia spolaryzowanego promieniowania podczerwonego przechodzącego przez kryształ wzdłuż linii dyslokacji, gdy kierunek poślizgu tworzy kąt 15° z polaryzatorem [15, 16]



Rys. 8. Fotografia rozkładu natężenia spolaryzowanego promieniowania podczerwonego przechodzącego przez kryształ krzemu wzdłuż linii dyslokacji, odpowiadająca wyliczonemu rozkładowi (rys. 7) [16]

Według R. Bullougha T_m — maksymalne natężenie przepuszczanego światła dane jest przez zależność

$$T_m = 2,6 \times 10^{-9} c^2 a^2 / r^2, \quad (1)$$

gdzie: a — amplituda padającego światła, c — średni współczynnik elastooptyczny, r — odległość od osi dyslokacji. Stała $2,6 \times 10^{-9}$ jest zależna od grubości kryształu, typu dyslokacji, rozkładu naprężeń z nią związanych oraz długości fali padającego światła.

We wzorze (1) wyliczono ją dla dyslokacji krawędziowej, przy grubości kryształu = 2 mm i $\lambda = 10^{-4}$ cm. W celu porównania teorii z doświadczeniem i pokazania możliwości metody wyliczmy stosunek T_m/T_i , gdzie T_i jest natężeniem padającego światła; $T_i = 2a^2$. Dla $r = 5 \times 10^{-3}$ cm. Bond i Andrus znaleźli $T_m/T_i = 10^{-8}$

$$\frac{(T_m/T_i)_{\text{dośw.}}}{(T_m/T_i)_{\text{teoret}}} = \frac{10^{-8}}{5 \cdot 10^{-5} c^2} = \frac{20}{c^2}.$$

C nie jest określone dokładnie, wiemy że leży ono w granicach

$$1 < c < 2,3$$

dla $C = 1$ mamy rozbieżność 20-krotną, dla $c = 2,3$ —4-krotną. Przy danym C można by tę rozbieżność wytłumaczyć na przykład przyjęciem dyslokacji z wektorem Burgersa 4-krotnie większym, tak zwanej makrodyslokacji. Ta dwuznaczność stanowi ograniczenie metody.

Ciekawym przykładem zastosowania metody elastometrii jest praca W. J. Nikitienki i W. L. Indenboma [17], w której autorzy, z pomierzonych elastometrycznie naprężeń w kryształach Ge z dużą gęstością dyslokacji, ocenili gęstość dyslokacji i porównali ją z gęstością określoną metodą figur trawienia.

2.4. Pomiary prędkości ruchu dyslokacji

Jedną z najważniejszych charakterystyk dyslokacji jest jej prędkość. Znając typ, gęstości, prędkość dyslokacji w zależności od napięć i temperatury oraz ich rozkład możemy wyprowadzić krzywe: napięcie — deformacja. Naturalnie do tego celu konieczne jest jeszcze przebadanie lub założenie mechanizmu oddziaływania dyslokacji w procesie deformacji, co jest przedmiotem prac obecnie prowadzonych [18]—[21]. W pracy [23] prędkość dyslokacji w Ge zmierzono metodą J. J. Gilmana [22]. Odpowiednia orientacja próbki pozwalała mierzyć szybkość dyslokacji 60° (patrz Krystalografia dyslokacji w Ge). W zależności od przyłożonych napięć i temperatury, prędkość dyslokacji w Ge zmienia się w granicach od 10^{-6} — 2×10^{-1} cm/sek. Zależność prędkości od napięć da się opisać przy pomocy wzoru:

$$v = v_0 (\tau/\tau_0)^n,$$

$$1,3 < n < 1,9$$

gdzie τ_0 jest napięciem koniecznym do nadania dyslokacji prędkości 1 cm/sek.

Zależność temperaturową można opisać wzorem

$$v = v_0(\tau) \exp(-E/kT) \text{ dla } 0,5 < T < 0,8T_m; T_m \text{ — temp. topnienia}$$

Energia aktywacji E mało zależy od napięć i dla Ge wynosi 1,6 eV. Autorzy zauważyli, iż dyslokacje zaradzają się przy napięciach niższych niż napięcia wymagane przez teorię. Zagadnienie zaradzania dyslokacji związane jest z zagadnieniem tak zwanych źródeł dyslokacji. Początkowo powszechnie przyjmowano tak zwane źródło Franka-Reada [8], doświadczenia ostatnich lat potwierdziły jego istnienie [14], lecz nie jest ono tak rozpowszechnione, jak przypuszczano. Obecnie uważa się, iż źródłem zaradzania dyslokacji są jakieś niejednorodności kryształu, które ze względu na mały obszar są trudno wykrywalne doświadczalnie [20], [24]. Teorie ruchu i bezwładności dyslokacji są przedmiotem licznych prac obecnie prowadzonych [25]—[29], [36].

3. Otrzymywanie dyslokacji

3.1. Otrzymywanie dyslokacji w procesie wzrostu kryształu

Źródłem dyslokacji w kryształach są przede wszystkim przyłożone napięcia. W kryształach idealnych napięcia konieczne do zaradzania dyslokacji są znaczne. W kryształach rzeczywistych, posiadających różne defekty ułatwiające powstawanie dyslokacji, są one znacznie niższe. Obecnie są prowadzone intensywne badania źródeł dyslokacji, wymagają one jednak bardzo subtelnych metod pozwalających wykrywać defekty kryształu o rozmiarach kilku stałych sieci (nagromadzenia luk, domieszek, atomów międzywęzłowych) — [23], [24]. Do chwili obecnej przebadano dokładnie wpływ makrodefektów na zaradzanie dyslokacji w procesie wzrostu kryształu. Jako makroźródła dyslokacji należy wymienić [37]—[42].

1. Zgrupowania luk o wymiarach rzędu kilkudziesięciu stałych sieci. Zgrupowanie takie tworzy tak zwaną dyslokację przyzmatyczną, która pod wpływem przyłożonych napięć lub w wyniku oddziaływania z innymi dyslokacjami może generować nowe dyslokacje [37], [41], [42].

2. W procesie wzrostu kryształu obserwujemy nierównomierny rozkład domieszek powstających w wyniku istniejących gradientów temperatury, różnic w szybkości wyciągania kryształu i szybkości dyfuzji domieszek itd. [43]—[45]. Obszary o zwiększonej koncentracji domieszek są źródłem napięć i zaradzania dyslokacji. W charakterze przykładu podam zależność otrzymaną w pracy [44] dla stopu Ge i Si

$$N_D = (\Delta C) \left(\frac{da_0}{dc} \right) (\sqrt{2}/a_0^2)$$

N_D — gęstość dyslokacji, ΔC — zmiana koncentracji domieszek, a_0 — stała sieci, $\frac{da_0}{dc}$ — dla Ge z domieszką Si wynosi $2,8 \times 10^{-11}$ przy $\Delta C = 0,1$ at. % Si otrzymujemy $N_D = 1200/\text{cm}$.

3. Źródłem nowych dyslokacji w procesie wzrostu kryształu są również dyslokacje istniejące w zarodki, z której hodujemy kryształ. Problem pozbycia się tych dyslokacji jest podstawowym problemem techniki hodowli bezdyslokacyjnych kryształów. We wszystkich przypadkach źródłem zwiększania gęstości dyslokacji są napiecia przyłożone do kryształu. Istniejące źródła zmniejszają wielkość napieć koniecznych do zaradzania dyslokacji lub zwiększania ich ilości. W procesie wzrostu kryształu źródłem napieć są gradienty temperatury istniejące w kryształach. Gradient temperatur nie daje napieć, gdy:

1. Strumień ciepła przez kryształ jest stały.
2. Nie ma radialnych strat ciepła.
3. Szybkość wzrostu kryształu wynosi 0 [38], [46], [47].

Wielkość gradientu temperatur zależy od grubości kryształu, przewodnictwa cieplnego kryształu i otoczenia, szybkości wyciągania. Ponieważ warunki 1—3 są możliwe do spełnienia tylko z pewnym przybliżeniem, to metody otrzymywania bezdyslokacyjnych kryształów dążą do zmniejszenia gradientu temperatur poprzez zmniejszenie grubości kryształu i zmniejszenie szybkości wyciągania oraz przede wszystkim do wyeliminowania źródeł dyslokacji, co zwiększa dopuszczalną wielkość napieć w kryształach nie wywołujących zaradzania dyslokacji [46—49]. W charakterze ilustracji zaradzania dyslokacji przez napiecia wywołane przez gradient temperatur podam następujące dane P. Penninga [46]. Rozważmy proces hartowania kryształu Ge w kształcie walca z temperatury T_0 do temperatury T_f . Po zahartowaniu warstwa powierzchniowa kurczy się o $\varepsilon = \alpha(T_0 - T_f)$, gdzie α — współczynnik rozszerzalności cieplnej kryształu. Warstwa wewnętrzna o wyższej temperaturze sprzeciwia się temu, w wyniku czego w kryształach powstają napiecia styczne i osiowe.

$$\sigma_t = \sigma_z = \frac{E}{1-\nu} \alpha (T_0 - T_f)$$

E — moduł Younga, ν — współczynnik Poissona.

Przy hartowaniu z temperatury 500° , σ wynosi ~ 50 kg/mm², napiecia łupliwości Ge wynosi 20 kg/mm² [50]. Proces hartowania daje nam w kryształach szereg pęknięć znoszących napiecia termiczne. Zbyt niska temperatura i szybkie studzenie uniemożliwia deformację plastyczną zachodzącą poprzez ruch dyslokacji; proces ten wymaga pewnego czasu [51], [19] i odpowiedniej temperatury [19], [20], [52].

Rozważmy przypadek powolnego studzenia kryształu. W przypadku tym w kryształach ustala się pewien rozkład napieć, zanikający eksponencjalnie z malowaniem temperatury kryształu. Szybkość zaniku zależy od wielkości kryształu, ciepła właściwego i przewodnictwa.

Rozkład napieć jest paraboliczny względem promienia kryształu

$$\sigma_r = -2 \frac{r^2}{R^2} \sigma_0$$

$$\sigma_z = \left(\frac{r^2}{R^2} - 1 \right) \sigma_0$$

gdzie σ_0 daje zanik eksponencjalny z czasem i

$$\sigma_0 \sim f(t) \beta \frac{E}{1-\nu} \alpha (T - T_f)$$

$\beta \sim 0,01$ zależne od szybkości chłodzenia i rozmiarów kryształu.

Napięcia te w typowym przykładzie są rzędu napięcia płynięcia germanu. Rys. 9 przedstawia rozkład dyslokacji w kryształe germanu nagrzanym do 850°C i studzonym w atmosferze wodoru. Na rys. 9 widzimy niejednorodny



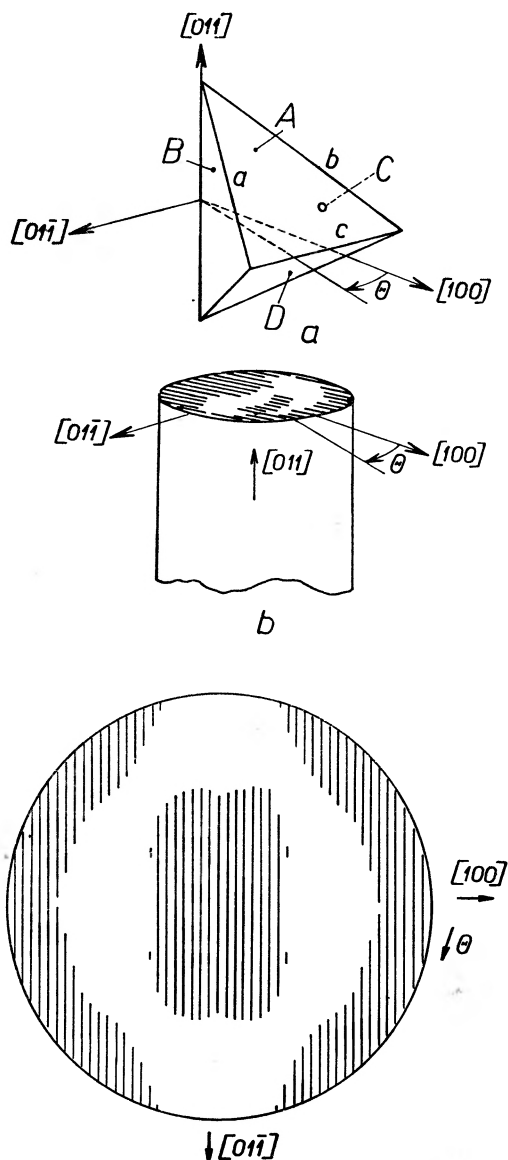
Rys. 9. Rozkład figur trawienia na powierzchni (111) cylindrycznego monokryształu germanu o osi w kierunku $\langle 110 \rangle$, chłodzonego w strumieniu gazu. Figury trawienia układają się w szeregi równoległe do śladów przecięć pozostałych trzech płaszczyzn $\{111\}$ z płaszczyzną obserwacji. Zauważmy minimum gęstości figur trawienia (mniej więcej w środku przekroju) [46]

rozkład gęstości dyslokacji. W celu wyjaśnienia tego rozkładu zauważmy, że dla zaradzania dyslokacji, ważny jest rzut działającego napięcia na kierunek poślizgu. Z rys. 10 widać, że w płaszczyźnie A na peryferiach kryształu dla $\theta = 0^\circ$ aktywnymi kierunkami poślizgu są kierunki a i b (maksymalna wielkość rzutu napięć σ_r przeważających na peryferiach kryształu), dla $\theta = 45^\circ$ aktywnym kierunkiem jest kierunek C , w zakresie kątów $45^\circ < \theta < 90^\circ$ rzut napięć jest zbyt mały dla zaradzania dyslokacji. W środku kryształu przeważa σ_z i prawdopodobieństwo poślizgu nie zależy od θ . Ponieważ σ_r i σ_z mają przeciwne znaki, to nie obserwujemy zaradzania dyslokacji w obszarach, gdzie są równe.

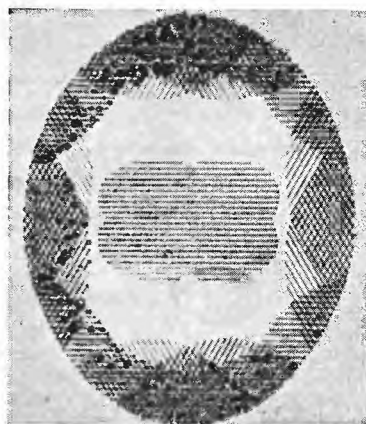
Podobną analizę przeprowadzamy dla innych płaszczyzn poślizgu (w Ge płaszczyzny poślizgu $\{111\}$, kierunki poślizgu $\langle 110 \rangle$) i uwzględniając, że trawienie ujawnia tylko dyslokacje wychodzące pod niezbyt dużym kątem na powierzchni (do 30°) otrzymujemy rozkład jak na rys. 11. Rozkład ten jest podobny do rozkładu doświadczalnego.

¹ θ -kąt liczony od kierunku $[100]$ w płaszczyźnie przekroju $\langle 011 \rangle$ na rys. 10

Rozkład dyslokacji przedstawiony na powyższych fotografiach jest odzwierciedleniem rozkładu napięć termicznych w kryształach i z tego rozkładu można ocenić te napięcia i istniejące podczas wzrostu kryształu gradienty temperatur [17].



Rys. 10. a) Zorientowanie czterech możliwych płaszczyzn poślizgu $\{111\}$ oznaczonych A, B, C, D , względem osi $\langle 011 \rangle$ kryształu. Trzy kierunki poślizgu w płaszczyźnie A oznaczono a, b, c . b) Przekrój (011) kryształu o osi $\langle 011 \rangle$, na którym pokazano przez zakreskowanie (rys. 10c) obszary, w których poślizg zachodzi w płaszczyźnie A , to znaczy gdzie rzut (σ_r) , oznaczmy go $\tau = \sigma_r \cos \varphi \cos \lambda$ (φ — kąt pomiędzy kierunkiem napięć i normalną do płaszczyzny poślizgu, λ — kąt pomiędzy kierunkiem napięć i kierunkiem poślizgu) przynajmniej na jeden z kierunków poślizgu płaszczyzny A przewyższa krytyczną wartość napięć zaradzania dyslokacji [46]



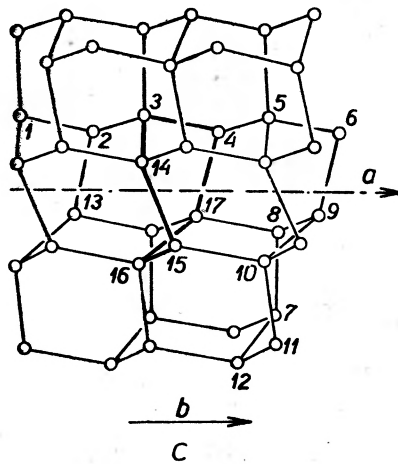
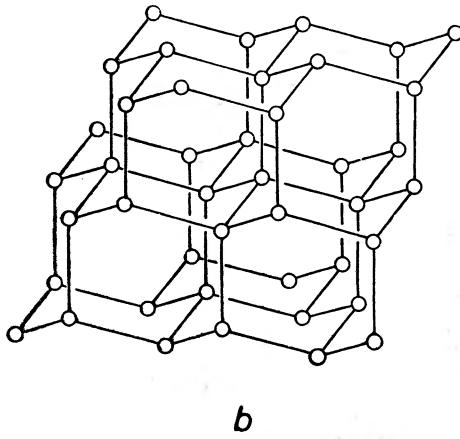
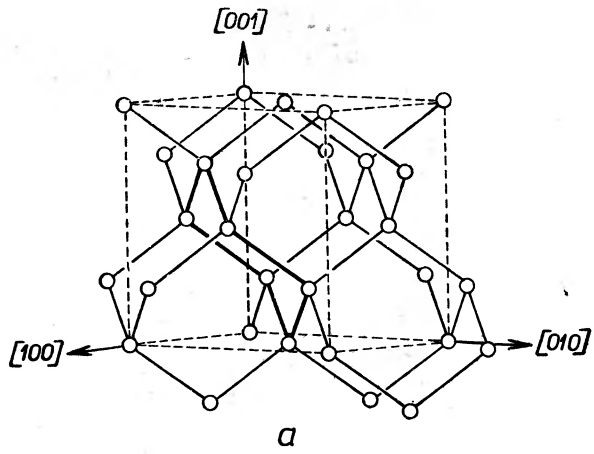
Rys. 11. Nałożenie teoretycznych obrazów poślizgu (takich jak rys. 10) dla trzech płaszczyzn poślizgu kryształu o osi $\langle 110 \rangle$. Kierunek zakreskowania jest zgodny ze śladami tych płaszczyzn. Obraz można porównać z obrazem rys. 9 [46]

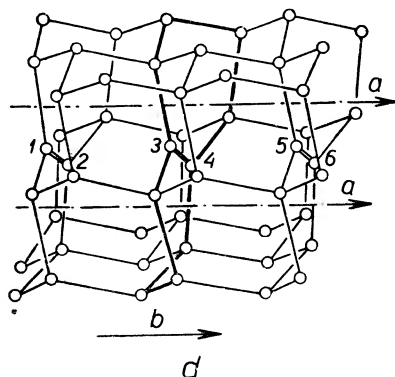
4. Deformacja plastyczna germanu

Deformacja plastyczna stanowi najbardziej kontrolowany sposób wprowadzania do kryształu określonych typów dyslokacji. Przy odpowiedniej orientacji kryształu i wielkości przyłożonych napięć, możliwe jest uzyskanie maksymalnych napięć działających tylko w jednym kierunku poślizgu, dostatecznych do zaradzenia czy rozmnożenia dyslokacji tylko jednego typu. Napięcia w pozostałych kierunkach są zbyt małe, aby wytworzyć dyslokacje czy uruchomić źródła. Naturalnie wielkość przykładanych napięć generujących dyslokacje silnie zależy od doskonałości kryształu, to jest gęstości i typu źródeł dyslokacji. Przynajmniej na początek rozpatrzmy proces deformacji plastycznej jako źródło wprowadzania do kryształu określonych typów dyslokacji. W tym celu należy szerzej omówić krystalografię dyslokacji w sieci typu diamentu. Następnie zajmiemy się wyjaśnieniem krzywych napiecie-deformacja, na który to proces wpływają takie czynniki jak typ i gęstość źródeł dyslokacji, typ i gęstość dyslokacji istniejących i generowanych w procesie deformacji, ich ruchliwość [25]—[29] uwarunkowana siłami międzyatomowymi, oddziaływaniem dyslokacji z defektami punktowymi oraz wzajemnym oddziaływaniem dyslokacji. Przeglądu prac do roku 1962 dokonano w pracy [9].

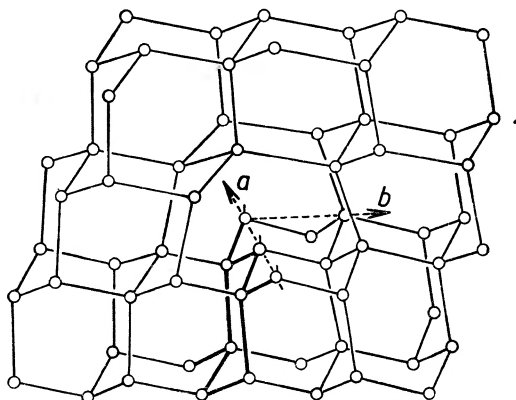
5. Krystalografia dyslokacji w sieci diamentu

Zagadnienie możliwych dyslokacji w sieci diamentu przebadał J. Hornstra [1]. W sieci diamentu najważniejszą płaszczyzną poślizgu jest płaszczyzna $\{111\}$ z wektorem Burgersa $\frac{1}{2}\langle 110 \rangle$. Dyslokacje o większych wektorach Bur-





Rys. 12. *a*) Idealna sieć diamentu. *b*) Idealna sieć diamentu kierunek $\langle 111 \rangle$ jest pionowy. *c*) Najprostsza postać dyslokacji śrubowej. *d*) Inna możliwa postać dyslokacji śrubowej, z podwójnymi wiązaniami. Odpowiadające sobie atomy w przypadkach *c* i *d* mają jednakowy numer. *a* — oś dyslokacji *b* — wektor Burgersa [1]



Rys. 13. 60° — *a* dyslokacja w sieci diamentu, *a* — oś dyslokacji, *b* — wektor Burgersa (grubą linią zaznaczono wstawioną płaszczyznę) [1]

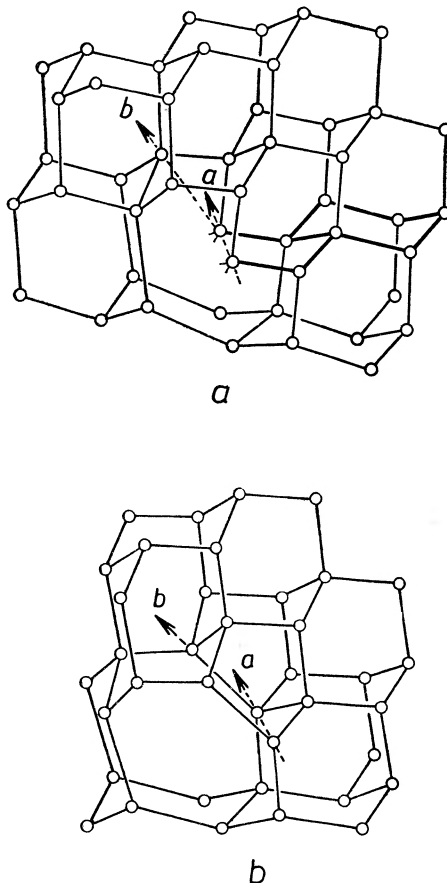
gersa, ze względu na zbyt silny wzrost energii swobodnej związanej z dużym polem deformacji, wywołanym tymi dyslokacjami, są niestabilne.

Dowolny kierunek w kryształach możemy rozpatrywać jako wynik założenia schodków o kierunkach $\langle 110 \rangle$, na przykład dyslokacja o kierunku $[111] = \frac{1}{2}[110] + \frac{1}{2}[101] + \frac{1}{2}[011]$. Możliwe są trzy typy prostych dyslokacji o kierunku $\langle 110 \rangle$ z wektorem Burgersa $\frac{1}{2}\langle 110 \rangle$:

a) dyslokacja śrubowa — (rys. 12) (oś i wektor Burgersa w kierunku $[110]$) występuje w dwóch postaciach: mniej stabilnej bez zerwanych wiązań i bardziej stabilnej z zerwanymi wiązaniami i mniejszą energią deformacji sieci;

b) dyslokacja 60° — rys. 13 (oś w kierunku $[110]$, wektor Burgersa w kierunku $[101]$) posiadająca zerwane wiązania;

c) dyslokacja krawędziowa — rys. 14 (o osi $\langle 1\bar{1}0 \rangle$, wektorze Burgersa $\langle 110 \rangle$ i płaszczyźnie poślizgu (001)) występująca w niskotemperaturowej postaci ze zerwanymi wiązaniami i wysokotemperaturowej bez zerwanych wiązań.



Rys. 14. Dwie postacie dyslokacji krawędziowej o płaszczyźnie poślizgu $\{100\}$, a — oś dyslokacji, b -wektor Burgersa (grubą linią oznaczono wstawioną półpłaszczyznę [1])

W tablicy I zebrane są dane o dyslokacjach powstających poprzez składowanie podstawowych trzech typów prostych dyslokacji.

W pracy swej J. Hornstra przeanalizował również defekty ułożenia i monoatomowe warstwy bliźniacze w sieci diamentu. Sytuacja jest identyczna jak w sieci kubicznej centrowanej na ścianach: układ płaszczyzn abc , abc należy zastąpić przez układ podwójnych płaszczyzn $aa'bb'cc'$ $aa'bb'cc'$, rolę jednej płaszczyzny w sieci kubicznej centrowanej na ścianach grają dwie płaszczyzny: przechodząca przez podstawę a i przez środek tetraedru a' . Defekty ułożenia są defektami dwuwymiarowymi i są ograniczone przez dyslokacje cząstkowe to jest dyslokacje, których wektor Burgersa nie jest wektorem sieciowym. Istnieje kilka typów tych dyslokacji. Dadzą się one wyprowadzić poprzez rozszczepianie się dyslokacji prostych. Ruchliwość dyslokacji cząstkowych jest różna od ruchliwości dyslokacji prostych, pewne z dyslokacji cząstkowych są dyslokacjami zaczepionymi, ich ruchliwość równa się zeru [53—55]. Również

Tablica I według J. Hornstry [1]

Numer i nazwa dyslokacji	Oś dyslokacji	Kąt pomiędzy osią dyslokacji i wektorem Burgersa o kierunku $\langle 110 \rangle$	Płaszczyzna poślizgu	Ilość zerwanych wiązań na a — stałą sieci	Możliwe postacie	Potwierdzenie istnienia
1. Dyslokacja śrubowa	$\langle 110 \rangle$	0°	—	0	Dwie, rys. 12 <i>c</i> i <i>d</i> . W przypadku dyslokacji rys. 12 <i>d</i> raczej zamiast podwójnych, wystąpią zerwane wiązania	[36]
2. dyslokacja 60°	$\langle 110 \rangle$	60°	{111}	1,41	Jedna, rys. 13	[36], [23]
3. dyslokacja krawędziowa	$\langle 110 \rangle$	90°	{100}	2,83 lub 0	Dwie, rys. 14, niskotemperaturowa z zerwanymi wiązaniami i wysokotemperaturowa bez zerwanych wiązań	
4. złożona	$\langle 211 \rangle$	30°	{111}	0,82	Jedna	
5. złożona	$\langle 211 \rangle$	90°	{111}	1,63	Jedna	[71], [72]
6. złożona	$\langle 211 \rangle$	$73^\circ 13'$	{311}	2,45 lub 0,82	Dwie	
7. złożona	$\langle 211 \rangle$	$54^\circ 44'$	{110}	1,63 lub 0	Dwie	
8. złożona	$\langle 100 \rangle$	90°	{110}	2 lub 0	Dwie	[66]
9 a. złożona	$\langle 100 \rangle$	45°	{100}	2 lub 0	Dwie	
9 b. złożona	$\langle 100 \rangle$	45°	{100}	2 lub 0	Dwie	

¹ Dyslokacje 6—9 *b* występują w dwóch postaciach, przejście jednej postaci w drugą uwarunkowane jest procesami dyfuzyjnymi lub przegrupowaniami wiązań elektronowych.

Tablica II

Kierunek osi dyslokacji	Wektor Burgersa	Płaszczyzna	Metoda badań dyslokacji	Metoda wprowadzania dyslokacji	Wpływ na własności fizyczne	Literatura
$\langle 100 \rangle$ $\langle 211 \rangle$	$\frac{a}{2} [110]$		trawienie chemiczne	topienie strefowe		[67]
$\langle 100 \rangle$		dwie płaszczyzny $\{110\}$ równoległe do $[110]$	trawienie chemiczne	topienie strefowe w kierunku $[100]$		[66], [32], [10]
$\langle 211 \rangle$ tworzący 19° z $\langle 111 \rangle$		trzy płaszczyzny $\{110\}$ równoległe do $[111]$	trawienie chemiczne	topienie strefowe w kierunku $[111]$		[66], [10]
$\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ $\langle 211 \rangle$			trawienie chemiczne elektronowa mikroskopia transmisyjna	wyciąganie kryształu metodą Czochralskiego w kierunku $[111]$		[38], [32]
$\langle 112 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	$\{111\}$	trawienie chemiczne	wyginanie kryształu	własności elektryczne	[71], [72]
$[\bar{1}2\bar{1}]$ $[1\bar{1}2]$	$\frac{1}{2} [1\bar{1}0]$ $\frac{1}{2} [1\bar{1}0]$	(111) (111)	elektronowa mikroskopia transmisyjna	deformacja kryształu		[73]
$\langle 110 \rangle$	$\langle 110 \rangle^1$	$\{111\}$	trawienie chemiczne	deformacja kryształu	deformacja	[23], [36]

¹ o kącie z osią

0° — dyslokacja śrubowa, np. $[1\bar{1}0]$; $\frac{1}{2}[1\bar{1}0]$; (111)

60° — dyslokacja krawędziowa, np. $[10\bar{1}]$; $\frac{1}{2}[110]$; (111)

wiele z przedstawionych dyslokacji pełnych może występować w kilku postaciach o różnych ruchliwościach zależnych od zmian struktury jądra dyslokacji (tablica I).

6. Deformacja plastyczna jako źródło dyslokacji określonych typów

Podstawowym zagadnieniem jest otrzymanie określonych typów dyslokacji. W chwili obecnej udało się otrzymać poprzez odpowiednie warunki deformacji i temperatury dyslokacje określonego typu oraz przemierzyć ich własności: prędkość, wpływ na własności elektryczne, oddziaływanie z innymi defektami.

W tablicy II zebrano dane, z podaniem własności fizycznych typu dyslokacji, metody otrzymywania, metody ujawniania.

7. Dyslokacyjne teorie plastyczności germanu

Jeżeli kryształ deformujemy przez rozciąganie przy pomocy maszyny, której główka porusza się ze stałą prędkością [22], [56], to dla przemieszczenia główki maszyny możemy napisać równanie

$$\Delta y = S_c t = \Delta y_{el} + \Delta L_p, \quad (2)$$

gdzie S_c — prędkość ruchu główki, Δy_{el} — przemieszczenie związane z deformacją elastyczną kryształu i maszyny.

$$\Delta y_{el} = KF \quad (3)$$

K — stała sprężystości, F — przyłożona siła, ΔL_p — przemieszczenie związane z deformacją plastyczną kryształu.

Deformacja kryształu

$$\varepsilon = \frac{\Delta L_p}{L_0} = \frac{S_c t - KF}{L_0} \quad (4)$$

L_0 — długość początkowa kryształu.

Szybkość deformacji:

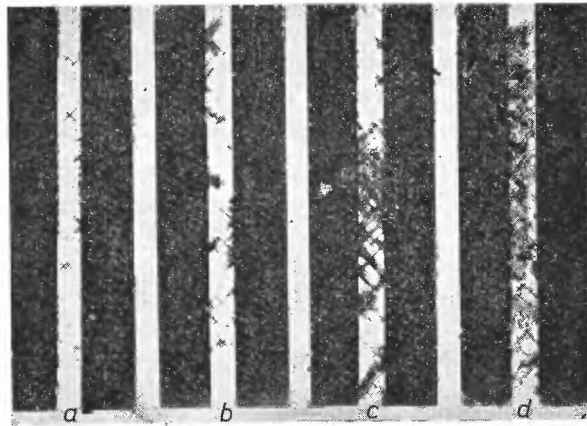
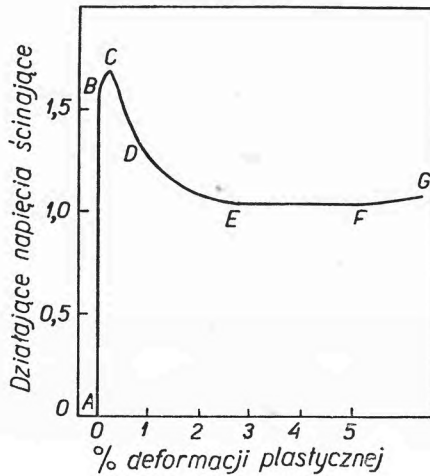
$$\dot{\varepsilon} = \frac{S_c - K \dot{F} / dt}{L_0}. \quad (5)$$

Na rys. 15 *a* przedstawiono krzywą napięcie-deformacja otrzymaną w ten sposób. Deformacja plastyczna rozpoczyna się przy napięciach τ_y , przy pewnej deformacji napięcia osiągają maksymalną wartość τ_m (górny punkt płynięcia),

dla tych napięć zachodzi $\frac{dF}{dt} = 0$ i $\dot{\varepsilon} = S_c / L_0$, po czym dalsza deformacja zachodzi przy obniżonych napięciach aż do napięć τ_L (dolny punkt płynięcia). Dalsza deformacja często zachodzi przy stałych napięciach, jest to tak zwany obszar łatwego poślizgu, w innych przypadkach obserwujemy tak zwane utwardzenie, to jest wzrost napięć ze wzrostem deformacji.

Przejdźmy do przedstawienia dyslokacyjnych teorii otrzymanej krzywej napiecia-deformacja. Łatwo pokazać [22], [56], że szybkość deformacji plastycznej wywołana ruchem dyslokacji dana jest równaniem

$$\dot{\epsilon} = Nbn(\tau)v(\tau), \quad (6)$$



Rys. 15. *a*) Typowa krzywa napiecia-deformacja dla próbki germanu o orientacji pojedynczego poślizgu, o początkowej gęstości dyslokacji $1 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ otrzymana w temperaturze 560°C przy szybkości deformacji $2 \times 10^{-4} \text{ sec.}^{-1}$. Punkt *B* — odpowiada napieciom τ_y , na próbce występują nieliczne linie poślizgu. Punkt *C* — odpowiada napieciom τ_m , w punkcie tym poślizg obserwowany jest na 5% powierzchni próbki, w tych obszarach gęstość dyslokacji wzrasta do $1 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$, w pozostałych pozostała bez zmian. Pomiędzy *C* i *D* obszary, w których zaszedł poślizg są obserwowane na całej powierzchni próbki, w punkcie *D* gęstość dyslokacji jest równomierna na całej powierzchni i wynosi $3 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$. *DE* — linie poślizgu rozkładają się coraz to gęściej i gęstość dyslokacji rośnie do $7 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$. *EF* — gęstość dyslokacji pozostaje stała, napiecia w tym obszarze oznaczamy przez τ_L , jest to tak zwany obszar łatwego poślizgu. *EG* — obszar utwardzania [18]. *b*) Przebieg deformacji bezdyslokacyjnego kryształu germanu o orientacji $\langle 100 \rangle$ (poślizg w wielu układach) linie poślizgu i rozkład dyslokacji ujawniono metodą trawienia $3,5 \times$ (*a*) — przed τ_m , (*b*) przed τ_m , (*c*) przy τ_m , (*d*) po τ_m . Obraz (*a*) odpowiada napieciom $2,54 \text{ kg/mm}^2$, które są mniejsze od τ_y , mimo to obserwujemy zaradzanie i rozmnażanie dyslokacji [23]

gdzie N — gęstość źródeł dyslokacji, b — wektor Burgersa, n — gęstość dyslokacji, v — prędkość dyslokacji. Wzór ten słuszny jest dla równoległych linii dyslokacji poruszających się bez wzajemnego oddziaływania. Przyjmując go do dalszej dyskusji zaniebujemy utwardzanie deformacyjne polegające na wzajemnym oddziaływaniu dyslokacji, czy oddziaływaniu dyslokacji z innymi defektami sieci.

Krzywą podobną do krzywej rys. 15 *a* można wyprowadzić w następujący sposób. Z pomiarów gęstości figur trawienia w zależności od deformacji otrzymujemy zależność:

$$n = n(\varepsilon) \quad (7)$$

dla prostoty przyjmijmy zależność $n = a\varepsilon$.

Również z doświadczenia otrzymujemy zależność

$$v = v(\tau).$$

Zakładamy początkową gęstość źródeł dyslokacji (wielkość w chwili obecnej bardzo słabo określona doświadczalnie)

Po wstawieniu (7) do (6) otrzymujemy

$$\dot{\varepsilon} = N_a b \varepsilon v(\tau). \quad (8)$$

Wstawiając (4), (5) do (8) otrzymujemy:

$$\frac{d\tau}{dy} = B - cv(\tau)[y - \tau/B], \quad (9)$$

gdzie $\tau = F/2A$, A — przekrój kryształu; $B = (2KA)^{-1}$, $C = abB/S_c$.

Wyliczając $d\tau/dy$ dla szeregu punktów (τ, y) otrzymujemy krzywą jakościowo zgodną z krzywą doświadczalną.

Ograniczenia:

1. Zależność (8) słuszna jest dla równoległych linii dyslokacji nie oddziaływających ze sobą.

2. Bardzo trudnym doświadczalnie jest wyznaczenie gęstości źródeł dyslokacji, główną rolę odgrywają tu mikronagromadzenia defektów punktowych, trudno wykrywalne znanymi dziś metodami. Wielkość ta zależy od stanu powierzchni, obecności domieszek, początkowej gęstości dyslokacji, koncentracji luk [41], [42], [20].

3. Do wzoru (7) i (8) wchodzi gęstość tak zwanych „ruchliwych“ dyslokacji, to znaczy dyslokacji poruszających się pod wpływem przyłożonych napięć. Doświadczalnie mierzymy gęstość figur trawienia, to znaczy również gęstość dyslokacji zablokowanych. Teorię gęstości dyslokacji „ruchliwych“ w funkcji napięć należałoby budować wychodząc z początkowej gęstości i typu źródeł dyslokacji, z szybkości rozmnażania dyslokacji [22] i wzajemnego oddziaływania dyslokacji.

4. Teorię ruchliwości i rozkładu prędkości dyslokacji w linii poślizgu w funkcji napięć i temperatury zostały omówione powyżej.

Ponadto są one przedmiotem następujących prac [23], [25]—[29]. Obecnie przejdziemy do omówienia pewnych charakterystycznych krzywej napięcie-deformacja dla monokryształów germanu deformowanych przez rozciąganie [18]—[23].

1. Zaradzanie dyslokacji następuje przy napięciach niższych od napiecia τ_y i teoretycznego napiecia zaradzania dyslokacji wynoszącego $\sim G/30$, gdzie G jest modulem ściecia. Zagadnienie to dotąd nie znalazło wytłumaczenia i związane jest ze źródłami dyslokacji. Dla kryształu o napieciu $\tau_y = 2,91 \text{ kg/mm}^2$ napiecie zaradzania dyslokacji wynosi $2,54 \text{ kg/mm}^2$. Znaczny ruch dyslokacji występuje już przy deformacjach znajdujących się w liniowej części krzywej napiecie-deformacja.

2. W punkcie τ_m krzywej napiecie deformacja S_c — szybkość ruchu główki maszyny rozciągającej = $\dot{\epsilon}$ — szybkość deformacji = $Nbnv$. Znając n możemy z pomiaru $\dot{\epsilon}$ wyliczyć v . Prędkość dyslokacji pomierzona w ten sposób nie jest zgodna z prędkością pomierzoną bezpośrednio, wykazuje również inną zależność od napieć. Krzywe zależności prędkości od napieć pomierzone tą metodą leżą o rząd niżej od krzywych otrzymanych metodą bezpośrednią. Źródło rozbieżności tkwi w omawianych ograniczeniach zależności $\dot{\epsilon} = Nbnv$. Również z tego równania, znając prędkość dyslokacji, możemy wyliczyć gęstość ruchliwych dyslokacji przy napieciu równym τ_m z tymi samymi ograniczeniami.

3. Punkt τ_m jest osiąganym, gdy szybkość deformacji plastycznej równa się szybkości ruchu główki maszyny rozciągającej.

a) Wzrost prędkości rozciągania wymaga dla osiągnięcia tego punktu wzrostu $\dot{\epsilon}$. Osiągamy to przez zwiększenie prędkości dyslokacji, co wymaga wzrostu τ_m . W germanie ze względu na słaby wzrost prędkości i gęstości ruchliwych dyslokacji ze wzrostem napieć [23, 36] wymaganemu wzrostowi $\dot{\epsilon}$ towarzyszy duży wzrost τ_m . Obserwowane w germanie obniżenie τ_m ze wzrostem początkowej gęstości dyslokacji (wprowadzonych w procesie wzrostu kryształu, w procesie obróbki powierzchni czy deformacji wstępnej) świadczy, iż dyslokacje te biorą udział w deformacji lub dostarczają źródeł generacji dyslokacji. Dla osiągnięcia danego $\dot{\epsilon}$ wymagana jest generacja mniejszej ilości nowych ruchliwych dyslokacji, czy mniejszy wzrost prędkości dyslokacji, co daje zmniejszenie τ_m . Procesy blokowania ruchliwych dyslokacji przez dyslokacje uprzednio wprowadzone są zbyt słabe, aby dały wzrost τ_m .

b) Maksymalne τ_m osiąganym jest dla układu pojedynczego poślizgu. W próbkach zorientowanych dla poślizgu wielokrotnego generacja dyslokacji w kilku układach pozwala osiągnąć dostateczną ich ilość do osiągnięcia danego $\dot{\epsilon}$ przy mniejszych τ_m . Naturalnie w przypadku wielokrotnego poślizgu oddziaływanie dyslokacji różnych układów jest większe i proces ten, zmniejszając ilość ruchliwych dyslokacji, zwiększa τ_m konieczne do generacji dostatecznej ilości ruchliwych dyslokacji. Zmniejszenie ilości ruchliwych dyslokacji, wywołane oddziaływaniem dyslokacji, które występuje już przy 0,1% deformacji, jest jednak mniejsze niż wzrost wywołany wielokrotnością poślizgu, w wyniku τ_m jest tu mniejsze niż w przypadku pojedynczego poślizgu.

c) Silne obniżenie τ_m ze wzrostem temperatury wywołane jest wzrostem prędkości dyslokacji ze wzrostem temperatury. Z porównania zależności temperaturowej $\dot{\epsilon}$, przy danym τ_m , i zależności temperaturowej prędkości dyslokacji wynika, iż ilość ruchliwych dyslokacji przy danym τ_m jest stała w szerokim zakresie temperatur. Obniżeniu τ_m ze wzrostem temperatury towarzyszy obniżanie gęstości ruchliwych dyslokacji. Należy zauważyć, iż krzywe zależności τ_m od temperatury są równoległe dla różnych gęstości początkowych dyslokacji i szybkości deformacji, procesy kierujące zależnościami temperaturowymi są zatem niezależne od tych wielkości. Omawiając punkt τ_m krzywej napięcie-deformacja należy wspomnieć o przejściu germanu od łupliwości do plastyczności [20], [50]. Wzrost gęstości początkowej dyslokacji czyni kryształ bardziej plastycznym, na przykład przy gęstości dyslokacji 5×10^5 dysl/cm² w temperaturze 450° C mamy pełną plastyczność kryształu, próbka bezdyslokacyjna pęka przy τ_m .

Pełniejsza analiza punktu τ_m krzywej napięcie-deformacja i spadku napięć po osiągnięciu tego punktu została przeprowadzona przez R. L. Bella i W. Bonfielda [18]. Spadek napięć po osiągnięciu punktu τ_m występuje, gdy szybkość deformacji plastycznej, określona przez iloczyn szybkości dyslokacji i ilości rozmnażających się dyslokacji, jest większa od szybkości ruchu główki. W punkcie τ_m następuje silny wzrost ilości ruchliwych dyslokacji, wzrost n przy stałym $\dot{\epsilon}$ wymaga zmniejszenia prędkości dyslokacji. Jeżeli zależność prędkości dyslokacji od napięć ma postać $v = \tau^m$, to zmniejszenie v daje zmniejszenie napięć τ (rys. 15 a) [18].

Próbka o orientacji pojedynczego poślizgu wykazuje silniejszy spadek napięć niż próbka, w której poślizg zachodzi w dwóch układach, w próbie o orientacji potrójnego poślizgu spadek napięć w ogóle nie występuje. W próbkach tych wzajemne oddziaływanie dyslokacji po osiągnięciu τ_m , daje zmniejszenie n ilości ruchliwych dyslokacji, dla utrzymania $\dot{\epsilon} = S_c/L_0$ trzeba dalszego wzrostu napięć powodującego wzrost v — prędkości ruchliwych lub zablokowanych dyslokacji, lub wzrostu ilości ruchliwych dyslokacji malejącej przez rosnące wzajemnie blokowanie dyslokacji. Jeżeli deformując próbkę przerwiemy deformację przy deformacjach większych od deformacji odpowiadającej τ_m , następnie znów poddamy dalszej deformacji, to górny punkt płynięcia nie występuje i deformacja zachodzi przy niższych napięciach. Odpuszczanie takiego kryształu w temperaturze 600° nie zmienia krzywej deformacji, odpuszczanie w temperaturze 700° i 800° zmniejsza gęstość zablokowanych dyslokacji, czemu towarzyszy spadek napięcia płynięcia.

Odpuszczanie w temperaturze 900° przez 70 godzin zmniejsza gęstość dyslokacji z $n = 7 \times 10^6$ cm⁻² do 1×10^5 cm⁻² i wywołuje ponowne pojawienie się przy dalszej deformacji górnego punktu płynięcia. Warunkiem pojawiania tego punktu jest obniżenie gęstości dyslokacji poniżej pewnej wartości krytycznej.

Wyjaśnienie tych zjawisk wymaga bardziej dokładnej teorii uwzględniającej zmiany napięć wewnętrznych, to jest oddziaływania dyslokacji ze wzrostem gęstości dyslokacji oraz dokładnego określenia zależności gęstości i prędkości

dyslokacji od napięć. Duży wzrost gęstości dyslokacji przy osiągnięciu τ_m , występowanie krytycznej gęstości dyslokacji koniecznej dla otrzymania τ_m , negatywny wynik doświadczeń z wpływem starzenia deformacyjnego i temperaturowego na pojawianie τ_m , brak wpływu domieszek, zależność τ_m od temperatury i szybkości deformacji (przeanalizowana w oparciu o analizę prędkości dyslokacji przez Johnstona [56]), zależność występowania τ_m od orientacji kryształu, to jest ilości czynnych układów poślizgu i związanych z tym zmian oddziaływań dyslokacji świadczą przeciwko teoriiom wiążącym występowanie τ_m z uwalnianiem dyslokacji od atmosfery Cottrella [51]. (Mechanizm odczepiania dyslokacji nie jest wykluczony i może również w pewnych warunkach odgrywać pewną rolę). Występowanie τ_m podobnie jak i wspomnianego wyżej okresu narastania deformacji obserwowanego w zjawisku pełzania [51, 19] może być wytłumaczone dynamiką zaradzania i ruchu dyslokacji.

Przejdźmy do wyjaśniania omawianych powyżej doświadczeń z odpuszczaniem kryształów deformowanych powyżej τ_m . Z pewnym przybliżeniem napięcia płynięcia τ_f możemy przedstawić jako sumę napięć koniecznych do poruszania dyslokacji z prędkością $v - \tau_v$ i napięć koniecznych do pokonania napięć wewnętrznych τ_i będących funkcją gęstości dyslokacji

$$\tau_f = \tau_v + \tau_i. \quad (10)$$

Jeżeli przyjmiemy, że prostoliniowe dyslokacje poruszają się ruchem jednostajnym, że w kryształach nie ma przeszkód dla ruchu tych dyslokacji (co jest z dużym przybliżeniem spełnione w obszarze łatwego poślizgu-odcinek EF krzywej, rys. 15 *a*, kryształu deformowanego w jednym układzie), że oddziaływanie dyslokacji polega jedynie na zmianach wzajemnej ich odległości wywołanych fluktuacjami termicznie aktywowanego procesu ruchu dyslokacji, to według Taylora [68]

$$\tau_i = \alpha \mu b \sqrt{n} \quad (11)$$

α — stała zależna od rozkładu i typu dyslokacji, μ — moduł ścięcia, b — wektor Burgersa. Doświadczalnie zmierzone τ_i silnie zależy od temperatury [18], μ i b zależy słabo, zatem przy stałym n zależność ta świadczy o zależności α od temperatury. Przegrupowania dyslokacji związane ze zmianą temperatury wykryto doświadczalnie.

Zachowanie τ_i pozwala wyjaśnić doświadczenia z odpuszczaniem kryształów. Po osiągnięciu τ_m mamy w kryształach dużą ilość ruchliwych dyslokacji. Powtórna dalsza deformacja zachodzi przy niższych napięciach $\tau_f = \tau_i$ (oddziaływania wytworzonych dyslokacji) $+ \tau_v$ (ruchu dyslokacji). Napięcia przy powtórnej deformacji są mniejsze o napięcia τ_g , konieczne do generacji dostatecznej ilości dyslokacji, τ_g jest większe niż τ_i , τ_v wymagane do nadania dyslokacjom mniejszej prędkości koniecznej do spełnienia warunku $\dot{\epsilon} = S_c/L_0$ przy dużym n jest również mniejsze, zatem τ_f jest mniejsze niż przy deformacji próbki o małej ilości ruchliwych dyslokacji. Odpuszczanie w temperaturze 700° i 800° zmniejsza gęstość dyslokacji, czemu towarzyszy zwiększanie prędkości dyslo-

kacji, konieczne do spełniania warunku $\dot{\varepsilon} = S_c/L_0$. Doświadczalnie zmniejszenie τ_i jest większe niż wzrost τ_v , co daje malenie τ_f .

Przyjmując powyżej przedstawiony prosty model łatwo można przewidzieć n_c — krytyczną gęstość dyslokacji, konieczną do otrzymania górnego punktu płynięcia, gdy ta gęstość zostanie osiągnięta lub przewyższona, to ilość dyslokacji jest dostateczna, aby przy ich ruchu, przy mniejszych napięciach z mniejszą prędkością, był spełniony warunek $\dot{\varepsilon} = S_c/L_0$. Przy n mniejszym od n_c mamy wzrost napięć i występowanie τ_m . τ_f można wyrazić w postaci:

$$\tau_f = \alpha\mu\bar{b}\sqrt{\bar{n}} + c_1 + c_2\ln\bar{v} = \alpha\mu\bar{b}\sqrt{\bar{n}} + c_1 + c_2\ln\frac{\dot{\varepsilon}}{n\bar{b}}$$

τ_f — napięcie wywołujące plastyczne płynięcie z prędkością $\dot{\varepsilon}$, C_1 i C_2 — stałe zależne od temperatury, $C_2\ln v$ — doświadczalnie zmierzona zależność napięć od prędkości dyslokacji.

Widzimy, iż τ_f posiada minimum przy pewnej wartości n_0 , dla n mniejszych od n_c występuje górny punkt płynięcia

$$\frac{d\tau_f}{dn} = \frac{\alpha\mu\bar{b}}{2\sqrt{nc}} - \frac{c_2}{n_c} = 0,$$

co daje $n_c = 9 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2}$, z doświadczenia $n_c = 1 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2}$. Temperaturowe zmiany szybkości deformacji plastycznej są procesem aktywowanym termicznie [18].

$$\dot{\varepsilon} = C \exp(S/k) \exp(-H/kT)$$

$$H = H_0 - \tau_v A \bar{b}. \quad (12)$$

S — entropia, H — enthalpia aktywacji, C — stała zależna od gęstości miejsc, w których zachodzi aktywacja termiczna, wzrostu deformacji wywołanej procesem aktywacji i częstości drgań sieci, A — powierzchnia zakreślona przez dyslokację podczas procesu aktywacji. Z doświadczenia wynika, że A jest niezależne od gęstości dyslokacji i znacznie wzrasta ze wzrostem temperatury. Istnieją próby wyjaśniania tego zjawiska na drodze różnych modeli związanych z zaczepianiem dyslokacji przez defekty samej dyslokacji [2], [18], [20], [23], [25] $A = l\bar{b}$, gdzie l jest odległością obszarów mniej ruchliwych na linii dyslokacji (przegrupowania jądra dyslokacji) i \bar{b} wektorem Burgersa.

Bardziej dokładne teorie temperaturowej zależności $\dot{\varepsilon}$ winny opierać się na analizie temperaturowej zależności prędkości i gęstości ruchliwych dyslokacji związanej z generacją i oddziaływaniem dyslokacji. Istnieje cały szereg modelowych założeń, mniej lub lepiej zgodnych z doświadczeniem [18]—[21], [2], [7], brak całego szeregu trudno mierzalnych danych doświadczalnych określających procesy ruchu i oddziaływania dyslokacji. Proste teorie τ_m i τ_f w obszarze łatwego poślizgu — odcinek EF krzywej, rys. 15 *a* — budowane z pomierzonych doświadczalnie gęstości i ruchliwości dyslokacji oraz prostych założeń o oddziaływaniu i generacji dyslokacji nie dają zgodności z doświadczeniem. W chwili obecnej zagadnienia te są przedmiotem licznych prac [7], [18]—[23].

8. Zakończenie

W zakończeniu pragnę podać główne kierunki prac obecnie prowadzonych, związanych z zagadnieniem dyslokacji w monokryształach germanu. Bardzo ważne jest otrzymanie kryształów bezdyslokacyjnych, w chwili obecnej wyeliminowano wpływ napięć termicznych i dyslokacji zarodki na zaradzanie dyslokacji w hodowanym kryształach, przedmiotem prac jest eliminacja źródeł dyslokacji, którymi są prawdopodobnie nagromadzenia luk [40—42; 70]. Ważnym zagadnieniem w badaniach plastyczności jest opracowanie metody oceny ilości ruchliwych dyslokacji oraz badania procesów rozmnażania dyslokacji i rozkładu prędkości dyslokacji w linii poślizgu. W pośrednich metodach oceny napięciowej zależności prędkości dyslokacji, z zależności $V = \frac{\dot{\epsilon}}{nb}$, napięcia ruchu dyslokacji τ_v wylicza się z zależności $\tau_v = \tau_f - \tau_i$; τ_f — doświadczalnie mierzone napięcie płynięcia, τ_i — napięcie oddziaływania dyslokacji. Istniejące proste teorie τ_i nie dają zgodności z doświadczeniem. Doświadczalna metoda określania τ_i została rozwinięta w pracy [18]. Bardzo ważnym zagadnieniem jest otrzymanie czystych typów dyslokacji [1] i przebadanie ich wpływu na własności fizyczne (tablica I i II). Teorie napięciowej i temperaturowej zależności prędkości dyslokacji, podobnie jak i teoria oddziaływania dyslokacji opierają się na licznych, możliwych założeniach modelowych o strukturze jądra dyslokacji, generacji przez poruszające się dyslokacje defektów punktowych i oddziaływaniu dyslokacji z defektami punktowymi [23], [25]—[29], [54]: te założenia modelowe nie są w chwili obecnej sprawdzane bezpośrednimi doświadczeniami. Pewnych danych dostarczają metody dekorowania, elektro-nowej mikroskopii transmisyjnej, metody rentgenowskie oraz teorie wpływu defektów na własności fizyczne strukturalnie czułe, na przykład wpływ odpuszczania deformowanych kryształów na własności elektryczne, wpływ deformacji na dyfuzję domieszek. Z bardziej szczegółowych prac przeglądowych i zbiorów prac poruszających omawiane zagadnienia należy wymienić: [57]—[65], [2]—[7].

Literatura

- [1] J. Hornstra, *Phys. Chem. Solids*, **5**, 129 (1958).
- [2] H. G. von Bueren, *Imperfections in crystals North Holland* 1960.
- [3] A. Kobus, *Podstawy geometrycznej teorii dyslokacji w kryształach*. Rozprawy Elektrotechn. **6**, 214 (1960).
- [4] W. L. Indenbom, *Kristallografia* **3**, 113 (1958) *tłum. polskie*. *Postępy Fizyki* **10**, 637 (1959).
- [5] J. A. Oding, *Teoria dyslokacji w metalach i jej zastosowanie*. *tłum. z ros.* PWN 1960.
- [6] N. F. Mott, *Atomic Structure and the Strength of Metals* Lond. 1956 Pergamon Press.
- [7] F. R. N. Nabarro et al, *Advances in Phys.* **13**, 193 (1964).
- [8] W. Dekeyser, S. Amelineks, *Les dislocations et la croissance des cristaux* Paris, Masson 1955.

- [9] G. L. Pearson, F. L. Vogel, *Progress in semiconductors* **6**, 3—35 (1963).
- [10] F. L. Vogel, W. G. Pfann, H. E. Correy, E. E. Thomas, *Phys. Rev.* **90**, 489 (1953).
- [11] J. R. Patel, *J. Appl. Phys.*, **29**, 170 (1958).
- [12] J. Okada, *J. Phys. Soc. Japan*, **10**, 1110 (1955).
- [13] Y. Uemura, *J. Phys. Soc. Japan*, **10**, 1018 (1955).
- [14] W. C. Dash, *J. Appl. Phys.*, **27**, 1193 (1956).
- [15] R. Bollough, *Phys. Rev.*, **110**, 620 (1958).
- [16] W. L. Bond, J. Andrus, *Phys. Rev.*, **101**, 1211 (1956).
- [17] W. J. Nikitienko, W. L. Indenbom, *Krystallografiya*, **6**, 420 (1961).
- [18] R. L. Bell, W. Bonfield, *Phil. Mag.*, **9**, 9, (1964).
- [19] H. G. van Bueren, *Philips. Tech. Rev.*, **22**, 362 (1960/61).
- [20] J. R. Patel, Chaudhuri, *J. Appl. Phys.*, **34**, 2788 (1963).
- [21] S. Schäfer, H. Alexander, P. Haasen, *Phys. Status. Solidi*, **5**, 247 (1964).
- [22] E. G. Johnston, J. J. Gilman — *J. Appl. Phys.*, **30**, 129 (1959). *Tlumaczenie. Post. Fiz.*, **11**, 419 (1960).
- [23] A. R. Chaudhuri, J. R. Patel, L. G. Rubin, *J. Appl. Phys.*, **33**, 2736 (1962).
- [24] J. J. Gilman, *J. Appl. Phys.*, **30**, 1584 (1959).
- [25] W. Celli, M. Kabler, T. Ninomiya, R. Thompson, *Phys. Rev.*, **131**, 58 (1963).
- [26] A. D. Braidsford, *Phys. Rev.*, **122**, 778 (1961).
- [27] W. P. Mason, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **32**, 458 (1960).
- [28] J. D. Eshelby, *Proc. Phys. Soc.*, **69**, 1013 (1956).
- [29] J. Frenkel, T. A. Kontorowa, *Phys. Z. Sowjetunion*, **13**, 1 (1938); *J. Phys. USSR* **1**, 137 (1939).
- [30] A. Kobus, *Rozprawy elektrotech.*, **6**, 240 (1960).
- [31] W. R. Regiel, A. A. Urusowskaja, W. N. Kolomyjczuk, *Krystallografiya*, **4**, 937 (1959).
- [32] W. Bardsley, R. I. Bell, B. W. Starughan, *J. Electronics and Control.*, **5**, 19 (1958).
- [33] A. G. Chynoweth, G. L. Pearson, *J. Appl. Phys.*, **29**, 1103 (1958).
- [34] G. K. Wehner, *J. Appl. Phys.*, **29**, 217 (1958).
- [35] W. Mehl, M. C. Coutis, *J. Appl. Phys.*, **34**, 2120 (1963).
- [36] M. N. Kabler, *Phys. Rev.* **131**, 54 (1963).
- [37] A. Kobus, *Rozprawy elektrotech.*, **7**, 290 (1961).
- [38] L. G. Cressell, J. A. Powell, *Progr. in Semiconductors* **2** (1957).
- [39] W. C. Dash, *Journ. Appl. Phys.*, **30**, 459 (1959).
- [40] B. Okkerse, *Philips Tech. Rev.*, **21**, 340 (1959/60).
- [41] A. G. Tweet, *J. Appl. Phys.*, **29**, 1520 (1958) **30**, 2002 (1959).
- [42] C. Elbaum, *Internat. Conf. on Crystals. Lattice Defects Kyoto* (1962); K. A. Jackson, *Phil. Mag.*, **7**, 1117 (1962).
- [43] D. P. Miller, J. E. Moore, C. R. Moore, *J. Appl. Phys.*, **33**, 2648 (1962)
- [44] A. J. Gross, K. E. Benson, W. G. Pfann, *Acta Metallurgica*, **4**, 332 (1956).
- [45] J. R. Patel, *J. Appl. Phys.*, **33**, 2223 (1962).
- [46] P. Penning, *Philips Tech. Rev.*, **19**, 357 (1957/58).
- [47] W. L. Indenbom, *Krystallografiya*, **9**, 74 (1964).
- [48] *Growth and Perfection of Crystals*. Ed. R. H. Doremus et al. J. Wiley N. Y. 1958.
- [49] D. T. J. Hurle, *Progr. Materials Sci.*, (incorporat *Progress in Metal Physics*) **10**, (2) (1962). Pergamon Press. Ed. B. Chalmers, B. King.
- [50] O. W. Johnson, P. Gibbs, *J. Appl. Phys.*, **34**, 2852 (1963).
- [51] J. R. Patel, *Phys. Rev.*, **101**, 1436 (1956).
- [52] W. Ridner, R. F. Trampusch, *J. Appl. Phys.*, **34**, 758 (1963).
- [53] W. T. Read, *Dislocations in crystals* Mc Graw-Hill, New York 1953.
- [54] A. H. Cottrell, *Dislocations and Plastic Flow in Crystals*, Oxford Univ. Press. 1953.
- [55] J. Friedel, *Les dislocations*, Gautiers-Villars Paris 1956.

- [56] W. G. Johnston, *J. Appl. Phys.* **33**, 2716 (1961).
- [57] J. N. Hobstetter, *Progr. in Metal Physics*, **7**, 1 (1958).
- [58] P. Haasen, A. Seeger, *Halbleiterprobleme IV*. Vieweg, Braunschweig 1958.
- [59] A. Seeger — *Handbuch der Physics VII/2* Springer 1958.
- [60] E. J. Kokrisz — *Rost. Kristallow 2* Izd. ANZSRR 1959.
- [61] J. J. Gilman, W. G. Johnston, *Solid-State. Phys.*, **13** (1962) ed. F. Seitz, D. Turnbull Acad. Press.
- [62] *Dislocations and mechanical properties of crystals* (int. conf. held at Lake Placid 6—8, 10 (1956) Eds. J. C. Fisher et al. Wiley Ney York 1957.
- [63] *Niesowierszeństwa w kristallach polprowodnikow.* sb. stateji s. ang. red. D. A. Pietrow Izd. Mjetallurgja M 1964.
- [64] *Report of fifth general assambly and international congress of Intern. Union of Crystalography*, *Acta Cryst.*, **13**(12) (1960).
- [65] *Internat. Conf. on Crystal. Lattice Defects*. Kyoto 1962.
- [66] F. L. Vogel, *Acta Metallurgica*, **3**, 245 (1955).
- [67] W. G. Pfann, F. L. Vogel, *Acta Metallurgica*, **5**, 337 (1957).
- [68] G. I. Taylor, *Proc. Roy Soc., A* **145**, 362 (1934).
- [69] W. G. Pfann, L. C. Lovell, *Acta Metallurgica*, **3**, 512 (1955).
- [70] G. Schoeck, W. A. Tiller, *Phil. Mag.*, **5**, 43 (1960).
- [71] R. L. Logan, G. L. Pearson, D. A. Kleinman, *J. Appl. Phys.*, **30**, 885 (1959).
- [72] R. M. Broudy *Advances in Phys.*, **12**, 135 (1963).
- [73] G. A. Geach, B. A. Irwing, P. Philips, *Research* **10**, 411 (1957).

Jan Łopuszański

Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego
Zakład Fizyki Teoretycznej Instytutu Fizyki PAN

Niektóre aktualne zagadnienia z kwantowej teorii pola *

1. Wstęp

W wykładzie tym chciałem przedstawić Państwu parę wyników z aksjomatycznej kwantowej teorii pola. Dla prostoty będę rozpatrywał pole rzeczywiste, skalarne, które oznaczać będę przez A , chociaż niektóre z wyników dadzą się łatwo uogólnić na inne pola *mutatis mutandis*. Rezultaty, na których głównie się skoncentruję pochodzą z okresu dwu do trzech ostatnich lat i nie należą do rzędu tak ogólnie znanych, jak np. twierdzenie TCP lub związek spinu ze statystyką, chociaż stanowią trwałą i ważny wkład w teorię pola. Niektóre z tych rezultatów mają charakter stwierdzeń negatywnych i dlatego nie są może tak atrakcyjne: mówią one jak czynić nie należy. Ich znaczenie leży w tym, że ograniczają znacznie swobodę wyboru modeli w teorii pola, a co za tym idzie — prowadzą teorię we właściwym kierunku i grają konstruktywną rolę. Wiadomo bowiem, że, jak dotychczas, nie udało się podać nietrywialnego modelu¹, który spełniałby aksjomaty teorii pola.

Z uwagi na ograniczony czas referatu nie mogę omówić wszystkich nowszych ważniejszych osiągnięć teorii. Do rzędu tych należą dwa bardzo ważne wyniki, z których konsekwencje wykorzystam *implicite* w dalszym ciągu wykładu. Są to:

1) twierdzenie przeniesione z mechaniki statystycznej na grunt teorii pola, a dotyczące tzw. *cluster decomposition* funkcji korelacyjnych. Dotyczy ono tutaj funkcji Wightmana i da się zapisać: $\lim_{a \rightarrow \infty} (\psi_0, A(x_1) \dots A(x_s) A(x_{s+1} + a) \dots$

$A(x_n + a)\psi) = (\psi_0, A(x_1) \dots A(x_s)\psi_0 (\psi_0, A(x_{s+1}) \dots A(x_n)\psi_0)$ dla a przestrzennych (odnośnie do oznaczeń zobacz niżej). Osiągnięcie to zawdzięczamy Haagowi, Arakiemu, Ruelle'owi i innym [1],

2) udowodnienie istnienia pól prawie lokalnych, które dla dużych ujemnych i dodatnich czasów są mocno zbieżne do asymptotycznych pól swobodnych

* Referat wygłoszony na Konferencji Fizyki Teoretycznej w Dolinie Chochołowskiej w czerwcu 1963 r.

¹ Przez „nietrywialny model“ rozumiem model pola, którego operator rozproszenia jest różny od jedności.

wchodzących i wychodzących, odpowiednio. Osiągnięcie to zawdzięczamy również głównie tym samym fizykom [1]. Dotychczas odnoszono się z dużą rezerwą do formalizmu, w którym występował warunek asymptotyczny (zobacz krytyczne uwagi Wightmana [2]). Wynik 2) rozwiął wątpliwości specjalistów. Toteż w wykładzie tym będę się posługiwał formalizmem Lehmana, Zimmermanna i Symanzika (w skrócie L. S. Z.) [3] na równi z formalizmem Wightmana [4]. Za używaniem formalizmu L. S. Z. przemawia poza tym to, że wychodzi on od stanów asymptotycznych oraz od operatora rozproszeń jako od pojęć pierwotnych, co odpowiada tendencjom, które ostatnio pojawiły się w fizyce (np. Chew).

Wykład mój nie pretenduje do ścisłości matematycznej, co nie oznacza jednak, że wyniki przytoczone nie dadzą się sformułować zupełnie ściśle. Głównym celem tego wykładu jest pokazać Państwu, że z teorią pola nie jest tak źle, jak to starają się sugerować niektórzy fizycy.

2. Aksjomaty

Podstawom teorii w ujęciu Wightmana poświęcony był na tej konferencji osobny wykład dra Uhlmanna. W tym pięknym wykładzie podana została z pełną ścisłością matematyczna struktura teorii. Ograniczę się do zestawienia aksjomatów, co do których fizycy są na ogół zgodni, że należy je położyć u podstaw teorii. Rozstrzygnięcie problemu, czy aksjomaty te są od siebie niezależne nie jest łatwe (patrz np. Haag i Schroer [5]). Jak wspomniałem na wstępie, nie wiadomo też czy nie zawężają one teorii tak, że jedynym polem, które je spełnia, jest pole swobodne.

A oto aksjomaty teorii:

1) Badamy zjawiska zachodzące w 4-wymiarowej przestrzeni Minkowskiego. Stany fizyczne układów, które biorą udział w tych zjawiskach są opisane promieniami w ośrodkowej przestrzeni Hilberta, to znaczy takiej, w której da się wprowadzić przeliczalny układ wektorów bazowych, oraz w której metryka jest dodatnio określona ².

2) Do każdego punktu 4-wymiarowej przestrzeni Minkowskiego należy operator pola $A(x)$ (przypominam, że ograniczam się do pól rzeczywistych i skalarnych), gdzie $x = x_0, x_1, x_2, x_3$. Elementy macierzowe tego operatora są temperowanymi dystrybucjami, tzn. że np.

$$A(f) \equiv \int A(x)f(x)dx \quad dx \equiv dx_0 dx_1 dx_2 dx_3 \quad (1)$$

jest operatorem, na ogół nieograniczonym, w przestrzeni Hilberta. Funkcja próbna $f(x)$ jest nieskończenie wiele razy różniczkowalna i znika mocniej dla dużych $|x_n|$ niż dowolna potęga x_n . Powinien być spełniony warunek ciągłości:

² Ostatnio pokazano (Borchers [6]), że istnieje związek między założeniami ośrodkowej przestrzeni Hilberta, a dopuszczeniem do konkurencji temperowanych dystrybucji.

dla $f_n(x)$ dążącego do zera wraz ze wszystkimi pochodnymi dla $n \rightarrow \infty$ również $A(f_n) \rightarrow 0$. Ogólnie mamy

$$A(f) \equiv f_0 + \int A(x)f_1(x)dx + \iint A(x_1)A(x_2)f_2(x_1, x_2)dx_1dx_2 + \dots + \int \dots \int A(x_1)\dots A(x_n)f_n(x_1, \dots, x_n)dx_1\dots dx_n, \quad (2)$$

gdzie $f = (f_0, f_1, f_2, \dots)$ mają podobne własności jak $f(x)$ ³.

Ponieważ operator $A(f)$ nie jest na ogół ograniczony, nie jest więc określony w całej przestrzeni H , ale na gęstym zbiorze D należącym do H . W związku z tym zakładamy, że istnieje gęsty zbiór D , na którym wszystkie $A(f)$ dla dowolnych f są określone. Na ogół f powinno mieć suport 4-wymiarowy (zwarty), w szczególnych przypadkach, np. pól swobodnych, ten suport może być 3-wymiarowy (np. $\int f(\vec{x})A_0(\vec{x}, t)d^3x$ jest dobrze określone: A_0 oznacza pole swobodne).

W dalszym ciągu referatu będę nieraz posługiwał się operatorem $A(x)$ zamiast dobrze określonym $A(f)$, a to dla przejrzystości wykładu i to tylko tam, gdzie nie prowadzi to do fałszywych wniosków.

3) Obowiązuje zasada szczególnej teorii względności. Będę używał metryki $x^2 \equiv \sum_{\mu=0}^3 x_\mu x^\mu \equiv x_0^2 - \vec{x}^2$.

4) Do każdej niejednorodnej właściwej transformacji Lorentza

$$x'_\mu = \sum_{\nu=0}^3 L'_\mu{}^\nu x_\nu + a_\mu \quad \text{w krótkości:} \quad x' = Lx + a \quad (3)$$

w 4-wymiarowej przestrzeni Minkowskiego należy unitarna transformacja $U(L, a)$ w przestrzeni H taka, że

$$U(L, a)A(x)U^{-1}(L, a) = A(Lx + a). \quad (3a)$$

Innymi słowy: w przestrzeni H istnieje reprezentacja niejednorodnej właściwej grupy Lorentza L'_\pm . Transformacje Lorentza z odbiciem czasu w 4-wymiarowej przestrzeni Minkowskiego reprezentowane są w przestrzeni H przez operator antyunitarny (patrz rozdział 3). W szczególności dla grupy translacji mamy⁴

$$U(0, a) = e^{iPa}; \quad Pa = P_0 a_0 - \vec{P}\vec{a}; \quad [P_\nu, P_\mu] = 0. \quad (4)$$

5) Operator P_0 ma wymiar energii, \vec{P} — wymiar pędu. Postuluje się warunek spektralny dla operatora energii-pędu P_μ

$$\begin{aligned} P'_0 &\geq 0 & P' &\text{— wartości własne operatora } P \\ P'^2 &= M^2 \geq 0. \end{aligned} \quad (5)$$

³ Widać z powyższego, że np. $f_2(x_1, \dots)$ nie może być niezmiennie względem 4-wymiarowych przesunięć.

⁴ Aby otrzymać (4) wykorzystujemy istnienie $\left. \frac{dU(0, a)}{da} \right|_{a=0}$ oraz związku $U(0, a)U(0, b) = U(0, b)U(0, a) = U(0, a+b)$.

Stan własny operatorów P_μ energetycznie najniższy ($P'_0 = 0$) nazywamy próżnią ψ_0 . Zakładamy, że należy ona do przestrzeni Hilberta. Oczywiście dla próżni $M^2 = 0$. Z pozostałych aksjomatów wynika, że próżnia jest jedyna (Borchers, Reeh i Schlieder [6]). Jest ona niezmiennicza względem transformacji Lorentza.

Poza tym możemy wyspecyfikować widmo mas np. tak, aby podprzestrzeń H_{m^2} , scharakteryzowana przez $M^2 = m^2 > 0$ (gdzie m jest masą fizyczną jednej cząstki), reprezentowała stany jednocząstkowe. Podprzestrzeń H_{m^2} jest też niezmiennicza względem transformacji Lorentza⁵. Widmo ciągłe $M^2 \geq \mu^2 > m^2$ (np. $\mu^2 = (2m)^2$) charakteryzuje przestrzeń dwu i więcej cząstek, tzw. stany rozproszeniowe. Każda z przestrzeni H_{M^2} jest niezmiennicza względem transformacji Lorentza.

Przyjmując taką strukturę widma wykluczamy pojawienie się innych stabilnych cząstek o różnych masach. Można, oczywiście, postulować inną strukturę widma.

6) Pole $A(x)$ jest zupełne (inaczej: jest ono stowarzyszone z nieredukowalnym pierścieniem von Neumanna operatorów w przestrzeni Hilberta). Oznacza to, że

definicja 1: dla dowolnych dwu wektorów w H , np. φ i ψ istnieje taki operatorowy wielomian funkcjonalny $A(f)$ (patrz [2])⁶, że

$$\|\varphi - A(f)\psi\| < \varepsilon \quad (6)$$

definicja 2: każdy operator w H da się aproksymować przy pomocy $A(f)$ lub też definicja 3: jedynym operatorem, który komutuje z wszystkimi $A(f)$ jest wielokrotność jedności (lemmat Schura)⁷.

Jak wspomniałem na wstępie można pokazać, opierając się na innych postulatach, że istnieją pola asymptotyczne swobodne wchodzące i wychodzące, które oznaczać będą A_{in} i A_{out} , odpowiednio należące do pola A , a zdefiniowane wzorem

$$A_{\text{out}}(x) = A(x) + \int_{\text{adv}} A_{\text{ret}}(x-y) K_y A(y) dy \quad (7)$$

$$K \equiv \square_y - m^2.$$

Z (7) oraz z (3a), (dokładniej z infinitezymalnej transformacji przesunięcia

$$\frac{\partial A(x)}{\partial x_\mu} = -i[P_\mu, A(x)] \quad \mu = 0, 1, 2, 3,$$

⁵ Warto zauważyć, że stany opisujące cząstkę (lub wiele cząstek) o danej energii i pędzie nie są normowalne, przeto nie należą do przestrzeni H . Niemniej dla prostoty będziemy się nimi posługiwać.

⁶ Ponieważ $A(f)\psi$ tworzy gęsty zbiór w H , więc nie każdy wektor w H da się wyrazić w postaci $A(f)\psi$, ale każdy da się aproksymować wielomianem; podobnie jak nie każda funkcja ciągła $g(x)$ zmiennej x da się wyrazić przez szereg potęgowy w x , ale każda da się aproksymować wielomianem $W(x)$ w skończonym przedziale.

⁷ Jesliby np. istniał wektor φ , którego nie można byłoby aproksymować przez zastosowanie $A(f)$ do ustalonego ψ , to oznaczałoby to, że zbiór $A(f)\psi$ tworzy podprzestrzeń niezmienniczą w przestrzeni H . Działając na φ operatorami $A(f)$ otrzymalibyśmy z kolei zbiór wektorów $A(f)\varphi$ nie mających wspólnych wektorów z $A(f)\psi$ i również niezmienniczy. W ten sposób H rozpadłoby się na szereg podprzestrzeni niezmienniczych czyli reprezentacja operatorów byłaby redukowalna.

tw. równań ruchu Heisenberga) wynika, że A_{in} i A_{out} spełniają te same związki transformacyjne co A oraz te same związki komutacyjne co pola swobodne

$$[A_{\text{out}}(x), A_{\text{in}}(y)] = -i\Delta(x-y). \quad (8)$$

Znając te związki, równania ruchu oraz widmo energii możemy podać kształt operatora energii jako funkcjonału A_{in} (lub A_{out}). Korzystając z tego oraz z (5) i (8) można wykazać istnienie próżni (tylko jeśli $m = 0!$). Zdefiniuję teraz operatory anihilacji cząstek

$$a_{\text{in},\alpha} = i \int_{t=x_0} d^3x \left[f_{\alpha}^*(x) \frac{\partial A_{\text{in}}(x)}{\partial x_0} - A_{\text{in}}(x) \frac{\partial f_{\alpha}^*(x)}{\partial x_0} \right] \quad (9a)$$

$$a_{\text{out},\alpha} = \text{jak wyżej } (A_{\text{in}} \rightarrow A_{\text{out}}); \quad K_x f_{\alpha}(x) = 0, \quad (9b)$$

gdzie $f(x)$ tworzy zupełny, ortogonalny, normalny układ funkcji o częstościach dodatnich ($\alpha = 1, 2, 3, \dots$). Operatory te działając na próżnię dają zero; ta własność może być użyta jako alternatywna definicja próżni. Definiuję też operatory tworzenia cząstki

$$a_{\text{in},\alpha}^+ = -i \int_{t=x_0} d^3x \left[f_{\alpha}(x) \frac{\partial A_{\text{in}}(x)}{\partial x_0} - A_{\text{in}}(x) \frac{\partial f_{\alpha}(x)}{\partial x_0} \right] \\ a_{\text{out},\alpha}^+ = \text{jak wyżej } (A_{\text{in}} \rightarrow A_{\text{out}}). \quad (9c)$$

Działając tymi operatorami na próżnię otrzymamy stan należący do podprzestrzeni H_{m^2} . Interpretujemy ten stan jako stan jednej cząstki opisanej liczbami kwantowymi α . Działając wielokrotnie operatorem tworzenia na próżnię otrzymamy stany, które interpretować będziemy jako stany dwu-, trzy *etc.* -cząstkowe wchodzące lub wychodzące, odpowiednio. W ten sposób przeprowadzamy standardową konstrukcję Focka układu ortonormalnego (nie koniecznie rozpinającego całą przestrzeń H). Mówiąc, że $A(x)$ dąży asymptotycznie do $A_{\text{in}}(x)$ lub $A_{\text{out}}(x)$, gdy $x_0 \rightarrow \mp \infty$ rozumiemy, że

$$\lim_{t \rightarrow \mp \infty} a_{\alpha}(t) = a_{\text{in},\alpha}^{\text{out}}$$

$$\lim_{t \rightarrow \mp \infty} a_{\alpha}^+(t) = a_{\text{in},\alpha}^{\text{out}+}$$

w sensie słabej operatorowej zbieżności (patrz rozdział 9), gdzie

$$a_{\alpha}(t) = i \int_{t=x_0} d^3x \left[f_{\alpha}^*(x) \frac{\partial A(x)}{\partial x_0} - A(x) \frac{\partial f_{\alpha}^*(x)}{\partial x_0} \right] \quad (10a)$$

$$a_{\alpha}^+(t) = -i \int_{t=x_0} d^3x \left[f_{\alpha}(x) \frac{\partial A(x)}{\partial x_0} - A(x) \frac{\partial f_{\alpha}(x)}{\partial x_0} \right]. \quad (10b)$$

Można pokazać, że $A(x)$ jest zbieżne do $A_{\text{out}}(x)$ lub $A_{\text{in}}(x)$, nie można jednak pokazać, że pola asymptotyczne są zupełne. Jeśli założymy zupełność opera-

torów asymptotycznych wchodzących i wychodzących w tej samej przestrzeni Hilberta, to będzie to dodatkowy postulat

$$H_{\text{in}} = H_{\text{out}} = H. \quad (11)$$

Wtedy zupełność A jest wnioskiem. Jeśliby bowiem tak nie było, to istniałby taki operator różny od wielokrotności jedności, który komutowałby z prawą stroną (7). Musiałby on, oczywiście, komutować też z lewą stroną (7), a więc pole asymptotyczne nie byłoby zupełne, co jest sprzeczne z założeniem. Toteż przyjmujemy w dalszym ciągu silniejszy postulat (11). Z zupełności pól asymptotycznych i z faktu, że spełniają one standardowe związki komutacyjne pól swobodnych oraz że istnieje dla nich wspólna próżnia, wynika istnienie unitarnego operatora, tzw. operatora rozproszeń, który oznaczymy przez S , zdefiniowanego przez

$$A_{\text{out}}(x) \equiv SA_{\text{in}}(x)S^{-1}. \quad (12)$$

Ponieważ A_{in} i A_{out} transformują się przy transformacji Lorentza wg recepty (3), więc U komutuje z S . Podprzestrzenie w H niezmiennicze względem transformacji Lorentza przechodzą pod działaniem S w siebie. Stąd natychmiast wynika stabilność próżni

$$S\psi_0 = \psi_0 \quad (13)$$

oraz stanów jednocząstkowych

$$SH_{m^2} = H_{m^2}. \quad (14)$$

Pole $A(x)$ jest lokalne, tzn. dla $(x-y)^2 < 0$

$$[A(x), A(y)] = 0. \quad (15)$$

Operator S , zwany też macierzą S , nazywamy kausalnym, jeśli dla pola wchodzącego i pola wychodzącego istnieje lokalne pole $A(x)$. Będziemy w dalszym ciągu zakładać, że przynajmniej jedno takie lokalne interpolujące pole $A(x)$ istnieje. Inaczej wykład ten nie miałby wiele sensu.

3. Klasy Borchersa

Z aksjomatów teorii pola wynika istnienie operatora antyunitarnego transformacji TCP, który oznaczę przez Θ i który jest zdefiniowany

$$\Theta A(x)\Theta = A(-x) \quad \Theta = \Theta^{-1} \quad (16a)$$

$$\Theta\psi_0 = \psi_0 \quad (16b)$$

(zauważmy, że dla zespolonych pól (16a) ma postać $\Theta A(x)\Theta = A^+(-x)$). Dowodowi niezmienniczości teorii względem transformacji TCP jako konsekwencji aksjomatów poświęcona została część wykładu dra Namysłowskiego, dla-

tę ograniczę się tu jedynie do dwu uwag; przypomnę definicję operatora antyliniowego, który oznaczę przez V ,

$$V(\lambda\varphi + \mu\psi) = \lambda^*V\varphi + \mu^*V\psi$$

$\lambda, \mu =$ liczby, $\varphi, \psi =$ dowolne wektory należące do H . Operator antyliniowy nazywamy antyunitarnym, jeśli zachodzi

$$(V\varphi, V\psi) = (\varphi, \psi)^*.$$

Przypomnę też twierdzenie: warunkiem koniecznym i wystarczającym na to, aby istniał operator Θ jest słaba lokalność [7]

$$(\psi_0, A(x_1)A(x_2)\dots A(x_n)\psi_0 = \psi_0, A(x_n)\dots A(x_2)A(x_1)\psi_0),$$

gdzie punkty x_1-x_2, x_2-x_3 etc. są regularnymi punktami rzeczywistymi (tzw. punktami Josta)⁸.

Do naszych dalszych rozważań potrzebować będziemy następującego twierdzenia: warunkiem koniecznym i wystarczającym na to, aby dwa pola $A(x)$ i $B(x)$ miały wspólny operator TCP jest słaba wzajemna lokalność.

Bochers [8] pokazał, że zachodzi twierdzenie, jeśli

$$\left. \begin{aligned} [A(x), A(y)] &= 0 \\ [B(x), B(y)] &= 0 \end{aligned} \right\} (x-y)^2 < 0 \quad \text{oraz} \quad (17a)$$

$$A_{\text{in}}(x) = B_{\text{in}}(x) \quad (17b)$$

wtedy słaba wzajemna lokalność obu pól jest warunkiem koniecznym i wystarczającym, aby oba pola miały tę samą macierz S .

Uwaga: jak było powiedziane w rozdziale 2 A_{in} przyjmujemy za pole zupełne oraz zakładamy, że próżnia jest jedyna.

Dowód

Dostateczność: z wzajemnej słabej lokalności A i B wynika istnienie wspólnego operatora TCP Θ . Mamy

$$\begin{aligned} \Theta A_{\text{in}}(x)\Theta &= \Theta A(x)\Theta + \int \Delta_{\text{ret}}(x-y)K_y\Theta A(y)\Theta = \\ &= A(-x) + \int \Delta_{\text{adv}}(-x+y)K_y A(-y) = A_{\text{out}}(-x). \end{aligned} \quad (18)$$

Ponieważ $A_{\text{in}}(x) = B_{\text{in}}(x)$, więc w myśl (18) również $A_{\text{out}}(x) = B_{\text{out}}(x)$, a zatem $S_A = S_B$ zgodnie z (12).

Konieczność: A i B są polami lokalnymi, więc istnieje dla każdego z osobna operator TCP Θ_A i Θ_B . Pole A_{in} oraz A_{out} określają w jednoznaczny sposób operator TCP. Jeśli $S_A = S_B$, to w myśl (17b) $A_{\text{out}} = B_{\text{out}}$, a zatem $\Theta_A = \Theta_B$ i dlatego A i B muszą być słabo lokalne (koniec dowodu).

⁸ Dla pól lokalnych każdy punkt przestrzenny jest punktem Josta i na odwrót dla słabo-lokalnych punkty Josta są punktami przestrzennymi.

Borchers [8] udowodnił dalej twierdzenie, jeśli

$$\left. \begin{aligned} [A(x), A(y)] &= 0 \\ [B(x), B(y)] &= 0 \end{aligned} \right\} (x-y)^2 < 0 \quad (19a)$$

oraz

$$[A(x), B(y)] = 0 \quad (19b)$$

i jeśli A_{in} i B_{in} należą do tej samej masy, to $B_{\text{in}}(x) = \lambda A_{\text{in}}(x)$, gdzie λ jest rzeczywiste.

Dowód

jest oparty na identyczności [9]:

$$\begin{aligned} \int dx \int dy f_a^*(x) f_\beta(y) K_x K_y T A(x) B(y) &= \\ &= \int dy \int dx f_a^*(x) f_\beta(y) K_x K_y T A(x) B(y), \end{aligned} \quad (20a)$$

gdzie $f_a(x)$ jest dane przez (9b). Z identyczności tej wynika

$$[b_{\text{out},\beta}^-, a_{\text{out},\alpha}^+] = [b_{\text{in},\beta}^-, a_{\text{in},\alpha}^+]. \quad (20b)$$

Posługując się podobnymi do (20a) identycznościami i łącząc te wyniki razem dochodzimy do rezultatu

$$[A_{\text{in}}(x), B_{\text{in}}(y)] = [A_{\text{out}}(x), B_{\text{out}}(y)]. \quad (20c)$$

Druga identyczność (oraz do niej podobne)

$$\begin{aligned} \int dx \int dy f_a^*(x) f_\beta(y) K_x K_y T A(x) B(y) A(z) &= \\ &= \int dy \int dx f_a^*(x) f_\beta(y) K_x K_y T A(x) B(y) A(z) \end{aligned} \quad (20d)$$

prowadzi nas do związku

$$[[A_{\text{in}}(x), B_{\text{in}}(y)], A(z)] = 0. \quad (20e)$$

Komutator $[A_{\text{in}}(x), B_{\text{in}}(y)]$ musi być zatem liczbą. Korzystając z niezmienniczości względem transformacji TCP i Lorentza otrzymamy

$$[A_{\text{in}}(x), B_{\text{in}}(y)] = i\lambda \Delta(x-y) \quad \lambda = \lambda^* \quad (20f)$$

skąd, biorąc pod uwagę, że A_{in} jest zupełne, otrzymamy udowodnianą tezę.

Z poprzedniego twierdzenia wynika następane twierdzenie, jeśli pola A i B są lokalne i wzajemnie lokalne oraz posiadają pola wchodzące należące do tej samej masy m , to A i B mają ten sam operator rozproszenia S .

Zdefiniuję teraz klasę pól Borchersa: wszystkie pola A, B, C, \dots należą do tej samej klasy Borchersa co A , jeśli A jest zupełne i lokalne oraz B, C, \dots są lokalne względem A .

Borchers wykazał, że z lokalności i zupełności A i jego lokalności względem B wynika lokalność B jak również, że lokalność pól (silna oraz słaba) jest własnością tranzytywną (np. dla pól lokalnych A, B, C , z których A jest zupełne i lokalne względem B i C mamy również lokalność B względem C). St

wynika, że wszystkie pola w jednej klasie Borchersa są lokalne i lokalne względem siebie. Oczywiście, zupełne pola lokalne są lokalne względem siebie. Ponadto, zupełne pole lokalne może należeć tylko do jednej klasy Borchersa.

Z twierdzeń powyżej przytoczonych widać, że wszystkie pola w jednej klasie Borchersa, które mają pola asymptotyczne o tej samej masie i wśród których jest pole asymptotyczne zupełne, mają tę samą macierz S . Jeśli w klasie Borchersa znajduje się jedno pole, to znajduje się ich też więcej. Dla ilustracji podam przykłady.

Dla $S = 1$ (nie ma rozproszeń) wraz z $A(x) \equiv A_0(x)$ należy tutaj też np. $B(x) = A_0(x) + :A_0^2(x):$ ($:A_0^n(x):$:= iloczyn normalny Wicka z $A_0(x)A_0(x) \dots A_0(x)$).

Dla $S \neq 1$ wraz z hipotetycznym $A(x)$, dla którego $K_x A(x) \equiv j(x) \neq 0$, należy również $B(x) \equiv A(x) + K_x A(x)$.

Z twierdzeń Borchersa wynika też ciekawy wniosek: dwa lokalne pola swobodne, z których jedno jest zupełne, należące do tej samej masy, są względem siebie lokalne tylko wtedy, jeśli są równe (proporcjonalne).

4. Niektóre kryteria na to, aby pole nie dawało rozproszeń

W formalizmie L.S.Z związek

$$K_x A(x) = j(x), \quad (21)$$

gdzie $j(x)$ jest prądem, nie jest równaniem (jak w teorii z lagranżjanem), ale definicją prądu jako funkcyjonału pola. Może się jednak zdarzyć, że istnieje jakieś równanie (bądź to różniczkowe bądź to całkowite lub różniczkowo-całkowe), które łączy przeszłość z przyszłością⁹. Toteż warto zastanowić się, jaka postać prądu, jako funkcyjonału pola, jest przez teorię dopuszczalna. Jedną z prac poświęconych temu zagadnieniu jest praca Arakiego, Haaga i Schroera [11]. Wykorzystali oni — między innymi — twierdzenia Borchersa dla udowodnienia następującego twierdzenia: jeśli prąd jest dany wzorem

$$j(x) = \sum_{n=2}^N C_n : A_0^n(x) :, \quad (22)$$

gdzie c_n są liczbami, N jest skończone, zaś A_0 jest polem swobodnym, lokalnym, należącym do masy m (A_0 może być różne od A_{in} lub A_{out} !), $A(x)$ — polem lokalnym i $j(x)$ jest polem zupełnym, to $S = 1$.

Dowód

A_0 jest lokalne oraz lokalne względem j (zobacz (22))

$$[A_0(x), j(y)] = 0 \quad (x-y)^2 < 0. \quad (23a)$$

⁹ Haag włączył nawet do swego programu tę naturalną z punktu widzenia fizyka hipotezę jako dodatkowy aksjomat, tzw. „aksjomat plasterka czasowego“ (*time slice axiom*) [10].

A jest również lokalne oraz lokalne względem j (zobacz (21))

$$[A(x), j(y)] = 0 \quad (x-y)^2 < 0. \quad (23b)$$

Zatem zarówno A_0 jak i A należą do tej samej klasy Borchersa co (zupełne) pole j i, co za tym idzie, są wzajemnie lokalne. Pole A_0 jest polem zupełnym (gdyby A_0 nie było polem zupełnym, to j nie mogłoby być też polem zupełnym). Ponieważ pola A_0 i A mają pola asymptotyczne o tej samej masie m , a więc mają wspólny operator S . Ponieważ A_0 jest polem swobodnym, więc

$$\lambda A_{\text{in}}(x) = \lambda A_{\text{out}}(x) = A_0(x),$$

czyli $S = 1$ (koniec dowodu).

Araki, Haag i Schroer pokazali poza tym, że związki (15) oraz (21) i (22) nie dadzą się pogodzić. A więc A nie może być uogólnionym swobodnym polem (zobacz niżej, rozdział 5). Wyniki ich zostały następnie rozszerzone przez Bardackiego i Sudarshana [12], którzy pokazali, że również dla prądu, który jest funkcjonalnym wielomianem, ze względu na pole swobodne, lokalne A_0 , nie występują rozproszenia. W szczególności dla

$$j(x) = \sum_{n=2}^{\infty} \int \dots \int dx_1 \dots dx_n j_n(x-x_1, \dots, x-x_n) : A_{\text{in}}(x_1) \dots A_{\text{in}}(x_n) :, \quad (24)$$

gdzie j_n są to funkcje liczbowe, da się to łatwo pokazać [13] używając tzw. „twierdzenia ludowego“ Greenberga [14]¹⁰: jeśli pola A_{in} i A_{out} są zupełne, to pole A_{out} nie może być wielomianem funkcjonalnym ze względu na A_{in} chyba, że $A_{\text{out}} = A_{\text{in}}$.

Twierdzenia tego dowodzi się korzystając z faktu, że

$$[A_{\text{out}}(x), A_{\text{out}}(y)] = [A_{\text{in}}(x), A_{\text{in}}(y)] = i\Delta(x-y) \quad (25)$$

jest c — funkcją. Wstawiając rozwinięcie

$$A_{\text{out}}(x) = \sum_{n=1}^N \int \dots \int dx_1 \dots dx_n a_n(x-x_1, \dots, x-x_n) : A_{\text{in}}(x_1) \dots A_{\text{in}}(x_n) :$$

zamiast A_{out} w (25), po sprowadzeniu do postaci iloczynów normalnych i symetryzacji lewej strony (25) porównuje ją Greenberg z prawą stroną (25). Prowadzi go to do konkluzji $a_N = 0$ dla $N \geq 2$ (koniec dowodu).

Powracając do poprzedniego, (24) oraz (7) implikują, że $A(x)$ jest wielomianem funkcjonalnym co najwyżej N -tego rzędu w A_{in} . Z (7) otrzymujemy

$$A_{\text{out}}(x) = A_{\text{in}}(x) + \int \Delta(x-y) j(y) dy, \quad (26)$$

¹⁰ Twierdzenia, które wiele osób (ekspertów) zna, bo są one intuicyjnie oczywiste, chociaż pełnych dowodów tych twierdzeń nigdzie w literaturze nie opublikowano, nazywa Greenberg „twierdzeniami ludowymi“.

a zatem $A_{\text{out}}(x)$ jest też wielomianem funkcjonalnym co najwyżej N -tego rzędu w A_{in} , co — według „twierdzenia ludowego“ — pociąga za sobą

$$A_{\text{out}} = A_{\text{in}}$$

albo $S = 1$.

Wynik Bardackiego i Sudarshana, a w szczególności, gdy $A_0 = A_{\text{in}}$ (zobacz (24)) prowadzi do dosyć ciekawych wniosków. Otóż okazuje się, że w reprezentacji Lehmana nie tylko nie może zostać obcięte od góry widmo ciągle mas (tzn. że $\sigma(M^2) = 0$ dla $M^2 > R^2$; R — duża liczba rzeczywista prowadzi do teorii trywialnej)¹¹, ale również nie może być ograniczona liczba cząstek, biorących udział w przejściach (tzn. niedopuszczalne jest $(\psi_0, A(x)\psi_{p,r(n)}) = 0$ dla $n > N$) (N liczba całkowita dodatnia większa od 1, gdzie $\psi_{p,r(n)}$ oznacza stan o liczbie n cząstek o całkowitym pędzie i energii p_μ , opisany liczbami kwantowymi $r(n)$). W języku diagramów oznacza to, że w teorii nie trywialnej muszą występować diagramy o dowolnie wielkiej liczbie linii zewnętrznych. Teorie z obcięciami mogą dawać dobre przybliżenie; pojęte jednak jako ścisłe schematy matematyczne prowadzą albo do sprzeczności, albo do teorii trywialnej. Warto zwrócić uwagę na to, że brak rozprożeń, a co za tym idzie równość pól wchodzących i wychodzących, nie oznacza znikania prądu. Aby się o tym przekonać rozpatrzmy w następnym rozdziale parę przykładów.

5. Uogólnione swobodne pole. Twierdzenie Lichta i Tolla

Rozpatrzmy prąd

$$j(x) = \sum_{n=2}^{\infty} \int \dots \int dx_1 \dots dx_n j_n(x-x_1, \dots, x-x_n) : A_{\text{in}}(x_1) \dots A_{\text{in}}(x_n) :$$

taki, że transformata fourierowska j_n znika na powłoce masy (*mass shell*)

$$\tilde{j}_n(k, k_1, \dots, k_n) \delta\left(k + \sum_{j=1}^n k_j\right) = 0 \quad \text{dla} \quad k^2 = m^2.$$

Wtedy drugi wyraz z prawej strony (7)

$$\int \tilde{\Delta}_{\text{ret}}(k) \tilde{j}_n : \prod_{r=1}^n \delta(k_r^2 - m^2) \tilde{A}_{\text{in}}(k_r) : \delta\left(k + \sum_{j=1}^n k_j\right) dk_1 \dots dk_n$$

nie musi wprawdzie zniknąć z uwagi na rozmycie $\tilde{\Delta}_{\text{ret}}(k)$ w przestrzeni pędów, natomiast drugi wyraz z prawej strony (26)

$$\int \tilde{\Delta}(k) \tilde{j}_n : \prod_{r=1}^n \delta(k_r^2 - m^2) \tilde{A}_{\text{in}}(k_r) : \delta\left(k + \sum_{j=1}^n k_j\right) dk_1 \dots dk_n$$

znika z uwagi na $\tilde{\Delta}(k) \sim \delta(k^2 - m^2)$.

¹¹ Dwie cząstki mogą już mieć masę dowolnie dużą.

Greenberg [15] badał klasę pól zdefiniowanych przez następujące relacje komutacji

$$[A(x), A(y)] = i\Delta(x-y; m^2) + i \int_0^\infty \sigma(\kappa^2) \Delta(x-y; \kappa^2) d(\kappa^2), \quad (27)$$

gdzie $m \neq 0$ jest masą cząstki stabilnej, natomiast $\sigma(\kappa^2) \geq 0$ jest wagą spektralną znaną z reprezentacji Lehmana¹². Wprowadził on dla nich nazwę uogólnione swobodne pole (u.s.p.). Nazwę tę uzasadnia fakt, że pola te nie dają rozproszenia¹³

$$A_{\text{in}}(x) = A_{\text{out}}(x).$$

Dowód: aby to pokazać trzeba zbadać komutatory

$$[A(x), A_{\text{out}}^{\text{in}}(y)],$$

gdzie zgodnie z (9) i (10)

$$A_{\text{out}}^{\text{in}}(y) = \lim_{t \rightarrow \mp\infty} \int_{z=t_0} \left\{ A(z) \frac{\partial \Delta(y-z; m^2)}{\partial z_0} - \frac{\partial A(z)}{\partial z_0} \Delta(y-z; m^2) \right\} d^3z.$$

W tym celu trzeba wykorzystać związek

$$\begin{aligned} \lim_{t \rightarrow \mp\infty} \int_{z_0=t} \left\{ \Delta(x-z; \kappa^2) \frac{\partial \Delta(y-z; m^2)}{\partial z_0} - \frac{\partial \Delta(x-z; \kappa^2)}{\partial z_0} \Delta(y-z; m^2) \right\} d^3z = \\ = \begin{cases} \Delta(x-y; m^2) & \text{dla } \kappa^2 = m^2 \\ 0 & \text{dla } \kappa^2 \neq m^2 \end{cases} \end{aligned}$$

oraz (27); prowadzi to do

$$[A(x), (A_{\text{in}}(y) - A_{\text{out}}(y))] = 0,$$

a więc A_{in} różni się od A_{out} o liczbę, gdyż A jest polem zupełnym. Łatwo pokazać, że stała ta znika (koniec dowodu).

W związku z u.s.p. warto zwrócić uwagę na ciekawe twierdzenie Lichta i Tolla [16], dające kryterium (warunek konieczny i wystarczający) na to, aby pole było u.s.p.

Twierdzenie: jeśli zachodzi reprezentacja Lehmana, $A(x)$ jest lokalne i zupełne oraz

$$[A(x), A(y)] = \Omega(x-y), \quad (28)$$

¹² W przypadku (27) prawa strona jest liczbą, a więc

$$[A(x), A(y)] = (\psi_0, [A(x), A(y)]\psi_0).$$

O ile teoria ta ma się mieścić w ramach aksjomatyki L.S.Z., to prawa strona tej równości musi pokrywać się z reprezentacją Lehmana; stąd też prawa strona (27) ma postać tej reprezentacji.

¹³ Greenberg pokazał też, że zarówno A_{in} , jak i A_{out} są niezupełne.

to pole $A(x)$ jest u. s. p. (czyli $\Omega(x-y)$ jest liczbową funkcją i jest dane wzorem (27)).

Dowód opiera się na tym, że prawa strona (28) jest niezmiennicza względem przesunięć. Mamy zatem

$$[A(z), \Omega(x-y)] = [A(z), [A(x+a), A(y+a)]] . \quad (29)$$

Korzysta się teraz z identyczności Jacobiego i wybiera się przestrzenne i dostatecznie duże tak, aby komutatory $[A(z), A(x+a)]$ oraz $[A(y+a), A(z)]$ znikaly. Wtedy lewa strona (29) znika, a więc $\Omega(x-y)$ jest c -funkcją równą wartości próżniowej komutatora (28)! Tę wartość próżniową otrzymuje się z reprezentacji Lehmana; prowadzi to natychmiast do prawej strony (27). Biorąc pod uwagę (28) otrzymuje się związek przyjęty jako definicja u. s. p. (koniec dowodu).

6. Twierdzenie Reeh'a i Schlieder'a

Duże ograniczenie na wybór modeli nakłada twierdzenie udowodnione przez Reeh'a i Schlieder'a [20].

Jeśli pole A jest zupełne, to stany otrzymane działaniem operatorów A i ich funkcjonalnych wielomianów wziętych z dowolnie małego otwartego obszaru w 4-wymiarowej przestrzeni położeń na próżnię ψ_0 rozpinają przestrzeń H^{14} .

Dowód tego twierdzenia jest trudny i podanie go zabrałoby zbyt wiele czasu. Treść tego twierdzenia jest bardzo ciekawa. Okazuje się bowiem, że o ile obserwacje można lokalizować (i chyba — z punktu widzenia fizyki — tylko wielkości fizyczne lokalizowane w pewnym skończonym obszarze mają sens), to stany fizyczne nie dadzą się zlokalizować. Znajomość pola w dowolnie małym obszarze wystarcza do opisanego wszystkich stanów układu. Ta własność przypominająca własność analitycznych funkcji zmiennej zespolonej pozostaje w związku z tym, że funkcje Wightmana są wartościami granicznymi funkcji analitycznych wielu zmiennych zespolonych.

Wniosek: pole zupełne A nie może znikać w dowolnie małym, otwartym obszarze w przestrzeni 4-wymiarowej.

¹⁴ Dokładniej: jeśli ψ_0 jest wektorem cyklicznym ze względu na pierścień operatorów o suporcie w przestrzeni Minkowskiego, to ψ_0 jest również cykliczne ze względu na pierścień operatorów o dowolnie małym suporcie w przestrzeni 4-wymiarowej. Przez pierścień operatorów (von Neumanna) rozumiemy zbiór operatorów zawierający wraz z danymi operatorami, hermitowsko do nich sprzężone oraz wielomiany funkcjonalne z nich utworzone wraz z silnymi (słabymi) granicami ciągów tych operatorów oraz operator jednostkowy. Wektorem cyklicznym względem jakiegoś zbioru operatorów jest taki wektor, który pod działaniem tego zbioru operatorów generuje zbiór gęsty w przestrzeni H (operatory są nieograniczone, więc nie może generować całej przestrzeni H (zobacz rozdział 2). Np. dla zupełnego zbioru operatorów każdy wektor przestrzeni H jest cykliczny. Dla zbioru operatorów tworzenia $A_{in}^{(+)}(x)$ — takim wektorem jest tylko ψ_0 .

7. Kryteria dla swobodnego pola, wynikające z suportu pola w przestrzeni pędów

Widzieliśmy (rozdział 6, ostatni wniosek), że pole A znika identycznie, jeśli znika w dowolnie małym otwartym obszarze. Jeśli chodzi o A , to znikanie jego w pewnych obszarach pędów nie pociąga za sobą wprawdzie identycznego znikania pola, ale może spowodować, że pole takie będzie u.s.p. Badali tę sprawę Greenberg i dell'Antonio [17] i otrzymali ciekawe wyniki posługując się twierdzeniami podobnymi do przytoczonych w rozdziale 5. Greenberg wykazał następujące twierdzenie: jeśli dla

$$\tilde{A}(p) \equiv \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d\alpha A(x) e^{i\alpha x} \quad (30a)$$

mamy

$$\alpha) \quad \tilde{A}(p) = 0, \quad \left(\frac{\partial}{\partial p^2}\right)^n \tilde{A}(p) = 0 \quad \text{dla} \quad p^2 = -a^2 \quad (30b)$$

$$\beta) \quad A(p) = 0 \quad \text{dla} \quad 0 \leq p^2 < m^2 \quad (30c)$$

$$\tilde{A}(p) = 0 \quad \text{oraz} \quad W\left(\frac{\partial}{\partial p_\mu}\right) \tilde{A}(p) = 0 \quad \text{dla} \quad p = 0$$

$$\gamma) \quad \tilde{A}(p) = 0 \quad \text{dla} \quad p^2 > H^2, \quad (W(z) \text{ — wielomian}), \quad (30d)$$

to pole $A(x)$ jest u.s.p.

Do wód jest prosty, toteż naszkicuję tylko bieg rozumowania. Najtrudniej jest pokazać, że dla α), β), γ) zachodzi

$$(\psi_{p,r} A(x), A(y) \psi_0) = 0 \quad (31)$$

z wyjątkiem $\psi_{p,r} = \psi_0$, gdzie $\psi_{p,r}$ jest stanem własnym P_μ o wartościach własnych p_μ i o innych stopniach swobody scharakteryzowanych przez r . Aby to pokazać Greenberg robi użytek z reprezentacji Josta—Lehmanna—Dysona [18] dla elementu macierzowego komutatora pola oraz pewnych własności dystrybucji badanych przez Gårdinga [19]. Z chwilą, gdy (31) jest udowodnione, wnioskuje się natychmiast, że próżnia jest stanem własnym komutatora

$$\{[A(x), A(y)] - (\psi_0, [A(x), A(y)] \psi_0)\} \psi_0 = 0. \quad (32)$$

Opierając się na wyniku, który podam w następnym paragrafie, Greenberg wnosi, że [32] implikuje

$$[A(x), A(y)] - (\psi_0, [A(x), A(y)] \psi_0) = 0, \quad (27a)$$

a to — jeśli słuszna jest reprezentacja Lehmanna — prowadzi do (27), tzn. do definicji u.s.p. (koniec dowodu).

Ciekawe te wyniki wykazują jasno jak bardzo aksjomaty ograniczają swobodę wyboru modeli; wystarczy, aby transformata fourierowska pola znikala w dowolnie małym otwartym obszarze przestrzennopodobnym przestrzeni pędów, a znikać będzie ona wszędzie poza stożkiem pędowym, co prowadzi z kolei do pola nie dającego rozproszeń.

8. Kryteria dla swobodnego pola, wynikające z własności pędu

Wróćmy do zagadnień poruszonych w rozdziale 6; wynika stąd następujące twierdzenie: każde pole B , mające do siebie sprzężone, należące do tej samej klasy Borchersa co A , znika tam gdzie zachodzi

$$B(f)\psi_0 = 0, \quad (33)$$

gdzie f ma skończony zwarty suport β .

Dowód: wybieramy obszar α położony względem β przestrzennie. Operatory A i ich funkcjonalne wielomiany $R[A]$ wzięte z α komutują z B . Mamy

$$BR[A]\psi_0 = R[A]B\psi_0,$$

a zatem z uwagi na to, że $R[A]\psi_0$ generuje gęsty zbiór, oraz że istnieje sprzężone pole do $B - B = 0$ ¹⁵ (koniec dowodu).

W szczególności z powyższego wynika, że jeśli dla prądu danego wzorem (21) zachodzi

$$j(f)\psi_0 \equiv \int j(x)f(x)dx\psi_0 = 0 \quad j^+(f) = j(f^*) \quad (34)$$

dla każdego dopuszczalnego f , to zachodzi

$$j(x) = 0, \quad (35)$$

a więc pole A jest polem swobodnym. Jeśli w dodatku A dąży dla dużych czasów asymptotycznie do pola swobodnego, to są też spełnione przez A związki (8).

Należy zwrócić uwagę na to, że przy wyprowadzaniu (35) z (34) zasadniczą rolę grał fakt, że j jest lokalne względem A . Ogólnie biorąc, wystarczy aby dla każdego $j(f)$, gdzie f ma skończony suport, istniał taki skończony obszar α w przestrzeni Minkowskiego, aby pole A z obszaru α komutowało z $j(f)$ (zobacz też rozdział 11); wtedy z (34) wynika już (35). Podobnego typu rozumowanie rozszerzone na operator dwupunktowy pozwoliło Greenbergowi na przejście od wzoru (32) do (27a). Podano parę dowodów na to, że (34) implikuje (35) [21, 22]. W pracach Schroera, Josta, Federbusha, Johnsona i Hacoka [21] udowadnia się twierdzenie: z równości

$$(\psi_0, A(x)A(y)\psi_0) = i\Delta^+(x-y) \quad x_0 = y_0 \quad (36a)$$

wynika, że $A(x)$ jest polem swobodnym spełniającym standardowe relacje komutacji.

Dowód: dwupunktowa funkcja Wightmana jest dystrybucją i jest wartością graniczną funkcji analitycznej czterech zmiennych zespolonych w roz-

¹⁵ Dziękuję Profesorowi Uhlmannowi za podzielenie się ze mną swymi spostrzeżeniami, które wykorzystałem na tym miejscu.

szerzonej rurze przyszłości (*extended future tube*). Pozwala to na rozszerzenie równości (36a) na różne czasy ($x_0 \neq y_0$). W myśl (36a) mamy dla każdej „porządnej“ funkcji f

$$\begin{aligned} \iint (\square_x - m^2) f^*(x) (\square_y - m^2) f(y) (\psi_0, A(x) A(y) \psi_0) dx dy = \\ = \iint f^*(x) f(y) (\psi_0, j(x) j(y) \psi_0) dx dy = (j(f) \psi_0, j(f) \psi_0) = 0. \end{aligned} \quad (36b)$$

Z uwagi na dodatnio określoną metrykę w przestrzeni H (36b) implikuje (34), a to z kolei (35). Aby otrzymać związki komutacyjne dla pola swobodnego A rozkładamy je na częstotliwości dodatnie i ujemne $A(x) = A^{(+)}(x) + A^{(-)}(x)$. Stan $A^{(+)}(x) \psi_0$ byłby superpozycją stanów o ujemnej energii, co jest wykluczone warunkiem spektralnym. Zatem

$$A^{(+)}(x) \psi_0 = 0. \quad (36c)$$

Stan $A^{(+)}(x) A^{(-)}(y) \psi_0$ jest superpozycją stanów o przestrzennopodobnym 4-wektorze energii i pędu. Ponieważ próżnia jest jedynym stanem tego rodzaju dopuszczalnym ze względu na warunek spektralny, więc

$$A^{(+)}(x) A^{(-)}(y) \psi_0 = \lambda \psi_0. \quad (36d)$$

Z (36a) i (36c) wynika, że

$$\lambda = i\Delta^+(x-y). \quad (36e)$$

Z (36c—d) otrzymuje się dalej

$$[A(x), A(y)] \psi_0 = i\Delta(x-y) \psi_0 + [A^{(-)}(x), A^{(-)}(y)] \psi_0. \quad (36f)$$

Ostatni wyraz w (36f) znika dla $(x-y)^2 < 0$. Z rozważań o własnościach analitycznych — podobnych jak wyżej — konkluduje się, że znika on identycznie (koniec dowodu).

Widzimy więc, że wystarczy aby tylko jedna dwupunktowa funkcja Wightmana pokrywała się z dwupunktową funkcją Wightmana pola swobodnego, a teoria trywializuje się. Oddziaływanie tkwi imperatywnie w propagatorze.

Można też za punkt wyjścia przy dowodzie wziąć warunek asymptotyczny [22].

Twierdzenie: z równości

$$A(x) \psi_0 = A_{\text{in}}(x) \psi_0$$

wynika

$$A(x) = A_{\text{in}}(x).$$

Dowód jest elementarny i da się przenieść na teorię nierelatywistyczną. Jego wadą jest, że w miejsce (15) postuluje się

$$[A(\vec{x}, t), j(\vec{y}, t)] = 0.$$

9. Słaba zbieżność

W rozdziałach 9, 10 i 11 podam dalsze ciekawe wnioski, płynące z twierdzeń z rozdziałów 6 i 8.

Jeden z nich dotyczy tego, że renormalizacja operatora pola jest nieodzowną cechą każdego lokalnego nieswobodnego pola [22]. Pole takie poza tym musi być słabo (nigdy silnie!) zbieżne do granicy dla t dążącego do $\pm\infty$. Sformułuję to twierdzenie: niech $a_a^+(t)\psi_0$ będzie silnie zbieżne dla $t \rightarrow \infty$ do $a_{\text{in},a}^+\psi_0$ (co do oznaczeń zobacz (9) i (10)), to pole A jest polem swobodnym. Przez słabą zbieżność operatora $a_a^+(t)$ do $a_{\text{in},a}^+(t)$ rozumiemy

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} (\psi, a_a^+(t)\chi) = (\psi, a_{\text{in},a}^+\chi)$$

dla dowolnych dwu wektorów $\psi, \chi \in H$ niezależnych od t . Przez silną zbieżność operatorów $a_a^+(t)$ do $a_{\text{in},a}^+$ rozumiemy zbieżność według normy, tzn.

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} \|a_a^+(t)\chi - a_{\text{in},a}^+\chi\| = 0.$$

Ze zbieżności silnej wynika zbieżność słaba.

Dowód: rozpatrzmy związek otrzymany z reprezentacji Lehmana¹⁶

$$\begin{aligned} (\psi_0, a_a(t+\tau)a_b^+(t)\psi_0) = \\ = i \int \int_{\substack{x_0=t+\tau \\ y_0=t}} d^3x d^3y \left\{ f_a^*(x) f_b(y) \frac{\partial^2 \Delta^{+'}(x-y)}{\partial x_0 \partial y_0} + \frac{\partial f_a^*(x)}{\partial x_0} \frac{\partial f_b(y)}{\partial y_0} \Delta^{+'}(x-y) - \right. \\ \left. - \left(f_a^*(x) \frac{\partial f_b(y)}{\partial y_0} - \frac{\partial f_a^*(x)}{\partial x_0} f_b(y) \right) \frac{\partial \Delta^{+'}(x-y)}{\partial x_0} \right\}, \quad (37) \end{aligned}$$

gdzie

$$\Delta^{+'}(x-y) = \Delta^+(x^+ - y; m^2) + \int_0^\infty \sigma(\kappa^2) \Delta^+(x-y; \kappa^2) d(\kappa^2). \quad (37a)$$

Równanie (37) nie zależy od t . Jeśli — zgodnie z założeniem — zbieżność jest silna, to

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} (\psi_0, a_a(t+\tau)a_b^+(t)\psi_0) = (\psi_0, a_a(t'+\tau)a_b^+(t')\psi_0) = (\psi_0, a_{\text{in},a}a_{\text{in},b}^+\psi_0), \quad (37b)$$

gdzie ostatnie wyrażenie jest równe prawej stronie (37), gdy $\Delta^{+'}(x-y)$ zastąpimy przez $\Delta^+(x-y)$. Porównując to wyrażenie z prawą stroną (37) dojdziemy do wniosku, że $\sigma(\kappa^2) = 0$ ¹⁷. To z kolei implikuje (36a), a co za tym idzie (34) i (35) (koniec dowodu).

¹⁶ Można zarzucić, że wyrażenie (37) jako dystrybucja wzięta dla określonego czasu t nie jest dobrze określona. Łatwo jednak można się przekonać, że posługując się funkcjami próbnymi o 4-wymiarowym suporcie dojdziemy do rezultatów podobnych.

¹⁷ Ścisłe biorąc wniosek ten otrzymać można tylko wtedy, jeśli $\sigma(\kappa^2)$ jest ciągłą funkcją κ^2 .

Stałą normalizacyjną operatora pola definiuje się zwykle

$$Z^{-1} = 1 + \int_0^{\infty} \sigma(\kappa^2) d(\kappa^2). \quad (38)$$

Widać od razu, że $Z = 1$ odpowiada przypadkowi pola lokalnego bez oddziaływania (patrz w związku z tym rozdział 11). Warto podkreślić fakt, że wystarczy silna zbieżność $a_a(t)$, aby teorię strywalizować; $a_a(t)$ może być słabo zbieżne. Nasuwa się przypuszczenie, że istnieją różnice w zachowaniu tych wzajemnie sprzężonych po hermitowsku operatorów. Jest tak istotnie, np. operatory tworzenia nie mają wektorów własnych, operatory annihilacji mają takie (np. próżnie).

10. Twierdzenie Haaga

W konwencjonalnej teorii startuje się zwykle z formalizmu hamiltonowskiego, przy czym hamiltonian H rozkłada się na hamiltonian swobodny H_0 oraz oddziaływania H_1 . Zakłada się zwykle, że wektory własne H i H_0 należą do tej samej przestrzeni H . Van Hove [23] podał jednak model teorii pola, gdzie stany własne H_0 były wszystkie „ortogonalne“ do stanów H , innymi słowy, należały one do różnych przestrzeni Hilberta. Sprawę tę badał następnie Friedrichs [23] (pola „myriotyczne“) wiążąc ją z rezultatami von Neumanna [23] o nierównoważnych reprezentacjach związków komutacyjnych w przypadku rozpatrywania układów fizycznych o nieskończonej liczbie stopni swobody. Haag [24] sformułował twierdzenie, że w teorii pola podstawowy stan własny $\psi_0(t)$ dla operatora $H_0(t)$ nie należy do przestrzeni stanów własnych operatora H (oraz pędów \vec{P}). Pełny i poprawny dowód twierdzenia Haaga dał Greenberg [24].

Podam inny dowód [22] tego ciekawego i ważnego twierdzenia: jeśli stan $\psi_0(t)$ zdefiniowany przez

$$a_a(t)\psi_0(t) = 0 \quad (39)$$

istnieje dla każdego t oraz ma tę własność, że:

- a) jest niezmienny wobec 3-wymiarowych przesunięć przestrzennych,
- b) jest różny od zera

$$(\psi_{p,r}, \psi_0(t)) \neq 0,$$

to A jest polem swobodnym.

Dowód: wektor $\psi_0(t)$ należy do H ; istnieje przynajmniej jeden taki operator $V(t)$, który transformuje ψ_0 w $\psi_0(t)$. Elementy $(\psi_{p,r}, V(t)\psi_0)$ nie znikają wszystkie (założenie (b)). Mamy (założenie (a))

$$\vec{P}\psi_0(t) = 0. \quad (40)$$

Ale wiadomo, że istnieje tylko jeden normalizowany stan własny należący do $\vec{P}' = 0$, i jest nim próżnia ψ_0 ¹⁸. Zatem

$$\psi_0(t) = N(t)\psi_0; \quad N(t) \text{ — liczba } \neq 0. \quad (41)$$

A więc

$$a_\alpha(t)\psi_0 = 0.$$

Z (7) otrzymujemy

$$a_{in,\alpha}\psi_0 = a_\alpha(t)\psi_0 + i \int_{-\infty}^t dy_0 \int d^3y \left\{ \int_{x_0=t} d^3x \left(f_\alpha^*(x) \frac{\partial \Delta(x-y)}{\partial x_0} - \frac{\partial f_\alpha^*(x)}{\partial x_0} \Delta(x-y) \right) \right\} j(y)\psi_0. \quad (42)$$

Z uwagi na (41), własności próżni oraz na to, że wyrażenie $\{...\}$ od t nie zależy, otrzymamy po prostym rachunku

$$j(y)\psi_0 = 0, \quad (43)$$

co, jak wiemy, implikuje $j(y) = 0$.

11. Reprezentacja cząstek „ubranych“; silnie zbieżne pole Haaga

Od kilku lat znana jest w teorii pola koncepcja reprezentacji „ubranych“ cząstek [25]. Polega ona na tym, że dobiera się tak interpolujące pole heisenbergowskie A , aby nie tylko przechodziło ono dla $t \rightarrow \pm \infty$ w pole asymptotyczne swobodne, ale również pozostawiało stale stabilnym stan próżni oraz stan jednocząstkowy (w formalizmie L. S. Z. żądamy jedynie, aby stan próżni i stan jednocząstkowy, wychodzące i wchodzące, były jednakowe (zobacz (13) i (14)). Idea fizyczna jest tutaj jasna: próżnia — jak sama nazwa wskazuje — oraz jedna cząstka nie mają z czym oddziaływać i powinny być wolne od efektów wirtualnych; oddziaływanie powinno (i musi) wystąpić przy pojawieniu się dwu cząstek lub więcej. Innymi słowy

$$a_\alpha(t)\psi_0 = 0 \quad (44a)$$

$$a_\alpha^+(t)\psi_0 = a_{in,\alpha}^+\psi_0. \quad (44b)$$

¹⁸ Prosty i elegancki dowód podał Profesor Uhlmann. Z warunków, aby grupa transformacji Lorentza w 4-wymiarowej przestrzeni była izomorficzna z grupą przekształceń Lorentza w H wynika między innymi związek

$$[M_{10}, P_1] = -iP_0, \quad (I)$$

gdzie M_{10} ; jest generatorem infinitezymalnej transformacji obrotów w płaszczyźnie x_0, x_1 . Mamy

$$(\psi_0(t), [M_{10}, P_1]\psi_0(t) = -i(\psi_0(t), P_0\psi_0(t)). \quad (II)$$

Z uwagi na (40) oraz na hermitowskość \vec{P} , z (II) wynika

$$(\psi_0(t), P_0\psi_0(t)) = 0. \quad (III)$$

Ponieważ widmo P_0 jest nieujemne, więc (III) implikuje

$$P_0\psi_0(t) = 0. \quad (IV)$$

Wiemy, że próżnia jest jedyna, więc $\psi_0(t)$ musi być proporcjonalne do ψ_0 , które w rozdziale 2 zdefiniowaliśmy właśnie przez (40) i (IV).

Z rozważań w rozdziale 10 widać jednak od razu, że lokalne pole A spełniające (44a) nie istnieje (zobacz (41)—(43)). Musimy więc zrezygnować z postulatu lokalności [13]; macierz S nie będzie nadal kausalna.

Haag [1] zaproponował skonstruowanie prawie lokalnego pola $B(x)$, o następujących własnościach

$$e^{iPa}B(x)e^{-iPa} = B(x+a)$$

$$(\psi_0, B(x)\psi_0) = 0$$

$b_a^+(t)\psi_0$ = stan jednej (fizycznej) cząstki, którego pola asymptotyczne wchodzące i wychodzące są granicami w sensie silnej zbieżności dla $t \rightarrow \pm \infty$. Tę konstrukcję z pomocą twierdzenia o *cluster expansion* (zobacz rozdział 1) przeprowadził ściśle Araki i Ruelle [1], posługując się formalizmem wightmanowskim.

Z uwagi na silną zbieżność $\sigma(x^2) = 0$, co prowadzi z kolei do

$$j(x)\psi_0 \equiv K_x B(x)\psi_0 = 0, \quad (34a)$$

aby (34a) pociągało za sobą (35) musimy skorzystać z lokalności pola, a to w przypadku B nie zachodzi. Z (34a) wynika tylko, że $j(x)$ nie jest polem zupełnym, i że ψ_0 nie jest wektorem cyklicznym dla $j(x)$. Pole $j(f)$ nie komutuje z $B(g)$, gdzie f i g mają dowolne zwarte suporty w 4-wymiarowej przestrzeni.

Jak stąd widać, kosztem wprowadzenia pól nielokalnych (rozmytych w całej przestrzeni Minkowskiego) można skonstruować teorię ze stabilnym stanem jednocząstkowym, zaś stany wielocząstkowe otrzymujemy jako granicę według normy dla $t \rightarrow \pm \infty$. W ten sposób otrzymujemy teorię w bardziej naturalny sposób, odzwierciedlającą fizyczne koncepcje o rozciągniętych cząstkach, bogatszą w treść fizyczną. Z drugiej jednak strony — z punktu widzenia matematyka — problem staje się jeszcze bardziej złożony. Nie możemy np. wykorzystać tak bogatych wniosków płynących z silnej lub też słabej lokalności pól do analitycznych przedłużeń funkcji Wightmana.

Literatura

- [1] R. Haag, Phys. Rev., **112**, 669 (1958),
H. Araki, Ann. Phys., **11**, 260 (1960),
D. Ruelle, Helv. Phys. Acta, **35**, 1, 7 (1962),
H. Araki, K. Hepp, D. Ruelle, Helv. Phys. Acta, **35**, 164 (1962).
- [2] A. S. Wightman, *Problèmes mathématiques de la théorie quantique des champs*, Colloque International, Lille 1957.
- [3] H. Lehmann, K. Symanzik, W. Zimmermann, Nuovo Cimento, **1**, 205 (1956),
Nuovo Cimento, **6**, 319 (1957),
V. Glaser, H. Lehmann, W. Zimmermann, Nuovo Cimento, **6**, 1122 (1957).
- [4] A. S. Wightman, Phys. Rev., **101**, 860 (1956) (zobacz [2]).
- [5] R. Haag, B. Schroer, J. Math. Phys., **3**, 248 (1962).
- [6] H. J. Borchers, Nuovo Cimento, **24**, 214 (1962).
H. Reeh, S. Schlieder, Nuovo Cimento, **26**, 32 (1962).

- [7] R. Jost, *Helv. Phys. Acta*, **30**, 409 (1957).
- [8] H. Borchers, *Nuovo Cimento*, **15**, 784 (1960).
- [9] W. Zimmermann, *Order of Integration in Reduction Formulae* (nie publikowane).
- [10] R. Haag, *Problèmes mathématiques de la théorie quantique des champs*, Colloque International, Lille 1957 (zobacz też [5]).
- [11] H. Araki, R. Haag, B. Schroer, *Nuovo Cimento*, **19** (X), 90 (1961).
- [12] K. Bardakci, E. C. G. Sudarshan, *Nuovo Cimento*, **21** (X), 722 (1961).
- [13] J. Łopuszański, *Nuclear Phys.*, **39**, 169 (1962).
- [14] O. W. Greenberg, *J. Math. Phys.*, **3**, 31 (1962).
- [15] O. W. Greenberg, *Ann. Phys.*, **16**, 158 (1961).
- [16] A. M. Licht, J. Toll, *Nuovo Cimento*, **21**, 346 (1961).
- [17] O. W. Greenberg, preprint, University of Maryland,
G. F. dell'Antonio, *J. Math. Phys.*, **2**, 159 (1961).
- [18] R. Host, H. Lehmann, *Nuovo Cimento*, **5**, 1598 (1957),
F. J. Dyson, *Phys. Rev.*, **110**, 1460 (1958).
- [19] Wyniki Gardinga są dyskutowane przez A. S. Wightmana w *Dispersion relations and elementary particles*, Paris 1960, pp. 291—308.
- [20] H. Reeh, S. Schlieder, *Nuovo Cimento*, **22**, 1051 (1961).
- [21] B. Schroer, teza doktorska, 1958,
R. Jost, *Proc. Kiev Conference*, 1959; *Lectures on field theory and the Many Body problem*, New York 1961, pp. 143—4,
P. G. Federbush, K. A. Johnson, *Phys. Rev.*, **120**, 1926 (1960),
V. P. Hacak, *Ukrainskij Mat. Żurnal*, **13**, 22 (1961).
- [22] J. Łopuszański, *J. Math. Phys.*, **2**, 743 (1961).
- [23] L. Van Hove, *Physica*, **18**, 145 (1952),
K. O. Friedrichs, *Mathematical aspects of the quantum theory of fields*, New York 1953,
J. von Neumann, *Math. Ann.*, **104**, 570 (1951),
R. Haag, *Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-fys. Medd.*, **29**, 000 (1955).
- [24] R. Haag, zobacz [23],
O. W. Greenberg, *Phys. Rev.*, **115**, 706 (1959).
- [25] L. Van Hove, *Physica*, **21**, 901 (1955); **22**, 343 (1956),
R. Haag, zobacz [23].

Collected Scientific Papers by Wolfgang Pauli Interscience Publishers, a division of John Wiley & Sons, Inc. New York — London — Sydney 1964

Niedawno temu wyszły z druku *Dzieła Zebrane* Wolfganga Pauliego, jednego z największych fizyków teoretycznych XX wieku, laureata nagrody Nobla 1945 (ur. 25 kwietnia 1900, zm. 15 grudnia 1958). Pierwszy tom obejmujący XVIII + 1133 stron nosi podtytuł *Książki i przyczynki do książek*, drugi tom (XIII + 1408 stron) zawiera *Artykuły w czasopiśmie naukowych, referaty na zjazdach i przyczynki do dyskusji*. Języki, w których prace ukazały się, zostały zachowane, tak że przeważa język niemiecki, sporo prac jest po angielsku i kilka po francusku.

Nie można się dziwić wydawcom tych *Dzieł*, profesorom R. Kronigowi i V. F. Weisskopfowi, iż — odmiennie niż się to zazwyczaj czyni — włączyli oni do *Dzieł zebranych* artykuły do *Encyklopedii Nauk Matematycznych*, do *Handbuch der Physik*, do różnych podręczników, książek pamiętkowych itp. Bardzo często artykuły w *Handbuchach* są mniej lub więcej udanymi kompilacjami ze współczesnej literatury, ale artykuły Pauliego są czymś więcej, są analizą krytyczną współczesnego stanu danej gałęzi wiedzy, pełne oryginalnych uwag, a nieraz i wskazówek na przyszłość. Już jako dwudziestoletni młodzieniec napisał Pauli swój słynny (247-stronicowy) artykuł o teorii względności do wielkiej *Encyclopädie der mathematischen Wissenschaften* (tom V, Fizyka, pod redakcją Sommerfelda), o którym Einstein napisał w roku 1922 (zob. tekst niemiecki na pierwszej stronie pięknej przedmowy Kroniga i Weisskopfa lub tłumaczenie angielskie na stronie X pierwszego tomu recenzowanego dzieła): „Ktokolwiek studiuje to dojrzałe, zakrojone na wielką skalę dzieło, temu trudno uwierzyć, że autorem jego jest dwudziestojednoletni młodzieniec. Nie wiadomo, co najbardziej podziwiać, czy psychologiczne zrozumienie rozwoju idei, czy niezawodność matematycznej dedukcji, czy głębokie spojrzenie fizyczne, czy zdolność do przejrzystego, systematycznego ujęcia, czy znajomość literatury, czy wreszcie rzeczowe objęcie całości i niezawodność krytyki“. Artykuł, o którym mowa został wyjątkowo wydany również w postaci osobnej książki. W przedmowie do niej pisze Sommerfeld: „... uważałem, że powinienem być doradcą wydawcom sporządzenie osobnego wydania świetnego artykułu zredagowanego dla *Encyklopedii Nauk Matematycznych* przez pana W. Pauliego, jr. Chociaż pan Pauli był wówczas dopiero studentem, był on już nie tylko świetnie obznajomiony z najsubtelniejszymi biegami myśli teorii względności przez swe własne badania, ale również i całkowicie obeznany z literaturą przedmiotu“. Niemal pół wieku potem, w roku 1958, ukazała się tłumaczenie angielskie artykułu Pauliego, bez zmian, tylko z 25 stronicami (bardzo ciekawych) *Dodatkowych uwag autora* (przedrukowanych oczywiście w *Dzielach Zebranych*). Po dziś dzień artykuł ten bywa często zalecany jako jeden z najlepszych podręczników dla głębszego zaznajomienia się z teorią względności.

Zdaniem referenta to samo można powiedzieć: o mechanice kwantowej i artykule Pauliego pt. *Die allgemeinen Prinzipien der Wellenmechanik* w 24 tomie *Handbuch der Physik* Geigera i Scheela z roku 1933. Po 25 latach, z niewielkimi tylko zmianami, polegającymi niemal jedynie na zastąpieniu 30 ostatnich stron nowymi artykułami J. Schwingera i G. Källena, artykuł ten został włączony do nowego, międzynarodowego *Handbuchu* pod redakcją Flüggego.

Pierwszy tom zawiera ogółem 12 pozycji, natomiast drugi obejmuje 96 prac naukowych Pauliego, które wszystkie odnoszą się do fizyki i historii fizyki oprócz dwóch: *Naturwissenschaftliche und erkenntnistheoretische Aspekte der Ideen vom Unbewussten*, z roku 1954 (stron 19), oraz *Die Wissenschaft und das abendländische Denken* z roku 1956 (stron 19.). Oprócz tego w pierwszym tomie znajduje się długa rozprawa, bardzo interesująca, jak wszystko co wyszło z pod

pióra Pauliego, wykraczająca również poza dziedzinę fizyki i jej historii pt. *Der Einfluss archetypischer Vorstellungen auf die Bildung naturwissenschaftlicher Theorien bei Kepler* z roku 1952 (stron 92).

Ostatnich 20 stron drugiego tomu zawiera dwadzieścia recenzji pisanych przez Pauliego o różnych podręcznikach i monografiach, o których Kronig i Weisskopf piszą w przedmowie, że „podejście i styl tych recenzji są tak typowe dla autora, że z nich wyraźniej niż z surowego tekstu jego publikacji naukowych przebija jego osobowość“.

Odmienne niż to się dzieje z większością prac naukowych i monografii z fizyki, ogłaszanych w ostatnich czasach, które stają się przestarzałe niemal w chwili ich ukazywania się w druku można się z tym liczyć, że dzieła Pauliego przez długie jeszcze lata zachowają wiele ze swej świeżości i nieprzemijającej wartości. *Dzieł Zebranych* Pauliego nie może oczywiście braknąć w żadnej bibliotece fizycznej, ale ponadto można życzyć jak największej liczbie fizyków teoretycznych posiadania własnych ich egzemplarzy, aby mogli jak najczęściej do nich zaglądać, zachwycać się ich formą i głębią ich treści oraz czerpać z nich natchnienie do dalszych prac i odkryć.

Jan Weyssenhoff

I. Malecki, Teoria fal i układów akustycznych Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1964, str. 675

Książka recenzowana jest pierwszą tego rodzaju monografią w języku polskim, opracowaną na tak wysokim poziomie, że można ją traktować również jako cenną pozycję w skali światowej.

Autor osiąga całkowicie cel, jaki sobie postawił, tj. powiązanie usystematyzowanych podstaw teorii akustyki z odpowiednio sformułowanymi zagadnieniami techniki, wypełnienie w literaturze luki powstałej w wyniku dotychczasowego niedopasowania wzajemnego istniejących i osiągalnych podręczników akustyki technicznej, dających jedynie uproszczony opis zjawisk, oraz zbyt abstrakcyjnie ujętych podręczników akustyki teoretycznej.

Ważne i interesujące jest na wstępie sformułowanie autora stwierdzające, że akustyka, której początki datują się od zarania dziejów, jest nauką ciągle żywą i rozwijającą się, oraz że w dwudziestym wieku zyskała już ona pewien stopień dojrzałości i stała się dyscypliną o charakterze granicznym w stosunku do wielu innych różnorodnych dyscyplin naukowych. Należy przy tym podkreślić, że akustykę trzeba już na obecnym etapie traktować jako pewną samodzielną dyscyplinę naukową, wychodzącą poza ramy tradycyjnie pojętego działu fizyki, jakkolwiek pogląd ten nie został jeszcze w pełni zaakceptowany wśród szerokiego kręgu uczonych.

Koncepcja układu, realizowana w całej monografii konsekwentnie i z dużym powodzeniem dla jasności przedstawienia, jest zarysowana w uwagach autora dotyczących metod akustyki technicznej. Wydaje się ona jak najbardziej słuszną i przekonującą, gdyż opiera się na wypracowaniu jednolitego toku rozumowania dla całego zakresu problematyki, którą można ostatecznie sprowadzić do ustalenia w układzie przestrzenno-czasowym rozkładu pola akustycznego, charakteryzowanego przez takie wielkości, jak potencjał akustyczny, prędkość cząstki lub ciśnienie akustyczne. Autor ustala pewien schemat postępowania, w którym wyodrębnia kolejno punkty obejmujące: zestawienie równań ruchu dla ośrodka bez strat energii, z kolei badanie wpływu strat energii w ośrodku, w szczególności w wypadku fali o amplitudzie skończonej z uwzględnieniem także wyrazów małych wyższego rzędu, ustalenie warunków brzegowych przy określonym rodzaju fali, rozwiązanie równania różniczkowego ruchu dla stanu ustalonego (przy najdogodniejszym wyborze układu współrzędnych), określenie, w oparciu o jego rozwiązanie, impedancji charakteryzującej ośrodek i ostatecznie — badanie własności układu w stanie nieustalonym.

Jednolitość analitycznego sformułowania zagadnień i metod ich rozwiązywania daje bardzo istotną i cenną podstawę do traktowania tego ogromnego, zawartego w monografii materiału w sposób usystematyzowany i nastawiony na dostarczenie konkretnej metody posługiwania się teorią przy rozwiązywaniu zagadnień praktycznych, zilustrowanej w dołączonych do każdego rozdziału opracowanych *Zagadnieniach*.

Dobrze byłoby jeszcze uzupełnić spis literatury pomocniczej niektórymi dalszymi pozycjami polskiego ośrodka akustycznego.

Monografia pt. *Teoria fal i układów akustycznych* jest poważną i o dużej wartości pozycją w specjalistycznej literaturze akustycznej, napisaną, co może brzmieć pozornie paradoksalnie, jak na scharakteryzowanie tak wielkiego tomu, w sposób zwarty i syntetyczny, przejrzysty zarówno pod względem analitycznym, jak i pojęciowym.

Wytwność formy ujęcia powoduje, że mimo pewnego wysiłku umysłowego przy śledzeniu wszystkich pośrednich ogniw rachunkowych, czyta się ją naprawdę z przyjemnością, a piękna szata graficzna stwarza dodatkowo pozytywne wrażenie.

Halina Ryffert

Dwudziestolecie śmierci Ludwika Wertensteina

W dniu 28 maja 1965 r. odbyło się w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego uroczyste posiedzenie naukowe poświęcone pamięci Ludwika Wertensteina. Uroczystość zorganizowana została przez Zarząd Główny i Oddział Warszawski Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Zebraniu przewodniczył prof. Wojciech Rubinowicz, prezes Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Jako pierwszy przemawiał Pełnomocnik Rządu do Spraw Wykorzystania Energii Jądrowej — min. W. Billig, który omówił działalność prof. Wertensteina i jego zasługi jako pioniera fizyki jądrowej w Polsce. Następnie dwaj uczniowie L. Wertensteina — prof. Józef Rotblat (profesor Kolegium Medycznego Uniwersytetu Londyńskiego w Szpitalu Św. Bartłomieja) oraz prof. Marian Danysz (profesor Uniwersytetu Warszawskiego, członek korespondent PAN) podzielili się wspomnieniami z czasów, kiedy pod kierunkiem L. Wertensteina prowadzili badania w Pracowni Radiologicznej Towarzystwa Naukowego Warszawskiego. Na tle tych wspomnień naszkicowali oni sylwetkę L. Wertensteina podkreślając jego głęboką wiedzę teoretyczną, talent eksperymentatorski, intuicję naukową, a również humor, dowcip, rozległość zainteresowań i niezwykle szlachetny i przyjazny stosunek do współpracowników.

Feynman członkiem zagranicznym Royal Society

Londyńskie Towarzystwo Królewskie dokonało wyboru nowych członków zagranicznych. Między innymi wybrany został R. P. Feynman, wybitny amerykański fizyk teoretyk, profesor California Institute of Technology, znany przede wszystkim ze swych prac w dziedzinie kwantowej teorii pola i teorii ciekłego helu.

Seitz znowu prezydentem

Amerykańska Narodowa Akademia Nauk wybrała powtórnie na swego prezydenta Fredericka Seitz, wybitnego specjalistę w dziedzinie fizyki ciała stałego. Według nowego statutu Akademii Seitz będzie piastował urząd prezydencki przez 6 lat.

Nowi członkowie amerykańskiej Narodowej Akademii Nauk

Amerykańska Narodowa Akademia Nauk dokonała wyboru nowych członków. Między innymi wybrani zostali: R. F. Christy (California Institute of Technology), L. M. Lederman (Columbia University), B. T. Matthias (University of California, San Diego), A. Tarski (University of California, Berkeley), Chen Ning Yang (Institute for Advanced Study, Princeton).

Na członka zagranicznego Narodowa Akademia Nauk wybrała Sin-Itiro Tomonaga, znakomitego japońskiego fizyka teoretyka, znanego przede wszystkim z prac w dziedzinie sił jądrowych, kwantowej teorii pola, promieniowania kosmicznego i problemu wielu ciał.

Medal Kurczatowa

Prezydium Akademii Nauk ZSRR przyznało Złoty Medal Kurczatowa za rok 1965 J. D. Prokoszkinowi, a premię związaną z Medalem, w wysokości 2000 rubli — zespołowi: J. D. Prokoszkin, A. F. Dunajcew, W. I. Pietruchin i W. I. Rykalin (wszyscy ze Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych) za cykl prac nad rozpadem β mezonu π ($\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$). Badania te wykazały słuszność prawa zachowania prądu wektorowego w oddziaływaniach słabych, w przejściach bez zmiany parzystości.

Hahn członkiem honorowym Towarzystwa Gaussa

Towarzystwo Gaussa w Getyndze wybrało na swego członka honorowego znakomitego fizyka niemieckiego, laureata Nagrody Nobla, Otto Hahna.

Stulecie urodzin Paschena

W bieżącym roku minęła setna rocznica urodzin znakomitego niemieckiego spektroskopisty — Paschena.

Louis Carl Heinrich Friedrich Paschen urodził się 22 stycznia 1865 r. w miejscowości Schwerin koło Hamburga. Studiował w Strassburgu, gdzie doktoryzował się w r. 1888. W latach 1924—1933 był dyrektorem Physikalisch-Technische Reichsanstalt w Berlinie. W r. 1933 władze hitlerowskie usunęły go z tego stanowiska.

S. Tolansky tak pisze o Paschenie (*Proc. Phys. Soc.* 59, 1040, 1947): „Był on chyba największym spektroskopistą eksperymentatorem swoich czasów, a zarówno różnorodność jak i waga jego odkryć są imponujące“.

Nazwisko Paschena utrwaliło się w fizyce przez „serię Paschena“ w widmie wodoru (odkrytą w 1908 r.), „zjawisko Paschena-Backa“ w magnetoptyce (1912 r.), „prawo Paschena“ dotyczące przebiegu w zależności od ciśnienia gazu i odległości elektrod (1889). Jego badania z zakresu spektroskopii podczerwonej, struktury nadsubtelnej i analizy widm złożonych były pracami pionierskimi.

Zainteresowania Paschena w dziedzinie spektroskopii były bardzo szerokie i obejmowały zarówno eksperyment jak i teorię. Jego klasyfikacje serii widmowych stały się wzorem na długi okres czasu. Mimo dużych obciążeń administracyjnych, związanych ze stanowiskiem dyrektora Physikalisch-Technische Reichsanstalt, publikował bardzo dużo na różne tematy jak zjawisko Zeemana, serie widmowe, spin jądrowy, pobudzenie termiczne itp. Znajdował również czas na codzienne dyskusje ze swoimi uczniami. Po usunięciu go ze stanowiska dyrektora i odebraniu możliwości badań eksperymentalnych ogłaszał nadal prace, wykorzystując materiał doświadczalny zebrany w poprzednich latach.

Paschen zmarł w Poczdamie 26 lutego 1947 r.

Setna rocznica urodzin Rubensa

W bieżącym roku przypada również stulecie urodzin drugiego wybitnego optyka niemieckiego — Rubensa.

Heinrich Rubens urodził się 30 marca 1865 r. w Wiesbaden. Studiował w Strassburgu i Berlinie, doktoryzował się w 1888 r. w Berlinie u Kundta, na podstawie pracy o współczynnikach odbicia metali. W r. 1906 został powołany na katedrę fizyki doświadczalnej w Uniwersytecie Berlińskim.

Głównym przedmiotem prac Rubensa było promieniowanie podczerwone.

Już w swojej dysertacji doktorskiej Rubens potwierdził doświadczalnie przewidywania Maxwella, że dla fal dłuższych niż 10 μ współczynnik odbicia zależy jedynie od przewodnictwa elektrycznego. W r. 1897 wspólnie z E. F. Nicholsem stworzył metodę tzw. promieni resztkowych, pozwalającą wydzielać wąskie zakresy częstości widmowych w podczerwieni. Wspólnie z Kurlbaumem wykonał w r. 1921 pomiary rozkładu nateżenia w długofalowym obszarze widma, które potwierdziły słuszność wzoru Plancka.

Uniwersytet w Cambridge nadał mu w r. 1912 doktorat honoris causa, a londyńskie Towarzystwo Królewskie odznaczyło go Medalem Rumforda.

Rubens zmarł 17 lipca 1922 r.

Dyfuzja w półprzewodnikach

W dniach od 1 do 4 grudnia 1964 r. odbywała się w Instytucie Półprzewodników w Leningradzie wszechzwiązkowa konferencja na temat dyfuzji domieszek w półprzewodnikach. W konferencji tej wzięło udział 250 osób, wygłoszonych zostało około 60 referatów.

Rozwijające się ostatnio badania procesów dyfuzji domieszek w półprzewodnikach dostarczają cennych informacji o mechanizmie migracji cząstek w sieci krystalicznej, o roli defektów, o wielkości ładunku dyfundujących cząstek, o ich oddziaływaniu z elektrodami i dziurami.

W referacie ogólnym B. I. Boltaks rozpatrzył szereg zjawisk związanych z dyfuzją domieszek, w szczególności oddziaływania elektryczne między dyfundującymi jonami i naładowanymi lukami sieci oraz wpływ pól elektrycznych na migrację domieszek.

Duża grupa referatów szczegółowych dotyczyła badania dyfuzji w związkach półprzewodnikowych typu $A^{III}-B^V$. B. I. Sokołow omówił niektóre zagadnienia dyfuzji domieszek pierwiastków grup I—IV układu periodycznego w arsenku galu i antymonku indu. Przedstawiono wyniki badań doświadczalnych nad dyfuzją Zn, Cd, Ge i Mn w arsenku galu oraz Zn, Te, Cd, Hg i Co w antymonku indu.

Inna grupa referatów dotyczyła zastosowania dyfuzji do wytwarzania i badania defektów w ciałach stałych.

J. E. Geguzin przedstawił problemy dyfuzji powierzchniowej, między innymi wpływ realnej struktury powierzchni na kinetykę dyfuzji powierzchniowej.

Phys. Rev. tyje

Objętość *Physical Review* w roku 1965 będzie mniej więcej dwa razy większa niż w roku 1960, co odpowiada średniemu przyrostowi około 20% rocznie.

Szkoła letnia w Varenie

Włoskie Towarzystwo Fizyczne ustaliło program trzech kursów tegorocznej Szkoły Letniej Enrico Fermiego w Varenie.

Pierwszy kurs od 28 czerwca do 10 lipca poświęcony jest optycznym właściwościom ciał stałych (teoria ogólna, przejścia międzypasmowe, ekscytony, plazmony, zjawisko Ramana, efekty nieliniowe).

Drugi kurs od 12 lipca do 24 lipca poświęcony jest wynikom obserwacji radiogalaktyk, źródeł quasi-gwiazdnych, supernowym i promieniowaniu kosmicznemu w aspekcie teorii kosmologicznych.

Przedmiotem trzeciego kursu (od 26 lipca do 14 sierpnia) jest problem wielu ciał w fizyce jądrowej (aproksymacje Hartree—Focka, Hartree—Focka—Bogolubova—Va-

latina, teorie mikroskopowe stanów kolektywnych, model cząstek alfa).

Wykłady odbywają się w języku angielskim lub francuskim. W każdym kursie bierze udział około 40 słuchaczy.

Dziura w głąb ziemi

Tak zwany Projekt Mohole, którego zadaniem jest zdobycie i przebadanie próbek skorupy ziemskiej i ewentualnie płaszczu, przewiduje wiercenie otworu poprzez skorupę Ziemi.

Amerykańska Narodowa Fundacja Naukowa i Narodowa Akademia Nauk podały niedawno do wiadomości, że otwór taki będzie przypuszczalnie wiercony na Pacyfiku na północo-wschód od Maui na Hawajach. Prace nad wyborem właściwego miejsca trwają już od kilku lat. Najważniejszym czynnikiem jest tu grubość skorupy, ponieważ trudności wiercenia szybko rosną wraz z głębokością. Przypuszcza się, że nie będzie można wiercić głębiej niż do 10 kilometrów. W wybranym miejscu głębokość Pacyfiku wynosi 4200 metrów, a odległość od poziomu morza do płaszczu zawiera się przypuszczalnie w granicach 8400—9100 metrów. Jeszcze w bieżącym roku rozpoczną się prace przy budowie pływającej platformy dla maszyn wiertniczych, a same wiercenia mają się rozpocząć w roku 1966. Ponadto program przewiduje rozpoczęcie w roku 1967 eksperymentalnych wierceń jeszcze w 6 innych miejscach na Pacyfiku.

Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics

Centre National de la Recherche Scientifique opublikowało dwutomowe sprawozdanie z konferencji fizyki jądrowej, jaka odbyła się w Paryżu w lipcu 1964 r. — *Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics*.

Tom I zawiera 13 referatów wygłoszonych na zebraniach plenarnych (D. Amati, R. Wilson, R. Nataf, H. A. Bethe, G. E. Brown, M. Baranger, A. K. Kerman, C. Bloch, H. Feshbach, P. E. Hodgson, I. S. Szapiro, G. Bishop, G. N. Fleurov), 3 referaty wygłoszone na ostatnim

zebraniu (L. Rosenfeld, A. Bohr i L. Van Hove), oraz podsumowanie konferencji opracowane przez R. E. Peierlsa. Ponadto w tomie I umieszczono przemówienia wygłoszone na Sorbonnie w związku z 30 rocznicą odkrycia sztucznej promieniotwórczości (J. Roche, E. Amaldi, F. Perrin, D. W. Skobielewn i H. C. Urey).

Tom II zawiera 434 referaty z prac własnych przedstawione na zebraniach sekcyjnych konferencji.

Dictionary of Scientific Biography

Amerykańska Narodowa Fundacja Naukowa przyznała dotację ponad ćwierć miliona dolarów Amerykańskiej Radzie Towarzystw Naukowych na opracowanie dzieła z zakresu historii nauki — *Dictionary of Scientific Biography*. Słownik ukaże się w 4 lub 5 tomach obejmujących około 600 artykułów omawiających osiągnięcia i dane biograficzne naukowców wszystkich czasów i wszystkich narodowości.

Redaktorem Naczelnym wydawnictwa został Charles C. Gillispie, profesor historii nauki w Princeton University, współredaktorami są: C. B. Boyen, profesor matematyki w Brooklyn College, M. Clagett, profesor historii w Institute for Advanced Study w Princeton, T. S. Kuhn, profesor historii nauki w Princeton University, L. G. Wilson, profesor historii medycyny w Yale University i H. Wolf, profesor historii nauki w John Hopkins University.

Wydawcą Słownika będzie firma Charles Scribner's Sons w Nowym Jorku.

Journal of Quantum Electronics

Amerykańskie Towarzystwo Inżynierów Elektryków i Elektroników (Institute of Electrical and Electronic Engineers) przystąpiło do wydawania miesięcznika *Journal of Quantum Electronics* poświęconego fizyce urządzeń z dziedziny elektroniki kwantowej takich jak masery, lasery, oraz technikom pokrewnym jak modulacja, detekcja.

Redaktorami tego czasopisma są Glen Wade (Cornell University) i R. H. Kingston (MIT). W skład Rady Redakcyjnej wchodzi: W. R. Bennett Jr. (Yale Uni-

versity), N. Bloembergen (Harvard University), Benjamin Lax (MIT) i A. L. Schawlow (Stanford University).

V. F. Hess (1883—1964)

Dnia 17 grudnia 1964 r. zmarł V. F. Hess, znakomity fizyk austriacki.

Victor Franz Hess urodził się 24 czerwca 1883 r. w Waldstein w Austrii. Kształcił się na uniwersytetach w Grazu i w Wiedniu. Stopień doktora uzyskał w 1906 r. na uniwersytecie w Grazu. W roku 1908 objął wykłady fizyki w Wiedeńskiej Akademii Weterynaryjnej, a w roku 1910 został asystentem w Wiedeńskim Instytucie Radowym. W roku 1920 został powołany na Katedrę Fizyki Doświadczalnej w uniwersytecie w Grazu, zaś w roku 1931 przeniósł się na uniwersytet w Innsbrucku, gdzie ponadto został dyrektorem Instytutu Radowego. W roku 1936 wyjechał na stałe do Stanów Zjednoczonych, gdzie objął Katedrę Fizyki w Fordham University, na której pozostał aż do emerytury, to jest do roku 1956.

W historii fizyki nazwisko Hessa wiąże się z zapoczątkowaniem badań nad promieniowaniem kosmicznym, którego Hess był właściwie odkrywcą. Odkrycia tego dokonał badając jonizację wyższych warstw atmosfery. W toku tych prac odbył szereg lotów balonowych. W pierwszym okresie promieniowanie kosmiczne nazywane było promieniowaniem Hessa. Za badania z tej dziedziny otrzymał w roku 1936 (wspólnie z C. D. Andersonem) Nagrodę Nobla z fizyki.

Hess był członkiem Austriackiej Akademii Nauk oraz Pontyfikalnej Akademii Nauk w Rzymie.

R. Seeliger (1886—1965)

Dnia 20 stycznia 1965 r. zmarł w Greifswaldzie (NRD) Rudolf Seeliger, znany fizyk niemiecki, specjalista w dziedzinie wykładów w gazach.

Rudolf Seeliger urodził się 12 listopada 1886 r. w Monachium. Studiował na uniwersytetach w Tübingen, Heidelbergu i Monachium, gdzie doktoryzował się u Sommer-

felda w roku 1910. Następnie przez dwa lata pracował u Wiena w Würzburgu, a w latach 1912—1918 badał zjawiska wyładowań w gazach w Physikalisch-Technische Reichsanstalt w Berlinie. W roku 1918 został powołany na Katedrę Fizyki Teoretycznej w Greifswaldzie. Aczkolwiek teoretyk z wykształcenia, Seeliger rozumiał konieczność powiązania teorii z eksperymentem. Mimo oporów ze strony Rady Wydziału i Senatu założył w swojej katedrze laboratorium doświadczalne. Zajmował się badaniami widma emisyjnego stref ujemnych wyładowań w gazie, przejściem od wyładowań ciemnych do wyładowań świecących, wyładowaniami łukowymi.

W latach 1924—1933 był redaktorem *Physikalische Zeitschrift*.

Seeliger był odznaczony niemieckim Orderem Zasługi, a Niemieckie Towarzystwo Fizyczne wybrało go na swego członka honorowego.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ODDZIAŁ POZNAŃSKI

Nowi członkowie oddziału Poznańskiego PTF

1. mgr L. Bobrowicz, Poznań, ul. Słoneczna 16a, m. 2
2. mgr S. Dzierżak, Poznań-Junikowo, ul. Dziewińska 29
3. dr R. Gontarz, Poznań, ul. Armii Czerwonej 75 m. 10
4. mgr F. Jaroszyk, Poznań, ul. Murawa 36
5. mgr M. Kucharski, Poznań, ul. Murawa 36
6. mgr A. Mikusińska, Poznań, ul. Długosza 8 m. 14
7. mgr S. Wapłak, Poznań, ul. Jaszuskiego 1
8. mgr D. Zaczek, Poznań, ul. Prusa 2 m. 8
9. mgr J. Zioło, Poznań, ul. Dożynkowa 9B

P O L S K I E T O W A R Z Y S T W O F I Z Y C Z N E

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Sekretarz

Doc. dr WIESŁAW WARDZYŃSKI

Skarbnik

Dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członek Zarządu

Doc. dr HALINA CHĘCIŃSKA

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Dr O. GZOWSKI
Gliwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI
Kraków — Prof. dr BRONISŁAW ŚREDNIAWA
Lublin — Prof. dr ARMIN TESKE
Łódź — Doc. dr MARIAN KRYSZEWSKI
Poznań — Doc. dr ZDZISŁAW PAJĄK
Szczecin — Mgr WIKTOR NOWAK
Toruń — Dr MIECZYSLAW FRĄCKOWIAK
Warszawa — Doc. dr JULIAN AULEYTNER
Wrocław — Doc. dr ZYGMUNT BODNAR

TREŚĆ

C. F. Powell — Rola czystej nauki w cywilizacji europejskiej	379
C. H. Holbrow i W. C. Davison — Wstęp do relacji dyspersyjnych.	389
M. Subotowicz — Pomiar elementów macierzowych w przejściach pojedynczo wzbronionych	413
R. Mierzecki — Stymulowane rozproszenie ramanowskie.	429
J. Kryłow — Dyslokacja i deformacja plastyczna germanu I	457
J. Łopuszański — Niektóre aktualne zagadnienia z kwantowej teorii pola	483

RECENZJE

W. Pauli — Collected Scientific papers (J. <i>Weysenhoff</i>)	505
I. Malecki — Teoria fal i układów akustycznych (H. <i>Ryffert</i>)	506

KRONIKA

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały i Delegatury „Ruch“.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-777, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty:

półrocznie zł 45.—, rocznie zł. 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wronia 23, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777.

Bieżące numery można nabywać 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.